

СТРУКТУРА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

М. М. Фарзтдинов

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Твердые кристаллические тела, обладающие упорядоченной магнитной структурой, можно разделить на ферромагнетики, ферримагнетики и антиферромагнетики. Магнитное упорядоченное состояние в кристаллах существует ниже определенной температуры перехода, называемой температурой Кюри (T_C). В случае антиферромагнетиков эту температуру часто называют температурой Нееля (T_N). Выше температуры Кюри магнетики с упорядоченной магнитной структурой переходят в парамагнитное состояние. Такие переходы обычно являются фазовыми переходами второго рода и сопровождаются аномальными изменениями ряда физических свойств кристалла (магнитной восприимчивости, теплоемкости, деформации кристаллической решетки и т. д.).

Магнитную структуру магнитно-упорядоченных кристаллов, как правило, можно характеризовать некоторой элементарной магнитной ячейкой, периодическим повторением которой получается вся магнитная структура. Магнитная элементарная ячейка может совпадать с химической ячейкой или может быть в несколько раз больше ее. Однако в последние годы обнаружен ряд магнетиков с так называемой геликоидальной структурой, свойства которой нельзя описать путем введения магнитных ячеек конечных размеров.

Магнитной структуре обычных ферромагнетиков можно сопоставить магнитную ячейку, характеризующую одной плотностью магнитного момента M . В ферромагнетиках под действием обменных сил элементарные магнетики ориентируются параллельно, и в макроскопических областях (доменах) создается результирующая намагниченность M даже в отсутствие магнитного поля.

Магнитная ячейка ферримагнетиков и антиферромагнетиков состоит из вложенных друг в друга нескольких магнитных подрешеток, каждая из которых характеризуется своей плотностью магнитного момента M_i . Например, спины в магнитной ячейке антиферромагнетиков типа NiO можно распределить между четырьмя магнитными подрешетками: все спины, расположенные в вершинах куба, относятся к одной магнитной подрешетке, а спины, расположенные в центрах трех противоположных граней, относятся к трем различным подрешеткам. В антиферромагнетиках типа MnF_2 спины, расположенные в вершинах тетрагональной решетки, относятся к одной подрешетке, а спины, расположенные в точке пересечения пространственных диагоналей, к другой.

В ферримагнетиках суммарный магнитный момент магнитной ячейки отличен от нуля. Иногда их называют нескомпенсированными антиферромагнетиками. Если ферримагнетики по магнитной структуре сходны

с антиферромагнетиками, то по магнитным свойствам они близки к ферромагнетикам.

В антиферромагнетиках в отсутствие магнитного поля суммарный магнитный момент магнитной ячейки равен нулю, $\sum_i \mathbf{M}_i = 0$. В ряде антиферромагнетиков магнитную ячейку можно разделить на две подрешетки: магнитные моменты соседних подрешеток равны по величине и направлены в противоположные стороны, $\mathbf{M}_1 = -\mathbf{M}_2$ (например, MnF_2 , Cr_2O_3 и т. д.). Часто оказывается более удобным вместо двух векторов намагниченности \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 ввести в рассмотрение два других вектора

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2M_0} (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2), \quad \mathbf{l} = \frac{1}{2M_0} (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2),$$

где $2M_0$ — величина намагниченности при абсолютном насыщении, \mathbf{m} — результирующий магнитный момент в единицах $2M_0$, \mathbf{l} — вектор антиферромагнетизма, вдоль которого располагаются магнитные моменты магнитных подрешеток \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Для обычных антиферромагнетиков в отсутствие магнитного поля $\mathbf{m} = 0$.

В антиферромагнетиках обменные силы обуславливают антипараллельное расположение магнитных моментов подрешеток. Но обменные силы изотропны в кристалле и сами по себе не фиксируют положение магнитных моментов подрешеток относительно кристаллографических направлений. За появление в кристалле преимущественных (или естественных) осей антиферромагнетизма (\mathbf{l}), вдоль которых направлены магнитные моменты подрешеток, ответственны магнитные силы релятивистской природы. Магнитные силы, не искажая существенно антиферромагнитный порядок, могут также слабо изменять относительное расположение или величины магнитных моментов. В результате этого антиферромагнитный кристалл может приобретать малый спонтанный результирующий магнитный момент $m \sim v^2/c^2$, где v — скорость электронов в атоме, c — скорость света. Это явление называется слабым ферромагнетизмом (при $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$ — поперечным, при $\mathbf{m} \parallel \mathbf{l}$ — продольным).

Слабый ферромагнетизм, наряду с некоторыми другими свойствами антиферромагнетиков, чувствителен к симметрии кристалла. Антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом составляют особый класс антиферромагнетиков, типичными представителями которого являются ромбоэдрические антиферромагнетики типа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ или MnCO_3 , тетрагональный антиферромагнетик NiF_2 и т. д. Наличие слабого спонтанного магнитного момента в антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом в некоторых отношениях сближает их с ферромагнетиками (характер кривой намагничивания, гистерезис и т. д.). Но ввиду малости величины магнитного момента по ряду свойств слабые ферромагнетики ведут себя как обычные антиферромагнетики.

К обычным антиферромагнетикам (без слабого ферромагнетизма), которые составляют обширный класс, относятся, например, антиферромагнетики типа NiO и т. д.

Другой большой класс составляют антиферромагнетики слоистой структуры — галоиды переходных металлов (FeCl_2 , NiCl_2 , MnCl_2 и т. д.). Эти соединения характеризуются тем, что магнитные ионы (Fe^{++} , Ni^{++} и т. д.) и ионы галоидов (Cl^-) расположены по чередующимся слоям. Ферромагнитная связь в слое магнитных ионов (в ферромагнитном слое) гораздо сильнее, чем антиферромагнитная связь между слоями. В связи с этим, величина θ в законе Кюри — Вейсса для этих антиферромагнетиков является положительной, т. е. такой же, как у ферромагнетиков. По таким специфическим магнитным свойствам их иногда называют метамгнетиками.

Металлические антиферромагнетики, которые мы здесь рассматривать не будем, относят к особому классу антиферромагнетиков.

Подробный обзор работ по антиферромагнетизму дан А. С. Боровик-Романовым¹, Т. Нагамия и др.¹.

В отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнитные образцы разделяются на макроскопические области — домены с различными направлениями самопроизвольной намагниченности. Между доменами образуются переходные слои — доменные границы, связанные с вращением спинов. В ферромагнитных образцах прирост энергии на доменных границах компенсируется энергией размагничивающих полей, исчезающих в результате разделения образца на домены. Форма и размеры доменов, положение доменных границ в монокристаллах определяются главным образом формой и размерами образца (размагничивающим фактором).

В антиферромагнетиках без слабого ферромагнетизма нет результирующей намагниченности, а следовательно, на поверхности образца нет свободных магнитных зарядов, создающих размагничивающие поля. Однако исследования показывают, что антиферромагнетики в ряде случаев разделяются на макроскопические области — домены, предположение о существовании которых впервые было высказано Неелем² еще в 1948 г. для объяснения некоторых свойств антиферромагнетиков. Домены в антиферромагнетиках представляют собой элементарные области кристалла, в которых существует периодичность магнитной структуры с периодом элементарной магнитной ячейки. Между различными доменами образуются переходные слои или доменные границы.

В антиферромагнетиках доменные границы могут быть в двух разновидностях: доменные границы, образуемые вращением спинов в переходном слое, и двойниковые доменные границы, образуемые в результате двойникового кристалла при магнитном упорядочении (см. § 2).

В антиферромагнетиках существует несколько причин, обуславливающих образование и устойчивость доменной структуры.

В антиферромагнетиках со многими эквивалентными осями антиферромагнетизма, в которых возможно образование нескольких различных элементарных областей, доменная структура может образоваться в процессе магнитного упорядочения. В образовании доменной структуры в антиферромагнетиках важную роль играют магнитоупругие силы и силы магнитной анизотропии, которые стремятся удерживать спины в определенных кристаллографических направлениях. В реальных антиферромагнитных кристаллах образование доменной структуры тесно связано с наличием в кристаллах различных кристаллографических дефектов (дислокации, границы зерен, примеси и т. д.), внутренних напряжений и неоднородностей.

В общем случае образование доменной структуры в антиферромагнетиках без слабого ферромагнетизма энергетически невыгодно. Состояние антиферромагнитного образца с доменной структурой отвечает не абсолютному, а относительному минимуму свободной энергии. Но такая доменная структура в ряде случаев в силу ее кинетического происхождения является весьма устойчивой. Уничтожить доменную структуру можно лишь путем внешних воздействий на образец (механические напряжения, магнитное поле) или путем специальной термической обработки, исключающей образование доменной структуры при магнитном упорядочении.

В антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом доменная структура может образоваться за счет размагничивающих полей. Однако ввиду малости результирующего магнитного момента здесь доменные границы являются более подвижными, чем в ферромагнетиках.

В антиферромагнетиках ввиду отсутствия размагничивающих полей положение доменных границ не является строго фиксированным. Доменные границы в антиферромагнетиках в результате теплового движения смогут перемещаться на расстояние нескольких постоянных решетки от положения равновесия. Подвижность доменных границ ведет к приросту энтропии, а следовательно, к понижению свободной энергии в переходном слое. Для некоторых антиферромагнетиков в определенном интервале температуры энтропийный член свободной энергии может превышать прирост энергии в переходном слое. Тогда образование доменных границ в антиферромагнетиках является термодинамически выгодным.

Наличие нескольких причин, обуславливающих образование доменной структуры и их устойчивость, а также разнообразие возможных доменов и доменных границ, приводит к тому, что в ряде антиферромагнетиков образуется весьма сложная доменная структура.

Доменная структура, определяемая относительным расположением доменов и доменных границ, их формой и размерами, существенно влияет на ряд свойств антиферромагнетиков.

Одним из фактов, свидетельствующих о существовании доменной структуры в антиферромагнетиках, является обнаруженная К. П. Беловым и Р. З. Левитиным³ анизотропная магнитострикция в NiO , которая убывает с повышением температуры и исчезает при температуре Нееля. Магнитострикция более подробно изучалась в монокристаллах другими авторами^{4,5}. Обнаруженное К. П. Беловым и Р. З. Левитиным пороговое поле, при котором появляется заметная магнитострикция в антиферромагнетике NiO , по-видимому, связано с существованием двойниковых доменов (см. § 2, 3) в поликристаллических образцах. В монокристаллах без двойниковых доменов пороговое поле не обнаружено⁵. Магнитострикция (10^{-6}) в зависимости от магнитного поля изменяется по квадратичному закону вплоть до нескольких кэ. Она носит анизотропный и обратимый характер⁵. Такого рода магнитострикция в NiO объясняется главным образом смещением границ антиферромагнитных доменов в плоскостях (111). Такой вывод удовлетворительно согласуется с вычислением Альбертса и Ли⁵. В работе⁶ магнитострикция изучалась в образцах NiO , MnO , CoO , содержащих двойниковые домены. Авторы объясняют магнитострикцию в этих соединениях смещением двойниковых доменных границ.

Магнитострикция, связанная с доменной структурой, обнаружена также в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ⁷.

К. П. Белов и Р. З. Левитин⁸⁻¹¹ наблюдали в антиферромагнетиках Cr_2O_3 , NiO , CoO , MnO другое интересное явление — аномалии модуля упругости и внутреннего трения. Вблизи температуры Нееля имеет место скачок модуля упругости и максимум внутреннего трения. Аномалии этих величин наблюдаются также при более низких температурах¹¹. Например, внутреннее трение для NiO и CoO имеют второй максимум при более низкой температуре, чем температура Нееля. Величина второго максимума чувствительна к термообработке образца. Аномалии магнитоупругих явлений были обнаружены в CoO , NiO и другими авторами^{12,13}. Недавно обнаружены аномалии магнитоупругих явлений в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ¹⁴ и в некоторых металлических антиферромагнетиках¹⁵.

Причина этих явлений в антиферромагнетиках, так же как и в ферромагнетиках, заключается в том, что при наложении на антиферромагнетики механических напряжений происходит изменение магнитной (спиновой) и доменной структуры. Если в антиферромагнетиках поведение модуля упругости вблизи температуры Нееля объясняется двумя причинами — изменением магнитной (спиновой) и доменной структуры, то ано-

мальное поведение модуля упругости при более низких температурах, объясняется главным образом изменением доменной структуры — процессами вращения спинов в доменах и смещением доменных границ. Аналогично, второй максимум внутреннего трения в NiO и CoO при более низких температурах объясняется релаксационными потерями в процессах смещения доменных границ под действием механических напряжений¹¹.

Существованием доменной структуры объясняется также обнаруженный в антиферромагнетиках NiO , CoO , MnO ΔE -эффект (изменение модуля Юнга при наложении магнитного поля)^{9–11}. Величина ΔE -эффекта уменьшается при приближении к температуре Нееля. Обнаружена также вязкость ΔE -эффекта: величина $\Delta E/E_0$ уменьшается при выдержке в магнитном поле. Последнее явление объясняется также потерями в процессах смещения антиферромагнитных доменных границ под действием упругих напряжений.

В последние годы достигнуты некоторые успехи в разработке методов экспериментального изучения доменной структуры антиферромагнетиков — метод дифракции нейтронов и оптические методы^{16–23}. С помощью этих двух методов Рос и Слэк изучали доменную структуру в антиферромагнитном монокристалле NiO ^{16–19}. Ими экспериментально обнаружены и изучены в NiO двойниковые доменные границы и доменные границы, связанные с вращением спинов (см. § 2). Кондо изучал оптическим методом двойниковую доменную структуру в антиферромагнетике NiO ²³.

Интересные результаты о двойниковой доменной структуре в NiO получены с помощью рентгеновских лучей²⁴.

Методом дифракции нейтронов обнаружены домены в антиферромагнетиках слоистой структуры — галогенов кобальта и марганца^{20–21}.

Применение метода дифракции поляризованных нейтронов позволяет определить наличие 180° -ных доменов в антиферромагнетиках определенной структуры. Недавно этот метод был применен для изучения доменной структуры в MnF_2 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ²².

Доменная структура антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом изучалась магнетооптическим методом^{26–28}, методом порошковых фигур^{28–29} и методом электронно-теневых фигур^{30–31}.

Для обнаружения доменной структуры в антиферромагнетиках был использован также метод магнитного ядерного резонанса. Так, например, опыты по ядерному резонансу, проведенные совсем недавно Шульманом³², показывают наличие доменных границ в NiF_2 .

Методом ядерного магнитного резонанса³³ показана устойчивость доменной структуры в антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

При изучении антиферромагнитного резонанса в NiO в далекой инфракрасной области обнаружено влияние доменных границ на резонансную линию³⁴.

Результаты измерения магнитоэлектрического эффекта в Cr_2O_3 , проведенные Радо и Фоленом, Д. Н. Астровым, показывают наличие в этом веществе доменов³⁵.

Опыты по изучению магнитной анизотропии, магнитной восприимчивости и кривых намагничивания в монокристаллах NiO , MnO , CoO ^{6, 36–38}, в ромбоэдрических кристаллах MnCO_3 ³⁹, CoCO_3 ⁴⁰ также свидетельствуют об их доменной структуре. В ромбоэдрических кристаллах со слабым ферромагнетизмом (CoCO_3)⁴⁰, в кристаллах типа NiO ⁶, в бромиды и хлоридах некоторых металлов группы железа⁴¹, в некоторых других антиферромагнетиках⁴², а также в нескольких металлических антиферромагнетиках⁴³, обнаружены гистерезисные явления, свидетельствующие о наличии доменов в этих веществах.

