

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	5
Глава 1. ФЕРРИМАГНЕТИКИ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕХОД МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК–БЕСПОРЯДОК (ТОЧКА T_B)	9
§ 1. Три типа ферримагнетиков	9
§ 2. Эффекты парапроцесса в области точки T_B	12
§ 3. Влияние однонаправленной обменной анизотропии в области T_B на температурные зависимости коэрцитивной силы и начальной магнитной восприимчивости.	17
§ 4. Переход T_B в магнетите. О природе низкотемпературного превращения в магнетите	19
Глава 2. О ПРОЯВЛЕНИИ ПИРОМАГНИТНОГО И ПЬЕЗОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТОВ В ФЕРРИТАХ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ	24
§ 1. Термодинамическая взаимосвязь эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой	24
§ 2. Экспериментальные наблюдения пиромагнитного эффекта в феррите-гранате гадолия	30
§ 3. Косвенные экспериментальные доказательства существования пьезомагнитного эффекта в феррите-гранате гадолия.	35
Глава 3. ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ	38
§ 1. Изменение знаков магнитосопротивления, магнитокалорического эффекта и обменной магнитстрикции при переходе Θ_{com}	38
§ 2. Возникновение индуцированной угловой магнитной структуры в слабом поле в точке Θ_{com} — как проявление эффекта парапроцесса	41
§ 3. К вопросу о наблюдении больших максимумов коэрцитивной силы в области точки магнитной компенсации . . .	44

Глава 4. АНОМАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ КЮРИ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ	51
§ 1. О сосуществовании однонаправленной обменной анизотропии во всех ферримагнетиках в области точки Кюри . . .	51
§ 2. Доказательства правомерности использования термодинамики Ландау для описания магнитного фазового перехода в точке Кюри ферримагнетиков	58
§ 3. К интерпретации аномального возрастания коэрцитивной силы и магнитной вязкости при приближении к точке Кюри.	59
Глава 5. ОБ ЭФФЕКТАХ ПАРАПРОЦЕССА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ	66
§ 1. Экспериментальные данные о восприимчивости парапроцесса, магнитоупругих явлениях в антиферромагнетиках	66
§ 2. К термодинамическому описанию магнитоупругих явлений в антиферромагнетике в точке Нееля	69
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	72
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	74

ВВЕДЕНИЕ

Парапроцесс — это возрастание во внешнем магнитном поле H величины намагниченности на завершающем этапе намагничивания ферромагнетиков (после процессов «смещения» и «вращения»). Парапроцесс обусловлен ориентацией по полю H элементарных носителей магнетизма — магнитных моментов атомов, катионов и электронов, оставшихся неупорядоченными при температурах выше 0 К вследствие дезорганизующего действия теплового движения. Вейсс [1] этот процесс назвал «истинным намагничиванием», но большее распространение получил термин «парапроцесс», введенный Н.С. Акуловым [2].

Отличие парапроцесса от обычного парамагнитного намагничивания состоит в том, что в ферромагнетиках на магнитные моменты носителей магнетизма действуют, кроме H , мощные обменные силы, тогда как в обычных парамагнетиках силы взаимодействия между этими носителями магнетизма малы.

Во всех ферромагнетиках парапроцесс (восприимчивость χ_p) достигает наибольшей интенсивности в их точках Кюри, так как здесь на магнитный порядок носителей магнетизма наиболее сильно оказывает дезорганизующее действие теплового движения.

Сопутствующие парапроцессу явления, такие как магнитокалорический эффект, магнитосопротивление и др., а также само возникновение восприимчивости χ_p — все это в дальнейшем изложении мы будем именовать «эффектами парапроцесса».

В области низких температур (вдали от T_C) изучение парапроцесса и сопутствующих ему эффектов возможно только в импульсных сверхсильных магнитных полях ($H > 100$ кЭ). Эти исследования, однако, очень трудны [3], так как при включении последних возникает «адиабатическая» величина восприимчивости парапроцесса χ_p (сопутствующий ей магнитокалорический эффект). Наиболее полный анализ возникающих при этом погрешностей дан Б.К. Пономаревым и В.Г. Тиссенем в [4].

Эффекты парапроцесса в ферромагнетиках наиболее детально изучены в области точки Кюри. Исследование

их в этой области важно для понимания механизма фазового перехода магнитного порядка–беспорядок. Описание его возможно на основе модели молекулярного поля Вейсса, но большие преимущества имеет термодинамический метод Ландау [5]. Применение его впервые было осуществлено в теоретических работах С.В. Вонсовского [6] и В.Л. Гинзбурга [7]. В монографии [8] дано детальное экспериментальное обоснование преимуществ этого метода теоретического описания эффектов парапроцесса в ферромагнетиках. Этот метод теоретического описания магнитного перехода в точке Кюри не учитывает влияния магнитных флуктуаций магнитного порядка, однако он дает возможность определить критический индекс δ , который необходим для построения теории критического состояния в точке Кюри ферромагнетиков [9].

Среди большого разнообразия ферромагнетиков существует исключение в проявлении парапроцесса (сплавы Fe–Ni, Fe–Pt, Fe–Pd определенного состава), в которых парапроцесс велик не только в области точки Кюри T_C , но и при низких температурах, даже вблизи 0 К. При этом в них парапроцесс сопровождается большими магнито-стрикционными и магнитоупругими эффектами обменной природы. Данные сплавы (носящие название инварных и элинварных) получили широкое применение в технике.

Исследованию этих «неординарных» ферромагнетиков посвящено огромное число работ. Итогам их исследования посвящены монографии [10, 11, 12]. Природа инварных сплавов изучается более ста лет и интерес к их исследованию до сих пор не увядает (об этом свидетельствуют недавно опубликованные работы В.П. Силина и учеников [13]).

С открытием ферримагнетиков (Неель, 1948), несмотря на прошедшие полвека, исследованию в них эффектов парапроцесса иностранными исследователями не было уделено внимания. Большинство работ было посвящено изучению неколлинеарных магнитных структур, которые возникают в том случае, когда в ферримагнетике имеются внутри-подрешеточные обменные взаимодействия (AA или BB), «конкурирующие» с межподрешеточным AB -обменным взаимодействием. Начало их изучению положили американские исследователи Яфет и Киттель [14], Т.А. Каплан

[15] и др.

Несколько позднее русские магнитологи-теоретики С.В.Тябликов [16], А.А.Гусев и А.С.Пахомов [17] разработали теорию возникновения индуцированных сверхсильным полем H неколлинеарных магнитных структур в ферримагнетиках.

В анизотропных ферримагнетиках, при изменении температуры или магнитного поля H , вектор намагниченности переориентируется из одного направления легкого намагничивания в другое; при этом происходит магнитный фазовый переход типа порядок–порядок: они получили название магнитоориентационных и были наблюдаемы во многих ферримагнетиках. Существенный вклад в теорию подобных переходов внесли А.М.Звездин и А.М.Кадомцева с учениками [18]. В гексаферритах Л.И.Королева [19] обнаружила резкую анизотропию обменного взаимодействия.

Что касается парапроцесса в ферримагнетиках, то изучение его, начиная с 60-х годов, в основном, проводилось на кафедре общей физики Московского университета (К.П.Белов, Р.З.Левитин, С.А.Никитин, В.И.Соколов и их ученики). Так же, как в случае ферромагнетиков, среди большого разнообразия ферримагнетиков имеются такие, в которых эффекты парапроцесса сильно проявляются не только в области их точки Кюри, но и при низких температурах (в интервале $T_C - 0$ К). Это так называемые ферримагнетики со «слабой» подрешеткой. В данных работах были обнаружены удивительные свойства, например, в них, кроме высокотемпературной точки Кюри T_C , существует еще низкотемпературная точка T_B . Таких ферримагнетиков с двумя точками Кюри было найдено более десятка. В них наблюдаются магнитные аналоги пиро- и пьезоэлектрических эффектов — пиромагнитный и пьезомагнитный эффекты и другие явления.

Проявление больших эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой связано с тем, что в них существует «однонаправленная обменная анизотропия». К таким ферримагнетикам относятся ферриты с точкой компенсации и аномальным температурным ходом намагниченности при низких температурах. Однако дальнейшие исследования установили, что «слабая» подрешетка существует во всех ферримагнетиках (без исключения) в

области их точки Кюри T_C .

Впервые этот вид анизотропии был наблюден Майклджоном и Бином [20] в магнитной системе ферромагнетик–антиферромагнетик (например, Co-CoO). В дальнейших работах ряда авторов он был исследован в других подобных системах. Действия этой однонаправленной анизотропии приводит к смещению петли магнитного гистерезиса относительно начала координат [20], изменению характера магнитной анизотропии [21]. К.Б. Власов и А.И. Мицек [22] разработали термодинамическую теорию однонаправленной обменной анизотропии и указали, что этот вид анизотропии может проявляться в ферримагнетиках, однако без конкретизации, к каким магнитным эффектам она должна приводить. Оказывается, что действие этой анизотропии в ферримагнетиках вызывает совершенно другие явления, чем в системах ферро-антиферромагнетик, а именно: вызывает большие эффекты парапроцесса. Они особенно сильно проявляются в ферримагнетиках, обладающих «слабой» подрешеткой. Выявлению этих эффектов и посвящена данная монография.

В некоторых местах данной монографии для объяснения возникающих эффектов парапроцесса в ферритах со «слабой» подрешеткой, вместо термина «однонаправленная обменная анизотропия» применяется равнозначный термин «одностороннее действие обменного поля «сильной» подрешетки феррита на «слабую».

В главе 5 рассматриваются эффекты парапроцесса в области точки Нееля. Отмечается, что максимум восприимчивости в ней в точке Нееля возникает, но совершенно отсутствуют [23] максимумы «обменной» магнитострикции, магнитокалорического эффекта и «минимумы» магнитосопротивления (обусловленного рассеянием электронов проводимости на магнитном беспорядке).

Выражаю благодарность сотрудникам и аспирантам, принимавших активное участие в экспериментальных исследованиях эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой. Особую признательность выражаю профессору Сергею Александровичу Никитину, активно участвовавшего в теоретическом осмыслении экспериментальных результатов.

**ФЕРРИМАГНЕТИКИ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ.
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕХОД МАГНИТНЫЙ
ПОРЯДОК–БЕСПОРЯДОК (ТОЧКА T_B)**

§ 1. Три типа ферримагнетиков

В зависимости от соотношения величин межподрешеточного и внутривподрешеточного обменных взаимодействий в ферримагнетиках возникают различные особенности их магнитных свойств. Из анализа этих особенностей ферриты можно подразделить на три типа.

К первому типу необходимо отнести те, в которых межподрешеточное обменное взаимодействие намного превышает внутривподрешеточные обменные взаимодействия. Эти ферриты обладают так называемой «неелевской» магнитной структурой (именно такие ферримагнетики были рассмотрены в теории Нееля [1]). Они характеризуются строго антипараллельной ориентацией их подрешеточных намагниченностей. К ним применим термин «нескомпенсированный антиферромагнетик», так как между подрешетками существует сильное антиферромагнитное обменное взаимодействие. В качестве примера таких ферримагнетиков могут служить ферриты-шпинели $NiFe_2O_4$, $CoFe_2O_4$, феррит-гранат $Y_3Fe_5O_{12}$. Эти ферриты имеют нормальные («вейссовские») температурные зависимости спонтанной намагниченности $\sigma_s(T)$. Кривые намагничивания $\sigma(H)$ и гистерезисные свойства похожи на те, которые имеют простые ферромагнетики.

Ко второму типу относятся ферримагнетики, в которых одно из внутривподрешеточных обменных взаимодействий сравнимо по величине с межподрешеточным. В данном случае, в результате конкуренции этих взаимодействий, в ферримагнетике возникает неколлинеарная (угловая) магнитная структура. Начало теоретическому рассмотрению подобных ферримагнетиков было положено Яфетом

и Киттелем. Кривые намагничивания $\sigma(H)$ данных веществ имеют особенности — «ненасыщаемость» намагниченности и скачки последней при приложении сильных внешних полей H (вследствие «разрушения» полем H неколлинеарной магнитной структуры).

К третьему типу ферримагнетиков автор настоящей статьи относит ферримагнетики, которые имеют «слабую» магнитную подрешетку. Типичным примером таких ферримагнетиков является феррит-гранат гадолиния $Gd_3Fe_5O_{12}$. Слабой подрешеткой в ней является c -подрешетка, в которой находятся катионы Gd^{+3} , а нормальной подрешеткой (ее можно назвать «сильной») является «суммарная» или «объединенная» подрешетка ad , в которой находятся катионы Fe^{+3} .

Первая из них имеет аномальный (асимптотический) температурный ход спонтанной намагниченности σ_s (на рис. 1 кривая 3), похожий на тот, которые имеют парамагнетики, а вторая — нормальный («вейссовский») температурный ход σ_s (кривая 1). Как показали исследования [4–6], магнитное упорядочение в «слабой» подрешетке создается действием на катионы Gd^{+3} эффективного отрицательного

обменного поля $(H_{ex})_{ef}$, создаваемого суммарной подрешеткой ad (т. е. катионами Fe^{+3}), так как

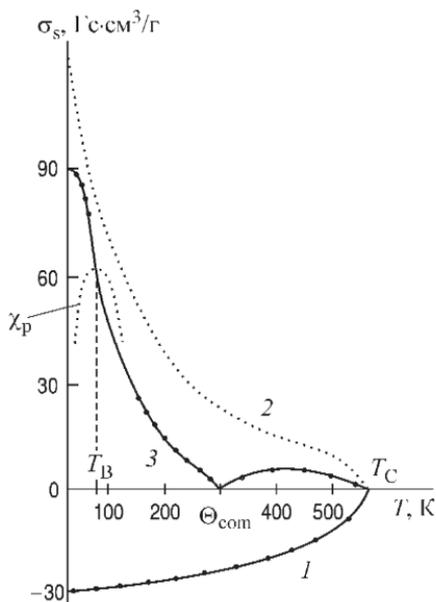


Рис. 1. К объяснению подрешеточной структуры феррита-граната гадолиния ($Gd_3Fe_5O_{12}$): 1 — кривая $\sigma_s(T)$ «объединенной» подрешетки катионов Fe^{3+} , за которую принимается кривая $\sigma_s(T)$ феррита-граната иттрия ($Y_3Fe_5O_{12}$); 2 — кривая $\sigma_s(T)$ «слабой» (гадолиниевой) подрешетки; 3 — экспериментальная кривая $\sigma_s(T)$ феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ (кривая типа N по Неелю); Θ_{com} — точки магнитной компенсации, T_B — низкотемпературная точка Кюри, χ_p — максимум восприимчивости парапроцесса

«собственное» обменное взаимодействие между катионами Gd^{+3} c -подрешетки очень мало. В ферримагнетиках такого типа «легко» возникают точки магнитной компенсации Θ_{com} [14].

Кроме того, в низких температурах ($T < \Theta_{\text{com}}$) возникают максимумы восприимчивости парапроцесса χ_p (рис. 1) и аномалии других свойств. В работах [2, 3] было выдвинуто предположение о том, что за появление этих аномалий ответственно превращение магнитный порядок–беспорядок в «слабой» подрешетке (точка T_B). Она, по существу, является второй, низкотемпературной точкой Кюри в данных веществах.

В таблице приведены известные к настоящему времени ферримагнетики, имеющие точки T_B . К ним принадлежат ферриты-гранаты тяжелых редкоземельных металлов, некоторые интерметаллиды, редкоземельный металл–железо, разбавленные катионами Li, Cr, V, Al, ферриты-шпинели,

Таблица

Ферримагнетики с двумя точками Кюри:
низкотемпературной (точка T_B) и обычной высокотемпературной (T_C)

	Ферримагнетик	T_B , К	Θ_{com} , К	T_C , К	Литература
1	$Gd_3Fe_5O_{12}$	70–100	295	556	[5–7]
2	$Tb_3Fe_5O_{12}$	58	250	553	[7]
3	$Dy_3Fe_5O_{12}$	42	220	552	[7]
4	$Ho_3Fe_5O_{12}$	32	130	548	[7]
5	$Er_3Fe_5O_{12}$	20	85	547	[7]
6	$Li_{0,5}Fe_{1,25}Cr_{1,25}O_4$	102	320	500	[24]
7	$HoFe_3$	170	395	570	[8]
8	Mn_2Ge_2	113	400	670	[17]
9	Tm_2Fe_{23}	200	—	450	[20]
10	$Li_{0,5}Fe_{1,75}Al_{0,5}O_4$	490	—	640	[19]
11	Магнетит (Fe_3O_4)	120	—	850	[16, 21, 29]

интерметаллид Mn_2Ge_2 и магнетит (Fe_3O_4).

Из таблицы видно, что точка T_B существует в некоторых ферримагнетиках, в которых отсутствует точка Θ_{com} , но обла-

дают аномальным температурным ходом $\sigma_s(T)$ (кривая типа *P* по Неелю — рис. 2). В частности, в работах [16, 21] показано, что низкотемпературное превращение $T_V = 120$ К (T_V — точка Вервея) в магнетите (Fe_3O_4), которое долгое время считалось структурным, является ферримагнетиком со «слабой» подрешеткой (кривая *P* по Неелю) и в нем существуют две точки Кюри: низкотемпературная $T_V = T_B = 120$ К и высокотемпературная $T_C = 850$ К.

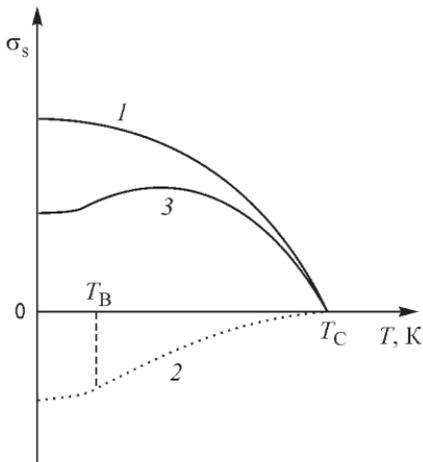


Рис. 2. Кривые $\sigma_s(T)$ типа *P* по Неелю: 1 — «сильная» подрешетка; 2 — «слабая» подрешетка; 3 — экспериментальная кривая, T_B — низкотемпературная точка Кюри, T_C — высокотемпературная точка Кюри

Таким образом, таблица показывает, что существует довольно большое число ферримагнетиков с двумя точками Кюри. Очевидно, что по мере исследования ферримагнетиков число их будет увеличиваться.

§ 2. Эффекты парапроцесса в области точки T_B

Эксперименты показали, что переход в точке T_B является переходом магнитный порядок–беспорядок в «слабой» подрешетке. Об этом свидетельствуют следующие факты. В области данного перехода оправдывается кубическое уравнение магнитного состояния Гинзбурга [22], вытекающее из термодинамики Ландау. Как видно из рис. 3, метод диаграмм Белова–Аррота [23, 24] хорошо описывает переход в феррите–хромите лития [24]. Далее, как следует из рисунков 4 и 5 для феррита–граната гадолиния [25] и феррита–хромита лития [24], в точках T_B возникают не только максимумы восприимчивости парапроцесса χ_p , но и

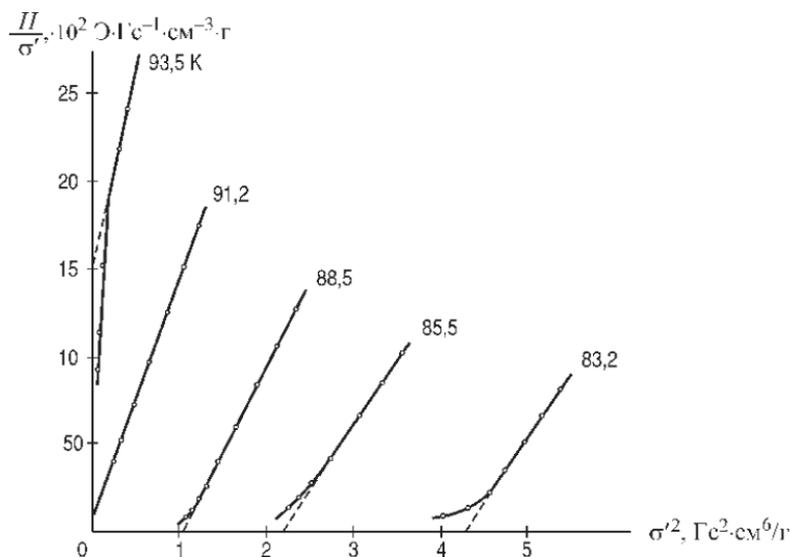


Рис. 3. Графики Белова–Аррота для феррита-хромита лития ($\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5\text{Cr}_2\text{O}_3$) в области точки T_B при разных температурах

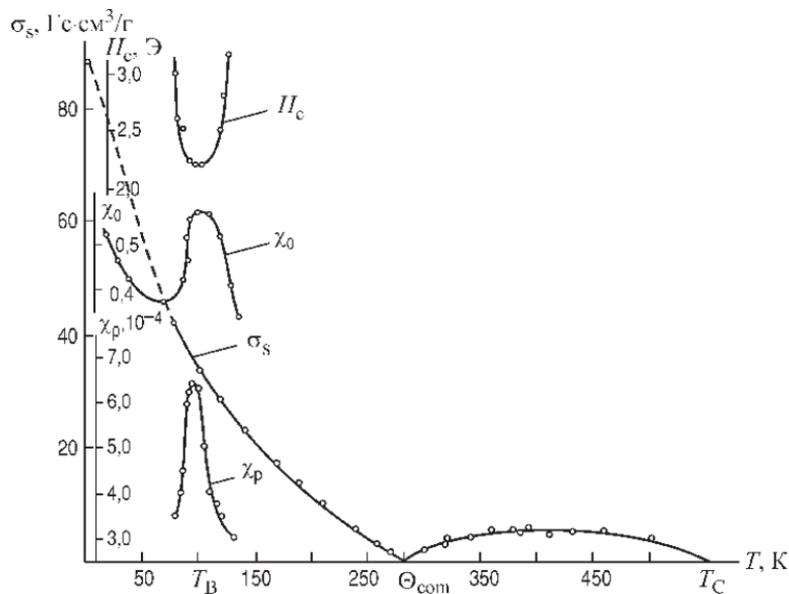


Рис. 4. Температурные зависимости восприимчивости парапроцесса χ_p (в поле 2000 Э), восприимчивости в слабом поле χ_0 (в поле 1,7 Э) и коэрцитивной силы H_c в области точки T_B для феррита-граната гадолиния

температурные аномалии коэрцитивной силы и магнитной восприимчивости χ_0 , измеренной в слабых полях.

