



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P14-94-429

Д.Георгиев, В.В.Нитц

НАБЛЮДЕНИЕ ГИСТЕРЕЗИСА
ПРИ СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОДЕ,
ИНДУЦИРОВАННОМ ИМПУЛЬСНЫМ
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

1994

Введение

Установка СНИМ-2, представляющая собой сочетание нейтронного спектрометра НС-3^{1/1} по времени пролета на импульсном реакторе ИБР-2 и импульсной магнитной установки ИМУ-2^{1/2}, позволяет исследовать не только структуру фазовых состояний, индуцированных магнитным полем, величина которого трудно достижима в стационарном режиме. Не менее важным достоинством такой комбинации является возможность изучения кинетики фазовой перестройки, т.е. процессов, которые могут наблюдаться только в импульсном поле. В этом отношении ИБР-2 обладает значительным преимуществом перед импульсными источниками нейтронов, работающими на основе ускорителей, благодаря малой частоте повторений импульсов мощности (5 с^{-1}) и, соответственно, большому мгновенному потоку тепловых нейтронов.

Пока существенным ограничением возможностей СНИМ-2 в изучении переходных процессов является то обстоятельство, что импульсы магнитного поля имеют синусоидальную (а не прямоугольную) форму. Тем не менее, измерения индуцированного полем фазового перехода первого рода, описанные в данной работе, позволили наблюдать процессы магнитной фазовой перестройки, которые, по-видимому, были недоступными для изучения обычными магнитными методами.

В настоящей работе приводятся результаты измерений спин-флип-перехода в монокристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и Cr_2O_3 (некоторые предварительные результаты этих измерений содержатся в публикациях^{1/3-7/}). Кристаллическая структура этих веществ относится к ромбоэдрической сингонии и описывается пространственной группой $R_{3d}^6 - R\bar{3}c$. Четыре магнитных иона расположены на ромбоэдрической оси в положениях (4с). В Cr_2O_3 ниже $T_N \cong 310 \text{ K}$, а в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $T < T_M = 260 \text{ K}$ магнитные моменты упорядочены антиферромагнитно и направлены по ромбоэдрической оси. Но при этом в Cr_2O_3 знаки моментов чередуются, как (+ - + -), а в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$: (+ + - -). Помимо различия в магнитной симметрии, на характере фазовой диаграммы должно отражаться и различное соотношение между первой и второй константами анизотропии относительно ромбоэдрической оси. Вторая константа анизотропии для Cr_2O_3 нам не известна, но следует ожидать, что она намного меньше первой, в отличие от $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, где эти константы сравнимы по величине.

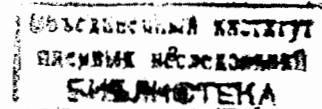
Полученные в эксперименте результаты сопоставляются с рассчитанной фазовой диаграммой гематита в соответствующей области значений поля и температуры, и показывается, что между ними нет количественного соответствия, если полагать, что предельная динамическая петля гистерезиса определяется только диапазоном метастабильности при фазовом переходе первого рода.

Нейтронный спектрометр НС-3, представляющий собой установку для измерений неупругого когерентного рассеяния в обратной геометрии, использовался в данной работе в качестве дифрактометра. Геометрия эксперимента была простейшей: импульсный реактор с замедлителем - зеркальный искривленный нейтронный монокрystalлический образец в криостате, установленные вместе с импульсным магнитом на расстоянии 30 м от реактора, - детектор нейтронов на расстоянии 2.17 м от образца.

Использовались монокристаллы, размеры которых обеспечивали получение высокой интенсивности дифракционных пиков (но исключали возможность количественного определения угла поворота вектора антиферромагнетизма при изменении поля из-за сильной экстинкции): $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ - с размерами $5 \times 6 \times 8 \text{ мм}$, Cr_2O_3 - цилиндр диаметром 3.5 мм с высотой 8 мм. Кристаллы предварительно ориентировались так, чтобы ось второго порядка была вертикальной с точностью 0.05° , после чего приклеивались к нижнему концу тепловода (стержень из WcO - керамики длиной 100 мм с диаметром 7 мм), верхний конец которого находится при азотной температуре. Аппендикс криостата с образцом вводится в центр импульсного магнита с горизонтальным направлением поля. Последующая точная ориентация образца в положение брэгговского отражения производится поворотом криостата вокруг вертикальной оси. Неоднородность температуры в объеме образца составляла не более 1 К, а точность стабилизации ее была в пределах 1%.