Таким образом, наряду с фактами, косвенно подтверждающими доменную структуру антиферромагнетиков, имеется ряд экспериментальных фактов, непосредственно доказывающих доменную структуру антиферромагнетиков. Доменная структура в антиферромагнетиках оказывает существенное влияние на такие практически важные явления, как магнитострикция, магнитоупругие явления, кривые намагничивания и гистерезисные явления, антиферромагнитный и ядерный магнитный резонансы и т. д. Поэтому дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение доменной структуры антиферромагнетиков является одной из актуальных проблем физики магнитных явлений.

Настоящая статья посвящается обзору главным образом результатов экспериментальных работ по изучению доменной структуры антиферромагнетиков.

§ 2 посвящается разбору доменной структуры антиферромагнетиков, разновидностей доменов и доменных границ, обнаруженных в антиферромагнетиках; рассматриваются причины их образования.

В § 3 излагаются экспериментальные методы изучения доменной структуры и обсуждаются результаты, полученные этими методами.

В § 4 кратко обсуждаются условия существования доменной структуры в антиферромагнетиках и ее устойчивость.

§ 2. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

2.1. Антиферромагнитные домены и доменные границы

При антиферромагнитном упорядочении происходит деформация кристаллической решетки путем сжатия (или растяжения) в определенных кристаллографических направлениях. Для краткости эти направления будем называть сокращенными (или растянутыми) осями. В однодоменной области как направление сокращенной оси, так и направление оси антиферромагнетизма остаются постоянными по всему объему этой области. Однако следует отметить, что область, в которой не меняют свои направления сокращенная (растянутая) ось и антиферромагнитная ось, не являются однодоменной областью, если в ее объеме нарушается периодичность магнитной структуры. Другими словами, в однодоменной области сохраняется когерентность магнитной структуры.

В антиферромагнетиках возможны две разновидности доменных границ. Первая разновидность доменных границ осуществляется в результате магнитного двойникования кристаллов путем поворота сокращенной (или растянутой) оси при переходе от одной области к другой без изменения направления оси антиферромагнетизма (см. рис. 6—7). Такие доменные границы представляют собой границу двойников и называются двойниковыми границами или *T*-границами (*twin walls*). Антиферромагнитный монокристалл обладает *T*-доменной структурой, если в нем содержится только *T*-доменные границы, отделяющие антиферромагнитные домены. Двойниковая доменная структура обнаружена в кристаллах типа NiO .

Доменные границы второго вида разделяют области с одинаковой «сокращенной» осью, но с различным направлением вектора антиферромагнетизма (I). При переходе от одного домена к другому в переходном слое имеет место постепенный поворот спинов. Поэтому их называют *S*-доменными границами (*spin rotation*) (см. рис. 1 и 3). Если в антиферромагнитном образце различные антиферромагнитные области разделены *S*-границами, то говорят, что он обладает *S*-доменной структурой. Анти-

ферромагнитные домены, разделенные S -границами, экспериментально обнаружены различными методами в антиферромагнетиках типа NiO , $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, NiF_2 , в галоидах Co и Mn , одноосных антиферромагнетиках Cr_2O_3 , MnF_2 и т. д. В антиферромагнетиках, так же как и в ферромагнетиках, в зависимости от магнитной и кристаллохимической симметрии кристалла, возможны 180° -, 120° -, 90° -ные и т. д. доменные границы. Например, в соответствии с их симметрией, в тетрагональном кристалле NiF_2

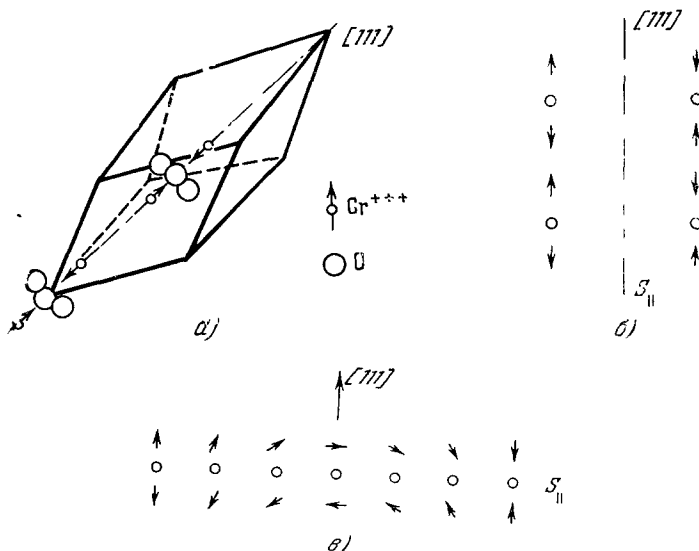


Рис. 1. Домены в Cr_2O_3 .

а) Магнитная структура для одного из двух возможных доменов в Cr_2O_3 . б) два антифазных домена, разделенных границей вида S . в) схемы вращения спинов в переходном слое S . Белые кружки — ионы кислорода.

возможны 90° -и 180° -ные доменные границы, а в ромбоэдрических кристаллах типа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ возможны 60° -, 120° - и 180° -ные доменные границы. В случае 180° -ных доменных границ в одноосных антиферромагнетиках два соседних домена отличаются друг от друга только порядком чередования «плюс»- и «минус»-направленных спинов (т. е. знаком вектора \mathbf{l}). Например, в окиси хрома Cr_2O_3 — одноосном антиферромагнетике, спины каждой пары ионов хрома связаны через кислородные ионы антиферромагнитно. Симметрия кристалла допускает направление спинов вдоль $[111]$ либо к кислородным ионам, либо от них. В соответствии с этим в Cr_2O_3 возможны два типа доменов, отличающихся только порядком чередования подрешеток в кристалле (рис. 1, б). В случае многоосных спиновых структур (NiO , $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) два соседних домена могут отличаться друг от друга как порядком чередования подрешеток, так и направлением осей антиферромагнетизма.

В общем случае некоторые антиферромагнетики (NiO и др.) могут содержать в себе как S -доменные границы, так и T -доменные границы, разделяющие различные антиферромагнитные домены.

Различные возможные типы доменов и доменных границ в антиферромагнетиках определяются магнитной и кристаллохимической симметрией кристалла.

Ниже более подробно будет рассматриваться каждый из этих видов доменов и доменных границ.

2.2. S-доменные границы

Силы, обуславливающие магнитное упорядочение в кристаллах, имеют обменную природу. По модели Гейзенберга энергия взаимодействия двух атомов, i и j , с точностью до постоянной слагаемой выражается так:

$$E_{ij} = -2JS_iS_j,$$

где S_i , S_j — векторные операторы спинов атомов i и j в единицах \hbar , J — обменный интеграл. Обменное взаимодействие способствует параллельному расположению спинов (ферромагнитный порядок), если $J > 0$, и антипараллельному расположению спинов (антиферромагнитный порядок), если $J < 0$.

Во многих антиферромагнетиках, относящихся к ионным кристаллам (NiO , MnF_2 , FeCl_2 , Cr_2C_3 и т. д.), магнитные ионы разделены немагнитными ионами (O^{2-} , F^- , Cl^- и т. д.). В этом случае обменное взаимодействие между спинами магнитных ионов может осуществиться лишь через посредство немагнитных ионов (косвенное обменное взаимодействие различных типов). Теория косвенного обменного взаимодействия, впервые развитая Крамерсом^{1, 44}, получила дальнейшее развитие в работах Андерсона (см.^{1, 44}), С. В. Вонсовского и Ю. М. Сеидова⁴⁴.

В металлических антиферромагнетиках обменное взаимодействие между магнитными атомами может быть осуществлено через коллективизированные электроны проводимости.

Вопрос о знаке обменного интеграла и его способах вычисления обсуждался в литературе в течение последних 30 лет⁴⁵. Однако существующие методы вычисления обменного интеграла весьма несовершенны. Трудности, связанные с определением и вычислением обменного интеграла, обсуждались в недавно появившихся работах Оверхаузера, Херринга⁴⁵.

В антиферромагнетиках всякое нарушение антипараллельности спинов магнитных ионов ведет к увеличению обменной энергии.

Силы магнитной анизотропии удерживают векторы намагниченности подрешеток в определенных кристаллографических направлениях, называемых естественными, или преимущественными, осями антиферромагнетизма. Антиферромагнетики могут иметь одну или несколько осей антиферромагнетизма. Например, в антиферромагнетике Cr_2O_3 спины направлены вдоль оси кристалла $[111]$ в противоположные стороны, т. е. единственная ось антиферромагнетизма совпадает с осью кристалла $[111]$. В гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ⁴⁶ в интервале температур $250^\circ < T < 950^\circ \text{ K}$ спины лежат в одной из плоскостей симметрии под малым углом ($\sim v^2/c^2$) к плоскости (111) , т. е. гематит имеет три оси антиферромагнетизма.

Вид энергии магнитной анизотропии определяется кристаллохимической симметрией кристалла. Эта энергия должна быть инвариантна при всех преобразованиях, допускаемых кристаллохимической симметрией, и является четной функцией векторов намагниченности подрешеток (или векторов \mathbf{l} и \mathbf{m})⁴⁷. Величина энергии анизотропии определяется так называемыми константами анизотропии второго, четвертого, шестого и т. д. порядков, являющихся коэффициентами при независимых однородных полиномах соответствующей степени из компонент векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} . Отношения констант анизотропии четвертого порядка ко второму, шестого — к четвертому по порядку величин $\sim v^2/c^2$. Энергия анизотропии минимальна, когда вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} направлен вдоль естественной оси антиферромагнетизма. Всякое отклонение спинов от направления оси антиферромагнетизма ведет к увеличению энергии анизотропии.

Переходные слои между различными доменами образуются путем постепенного вращения векторов намагниченности подрешеток. Толщина

переходного слоя и характер вращения векторов намагниченности подрешеток определяется конкуренцией двух сил: обменных сил, стремящихся сделать переход между двумя доменами более плавным, и сил магнитной анизотропии, стремящихся сделать такой переход более резким. Вследствие магнитострикции в образовании доменных границ существенную роль может играть также и магнитоупругая энергия. В отличие от ферромагнетиков, результирующая намагниченность антиферромагнитных кристаллов (без слабого ферромагнетизма) в переходном слое весьма мала и обычно в единицах $2M_0$ не превышает v^2/c^2 , поэтому магнитостатическая энергия в образовании доменных границ в таких антиферромагнетиках не играет решающей роли.

При 0° К закон вращения магнитных моментов подрешеток (или векторов \mathbf{l} и \mathbf{m}) в переходном слое определяется из условия минимума полной энергии переходного слоя, состоящей из обменной энергии, энергии анизотропии, магнитоупругой и магнитостатической энергии.

В различных антиферромагнетиках, в зависимости от их магнитной структуры, в образовании доменных границ играют главную роль константа анизотропии второго порядка либо более высоких порядков.

В одноосных кристаллах, находящихся в антиферромагнитном состоянии, в зависимости от знака анизотропии второго порядка, спины могут быть расположены либо параллельно главной оси кристалла (константа анизотропии второго порядка положительна), либо в плоскости, перпендикулярной к этой оси, — в базисной плоскости (константа анизотропии второго порядка отрицательна). В первом случае вращение спинов в переходном слое происходит в плоскости, параллельной главной оси, и в образовании доменных границ главную роль играет константа анизотропии второго порядка. К числу таких антиферромагнетиков относятся Cr_2O_3 , MnF_2 и т. д. Во втором же случае доменные границы обычно образуются путем вращения спинов в базисной плоскости. В таких кристаллах силы анизотропии, характеризуемые константой анизотропии второго порядка, лишь удерживают спины в этой плоскости, но не оказывают существенного влияния на направление спинов в самой плоскости. Положение спинов в базисной плоскости определяется наличием анизотропии более высоких порядков — четвертого, шестого. Так, например, в кристалле NiF_2 , кристаллах типа NiO и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в образовании доменных границ играют главную роль константы анизотропии четвертого или шестого порядка, которые описывают магнитную анизотропию в базисной плоскости.

В антиферромагнетиках ¹⁸ (без слабого ферромагнетизма), в которых магнитная ячейка состоит из двух подрешеток, S -доменные границы образуются вращением вектора \mathbf{l} . В одноосном антиферромагнетике Cr_2O_3 возможны доменные границы, параллельные оси $[111]$ (рис. 1, б, в). Результирующий магнитный момент в переходном слое весьма мал и в единицах $2M_0$ по порядку величины $\sim v^3/c^3$. В других одноосных антиферромагнетиках (MnF_2) в переходном слое результирующая намагниченность не возникает ($\mathbf{m} = 0$).

В антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом ⁴⁹ типа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ могут быть доменные границы, перпендикулярные к плоскости (111) и плоскости симметрии, и доменные границы, параллельные плоскости (111) . Переходные слои образуются вращением вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} и ферромагнетизма \mathbf{m} , которые могут отклоняться от плоскости (111) лишь на малый угол ($\theta \sim v^2/c^2$). Величина магнитного момента m в переходном слое является постоянной с точностью до v^2/c^2 и равна его значению в доменах.

В некоторых ортоферитах типа YFeO_3 , LaFeO_3 , LuFeO_3 , для которых вектор ферромагнетизма \mathbf{m} направлен вдоль оси c , доменные границы параллельны этой оси. Переходный слой образуется вращением вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} ; при этом вектор \mathbf{m} остается параллельным оси c , но его величина уменьшается при приближении к середине переходного слоя, где \mathbf{m} обращается в нуль, а его направление изменяется на обратное.

Ниже будут более детально рассмотрены доменные границы в антиферромагнетике NiO , для которого имеются более полные данные о его

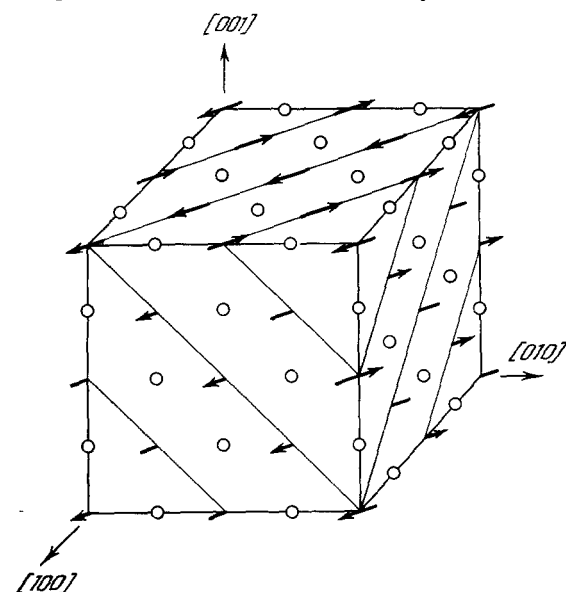


Рис. 2. Антиферромагнитная структура NiO .
Белые кружки — ионы кислорода ¹⁹.

эдрическим углом $90^\circ 4'$ при комнатной температуре. В элементарной ячейке ионы Ni^{++} распределяются между четырьмя магнитными подъячейками.

Магнитная структура NiO ниже температуры T_N , определенная по дифракции нейтронов ^{16, 18, 19}, показана на рис. 2. Атомные спины расположены в плоскостях, параллельных плоскости (111) . Спины в каждой такой плоскости расположены параллельно (ферромагнитные слои), а в соседних плоскостях — антипараллельно.

Направление спинов внутри плоскости (111) совпадает с одним из направлений вида $(\bar{1}\bar{1}0)$, являющихся осями антиферромагнетизма. Такое расположение спинов совпадает также с теоретическими вычислениями ^{50, 51}.