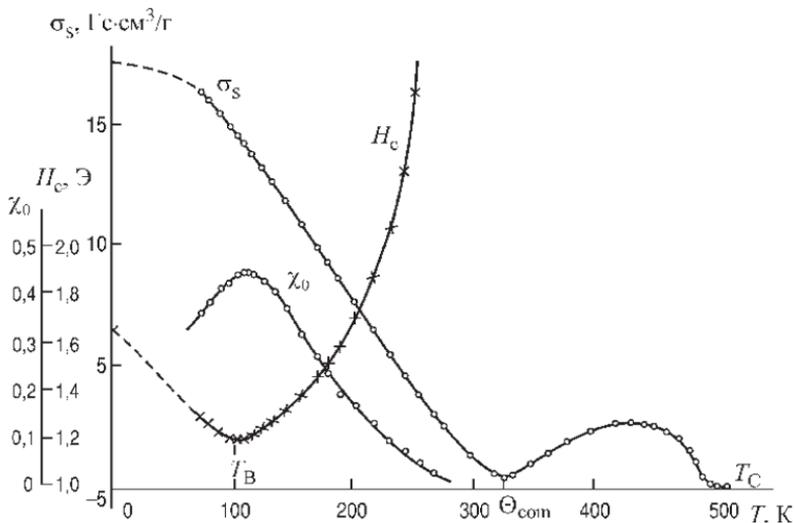


Рис. 5. Температурные зависимости коэрцитивной силы H и восприимчивости в слабом поле χ_0 в точке T_B феррита $\text{Li}_2\text{O} \cdot 3\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{Cr}_3\text{O}_3$

Однако данный переход имеет отличие от перехода «магнитный беспорядок в T_C ». Дело в том, что переход T_B происходит в «присутствии» обменного поля (отрицательного знака)

$$(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}} = -j_{12}I_1^1), \quad (1)$$

где $j_{1,2}$ — параметр обменного взаимодействия между «сильной» подрешеткой (индекс 1) и «слабой» (индекс 2), I_1 — намагниченность «сильной» подрешетки. Тогда как обратное обменное поле, создаваемое «слабой» подрешеткой, очень мало (оно дает только малый вклад в упорядочение катионов Gd^{3+} , о чем свидетельствует низкое значение T_B). Такую ситуацию можно назвать как «одностороннее действие обменного поля $(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}1}$ на «слабую» подрешетку, т. е. создается «однаправленная обменная анизотропия» в данных ферримагнетиках. Существование этого одно-

¹⁾ В данной монографии во всех формулах намагниченность обозначается через I , а на экспериментальных кривых — через σ (удельная намагниченность). Связь между ними $I = \rho\sigma$, где ρ — плотность. На некоторых кривых, вместо σ фигурирует M — магнитный момент в

стороннего действия ($H_{ex'}_{ef1}$) приводит к парапроцессу в «слабой» подрешетке более сильному, чем при приложении внешнего магнитного поля H . Это следует из кривой восприимчивости парапроцесса в функции температуры, которую в свое время получил Потене [5] (рис. 6). Видно, что максимум $\chi_m(T)$ при низких температурах (в точке T_B) много больше, чем в области T_C . Это происходит от того, что в области T_B парапроцесс возникает не столько за счет внешнего поля H , сколько под влиянием ($H_{ex'}_{ef1}$). Величина этого поля зависит от намагниченности сильной подрешетки I . В области T_C , где I и ($H_{ex'}_{ef1}$) стремятся к нулю, максимум $\chi_p(T)$ возникает только за счет парапроцесса, вызываемого внешним полем H .

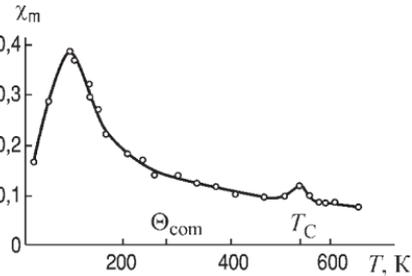


Рис. 6. Зависимость молярной восприимчивости парапроцесса от температуры в феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ при низких температурах по измерениям Потене [5]

По оценкам авторов [26] поле ($H_{ex'}_{ef1}$) при низких температурах в случае $Gd_3Fe_5O_{12}$ порядка 280 кЭ. Поэтому становится понятным возникновение большого парапроцесса в области T_B . На рис. 7 приведены изотермы $\sigma_s(H)$ для данного феррита. Видно, что парапроцесс при $T=83$ К в поле 12 кЭ заметен, но по величине он много меньше, чем парапроцесс, вызванный в этой области температур полем ($H_{ex'}_{ef1}$).

В работе Никитина и автора [26] методом молекулярного поля были рассчитаны максимумы восприимчивости χ_p и сопутствующие им максимумы магнитокалорического эффекта и других эффектов в точке T_B феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$. Для этого использовались функции Бриллюэна для «сильной» (индекс 1) и «слабой» (индекс 2) подрешеток:

$$\frac{I_1}{I_{01}} = B_{s1}(y_1), \quad \frac{I_2}{I} = B_{s2}(y_2). \quad (2)$$

Здесь $B_{s_1}(y_1)$ и $B_{s_2}(y_2)$ — функции Бриюллена;

$$y_1 = \frac{I_{01}}{\eta_1 \nu kT} H + \frac{2\mu_B S_1}{kT} (H_{\text{ex}})_{\text{ef}1},$$

$$y_2 = \frac{I_{01}}{\eta_2 \nu kT} H + \frac{2\mu_B S_2}{kT} (H_{\text{ex}})_{\text{ef}2}, \quad (3)$$

где S_1 и S_2 — спины подрешеток, n — число молекул, ν_1 и ν_2 — число катионов в молекуле. Решение этих уравнений приводит к формулам:

$$\chi_p = \frac{I_{02}}{\eta_2 \nu kT} \frac{\partial B_{S_2}}{\partial y_2}; \quad (4)$$

$$(\Delta T)_{T_B} = \frac{\nu \mu_B g_S S_2}{C_V M_C} (H_{\text{ex}})_{\text{ef}2} \chi_p H, \quad (5)$$

где $(\Delta T)_{T_B}$ — магнитокалорический эффект в точке T_B , M_C —

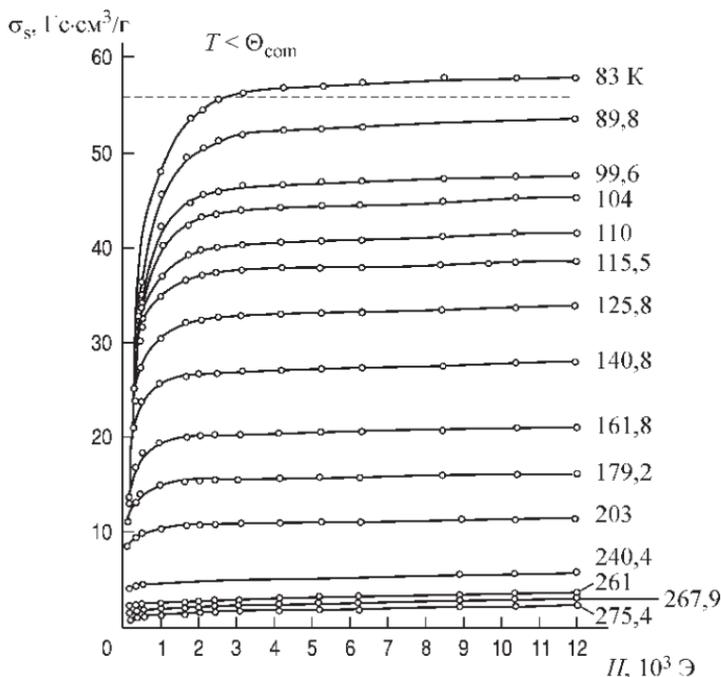


Рис. 7. Изотермы намагниченности $\sigma_s(H)$ для феррита-граната гадолиния ($\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) в интервале температур 83 К – Θ_{com}

полный магнитный момент редкоземельной подрешетки. Видно, что $(\Delta T)_{T_B}$ линейно зависит от намагниченности $I = \chi_p H$ (и H при $\chi_p = \text{const}$).

Из подобных же расчетов вытекает, что и магнитострикция λ_p парапроцесса в точке T_B также линейно зависит от I и H . Это самый важный результат этих расчетов (см. об этом далее).

В заключение этого параграфа отметим, что переход магнитный порядок–беспорядок в T_B является, в отличие от перехода в T_C , «безфлуктуационным», так как магнитные флуктуации в T_B «подавляются» полем $(H_{cx})_{\text{ef1}}$. Кроме того, данное поле приводит к сильному «размытию» перехода. (См. об этом далее.)

§ 3. Влияние однонаправленной обменной анизотропии в области T_B на температурные зависимости коэрцитивной силы и начальной магнитной восприимчивости

Эти зависимости для феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [25] и феррита-хромита лития [24] представлены на рисунках 4 и 5. Видно, что в области T_B кривая $H_c(T)$ имеет минимум, а $\chi_p(T)$ — максимум. Особенно удивительным является возникновение кривой $H_c(T)$ с минимумом. Для объяснения данной аномалии рассмотрим гистерезисные свойства феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Они в области температур $T < T_B$ определяются константами магнитной анизотропии, вклад в которую дают как катионы «слабой» подрешетки (Gd^{3+}), так и «сильной» (Fe^{3+}). Сведения о константе K_1 феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_3\text{O}_{12}$ при низких температурах были получены авторами [27, 28]. Вклад катионов (Gd^{3+}) в константу K_1 был найден путем вычитания константы K_1 , измеренной в феррите $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, из константы K_1 , измеренной при низких температурах для $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. На рис. 8 видно, что катионы Gd^{3+} ($4f^7$), хотя и находятся в S -состоянии, дают при температурах $T < T_B$ ($T_B \sim 100$ К) для данного феррита значительно больший вклад, чем в области температур $T > T_B$. Выше $T > T_B$ вклад K_1 дают только катионы Fe^{3+} ($3d^5$), но он очень мал. Поэтому при переходе T_B величина H_c должна довольно сильно снижаться, а χ_0 — наоборот, возрастет. Однако в работах H_c

измерялась [24,25] методом «сбрасывания измерительной катушки с образца» — в катушке существует остаточная намагниченность I_r (этот метод обычно используется при

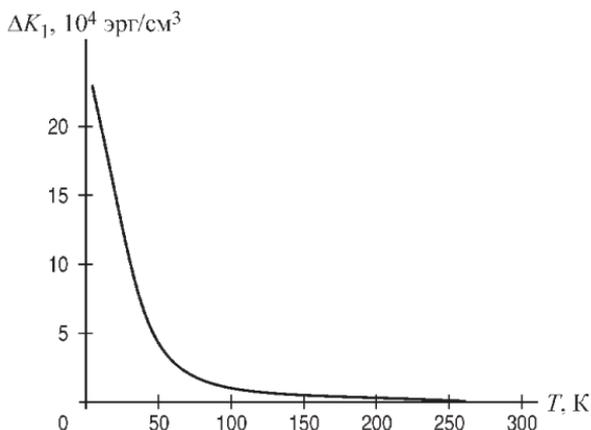


Рис. 8. Температурная зависимость ΔK_1 вклада катионов Gd^{3+} в константу

измерениях H_c в ферримагнетиках). Для ферримагнетиков этот метод неприменим (см. подробнее об этом в гл. 3), так как при $H = 0$ в ферримагнетиках существует обменное поле

$$(H_{ex})_{ef} = -j_{1,2} (I_r)_1, \quad (6)$$

где $(I_r)_1$ — остаточная намагниченность сильной подрешетки (подрешетки катионов Fe^{3+}), и поэтому в интервале температур $0 \text{ К} - \Theta_{com}$ в $Gd_3Fe_5O_{12}$, кроме истинной остаточной намагниченности I_r , наводится за счет парапроцесса, вызываемого полем $(H_{ex})_{ef}$ (см. (6)), «псевдоостаточная» намагниченность I_r^1 , т. е. намагниченность парапроцесса. Поэтому H_c в области T_B — кривые $H_c(T)$ на рисунках 4 и 5, полученные методом «сбрасывания измерительной катушки», фиксирует истинную I_r и псевдоостаточную намагниченность I_r^1 , истинная кривая $H_c(T)$ при этом искажается. По этой же причине искажается форма кривой $\chi_0(T)$ в области T_B (рис. 4). Вместо кривой Гопкинсона (с острым пиком), наблюдаемой в области T_C , в области T_B возникает кривая $\chi_0(T)$ с «размытым» максимумом (см. рис. 4).

§ 4. Переход T_V в магнетите. О природе низкотемпературного превращения в магнетите

Магнетит (Fe_3O_4) — природный ферримагнетик, содержится в большом количестве в земной коре. Он имеет структуру обращенной шпинели $(Fe^{3+})[Fe^{2+}Fe^{3+}]O_4$ и его обычно причисляют к семейству ферритов со структурой минерала шпинели. Однако по магнитным и электрическим свойствам он существенно отличается от последних. В частности, в области температуры $T_V = 100\text{--}120$ К в нем возникает превращение, которое сопровождается резкими аномалиями магнитных и электрических свойств.

Причина аномальных свойств магнетита связана с тем, что в нем существует большая концентрация электронов проводимости, приносимых донорными катионами Fe^{2+} , находящимися в октаэдрах. По оценкам [16] концентрация их в магнетите порядка 10^{22} , т. е. близка к концентрации, характерной для металлических веществ. При комнатных температурах и выше, где локализация электронов на катионах железа не столь велика, электроны допустимо трактовать как зонные, что было высказано в работах [30,31]. При температурах ниже комнатных локализация их усиливается. Они здесь рассматриваются как перескоковые ($Fe^{2+} \leftrightarrow Fe^{3+}$) [31]. Эта локализация не только существенно меняет электрические свойства магнетита, но (как будет показано ниже) приводит к изменению его магнитных свойств, особенно в области $T < T_V$.

Свойства магнетита изучаются более ста лет, особенно много работ было посвящено исследованию превращения при T_V .

В настоящее время существуют две точки зрения на его природу.

1. Гипотеза Вервея (1939–1941, [32]) структурного перехода типа порядок–беспорядок. В низкотемпературной фазе при $T < T_V$ существует упорядоченное (послойное) расположение катионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в октаэдрах. При этом в механизме установления катионного порядка «принимают участие» перескоки электронов, так как при низких температурах диффузия катионов невозможна. Поэтому в литературе переход при T_V иногда называют структурно-

электронным. Для подтверждения его привлекаются такие факты, как аномалии удельного сопротивления при T_V [32], теплоемкости [33], небольшие изменения параметров и симметрии решетке и др. В последние годы гипотеза Вервея в литературе критикуется.

2. Согласно второй точке зрения [16, 29] в области T_V низкотемпературного превращения происходит переход магнитный порядок–беспорядок, однако специфического вида, не похожего на переход в точке Кюри (T_C). В подтверждение его существования приводятся следующие экспериментальные факты: возникновение максимума магнитокалорического эффекта отрицательного знака [34, 35] в области T_V

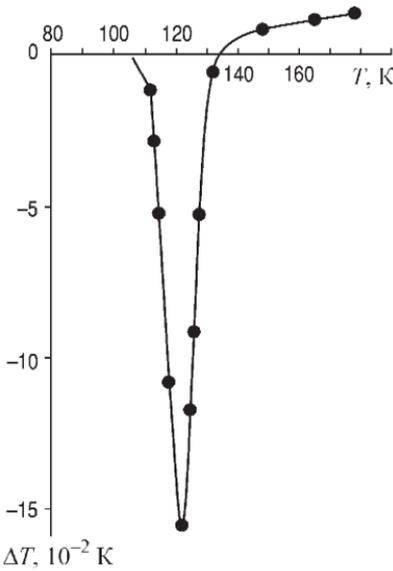


Рис. 9. Максимум отрицательного ΔT -эффекта в области T_V при $H = 10$ кЭ [34]

(рис. 9) (в области T_C он имеет положительный знак [38]),

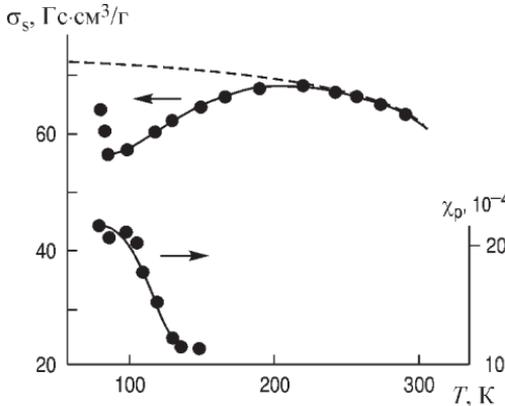


Рис. 10. Аномалия (занижение) удельной спонтанной намагниченности σ_s и восприимчивости парапроцесса χ_p (завышение) при приближении к T_V

аномалия (занижение) спонтанной намагниченности [36] (рис. 10), а также намагниченности насыщения, обнаруженные в работах [37, 38], возрастание восприимчивости парапроцесса [36] при приближении к T_V (рис. 10).

Возникает вопрос: существует ли аналогичная ситуация с изменением указанных величин в других ферримагнетиках? Ответ: существует в ферримагнетиках, обладающих «слабой» подрешеткой (кривая P по Неелю).

Роль «слабой» подрешетки в магнетите выполняет спин-упорядоченная подсистема перескоковых электронов — «магнитоэлектронная» подрешетка, предположение о существовании которой при $T < T_V$ было введено в [16, 22] для объяснения аномального занижения спонтанной намагниченности и отрицательного ΔT -эффекта и аномального поведения изотропного магнитосопротивления в области низкотемпературного перехода T_V [16]. Эта подрешетка возникает потому, что при $T < T_V$ перескоковые электроны локализуются на катионах железа в октаэдрах и одновременно отрицательное обменное поле $(H_{ex})_{ef}$, создаваемое последними, упорядочивает спины этих электронов (действие отрицательного s - d -обмена Вонсовского [39]). В результате этого при $T < T_V$ образуется трехподрешеточная структура (рис. 11). Магнитный момент магнитоэлектронной подрешетки (e -подрешетки), составляющей примерно 20% от

момента «объединенной» BA -подрешетки, занижает спонтанную намагниченность магнетита в области $T < T_V$, в результате кривая

$I_s(T)$ напоминает кривую P по Неелю (в смысле занижения I_s в области $T < T_V$). Из расположения векторов намагниченности $(I_s)_e$ и внешнего поля H следует, что в области T_V должен возникать интенсивный парапроцесс антиферромагнитного типа, т. е. такой, какой имеет место в «слабой» подрешетке ферримагнетика, описываемый кривой $I_s(T)$

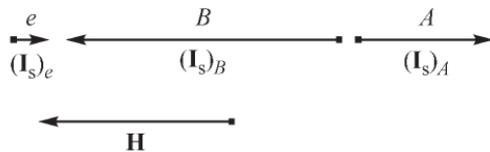


Рис. 11. Магнитная структура магнетита в области температуры $T < T_V$: $(I_s)_e$, $(I_s)_B$ и $(I_s)_A$ — соответственно спонтанные намагниченности «магнитоэлектронной» («слабой»), октаэдрической и тетраэдрической подрешеток

типа *P* по Неелю (см. рис. 2).

