

ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РАБОТ ПО МАГНИТНЫМ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТОВ*)

Р. Уайт

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение и история вопроса	594
II. Магнитная симметрия и допустимые спиновые структуры в ортоферритах	595
III. Общие замечания по наблюдаемым спиновым структурам	596
IV. Изучение спин-переориентационного перехода	597
V. Исследования упорядочения редкоземельных понов при низких температурах	600
VI. Спектроскопия, обменное взаимодействие и спиновая переориентация	602
VII. Домены, доменные стенки и гистерезисные петли	604
VIII. Исследования на ортоферритах, но не собственно ортоферритах	605
IX. Заключение	606
Цитированная литература	606

Редкоземельные ортоферриты являются неколлинеарными антиферромагнетиками, которые обнаруживают весьма многообразные магнитные свойства. Эта статья начинается с краткого обзора «допустимых» спиновых конфигураций, совместимых с кристаллографической симметрией структуры ортоферритов, и краткого перечисления экспериментально наблюдаемых спиновых конфигураций, температур компенсации и т. д. Затем дается обзор последних работ по исследованию этих материалов **) в четырех основных направлениях: исследование спин-переориентационного перехода, изучение спинового упорядочения редких земель, спектроскопические исследования, направленные на определение параметров обменных и магнитных взаимодействий, и исследование магнитных доменов и доменных стенок.

Было установлено, что процесс спиновой переориентации наблюдается в интервале конечных температур, когда анизотропия четвертого порядка, вообще говоря, малая, начинает оказывать влияние на ориентационное поведение в области температур, где обычно доминирующая анизотропия второго порядка проходит через нуль и меняет знак. Переориентация спинов проверялась на ряде редкоземельных ортоферритов различными методами: магнетоторсионным, микроволновым поглоще-

*) R. L. White, Review of Recent Work on the Magnetic and Spectroscopic Properties of Rare Earth Orthoferrites, J. Appl. Phys. 40 (3), 1061 (1969). Перевод и редакция К. П. Белова и М. А. Белянчиковой.

**) Обзор работ по редкоземельным ортоферритам до 1965 г. содержится в монографиях ⁶⁵, ⁶⁶.

нием, нейтронной дифракцией и оптической спектроскопией. Некоторые редкоземельные ортоферриты обнаруживают взаимодействие между редкоземельными ионами достаточно сильное, чтобы вызвать упорядочение редкоземельных ионов при температурах порядка 2—6° К; этот процесс упорядочения был подтвержден всеми перечисленными выше методами, а также измерениями с помощью эффекта Мёссбауэра и измерениями магнитной восприимчивости. Спектроскопические измерения, показывая увеличение обменного расщепления основного состояния редкой земли для конфигураций, стабильных при более низких температурах, дают качественное понимание механизма, вызывающего переориентацию спинов, и процесса спинового упорядочения, а также обещают дать детальное количественное понимание уникального магнитного поведения, наблюдаемого в ортоферритах. Низкий момент и высокая анизотропия ортоферритов делают возможным создание тонких пластинок, намагниченных по нормали к их плоскости. Такие пластинки полупрозрачны, и вращения Фарадея внутри них может быть использовано для изучения доменных структур или для механизма считывания в устройствах памяти или логических устройствах, используя в качестве активных элементов одиночные, малые, стабильные домены. Поэтому в этой статье рассматриваются последние исследования таких доменов, а также энергия доменной стенки и подвижность в ортоферритах. Наконец, приведены различные исследования, использующие ортоферриты в качестве средства для исследования общих свойств магнитных систем, таких как явления с критической точкой.

1. ВВЕДЕНИЕ И ИСТОРИЯ ВОПРОСА

Редкоземельные ортоферриты обнаруживают ряд магнитных свойств, иногда опеломляющих. Член этого семейства является типичным (хотя и не обязательно) неколлинеарным антиферромагнетиком, который обнаруживает два истинных фазовых перехода первого рода (как, например, упорядочение соответственно моментов ионов железа и редкоземельных ионов), а также точку компенсации (когда две подрешетки с различной зависимостью $M(T)$ уравниваются) и переход спиновой переориентации, во время которого системы упорядоченных спинов вращаются относительно кристаллической оси. Целью настоящей статьи является обзор последних работ, в которых исследовались различные проявления этого замечательного поведения, и особенно тех работ, которые направлены на понимание физического происхождения такого поведения.

Редкоземельные ортоферриты были впервые идентифицированы и некоторые их магнитные свойства были охарактеризованы в конце 40-х годов. Они имеют химическую формулу $RFeO_3$, где R — редкоземельный ион, и кристаллизуются в орторомбически искаженной структуре перовскита с четырьмя молекулярными единицами на единичную ячейку. Магнитные и кристаллографические измерения были сделаны на различных представителях ортоферритового семейства в лаборатории «Белл-Телефон»²⁻⁶, в Гренобле⁷ и в Вейцмановском институте⁸⁻¹⁰ в различное время в 50-х годах и в начале 60-х годов; кроме того, в конце 50-х годов в Окридже^{11,12} был сделан ряд измерений по нейтронной дифракции, установивших специфические спиновые конфигурации. Эти измерения обрисовали основные магнитные характеристики ортоферритов, включая примеры всех явлений, цитированных в первом разделе. Так как мы хотим сосредоточить свое внимание на последних исследованиях, то мы не будем давать систематического обзора этих исследований, а будем вместо этого отсылать читателя к обширному обзору Гуденафа¹³ (в части

серии Ландольт — Бёрнштейн) и к статье Треве ⁸, представленной в 1964 г. на конференции по магнетизму, в которых суммировано много известного по ортоферритам того времени. На некоторые ранние исследования мы будем ссылаться ниже более подробно при описании истории последних опытов, другие будут лишь кратко обсуждаться. Мы просим снисходительности у первых исследователей этой области за поверхностное рассмотрение их окончательных результатов.

II. МАГНИТНАЯ СИММЕТРИЯ И ДОПУСТИМЫЕ СПИНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В ОРТОФЕРРИТАХ

Вместо того чтобы начать с обзора экспериментальных фактов по ортоферритам, мы представим сначала доводы магнитной симметрии, которые приводят к «допустимым» спиновым конфигурациям в ортоферритах *). Мы поступаем так потому, что результирующий набор спиновых конфигураций дает удобную основу для классификации и понимания разнообразия экспериментальных данных, с которыми приходится сталкиваться.