Кристаллы NiO с одной сокращенной осью $[111]$, т. е. без T -границ, могут еще иметь многодоменную структуру, содержащую многие S -границы. Исходя из симметрии магнитной ячейки. Рос ¹⁹ предсказал существование двух видов S -границ: границы S_{\parallel} , параллельные ферромагнитным слоям, и границы S_{\perp} , перпендикулярные к ферромагнитным слоям и содержащие ромбоэдрическую ось. В доменной границе S_{\perp} внутри каждого ферромагнитного слоя направление спинов не меняется, но оно меняется при переходе из одного ферромагнитного слоя к другому (рис. 3, б). В граничном слое S_{\perp} , наоборот, изменяются направления спинов в каждом ферромагнитном слое без нарушения антипараллельности спинов в двух соседних слоях (рис. 3, а). Ввиду малости анизотропии в плоскости (111) ($3 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3$ ⁶) в NiO возможны различные S -доменные

доменной структуре по сравнению с другими антиферромагнетиками ^{16-19, 23, 24}.

Закись никеля NiO имеет температуру Нееля $T_N = 523^\circ \text{ К}$, выше которой NiO находится в парамагнитном состоянии, и ее кристаллы имеют кубическую решетку. Ниже температуры Нееля T_N в результате антиферромагнитного упорядочения кристаллическая решетка NiO деформируется в ромбоэдрическую форму путем сжатия одной из диагоналей $\langle 111 \rangle$ исходной кубической решетки. Искажение кристаллической решетки усиливается с понижением температуры. Для описания свойства кристалла удобно пользоваться ромбоэдрической ячейкой, содержащей 4NiO с ромбо-

границы, но наиболее устойчивыми границами могут быть границы между областями, направления спинов которых составляют углы $\pi/3$, $2\pi/3$ или π . Эти углы в силу симметрии магнитной ячейки NiO соответствуют углам между тремя естественными осями антиферромагнетизма в плоскости (111). S -границы в антиферромагнетиках типа NiO теоретически изучались в работе ⁴⁸.

Наличие двух видов S -границ в NiO объясняется характером взаимодействия между спинами; образование их связано с наличием нескольких эквивалентных осей антиферромагнетизма и сравнительно слабой анизотропией в полости (111). Между спинами внутри ферромагнитного слоя имеется обменное взаимодействие вдоль $\langle 110 \rangle$, а между спинами в соседних слоях имеет место антипараллельное спаривание спинов, связанных с сильным косвенным обменным взаимодействием через кислородные ионы вдоль $\langle 100 \rangle$.

Из характера расположения магнитных моментов в переходном слое для S_{\parallel} - и S_{\perp} -границ в NiO следует, что S_{\parallel} -границы могут

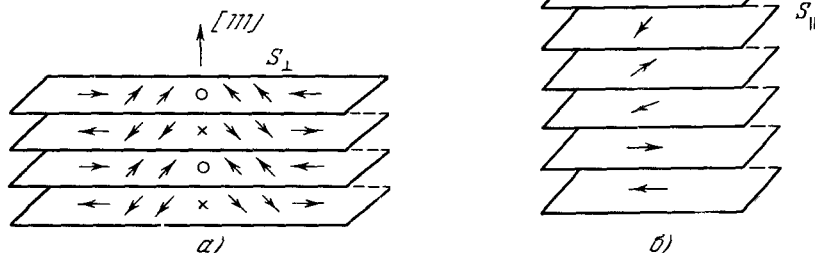


Рис. 3 Две разновидности S -доменных границ в NiO.
Для простоты показаны 180° -ные домены.

иметь небольшой магнитный момент, тогда как S_{\perp} -границы не должны иметь магнитного момента. Отсюда следует, что эти два вида границ можно было бы различать на опыте по их поведению в магнитном поле. Это различие на эксперименте еще не обнаружено. Но опыты по изучению зависимости от магнитного поля восприимчивости вдоль $[111]$ в NiO показывают ⁶, что кривая восприимчивости при возрастании поля до 25 кэ несколько ниже, чем при уменьшении поля. Небольшой гистерезис восприимчивости может быть обусловлен наличием слабого магнитного момента в доменных границах ².

В реальных антиферромагнетиках возможно образование более сложных S -границ, одновременно связанных как с нарушением параллельности спинов в ферромагнитных слоях, так и антипараллельности в двух соседних ферромагнитных слоях. Однако в обычных антиферромагнетиках, где преобладающим является косвенное обменное взаимодействие спинов магнитных ионов через немагнитные ионы, более выгодным окажутся S -границы, связанные с постепенным вращением векторов намагниченности подрешеток без заметного нарушения их параллельности. Например, для слоистой структуры NiO косвенное обменное взаимодействие между спинами соседних слоев сильнее, чем обменное взаимодействие спинов в ферромагнитных слоях, и в связи с этим образование S_{\perp} -границ в NiO должно быть энергетически более выгодным, чем образование S_{\parallel} -границ.

Наоборот, в соединениях, где между магнитными ионами в ферромагнитных слоях взаимодействие сильнее, чем антиферромагнитная связь между магнитными ионами в двух соседних слоях, более выгодным оказывается образование границ, связанных с постепенным нарушением антипараллельности спинов в двух соседних слоях. К числу таких соединений относятся антиферромагнетики (метамгнетики) со слоистой структурой — галюиды металлов группы железа.

Рис. 4. Образование S -границы на дислокации.

Показаны следы плоскостей $\{111\}$ на плоскости $\{100\}$

ны кристаллическими и магнитными дефектами и несовершенствами (двойникование, границы зерен, дислокации и т. д.). На рис. 4 показано образование S -границ на краевой дислокации. Об образовании доменов при двойниковании см. п. 3 этого параграфа и § 3, п. 2.

2.3. Двойниковые доменные границы

Двойниковая граница в NiO является плоскостью двойникования и образование ее связано с двойникованием кристалла при магнитном упорядочении. При охлаждении ниже температуры Нееля T_N ромбоэдрическая (сокращенная) ось может быть параллельна любой из четырех пространственных диагоналей куба $[\bar{1}11]$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}1\bar{1}]$ и $[\bar{1}\bar{1}1]$ исходной кубической решетки (рис. 5). Условимся обозначать эти направления соответственно через I, II, III, IV.

Из условия двойникования кристалла NiO следует, что доменная граница (T -граница) будет иметь наименьшую энергию при условии, если направление антиферромагнитных осей в двух соседних доменах не изменяется при переходе через T -границу и если ферромагнитные слои пересекаются по прямой, параллельной направлению оси антиферромагнетизма в двух соседних доменах. Таким образом, в некоторой окрестности T -границы в двух соседних доменах антиферромагнитная ось совпадает, но направления ферромагнитных слоев различны.

Пользуясь этими условиями, Рос¹⁹ предсказал возможные двойниковые доменные границы в кристалле NiO .

Каждые две области с общей осью антиферромагнетизма, но различными сокращенными осями могут быть соединены двумя способами: с помощью либо одной из плоскостей $\{100\}$, либо одной из плоскостей $\{110\}$. Таким образом, в NiO возможно всего 12 видов T -доменных границ с шестью различными осями антиферромагнетизма (табл. I). На рис. 6 иллюстрированы доменные границы вида I (001) II, I (110) II. В обоих случаях антиферромагнитные оси одинаковы и ферромагнитные слои повернуты от (111) к $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, но плоскости двойникования различны: (001)

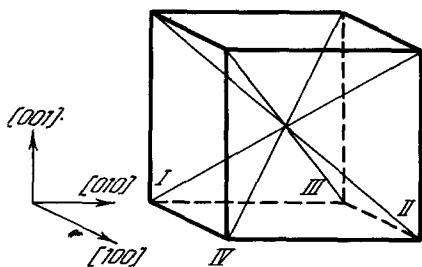


Рис. 5. Ориентация T -областей в NiO .

Ромбоэдрические оси взяты по отношению к исходной кубической решетке¹⁹.

и (110). Следует заметить, что в исходном магнитном кристалле T -границы (001) и (110) являются не зеркальными плоскостями, а плоскостями скольжения. После двойникового спина располагаются симметрично относительно плоскости двойникового, но T -границы не являются зеркальной плоскостью, так как отражения в зеркальной плоскости изменяют в противоположную сторону направления составляющих спинов, параллельных плоскости отражения. Отсюда следует, что если под действием внешнего напряжения в области с одной ромбоэдрической осью происходит двойникование, то это приводит к частичному вращению спинов в окрестности T -границ в четных или нечетных ферромагнитных слоях. Другими словами, при двойниковании могут возникнуть S -доменные границы (рис. 7).

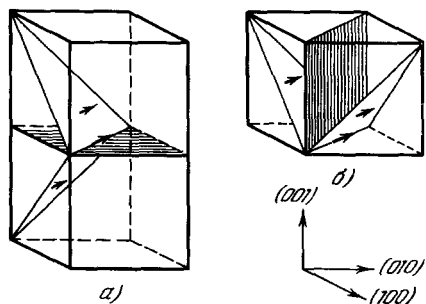


Рис. 6. T -границы вида (001)II и I(110)I (заштрихованы).

Для каждого домена показано направление ферромагнитных слоев. Направление оси антиферромагнетизма совпадает ¹⁹.

Нетрудно понять, что образование T -границ связано также с нарушением антипараллельности спинов вдоль двойниковой границы (см. рис. 7). До двойникового два слоя ионов никеля, расположенных с противоположной стороны плоскости двойникового, связаны между собой антипараллельным спариванием через кислородные ионы (рис. 7, а). После двойникового спины у этих же ионов становятся параллельными (рис. 7, б), хотя они по-прежнему связаны через кислородные ионы. Образование T -доменных границ поэтому ведет к увеличению обменной

Т а б л и ц а I

T -доменные границы между двойниковыми доменами в NiO ¹⁹

Ориентация доменов	I—IV (111)—(11 $\bar{1}$)	I—III (111)—(11 $\bar{1}$)	I—II (111)—(11 $\bar{1}$)
Антиферромагнитные оси	[01 $\bar{1}$]	[101]	[110]
Доменные границы	(100) (011)	(010) (101)	(001) (110)
Ориентация доменов	II—III (11 $\bar{1}$)—(111)	II—IV (11 $\bar{1}$)—(111)	III—IV (111)—(11 $\bar{1}$)
Антиферромагнитные оси	[01 $\bar{1}$]	[101]	[110]
Доменные границы	(100) (011)	(010) (101)	(001) (110)

энергии и энергии анизотропии. Отсюда следует, что в антиферромагнетиках T -границы не могут быть резкими, а должны иметь определенную

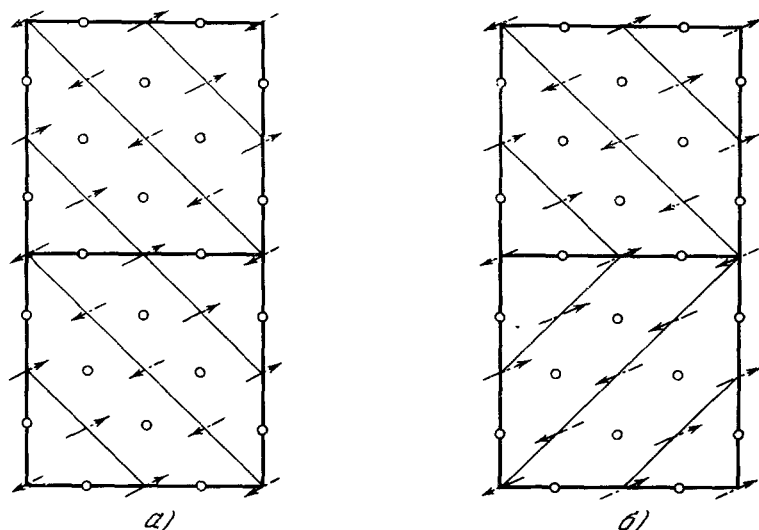


Рис. 7. Сечение кристалла (100) до и после двойникового. Показано изменение направления спинов в нижней части рисунка б).

толщину, распространенную на ряд атомных плоскостей. Наличие конечной толщины T -границ в NiO подтверждается экспериментальными данными. Видимая толщина T -границ в отожженных кристаллах порядка 1 мк^{23} , в то время как толщина самих доменов порядка 1 мм^{19} .

§ 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

3.1. Нейтроннографический метод

а) Общие замечания. Существование T - и S -типов доменных границ в NiO подтверждается опытами Роса^{18, 19} по дифракции нейтронов. Этот метод основан на том, что рассеяние нейтронов от плоскостей $\{111\}$ в магнитной решетке зависит от кристаллографической ориентации ферромагнитных слоев, но не зависит от направления намагниченности каждого слоя. Определение магнитной интенсивности в различных положениях $\{111\}$ обратной решетки непосредственно дает относительное расположение областей типа I, II, III, IV в кристалле NiO, независимо от наличия в нем S -доменных границ. С другой стороны, рассеяние нейтронов от плоскостей, не параллельных (111), различно в зависимости от направления намагниченности внутри ферромагнитного слоя и может быть использовано для определения доменных границ T - и S -типов.

б) Изучение распределения двойниковых доменов. Распределение T -доменов в кристалле NiO, выращенных различными способами, изучалось по рассеянию нейтронов от плоскостей $\{111\}$. Были использованы кристаллы, выращенные методом Вернейля, а также кристаллы, изготовленные методом осаждения из паров, и естественные кристаллы.

Опыты показали¹⁹, что распределение магнитной интенсивности для плоскостей $\{111\}$ в кристаллах, отколотых от нескольких различных кусков, были чрезвычайно различными. T -области в таких кристаллах

были почти беспорядочно распределены среди четырех возможных типов. T -доменная структура изучалась также в отожженных кристаллах.

Кристаллы были отожжены при температуре $T \geq 1500^\circ \text{C}$ в атмосфере аргона, содержащем следы кислорода (10^{-4}). Отжиг существенно изменяет распределение T -доменов в кристаллах, делает их размеры более крупными. В отожженных кристаллах было найдено в основном только два вида (из четырех) областей. В сколотых и отожженных кристаллах были найдены приблизительно $1/3$ часть области типа I и $2/3$ части типа II, а в отожженной тонкой пластинке $2/3$ части типа III и $1/3$ часть типа IV, а в другой такой же пластинке наоборот. Аналогичный результат получен в кристаллах, осажденных из паров на плоскости (100): примерно $1/5$ часть области типа II и $4/5$ части типа III.

Это объясняется тем, как мы увидим ниже, что образцы из двух областей образуют наиболее устойчивую комбинацию (см. § 3).

Слэк¹⁷ предложил метод получения кристаллов NiO без T -границ путем отжига кристалла при температуре $T > 1500^\circ \text{C}$ в аргоне без приложения внешних напряжений. После охлаждения кристалла до 25°C при кратковременном действии на кристалл внешними напряжениями ($\sim 10^6 \text{ дин/см}^2$) вдоль [111] можно удалить почти все имеющиеся в кристалле T -доменные границы. Таким образом, можно получить кристалл, состоящий на 98,7% из области типа I, т. е. кристалл почти без двойниковых границ.

в) И з у ч е н и е S -д о м е н н ы х г р а н и ц. Метод дифракции нейтронов пока является единственным для непосредственного изучения S -доменной структуры в антиферромагнетиках без слабого ферромагнетизма.

Применением метода дифракции нейтронов получены некоторые данные о распределении спинов в плоскости (111) для кристаллов NiO, не содержащих T -границ¹⁹. Результаты измерений по дифракции нейтронов в чистом кристалле показывают наличие в нем S -границ, а спины равномерно распределены среди доменов с направлениями спинов $\langle 110 \rangle$, т. е. распределение S -доменных границ оказалось беспорядочным. Отсюда следует, что на плоскости (111) восприимчивость должна быть изотропной, в соответствии с результатами опыта по наблюдению вращательного момента кристалла в малых полях³⁶. Однако ввиду наличия слишком большой поправки на вторичную экстинкцию нельзя было сделать точный анализ распределения S -границ в чистом кристалле.