На рис. 12 схематически, в приблизительном масштабе показана температурная область, в которой проявляется действие «слабой» («магнитоэлектронной») подрешетки: кривая 1 — температурная зависимость магнитного момента M_s «слабой» (магнитоэлектронной) подрешетки; кривая 2 — зависимость $M_s(T)$ катионов железа; кривая 3 — аномальная зависимость $M_s(T)$ магнетита, напоминающая

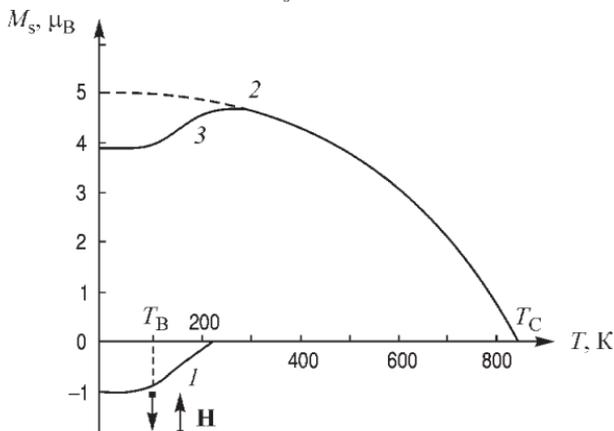


Рис. 12. Зависимость магнитного момента $M_s(T)$ магнетита в области низких температур (кривая 3), магнитоэлектронной («слабой») подрешетки (кривая 1) и «объединенной» *ВА*-подрешетки (кривая 2); T_B — низкотемпературная точка Кюри

кривую типа *P* по Неелю.

Из рис. 12 видно, что температурная область, в которой проявляется действие «слабой» подрешетки, очень мала. Несмотря на большое число работ, посвященных изучению магнетита, до сих пор отсутствуют подробные и надежные данные по температурному ходу спонтанной намагниченности I_s в указанной области, а они крайне необходимы для подтверждения и уточнения концепции о магнитной природе низкотемпературного превращения в магнетите при $T_V = 100\text{--}120$ К.

Сделаем еще одно замечание по поводу высказанного выше утверждения о том, что в области T_V должен проявляться интенсивный парапроцесс антиферромагнитного типа. В обоснование этого утверждения на рис. 13 приводятся по данным работы [36] изотермы намагниченности

магнетита, снятые при комнатной температуре (293 К), при температуре $T < T_V$ (80 К) и в области T_V (128 К) в полях до

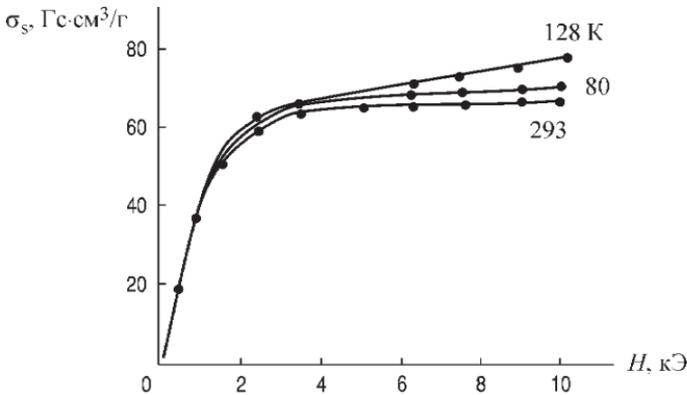


Рис. 13. Изотермы намагниченности магнетита, снятые при температурах 293 и 80 К и в области T_V (при 128 К) в полях до 10 кЭ

10 кЭ. Видно, что влияние магнитной анизотропии на ход кривой намагниченности существует в полях $H_{an} \sim 2-3$ кЭ. Это же следует (см. [11, 18]) из оценки поля H_{an} по формуле

$$H_{an} = 2K/I_s \sim 1 \text{ кЭ}$$

при подстановке значения $K_1 = -2 \cdot 10^5$ эрг/см³ в области T_V [39] и значения $I_s = \rho \sigma_s = 5 \cdot 870 = 400$ Гс (ρ — плотность). В полях $H > 2-3$ кЭ имеет место парапроцесс, который в области T_V достигает наибольшей интенсивности.

В заключение укажем, что переход магнитный порядок–беспорядок при $T = T_B$ (и, следовательно, при T_V) происходит в присутствии $(H_{ex})_{ef}$ со стороны сильной подрешетки. Это приводит к тому, что в области T_B почти нет магнитных флуктуаций («критического состояния») — «противоборства» обменного взаимодействия и энергии теплового движения, столь характерных для области Кюри T_C в ферро- и ферримагнетиках. Переход при T_B является магнитным фазовым переходом порядок–беспорядок, как бы заторможенным полем $(H_{ex})_{ef}$ (подобно тому, как внешнее поле H тормозит переход при T_C). Отсюда следует, что переход при T_B должен носить «размытый» на некотором

интервале температуры характер; это как раз имеет место в магнетите при превращении в области $T_V = T_B$.

Глава 2

О ПРОЯВЛЕНИИ ПИРОМАГНИТНОГО И ПЬЕЗОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТОВ В ФЕРРИТАХ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ

§ 1. Термодинамическая взаимосвязь эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой

В работе [1] показано, что в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой благодаря влиянию однонаправленной обменной анизотропии могут проявляться аналоги пирозлектрического и пьезоэлектрического эффектов, т.е. пирромагнитный и пьезомагнитный эффекты (возникновение намагниченности ΔI при изменении температуры и упругих напряжений в отсутствие действия внешнего магнитного поля H на образец феррита или другого ферримагнетика).

Как известно, пьезомагнитный эффект был в свое время измерен Боровиком-Романовым [2] в антиферромагнитных кристаллах MnF_2 и CoF_2 , которые обладали особенностями магнитной симметрии, теоретически выявленными Дзялошинским [3]. Отметим, что природу этого пьезомагнитного эффекта указанные авторы связывали с существованием в антиферромагнитных кристаллах релятивистских (магнитоанизотропных) сил, которые приводят к явлению «слабого» ферромагнетизма (неколлинеарного антиферримагнетизма), открытого этими же авторами.

В нашем случае возникновение пьезомагнитного и пирромагнитного эффектов связано с особенностями парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой.

Ферримагнетики со «слабой» подрешеткой обладают аномальными свойствами по сравнению с ферримагнетиками с «неелевской» магнитной структурой (с сильным межподрешеточным обменным взаимодействием). Благодаря существованию однонаправленной обменной

анизотропии в них возникают аномальные эффекты парапроцесса.

В настоящей главе мы покажем, что в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой должны проявляться пьезомагнитный эффект и термодинамически обратное ему явление — линейная магнитострикция. Однако они имеют другую природу, чем та, которая существует в антиферромагнетиках, которые исследовали Боровик-Романов и Дзялошинский, а именно: они обусловлены эффектами парапроцесса в «слабой» подрешетке (т.е. имеют обменную природу). Возникновение их следует из рассмотрения термодинамической взаимосвязи эффектов парапроцесса в «слабой» подрешетке ферримагнетика. Из этой же взаимосвязи вытекает возникновение пирромагнитного эффекта (аналога пирозлектрического эффекта), проявляющегося в сегнетоэлектриках и диэлектриках и термодинамически обратного явления — линейного магнитокалорического эффекта.

Рассмотрим термодинамическую взаимосвязь эффектов парапроцесса на примере феррита-граната гадолиния ($Gd_3Fe_5O_{12}$). Ограничимся интервалом температур между точкой $T_B \sim 100$ К и точкой магнитной компенсации $\Theta_{\text{ком}} = 293$ К. В данном интервале температур c -подрешетка находится в магнитном изотропном и моноклинном состоянии и она не обладает гистерезисными свойствами.

При приложении магнитного поля H , упругого напряжения P и температуры T в этой подрешетке изменяется магнитное упорядочение, в результате чего возникают эффекты парапроцесса.

Рассмотрим в начале гипотетическую ситуацию, которая заключается в том, что «слабая» подрешетка как бы «изолирована» от «сильной» подрешетки, т.е. на нее не действует обменное поле, создаваемое «сильной» подрешеткой. Термодинамическим потенциалом при данном выборе независимых переменных (H, P, T) является свободная энергия Гиббса, полный дифференциал которой имеет вид

$$dG = -IdH - \lambda dP - SdT, \quad (7)$$

где I — намагниченность парапроцесса; λ — магнитострикция парапроцесса (иногда ее называют «обменной»

магнитоэлектрической); S — магнитная часть энтропии (обусловленная изменениями магнитного порядка). Знак перед членом λdP зависит от того, какое упругое механическое напряжение действует — сжатие или растяжение. Соответственно знак перед членом SdT определяется видом изменения теплового воздействия, т. е. нагревом или охлаждением исследуемого образца.

Дифференцируя соотношение (7) по H , P и T , получаем магнитное, магнитоупругое и магнитотермическое уравнения состояния:

$$I = \left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_{P,T}, \quad \lambda = \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_{H,T}, \quad S = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{P,H}. \quad (8)$$

Раскладывая выражение (8) в ряд в окрестности некоторого начального состояния c -подрешетки в интервале температур между T_B и Θ_{com} и ограничиваясь линейными членами разложения, получаем

$$\Delta I = \left(\frac{\partial I}{\partial H} \right)_{P,T} \Delta H + \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_{T,H} \Delta P + \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_{P,H} \Delta T, \quad (9)$$

$$\Delta \lambda = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H} \right)_{T,P} \Delta H + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial P} \right)_{T,H} \Delta P + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)_{H,P} \Delta T, \quad (10)$$

$$\Delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{P,T} \Delta H + \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_{H,T} \Delta P + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{H,P} \Delta T. \quad (11)$$

Уравнения (9)–(11) описывают всю совокупность магнитных, магнитоупругих и тепловых явлений, наблюдаемых при изменениях H , P , T в «изолированной» «слабой» подрешетке.

Второй член в соотношении (9) — магнитоупругий эффект парапроцесса, вызванный приложением механического напряжения P (в монографии [4] этот вид парапроцесса назван «механопарапроцессом» — изменение магнитного порядка под действием P в присутствии внешнего поля H)

$$(12) \quad (\Delta I_P)_{H \neq 0} = \gamma_P \Delta P,$$

где $\gamma_P = \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_{T, H}$ — магнитоупругий коэффициент. Из термодинамики магнитных явлений следует соотношение

$$(13) \quad \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_{T, H} = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H} \right)_{P, T},$$

т. е. магнитоупругому эффекту соответствует термодинамически обратное явление — магнитострикция парапроцесса (соотношение (13)) в результате дифференцирования уравнения $I = \left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_{P, T}$ по P и уравнения

$$\lambda = \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_{H, T} \text{ по } H).$$

Третий член в соотношении (9)

$$(14) \quad (\Delta I_T)_{H \neq 0} = \gamma_T \Delta T,$$

где $\gamma_T = \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_{P, H}$ — магнитотермический коэффициент, характеризующий «наклон» кривой температурной зависимости $I(T)$ в присутствии магнитного поля H . Если при этом происходит охлаждение образца, то I возрастает вследствие возрастания магнитного порядка, поэтому этот вид парапроцесса можно назвать «термопарапроцессом». Термодинамически обратным этому явлению соответствует магнитокалорический эффект (первый член в соотношении (11))

$$(15) \quad (\Delta S_T)_{H \neq 0} = \gamma_S \Delta H,$$

где $\gamma_S = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{P, T}$ — магнитокалорический коэффициент. Соотношение (15) представляет собой известное выражение для магнитокалорического эффекта:

$$\Delta T = -\frac{T}{C_I} \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_{P,H} \Delta H.$$

(16)

Это выражение получается при подстановке в соотношение (15) $S = \frac{dQ}{T}$ и $dQ = C_I T$ (где dQ — изменение количества тепла, выделяемого при термopарапроцессе и C_I — теплоемкость при $T = \text{const}$). Формулу (16) можно переписать в следующем виде:

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta H} \right)_{P,T} = -\frac{T}{C_I} \left(\frac{\Delta I}{\Delta T} \right)_{H \neq 0},$$

(17)

т.е. магнитокалорическому эффекту $\Delta T/\Delta H$ соответствует термодинамически обратное явление — магнитотермический эффект, обусловленный термopарапроцессом в присутствии поля.

Как известно, в парамагнетиках и ферромагнетиках [4] (а в нашем случае это «изолированная» «слабая» подрешетка) магнитокалорический эффект (как и магнитострикция) являются четными эффектами, т.е. квадратично зависящими от I .

Теперь учтем в нашем рассмотрении эффектов парапроцесса в «слабой» подрешетке реальную ситуацию, а именно: существование в рассматриваемом феррите однонаправленной обменной анизотропии, т.е. обменного поля, создаваемого *ad*-подрешеткой:

$$(H_{\text{ex}})_{\text{ef}} = -J_{c\text{-ad}} I_1,$$

(18)

где $J_{c\text{-ad}}$ — параметр обменного взаимодействия между «слабой» и «сильной» подрешетками, I_1 — намагниченность «сильной» подрешетки. Как было показано в работе [5], это приводит к возникновению линейной магнитострикции. Экспериментально это было подтверждено в работе [6] при измерениях магнитострикции в феррите-гранате гольмия.

Измерение термодинамически обратного ему явления, а именно пьезомагнитного эффекта в ферритах-гранатах

еще не предпринималось.

Далее укажем, что однонаправленная обменная анизотропия в «слабой» подрешетке рассматриваемого феррита согласно соотношению (17) приводит к нечетному, т.е. зависящему от I магнитокалорическому эффекту $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H}\right)_{T,P}$ и магнитотермическому эффекту при охлаждении образца, вследствие возникновения термопарапроцесса в отсутствие внешнего магнитного поля ($H=0$) $\left(\frac{\Delta I}{\Delta T}\right)_{P,H=0}$, т.е. магнитного аналога пироэлектрического эффекта — пиромангнитного эффекта.

Долгое время (начиная с работ П. Вейсса) считалось, что магнитокалорический эффект в ферромагнетиках (далее ΔT -эффект) квадратично зависит от намагниченности парапроцесса I

$$\Delta T = aI^2, \tag{19}$$

где a — постоянный коэффициент, т.е. ΔT -эффект является четным.

Такая же зависимость ΔT -эффекта от I наблюдается и в «нелевских» ферримангнетиках.

Однако в работе [5] для ферритов со «слабой» подрешеткой (феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$) путем применения метода молекулярного поля была получена формула [см. гл. 1, формула (5)], из которой вытекает, что:

$$(\Delta T)_{T=T_B} \sim \chi_p H \text{ и } I.$$

Даже при магнитном фазовом переходе магнитный

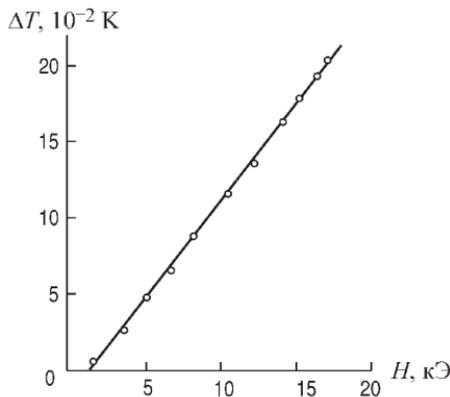


Рис. 14. Зависимость магнитокалорического эффекта ΔT от H в точке T_B феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$

порядок–беспорядок (в точке T_B) ΔT -эффект является нечетным, т. е. линейно зависящем от намагниченности.

Экспериментальные исследования магнитокалорического эффекта в ферритах со «слабой» подрешеткой подтвердили этот вывод.

На рис. 14 приведены данные измерения магнитокалорического эффекта в функции H в области T_B для феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ [8].

§ 2. Экспериментальные наблюдения пиромангнитного эффекта в феррите-гранате гадолиния

Наблюдение пиромангнитного эффекта было осуществлено при измерениях остаточной намагниченности феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ в работе Любутина [7]. На рис. 15 приведены

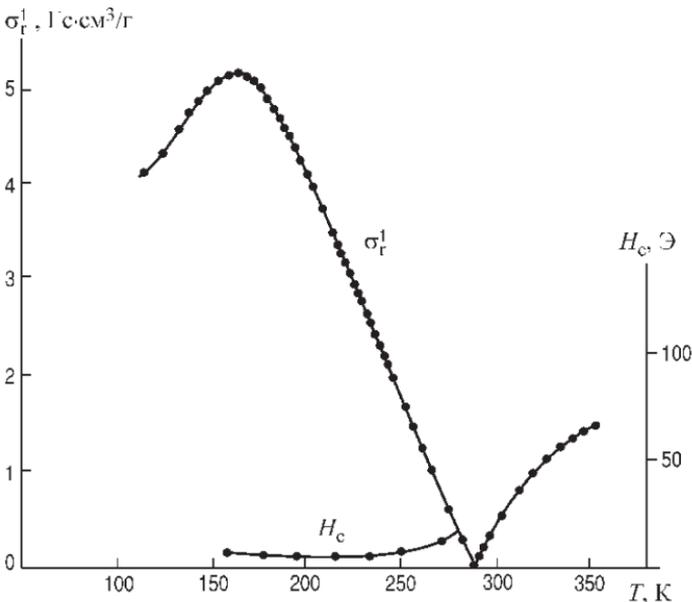


Рис. 15. Температурные зависимости псевдоостаточной намагниченности σ_r^1 и коэрцитивной силы H_c для $Gd_3Fe_5O_{12}$ в области температур $T > \Theta_{com}$ зависимости $\sigma_r^1(T)$ и коэрцитивной силы $H_c(T)$ для данного феррита в интервале температур между точками T_B и Θ_{com} (т. е. в интервале 100–293 К).

На рис. 16 приведены температурные зависимости σ_r и H_c для феррита-граната иттрия $Y_3Fe_5O_{12}$ в том же интервале

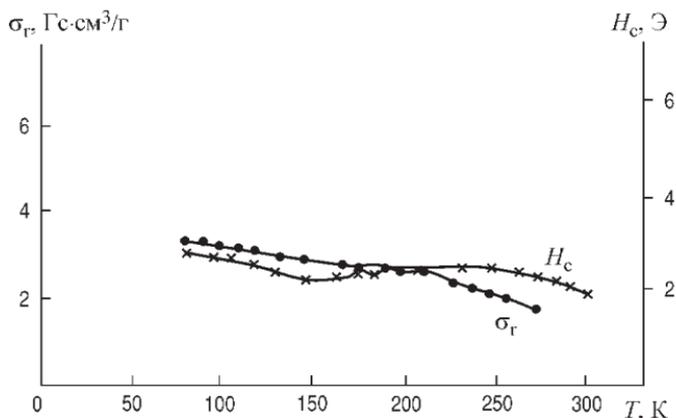


Рис. 16. Температурные зависимости σ_r и H_c для $Y_3Fe_5O_{12}$

температур [7]. Образцы обоих ферритов были одинакового размера — стержни квадратного сечения 4×4 мм² и длиной 50 мм. Остаточная намагниченность σ_r создавалась сильным магнитным полем H_s и измерялась методом «сбрасывания катушки с образца».

Сопоставление кривых $\sigma_r^1(T)$ (а также $H_c(T)$) для обоих ферритов важно потому, что в феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ имеется «слабая» (гадолиниевая) подрешетка, а в $Y_3Fe_5O_{12}$ таковая отсутствует. Кроме того, подрешетка *ad* (катионов Fe^{3+}) в феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ есть по существу феррит $Y_3Fe_5O_{12}$, так как катион Y^{3+} не обладает магнитным моментом. Поэтому при анализе зависимостей $\sigma_r(T)$ и $H_c(T)$ в рассматриваемом температурном интервале можно выявить «неучастие» гадолиниевой подрешетки в формировании гистерезисных свойств феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$.

Отсюда вытекает вывод, что остаточная намагниченность, измеряемая методом «сбрасывания катушки с образца» $Gd_3Fe_5O_{12}$, состоит из двух компонент: 1) истинной («гистерезисной») остаточной намагниченности σ_r , создаваемой подрешеткой *ad*, и 2) псевдоостаточной («безгистерезисной») компоненты остаточной намагниченности σ_r^1 , индуцированной в «слабой» подрешетке однонаправленной обменной анизотропией.