Группы магнитной симметрии и совместимые спиновые конфигурации в редкоземельных ортоферритах

Группа магнитной симметрии	Совместимая спиновая конфигурация		
	ионы железа	редкоземельные ионы	
$D_{2h} (D_{2h}) mmm$ Γ_1	A_x, G_y, C_z	O_x, O_y, C_z	
$D_{2h} (C_{2h}) mmm$ Γ_2	F_x, C_y, G_z	F_x, C_y, O_z	
	Γ_3	C_x, F_y, A_z	C_x, F_y, O_z
	Γ_4	G_x, A_y, F_z	O_x, O_y, F_z
$D_{2h} (D_2) mmm$ Γ_5	O_x, O_y, O_z	G_x, A_y, O_z	
$D_{2h} (C_{2v}) mmm$ Γ_6	O_x, O_y, O_z	O_x, O_y, A_z	
	Γ_7	O_x, O_y, O_z	O_x, O_y, G_z
	Γ_8	O_x, O_y, O_z	A_x, G_y, O_z
$A_j \rightarrow S_{1j} = -S_{2j} = -S_{3j} = S_{4j}$		$F_j \rightarrow S_{1j} = S_{2j} = S_{3j} = S_{4j}$	
$C_j \rightarrow S_{1j} = S_{2j} = -S_{3j} = -S_{4j}$		$O_j \rightarrow S_{1j} = S_{2j} = S_{3j} = S_{4j} = 0$	
$G_j \rightarrow S_{1j} = -S_{2j} = S_{3j} = -S_{4j}$			

Ортоферриты кристаллизуются в орторомбически искаженной структуре перовскита ⁴, относящейся к пространственной группе $D_{2h}^{16} - Pbnm$. В единичной ячейке имеются четыре иона железа и четыре редкоземельных иона. В таблице мы даем магнитные группы и спиновые конфигурации, которые совместимы с кристаллической структурой и с предположением, что магнитная и кристаллографическая ячейки совпадают. Обозначения G, C, A, F являются обозначениями Воллана и Кёлера ¹² и Берто ⁷ и относятся к наборам векторов, образующим базисы различных неприводимых представлений.

Спиновые конфигурации от Γ_5 до Γ_8 несовместимы с наличием суммарного момента у железной подрешетки, поэтому они не встречаются в ортоферритах. Конфигурация Γ_3 несовместима с наблюдаемым сильным антиферромагнитным взаимодействием между ближайшими соседними ионами железа, поэтому она не обнаружена в ортоферритах. Конфигу-

) Фундаментальные теоретические исследования в этой области были выполнены Е. А. Туровым и В. Е. Найшем ^{67}. (Прим. ред.)

рации Γ_1 , Γ_2 и Γ_4 найдены в ортоферритах и показаны на рис. 1. Все эти три конфигурации включают неколлинеарный антиферромагнетизм. Конфигурация Γ_1 не обнаруживает результирующего момента, тогда как Γ_2 и Γ_4 обнаруживают малый ферромагнитный момент соответственно в направлении x и z . Мы будем обычно обозначать символами $\Gamma_1(0)$, $\Gamma_2(F_x)$ и $\Gamma_4(F_z)$ конфигурации и соответствующие им результирующие моменты.

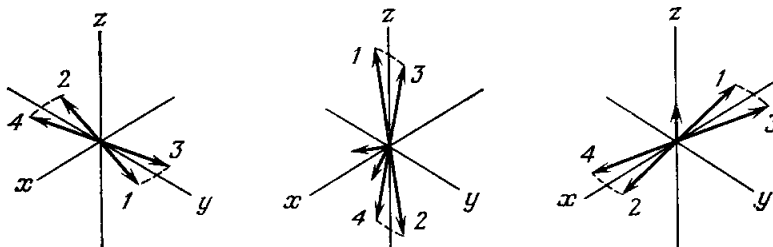


Рис. 1. «Допустимые» спиновые конфигурации в редкоземельных ортоферритах.

Эти конфигурации являются достаточными для классификации спиновых конфигураций, найденных в редкоземельных ортоферритах, за исключением случая переходной области и некоторых случаев при очень низких температурах, где устанавливается более сложное упорядочение под влиянием взаимодействия редкоземельных ионов друг с другом.

III. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО НАБЛЮДАЕМЫМ СПИНОВЫМ СТРУКТУРАМ

На рис. 2 представлена краткая сводка того, что известно в настоящее время о спиновых конфигурациях в редкоземельных ортоферритах. Заметим, что температурная шкала захватывает и область от 0—100° К, представляющую наибольший интерес с точки зрения взаимодействий.

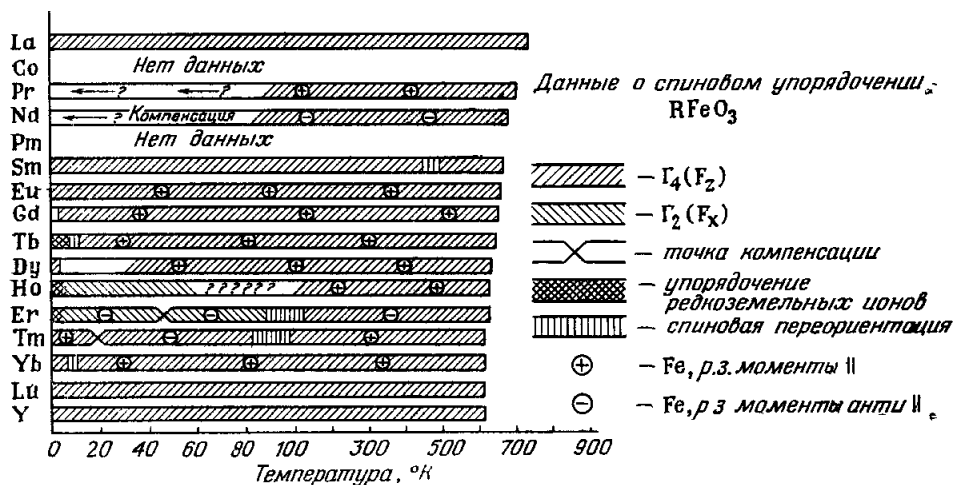


Рис. 2. Сводка экспериментально установленных спиновых конфигураций в редкоземельных ортоферритах.

Мы представили также на рис. 3 график $M(T)$ для различных ортоферритов, иллюстрирующий типы наблюдаемого магнитного поведения.

На основании рис. 2 и 3 можно сделать ряд общих заключений о магнитном поведении ортоферритов. Наиболее сильным из магнитных взаимо-

действий, имеющих место, является антиферромагнитное взаимодействие между ионами железа, которое заставляет их упорядочиваться антиферромагнитно при температуре 650—700° К. Железные решетки не являются истинно антиферромагнитными, а слегка отклонены друг относительно друга. Существует намного более слабое взаимодействие между редкоземельными ионами и ионами железа, которое вызывает квазипарамагнитную поляризацию редкоземельных ионов в «обменном поле», создаваемом железными ионами, всякий раз, когда железные подрешетки обнаруживают результирующий ферромагнитный момент. Редкоземельные ионы могут поляризоваться параллельно или антипараллельно результирующему моменту железных ионов; когда они упорядочиваются антипараллельно, то часто имеет место точка компенсации, при которой моменты редкоземельных ионов и ионов железа погашают друг друга. Для ортоферритов, которые претерпевают «спиновую переориентацию» от $\Gamma_4 (F_z)$ к $\Gamma_2 (F_x)$, относительная ориентация железных и редкоземельных суммарных моментов может быть одинаковой выше и ниже перехода (ErFeO_3) или может изменяться (YbFeO_3 , TmFeO_3). Наконец, при достаточно низких температурах, порядка 1—4° К, взаимодействие между редкоземельными ионами может вызвать упорядочение редкоземельных ионов (ErFeO_3 , TbFeO_3 , DyFeO_3 , HoFeO_3).