Методом дифракции нейтронов изучались также вращение спинов и движение границ в NiO под действием магнитного поля ($\mathbf{H} \perp [111]$). Ввиду различия перпендикулярной и параллельной восприимчивостей ($\chi_{\perp} > \chi_{\parallel}$) спины, расположенные в плоскости (111), стремятся устанавливаться перпендикулярно к направлению магнитного поля \mathbf{H} . Вращение спинов или смещение S -границ плоскости (111) имело место при приложении полей $H \geq 2400 \text{ э}$. Распределение спинов в отсутствие магнитного поля зависит от магнитной предыстории образца. Обнаружен некоторый гистерезис во вращении спинов в плоскости (111). Согласно измерениям вращательного момента в не двойниковом кристалле NiO диссипация энергии, связанная с вращением спинов в плоскости (111) в магнитном поле, достигает максимального значения 375 эрг/см^3 на период при 8000 э , и слегка убывает при дальнейшем возрастании поля¹⁶.

Вращение спинов при малых и умеренных полях в других плоскостях, отличных от (111), не обнаружено, что объясняется сильной анизотропией вне этой плоскости для NiO.

Вращение намагниченности в плоскости (111) может иметь место либо путем когерентного вращение спинов внутри доменов, либо путем перемещения доменных границ. В зависимости от характера взаимодействия

между спинами в плоскости (111) когерентное вращение спинов в доменах будет различным. На рис. 8, а и б показано когерентное вращение спинов в домене соответственно при сильном и слабом спариваниях спинов различных подрешеток в плоскости (111). На рис. 8, в показано смещение границ путем уменьшения объемов доменов, в которых спины имеют составляющие, параллельные напряженности магнитного поля.

Изучение магнитной анизотропии¹⁶ показывает, что при средних полях $2400 < H < 8000$ э имеет место вращение спинов или смещение границ доменов (рис. 8, в), в то время как при $H > 8000$ э происходит когерентное вращение спинов в плоскости (111). С этими данными приблизительно совпадают результаты, полученные при изучении вращения спинов в магнитном поле с помощью метода дифракции нейтронов. Результаты опыта по дифракции нейтронов показывают, что при 4800 э вращаются приблизительно 49% спинов, а при 6000 э — 60%.

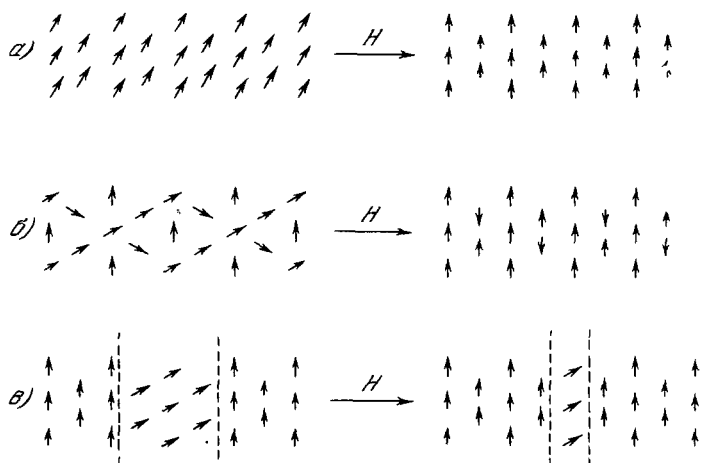


Рис. 8. Вращение спинов в домене для NiO в магнитном поле¹⁹.

Нейтронографическим методом обнаружена также доменная структура в галоидах кобальта и марганца (CoCl_2 , CoBr_2 , MnCl_2 , и т. д.)^{20, 21}. В этих слоистых структурах спины лежат в параллельных плоскостях, в которых три оси антиферромагнетизма образуют между собой угол 60° . В соединениях CoCl_2 и CoBr_2 спины в каждом слое параллельны (ферромагнитная связь), а в соседних слоях — антипараллельны. В галоидах марганца магнитная структура носит более сложный характер. В галоидах кобальта могут иметь место различные комбинации S-границ рассмотренного типа, а в галоидах марганца существует более сложная доменная структура, чем в галоидах кобальта.

В отсутствие магнитного поля домены в этих соединениях приблизительно равномерно распределены между тремя эквивалентными осями антиферромагнетизма. В магнитном поле напряженностью меньше чем 10 кэ происходит смещение доменных границ, при котором увеличивается объем тех доменов, для которых ось антиферромагнетизма перпендикулярна к направлению магнитного поля. В умеренных полях (менее чем 10 кэ) наблюдается необратимое смещение доменных границ. Путем приложения магнитного поля в плоскости слоя перпендикулярно к оси антиферромагнетизма одного из доменов можно создать область, состоящую почти из одного домена.

Следует отметить, что в изученных антиферромагнетиках (NiO, галоиды переходных металлов и т. д.) смещение S -границ в магнитном поле происходит приблизительно в полях от 2000 до 10 000 э, в соответствии с оценкой Нееля².

Наличие в антиферромагнетиках доменов, ограниченных 180-ными границами, можно обнаружить с помощью поляризованных нейтронов²².

Зависимость рассеяния нейтронов от поляризации может быть описана с помощью отношения интенсивности рассеянных нейтронов противоположной поляризации

$$R = \frac{I_+}{I_-} = \frac{(N + M)^2}{(N - M)^2},$$

где N и M — соответственно ядерные и магнитные структурные факторы. Магнитная структура антиферромагнетика чувствительна к поляризации ($R \neq 1$), если в кристалле узлы различных магнитных подрешеток с противоположным направлением спинов связаны между собой одним из элементов симметрии пространственной группы, кроме трансляции, и магнитная решетка не имеет антицентра симметрии. Всем этим требованиям отвечают, например, антиферромагнетики MnF_2 , $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, в которых изучались домены с помощью поляризованных нейтронов²².

В гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при комнатной температуре, когда спины расположены в плоскости (111), обнаружены два типа антиферромагнитных доменов. Спины в доменах расположены вдоль трех направлений осей антиферромагнетизма, для каждой из которых существуют 180°-ные домены. В отсутствие внешнего магнитного поля распределение доменов изотропное.

В антиферромагнетике с одной осью антиферромагнетизма MnF_2 домены образуются, по-видимому, за счет кристаллических дефектов.

3.2. Оптические наблюдения двойниковой доменной структуры

а) Метод наблюдения в проходящем поляризованном свете в тонких пластинках¹⁹. T -домены в NiO легко можно видеть в проходящем поляризованном свете в тонких пластинках толщиной 100 мк и меньше. Каждый домен представляет собой одноосный кристалл, оптическая ось которого совпадает с сокращенной осью. На T -границе, разделяющей два соседних домена, оптическая ось кристалла меняет свое направление, так что две соседние области имеют различные оптические оси. Кристаллы NiO обладают двойным лучепреломлением ($n_e > n_o$) и являются слегка дихроичными. Тонкие пластинки в проходящем неполяризованном свете имеют цвет от бледно-желтого до зеленого. В поляризованном свете цветная насыщенность возрастает. Для наблюдения доменной структуры в тонкой пластинке кристалла NiO была использована гипсовая пластинка в $\lambda/2$ в положении 45°. В зависимости от положения оптической оси относительно гипсовой пластинки, домены в пластинке имеют различную окраску, от светло-желтого до зеленого.

Под микроскопом можно наблюдать кристаллографические ориентации T -доменных границ, рост доменов при отжиге, перемещение T -доменных границ под действием внешних механических напряжений или магнитного поля (см. рис. 9—17).

Для наблюдения доменной структуры были изготовлены тонкие пластинки путем скалывания от кристаллов вдоль плоскости (100). Затем пластинки подвергались специальной полировке до требуемой толщины

(25 $\mu\text{м}$). Изготовленные таким способом пластинки наблюдались в направлении $[100]$. В случае, когда для двух соседних доменов совпадали проекции оптических осей на плоскость (100) , приходилось наклонять пластинку NiO на 45° по отношению к оси микроскопа.

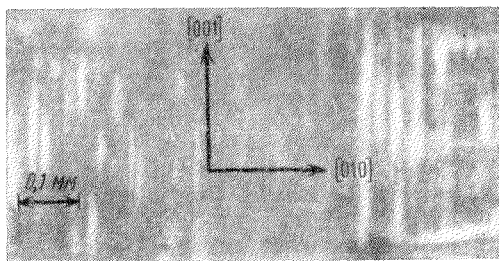


Рис. 9. Отполированная неотожженная тонкая пластинка NiO .

Показаны узкие T -области ¹⁹.

В процессе полировки поверхность пластинки подвергается деформации, в результате чего в пластинке возникает большое число T -доменных границ. В такой пластинке отдельные домены очень малы и имеют размеры в несколько микрон (рис. 9). Большие домены можно получить путем отжига кристалла при высокой температуре $T \geq 1500^\circ\text{C}$

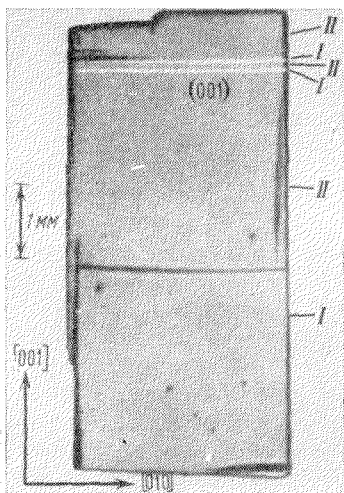


Рис. 10. Отожженный кристалл NiO , содержащий границы I (001) II ¹⁹.

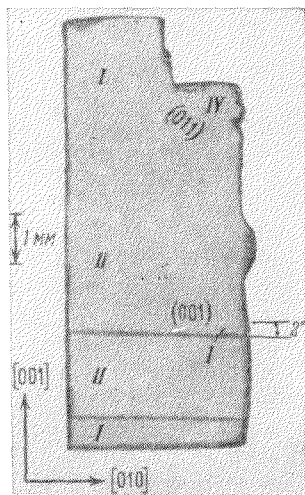


Рис. 11. Кристалл NiO , содержащий границы I (011) II и I (011) IV ¹⁹.

с последующим постепенным охлаждением до комнатной температуры примерно в течение часа. Такие домены имеют размеры в несколько миллиметров и обычно распространяются по всей толщине пластинки (рис. 10—11).

Увеличение размеров доменов путем отжига объясняется тем, что в неотожженных кристаллах положение T -границ ограничено присутствием различных кристаллических несовершенств, таких, как границы

зерен, или примесями; при высокотемпературном отжиге кристалл очищается от подобного рода дефектов путем диффузии. Положение T -доменных границ в таких отожженных кристаллах, по-видимому, определяется минимумом поверхностной энергии доменных границ и формой поверхности кристалла.

Хорошо отожженные кристаллы обычно состоят из простых комбинаций T -доменных границ, параллельных одной из граней кристаллической решетки. В тонких пластинках доменные границы чаще всего были параллельны коротким граням пластинки. Очевидно, такое расположение доменных границ отвечает минимуму энергии доменных гра-

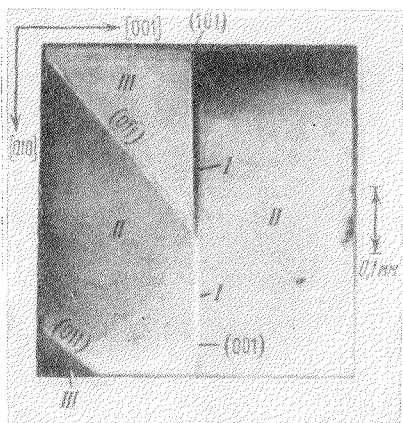


Рис. 12. Образец NiO, содержащий четыре типа T -границ.

Возможно образование S -границ в области III¹⁹.

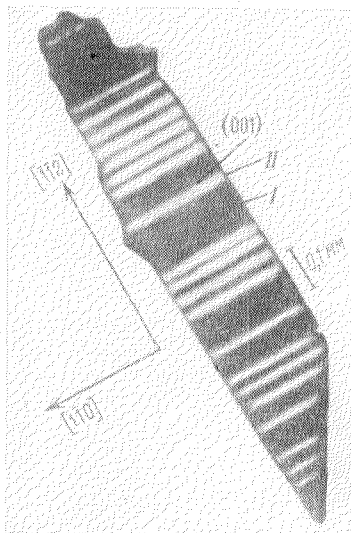


Рис. 13. В сечении (111) показаны простые границы типа I(001) II¹⁹.

ниц. В отдельных случаях обнаружено небольшое отклонение T -границ от простых кристаллографических направлений (рис. 11; см. также ²⁴). По-видимому, этот эффект вызван внутренними напряжениями, возникающими при охлаждении кристалла от 1500°С до комнатной температуры.

Устойчивая доменная структура обычно образуется (см. рис. 10 и 13) в хорошо отожженных кристаллах из областей двух типов с соблюдением правила двойникования, указанного в табл. I. Но наличие в образце сочетания двух или нескольких областей, не связанных с правилом двойникования, может привести к повороту в образце антиферромагнитных осей, а следовательно, к образованию S -границ. Так, например, в образце, изображенном на рис. 11, в основном преобладает антиферромагнитная ось $[1\bar{1}0]$, связанная с наличием границ вида I(001)II, но присутствие в образце доменных границ вида I(011)IV с осью антиферромагнетизма $[01\bar{1}]$ требует образования S -границ.

В образце, изображенном на рис. 12, присутствуют T -границы вида II(011)III, I(001)II, и (101)II с несовпадающими спиновыми осями соответственно $[01\bar{1}]$, $[1\bar{1}0]$ и $[\bar{1}01]$. Отсюда следует, что наличие T -границ в таком плохо двойникованном образце предполагает присутствие S -границ, образование которых может быть связано как с изменением направления ферромагнитного слоя, так и поворотом осей антиферромагнетизма.

Исследования^{19, 23} показывают, что кристаллическая решетка NiO в антиферромагнитном состоянии, кроме сокращения вдоль оси $[111]$, испытывает дополнительное слабое сокращение (10^{-6}) вдоль оси антиферромагнетизма $[110]$. Поэтому в области с одной ромбоэдрической

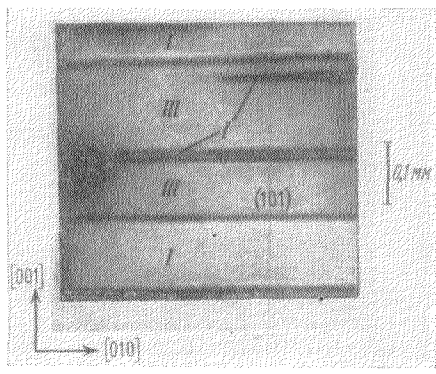


Рис. 14. Слоистые области на плоскости (100)¹⁹.

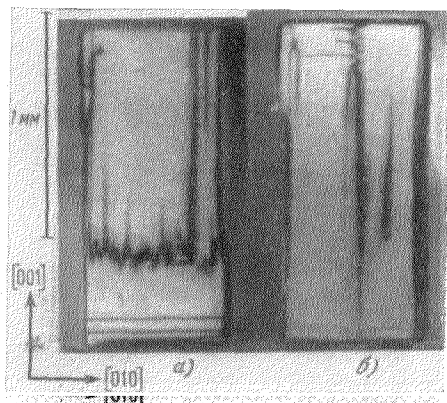


Рис. 15. Перемещение и вращение T -границ под действием механических напряжений, приложенных вдоль $[001]$. Некоторые из границ (101) перемещались вдоль $[001]$, в то время как другие были превращены в границы вида (010). Возможно, что последнее имело место для областей типа I—III, для которых превращение (101) — (010) не предполагает поворота оси антиферромагнетизма (см. табл. I)¹⁹.