Поле этой анизотропии в данной случае, как уже указывалось выше, равно

$$(20) \quad (\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}} = -J_{c\text{-}ad}(\mathbf{I}_{\text{r}})_{ad},$$

где $(\mathbf{I}_{\text{r}})_{ad}$ — остаточная намагниченность *ad*-подрешетки, $J_{c\text{-}ad}$ — параметр обменного взаимодействия подрешеток *c* и *ad* феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Из сопоставления кривых $\sigma_{\text{r}}(T)$ феррита $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (рисунки 15 и 16) вытекает, что сильное возрастание остаточной намагниченности при понижении температуры в феррите-гранате гадолиния обусловлено второй компонентой, т. е. псевдоостаточной намагниченностью σ_{r}^1 («безгистерезисной»). Как следует из рис. 16, в подрешетке *ad* истинная остаточная намагниченность σ_{r} в рассматриваемом интервале температур почти не изменяется по величине, и следовательно, согласно формуле (20), и поле однонаправленной обменной анизотропии в данном интервале температур остается практически постоянным. Поэтому наблюдаемое на рис. 15 возрастание псевдоостаточной намагниченности необходимо приписать охлаждению образца (в отсутствие внешнего поля \mathbf{H}), здесь мы имеем магнитный аналог пирозлектрического эффекта, т. е. пиромагнитный эффект.

Физика «пиромагнитного» эффекта состоит в том, что с понижением температуры в «слабой» подрешетке $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ уменьшается дезориентирующее действие теплового движения на магнитный порядок, т. е. возникает термopар-процесс (при $\mathbf{H}=0$), так как $(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}}$ в соотношении (21) в рассматриваемом интервале температур не меняется.

Конечно, аналогия пирозлектрического и пиромагнитного эффектов носит формальный характер, ибо их физические механизмы возникновения различны. В пирозлектриках спонтанная поляризация \mathbf{P}_s изменяется под влиянием изменения температуры вследствие перераспределения электрических зарядов (при $\mathbf{E}=0$).

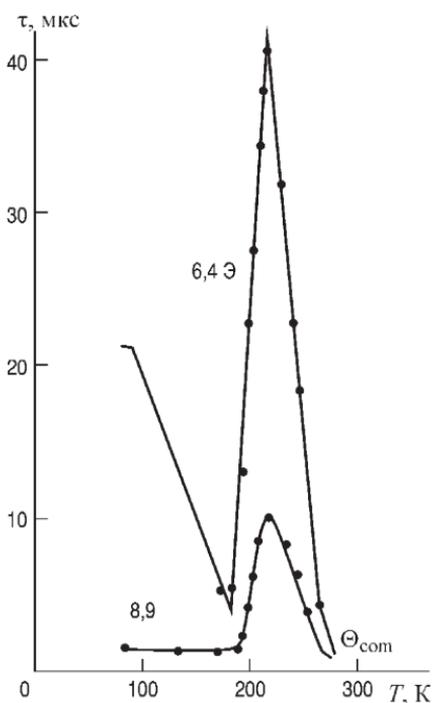
В случае пиромагнетика изменяется магнитный порядок (при $\mathbf{H}=0$) в «слабой» подрешетке, наведенный обменным полем $(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}}$ (согласно формуле (20) из-за присутствия в *ad*-подрешетке остаточной намагниченности σ_{r}).

Однако, несмотря на различие их механизмов возник-

новения, в их проявлении много общего. Во-первых, оба эффекта возникают в диэлектриках и магнетиках, в которых существует спонтанная поляризация P_s и спонтанная намагничённость σ_s , при этом как пироэлектрик, так и пиромагнетик находится в монодоменном (однодоменном) состоянии. Аналогия также состоит в том (как следует из рис. 16), что пиромагнитный эффект σ_r^1 линейно зависит от T .

Отметим, однако, что при возникновении пиромагнитного эффекта одновременно будет проявляться пьезомагнитный эффект. Дело в том, что при изменении температуры возникает тепловое расширение или укорочение ферромагнетика, а это можно рассматривать как действие дополнительного упругого напряжения ΔP . Так что при экспериментальном наблюдении пиромагнитного эффекта будет «примешиваться» (по-видимому, небольшой величины) ΔT^1 за счет пьезомагнитного эффекта. Подобная ситуация возникает и при измерениях пироэлектрического эффекта в сегнетоэлектриках [12].

Далее обратим внимание на следующий экспериментальный факт, установленный в работе [7]. Как следует из рис. 15, при достижении определенной температуры (~ 160 К) на кривой $\sigma_r^1(T)$ возникает максимум, при дальнейшем понижении T величина σ_r^1 уменьшается.



С нашей точки зрения, это вызвано тем, что по мере понижения температуры, одновременно с ростом обменной энергии в «слабой» подрешетке (вследствие возрастания

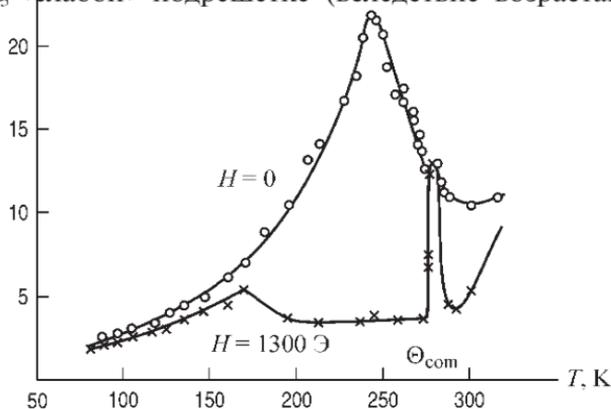


Рис. 18. Максимум внутреннего трения Q^{-1} (в поле $H = 0$) в феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ при температурах ниже точки Θ_{com}

магнитного порядка), возрастает и энергия магнитного дипольного взаимодействия между магнитными моментами катионов Gd^{3+} , при этом с опережающей интенсивностью (поскольку это взаимодействие является дальнедействующим). Это взаимодействие приводит к тенденции раз-

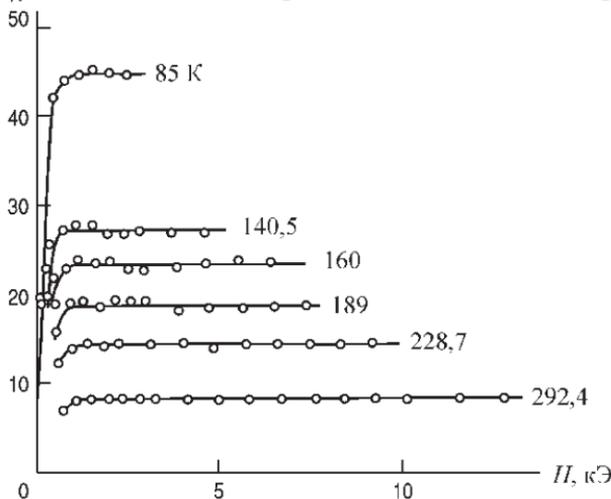


Рис. 19. Изотермы намагниченности $\sigma(H)$ замещенного феррита-граната гадолиния ($Gd_3Ga_{1,5}Fe_{3,5}O_{12}$)

магничивания гадолиниевой подрешетки (находящейся в монокристаллическом состоянии), т. е. к тенденции образования доменов. Возникновение конкурирующего обменному взаимодействию в «слабой» подрешетке магнитодипольного взаимодействия вызывает метастабильное состояние магнитной системы в данной подрешетке с возникновением сопутствующих релаксационных эффектов.

В работе [13] в феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ в рассматриваемом интервале температур был обнаружен (рис. 17) большой максимум магнитной вязкости τ в слабом поле H , а в работе [14] и внутреннего трения (рис. 18).

Наконец, отметим, что в работе [8] при исследовании сильно замещенного феррита-граната гадолиния ($Gd_3Fe_5O_{12}$) немагнитными катионами были получены изотермы $\sigma(H)$ при низких температурах (рис. 19), которые могут служить хорошим косвенным подтверждением существования пьезомагнитного эффекта. Как следует из этого рисунка, рост намагниченности при охлаждении образца происходит практически в нулевом поле H .

§ 3. Косвенные экспериментальные доказательства существования пьезомагнитного эффекта в феррите-гранате гадолиния

Непосредственного наблюдения этого эффекта еще не производилось. Однако в работах сорокалетней давности были получены опытные данные, которые могут служить косвенным доказательством существования данного эффекта.

В работах [9,10] было установлено, что в этом феррите при низких температурах (рис. 20) магнитострикция линейно зависит от H . При этом она является объемной (из рис. 20 видно, что $\lambda_{\parallel} \approx \lambda_{\perp}$), т. е. обусловлена обменным взаимодействием катионов Gd^{3+} в «слабой» подрешетке. Учитывая сказанное выше (см. §1), можно с уверенностью утверждать, что должен существовать пьезомагнитный эффект в данном феррите обменной природы.

В работе Педько [11] был осуществлен следующий опыт. Образец феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ помещался в «бомбочку», в которой замораживалась вода в дьюаре с жидким азотом,

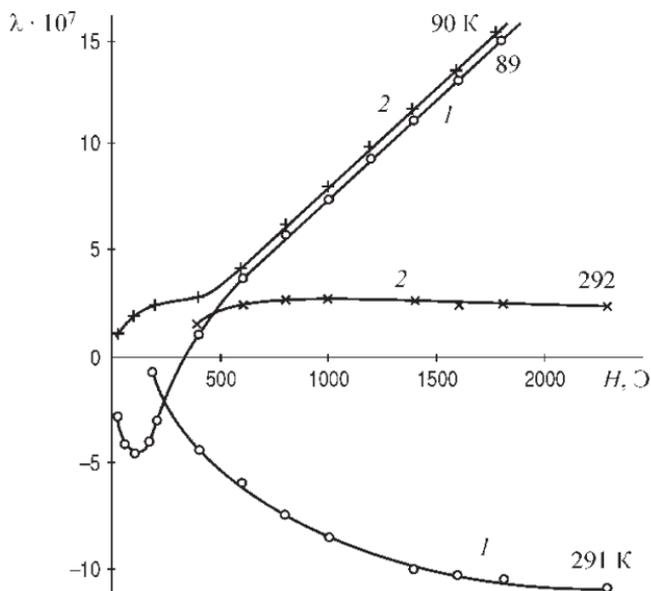


Рис. 20. Зависимость продольной λ_{\parallel} (кривая 1) и поперечной λ_{\perp} (2) магнитострикции от поля для феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при комнатной и низкой (жидкий азот) температурах

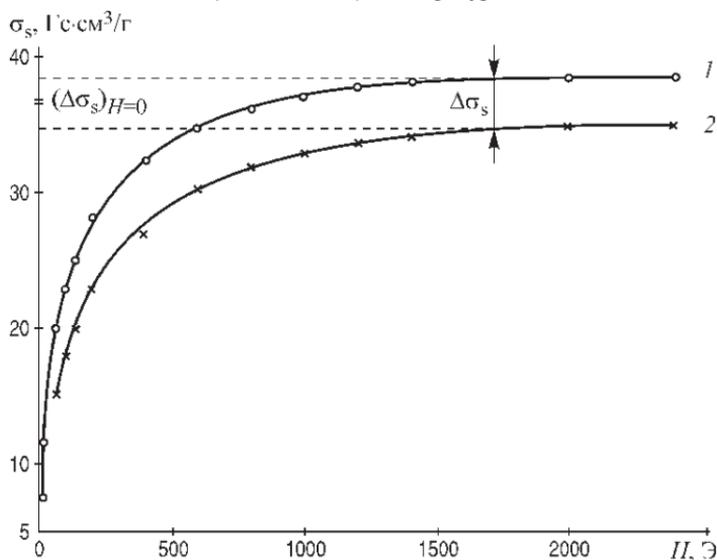


Рис. 21. Влияние давления на кривые намагничивания феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при $T=83 \text{ K}$: 1 — $P=0$; 2 — 1800 кг/см^2

при этом он подвергался всестороннему сжатию порядка 1800 атм. Из рис. 21 видно, что удельная намагниченность насыщения σ_s уменьшалась на значительную величину. Как следует из §1 данной главы, можно написать термодинамическое соотношение

$$(22) \quad \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial H} \right)_P = - \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_H,$$

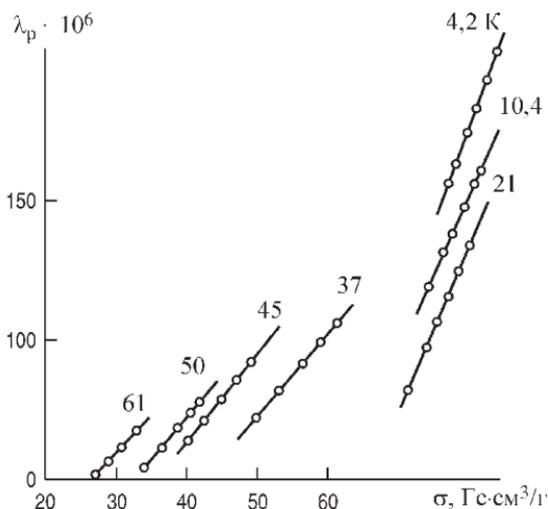


Рис. 22. Зависимость магнитострикции парапроцесса λ_p феррита-граната гольмия ($\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) от удельной намагниченности σ при различных температурах

где $\left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_H$ — магнитоупругий эффект при $H \neq 0$.

Однако из рис. 21 видно, что эффект $\Delta\sigma_s$ (изменение насыщения намагниченности) фактически не зависит от поля H , т.е. экстраполируя ветви кривых $\sigma_s(H)$ к нулевому полю H , мы получаем, по существу, величину пьезомагнитного эффекта $(\Delta\sigma_s)_{H=0}$ обменной природы, вызванного всесторонним сжатием образца феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при

низких температурах.

В работе [6] для феррита-граната гольмия ($\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) была наблюдаена линейная магнитострикция парапроцесса отрицательного знака (рис. 22), тогда как в феррите-гранате гадолиния она имеет положительный знак (см. рис. 20). Это означает, что, согласно формуле (22), соответствующее ему изменение насыщения намагниченности $(\Delta\sigma_s)_{H=0}$ при давлениях будет иметь отрицательный знак и такой же знак будет иметь пьезомагнитный эффект $(\Delta\sigma_s)_{H=0}$ для феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Глава 3

ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

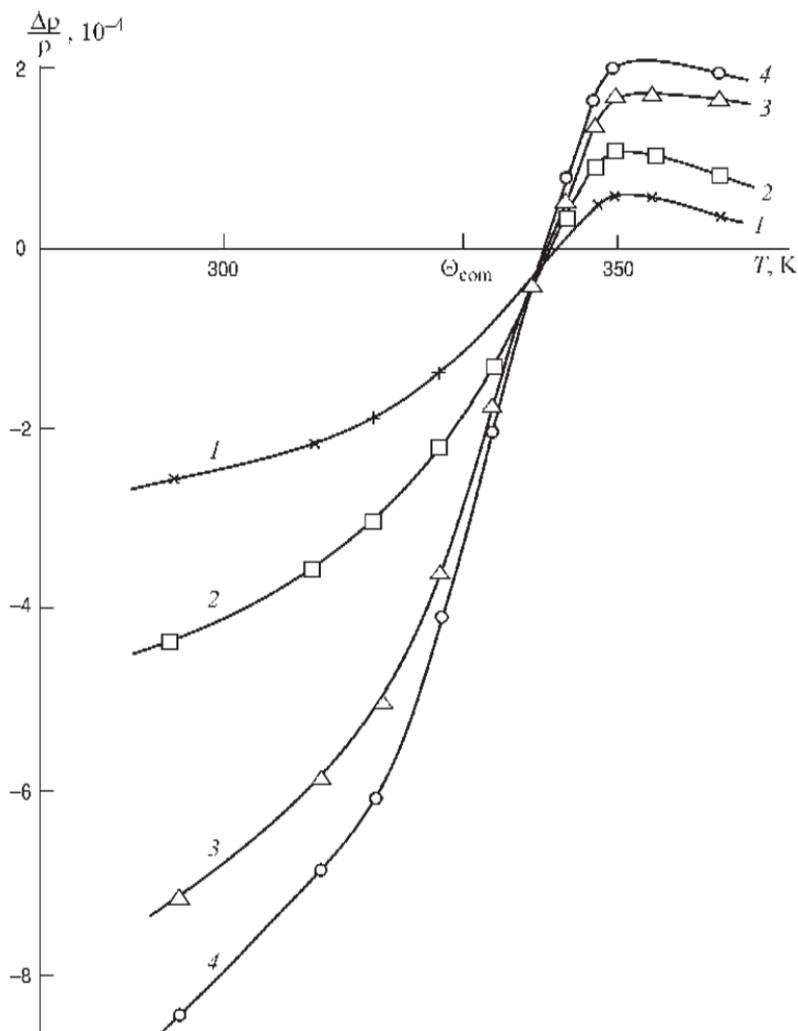


Рис. 23. Зависимость магнитосопротивления от температуры при переходе в точку Θ_{com} в феррите-хромите лития ($\text{Li}_2\text{O}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{2,5}(\text{Cr}_3\text{O}_3)_{2,5}$) при $H = 1,8$ (кривая 1); 2,26 (2); 6,8 (3); 11 кЭ (4)

§ 1. Изменение знаков магнитосопротивления, магнитокалорического эффекта и обменной магнитстрикции при

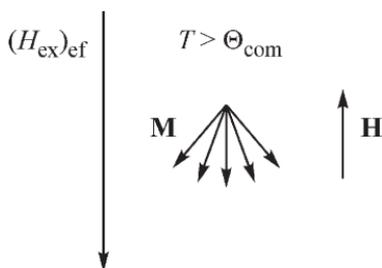


Рис. 24. При $T > \Theta_{\text{com}}$ приложение поля H приводит к возрастанию магнитной энтропии S_m в «слабой» подрешетке

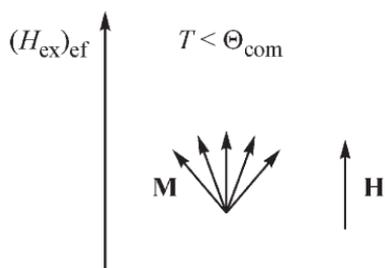


Рис. 25. При $T < \Theta_{\text{com}}$ приложение поля H вызывает уменьшение магнитной энтропии S_m в «слабой» подрешетке

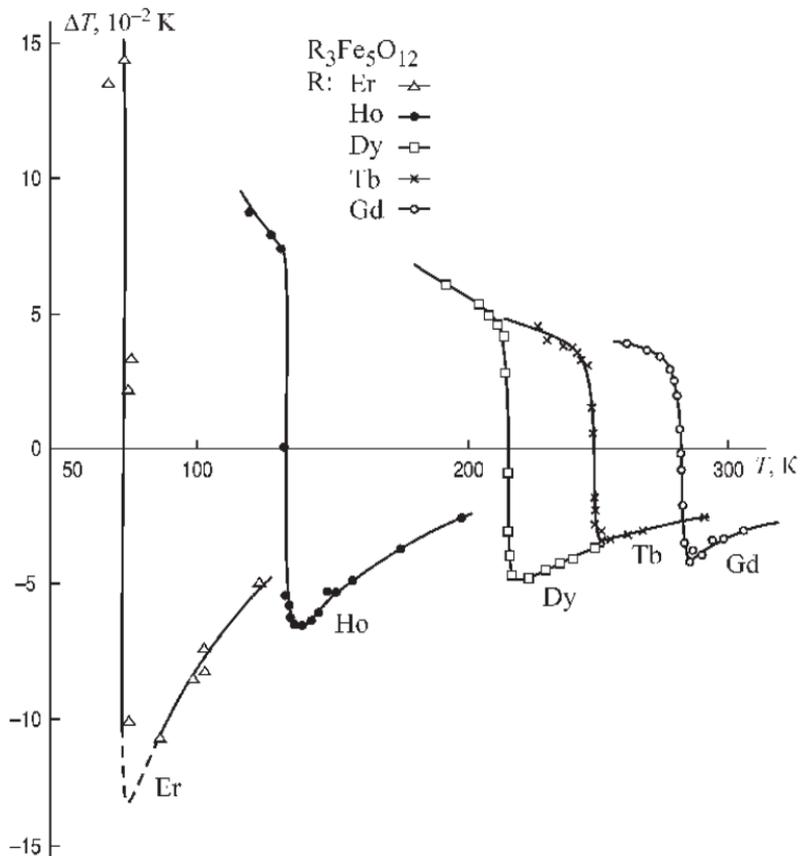


Рис. 26. Скачки магнитокалорического эффекта в области температуры компенсации в ферритах-гранатах Gd, Tb, Dy, Ho, Er

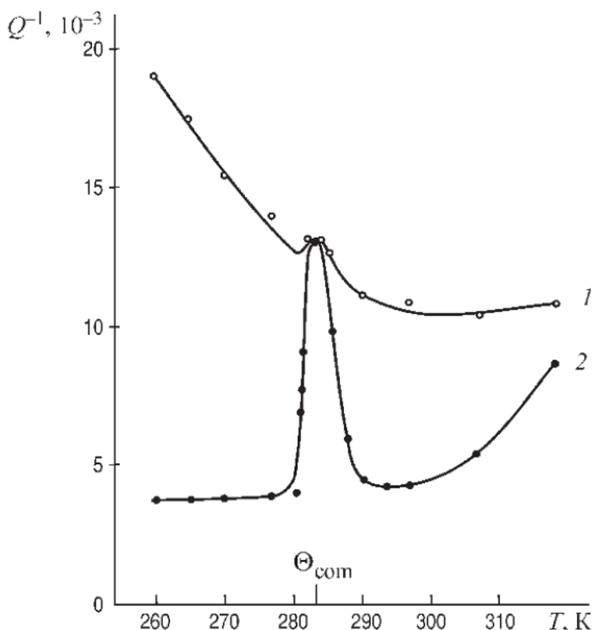
переходе Θ_{com} 

Рис. 27. Температурная зависимость внутреннего трения Q^{-1} феррита-граната гадолиния в области Θ_{com} ; 1 — $H = 0$; 2 — $H = 1300$ Э

На рис. 23 по данным [1] приведены кривые изменения магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ в феррите-хромите лития при переходе Θ_{com} . Видно, что при $T > \Theta_{\text{com}}$ магнитосопротивление приобретает положительный знак (что является необычным явлением для магнитоупорядоченных веществ). Этот эффект возникает в результате парапроцесса в «слабой» подрешетке выше точки Θ_{com} . Поскольку при $T > \Theta_{\text{com}}$ поле H направлено противоположно магнитным моментам этой подрешетки M (рис. 24), то происходит возрастание магнитной энтропии (возникает «антиферромагнитный» парапроцесс), что приводит к положительному знаку магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$.