Конфигурация $\Gamma_4 (F_z)$ (которая имеет результирующий ферромагнитный момент в направлении c), по-видимому, является энергетически предпочтительной конфигурацией для моментов железных ионов, так как она наблюдается при всех температурах для ортоферритов, имеющих магнитно-инертный редкоземельный ион (La , Y , Lu). Она также наблюдалась при высоких температурах для всех редкоземельных ортоферритов; при высоких температурах поляризация редкоземельных ионов мала, и такими же являются связанные с ней моменты или анизотропия. С понижением температуры редкоземельные ионы все более поляризуются, их эффективная анизотропия увеличивается, и ортоферрит может претерпеть спин-переориентационный переход к другой конфигурации, обычно к $\Gamma_2 (F_x)$.

За последний год или два большое количество исследований касалось изучения или спин-переориентационного перехода, или упорядочения редкоземельных ионов при низких температурах. Поэтому мы рассмотрим здесь в первую очередь эти две области.

IV. ИЗУЧЕНИЕ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

Процесс переориентации спинов, в течение которого результирующий момент ортоферрита изменяет направление от оси c к оси a (для тех ортоферритов, которые имеют переход от Γ_4 к Γ_2), привлек внимание, начиная с самых ранних исследований. Согласно показанным выше

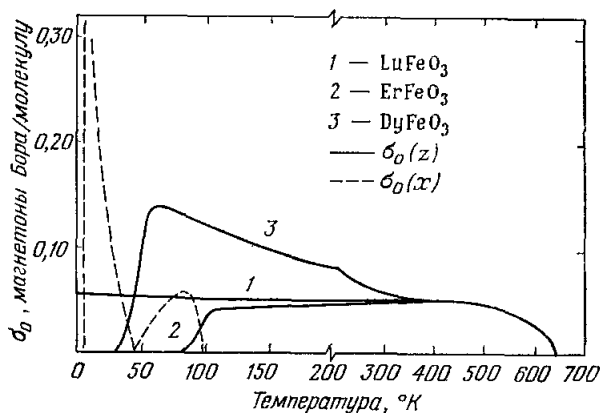


Рис. 3. Зависимость ферромагнитного момента от температуры для некоторых редкоземельных ортоферритов.

графикам моментов, переход имеет конечную, часто значительную ширину по температуре. Поскольку переориентация связана с рассмотрением энергии анизотропии, а анизотропия заведомо зависит от деформации, до недавнего времени было довольно широко распространено мнение, что ширина переходной области не является физически осмысленной величиной и сократится как только появятся «лучшие» образцы. В двух сериях опытов, доложенных на Международной конференции по магнетизму в прошлом году, было установлено, что область спинового перехода имеет конечную ширину и что спиновая конфигурация переходит регулярным и непрерывным образом от одной предельной конфигурации к другой. Первая серия измерений, выполненных Джорджи, Ремейкой и Хагедорном¹⁴, состояла из измерений вращающихся моментов на SmFeO_3 и TmFeO_3 в области переориентации спинов. Эти измерения установили, что «легкое» направление намагничивания поворачивалось непрерывно от направления z к направлению x по мере понижения температуры, проходя область переориентации. Вторая серия измерений, несколько более трудная по интерпретации, состояла из измерений микроволнового поглощения от 5 до 54 000 *Мгц*, проведенных, особенно на TmFeO_3 , в области спиновой переориентации Ле-Крау и др.¹⁵ и Хагедорном¹⁶. В пределах спин-переориентационной области были найдены две резонансные ветви, каждая почти независимая от частоты, при этом одна появлялась, когда внешнее поле точно совпадало с осью c , а другая — когда поле было вдоль оси a . Объяснение как торсионных, так и резонансных данных было дано почти одновременно Шейном¹⁷ (который изучал структурно и магнитно подобное семейство NaMnF_3) и Хагедорном и Джорджи¹⁸. Объяснение состоит во включении анизотропных членов четвертого порядка в двуподрешеточную модель Херманна¹⁹, который подсчитал резонансные частоты и восприимчивости YFeO_3 и изомагнитных структур, но включил только члены анизотропии второго порядка (квадратичные). Введение анизотропии четвертого порядка изменяет качественно картину, так как оно допускает энергетические минимумы в других направлениях, отличных от «специфического» орторомбического кристаллического направления, объясняя этим непрерывное вращение моментов, когда анизотропия второго порядка изменяет знак в присутствии малого, почти постоянного члена четвертого порядка. Менее очевидным, но также верным является тот факт, что из этого следует примечательное резонансное поведение. Можно качественно понять резонансное поведение, считая его проявлением быстрого падения антиферромагнитных резонансных частот (около 600 *Ггц* при уходе от области переориентации) почти до нуля, когда магнитная система достигает неустойчивости по отношению к возмущению, выводящему структуру от «дозволенных конфигураций».

Процесс переориентации спина, полученный для TmFeO_3 из результатов торсионных и резонансных измерений, был также недавно подтвержден результатами по нейтронной дифракции, полученными Ликом и др.²⁰. Они смогли проследить вращение во время переориентации, контролируя интенсивность определенных дифракционных линий. Они не обнаружили упорядочения ионов Tm вплоть до температуры $1,6^\circ \text{K}$. Белов и др.²¹, измеряя магнитный момент TmFeO_3 , нашли точку компенсации при 18°K , установив, что общий момент редкоземельных ионов антипараллелен моменту железных ионов в конфигурации $\Gamma_2 (F_x)$.

Параметр θ , описывающий направление результирующего момента, является непрерывным в течение спин-переориентационного перехода. С другой стороны, его производная $\partial\theta/\partial T$ имеет разрывы на концах переходной области. Такой фазовый переход второго рода должен был бы сопровождаться разрывом в магнитной удельной теплоемкости на границах

температурного интервала переходной области. Опыты на поликристаллическом ErFeO_3 не смогли показать такой разрыв²³; опыты на монокристалле YbFeO_3 в тщательно ориентированном магнитном поле еще продолжаются в Миннесоте²³. Как показали Шейн¹⁷, Хорнер и Варма²², биквадратичный потенциал с максимумами вдоль x и z приводит к переходам второго рода и к конечной температурной области ориентации; биквадратичный потенциал, имеющий минимумы вдоль осей x и z , оставляет скачкообразный фазовый переход первого рода. По-видимому, потенциальные члены высоких порядков во всех реальных случаях делают переход непрерывным.