осью различные домены, ограниченные S -границами, будут иметь слабо отличающиеся друг от друга оптические свойства. Пользуясь этим свойством, в хорошо отожженных кристаллах NiO Кондо²³ с помощью поляризационного микроскопа высокой чувствительности обнаружил в NiO наличие S -доменов в виде узких параллельных полосок. Размеры доменов составляют 0,1—0,01 мм.

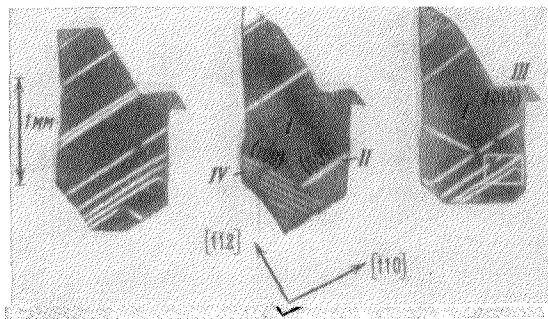


Рис. 16. Перемещение T -границ под действием магнитного поля.

Поверхность кристалла (111). Поле 25 кэ было приложено вначале вдоль $[112]$, затем $[110]$. Выделенная прямоугольная часть показана в увеличенном виде на рис. 17¹⁹.

б) Метод зеркального отражения. Образцы толще чем 0,5 мм пропускают видимые лучи недостаточно, чтобы можно было наблюдать T -границы, а попытка наблюдать T -доменную структуру путем покрытия поверхности кристалла суспензией Fe_2O_3 также не дала положительного результата. Оказалось возможным наблюдать T -доменную структуру в более крупных кристаллах NiO методом зеркального отражения¹⁷.

Ввиду небольшого искажения кубической решетки NiO ниже точки Нееля, грани двойникового кристалла в двух соседних двойниковых областях могут образовать между собой небольшой угол наклона от 2,5' до 12'. На рис. 18 показаны две двойниковые области, соот-

ветствующие боковые грани которых образуют между собой небольшой угол η . Если такие грани двух двойниковых областей выходят на поверхность кристалла, то их можно обнаружить методом зеркального отражения. Для этого кристаллическая поверхность полируется до оптической гладкости, чтобы можно было наблюдать зеркальное отражение света. У кристалла в форме прямоугольного параллелепипеда могут быть полированы все шесть граней (см. рис. 20). На поверхности и внутри кристалла возникает множество доменных границ, вызванных полировкой кристалла. Если такой отполированный кристалл отжечь при высокой температуре, большинство мелких T -границ исчезает, останется только небольшое количество более крупных T -доменов. На недвойникованной части поверхности такого кристалла появляются слабые шероховатости, вызванные исчезновением T -границ, присутствовавших в кристалле до отжига. Эти шероховатости сделают заметным зеркальное отражение соответствующей поверхности кристалла. Некоторые T -границы, которые остались после отжига, можно наблюдать, если угол наклона граней для двух двойниковых областей на полированной поверхности кристалла отличен от нуля. Подробные наблюдения отраженного света от полированного и отожженного кристалла показывают, что можно видеть все T -границы, которые кончаются на поверхности кристалла. Большинство из них можно видеть невооруженным глазом, более мелкие — под микроскопом. Если T -граница не приводит к образованию отличного от нуля угла между двумя гранями для двух соседних областей на данной поверхности кристалла, то присутствие T -границы и ее положение можно определить по появлению данной T -границы на других поверхностях кристалла (рис. 19 и 20). Значения угла наклона на различных кристаллографических гранях NiO для различных T -границ даны в работах 17, 24.

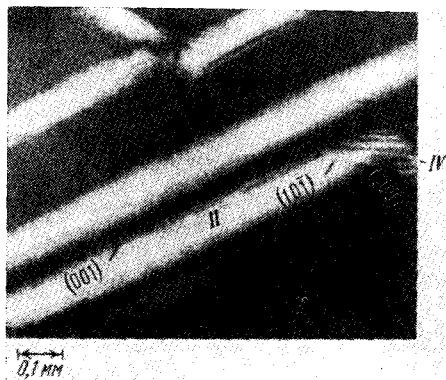


Рис. 17. Детали прямоугольного сечения, указанного на рис. 16.

Заметны напряженная область, куда переместились область типа II, и плавный переход между областями II и IV, сопровождаемый границами вида $(101)^{19}$.

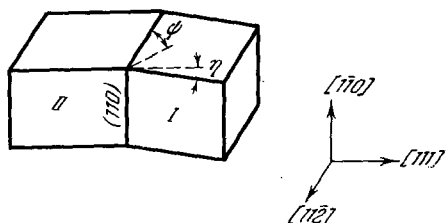


Рис. 18. В увеличенном виде показан на передней грани кристалла угол наклона η , образованный для границы I (110) II.

На верхней грани кристалла $\eta = 0$. Показан угол ψ наклона между T -границей и плоскостью $(111)^{18}$.

областей из 2, 3 и т. д. областей различного типа. Если двойниковая граница не выходит на поверхность кристалла, то это значит, что кристалл полностью несдвойникованный.

Наблюдения методом зеркального отражения показывают, что кристалл может иметь много T -границ в различных комбинациях.

Следует отметить, что если в кристалле имеется несколько двойниковых областей, то T -границы, разделяющие их, должны заканчиваться на поверхности кристалла. В этом легко убедиться путем составления сложных двойниковых

Например, на рис. 19, а показан кристалл, имеющий слоистую структуру, состоящую из чередующихся областей типа I и II, сдвойникованных плоскостями типа (110) . Сплошными линиями показаны T -границы с отличным от нуля углом наклона между соседними гранями, а пунктирными линиями — T -границы с нулевым углом наклона. Такой многодвойниковый кристалл, который был найден в хорошо отожженных

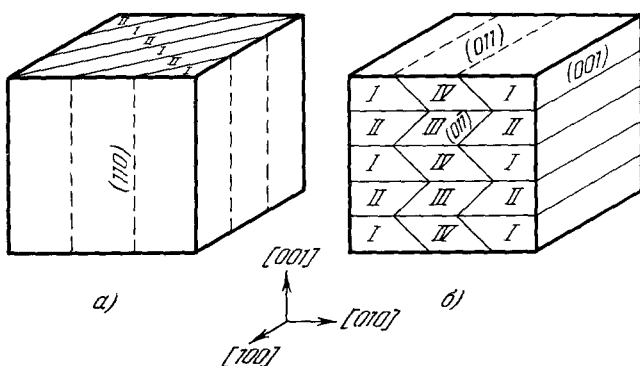


Рис. 19. Возможные многодвойниковые структуры в ненапряженных кристаллах¹⁶.

кристаллах, почти свободен от внутренних напряжений. Предварительные расчеты показывают, что свободная энергия на единицу поверхности доменных границ довольно мала и положение T -границ указанного вида на рис. 19, б вполне может быть фиксировано малыми кристаллическими дефектами.

Более сложные многодоменные структуры с очень низкой энергией на единицу объема могут существовать в кристалле в том случае, когда

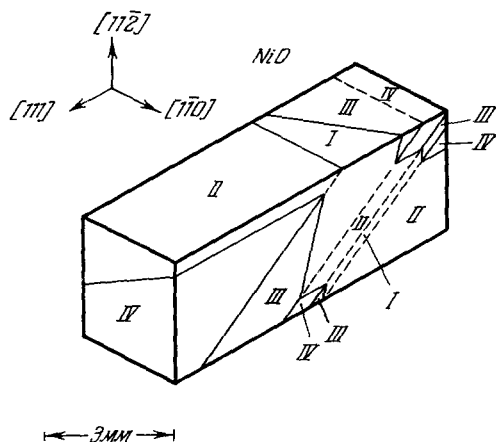


Рис. 20. Двойниковые границы, наблюдаемые методом зеркального отражения на поверхностях отожженного кристалла.

Видимые T -границы показаны сплошной линией, невидимые — пунктиром¹⁶.

T -границы пересекаются между собой. Из табл. I следует, что можно составить структуру с различным числом пересекающихся между собой вдоль общей линии T -границ (2, 3, 4, 5 и т. д.). При этом наиболее низкую упругую энергию на единицу объема имеют области, образованные пересечением четырех границ (рис. 19, б). Образцы такого типа (см. рис. 19, б) фактически наблюдались в хорошо отожженных кристаллах (рис. 20; см. также^{23, 24}).

Упругая энергия в таких кристаллах на единицу объема очень мала и составляет всего лишь 10^{-2} эрг/см³. В образцах, где имеет место другое сочетание T -границ, упругая энергия на единицу объема значительно больше и достигает до 10^5 эрг/см³. Подобное

положение имеет место в неотожженных кристаллах. С помощью техники зеркального отражения можно обнаружить в хорошо отожженных кристаллах домены с размером 1 мм или больше, если размеры

двойниковых доменов 0,1 мм или меньше; с помощью техники зеркального отражения нельзя обнаружить присутствие T -доменов в кристалле.

в) Некоторые результаты, полученные оптическими методами. В хорошо отожженных кристаллах NiO T -границы являются легкоподвижными и могут перемещаться при приложении к кристаллу механических напряжений или магнитного поля. При термической обработке T -границы могут двигаться на расстоянии в несколько миллиметров и движение их можно наблюдать в поляризованном свете в оптическом микроскопе.

Движение T -доменных границ под действием механических напряжений связано с тем, что упругая энергия будет наименьшей для тех доменов, для которых сокращенная ось параллельна приложенным напряжениям. Поэтому под действием механических напряжений будут увеличиваться объемы тех доменов, для которых направление сокращенной оси параллельно приложенным напряжениям.

Если приложить к кристаллу средние напряжения, затем их удалить по истечении доли секунды, то имеет место упругое смещение T -границ; в ненапряженном состоянии они возвращаются на прежнее положение. Но если T -границы остаются в перемещенном положении в течение 10—20 сек, то имеет место необратимое движение. Если повторять эксперименты по перемещению T -границ много раз, движение становится вязким и границы становятся неподвижными, наступает «механическое упрочнение». Подвижность доменных границ восстанавливается, если деформация не слишком велика, и кристалл остается в спокойном состоянии в течение нескольких дней при комнатной температуре.

Путем приложения внешних механических напряжений домены могут быть приведены из одного вида к другому. Кристалл после извлечения из печи отжига имел простую доменную структуру, состоящую из нескольких границ вида (011) (см. рис. 15, а). Путем приложения внешних напряжений почти нормально к доменной границе последняя переведена в зигзагообразную форму с главной составляющей, параллельной направлению внешнего напряжения (см. рис. 15, а). По-видимому, такие сложные границы образуются путем встречи друг с другом различных слоистых T -границ. Слоистые T -области со сложными границами легко могут двигаться через весь кристалл. При одном из типов движения угол между T -границами остается постоянным, а сложная зигзагообразная граница перемещается параллельно самой себе. Для другого типа движения изменяется угол между T -границами и клинья входят внутрь соседней области в форме тонкого гвоздя.

Были произведены наблюдения под микроскопом зависимости T -доменной структуры от распределения локальных внутренних напряжений при термической обработке кристалла. При нагревании кристалл становится изотропным и выше температуры Нееля T_N домены совсем исчезали. Если охладить кристалл после того, как он был нагрет выше температуры Нееля, домены появляются снова. После термической обработки распределение T -границ в кристалле будет иное, чем до термической обработки. При повторных экспериментах по термической обработке после охлаждения образца доменные границы обычно появляются в одинаковых положениях, т. е. распределение T -границ изменяется только лишь после первого цикла термической обработки. Чувствительность T -границ к температурным изменениям восстанавливается при приложении к кристаллу очень малых напряжений, перераспределяющих неоднородности в кристалле. Эти наблюдения показывают, что в реальных кристаллах T -доменная структура существенно зависит от внутренних напряжений и неоднородностей кристалла.

В хорошо отожженных кристаллах NiO движение двойниковых доменных границ в магнитном поле начинается с полей 5000 э, при больших полях начинается вращение спинов; в хорошо отожженных кристаллах T -границы движутся или поворачиваются в новые положения в полях до 20—30 кэ.

В недвойникованных монокристаллах NiO смещение S -границ, или вращение спинов в доменах, происходит в плоскостях (111), в которых существует слабая анизотропия ($3 \cdot 10^3$ эрг/см³) под действием составляющей магнитного поля, параллельной плоскости (111). В плохо двойникованных кристаллах плоскости вида (111) расположены произвольно относительно внешнего магнитного поля. Поэтому в поликристаллических и двойникованных образцах, как показывает наличие в них порогового поля магнитострикции 5000 э, магнитострикция главным образом обусловлена смещением T -границ в магнитном поле. В недвойникованных монокристаллах NiO пороговое поле магнитострикции не обнаружено. Магнитострикция обратима и растет по квадратичному закону в зависимости от поля в полях до нескольких кэ. Такого рода магнитострикция обусловлена смещением S -границ доменов, в которых спины расположены в плоскостях (111).

Влияние магнитного поля на T -границы в основном похоже на влияние внешних напряжений. Чувствительность положения T -границ к магнитному полю весьма неустойчива. Новое положение T -границ, по-видимому, связано с локальными неоднородностями в реальных кристаллах. Если несколько раз приложить к кристаллу магнитное поле, то T -границы часто становятся неподвижными. Если кристаллы остаются в свободном состоянии на несколько часов, чувствительность T -границ к магнитному полю восстанавливается. Изменение T -доменной границы под действием магнитного поля показано на рис. 16. Кристалл, который был отполирован параллельно плоскости (111), после отжига состоял преимущественно из областей типа I в сочетании с несколькими областями типа II, отделенными (001), большинство из которых было разрушено путем приложения магнитного поля 25 кэ вдоль направления $[11\bar{2}]$. Некоторые T -границы вида (001) перемещались в кристалле, увеличивая объемы областей типа II, а в другой части кристалла образовывались новые типы областей IV и новые T -границы (100). Когда поле было приложено вдоль $[110]$, многие из границ (001) были снова восстановлены.

3.3. Изучение доменов путем измерения вращательного момента кристалла в магнитном поле

К изучению T -доменной структуры антиферромагнетиков может быть также применен метод измерения вращательного момента кристалла, подвешенного в однородном магнитном поле¹⁷. Идея этого метода применительно к монокристаллу NiO основана на том, что ниже температуры Нееля T_N восприимчивость $\chi_{\perp 1}$, перпендикулярная к ферромагнитному слою, больше чем средняя восприимчивость в плоскости (111), т. е. $\chi_{\perp 1} > \frac{1}{2} (\chi_{\parallel} + \chi_{\perp 2})$, где χ_{\parallel} — восприимчивость, измеренная параллельно антиферромагнитной оси в плоскости (111); $\chi_{\perp 2}$ — восприимчивость, измеренная перпендикулярно к антиферромагнитной оси в той же плоскости. Поэтому ододоменный кристалл, подвешенный в магнитном поле, стремится повернуться так, чтобы ферромагнитные слои были перпендикулярными к напряженности магнитного поля.

Будем рассматривать кристалл NiO, вырезанный по граням (111), (111) и (112) и полностью состоящий из области типа I (рис. 21). Такой

образец, будучи подвешенным в однородном магнитном поле вдоль оси $[1\bar{1}0]$, займет положение равновесия, при котором направление $[111]$ параллельно напряженности магнитного поля H . Если путем приложения внешних напряжений вдоль $[11\bar{2}]$ полностью превратить кристалл в область типа II, то при этом ферромагнитные слои будут перпендикулярны к направлению $[1\bar{1}1]$, которое образует с $[111]$ в плоскости $(1\bar{1}0)$ угол $70^\circ 32'$. Следовательно, в новом положении равновесия кристалл повернется на угол $70^\circ 32'$ вокруг оси $[1\bar{1}0]$ от исходного положения. Если же кристалл состоит из областей двух типов I и II, то новое положение равновесия определяется углом φ ($0 < \varphi < 70^\circ 32'$), который выражается формулой

$$\varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{4\sqrt{2}(1-q)}{16q-7},$$

где q — отношение объема домена типа I ко всему объему кристалла. Таким образом, измеряя угол поворота φ кристалла относительно магнитного поля H , можно найти соотношение объемов областей типа I и II в кристалле. Значение q можно также определить непосредственно методом зеркального отражения.