В случае $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ измерения производились на дифракционном пике (333), отсутствующем в исходном состоянии образца и имеющем максимальную интенсивность в спин-флип-состоянии. При этом ромбоэдрическая ось кристалла [111] была параллельной направлению магнитного поля с точностью 0.2° , а угол рассеяния $2\theta_B$ составлял 169.2° .

В измерениях с Cr_2O_3 использовалось отражение (224). В этом случае приходится считаться с тем, что дифракционный пик является суперпозицией ядерного и магнитного рассеяния. О вкладе магнитного рассеяния в пик (224) можно судить по температурной зависимости площади этого пика, показанной на рис.1. Характер изменения интенсивности (224) зависит от направления, в котором поворачивается вектор антиферромагнетизма при изменении поля. Если магнитное поле немного отклонено от оси симметрии в горизонтальной плоскости против часовой стрелки (угол $\gamma < 0$, см. рис.2), то вектор \mathbf{l} при увеличении поля вращается по часовой стрелке. Поэтому интенсивность в пике (224) вначале должна увеличиваться и в некоторый промежуточный момент времени, когда вектор \mathbf{l} параллелен плоскости (224), принимать максимальное значение, после чего уменьшаться. И наоборот, при $\gamma > 0$ проекция \mathbf{l} на (224) с увеличением поля вначале уменьшается, соответственно интенсивность должна уменьшаться и в некоторый момент проходить через минимум, когда вектор \mathbf{l} перпендикулярен плоскости (224). Поэтому для исключения влияния



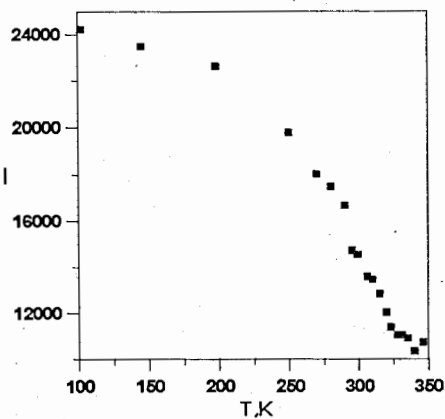


Рис.1 Температурная зависимость интенсивности отражения (224) для Cr_2O_3 .

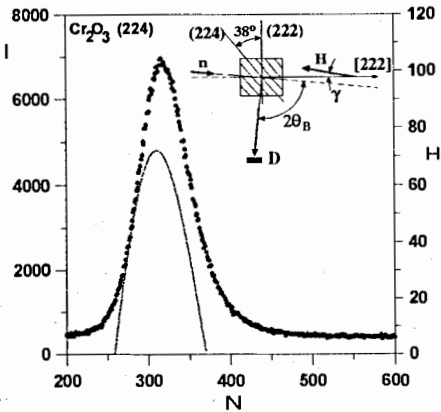


Рис.2 Временное соответствие между дифракционным отражением (224) для Cr_2O_3 и импульсом магнитного поля. Ширина временного канала $\tau = 4$ мкс. На вставке показана геометрия измерений; γ - угол между направлением магнитного поля и ромбоэдрической осью в горизонтальной плоскости.

неоднородности радиальной составляющей поля кристалл Cr_2O_3 устанавливался с отклонением от оси симметрии в горизонтальной плоскости на определенный угол $\gamma > 0$ (с точностью 0.25°). Угол рассеяния в случае Cr_2O_3 $2\theta_B = 90^\circ$. Временное соотношение между отражением (224) и импульсом поля показано на рис.2.

В качестве детекторов нейтронов в НС-3 используются гелиевые счетчики с рабочим объемом диаметром 90 мм и толщиной 20 мм. С учетом того, что эффективность регистрации нейтронов, которые соответствуют указанной геометрии, равна около 85%, можно полагать, что эффективная толщина детектора в регистрируемом пучке около 10 мм. Такая толщина детектора определяет временное разрешение при измерении переходного процесса. Следует принимать во внимание, что за счет конечной энергетической ширины нейтронов, испытывающих дифракцию и воспринимающих информацию о состоянии образца, происходит некоторое "перемешивание" этой информации за время пролета от момента рассеяния до момента регистрации. Так как мозаичность кристалла существенно меньше угловой расходимости $\Delta\theta_B$ первичного пучка, величина временного разрешения может быть представлена в виде ^{18/}:

$$\delta t = T \left[\left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta_B}{\text{tg}\theta_B} \right)^2 \right]^{0.5}$$

где $T = 252.43 \cdot L \cdot \lambda$ - время пролета нейтронами расстояния L от образца до детектора, ΔL - неопределенность пролетного расстояния, связанная с размерами образца и эффективной толщиной детектора, θ_B - угол Брэгга (δt и T выражаются в мкс, λ - в \AA , L и ΔL - в м.). В данном случае $L = 2.17$ м, $\Delta L = 0.01$ м, $\Delta\theta_B \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ рад. Следовательно, значение δt составляет около 5 мкс.