Спиновая конфигурация, которую обнаруживают редкоземельные ортоферриты посередине спин-переориентационной области, не относится ни к одной из магнитных групп, указанных в таблице. Это возможно вследствие того, что состояние системы обладает более низкой симметрией, чем гамильтониан системы, что может иметь место в этом случае. Однако также вероятно, что магнитоэлектрические искажения, сопровождающие момент переориентации, будут понижать кристаллическую симметрию во время переориентационной процедуры. Мы искали в Стэнфорде такие искажения в кристалле $\text{Sm}_{0,4}\text{Y}_{0,6}\text{FeO}_3$, температура переориентации которого была вблизи комнатной температуры, и не наблюдали заметных изменений. Белов с сотрудниками²⁴ наблюдали магнитоэлектрические изменения порядка $\delta l/l = 15 \cdot 10^{-6}$ в TmFeO_3 при его спиновой переориентации. Они сделали измерения с помощью тензодатчика только вдоль оси c и не могли вывести каких-либо заключений о кристаллической симметрии, но могли подтвердить, что внешние поля вдоль оси c или a в области спиновой переориентации могут значительно поворачивать моменты относительно кристаллических осей.

Так как явление переориентации спинов обуславливается причинами магнитной анизотропии, не будет удивительным, что термические или химические процессы, которые изменяют анизотропию, будут изменять температуру перехода. Джорджи, Ремейка и Вуд²⁵ недавно провели опыты по влиянию тепловой обработки на температуру переориентации SmFeO_3 и нашли, что она может передвинуть температуру переориентации почти на 100°K при спекании в водороде при высоких температурах. Вероятно, такая обработка изменяет равновесие $\text{Fe}^{3+} - \text{Fe}^{4+}$ и изменяет анизотропию, связанную с железной подрешеткой. Температура переориентации ортоферритов, конечно, может быть изменена за счет композиционных изменений, и ряд исследований такого рода был проведен. Простейшее композиционное изменение состоит в замещении магнитно-инертных ионов Y или Lu на активные редкоземельные ионы. Следовало бы ожидать монотонного, примерно линейного уменьшения температуры переориентации спинов. Болье²⁶ нашел, что такое поведение имеет место в случае $\text{Lu}_x\text{Yb}_{1-x}\text{FeO}_3$ для x до 0,5; Малоземов²⁷ обнаружил это для $\text{Y}_x\text{Er}_{1-x}\text{FeO}_3$ при всех значениях x . Различные исследователи изучали твердые растворы SmFeO_3 с различными другими редкоземельными ортоферритами. Шервуд и др.²⁸ исследовали $\text{Gd}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ и $\text{Er}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$, Белов и др.²⁹ изучали $\text{Tm}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$. Во всех этих случаях температура переориентации T_r падала с увеличением x приблизительно так, как и ожидалось. Основная неожиданность состоит в том, что ионы Er^{3+} более эффективны, чем ионы Gd^{3+} при снижении T_r , хотя их собственный переход происходит при $\sim 100^\circ \text{K}$. Подозревают, что существует возбужденное состояние Er^{3+} , заселенное при $400-500^\circ \text{K}$, которое ориентационно предпочитает состояние Γ_4 . Разбавление SmFeO_3 , имеющего переход $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_2$, ортоферритом DyFeO_3 , имеющим переход $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_1$, вызывает более сложное поведение, о котором доложили Пирс и др.³⁰ на этой конференции. На этой же

конференции сообщались результаты Вуд и др.³¹ относительно исследования ErFeO_3 , разбавленного Y и Bi. Замещение ионами Y понижает T_r , приблизительно линейно, а Bi^{3+} вызывает быстрое, но пока еще количественно необъяснимое уменьшение T_r .

V. ИССЛЕДОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

При температурах порядка 2—4° К различные ортоферриты показывают спиновое упорядочение редкоземельных ионов, обычно сопровождаемое переориентацией уже упорядоченных железных подрешеток. Вероятно, движущим механизмом такой перегруппировки является обменное взаимодействие между редкоземельными ионами.

То, что редкоземельные ионы могут упорядочиваться при низких температурах, было известно со времени ранней работы (1960 г.) по нейтронной дифракции Келера, Воллана и Вилкинсона¹² на ErFeO_3 , HoFeO_3 и NdFeO_3 . Они установили, что ионы Er^{3+} упорядочивались при $\sim 4,3^\circ \text{K}$, ионы Ho^{3+} при $6,5^\circ \text{K}$, а ионы Nd^{3+} не упорядочивались вплоть до $1,25^\circ \text{K}$. Позднее измерениями нейтронной дифракции, эффекта Мёссбауэра, магнитного момента, восприимчивости и удельной теплоемкости было установлено, что TbFeO_3 и DyFeO_3 также имеют температуру упорядочения редкоземельных ионов, названную некоторыми авторами T_{N_2} . Мы рассмотрим теперь эти измерения и дополнительные исследования по процессу упорядочения ионов Er^{3+} .

Две недавние работы по TbFeO_3 приводят к спорным выводам о низкотемпературном поведении этого соединения. Группа из Москвы под руководством Белова³² определяла момент и провела торсионные измерения на TbFeO_3 . Они пришли к выводу, что TbFeO_3 сохраняет конфигурацию $\Gamma_4(F_z)$ вплоть до 14°K , когда он становится антиферромагнетиком, теряя свой результирующий ферромагнитный момент. Они также сообщают об антиферромагнитном упорядочении моментов Tb^{3+} вблизи температуры жидкого гелия. Берто^{33,34} с сотрудниками в Гренобле исследовали то же соединение посредством нейтронной дифракции, магнитного момента и с помощью эффекта Мёссбауэра и нашли, что конфигурация $\Gamma_4(F_z)$ существует вплоть до $\sim 8,4^\circ \text{K}$, после чего имеет место переход к конфигурации $\Gamma_2(F_x)$. Наблюдается, что ионы Tb^{3+} упорядочиваются при $3,1^\circ \text{K}$ в конфигурацию, которая несовместима ни с одной из групп таблицы, и имеет примерно конфигурацию Γ_8 для ионов Tb^{3+} и конфигурацию G_x для ионов железа. Теория групп, имеющая отношение к этому случаю, недавно была представлена Берто и др.³⁵ в статье, рассматривающей спиновую конфигурацию TbCrO_3 , который имеет ту же низкотемпературную конфигурацию. Они показали, что удвоение магнитной ячейки в направлении «b» допускает спиновую конфигурацию, согласующуюся как с данными по дифракции нейтронов, так и с магнитными данными. Измерения удельной теплоемкости, выполненные Де-Комбарье и др.³⁶ на TbFeO_3 , подтверждают явление редкоземельного упорядочения, показывая пик при $3,20^\circ \text{K}$, который может быть уложен на кривую аномалии Шоттке для случая спина $1/2$. Хотя ион Tb^{3+} является некрамерсовским ионом, должно иметь место квазивыврождение основного состояния в кристаллическом поле.