Под действием различных внешних напряжений изучалось движение T -границ в различных образцах NiO . Измерения производились в магнитном поле напряженностью 2370 э. По результатам измерения сила, необходимая для перемещения T -границ, очень мала и в хорошо отожженных кристаллах составляет меньше чем 10^6 dyn/cm^2 . Подвижность T -границ сильно снижается при наличии в кристалле различных кристаллических дефектов и несовершенств. Обнаружено, что тонкий слой цемента, нанесенного в центре поверхности отожженного образца (рис. 21), может фиксировать положение T -границ. В неотожженных плохо удвоенных кристаллах, где имеет место большая плотность упругой энергии (10^5 $эрг/см^3$), для приведения в движение T -границ необходимо приложить значительно большие напряжения — порядка 10^8 dyn/cm^2 .

За время движения T -границ через кристалл поглощается энергии 800 $эрг/см^3$ (на период)¹⁷. Одной из главных причин поглощения энергии является необратимое вращение спинов, связанное с удвоением кристалла и смещением T -границ.

Этим методом можно также изучать движение T -границ под действием магнитного поля. Измерения показывают, что в хорошо отожженных кристаллах T -границы движутся в полях от 5000 до 20 000 э.

Аналогичный метод с успехом может быть применен для изучения T -доменной структуры и других антиферромагнетиков. Методом измерения вращательного момента антиферромагнитного кристалла, подвешенного в магнитном поле, также можно получить некоторые сведения о распределении S -доменов в недвойникованных кристаллах. Этим методом изучалась магнитная анизотропия в монокристаллах NiO , MnO , CoO ^{36, 38}, $MnCO_3$, $CoCO_3$ ^{39, 40}. Результаты измерений свидетельствуют о присутствии доменов в этих антиферромагнетиках.

Ограничимся рассмотрением случая антиферромагнетика $CoCO_3$. Я. Кацер⁴⁰ изучил магнитную анизотропию этого вещества путем

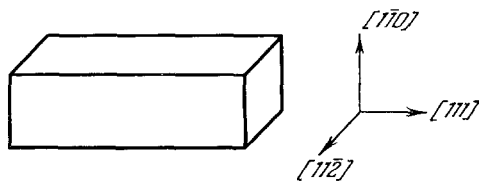


Рис. 21. Монокристалл NiO , вырезанный по граням (111) , (110) и (112) .

измерения вращательного момента кристалла в магнитном поле с помощью торсионных магнитных весов с фотокомпенсатором. С помощью этого метода определена в CoCO_3 гексагональная анизотропия $K_6 = 656 \pm \pm 10 \text{ эрг/см}^3$ и измерена кривая намагничивания (рис. 22). Ферромагнитный момент при абсолютном насыщении $M_s = 45.3 \pm 1 \text{ эс/см}^3$, кри-

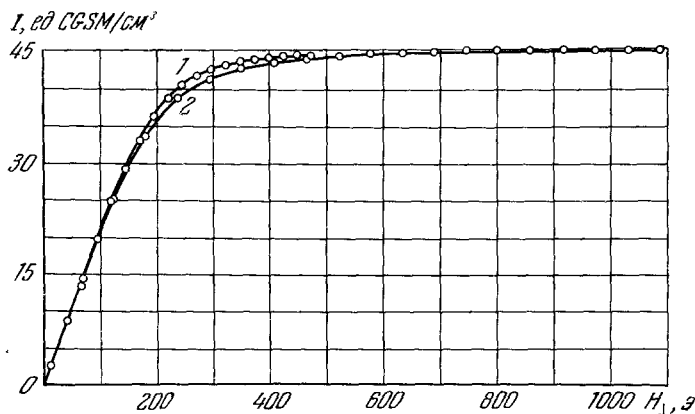


Рис. 22. Кривые намагничивания CoCO_3 , измеренные при температуре $4,2^\circ \text{ K}$.

1 — Измерения вдоль оси второго порядка (направление легкого намагничивания), 2 — измерения в направлении, перпендикулярном к оси второго порядка (направление трудного намагничивания) ⁴⁰.

тическое поле анизотропии 200—260 э. Однако насыщение намагничивания наступает при значительно больших полях, 600—800 э. Этот факт

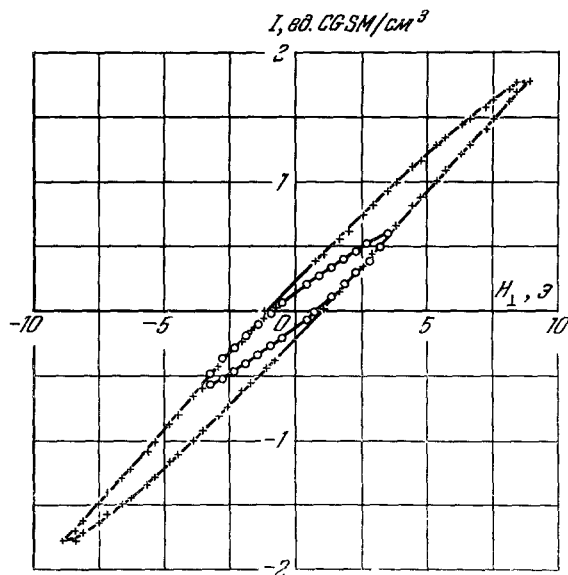


Рис. 23. Петли гистерезиса, измеренные в слабых полях в направлении легкого намагничивания ($T = 4,2^\circ \text{ K}$) ⁴⁰.

означает, что в намагничивании кристалла существенную роль играет его доменная структура.

На рис. 23 показаны две петли гистерезиса, снятые до максимальных полей 3,5 и 9 э. Коэрцитивная сила H_c равна 0,8 и 1 э, а гистерезис-

ные потери соответственно равны 1,3 и 5,3 эрг/см³. Вычисления показывают, что смещение доменных границ в CoSO_3 начинается при полях $H_k \approx 160$ э, значительно больших, чем в гематите ($H_k \approx 10$ э), но значительно меньших, чем в обычных антиферромагнетиках ($H_k \approx 3000$ э).

3.4. Изучение двойниковой доменной структуры с помощью рентгеновских лучей

Для изучения T -доменной структуры в антиферромагнетике NiO с помощью рентгеновских лучей были использованы²⁴ два взаимодополняющих метода: метод Берга — Баррета и метод обратного отражения рентгеновских лучей. Для получения микрофотографии первый метод

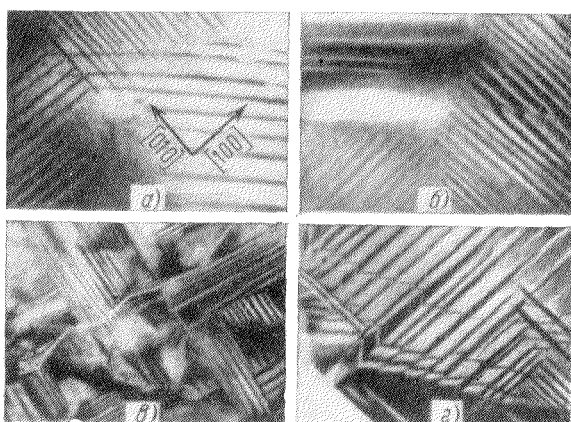


Рис. 24. Микрофотографии поверхностей скола неотожженных кристаллов.

а—б) Слоистые двойники сталкиваются друг с другом под углом 90 и 45°; в) сложная доменная структура, где большинство сложных двойников пересекаются под прямым углом; г) типичные клинообразные домены; заметна также четырехгранная структура²⁴.

в основном более удобен, чем второй метод. Однако первый метод не позволяет обнаружить T -доменную структуру в том случае, когда угол относительного наклона между отражающими поверхностями очень мал. В этом случае для получения микрофотографии более полезным оказался метод обратного отражения рентгеновских лучей. С помощью этих двух методов изучались поверхности скола неотожженных кристаллов NiO ²⁴. Были получены также микрофотографии T -доменной структуры отожженных кристаллов и закаленных образцов. Наряду с результатами, подтверждающими исследования Роса и Слэка, в работе²⁴ получен ряд новых важных результатов о T -доменной структуре NiO , в частности, о взаимодействии T -доменных границ с кристаллическими дефектами.

T -доменная структура, обнаруженная с помощью рентгеновских лучей на поверхности скола неотожженных кристаллов, состоит из различных слоистых двойников (рис. 24).

Обнаружены некоторые отклонения T -границ от двойниковых плоскостей, характерных для NiO . В сложных структурах, содержащих различные слоистые двойники, обнаружено много клинообразных доменов (рис. 24). В области, где происходит сочетание слоистых доменов,

возможны некоторые нарушения когерентности решетки и несоответствие кристаллографических граней. По-видимому, образование клинообразных доменов в таких областях связано с уменьшением упругой энергии. В большинстве случаев отклонения T -границ от обычных кристаллографических поверхностей небольшие и могут быть вызваны кристаллическими и магнитными несовершенствами ²⁴.

На рис. 25 показано взаимодействие T -границ с границами зерен. В ряде случаев T -границы пронизывают границы зерен, не испытывая их взаимодействия (рис. 25, а). Иногда при прохождении доменов через границы зерен изменяется направление сокращенной оси, но форма доменов и относительное расположение доменных границ сохраняются (рис. 25, б). В отдельных случаях границы зерен становятся параллельными двойниковым плоскостям. В таких случаях границы зерен можно

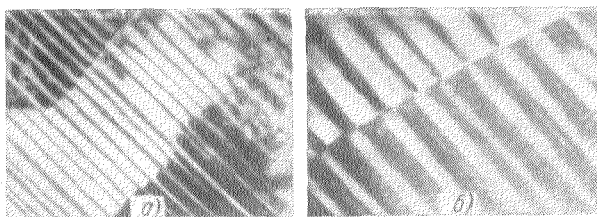


Рис. 25. T -границы, пересекающие границы зерен ²⁴.

отличить от T -границ на микрофотографиях, снятых при температуре выше температуры Нееля.

На поверхности закаленных образцов имеется большое число дислокаций, вызванных закалкой. Поверхностная плотность дислокаций для таких образцов в 10^2 раз больше, чем в хорошо отожженных образцах, где плотность дислокаций оценена по числу ямок травления, 10^5 — 10^6 см² ²⁵. Отсюда следует, что дислокации могут быть одной из причин, обуславливающих образование и устойчивость T -доменной структуры в реальных кристаллах. Следует отметить, что в ряде случаев T -границы, имеющие определенную протяженность, заметно не взаимодействуют с отдельными дислокациями, группой дислокаций, создающих в кристалле напряжения ближнего порядка. Это подтверждается подвижностью доменных границ в отожженных кристаллах.

Таким образом, взаимодействие между T -границами и дислокациями, по-видимому, косвенное. T -доменная структура испытывает существенное влияние дислокаций через упругие напряжения, созданные присутствием в кристалле самих дислокаций.

3.5. Наблюдения магнитных доменов в антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом

Наличие слабого результирующего магнитного момента в антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом позволяет применить для наблюдения доменов некоторые обычные методы, используемые для изучения доменов в ферромагнетиках.

а) Магнетооптический метод, основанный на эффекте Фарадея. Этим методом были наблюдаемы магнитные домены в гематите α -Fe₂O₃ в проходящем поляризованном свете ²⁶.

Образцы для наблюдения доменов были изготовлены в виде пленки толщиной 2,5 мк, поверхности которых были параллельны плоскости (111). Так как спины в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ расположены в этой плоскости, то чтобы лучше наблюдать домены, лучи направлялись приблизительно под углом 45° к поверхности пленки. Домены с различными направлениями векторов намагниченности по-разному вращают плоскость поляризации света, поэтому они имеют различную освещенность в проходящем поляризованном свете. Магнитные домены, как участки различной интенсивности, соответствующие различным направлениям намагниченности, наблюдались только в интервале температур от $250\text{--}950^\circ\text{K}$, в котором $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ обладает слабым ферромагнетизмом (рис. 26). В $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ доменная структура меняется при приложении к образцу слабого магнитного поля — 10 э. В соответствии с этим, магнитострикция в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, обусловленная его доменной структурой⁷, начинается при малых полях.

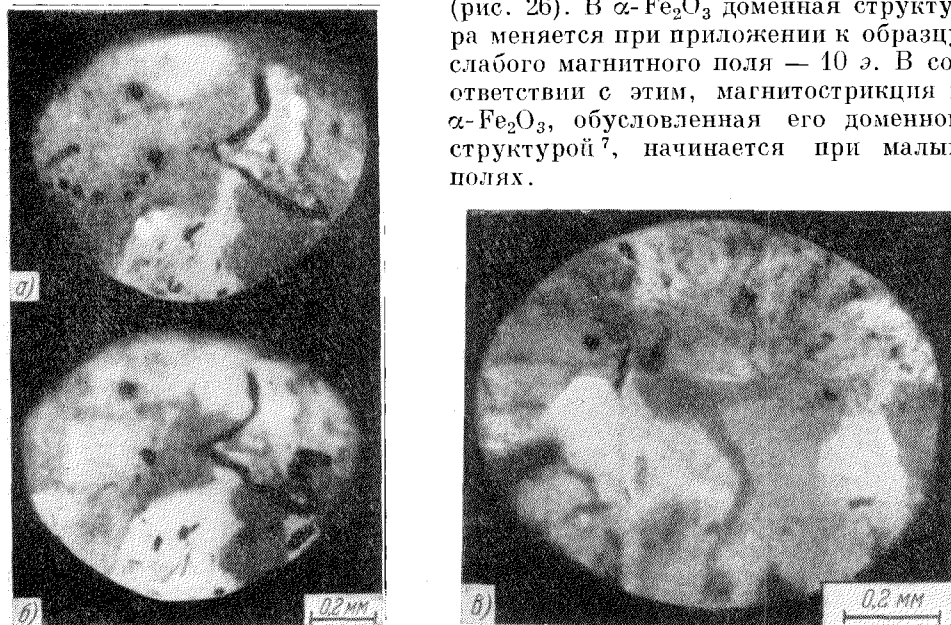


Рис. 26. Магнитные домены в (111) в кристалле $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, наблюдаемые с помощью эффекта Фарадея.

Сравнение а) и б) показывает изменение доменной структуры под действием магнитного поля (10 э); в) видны домены трех различных интенсивностей²⁶.

Наличие доменов в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ с различными направлениями намагниченности доказывает, что слабый ферромагнетизм, в соответствии с теорией Дзялошинского⁴⁶, является врожденным свойством антиферромагнитного кристалла, а не результатом намагниченности доменных границ⁵⁸.

Магнетооптический метод был также использован для изучения доменной структуры в некоторых ортоферритах типа MFeO_3 , обладающих слабым ферромагнетизмом, где М — иттрий или редкоземельный элемент²⁷. Результаты этих исследований включены в обзор Уильямса и Шервуда²⁸.

Этот метод, наряду с другими магнетооптическими методами, может быть применен к изучению доменной структуры и в других антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом.

б) Метод порошковых фигур²⁹ был использован для наблюдения доменов в более крупных искусственных кристаллах гематита вблизи температуры перехода (-23°C) из состояния со слабым

ферромагнетизмом (состояние II) в чисто антиферромагнитное состояние (состояние I).