Импульсы магнитного поля имеют форму полупериода синусоиды (с некоторым затуханием). Необходимая при обработке измерений форма импульса измеряется с помощью индуктивного датчика поля, помещаемого вместо образца. Неоднородность аксиальной составляющей поля в объеме образца в данных измерениях не превышала 1%, а радиальная составляющая составляла не более 1% от аксиальной. В процессе физических измерений при каждом заданном напряжении на конденсаторной батарее определяется распределение циклов работы установки по фактическим значениям этого напряжения. Ширина этого распределения не превышает 0.4% от среднего значения напряжения.

Экспериментальные результаты

На рис. 3 представлена часть серии нормированных нейтронограмм отражения (333) в магнитном поле, полученной при $T = 199$ К, ширине канала временного анализатора $\tau = 4$ мкс, длительности импульса магнитного поля (по основанию)

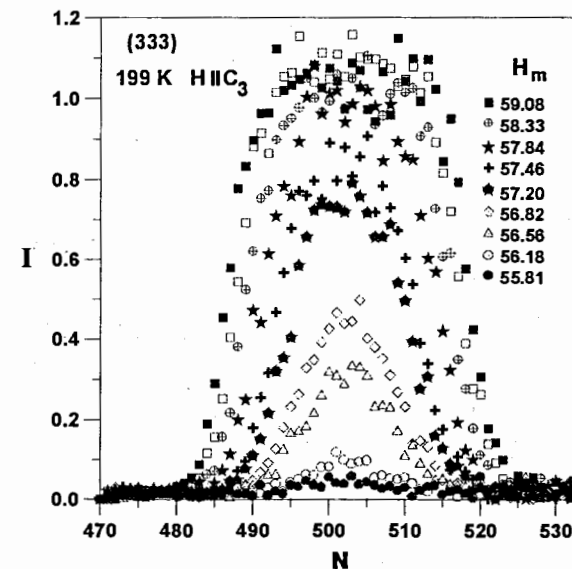


Рис.3 Нормированные нейтронограммы для магнитного отражения (333) гематита при указанных значениях амплитуды импульсов магнитного поля.

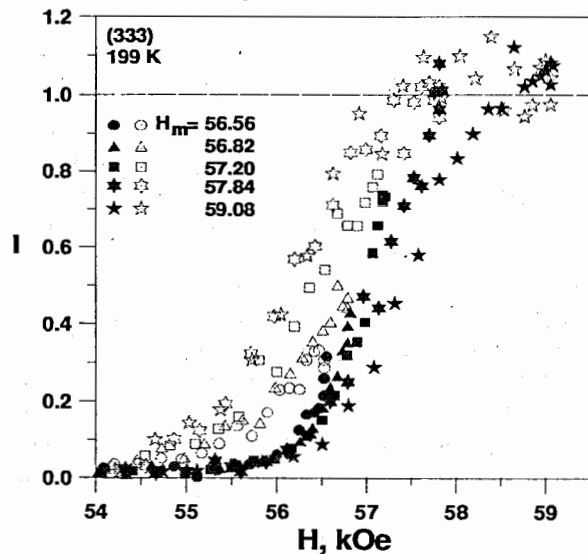


Рис.4 Зависимости интенсивности от поля, соответствующие нейтронограммам, представленным на рис.3. Черными значками показаны значения, соответствующие возрастанию поля, а значками с просветами - уменьшению поля на спаде магнитного импульса.

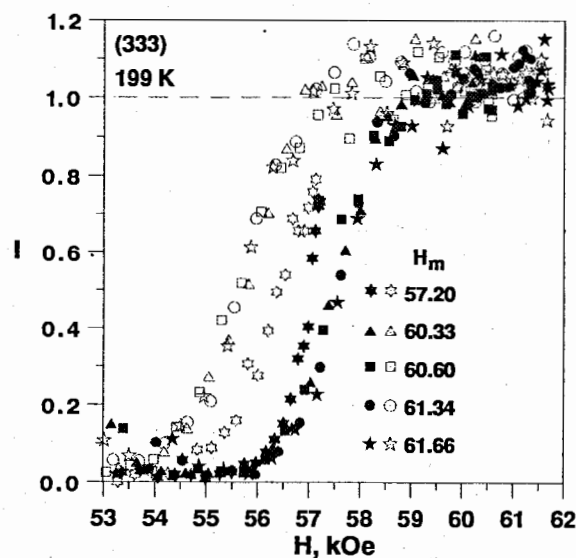


Рис.5 То же, что на рис.4, но с относительно большими амплитудами импульсов. Здесь же для сравнения приведена одна петля гистерезиса с промежуточным значением амплитуды.