В области $T < \Theta_{\text{com}}$ под влиянием H осуществляется обычный парапроцесс (с уменьшением магнитной энтропии

(рис. 25)) и здесь возникает обычный эффект — отрицательное магнитосопротивление.

На рис. 26 по данным [2] приведены кривые температурной зависимости магнитокалорического эффекта (ΔT -эффекта) для ряда ферритов-гранатов тяжелых редкоземельных металлов. Видно, что при переходе точки Θ_{com} знак ΔT изменяется, становится отрицательным, при этом величина ΔT -эффекта изменяется резким скачком. Возникновение отрицательного ΔT -эффекта при $T > \Theta_{\text{com}}$ также связано с изменением знака магнитной энтропии в поле H (как и в случае эффекта $\Delta\rho/\rho$), т. е. в области $T > \Theta_{\text{com}}$.

Из рис. 26 видно, что по мере понижения температуры Θ_{com} скачки ΔT возрастают по величине, что имеет место для ферритов гранатов Dy, Ho и др. Это связано с тем, что в низких температурах кривая $\sigma(T)$ «слабой» подрешетки сильно возрастет и скачок ΔT соответственно возрастет. Существование такого сильного (скачкообразного) σ приводит к нестабильности процесса «переворота» σ в области Θ_{com} .

Существование последней приводит к аномалиям внутреннего трения Q^{-1} в точке Θ_{com} , наблюдаемое в работе [22] в $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (рис. 27) и в работе [12] в феррите-хромите лития (см. рис. 18 в гл.2).

§2. Возникновение индуцированной угловой магнитной структуры в слабом поле в точке Θ_{com} — как проявление эффекта парапроцесса

В работах русских магнитологов-теоретиков [5, 6] было показано, что в ферритах, в результате «конкуренции» сильного внешнего поля H и обменного взаимодействия между подрешетками в некотором интервале критических полей

$$H_{\text{кр1}} \leq H \leq H_{\text{кр2}}$$

должны возникать неколлинеарные (угловые) магнитные структуры. Авторы указанных работ рассматривали «неелевский» ферримагнетик (с очень большим межподрешеточным AB взаимодействием). В этом случае для наблюдения воз-

никновения подобных структур потребовалось бы применение сверхсильных магнитных полей (10^5 – 10^6 Э).

В 1968 г. американские исследователи Кларк и Кал-

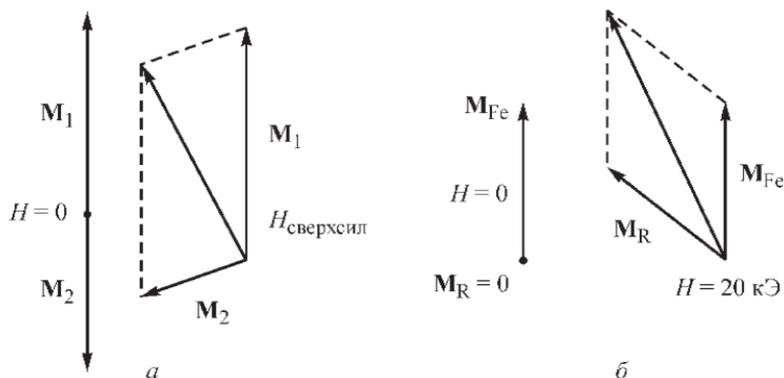


Рис. 28. Векторные диаграммы угловой, индуцированной полем H структуры: *а*) для «неелевского» ферримагнетика; *б*) для ферримагнетика со «слабой» подрешеткой

лен [7] предложили провести наблюдение образования индуцированных полем H угловых магнитных структур в редкоземельных ферритах-гранатах в области их Θ_{com} , поскольку в них, вследствие компенсации намагниченностей

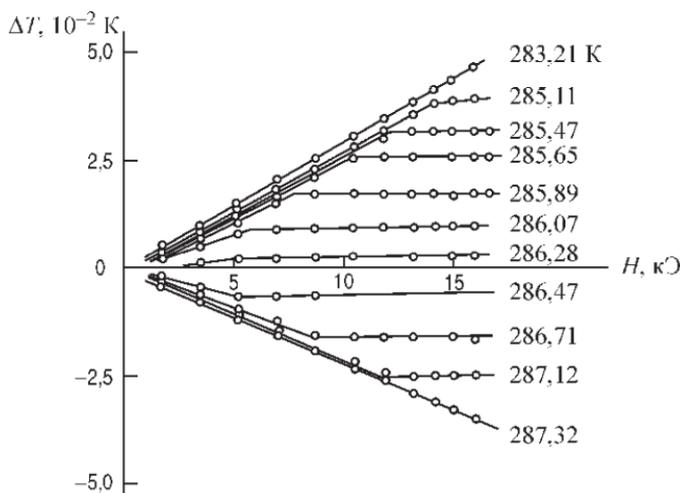


Рис. 29. Ветви магнитокалорического эффекта (ΔT) в феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ по обе стороны от точки Θ_{com} ($H = 20$ кЭ)

подрешеток, обменное взаимодействие между ними сильно ослаблено. С помощью молекулярного метода они нашли соотношение

$$(23) \quad \mathbf{M}_{\text{резл}} = \mathbf{M}_{\text{R}} + \mathbf{M}_{\text{Fe}} = \frac{\mathbf{H}}{J_{12}},$$

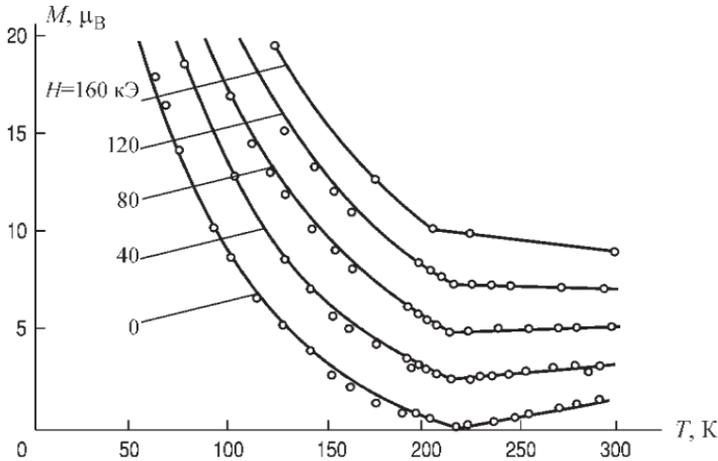


Рис. 30. Температурные зависимости намагниченности M (в магнетонах Бора) в феррите $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в сверхсильных магнитных полях ($H > 100 \text{ кЭ}$) по данным [7]

где \mathbf{M}_{R} и \mathbf{M}_{Fe} — векторы редкоземельной («слабой») и \mathbf{M}_{Fe} — «сильной» подрешетки катионов железа, $\mathbf{M}_{\text{резл}}$ — результирующий вектор и J_{12} — параметр обменного взаимодействия между указанными подрешетками.

Для «неелевского» ферримангнетика, т.е. с большим межподрешеточным взаимодействием, согласно работам Тябликова [5] и др., это соотношение следовало бы записать в общей форме:

$$(24) \quad \mathbf{M}_{\text{резл}} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = \frac{\mathbf{H}}{J_{12}},$$

где $|\mathbf{M}_1| > |\mathbf{M}_2|$ и оба магнитных момента связаны очень сильным обменным взаимодействием.

На рис. 28 *a* показаны соответствующие этому случаю

векторные диаграммы (при $H=0$ и $H=H_{\text{сверхсил}}$). Возникает вопрос: а какими будут векторные диаграммы, соответствующие соотношению (23)? Очевидно, при $H=0$ суще-

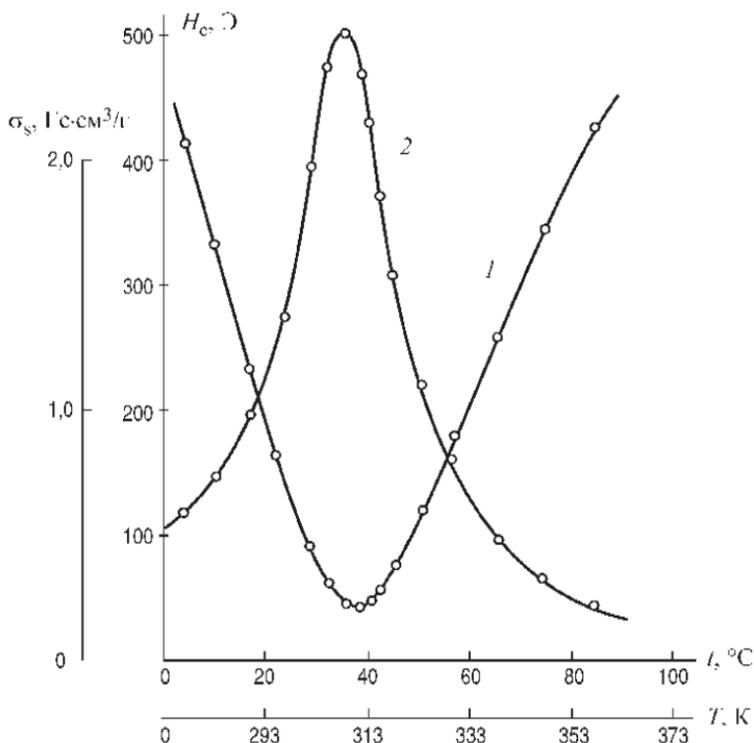


Рис. 31. Температурные зависимости спонтанной намагниченности σ_s (кривая 1) коэрцитивной силы H_c (2) для образца феррита-хромита лития $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5\text{Cr}_3\text{O}_3$, измеренные в области Θ_{com}

ствует только вектор M_{Fe} , а $M_{\text{R}}=0$ (рис. 28 б). Однако при приложении поля H в результате парапроцесса в «слабой» подрешетке формируется вектор M_{R} . Когда он достигнет по величине вектора M_{Fe} , возникает угловая структура (рис. 28 б).

На рис. 29 по данным работы [8] приведены зависимости магнитокалорического эффекта для феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ от температуры по обе стороны от точки компенсации Θ_{com} в магнитном поле $H_{\text{кр1}}=20$ кЭ. (Это поле очень слабое по сравнению с оценками данных в [5]). Видно, что ветви кривых $\Delta T(H)$ по обе стороны от Θ_{com} симметричны, так

как они соответствуют векторной диаграмме, изображенной на рис. 28 б, на которой $|\mathbf{M}_R| = |\mathbf{M}_{Fe}|$. Это означает,

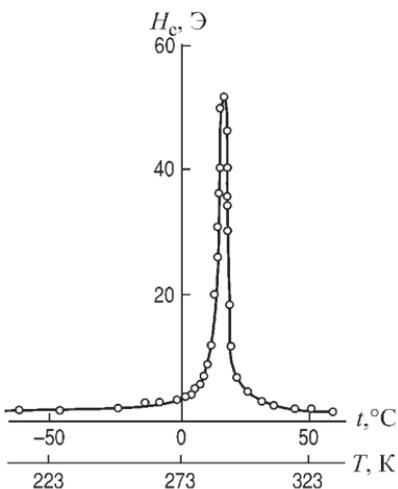


Рис. 32. Температурная зависимость H_c в области Θ_{com} для монокристаллического образца феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ (с большим размагничивающим фактором)

что при наложении поля \mathbf{H} в «слабой» подрешетке формируется вектор \mathbf{M}_R в результате парапроцесса (в этом формировании также участвует обменное поле $(H_{ex})_{cf}$, создаваемое «сильной» подрешеткой). Как только он достигнет величины M_{Fe} , возникнет угловая структура, которая имеет симметричный вид по сравнению с диаграммой на рис. 28 а.

Из всего сказанного выше следует вывод, что образование неколлинеарной магнитной структуры в точке Θ_{com} есть, в сущности, эффект парапроцесса.

Если приложить сверхсильное поле ($H > 100$ кЭ), то точка компенсации исчезает.

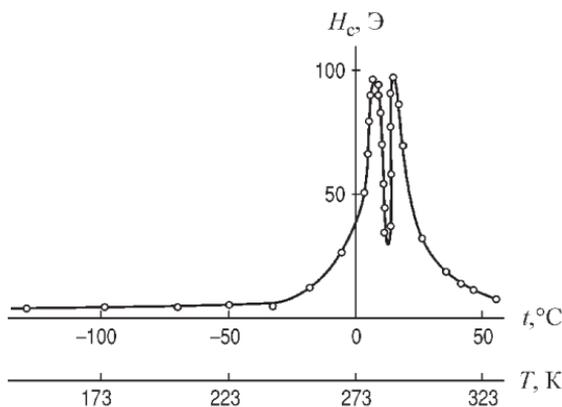


Рис. 33. Температурная зависимость H_c в области Θ_{com} для поликристаллического Gd_3FeO_4

На рис. 30 приведены зависимости намагниченности M (в магнетонах Бора) для феррита-граната диспрозия [7] от температуры. Видно, что точка Θ_{com} практически не проявляется, так как исчезает «слабая» подрешетка (диспрозиевая) и вместе с этим теряются все уникальные магнитные особенности, которые свойственны ферримагнетикам со «слабой» подрешеткой.

§ 3. К вопросу о наблюдении больших максимумов коэрцитивной силы в области точки магнитной компенсации

Впервые авторами работы [9] в области Θ_{com} феррита-хромита лития было наблюено сильное возрастание коэрцитивной силы (рис. 31).

Из рисунка видно, что H_c достигает очень большой величины ($H_c \approx 500$ Э). Это является удивительным фактом, так как данный феррит является магнитомягким материалом.

Авторы [9] дали объяснение обнаруженному эффекту

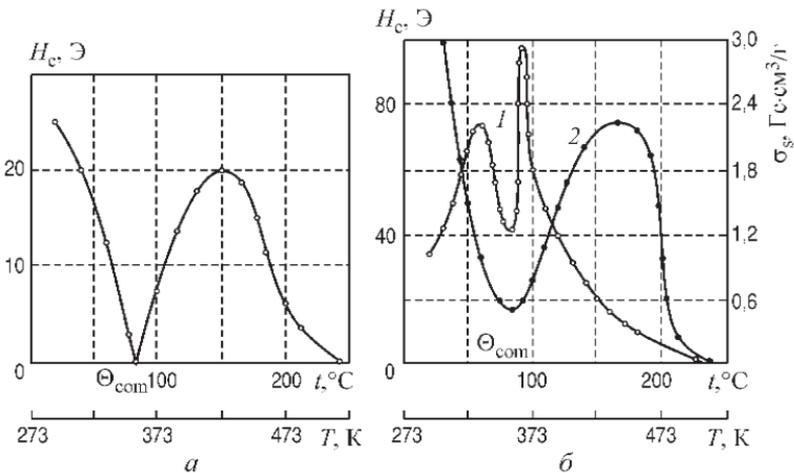


Рис. 34. Температурная зависимость H_c для феррита-хромита лития ($\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5 \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5 \text{Cr}_2\text{O}_3$), измеренная путем снятия петель гистерезиса в области Θ_{com} (а) и методом «сбрасывания с образца измерительной катушки» (б)

с помощью известной формулы технического намагничивания:

$$H_c = \frac{2K_1}{\sigma_s},$$

(25)

где K_1 — константа магнитокристаллической анизотропии, а σ_s — удельная намагниченность насыщения.

В обоснование применимости этой формулы авторы [9] полагают, что в области Θ_{com} структурные неоднородности в поликристаллическом образце феррита приводят к неоднородностям магнитным — образуются однодоменные частицы, вследствие чего процессы перемагничивания требуют большого магнитного поля (в области Θ_{com} феррит становится как бы «магнитожестким»).

Однако несколько позднее были проведены [10] измерения H_c как в монокристалле (рис. 32), так и в поликристалле (рис. 33) ферритов $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. В их точках Θ_{com} наблюдалось возрастание H_c , при этом было отмечено «раздвоение» максимума кривой $H_c(T)$. Данные результаты вызвали сомнения в адекватности объяснения сильного роста H_c в области Θ_{com} данное авторами работы [9]. (Раздвоение минимума кривой в случае монокристаллического образца трудно выявить из-за «узости» максимума $H_c(T)$).

Неприемлемым также является другое предположение, сделанное автором работы [9] о том, что при $T = \Theta_{\text{com}}$ феррит «становится антиферромагнетиком с «вкрапленными» ферромагнитными областями...» и что в этом случае процессы перемагничивания будут проходить с трудом и поэтому H_c должна сильно возрастать.

Необходимо отметить, что в работах [9, 10] и во многих последующих, в которых были обнаружены максимумы на кривых $H_c(T)$ в области точки Θ_{com} , величины H_c измерялись таким же методом, как и при измерениях H_c в ферромагнетиках — методом «сбрасывания измерительной катушки с образца». Возникает вопрос: применим ли этот метод для измерения H_c в ферромагнетиках со «слабой» подрешеткой?

В работах Киренского с сотр. [11] H_c в области Θ_{com} измерялась двумя методами: методом «сбрасывания из-

мерительной катушки» и путем непосредственного снятия петель магнитного гистерезиса.

На рис. 34а представлена зависимость $H_c(T)$ в области Θ_{com} для феррита-хромита лития (того же состава, что и у авторов работы [9]), полученная авторами [11] из измерений петель гистерезиса (в поле H частоты 50 с помощью «осциллографирования» петли), и на рис. 34б — методом «сбрасывания с образца катушки». Видно, что с помощью первого метода не обнаруживается роста H_c в области Θ_{com}

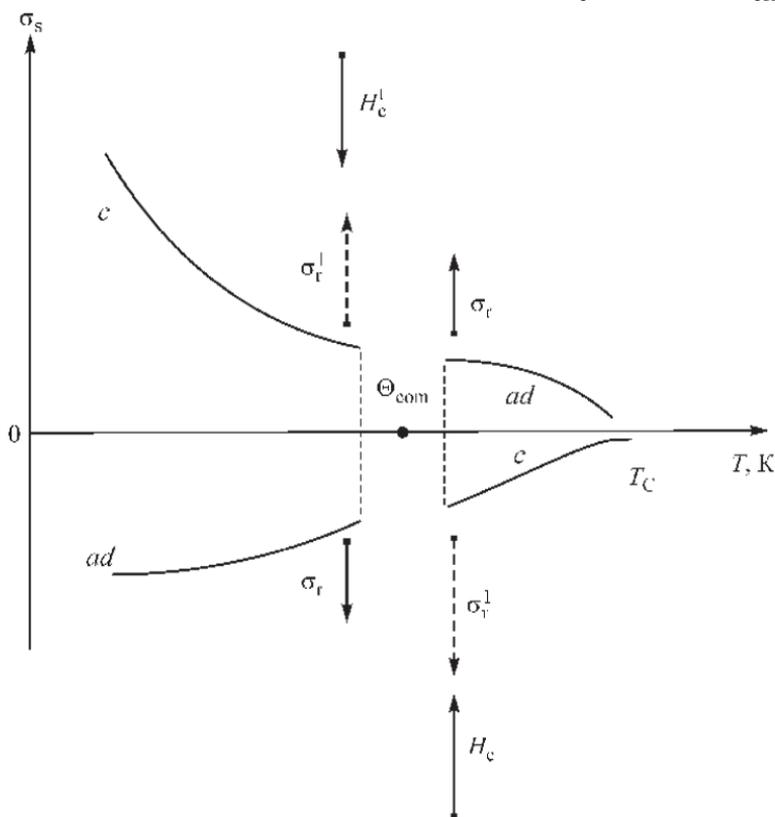


Рис. 35. К объяснению явления сильного возрастания H_c в области Θ_{com} ($H_c \rightarrow 0$ при подходе к Θ_{com}), тогда как второй метод приводит к возрастанию H_c в области Θ_{com} и к «раздвоению максимума кривой $H_c(T)$ ».