DyFeO_3 — единственный ортоферрит, который бесспорно претерпевает превращение от $\Gamma_4(F_z)$ к $\Gamma_1(0)$, — также исследовался недавно двумя группами с несколько более удачным совпадением. Белов и др.³² нашли антиферромагнитный переход вблизи 30°K и упорядочение моментов ионов Dy^{3+} вблизи температуры жидкого гелия. В несколько более обширных и детальнейших исследованиях Городетского и др.^{37,38} использовалась

линейная восприимчивость $\Gamma_1(0)$ фазы для получения детальной информации об этом состоянии. (Линейная восприимчивость есть восприимчивость в форме $\chi_{xy} = CH_z$, так что восприимчивость в одном направлении линейно зависит от величины приложенного поля в другом направлении.) Городетский и др.^{37,38} нашли, что переход $\Gamma_4(F_z)$ в $\Gamma_1(0)$ происходит при 36°K , а упорядочение ионов Dy^{3+} происходит при $3,7^\circ\text{K}$; величина магнитного момента основного состояния Dy^{3+} составляла $9,2\mu_B$, т. е. почти $10\mu_B$, которые следовало ожидать для экстремального дублета $J_z = \pm 15/2$. Их данные совместимы с результатами мёсбауэровского исследования Новика и Вильямса³⁹ на DyFeO_3 , которые нашли упорядочение ниже 4°K и вывели значения g : $g_z = 19,7$, $g_x = g_y = 0$, также совместимые с основным состоянием $|\pm 15/2\rangle$. Бертон и Шерон⁴⁰, измеряя удельную теплоемкость от $1,2$ до 80°K , нашли пик при $3,7^\circ\text{K}$, подтверждающий упорядочение Er^{3+} , но не нашли, в пределах экспериментальных ошибок, никаких разрывов или аномалий в удельной теплоемкости при температуре переориентации. Наконец, Шухерт и др.⁴¹, наблюдая $4f-4f$ -переход в ближней инфракрасной области, вызываемый ионом Dy^{3+} , нашли температурно-зависимый сдвиг линий оптического поглощения, из которого они вывели температуру Нееля порядка $4,5 \pm 0,3^\circ\text{K}$ и расщепление основного состояния $7 \pm 2\text{ см}^{-1}$. К сожалению, линии Dy^{3+} недостаточно резкие и не позволяют поэтому разрешить расщепление, как в случае с Er^{3+} , который мы будем теперь обсуждать.

Оптические исследования Фаульхабера и др.⁴² на ErFeO_3 дают прекрасные примеры плодотворности этого метода для контролирования и измерения обменных взаимодействий в таких соединениях. Они наблюдают увеличение расщепления дублета основного состояния Er^{3+} по мере упорядочения ионов Er^{3+} . Дублет расщеплен выше температуры упорядочения ($4,3^\circ\text{K}$) благодаря обмену $\text{Er}^{3+} - \text{Fe}^{3+}$; по мере того, как ионы Er^{3+} упорядочиваются, расщепление увеличивается от $\sim 3,2$ до $6,0\text{ см}^{-1}$. Фаульхабер и др. подгоняют это увеличение к расчету упорядочения на коротком расстоянии по методу Монте-Карло^{43,44}, получая при этом температуру Нееля $4,3^\circ\text{K}$. Подсчет дипольного взаимодействия между редкоземельными ионами показывает, что этот источник взаимодействия является недостаточным для объяснения увеличивающегося расщепления; дополнительно к дипольному взаимодействию необходимо ввести обменное расщепление в $1,78\text{ см}^{-1}$. Упорядочение ионов Er^{3+} исследовалось также с помощью мёсбауэровской техники Видеманом и Цинном⁴⁵. Они наблюдают рост сверхтонкого расщепления γ -излучения Er^{3+} по мере установления упорядочения. Сравнивая свои данные с вычислениями по методу Монте-Карло, они получили температуру Нееля $4,5 \pm 0,5^\circ\text{K}$ и обменное взаимодействие, несколько большее, чем у Фаульхабера. Видеман и Цинн⁴⁵ получили также величину момента в основном состоянии $6,55 \pm 0,20\mu_B$ для Er^{3+} , являющуюся характеристикой g_z . Низкотемпературная спиновая конфигурация ErFeO_3 также несовместима с состояниями в таблице, которые имеют C_2 -конфигурацию для редкоземельных ионов и G_x и G_y для железных ионов. Возможно, объяснение этой трудности снова может быть получено из удвоения магнитной единичной ячейки, как было в случае TbCrO_3 .

Четвертое соединение, показывающее упорядочение редкоземельных ионов, HoFeO_3 , также исследовалось оптическими методами Шухертом и др.⁴¹. Они нашли небольшое температурно-зависимое расщепление основного состояния в $5,2\text{ см}^{-1}$. В Ho^{3+} мы снова имеем некрамерсовский ион, поэтому понятие обменного расщепления должно быть использовано с осторожностью, но, по-видимому, опять должно появляться квазивыврожденное основное состояние.

VI. СПЕКТРОСКОПИЯ, ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ

Возможности спектроскопической техники как инструмента исследования значительно шире наблюдения переходов, при которых меняется упорядочение спинов. Спектроскопия в сочетании с теорией групп, служащей для идентификации и классификации возможных взаимодействий, дает наиболее тонкую технику, применимую для измерений специфических обменных взаимодействий. В настоящее время сделано только небольшое начало в этом направлении. Сатода⁴⁶ исследовал симметрию тензоров

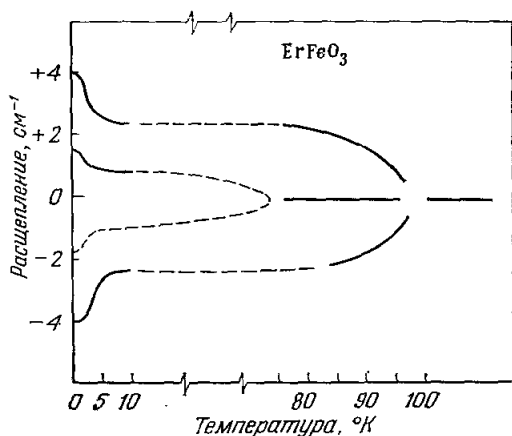


Рис. 4. Зависимость обменного расщепления перехода Er^{3+} в ErFeO_3 (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$) от температуры на $12\,380\text{ см}^{-1}$.

обмена редкая земля — железо, найдя, например, что они имеют как симметричные, так и антисимметричные компоненты; различные линейные комбинации этих компонент взаимодействия входят в наблюдаемые моменты и восприимчивости. Только спектроскопия дает реальную надежду разгадать сложность взаимодействий. Мы опишем самые последние достижения в этом направлении в одной, большей частью неопубликованной работе по спектроскопии Er^{3+} в ErFeO_3 в ближайшей инфракрасной области и по спектроскопии YbFeO_3 в дальней инфракрасной области.