При охлаждении кристалла до температур, не достигающих точки низкотемпературного перехода, доменная структура в гематите претерпевает лишь небольшое изменение. При достижении критической температуры (-23°C) порошковые фигуры расплываются и совсем исчезают (рис. 27). Если нагреть образец чуть выше температуры перехода (из состояния I в состояние II), то порошковые фигуры появляются снова, но не в исходном положении. Только через десяток циклов такой термической обработки обнаружено сходство коллоидных фигур между собой, т. е. кристалл гематита при низкотемпературном переходе развивает эффект «памяти». Этот эффект в более отчетливой форме наблюдается методом электронно-теневого изображения фигур³⁰.

Метод порошковых фигур был также использован для изучения доменов в YFeO_3 ²⁷.

в) Метод электронно-теневого изображения фигур. Магнитные домены в естественных монокристаллах гематита впервые были изучены

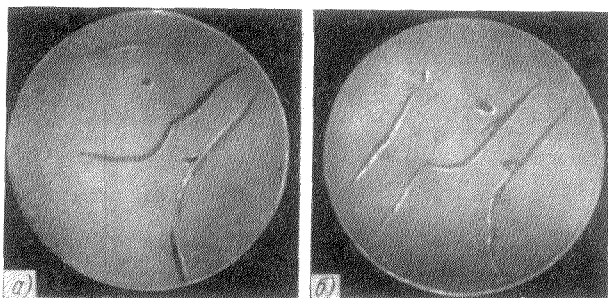


Рис. 27. Коллоидные фигуры в синтетическом кристалле гематита:

а) выше температуры перехода; б) ниже температуры перехода²⁹.

этим методом Блэкманом, Хейгом и Листгартеном³⁰. Этот метод основан на взаимодействии движущихся электронов с магнитным полем рассеяния на поверхности образца.

Кау³¹ изучал зависимость от температуры доменной структуры в монокристаллах гематита в интервале температур от 0° до 700°C в магнитном поле Земли. Большинство из использованных кристаллов имели хорошо шлифованные грани (001). У некоторых кристаллов шлифовались грани (101), (223), (014).

На рис. 28 показано несколько типичных теневых фигур (1—8) поверхности кристалла, предварительно не подвергнутого термической обработке. Кристалл был нагрет до 700°C и затем был охлажден в поле Земли. Из серии экспериментов получены интересные данные о зависимости форм и размеров доменов от температуры.

При постепенном нагревании кристалла положение выпуклых форм в теневых фигурах в основном остается без изменения, хотя при этом меняются их размеры и появляются некоторые дополнительные формы. Размеры выпуклых форм почти постоянны вплоть до температуры 600°C ; в области температур от 600 до 680°C их размеры быстро уменьшаются и совсем исчезают при 680°C , при которой исчезает магнитный момент решетки. Выпуклые формы в зависимости от температуры изменяются примерно одинаково (рис. 28, 1—6).

Размеры выпуклых форм, которые наблюдались в различных кристаллах гематита, по порядку величины одинаковы, причем эти фигуры оказываются независимыми от типа рассматриваемых поверхностей (например, (001), (104) и т. д.).

Если кристалл нагревался до температуры, меньшей чем температура Нееля (например, до 10°C) и затем охлаждался до комнатной температуры, то теньевые фигуры до и после нагревания были одинаковыми (рис. 29).

В результате нагревания кристалла, не подвергнутого заранее подобной термической обработке, до температуры Нееля и последующего охлаждения теньевые фигуры совершенно не похожи на первоначальные (рис. 28, 1 и 10). Но в кристаллах, предварительно подвергнутых термической обработке, теньевые фигуры, появившиеся после повторных

термических обработок, похожи друг на друга (рис. 28, 10—12). Так, например, на рис. 28, 10—12 показаны результаты для кристалла гематита, четыре раза нагретого выше температуры Нееля. Тем не менее обнаружено некоторое изменение в деталях теньевых фигур в процессе термической обработки. Таким образом, в гематите обнаружен частичный эффект «памяти», аналогичный эффекту «памяти» при низкотемпературном переходе ³⁰.

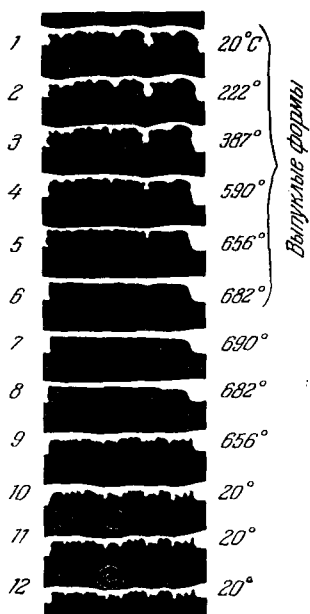


Рис. 28. Температурные эффекты на теньевых фигурах в монокристаллах гематита.

Длина кристалла в направлении, перпендикулярном к электронным лучам, 7 мм ³¹.



Рис. 29. Теньевые фигуры кристаллов гематита:

а) при комнатной температуре; б) при температуре 673°C ; в) при комнатной температуре после того, как кристалл был нагрет и охлажден ³¹.

Результаты опытов, полученные методом электронно-теньевых снимков и другими методами, подтверждают доменную структуру гематита, связанную со слабым ферромагнетизмом. Средние размеры доменов 0,1 мм и более.

Медленное изменение теньевых фигур при нагревании кристалла до температуры Нееля показывает, что доменная структура гематита весьма устойчива в интервале температур $250\text{--}970^\circ\text{C}$.

Эти данные, а также теоретические расчеты ⁴⁹ позволяют сделать вывод, что доменная структура в антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом типа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ образуется за счет размагничивающих полей.

§ 4. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ И ЕЕ УСТОЙЧИВОСТЬ

В антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом доменная структура может образоваться за счет размагничивающих полей, если мала константа анизотропии, играющая главную роль в образовании доменных границ. К числу таких антиферромагнетиков относятся $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, MnCO_3 , CoCO_3 , NiF_2 и т. д., в которых различными способами обнаружены магнитные домены. Например, в кристалле гематита в плоскости (111), в которой расположены спины, имеет место очень слабая магнитная анизотропия. Играющая главную роль в образовании доменных границ в гематите эффективная константа анизотропии шестого порядка составляет лишь 3 эрг/см^3 ⁵³, т. е. в 10^6 — 10^8 раз меньше, чем константа анизотропии второго порядка. Благодаря этому в антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом плотность энергии доменных границ весьма мала (для гематита $0,01 \text{ эрг/см}^2$)⁴⁹. Наличие слабого результирующего магнитного момента ($m \sim v^2/c^2 \sim 10^{-4}$) достаточно, чтобы в таких антиферромагнетиках образовалась доменная структура за счет размагничивающих полей⁴⁹. По расчетам, размеры доменов в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ более крупные, чем в ферромагнетиках, и доходят до 1 мм, в соответствии с результатами эксперимента (§ 3).

В табл. II показана толщина переходного слоя (δ), оптимальные размеры доменов (D) в слабых ферромагнетиках типа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ⁴⁹.

Таблица II

Антиферро- магнетики	Эффективная константа анизотропии, эрг/см^3	Δw , эрг/см^2	D , мм	δ , мм
$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	3	$2 \cdot 10^{-2}$	1	10^{-2}
MnCO_3	1	$1 \cdot 10^{-3}$	1	10^{-2}
CoCO_3	660	$2 \cdot 10^{-2}$	0,1	10^{-4}

Антиферромагнетики без слабого ферромагнетизма в отсутствие внешнего магнитного поля не имеют результирующей намагниченности. Тем не менее в таких антиферромагнетиках существует несколько механизмов, ответственных за возникновение и устойчивость доменной структуры.

Возможность образования «доменной структуры» в упорядоченных структурах (в частности, доменная структура в антиферромагнетиках), а также их устойчивость из кинетических соображений рассмотрены в недавно появившейся работе И. М. Лифшица⁵⁴.

В обычных изотропных упорядоченных сплавах образование структурных доменов невозможно при наличии в них всего двух эквивалентных структур (параметр дальнего порядка $\pm \eta$). В этом случае при фазовых переходах второго рода упорядочение кристалла происходит не путем однородной релаксации или зародышевого механизма, а посредством своеобразного процесса образования паутинообразных упорядоченных областей и их последующего разбухания, при котором «движущей силой» является поверхностная энергия на границе раздела элементарных областей (рис. 30). Но в изотропном случае и в отсутствие корреляции между

соседними элементарными областями в конечном счете такой рост не ведет к образованию доменной структуры: во всем кристалле должна образоваться единая упорядоченная область⁵⁴.

Однако в случае, когда в образце имеется несколько термодинамически эквивалентных структур (η_k , $k = 1, 2, \dots, p$, $p \geq 4$), начальный этап релаксации не приводит к образованию переплетающихся паутинно-образных областей, как это имеет место в случае двух эквивалентных

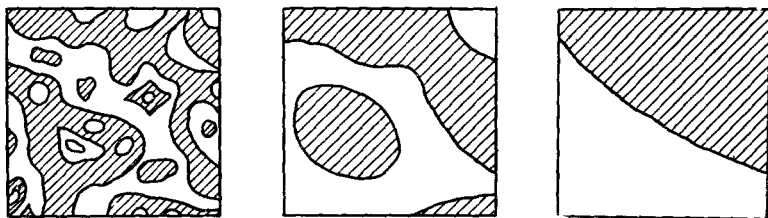


Рис. 30. Схема упорядочения изотропных структур при наличии двух термодинамически эквивалентных областей⁵⁴.

структур ($\pm\eta$), а каждая малая элементарная область (домен), имеющая упорядочение η_k , с большой вероятностью оказывается окруженной элементарными областями различных типов (рис. 31, а). В местах соприкосновения нескольких элементарных областей могут образоваться линии стыка трех областей и точек стыка четырех областей, которые являются линиями и точками пересечения нескольких доменных границ.

Наличие таких точек и линий существенно влияет на дальнейшее развитие элементарных областей. Ввиду термодинамической эквивалентности каждой из структур (η_k) дальнейшая релаксация сводится к движению доменных границ, уменьшающему их энергию. Это приводит к постепенному спрямлению границ элементарных областей (рис. 31, б). Но условие минимума поверхностной энергии требует образования оптимальных углов около линии стыка и точек стыка. Когда в объеме кристалла достигнуты оптимальные углы во всех точках и на линиях стыка, крайне затрудняется перемещение границ и фактически становится невозможным какое-либо передвижение точки стыка.

Таким образом, в упорядоченных структурах может существовать «доменная структура», невыгодная термодинамически, но устойчивая из кинетических соображений. Уничтожение такой доменной структуры может быть вызвано лишь внешними воздействиями (деформацией, магнитным полем), делающими какие-либо из структур η_k термодинамически преимущественными⁵⁴.

Этим условиям прежде всего удовлетворяют образование T -доменной структуры в антиферромагнетиках типа NiO, MnO и т. д., для которых имеется возможность образования четырех различных доменов. Как показывают опыты (§ 3, 3.2, б), наиболее устойчивая комбинация в отожженных кристаллах образуется из четырех доменов.

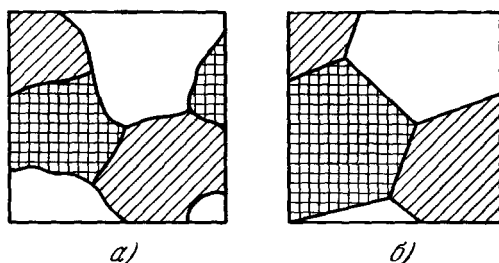


Рис. 31. Схема образования доменов при упорядочении в случае нескольких термодинамически эквивалентных структур⁵⁴.

Указанные выше результаты получены в предположении изотропности скорости роста отдельных упорядоченных областей. Но в антиферромагнетиках, как впервые отметил Неель ⁴¹, в образовании доменов имеют существенное значение силы анизотропии и магнитоупругие силы, которые стремятся удерживать векторы намагниченности подрешеток в определенных кристаллографических направлениях и препятствующие движению доменных границ. Как показал И. М. Лифшиц ⁵⁴, уже при учете анизотропности скорости перестройки доменов, связанной с различием обменного взаимодействия по различным кристаллографическим направлениям, и силами анизотропии в антиферромагнетиках ситуация существенно меняется. В этом случае доменная структура возможна и в одноосных антиферромагнетиках с двумя различными доменами. Это относится как к двойниковой доменной структуре, так и *S*-доменной структуре. Доменная структура (*T*-доменная структура или *S*-доменная структура), устойчивая из кинетических соображений, находится в метастабильном состоянии и отвечает относительно минимуму свободной энергии, а не абсолютному минимуму.

Условия образования *T*-границ и их ориентация в NiO изучались в работе ⁵⁵. Здесь определен закон вращения спинов в переходном слое, вычислены его толщина (40 Å) и плотность энергии *T*-границ ($3,5 \text{ эрг/см}^2$).

Двойниковая доменная структура образуется при антиферромагнитном упорядочении кристалла. Ниже температуры Нееля антиферромагнитные кристаллы деформируются путем сжатия (или растяжения) кристаллической решетки в определенных кристаллографических направлениях и переходят в напряженное состояние, в результате чего в некоторых антиферромагнетиках (NiO , MnO) может образоваться двойниковая доменная структура, понижающая магнитоупругую энергию. Устойчивость *T*-доменной структуры в антиферромагнетиках NiO , MnO объясняется кинетическими соображениями. В хорошо отожженных кристаллах *T*-границы являются легкоподвижными. Подвижность *T*-границ может быть ограничена кристаллическими дефектами и примесями. В реальных кристаллах *T*-доменная структура зависит от внутренних напряжений дальнего порядка, вызванных присутствием различных кристаллических дефектов.

Наличие точек стыка *T*-доменных границ в антиферромагнетиках фиксирует определенное положение доменных границ, но не исключает их подвижности около положения равновесия, связанной с тепловым движением. Подвижность доменных границ усиливается при отсутствии точек стыка или линии стыка нескольких доменных границ.

В антиферромагнетиках для *S*-границ, в отличие от *T*-границ, минимум энергии доменных границ, вообще говоря ⁵⁶⁻⁵⁸, отвечает нескольким положениям *S*-границ или нескольким комбинациям расположения спинов в переходном слое. В силу этого в некоторых антиферромагнетиках образование *S*-доменных границ может оказаться термодинамически выгодным из энтропийных соображений.

Образование *S*-доменных границ в антиферромагнетиках ниже температуры Нееля связано с нарушением дальнего порядка и ведет, с одной стороны, к приросту энергии в переходном слое, с другой стороны, — к приросту энтропии. Прирост энтропии связан с тем, что положение доменных границ в антиферромагнетиках ввиду отсутствия размагничивающих полей не является строго фиксированным. В результате теплового движения доменные границы могут смещаться от положения равновесия на расстояние в несколько постоянных решетки ⁵⁸. Кроме того, из-за теплового движения имеется много способов реализации враще-

ния спинов в переходном слое. Прирост энергии ведет к понижению свободной энергии переходного слоя.

Ли показал ⁵³, что в антиферромагнетиках прирост энергии в переходном слое может быть скомпенсирован выигрышем в энтропии. Образование доменных границ в антиферромагнетиках термодинамически выгодно, если приращение свободной энергии отрицательно:

$$\Delta F = \Delta w - T\Delta S < 0. \quad (4,1)$$

Здесь Δw — приращение энергии в переходном слое, ΔS — приращение энтропии.