Разгадку явления возрастания коэрцитивной силы в области Θ_{com} , наблюдаемую методом «сбрасывания катушки с

образца» лучше всего провести на примере феррита-граната гадолиния ($Gd_3Fe_5O_{12}$), для которого получено больше экспериментальных данных, характеризующих свойства этого магнетика. В частности, для него имеются данные по температурной зависимости константы магнитной кристаллографической анизотропии (см. рис. 8 гл.1). Как следует из этого рисунка, «слабая» (гадолиниевая) подрешетка в области Θ_{com} не дает вклада в гистерезисные свойства, так как константа анизотропии ее выше точки T_B , исчезает и

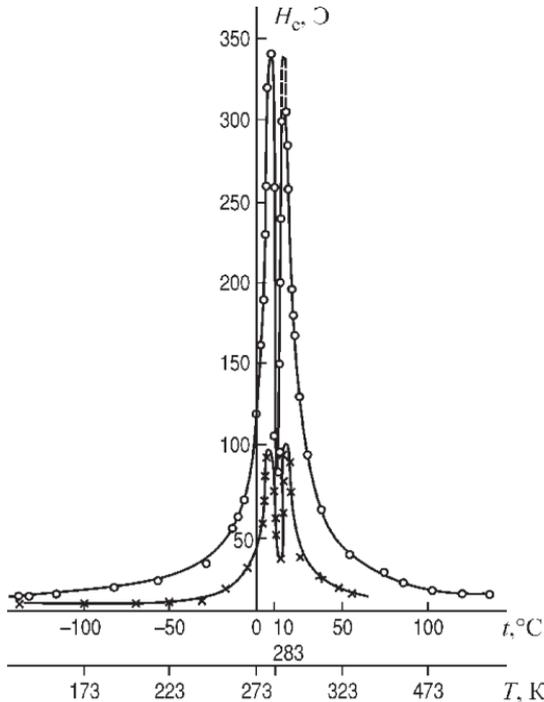


Рис. 36. Возрастание H_c в области Θ_{com} в поликристаллическом образце феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ (с малым размагничивающим фактором)

поэтому в области Θ_{com} гистерезисные свойства обусловлены только «сильной» подрешеткой (подрешеткой катионов Fe^{3+}) и, следовательно, в данной точке присутствует остаточная намагниченность σ_r и она создает обменное поле:

$$(H_{ex})_{ef} = J_{12} (I_{r1}), \quad (26)$$

где $(I_r)_1$ — остаточная намагниченность подрешетки ad. Данное поле в области Θ_{com} при $H=0$ вызывает парапроцесс в «слабой» подрешетке и формирует по обе стороны от Θ_{com} векторы намагниченности I_r^1 , которые можно назвать псевдоостаточной намагниченностью.

Механизм возникновения максимума H_c^1 (псевдокоэрцитивной силы) в области Θ_{com} , измеряемой методом «сбрасывания катушки с образца», можно интерпретировать следующим образом.

На схематическом рис. 35 ветви $\sigma_s(T)$ «слабой» (гадолиниевой) подрешетки обозначены через «с», а соответствующие ветви подрешетки катионов Fe^{3+} — через *ad*. Область Θ_{com} для наглядности намеренно расширена.

При температурах $T < \Theta_{\text{com}}$ истинная остаточная намагниченность σ_r обусловлена *ad*-подрешеткой и поле анизотропии H_A этой подрешетки ориентирует ее вниз (рис. 35), а вверх направлена псевдоостаточная намагниченность (штриховая стрелка σ_r^1), наведенная парапроцессом поля под влиянием $(H_{\text{ex}})_{\text{ef}}(\sigma_r)$. При $T > \Theta_{\text{com}}$ истинная σ_r направлена вверх, а σ_r^1 — вниз. Для компенсации намагниченностей σ_r^1 (при измерениях методом «сбрасывания катушки») требуются гораздо большие поля $H = H_c$, чем поле H для сведения истинной σ_r к нулю, т.е. необходимое для получения истинной H_c .

Из сказанного следует, что метод «сбрасывания катушки с образца» для измерения коэрцитивной силы H_c в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой не применим из-за сильного парапроцесса, создаваемого полем $(H_{\text{ex}})_{\text{ef}}(\sigma_r)$.

В работе [12] для $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ наблюдается неоднозначность в величинах максимумов H_c^1 в Θ_{com} . Величина H_c^1 зависит

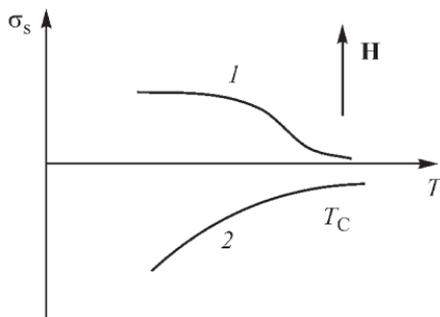


Рис. 37. Температурные зависимости спонтанной намагниченности подрешеток ферримагнетиков при подходе к точке Кюри (схематически): 1 — «сильная» подрешетка, 2 — «слабая» подрешетка

от размеров образца (от размагничивающего фактора). На рис. 32 приведены результаты измерений на поликристалле $Gd_3Fe_5O_{12}$, который обладал малыми размерами (с большим размагничивающим фактором). Величина в максимуме $H_c^1(T) \sim 100$ Э, а на рис. 36 приведена кривая $H_c^1(T)$ для образца $Gd_3Fe_5O_{12}$ (поликристаллического) с малым

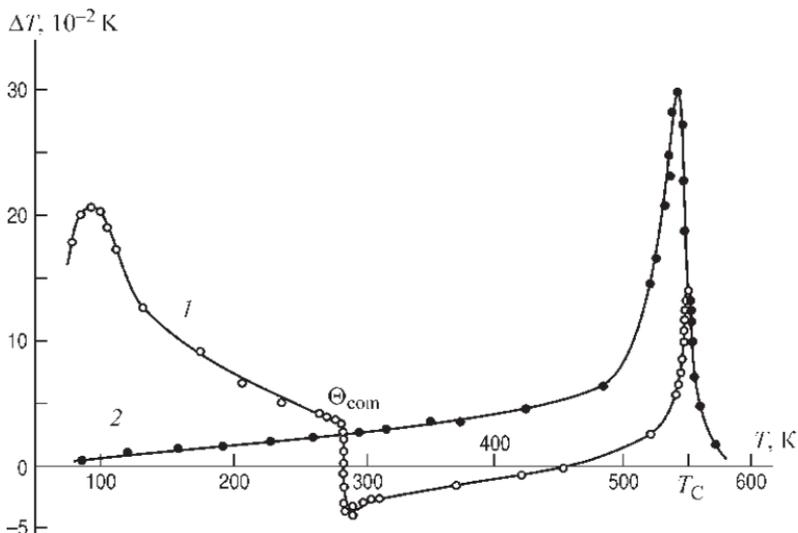


Рис. 38. Зависимость магнитокалорического эффекта ΔT от температуры в поле 16 кЭ для феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ (кривая 1) и для $Y_3Fe_5O_{12}$ (кривая 2) размагничивающим фактором. Видно, что величины H_c^1 в максимуме $H_c^1(T)$ в три с половиной раза больше, чем на рис. 32, так как влияние размагничивающего поля здесь меньше на σ_r феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ («сильной» подрешетки) и, следовательно, здесь больше обменное поле ($H_{\text{ex,ef}}(\sigma_r)$), создающее вследствие парапроцесса величину σ_r^1 (и, как следствие, большую величину H_c^1).

Глава 4

АНОМАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ КЮРИ
ФЕРРИМАГНЕТИКОВ§ 1. О сосуществовании однонаправленной обменной
анизотропии во всех ферримагнетиках
в области точки Кюри

Большинство ферримагнетиков (в том числе ферритов) при низких температурах не обладает «слабой» подрешеткой. В них преобладающим взаимодействием является междоузельное, однако в них существуют и внутримолекулярные (разные по величине) взаимодействия. Последние становятся более заметными в области точки Кюри (T_C), когда энергия междоузельного взаимодействия сильно уменьшается. При подходе к T_C магнитный порядок в подрешетках уменьшается с различной интенсивностью, иными словами, одна из подрешеток будет иметь температурный ход спонтанной намагниченности, близкий к «вейссовскому», а вторая — близкий к асимптотическому

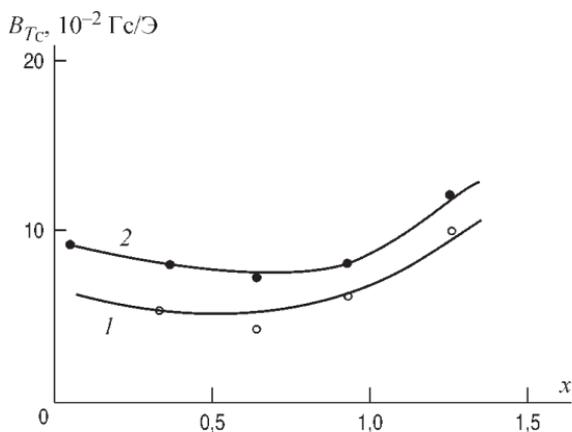


Рис. 39. Зависимость константы B_{T_C} от состава для ферритов-гранатов, замещенных в тетраэдрической подрешетке: 1 — Gd-система; 2 — Tb-система

(схематически это изображено на рис. 37), т. е. первая подрешетка будет «сильной», а вторая — «слабой». Это, в свою очередь, означает, что во всех ферритимагнетиках в области их точек Кюри должна проявляться однонаправленная обменная анизотропия. Ниже приводятся экспериментальные результаты, которые подтверждают существование такой анизотропии в точке Кюри ферритов.

На рис. 38 приведены температурные зависимости магнитокалорического эффекта ферритов-гранатов гадолиния и иттрия. Видно, что максимум ΔT -эффекта в точке Кюри первого феррита намного меньше, чем максимум ΔT -эффекта второго феррита, между тем, в области температур, удаленных от T_C , дело обстоит наоборот. Возникновение такой ситуации объясняется существованием в области Кюри ферритимагнетиков однонаправленной обменной анизотропии, создаваемой «сильной» подрешеткой в «слабой». В данном случае «сильной» подрешеткой является d -подрешетка феррита-граната гадолиния, тогда как c и a подрешетки этого феррита являются «слабыми».

При приложении внешнего магнитного поля H , в сильной подрешетке (d -подрешетке) феррита-граната гадолиния возникает ферромагнитный парапроцесс и, согласно известной термодинамической формуле,

$$\Delta T = -\frac{T}{C} \left(\frac{dI}{dT} \right)_H \Delta H.$$

(27)

ΔT — эффект положительного знака. Однако одновременно это поле ($\Delta H = H$) в «слабых» c - и a -подрешетках этого феррита вызывает антиферромагнитный парапроцесс (который реализуется только в ферритимагнетиках со «слабой» подрешеткой), в результате чего возникает ΔT -эффект отрицательного знака, который и приводит к занижению величины ΔT феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ в области T_C по сравнению с таковым в $Y_3Fe_5O_{12}$.

Укажем еще на один экспериментальный факт, подтверждающий наличие антиферромагнитного парапроцесса (и, следовательно, существования однонаправленной обменной анизотропии) в области точки Кюри ферритов. В работе [1] изучалась кривая намагничивания непосредственно в самой

точке Кюри для системы замещенных ферритов-гранатов $\{R_{3-x}Ca_x\}[Fe_2](Fe_{3-x}Sn_x)O_{12}$ (где R — Gd, Tb). Согласно [2] уравнение этой кривой намагничивания имеет вид

$$I = B_{TC} H^{1/3} \quad (28)$$

(критическая магнитная изотерма), где B_{TC} — константа, характеризующая интенсивность парапроцесса в точке Кюри.

На рис. 39 приведены зависимости B_{TC} от x — концентрации катионов Sn, которые замещают часть катионов Fe^{3+} в «сильной» подрешетке, что приводит к ослаблению однонаправленной обменной анизотропии. Это в свою очередь вызывает антиферромагнитный парапроцесс в c -подрешетке, вследствие чего завышается константа B_{TC} .

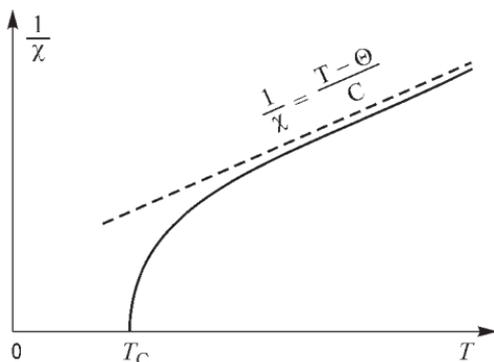
Неель в 1948 г., используя метод молекулярного поля, получил формулу для температурной зависимости обратной восприимчивости непосредственно выше T_C двухподрешеточного феррита (закон Нееля) в виде

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma_0}{T - \Theta^1}, \quad (29)$$

где $1/\chi_0$, σ_0 , Θ^1 зависят от коэффициента молекулярного поля n , характеризующего межподрешеточное обменное взаимодействие, α и β — коэффициенты, характеризующие внутриподрешеточные обменные взаимодействия, C — постоянная Кюри.

В случае феррита с тремя подрешетками (например, для $Gd_3Fe_5O_{12}$) обратная магнитная восприимчивость непосредственно

Рис. 40. Зависимость обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$ от T для двухподрешеточного феррита (схематически) при $T > T_C$



выше точки Кюри и, как показал позднее Неель [3], описывается более сложной формулой:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma_1^2 T + m_0}{T^2 - \Theta_1 T - P_0},$$

(30)

где χ_0 , σ_1 , m_0 , P_0 зависят от коэффициентов молекулярного поля.

Как известно, в ферримагнетиках непосредственно выше T_C и в антиферримагнетиках выше T_N справедлив закон

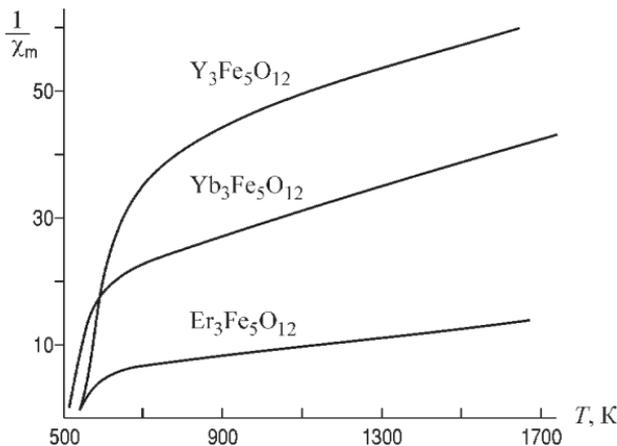


Рис. 41. Зависимость $1/\chi_m$ от T для ферритов $\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в области $T > T_C$ [5]

Кюри–Вейсса:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \Theta}{C},$$

(31)

где C — постоянная Кюри, а Θ — постоянная Вейсса.

На рис. 40 схематически показан тип зависимости $1/\chi$ от T при $T > T_C$ для ферримагнетика (феррита) — сплошная кривая и для ферромагнетика и антиферромагнетика — штриховая кривая. Для ферримагнетика в области температур непосредственно выше T_C , согласно формулам (29) и (30) зависимость $1/\chi(T)$ носит гиперболический характер и только при температурах много выше T_C она подчиняется закону Кюри–Вейсса (т.е. вырождается в

прямую линию).

Экспериментальное подтверждение закона Нееля для двухподрешеточного феррита было дано впервые авторами работы [4] и во многих последующих работах. Однако до сих пор, несмотря на прошедшие пятьдесят лет после даты опубликования статьи Нееля в 1948 году, никем не было разъяснено, в чем состоит физический механизм резкого «занижения» обратной величины магнитной восприимчивости в области T_C феррита.

С нашей точки зрения, возникновение гиперболического температурного хода обратной восприимчивости при $T > T_C$ в феррите есть ничто иное как эффект однонаправленной обменной анизотропии. При температурах выше T_C в феррите по-прежнему проявляются магнитные подрешетки, при этом одна из них является «сильной» (ее намагниченность направлена по внешнему полю H), а другая — «слабая» (намагниченность которой направлена противоположно H), в результате этого, кроме парамагнетизма, похожего на ферромагнитный парапроцесс в «сильной» подрешетке, возникает парамагнетизм, похожий на антиферромагнитный парапроцесс в «слабой» подрешетке, который и завышает парамагнитную восприимчивость χ (т.е. занижает обратную ей величину $1/\chi$) в области $T > T_C$.

По мере удаления от T_C в сторону высоких температур, уменьшается (H_{ex})_{ef} «сильной» подрешетки и, следовательно, энергия однонаправленной обменной анизотропии и величина $1/\chi$ приближается к той, которая фигурирует в законе Кюри–Вейсса (рис. 40). В формулах (29) и (30) члены со знаком минус соответствуют действию однонаправленной обменной анизотропии, т.е. приводят к занижению обратной парамагнитной восприимчивости $1/\chi$.

На рис. 41 приведены результаты измерения [5] зависимости $1/\chi_m(T)$ (χ_m — молярная парамагнитная восприимчивость) для температур выше точки Кюри ферритов-гранатов эрбия, иттербия и иттрия. Видно, что обратная восприимчивость $1/\chi_m$ много меньше (т.е. χ_m много больше) в ферритах-гранатах эрбия и иттербия, чем в феррите-гранате иттрия, так как в первых двух ферритах «антиферромагнитный парамагнетизм» возникает в c - и a -подрешетках, тогда как в случае феррита-граната иттрия

он возникает только в a -подрешетке

Рассмотрим детальнее магнитный фазовый переход в точке Кюри T_C в ферритах. Здесь основное «участие» в механизме магнитного фазового перехода принадлежит «сильной» подрешетке, поскольку она обладает большей намагниченностью, чем намагниченность «слабых» подрешеток. В ней возникают в области T_C интенсивные магнитные флуктуации, аналогично тому, как это происходит в T_C ферромагнетиков. В «слабых» же подрешетках магнитные флуктуации не возникают, поскольку они «подавляются» действием однонаправленной обменной анизотропии. Это приводит к тому, что магнитные флуктуации (как «временные», так и «пространственные») возникают как бы не во всем объеме образца феррита, вследствие чего они протекают менее интенсивно, чем в T_C ферромагнетиков.

Различие магнитных фазовых переходов порядок–беспорядок в точках Кюри ферритов (и других ферримагнетиков) и ферромагнетиков также состоит в том, что в первых из них этот переход больше «размыт» по температуре, чем во вторых. Если в ферромагнетиках данное «размытие» определяется структурными неоднородностями и возникновением ближнего магнитного порядка, то в ферритах, кроме этих причин «размытия», добавляется влияние однонаправленной обменной анизотропии, которое «тормозит» разрушение магнитного порядка в области T_C . Благодаря данной анизотропии магнитный порядок присутствует в области температур выше T_C непосредственно примыкающих к последней, о чем свидетельствуют очень малые значения обратной магнитной восприимчивости непосредственно выше T_C (закон Нееля).

Все сказанное относительно особенностей магнитного фазового перехода в точке Кюри ферримагнетиков необходимо учитывать при исследовании магнитного критического состояния (теории скейлинга или теории масштабных преобразований [6, 7, 8]). Дело в том, что для решения данной проблемы является важным определение из экспериментов точных значений критических индексов β , γ и δ , фигурирующих в соотношениях для температурных зависимостей спонтанной намагниченности I_s вблизи T_C , восприимчивости χ выше T_C и критической изотермы

(кривой намагничивания в самой T_C):

$$I_s = A(T - T_C)^\beta, \quad (32)$$

$$\chi = C(T - T_C)^{-\gamma}, \quad (33)$$

$$I = BH^{1/\delta}. \quad (34)$$

В работе [9] эти критические индексы определялись в ферромагнетиках (в основном для никеля). Однако в ряде других работ они измерялись также в ферритах-шпинелях [10, 11] и в ферритах-гранатах [7], полагая, что в этих веществах критические индексы такие же, как и в простых ферромагнетиках.

Как следует из рассмотрения особенностей перехода в T_C ферритов, это очевидно не так. В частности, для ферритов соотношение (33) не применимо, так как в области $T > T_C$ реализуется закон Нееля.