На рис. 4 показано поведение конкретного перехода $\text{Er}^{3+}({}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2})$ в зависимости от температуры в интервале от 2°K до $\sim 120^\circ\text{K}$. Данные, которые не опубликованы, были получены Смитом в Стэнфорде, но имеются еще и в работе³¹. Заметим, что обменное расщепление всех уровней, когда система находится в состоянии $\Gamma_4 (F_z)$, меньше, чем ширина линии ($\sim 1\text{ см}^{-1}$); это расщепление становится существенным и доступным для наблюдения ($4\text{--}5\text{ см}^{-1}$) в состоянии $\Gamma_2 (F_x)$ и становится даже больше, когда ионы Er^{3+} начинают упорядочиваться при $4,3^\circ\text{K}$. То, что обменное расщепление системы больше в состоянии $\Gamma_2 (F_x)$, чем в состоянии $\Gamma_4 (F_z)$, является существенным и вероятным объяснением спин-переориентационного перехода. Предположим, что обменное расщепление основного состояния иона Er^{3+} равно ΔE_x для конфигурации Γ_2 и ΔE_z для конфигурации Γ_4 и что $\Delta E_x > \Delta E_z$. Обменная энергия на единицу объема из-за взаимодействия равна $(n \uparrow - n \downarrow) \Delta E_x / 2$ для конфигурации Γ_2 и $(n \uparrow - n \downarrow) \Delta E_z / 2$ для конфигурации Γ_4 , где $n \uparrow$ и $n \downarrow$ — число редкоземельных спинов, направленных соответственно «вверх» и «вниз». Вводя статистические значения этих величин, мы получим, обозначив $n \uparrow + n \downarrow = N$, выражение

$$E_{\Gamma_2} - E_{\Gamma_4} = \frac{1}{2} N \left[\frac{\exp(-\Delta E_z/kT) - 1}{\exp(-\Delta E_z/kT) + 1} \Delta E_z - \frac{\exp(-\Delta E_x/kT) - 1}{\exp(-\Delta E_x/kT) + 1} \Delta E_x \right], \quad (1)$$

которое сводится при $\Delta E_z, \Delta E_x \ll kT$ к выражению

$$E_{\Gamma_2} - E_{\Gamma_4} = -(N/4kT) [(\Delta E_x)^2 - (\Delta E_z)^2]. \quad (2)$$

Редкоземельные ионы энергетически предпочитают состояние Γ_2 , и это энергетическое предпочтение обратно пропорционально температуре, поэтому наблюдается переход к конфигурации Γ_2 при температуре, где эта энергия «анизотропии» преодолевает энергетическое предпочтение железной решетки к конфигурации Γ_4 . Мы можем получить оценку анизотропии железной решетки из параллельной восприимчивости YFeO_3 или LuFeO_3 ²³, которая характеризует легкость вращения железной системы; значение этой восприимчивости может быть получено из измерений «порогового поля», при котором моменты ионов железа могут быть повернуты от ориентации Γ_4 к ориентации Γ_2 ^{47, 48}, или из энергий доменной стенки так, как это сообщается в следующем разделе. Все эти методы дают величину энергии анизотропии для железной решетки порядка $3 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$, при этом предпочитается конфигурация Γ_4 . Используя величины $\Delta E_x = 4 \text{ см}^{-1}$, $\Delta E_z = 1 \text{ см}^{-1}$, мы предсказываем температуру переориентации для Er^{3+} при 65° К , что качественно согласуется с опытом. Уравнение (2) указывает на то, что температура переориентации должна была бы линейно снижаться с увеличением концентрации редкоземельных ионов, если: а) анизотропия Fe не зависит от температуры, б) при интересующей температуре заполнен только один дублет основного состояния редкой земли, в) $T \gg \Delta E_x, \Delta E_z$. Приближения а) и в), вероятно, законны для обсужденных ранее систем (например, $\text{Gd}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$), но приближение б) сомнительно.

Мы можем получить дальнейшие результаты, касающиеся спинового расположения, из оптических данных. Так как обменные расщепления ниже T_r в несколько раз больше, чем обменные расщепления выше T_r , мы ожидаем, что ионы Er^{3+} в несколько раз больше поляризованы и будут показывать в несколько раз больший момент ниже T_r . Однако быстрый взгляд на рис. 3 показывает нам, что это не имеет места. Либо $g_x \ll g_z$ и таким образом много большая поляризация дает только маленький момент, либо намагниченность подрешетки ионов Er^{3+} ориентирована под очень большим углом к оси a в конфигурации Γ_2 (F_x) и не дает проекции. То, что последнее объяснение более вероятно, было доказано Вуд и др.⁴⁹, которые изучали действие приложенного поля в направлениях a, b, c на обменное расщепление Er^{3+} . Эта работа кратко сообщалась на этой конференции³¹ и будет более подробно изложена позднее. Вуд и др.⁴⁹ нашли, что обменное поле ионов Er^{3+} в конфигурации Γ_2 направлено в основном в направлении b в плоскости ab , поэтому проекция моментов ионов Er^{3+} в направлении a будет малой.

Различного вида спектроскопия, далекая инфракрасная спектроскопия использовались Эйрингом и Сиверсом^{50, 51} для изучения взаимодействий в YbFeO_3 и его твердого раствора с LuFeO_3 . Резонансы, наблюдаемые Эйрингом и Сиверсом, являются антиферромагнитными резонансами железных решеток, прецессирующих относительно друг друга, антиферромагнитными резонансами движения результирующих решеток Yb^{3+} относительно моментов железа и одноионным переходом ионов Yb^{3+} в обменном поле, создаваемом ионами железа. Они нашли две антиферромагнитные резонансные моды железных подрешеток только в LuFeO_3 при $\omega_{xy} = 22,4 \text{ см}^{-1}$ и $\omega_z = 26,3 \text{ см}^{-1}$ (в обозначениях Херманна¹⁹). Спектр соединений $\text{Yb}_x\text{Lu}_{1-x}\text{FeO}_3$ пока еще полностью не анализирован, но одноионные переходы Yb^{3+} идентифицированы. Расщепление основного состояния Yb^{3+} в конфигурации Γ_4 (F_z) оказалось равным $4,5 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$ (при 12° К) и приблизительно $5,5 \text{ см}^{-1}$ в низкотемпературной фазе Γ_2 (F_x)⁵¹. И опять было найдено большее расщепление для фазы Γ_2 ; так как разница в расщеплениях меньше, чем в Er^{3+} , температура переориентации ниже.

Существует несколько препятствий к распространению методов оптической спектроскопии на все ортоферриты. Например, переходы $4f - 4f$, будучи очень резкими в ErFeO_3 , довольно широкие в YbFeO_3 и DyFeO_3 по совершенно неясным причинам. Ионы-заместители Er^{3+} в DyFeO_3 уширяют линии, препятствуя измерению обмена $\text{Er} - \text{Fe}$ с моментами ионов железа вдоль оси b . Однако несмотря на эти практические проблемы, по-видимому, исследовательские возможности спектроскопической техники в ортоферритах только открываются.

VII. ДОМЕНЫ, ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ПЕТЛИ

Существенной причиной, лежащей в основе недавнего роста исследований ортоферритов, является возможность их использования в качестве магнитно-оптической памяти или логических элементов. Так как ортоферриты имеют при комнатной температуре малый магнитный момент ($4\pi M \approx 2 \cdot 10^2$ э), можно изготовить тонкие пластинки, вырезанные перпендикулярно легкой оси, которые будут намагничиваться перпендикулярно плоскости пластинки. Такие пластинки от 50 до 100 $\mu\text{м}$ толщиной умеренно прозрачны, и их доменная структура может легко наблюдаться⁵² с помощью эффекта Фарадея в свете, проходящем нормально через пластинку. Недавно была доказана возможность генерировать домены особенно простой и удобной геометрической формы в таких тонких пластинках.