Приращение энергии в переходном слое может быть вычислено из условия минимума энергии доменных границ. Плотность энергии доменных границ по порядку величины определяется формулой

$$\Delta w \sim a_0] \bar{H}_3 \bar{K}_3 \bar{M}_0, \quad (4,2)$$

где H_3 — эффективное поле обменного взаимодействия,

$$H_3 \sim \frac{M_0}{\chi_{\perp}}, \quad (4,3)$$

χ_{\perp} — перпендикулярная восприимчивость, K_3 — эффективная константа анизотропии, a_0 — постоянная решетки. С помощью формулы, аналогичной (4,2), рассчитаны плотности энергии на доменных границах в некоторых антиферромагнетиках. По вычислениям Мориа ⁵⁹, в NiF_2 для 180° -ных доменных границ, параллельных плоскости (a, b) , плотность энергии $0,2 \text{ эрг/см}^2$. Низкой плотностью энергий доменных границ обладают антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом (см. табл. II) и антиферромагнетики типа NiO (табл. III). Для одноосных антиферромагнетиков (Cr_2O_3 , MnF_2 и т. д.) плотность энергии доменных границ значительно больше (см. табл. III).

Таблица III

Антиферромагнетики	NiO	MnO	Cr_2O_3	MnF_2	FeF_2	$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$
Δw , эрг/см ³	0,15	0,5	4,6	7,3	17	0,14
Толщина переходного слоя	$3 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-6}$

Ли показал ⁵⁸, что вклад энтропии доменных границ, вызванный их подвижностью, приблизительно можно выразить формулой

$$\Delta S \approx \frac{1}{n^2} \ln p, \quad (4,4)$$

где Aa_0^2 — площадь доменной границы, n — средняя величина ее смещения в единицах a_0 , p — число различных способов измерения положения доменной границы. Формула (4,3) получена в предположении, что смещения доменных границ не вызывают заметного увеличения их энергии. Тогда, с учетом (4,2) и (4,3), условие (4,1) можно представить так:

$$\Delta F \approx a_0 (H_3 K_3 M_0)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{n^2 a_0^2} kT \ln p < 0, \quad (4,5)$$

где κ — постоянная Больцмана. Однако в формуле (4,3) способ вычисления p остается открытым, и эта формула может служить только лишь для получения ориентировочных оценок приращения свободной энергии в переходном слое ⁵⁸. Для получения более точных оценок термодинамической выгодности образования доменных границ в антиферромагнетиках следует использовать более строгие методы вычисления приращения свободной энергии в переходном слое.

В случае структурных доменов в упорядоченных структурах (сплавах) способ вычисления приращения свободной энергии и энтропии в переходном слое при температуре абсолютного нуля дан Каном и Кикучи ⁵⁶, для ненулевых температур — Кикучи и Каном ⁵⁷.

В работе ⁴⁸ приращение свободной энергии в переходном слое вычислено методом, основанным на нахождении спектра элементарных возбуждений.

В антиферромагнитном образце с доменной структурой существует несколько типов элементарных возбуждений ⁴⁸. Некоторые из них характерны как для доменов, так и для переходного слоя, некоторые — только для переходного слоя.

Следует отметить, что энергия активации элементарных возбуждений, характерных только для переходного слоя, является наименьшей, поэтому она имеет важное значение в изучении ядерного магнитного резонанса в антиферромагнетиках ⁶⁰.

Для вычисления приращения свободной энергии в переходном слое следует использовать те ветви элементарных возбуждений, которые характерны только для переходного слоя. Элементарные возбуждения, характерные как для доменов, так и для переходного слоя, на приращение свободной энергии в переходном слое существенного влияния не оказывают.

Обозначим энергетический спектр элементарных возбуждений, характерных только для переходного слоя, через

$$\varepsilon_{ki} = \varepsilon_{ki}(\mathbf{k}), \quad (4,6)$$

где $i = 1, 2, \dots$ — число ветвей энергетического спектра, \mathbf{k} — волновой вектор. Энергетическую щель для каждой ветви обозначим через ε_{0i} . Конкретная форма закона дисперсии (4,6) и значение энергетической щели для различных антиферромагнетиков даны в работе ⁴⁸. В случае отдельного переходного слоя для NiO имеется одна ветвь энергетического спектра, в то время как для антиферромагнетиков Cr_2O_3 , $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ — по две ветви. При учете конечности размеров доменов и их связи каждая из этих ветвей расщепляется еще на две ветви с близкими энергетическими щелями.

Приращение плотности свободной энергии ⁴⁸, рассчитанной на единицу поверхности доменной границы, можно представить так:

$$\Delta F = \Delta w - \frac{\delta \chi_{\perp}^2}{6\pi^2 \gamma^3 h} J_1 \sum_i J_{2i}. \quad (4,7)$$

Здесь значение интеграла J_1 зависит от симметрии кристалла ⁴⁸. По порядку величин

$$J_1 \sim \chi_{\perp}^2 a_0^{-3/2} (2M_0)^{-3}.$$

Значение интеграла J_{2i} можно вычислить в общем виде. Здесь ограничимся рассмотрением двух простых и практически наиболее важных частных случаев.

1-й случай:

$$\frac{\varepsilon_{0i}}{\kappa} \ll T < T_N,$$

$$J_{2i} = (\kappa T)^4 \left(\frac{\pi^2}{15} - \frac{\pi^4}{4} \xi_{0i}^3 \right); \quad (4,8)$$

2-й случай:

$$T \ll \frac{\varepsilon_{0i}}{\kappa},$$

$$J_{2i} = 3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} (\kappa T)^4 \xi_{0i}^{-3/2} \left(1 - \frac{21}{8 \xi_{0i}} \right) e^{-\xi_{0i}}, \quad (4,9)$$

где

$$\xi_{0i} = \frac{\varepsilon_{0i}}{\kappa T}.$$

Из (4,7) следует, что прирост энтропии в переходном слое связан с появлением дополнительных типов элементарных возбуждений, характерных только для переходного слоя.

Пользуясь формулами (4,7)–(4,9) для различных антиферромагнетиков, можно проверить выполнимость неравенства

$$\Delta F < 0. \quad (4,10)$$

Из формулы (4,10) и (4,8) следует, что для каждого антиферромагнетика существует интервал температуры $T_D < T < T_N$, в котором выполняется неравенство (4,10). Внутри этого интервала энтропийный член свободной энергии превышает прирост энергии в переходном слое, и образование доменных границ в антиферромагнетиках является термодинамически выгодным.

Из (4,8) следует, что когда энергетическая щель мала ($\xi_{0i} \ll 1$), вклад энтропии в свободную энергию пропорционален четвертой степени абсолютной температуры.

В табл. IV даны значения температуры T_D для различных антиферромагнетиков.

Таблица IV

Антиферро- магнетики	NiO	MnO	Cr ₂ O ₃	MnF ₂	CuCl ₂ ·2H ₂ O
T_D , °K	100	63	260	64	—
T_N , K	523	118	307	67	4,3

Из этой таблицы видно, что в антиферромагнетиках типа NiO со многими осями антиферромагнетизма образование доменных границ термодинамически выгодно в довольно широком интервале температур ($T_D < T < T_N$). В антиферромагнетиках с одной осью антиферромагнетизма (MnF₂, Cr₂O₃) этот интервал значительно уже и находится вблизи температуры Нееля. Для некоторых антиферромагнетиков (например, CuCl₂·2H₂O, FeF₂) неравенство (4,10) совсем не выполняется.

В антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом (α -Fe₂O₃, MnCO₃, CoCO₃) в образовании доменной структуры наряду с размагничивающим фактором может иметь существенное значение также вклад энтропии.

При вычислении значения T_D (см. табл. IV) не были учтены возможные дефекты в кристаллах. Поэтому найденные значения T_D относятся к «чистым» кристаллам, к которым по своим свойствам могут приближаться отожженные кристаллы. Для реальных кристаллов значение T_D зависит от способа обработки образца.

При температурах ниже температуры T_D ($T < T_D$) образование доменных границ термодинамически невыгодно. Энтропийный член уменьшает свободную энергию, но полностью компенсировать не может.

В антиферромагнетиках доменная структура может существовать также ниже температуры T_D ($T < T_D$). Такая доменная структура может образоваться в процессе магнитного упорядочения. Они могут образоваться и при двойниковании кристалла (см. § 2—3). Положение S -границ в реальных антиферромагнетиках может быть определено различными кристаллическими и магнитными дефектами¹⁶⁻¹⁹.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. «Итоги науки», вып. 4, Антиферромагнетизм и ферриты, М., Изд-во АН СССР, 1962; T. Nagamia, K. Yosida and R. Kubo, *Advances Phys.* **4** (13), 1 (1955).
2. L. Neel, *Ann. de phys.* **3**, 137 (1948) (см. перевод в сб. «Антиферромагнетизм»; М., ИЛ, 1956); L. Neel, *Proc. of the Intern. Conference of Theor. Phys. (Kyoto and Tokyo, Sept. 1953)*, Tokyo, 1954.
3. К. П. Белов, Р. З. Левитин, *ЖЭТФ* **37**, 565 (1959).
4. T. Nakamichi, M. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Japan* **16**, 126 (1961).
5. L. Alberts, E. W. Lee, *Proc. Phys. Soc.* **78**, 728 (1961).
6. T. R. Guire, W. A. Gropo, *J. Appl. Phys.*, Suppl. **33**, 1291 (1962).
7. H. M. Ugruhart and J. E. Goldman, *Phys. Rev.* **101**, 1443 (1956).
8. К. П. Белов, Г. П. Катаев, Р. З. Левитин, *ЖЭТФ* **37**, 938 (1959).
9. А. А. Евтушенко и Р. З. Левитин, *ФММ* **12**, 155 (1961).
10. К. П. Белов, Р. З. Левитин, в сб. «Ферриты», Минск, АН БССР, 1960.
11. Р. З. Левитин, Диссертация (Уральский гос. университет, 1962).
12. R. Street and B. Lewis, *Nature (London)* **168**, 1036 (1951); *Proc. Phys. Soc.* **72**, 604 (1958); *Phil. Mag.* **1**, 663 (1956).
13. M. E. Feine, *Phys. Rev.* **87**, 1143 (1952).
14. R. W. Makkey, G. H. Geiger and M. E. Fine, *J. Appl. Phys.* **33**, 914 (1962).
15. R. Street and J. H. Smith, *J. phys. et radium* **20**, 82 (1959).
16. W. L. Roth, G. A. Slack, *J. Appl. Phys.*, Suppl. **31**, 352 (1960).
17. G. A. Slack, *J. Appl. Phys.* **31**, 157 (1960).
18. W. L. Roth, *Phys. Rev.* **111**, 772 (1958).
19. W. L. Roth, *J. Appl. Phys.* **31**, 2000 (1960).
20. M. K. Wilkinson, J. W. Cable, E. O. Wollan, W. C. Koehler, *Phys. Rev.* **113**, 497 (1959).
21. W. C. Koehler, M. K. Wilkinson, J. W. Cable and E. O. Wollan, *J. phys. et radium* **20**, 180 (1959).
22. H. A. Alperin, P. J. Brown, R. Nathans and S. J. Picart, *Phys. Rev. Letts.* **8** (6), 237 (1962); Г. Ширане, Симпозиум по ферромагнетизму и сегнетоэлектричеству, 30 мая — 5 июня 1963 г., Ленинград; S. J. Picart, R. Nathans, H. A. Alperin, *J. Appl. Phys.* **34**, 1200 (1963).
23. H. H. Kondo, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, 1316 (1962); *J. Phys. Soc. Japan* **18**, 595 (1963).
24. S. Saito, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, 1287 (1962).
25. T. Takeda and H. Kondo, *Phys. Soc. Japan* **17**, 1317 (1962).
26. H. J. Williams, R. C. Sherwood, J. P. Remeika, *J. Appl. Phys.* **29**, 1772 (1958).
27. R. C. Sherwood, J. P. Remeika and H. J. Williams, *J. Appl. Phys.* **30**, 217 (1959).
28. Магнитные свойства металлов и сплавов, М., ИЛ, 1951.
29. M. Blakman, B. Gustard, *Nature* **193**, No. 4813, 360 (1962).
30. M. Blakman, G. Haigh and N. D. Listgarten, *Nature* **179**, 1288 (1957); *Proc. Roy. Soc. A251*, 117 (1959).
31. G. Kaye, *Proc. Phys. Soc.* **78**, 869 (1961).

32. R. G. Shulman, J. Appl. Phys., Suppl. **32**, 126 (1961).
33. M. Matsuura, H. Yasuoka, A. Hirai, T. Hashi, J. Phys. Soc. Japan **17**, 1147 (1962); Le Dang Khoi, F. Bertaut, Compt. rend. **254**, 1584 (1962).
34. H. Kondoh, J. Phys. Soc. Japan **15**, 1970 (1960).
35. G. T. Rado and V. J. Folen, Phys. Rev. Letts. **20**, 310 (1960); J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. B-1, 244 (1962); Л. Н. Астров, ЖЭТФ **40**, 1335 (1961).
36. H. Kondoh, E. Uchida, Y. Nakazumi and T. Nagamia, J. Phys. Soc. Japan **13**, 579 (1958); H. Kondoh, E. Uchida, Y. Nakazumi, J. Phys. Soc. Japan **17**, 1318 (1962).
37. E. Uchida, H. Kondoh, Y. Nakazumi, T. Nagamia, J. Phys. Soc. Japan **15**, 466 (1960).
38. J. R. Singer, Phys. Rev. **104**, 929 (1956).
39. А. С. Боровик-Романов, ЖЭТФ **36**, 766 (1959).
40. Я. Кацер, ЖЭТФ **43**, 2042 (1962).
41. Л. Неель, Изв. АН СССР, сер. физ. **21**, 890 (1957); W. J. Haas, B. H. Schultz, J. phys. et radium **10**, 7 (1939).
42. C. J. Gorter, J. phys. et radium **12**, 275 (1951) (см. перевод в сб. «Антиферромагнетизм», М., ИЛ, 1956).
43. A. Arrot and B. R. Coles, J. Appl. Phys., Suppl. **32**, 51 (1961).
44. Сб. «Антиферромагнетизм», М., ИЛ, 1956; С. В. Вонсовский, Ю. М. Сепдов, ДАН СССР **167**, 37 (1956).
45. A. W. Overhauser, Phys. Rev. **128**, 1437 (1962); C. Herring, Rev. Mod. Phys. **34**, 631 (1962).
46. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
47. Е. А. Туров, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., Изд-во АН СССР, 1963.
48. М. М. Фарздин, ФММ (в печати).
49. М. М. Фарздин, Симпозиум по ферромагнетизму и сегнетоэлектричеству, Ленинград, 30 мая — 5 июня 1963.
50. J. I. Kaplan, J. Chem. Phys. **22**, 1709 (1954).
51. A. L. Loeb and J. B. Goodenough, Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Boston, Massachusetts, October 16—18, 1958.
52. Ч. Киттель, УФН **41**, 452 (1950).
53. Н. Кумагаи, Н. Абе, К. Оно, И. Наясаш, J. Shimada, K. Iwanada, Phys. Rev. **99**, 1116 (1955); Е. А. Туров, Н. Г. Гусейнов, ЖЭТФ **38**, 1327 (1960).
54. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **42**, 1354 (1962).
55. T. Ymada, J. Phys. Soc. Japan **18** (4), 520 (1963).
56. J. W. Cahn and R. Kikuchi, J. Phys. Chem. Solids **20**, 94 (1961).
57. R. Kikuchi, J. Cahn, J. Phys. Chem. Solids **23**, 137 (1962).
58. Y. Y. Li, Phys. Rev. **101**, 1450 (1956).
59. T. Moriya, Phys. Rev. **117**, 635 (1960).
60. D. I. Paul, Phys. Rev. **126**, 78 (1962); Phys. Rev. **127**, 455 (1962); Phys. Rev. **131**, 178 (1963).