§ 2. Доказательства правомерности использования термодинамики Ландау для описания магнитного фазового перехода в точке Кюри ферромагнетиков

Как известно, термодинамический потенциал Ландау $\Phi(T, P, \eta)$, где η — параметр упорядочения, с давних пор [2] применяется для описания магнитного фазового перехода в точке T_C ферромагнетиков. За параметр η в данных веществах принимается объемная намагниченность I (или удельная σ) намагниченности. Из разложения в ряд по четным степеням I потенциала Ландау $\Phi(T, P, I)$ в области $T = T_C$ получают уравнение магнитного состояния Гинзбурга [12]:

$$\alpha I + \beta I^3 = H, \quad (40)$$

где α и β — термодинамические коэффициенты, зависящие от T и P .

Для описания намагниченности парапроцесса в области точки Кюри ферромагнетиков [2] записывают уравнение (40) в виде

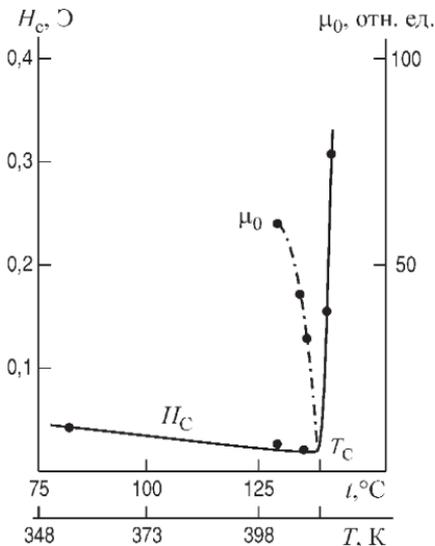


Рис. 42. Температурные зависимости коэрцитивной силы H_c и начальной восприимчивости μ_0 (в относительных ед.) в точке Кюри монокристалла феррита 2,2MgO; 54MnO; 43,8Fe₂O₃

$$\beta I^2 = H/I \quad (41)$$

$\alpha +$

и строят графики $H/I(I^2)$, которые получили в работах по магнетизму название графиков Белова–Аррота. Данные графики позволяют наиболее точно определить значение температуры Кюри. Это особенно существенно при исследовании ферромагнетиков с «размытым» переходом T_C и определить температурный ход спонтанной намагниченности I_s в области точки Кюри. Поэтому данный метод получил широкое применение

в исследовательской практике ферромагнитных сплавов и соединений сложного состава. Он также широко используется в практике исследования ферромагнетиков (ферритов, интерметаллидов редкая земля — железо и др.), «молчаливо» предполагая, что он применим и для этих магнетиков.

Однако последнее требует теоретического обоснования. Как мы видели в предыдущем параграфе данной главы, «проявление» магнитных свойств в области их точек Кюри различается. В ферромагнетиках, вследствие влияния однонаправленной обменной анизотропии, магнитные явления протекают сложнее. В области $T > T_C$ в ферромагнетиках справедлив закон Кюри–Вейсса, тогда как для ферромагнетиков более «сложное» соотношение для

зависимости $1/\chi(T)$ — закон Нееля.

Обоснование применимости уравнения (41) (метода

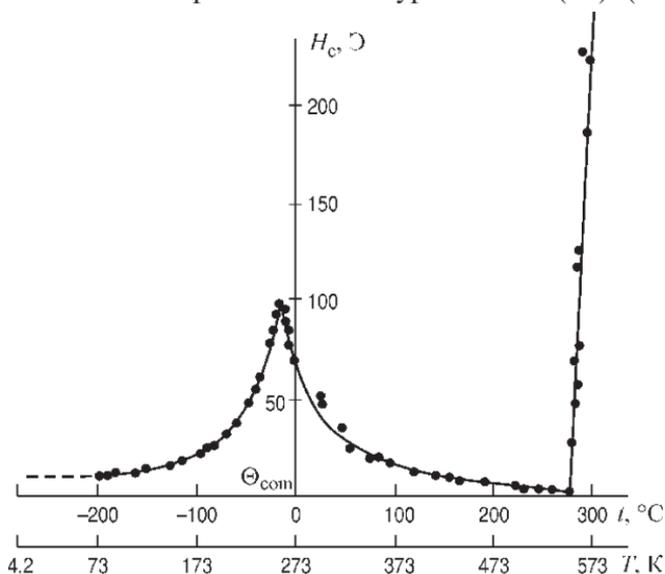


Рис. 43. Температурная зависимость H_c феррит-граната $3\text{Gd}_2\text{O}_3; 0,2\text{Y}_2\text{O}_3; 4,8\text{Fe}_2\text{O}_3$ (поликристалл) в области точки T_c

графиков Белова–Аррота) для ферритов-магнетиков было дано Никитиным [13]. Оно состоит в том, что при разложении термодинамического потенциала Ландау $\Phi(T, P, I)$ по четным степеням I ферромагнетики как в самой точке Кюри, так и несколько выше ее, намагниченности подрешеток I_1 и I_2 («сильной» и «слабой»), оставаясь антипараллельными, изменяются пропорционально друг другу:

$$I_2 = -\xi I_1, \quad (42)$$

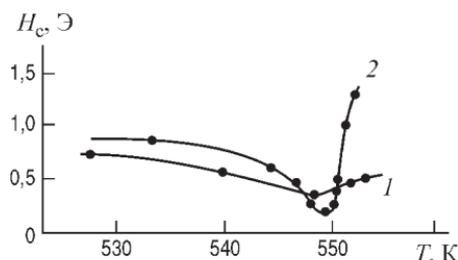


Рис. 44. Температурная зависимость H_c в области T_c для поликристаллических образцов $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с разной плотностью: кривая 1 — $\rho = 2,8$ г/см³, 2 — $\rho = 3,5$ г/

где $\xi > 0$ — коэффициент, не зависящий от H .

В области точки Кюри обменное взаимодействие, создаваемое «сильной» подрешеткой (с намагниченностью I_1) несколько уменьшается намагниченностью I_2 «слабой» подрешетки (другими словами, здесь действует однонаправленная обменная анизотропия). Однако при этом остается справедливым уравнение (41) и метод графиков Белова–Аррота для описания перехода T_C ферромагнетиков.

§ 3. К интерпретации аномального возрастания коэрцитивной силы и магнитной вязкости при приближении к точке Кюри

В нескольких работах было отмечено возрастание коэрцитивной силы H_c и магнитной вязкости в ферритах при приближении к точке Кюри.

На рис. 42 по данным работы [14] приведены зависимости H_c и μ_0 (измеренной в слабом H) от температуры для монокристалла Mn–Mg феррита-шпинели состава $2,2\text{MgO}$; 54MnO ; $43,8\text{Fe}_2\text{O}_3$, выращенного методом Вернейля. Видно, что при приближении к T_C (где μ_0 обращается в нуль) H_c испытывает возрастание.

Особенно большое возрастание H_c было отмечено при подходе к T_C в феррите-гранате гадолиния [15]. Из рис. 43 видно, что в области температуры Кюри коэрцитивная сила достигает необычайно высокого значения (~ 250 Э). Это является удивительным фактом, так как в магнитоупорядоченных веществах гистерезисные явления интенсивно проявляются вдали от точки Кюри, как результат необратимого смещения доменных границ и вращения вектора намагниченности. Тем не менее, как следует из рис. 42, при низких температурах (вдали от H_c) H_c в данном феррите составляет несколько единиц эрстеда.

Еще более удивительным является обнаруженное авторами [17] возрастание H_c в некоторых ферритах-шпинелях в области выше точки Кюри, где проявляется только парапроцесс.

Имеющиеся в литературе попытки интерпретации

возрастания H_c в области T_c сводятся к тому, что на H_c ферритов оказывает сильное влияние структурные несовершенства измеряемых образцов. Но это не подтверждается измерениями H_c на монокристаллах ферритов и тем, что в ферритах-гранатах аномалии H_c также существуют, как и в ферритах-шпинелях, хотя первые обладают более правильной структурой (отсутствие вакантных позиций магнитных катионов), а вторые имеют большое число таких позиций и поэтому обладают большой структурной неоднородностью. На рис. 44 приведены по данным работы [16] зависимости H_c от T для поликристаллических образцов феррита-граната иттрия, обладающих различной плотностью ρ . Видно, что возрастание H_c выражено сильнее в более плотном, чем в менее плотном образце, что противоречит объяснению возрастания H_c влиянием структурных несовершенств образцов.

В связи с данной проблемой представляет интерес рассмотреть, как ведет себя коэрцитивная сила вблизи T_c в обычных ферромагнетиках. Экспериментальные данные по температурной зависимости коэрцитивной силы в ферромагнетиках вблизи их T_c были рассмотрены в монографии [18]. На приведенных в ней кривых $H_c(T)$ отсутствует возрастание коэрцитивной силы при приближении к точке Кюри. В работе [19] было показано, что в никеле величины H_c , B_r (остаточная индукция) и W_h (потери на гистерезис) при приближении к T_c обращаются в нуль. Форрер [20] исследовал температурные зависимости H_c и B_r в различных ферромагнитных сплавах. Используя собственные данные, а также результаты других авторов, он пришел к выводу, что для всех этих веществ величины H_c , B_r и W_h в точке Кюри обращаются в нуль.

Займовский [21] обнаружил исключение из этого правила, а именно: в сплаве 50% Ni–50% Fe он наблюдал возрастание H_c при приближении к T_c . Однако позднее было показано, что в данных сплавах между атомами Fe–Fe обменное взаимодействие имеет отрицательный знак (тоже имеет место в γ -Fe [22]), т.е. в этих сплавах существует антиферромагнитная фаза и поэтому они по своей магнитной структуре ближе к ферримагнетикам, чем к ферромагнетикам.

Из всего сказанного выше следует вывод, что явление

возрастания H_c в области T_C свойственно только ферри-магнетикам.

Для интерпретации описанных явлений возрастания H_c в области T_C важно установить, существуют ли в кубических ферритах (на которых в основном проводились измерения H_c в области Кюри) магнитная анизотропия, магнитные домены (т.е. процессы технического намагничивания). Измерения температурной зависимости константы магнитной анизотропии K_1 для феррита-граната иттрия [23,24] показали, что она обращается практически в нуль ниже на 50 К точки T_C ; а в магнетите (Fe_3O_4) — ниже на 150–200 К [24]. Из этого следует, что в данных ферримагнетиках в некотором интервале температур ниже T_C существует магнитное упорядочение, которое носит изотропный характер, т.е. в рассматриваемом интервале температур не происходят процессы технического намагничивания.

Это подтверждается исследованиями Дробкина с сотрудниками феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ в интервале температур «перед» точкой Кюри с помощью поляризованных нейтронов [25, 26]. В данных работах было установлено, что при T_C и несколько ниже последней (T_C определялась по деполаризации нейтронного пучка) магнитных доменов нет; они появляются при некоторой температуре T_d , лежащей ниже T_C . Показано, что в интервале температур $T_d - T_C$ существует состояние однородной намагниченности (монокристаллическое состояние). На основании этих экспериментов

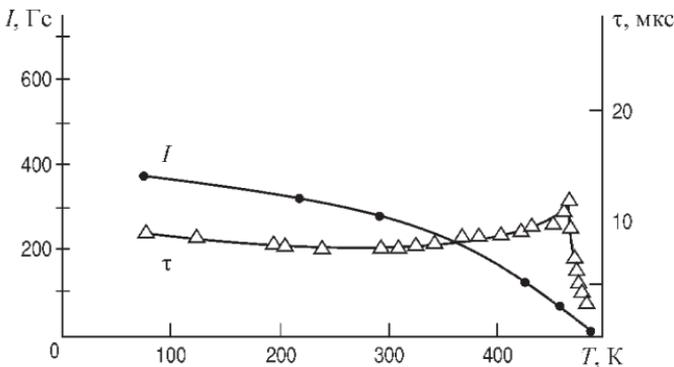


Рис. 45. Температурные зависимости магнитной вязкости τ и намагниченности I феррита $32,4MnO$; $13,8ZnO$; $53,8Fe_2O_3$

авторы считают, что в кубических ферритах вблизи T_C нет намагничивания путем смещения доменных границ и необратимого вращения вектора намагничивания. Таким образом, в T_C кубических ферритмагнетиков (феррите иттрия, в магнитомягких ферритах-шпинелях) наблюдаемый рост коэрцитивной силы происходит не за счет «истинной коэрцитивной силы H_c ».

Автор настоящей работы предполагает, что явление возрастания H_c в области T_C является эффектом однонаправленной обменной анизотропии. Как показано выше, последняя в области T_C возникает потому, что все ферри-

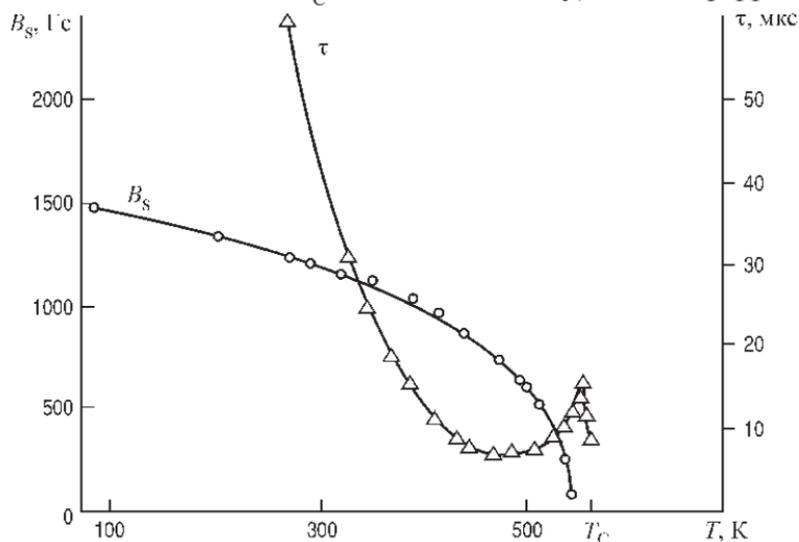


Рис. 46. Температурные зависимости магнитной вязкости τ и магнитной индукции насыщения B_s феррита $Y_3Fe_5O_{12}$

магнетики в области T_C становятся ферритмагнетиками со «слабой» подрешеткой.

Поскольку вблизи T_C кубических ферритов нет технического намагничивания и следовательно, нет истинной остаточной намагниченности I_r (или она здесь очень мала), то при охлаждении ниже T_C однонаправленная магнитная анизотропия возникает в основном за счет намагниченности «сильной» подрешетки под влиянием геомагнитного поля ($H_g \sim 0,4$ Э). Это поле, хотя и мало по величине, но в области T_C создает значительную намагниченность I_g

(вследствие возникновения эффекта Гопкинсона). Эта намагниченность в свою очередь создает обменное поле:

$$(43) \quad (H_{\text{ex}})_{\text{ef}} = J_{a-d} I_{\text{g}},$$

где J_{a-d} — параметр обменного взаимодействия «слабой» и «сильной» подрешеток (в случае феррита-граната иттрия между подрешетками a и d). Данное поле можно именовать полем «однонаправленной обменной анизотропии», создаваемое «сильной» подрешеткой (d -подрешеткой). Оно создает в «слабой» подрешетке (подрешетке a) псевдоостаточную (мнимую) намагниченность I_{r}^1 , поскольку в рассматриваемой области температур нет технического намагничивания, а есть только намагниченность I_{g} .

Отсюда следует вывод, что экспериментаторы, которые измеряли остаточную намагниченность в ферритах в области $T_{\text{D}}-T_{\text{C}}$ (рисунки 42–44) методом «сбрасывания измерительной катушки с образца», фиксировали не истинную I_{g} , а псевдоостаточную намагниченность I_{r}^1 , т.е. намагниченность, индуцированную в «слабой» подрешетке полем однонаправленной обменной анизотропии (создаваемой присутствием геомагнитного поля H_{g}).

Однако все сказанное справедливо для кубических ферри-магнетиков. Для гексагональных ферритов и интерметаллидов редкая земля–железо (кобальт) некубической симметрии, ситуация усложняется, поскольку в них магнитная анизотропия существует в области T_{C} (и даже выше T_{C}).

И здесь, кроме псевдоостаточной намагниченности I_{r}^1 и псевдокоэрцитивной силы H_{c}^1 существуют «истинные» I_{r} и H_{c} .

Обратимся теперь к явлению возрастания магнитной статической вязкости, обнаруженные Телесниным с сотрудниками [27, 28] в ряде ферритов при подходе к точке Кюри.

Это явление тоже до сих пор не получило адекватной интерпретации.

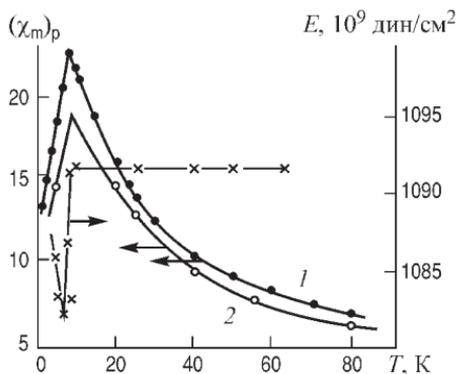
На рис. 45 приведены температурные зависимости τ (за меру магнитной вязкости принималось время τ перемагничивания образцов в слабом поле $H \sim 5$ Э) для Mn–Zn

феррита. Точка Кюри определялась по сильному спаду намагниченности I и аномалии возрастания H_c . На рис. 46 приведена зависимость

магнитной вязкости для феррита $Y_3Fe_5O_{12}$. Точка Кюри для этого феррита определялась по спаду магнитной индукции насыщения B_s . Отметим, что в обычных ферромагнетиках, например Ni, возрастание магнитной вязкости в T_C отсутствует. Интерпретация изменения магнито-

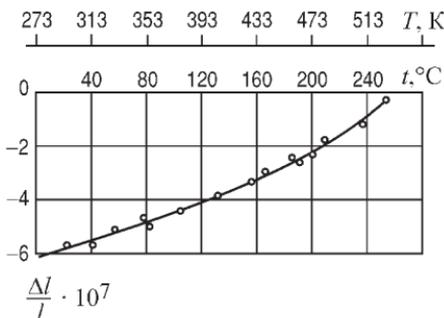
статической вязкости в данных ферритах за счет изменения скорости движения доменных границ и вращения вектора намагничивания против сил магнитной анизотропии не применимы, так как здесь таковые отсутствуют (диффузионный механизм магнитной вязкости [29] здесь отсутствует).

С нашей точки зрения, механизм возрастания магнитоостаточной вязкости состоит в том, что в интервале температур $T_C - T_D$, где спонтанная намагниченность находится в монодоменном состоянии, существует конкуренция обменного и магнитодипольного взаимодействия (проявление последнего в самой точке T_C ферритов было экспериментально доказано в работах Камилова с сотрудниками [7]). Это приводит к метастабильному состоянию вектора I_r как в нулевом, так и в слабых полях H , в которых измерялась магнитоостаточная вязкость вблизи точки T_C ферритов.



Глава 5

ОБ ЭФФЕКТАХ ПАРАПРОЦЕССА



В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

§ 1. Экспериментальные данные о восприимчивости парапроцесса, магнитоупругих явлениях в антиферромагнетиках

Существование антиферромагнетиков было почти одновременно предсказано Неелем [1] и Ландау [2] задолго до работы Нееля по ферромагнетикам (1948 г.). В книге Боровика-Романова [3] дан подробный обзор свойств антиферромагнетиков и анализ их на основе термодинамической теории Ландау.

В настоящей главе нас будут интересовать проявления эффектов парапроцесса в точке Нееля T_N . Впервые максимум восприимчивости парапроцесса в T_N был измерен в работе [4].

Изучение парапроцесса в антиферромагнетиках затруднено тем, что большинство их обладает магнитоодноосностью и, следовательно, большой магнитной анизотропией даже в области точки Нееля T_N . Вследствие этого при приложении поля H возникают две составляющие магнитной восприимчивости χ_{\parallel} и χ_{\perp} . Очевидно, с парапроцессом связана составляющая χ_{\parallel} . Желательно

парапроцесс изучать в кубических антиферромагнетиках (которые имеют малую анизотропию). Таковыми являются

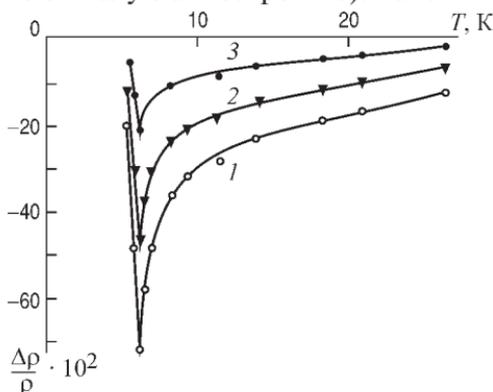


Рис. 49. Температурная зависимость магнетосопротивления при $H = 30$ (кривая 1), 20 (2) и 10 кЭ (3) в полупроводниковом спиновом стекле $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$

одноподрешеточные гранаты [5] ($\text{Y}_2\text{Ca}[\text{Co}_2]\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ и др.), в которых антиферромагнетизм обусловлен октаэдрической решеткой, содержащей катионы Co^{2+} или Fe^{3+} . На рис. 47 приведены кривые температурной зависимости молярной восприимчивости $(\chi_m)_p$, измеренной в сильных полях (~ 60 кЭ) и соответствующей антиферромагнитному переходу в точке Нееля T_N (приблизительно при той же температуре возникает аномалия упругости E).