Бобек⁵³ недавно показал, что в тонких пластинках могут быть генерированы маленькие цилиндрические домены радиуса, сравнимого с толщиной пластинки, если к пластинке прикладывается стабилизированное статическое смещающее поле (такие домены неустойчивы в отсутствие смещающего поля). Эти «пузырьковые» домены могут вводиться в пластинку и по желанию передвигаться в присутствии локальных управляющих полей, таким образом создавая элементы памяти или логические элементы с магнитно-оптическим управлением. Далее, величина домена является аналитической функцией смещающего поля и энергии доменной стенки, что позволило Бобеку⁵³ использовать функциональную зависимость радиуса домена для измерения энергии доменной стенки в случае различных ортоферритов при комнатной температуре; при этом получились результаты порядка 2,5 или 3 эрг/см^2 . Курциг и Шокли^{54, 55} показали возможность образования «полосатых» («страйп») доменов с прямыми параллельными стенками в ортоферритовых пластинках. Путем измерения кривизаны, наведенной в этих стенках известными пространственными периодическими поперечными магнитными полями, они получили энергии доменной стенки для различных ортоферритов, которые находятся в удовлетворительном согласии с энергиями, полученными Бобеком, и, по существу, усовершенствовали теорию Бобека. Как полосатые, так и цилиндрические домены были недавно использованы Россолом⁵⁶ для измерения энергии доменной стенки в TmFeO_3 от комнатной температуры до области переориентации. Он нашел, что энергия стенки снижается от $\sim 2,5$ эрг/см^2 при комнатной температуре практически до нуля в середине области спиновой переориентации. Это уменьшение энергии стенки, несомненно, отражает понижение осевой анизотропии, так как ионы Tm^{3+} поляризуются и начинают компенсировать анизотропию ионов Fe^{3+} .

Еще более недавним и фактически доложенным где-то еще на этой конференции является исследование динамических свойств доменных стенок в ортоферритах, проведенное Россолом⁵⁷. Используя синусоидальные управляющие поля и наблюдая доменные стенки с помощью эффекта Фарадея и стробируемого лазера для предотвращения нагревания образца, он измерил подвижности доменных стенок и параметры затухания в интер-

вале температур между азотной и комнатной. Результаты оказались неожиданными; подвижность стенок YFeO_3 уменьшается на порядок по величине, когда температура понижается до 130°K (что согласуется со старыми измерениями⁵⁸, в которых использовалась более общепринятая техника), в то время как подвижность стенок TmFeO_3 удваивается в интервале между 300 и 200°K .

Процесс спиновой переориентации проявляется в другом техническом свойстве ортоферритов, а именно — в петле гистерезиса. Райх и др.⁵⁹ показали несколько лет тому назад, что петли гистерезиса ортоферритов почти прямоугольные вдали от области компенсации. Вулф и др.⁶⁰ изучали петли гистерезиса TmFeO_3 по всей области переориентации. Используя магнитное поле вдоль оси c , можно проследить изменение петли от типично прямоугольной, соответствующей оси легкого намагничивания при температуре выше T_r , через область, где она имеет несколько угловатую форму, до почти линейной петли, типичной для гистерезисной петли в направлении трудного намагничивания при температурах ниже T_r .

VIII. ИССЛЕДОВАНИЯ НА ОРТОФЕРРИТАХ, НО НЕ СОБСТВЕННО ОРТОФЕРРИТОВ

Редкоземельные ортоферриты были использованы как связующее звено для исследования магнитных явлений, которые являются совершенно общими, не присущими одним только ортоферритам. Мы обсудили здесь четыре исследования, три из которых касаются упорядочения магнитных систем, а четвертое касается энергетических уровней ионов Fe^{3+} в октаэдрической координации.

Все три исследования относительно явлений упорядочения спинов выполнялись в Вейцмановском институте. Две работы выполнялись под руководством Городетского. В одной рассматривается критическое поведение слабых ферромагнетиков⁶¹, а в другой рассматривается приближенная теория Паде парамагнитной восприимчивости⁶². Одно из основных заключений состоит в том, что $\sigma_S(T)/\sigma_S(0) = D [1 - (T/T_c)]^{0,55}$ вблизи критической точки и $\chi_0(T) = C/(T - T_c)^{1,33}$ чуть выше критической температуры. Показатели степени в этих двух выражениях представляют значительный экспериментальный результат, так как они позволяют сделать выбор между разными теориями процессов упорядочения (функция Грина, теория молекулярного поля, приближенный метод Паде). Третья работа института сделана Эйбшютцем и др.⁶³ и описывает использование эффекта Мёссбауэра в ^{57}Fe для наблюдения процесса намагничивания в ортоферритах с целью проверки функциональной формы $M(T)$. Так как мы в этой статье сталкиваемся в первую очередь с исследованиями, дающими информацию, свойственную ортоферритам, то отведем этим работам меньше места, чем они того заслуживают, и отошлем интересующегося читателя к цитируемым статьям.

Четвертое исследование содержит измерения, проведенные Каном и др.⁶⁴ по вращению Фарадея в ультрафиолете, давая информацию о происхождении оптического эффекта Фарадея в сходных материалах. Редкоземельные ортоферриты были выбраны потому, что они содержат ионы Fe^{3+} только в октаэдрических местах и имеют результирующий магнитный момент. Измерения фактически комплексного полярного эффекта Керра были сделаны при отражении, и оказалось возможным, используя эффект Керра, получить ряд сведений о структуре в ультрафиолете, которые абсолютно невозможно получить путем обычных измерений при отражении. Наблюдаемые линии были приписаны различным уровням кристаллического поля иона Fe^{3+} и состояниям перехода заряда $\text{Fe}^{3+} - \text{O}^{2-}$;

редкие земли не играют заметной роли в этом вращении. Эти исследования дают первое детальное основание для понимания оптического эффекта Фарадея в магнитных изоляторах и той роли, которую играет спин-орбитальное взаимодействие в расщеплении имеющих место состояний. Хотя имеются еще серьезные проблемы в количественной интерпретации этих спектров, открылась спектроскопическая дверь, которая приведет к существенно большему пониманию явлений, которые в настоящее время еще едва понятны.