Перенося все сказанное о характере парапроцесса в ферромагнетиках на антиферромагнетики, следует, очевидно, принять, что в поле $H < H_{\text{ex}}$ (H_{ex} — поле междоузельного взаимодействия) в антиферромагнетике парапроцесс должен отсутствовать. Однако при использовании сильного поля ($H > H_{\text{ex}}$) возникает парапроцесс антиферромагнитного типа в обратномагнитической подрешетке. Последний, складываясь с ферромагнитным парапроцессом другой подрешетки, и обуславливает возникновение максимума $(\chi_m)_p$ на рис. 47.

Однако сопутствующие этим двум парапроцессам магнитокалорические эффекты должны иметь разные знаки, так как при парапроцессе ферромагнитного типа магнитная часть энтропии, вызванная полем H , уменьшается, а при антиферромагнитном парапроцессе — увеличивается, что должно

приводить к отсутствию магнитокалорического эффекта, «обменной» магнитострикции и магнитосопротивления.

Действительно, несмотря на то, что антиферромагнетики исследуются давно, в литературе отсутствуют данные об этих эффектах в точке T_N .

В работах [6–8] была измерена магнитострикция антиферромагнетиков (NiO, Cr и некоторых сплавов). На температурных зависимостях этого эффекта в области T_N не было отмечено каких-либо особенностей. Величины магнитострикции в антиферромагнетиках в NiO (рис. 48) и сплавах Cr–Mn, измеренные в указанных работах (при $T < T_N$), связываются с изменениями магнитной доменной структуры антиферромагнетика. В них не было обнаружено пиков «обменной» магнитострикции в области T_N .

Измерения магнитосопротивления в антиферромагнитном хrome были предприняты в работе [7]; однако в ней также не было обнаружено пика отрицательного магнитосопротивления в точке T_N . В работе [8] в антиферромагнитном сплаве MnAu₂ при температуре $T_N = 114–120^\circ\text{C}$ пик отрицательного магнитосопротивления наблюдался.

При истолковании экспериментального результата, полученного в [8], следует иметь в виду, что причиной возникновения магнитосопротивления, как было указано в [9] и [10], являются два механизма: механизм рассеяния носителей тока на спиновом беспорядке и механизм делокализации электронов вследствие изменения электронного энергетического спектра при наложении H . Первый механизм в точке T_N должен давать нулевой эффект $(\Delta\rho/\rho)_p$, так как парапроцесс с ферро- и антиферромагнитного типов приводит к возникновению $(\Delta\rho/\rho)_{\text{пар}}$ разных знаков (как это имеет место в Cr). Второй механизм, согласно теории [9], может привести к возникновению максимума отрицательного магнитосопротивления в точке T_N , что и было обнаружено в сплаве MnAu₂ [8].

В связи со сказанным отметим, что в работе [11] в полупроводниковом соединении $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, являющемся спиновым стеклом, при температуре замерзания $T_f = 6,3\text{ K}$ в сильных полях $H = 10–30\text{ кЭ}$ (при этих полях подавлены фрустрации спинов) обнаружен гигантский пик отрицательного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_f \approx 80\%$

(рис. 49). Парапроцесс в области T_f -перехода спиновое стекло–парамагнетизм должен быть похож на парапроцесс в области T_N антиферромагнетика, так как в спиновом стекле равновероятное число атомных магнитных моментов направлено к вектору \mathbf{H} под острыми и тупыми углами. Поэтому при наложении \mathbf{H} должны возникать парапроцессы ферро- и антиферромагнитного типов, которым соответствуют два равных по величине и обратных по знаку эффекта магнитосопротивления, обусловленных механизмом рассеяния носителей тока на магнитных атомных моментах, т.е. суммарный эффект должен быть нулевым. Вследствие этого обнаруженный в [11] гигантский эффект $(\Delta\rho/\rho)_T$ должен быть приписан механизму изменения электронного энергетического спектра полупроводника спинового стекла при наложении сильного поля \mathbf{H} в области T_f .

§ 2. К термодинамическому описанию магнитоупругих явлений в антиферромагнетике в точке Нееля

Как уже упоминалось в §1 настоящей главы, Боровик-Романов провел подробное рассмотрение свойств антиферромагнетиков на основе термодинамики Ландау.

В настоящем параграфе мы сосредоточили внимание [12,13] на интерпретации магнитоупругих явлений на основе этой теории в области точки Нееля применительно для описания экспериментальных данных, полученных в [6, 7] для антиферромагнетиков NiO и Cr₂O₃.

Как и во всяком магнитоупорядоченном веществе, в точке T_N происходит магнитное разупорядочивание, что сопровождается аномалиями теплоемкости, возникновением спонтанной деформации кристаллической решетки, которые вызывают изменения в поведении модуля Юнга, коэффициента теплового расщепления и др. В работе [12] для анализа этих аномалий было применено разложение в ряд потенциала Ландау в виде

$$\Phi = \Phi_0(T) + \frac{\alpha_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2) + \alpha_2\sigma_A\sigma_B + \frac{\beta}{4}(\sigma_A^4 + \sigma_B^4) + \frac{\gamma_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2)P + \gamma_2\sigma_A\sigma_B P - \frac{\mu}{2}P^2 - H(\sigma_A + \sigma_B).$$

(44)

Здесь σ_A и σ_B — удельные намагниченности подрешеток антиферромагнетика, α_1 и α_2 и β — коэффициенты, зависящие от температуры, μ — коэффициент упругости, γ_1 и γ_2 — магнитоэлектрические константы (согласно работе [12] имеется в виду «обменная» магнитоэлектричность, которая возникает за счет парапроцесса при приложении поля H ($\sigma_A + \sigma_B$), т.е. вызываемая обменными силами, которые содержатся в разложении (44)).

Однако, как следует из экспериментальных данных, приведенных в первом параграфе настоящей главы, члены разложения $H\sigma_A$ и $H\sigma_B$ имеют разные знаки, так как приложение H вызывает разные знаки изменения магнитной энтропии ΔS_A и ΔS_B . Если в ферромагнетиках в области точки Кюри $|\Delta S_A| > |\Delta S_B|$, то в антиферромагнетиках $|\Delta S_A| = |\Delta S_B|$. Поэтому «полевой» член в соотношении (44) будет равен нулю. Вследствие этого в последующей работе авторов [12], т.е. в работе [13] разложение термодинамического потенциала Ландау рассматривается без полевого члена $H(\sigma_A + \sigma_B)$:

$$\Phi = \Phi_0(T) + \frac{\alpha_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2) + \alpha_2\sigma_A\sigma_B + \frac{\beta}{4}(\sigma_A^4 + \sigma_B^4) + \frac{\gamma_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2)P + \gamma_2\sigma_A\sigma_B P - \frac{P^2}{2E\rho^2},$$

(45)

где E — модуль упругости, ρ — плотность.

Отметим, что приложение упругого напряжения P к антиферромагнетику в области точки T_N ориентирует спины магнитных атомов равновероятно в параллельном и антипараллельном направлении, т.е. от приложения P знак магнитной энтропии S_m не изменяется. Это означает, что в отсутствие H в точке T_N при магнитном разупорядочивании возникает аномалия модуля упругости E (см.

рис. 47), аномалии теплового расширения и др. Здесь возникновение аномалии магнитоупругих эффектов есть результат спонтанной деформации кристаллической решетки при переходе T_N .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате многолетних исследований эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой, проведенных на кафедре общей физики Московского государственного университета, установлено:

1. Ферримагнетики со «слабой» подрешеткой обладают двумя переходами магнитный порядок–беспорядок; низкотемпературной точкой T_B и обычной высокотемпературной точкой Кюри T_C . Таких ферримагнетиков к настоящему времени выявлено более десяти. В частности, показано, что низкотемпературное превращение $T_V=100-120$ К (переход Вервея) в магнетите (Fe_3O_4), долгое время считавшегося структурным, является магнитным переходом T_B .

2. Показано, что в данных ферримагнетиках большая восприимчивость парапроцесса в области точки T_B и сопутствующие ей большие максимумы магнитокалорического эффекта и «обменной» магнитострикции, обусловлены парапроцессом, вызываемым обменным полем ($H_{ex,ef}$), которое создает «сильная» подрешетка в «слабой» (и, в малой степени, приложением внешнего магнитного поля H).

3. Благодаря однонаправленному действию поля ($H_{ex,ef}$) в «слабой» подрешетке проявляются магнитные аналоги пирозлектрического и пьезоэлектрических эффектов — пирромагнитный и пьезомагнитный эффекты (возникновение изменения намагниченности при изменении температуры и упругих напряжений в отсутствие внешнего магнитного поля H). Пирромагнитный эффект был непосредственно измерен в феррите-гранате гадолиния ($Gd_3Fe_5O_{12}$) при охлаждении образца в интервале температур $T_B - \Theta_{com}$ (Θ_{com} — точка магнитной компенсации). Приведены косвенные экспериментальные доказательства возникновения пьезомагнитного эффекта в $Gd_3Fe_5O_{12}$ при низких температурах.

4. При переходе точки магнитной компенсации Θ_{com} при $H \neq 0$ магнитосопротивление и магнитокалорический эффект изменяются скачкообразно и меняют свои знаки. Это означает, что при данном переходе магнитная энтропия S_m не только изменяется скачком, но также при $T > \Theta_{com}$ меняет знак своего изменения при приложении H .

5. Показано, что во всех ферритмагнетиках (без исключения) существуют «слабая» и «сильная» подрешетки в области их точки Кюри. В случае феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ «сильной» является d -подрешетка, а «слабыми» a - и c -подрешетки. Вследствие этого при приложении поля H , кроме парапроцесса в d -подрешетке, в подрешетках a - и c - возникает антиферромагнитный парапроцесс, который занижает максимумы в T_C магнитокалорического эффекта и «обменной» магнитострикции. Возникновение антиферромагнитного парапроцесса в области $T > T_C$ (но близкой к T_C) вызывает возрастание парамагнитной восприимчивости χ_p (уменьшается обратная величина ее), что приводит к закону Нееля для зависимости $1/\chi_p$ от T .

6. Установлено, что аномалии в температурной зависимости коэрцитивной силы в точках T_B и Θ_{com} , измеряемые методом «сбрасывания измерительной катушки с образца» есть не что иное, как намагниченности парапроцесса в «слабых» подрешетках, создаваемые обменным полем «сильной» подрешетки $(H_{ex})_{ef}(I_r)$, где I_r — остаточная намагниченность «сильной» подрешетки. Возникающая при этом намагниченность парапроцесса принимается за I_r^1 — псевдоостаточную намагниченность, а соответствующее поле $H = H_c^1$ — за псевдокоэрцитивную силу H_c^1 (она очень велика по сравнению с H_c). Эти явления искажают истинные температурные зависимости σ_r и H_c .

7. Рассмотрены эффекты парапроцесса в антиферромагнетиках. В их точке Нееля возникают максимумы парапроцесса, аномалии теплоемкости и аномалии модуля упругости, но совершенно отсутствуют максимумы обменной магнитострикции, максимумы магнитокалорического эффекта и максимумы отрицательного магнитосопротивления (обусловленные рассеянием электронов проводимости на магнитном беспорядке).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К введению

1. *Weiss P., Forrer P.* // Compt. Rend. 1924. V. 178. P. 1046.
2. *Акулов Н.С.* Ферромагнетизм. — М.: Наука, 1939. 188 с.
3. *Капица П.Л.* // Proc. Roy. Soc. 1931. V. 131. P. 2431.
4. *Пономарев Б.К., Тиссен В.Г.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 332.
5. *Ландау Л.Д.* // 1937. ЖЭТФ. Т. 7. С. 627.
6. *Вонсовский С.В.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1947. Т. 11. С. 453.
7. *Гинзбург В.Л.* // ЖЭТФ. 1047. Т. 17. С. 833.
8. *Белов К.П.* Магнитные превращения. — М.: Наука, 1959. 259 с.
9. *Камилов И.Г., Алиев Х.К.* Статические критические явления в магнитоупорядоченных кристаллах. — Махачкала: Изд. Дагестанского филиала РАН, 1993. 197 с.
10. *Белов К.П.* Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. — М.: Наука, 1957. 279 с.
11. *Седов В.Л.* Антиферромагнетизм γ -железа. Проблема инвара. — М.: Наука, 1987. 288 с.
12. *Захаров А.И.* Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. — М.: Металлургия, 1980. 238 с.
13. *Романов А.Ю., Силин В.П.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 213.
14. *Yafet Y., Kittel C.* // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 290.
15. *Karlan T.A.* // Phys. Rev. 1960. V. 119. P. 1460.
16. *Тябликов С.В.* // ФММ. 1956. Т. 3. С. 3.
17. *Гусев А.А., Пахомов А.С.* // Кристаллография. 1963. Т. 8. С. 63.
18. *Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З.* Ориентиционные переходы в редкоземельных магнетиках. — М.: Наука, 1979. 317 с.
19. *Белов К.П., Королева Л.И.* // ФММ. 1965. Т. 19. С. 781.
20. *Maiklejohn W.H., Vean C.P.* // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1413.
21. *Перекалина Т.М., Щурова А.Д., Фонтон С.С.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 749.
22. *Власов К.Б., Мицек А.И.* // ФММ. 1962. Т. 14. С. 487, 998.
23. *Белов К.П., Левитин Р.З.* В сб.: Ферриты / Под ред. Си-

роты Н.Н. — Минск: Изд-во АН БССР, 1969. С. 72–82.

К главе 1

1. *Neel L.* // Ann. Phys. 1948. V. 3. P. 137; перевод в сб.: Антиферромагнетизм / Под ред. Вонковского С.В. — М.: Мир, 1956.
2. *Белов К.П.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 692.
3. *Белов К.П.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1961. Т. 11. С. 1320.
4. *Белов К.П.* Ферриты в сильных магнитных полях. — М.: Наука, 1972. 200 с.
5. *Rauthenet R.* // Ann. de Phys. 1958. V. 29. P. 253.
6. *Педько А.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 700.
7. *Белов К.П., Соколов В.И.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1966. Т. 6. С. 1073.
8. *Buschow K.* // Phys. Stat. Sol. 1971. V. 7. P. 199.
9. *Белов К.П.* и др. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 2154.
10. *Белов К.П.* и др. // ФММ. 1972. Т. 34. С. 470.
11. *Ермоленко А.С.* и др. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1743.
12. *Березин А.Г., Левитин Р.З., Попов Ю.Ф.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 268.
13. *Hasegawa R.* et al. // Aip. Conf. Proc. 1975. V. 24. P. 110.
14. *Gorter E.W., Schulkes J.A.* // Phys. Rev. 1963. V. 90. P. 487.
15. *Горяга А.Н., Линь Чжан да.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 696.
16. *Белов К.П.* Электронные процессы в ферритах. — М.: изд-во физфак МГУ, 1966. 102 с.
17. *Новогрудский В.Н., Факидов И.Г.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1983.
18. *Yasukochi K., Kanematsu K., Ohoyama T.J.* // Phys. Soc. Jpn. 1960. P. 932.
19. *Белов К.П., Горяга А.Н., Гридасова Т.Я.* // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 277.
20. *Белов К.П., Никитин С.А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. В. 6. С. 448.
21. *Белов К.П.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 2093.
22. *Гинзбург В.Л.* // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. С. 833.
23. *Белов К.П., Горяга А.Н.* // ФММ. 1956. Т. 2. № 1. С. 3.
24. *Линь Чжан да.* Исследование магнитных и электрических свойств ферритов-хромитов лития / Дисс. канд. наук. — М.: МГУ, 1961.

25. *Педько А.В.* Магнитные свойства гадолиния и гадолиниевого феррита / Дисс. канд. наук. — М.: МГУ, 1960.
26. *Белов К.П., Никитин С.А.* // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 12. P. 1.
27. *Pearson R.E.* // Journ. Appl. Phys. (Suppl). 1962. V. 33. P. 1236.
28. *Hansen P.* // Proc. Int. School. Phys., Enrico Fermi. 1978. V. LXX. P. 56.
29. *Белов К.П.* // УФН. 1993. Т. 163. С. 53.
30. *Свирина Е.П.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1970. № 6. С. 1162.
31. *Самохвалов А.А.* // Сб.: Некоторые вопросы магнетизма и прочности твердых тел. — Свердловск, 1968. В. 27. С. 142.
32. *Vervev E.W.* // Nature. 1939. V. 144. P. 327.
33. *Камилов И.К., Шахшаев Г.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 480.
34. *Красовский В.П., Факидов И.Г.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 40. С. 2356.
35. *Белов К.П., Горяга А.Н., Пронин В.Н., Скипетрова Л.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 118.
36. *Скипетрова Л.А.* / Дисс. на соиск. степени канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1978.
37. *Белов К.П., Горяга А.Н., Скипетрова Л.А.* // Вестн. Моск. ун-та (сер. физ. и астр.). 1966. № 5. С. 89.
38. *Weiss P., Forrer P.* // Ann. de Phys. 1929. V. 12. P. 279.
39. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. — М.: Наука, 1971. 1032 с.

К главе 2

1. *Белов К.П.* // УФН. 2000. Т. 170. № 4. С. 447.
2. *Боровик-Романов А.С.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1954; 1960. Т. 38. С. 1088.
3. *Дзялошинский И.Е.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 807.
4. *Белов К.П.* Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. — М.: Наука, 1958. 279 с.
5. *Белов К.П., Никитин С.А.* // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 12. P. 1.
6. *Белов К.П., Соколов В.И.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1966. Т. 30. С. 1073.
7. *Любутин И.С.* // ФТТ. 1965. С. 1397.
8. *Кудрявцева Т.В.* Исследование магнитокалорического эффекта в редкоземельных ферритах-гранатах / Дисс. канд.

физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1978.

9. *Белов К.П., Педько А.В.* // Journ. Appl. Phys. (Suppl). 1960. V. 31. № 5.

10. *Белов К.П., Зайцева М.А., Педько А.В.* В сб.: Ферриты / Под ред. Сироты Н.Н. — Минск: Изд-во АН БССР, 1960. С. 212.

11. *Педько А.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 700.

12. *Желудев И.С.* Электрические кристаллы. — М.: Наука, 1969. 212 с.

13. *Телеснин Р.В., Овчинникова А.М.* В сб.: Ферриты / Под ред. Сироты Н.Н. — Минск: Изд-во АН БССР, 1960. С. 320.

14. *Педько А.В.* Магнитные свойства гадолиния и гадолиниевого феррита / Канд. дисс. — МГУ, физический факультет, 1960.

15. *Горяга А.Н., Левитин Р.З., Линь Чжан да.* // ФММ. 1961. Т. 12. С. 458.

К главе 3

1. *Белов К.П., Горяга А.Н., Гридасова Т.Я., Титова Т.И.* // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 191.

2. *Кудрявцева Т.В.* Исследование магнитокалорического эффекта в редкоземельных ферритах-гранатах / Дисс. канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1978.

3. *Горяга А.Н., Левитин Р.З., Линь Чжан да.* // ФММ. 1961. Т. 12. С. 458.

4. *Белов К.П., Никитин С.А.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 937.

5. *Тябликов С.В.* // ФММ. 1956. Т. 3. С. 3.

6. *Гусев А.А., Пахомов А.С.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1961. Т. 25. С. 1327.

7. *Clark A.E., Cullen E.* // Journ. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 13. P. 5572.

8. *Белов К.П., Черникова Л.А.* и др. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58.

Научное издание

БЕЛОВ Константин Петрович

**ЭФФЕКТЫ ПАРАПРОЦЕССА В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ
И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

Редактор *Д.А. Миртова*

Оригинал макет: *Е.Е. Дементьев*

ЛР 071930 от 06.07.99.

Подписано в печать 17.08.2001. Формат 84108¹/₃₂.

Бумага офсетная 1. Печать офсетная. Физ. л. 5.

Усл. печ. л. 4,17. Уч.-изд. л. 4,65. Тираж 300 экз. Заказ .

Издательская фирма «Физико-математическая литература».
117864, г. Москва, ул. Профсоюзная, 90.

Отпечатано в ППП «Типография «Наука»».
121099, г. Москва, Г-99, Шубинский пер., 6.