IX. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно с уверенностью заключить, что редкоземельные ортоферриты в настоящее время являются центром значительных исследований, что в наших руках имеется качественное понимание их поведения и что количественные исследования, характеризующие взаимодействия, лежащие в основе их поведения, уже начинаются.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Forestier, G. Guit-Guillain, *Compt. Rend.* **230**, 1844 (1950).
2. R. M. Bozorth, H. J. Williams, D. E. Walsh, *Phys. Rev.* **103**, 572 (1956).
3. R. M. Bozorth, V. Kramer, J. P. Remeika, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 3 (1958).
4. S. Geller, E. A. Wood, *Acta Cryst.* **9**, 563 (1956).
5. S. Geller, *J. Chem. Phys.* **24**, 1236 (1956).
6. D. Treves, *Phys. Rev.* **125**, 1843 (1962).
7. E. F. Bertaut, in *Magnetism III* (G. T. Rado and H. Suhl, Eds.) Academic Press Inc., New York, 1963.
8. D. Treves, *J. Appl. Phys.* **36**, 1033 (1965).
9. G. Gorodetsky, D. Treves, *Proc. Intern. Conf. Magnetism, Nottingham, 1964*, p. 606.
10. M. Eibschütz, *Acta Cryst.* **19**, 337 (1965).
11. W. C. Koehler, E. O. Wollan, *J. Phys. chem. Solids* **2**, 100 (1957).
12. K. C. Koehler, E. O. Wollan, M. K. Wilkinson, *Phys. Rev.* **118**, 58 (1960).
13. J. B. Goodenough, in *Zahlenwerte and Functionen* (H. H. Landolt, R. Börnstein, Eds.), Springer-Verlag, Berlin, 1962, 6th Ed., vol. 2, pt 9, chap. 2.
14. E. M. Gyorgy, J. P. Remeika, F. B. Hagedorn, *J. Appl. Phys.* **39**, 1369 (1968).
15. R. C. LeCraw, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, F. B. Hagedorn, J. C. Hensel, J. P. Remeika, *J. Appl. Phys.* **39**, 1019 (1968).
16. R. B. Hagedorn, E. M. Gyorgy, R. C. LeCraw, J. C. Hensel, J. P. Remeika, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 364 (1968).
17. J. R. Shane, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 728 (1968).
18. F. B. Hagedorn, E. M. Gyorgy, *Phys. Rev.* **174**, 540 (1968).
19. C. F. Herrmann, *J. Phys. chem. Solids* **24**, 597 (1963).
20. J. A. Leake, G. Shirane, J. P. Remeika, *Solid-State Commun.* **6**, 15 (1968).
21. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева, *Письма ЖЭТФ* **2**, 253 (1965).
22. H. Horner, C. M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 846 (1968).
23. W. Weuhmann (частное сообщение).
24. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. Л. Овчинникова, В. В. Усков, *Письма ЖЭТФ* **4**, 170 (1966).
25. E. M. Gyorgy, J. P. Remeika, D. L. Wood, *J. Appl. Phys.* **39**, 3499 (1968).
26. T. Beaullieu, *Microwave Laboratory Rept. № 1530, Stanford University, 1967*.
27. A. Malozemoff (частное сообщение).
28. R. C. Sherwood, L. G. Van Urt, R. Wolfe, R. C. LeCraw, *Phys. Lett.* **25A**, 297 (1967).
29. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. С. Конькова, Т. М. Леднева, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева, В. В. Усков, *Кристаллография* **13**, 179 (1968).

30. R. D. Pierce, R. Wolfe, L. G. Van Urt, J. Appl. Phys. **40**, 1241 (1969).
31. D. L. Wood, J. P. Remeika, L. M. Holmes, E. M. Gyorgy, J. Appl. Phys. **40**, 1245 (1969).
32. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. М. Леднева, Т. Л. Овчинникова, Я. Г. Пономарев, В. А. Тимофеева, ФТТ **9**, 2190 (1968).
33. E. F. Bertaut, J. Chappert, J. Mareschal, J. P. Rebouillat, J. Sivadriere, Solid-State Commun. **5**, 293 (1967).
34. J. Mareschal J., Sivadriere, C. F., de Vries, E. F. Bertaut, J. Appl. Phys. **39**, 1364 (1968).
35. E. F. Bertaut, J. Mareschal, G. F. de Vries, J. Phys. Chem. Solids **28**, 2143 (1967).
36. A. de Combarieu, J. Mareschal, J. C. Michel, J. Sivadriere, Solid-State Commun. **6**, 257 (1968).
37. G. Gorodetsky, B. Sharon, S. Shtrikman, Solid-State Commun. **5**, 739 (1967).
38. G. Gorodetsky, B. Sharon, S. Shtrikman, J. Appl. Phys. **39**, 1371 (1968).
39. I. Nowick, H. J. Williams, Phys. Lett. **20**, 134 (1966).
40. A. Berton, B. Sharon, J. Appl. Phys. **39**, 1467 (1968).
41. H. Schuchert, S. Hüfner, R. Faulhaber, J. Appl. Phys. **39**, 1137 (1968).
42. R. Faulhaber, S. Hüfner, E. Orlich, H. Schuchert, Zs. Phys. **204**, 101 (1967).
43. E. A. Harris, Phys. Rev. Lett. **13**, 158 (1964).
44. J. R. Ehrman, L. D. Fosdick, D. C. Hanscomb, J. Math. Phys. **1**, 547 (1960).
45. W. Wiedemann, W. Zinn, Zs. Angew. Phys. **20**, 327 (1966).
46. Y. Satoda, Microwave Laboratory Rept. № 1585, Stanford University, 1967.
47. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, ЖЭТФ **24**, 878 (1967).
48. А. Т. Старовойтов, В. А. Боков, ФТТ **9**, 3637 (1967).
49. D. L. Wood, L. M. Holmes, E. M. Gyorgy, J. P. Remeika (будет опубликовано).
50. K. B. Aring, A. J. Sievers, Bull. Am. Phys. Soc. **11**, 90 (1968).
51. K. B. Aring (частное сообщение).
52. R. C. Sherwood, J. P. Remeika, H. J. Williams, J. Appl. Phys. **30**, 217 (1959).
53. A. H. Bobeck, Bell. System. Techn. J. **46**, 1981 (1967).
54. A. J. Kurtzig, W. Shockley, IEEE Trans. Magnetics **4**, 426 (1968).
55. A. J. Kurtzig, W. Shockley, J. Appl. Phys. **39**, 5619 (1968).
56. F. C. Rossel, J. Appl. Phys. **39**, 5263 (1968).
57. F. C. Rossel, J. Appl. Phys. **40**, 1082 (1969).
58. H. Umehayashi, Y. Ishikawa, J. Phys. Soc. Japan **20**, 2193 (1965).
59. S. Reich, S. Shtrikman, D. Treves, J. Appl. Phys. **36**, 140 (1964).
60. R. Wolfe, R. D. Pierce, S. E. Haszko, J. P. Remeika, Appl. Phys. Lett. **11**, 245 (1967).
61. G. Gorodetsky, S. Shtrikman, D. Treves, Solid-State Commun. **4**, 147 (1966).
62. G. Gorodetsky, Solid-State Commun. **6**, 159 (1968).
63. M. Eibschütz, S. Shtrikman, D. Treves, Phys. Rev. **156**, 562 (1967).
64. F. J. Kahn, P. S. Pershan, J. P. Remeika, Phys. Rev. Lett. **21**, 804 (1968).
- 65*. К. П. Белов, М. А. Белянникова, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., «Наука», 1965.
- 66*. Е. А. Туров, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., Изд-во АН СССР, 1963.
- 67*. Е. А. Туров, В. Е. Найш, ФММ **9**, 10 (1960); **11**, 161, 321 (1961).