$T_H = 737$ мкс. Нормировка в данном случае состояла в делении полученных при различных амплитудах поля спектров на нейтронограмму, соответствующую максимальной амплитуде, в представленной серии равной 64.8 кЭ (с предварительным вычитанием из каждого спектра фоновой подложки). Соответствующие этой серии зависимости интенсивности от поля показаны на рис. 4 и 5. Кроме того, на рис. 6 представлены зависимости, полученные при $T = 156$ К, $\tau = 8$ мкс, $T_H = 1000$ мкс. Возрастанию поля соответствуют точки, показанные сплошными значками, а уменьшению поля - значками с просветами.

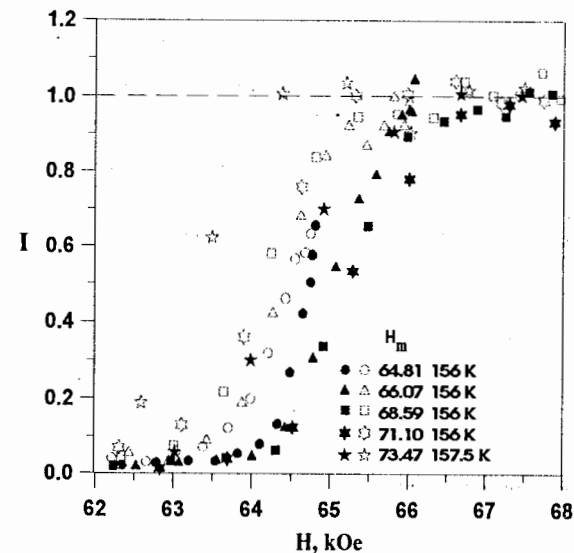


Рис.6 Зависимости интенсивности в пике (333) от величины поля, полученные при $T = 156$ К, $\tau = 8$ мкс. Для представления о температурной зависимости положения петли гистерезиса приведены также данные, соответствующие температуре $T = 157.5$ К.

На рис.7 - серия из четырех зависимостей отражающей способности $I = (I_H - I_0)/I_0$ (I_H и I_0 - экспериментальные нейтронограммы с полем и без поля, соответственно) от номера канала для Cr_2O_3 , полученная при $T = 136$ К, $\gamma = +1^\circ$, $T_H = 1000$ мкс, $\tau = 8$ мкс. Соответствующие зависимости отражающей способности от величины поля приведены на рис.8(a,b,c). На рис.8(d,e,f) показаны аналогичные зависимости от поля, полученные при $T = 153$ К, $\tau = 8$ мкс и неизменных прочих параметрах измерений.

С целью выяснения влияния на фазовую перестройку более резкого изменения магнитного поля, было выполнено измерение на Cr_2O_3 (с новой установкой кристалла) при $T_H = 455$ мкс, $T = 108$ К, $\tau = 8$ мкс. Соответствующие зависимости $I(H)$ приведены на рис.9.

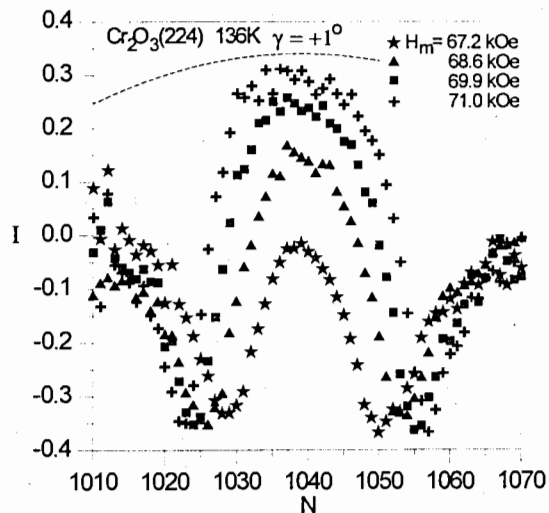


Рис.7 Зависимости отражающей способности $I = (I_H - I_0)/I_0$ от номера канала при указанных значениях амплитуды импульсов для Cr_2O_3 , полученные при $T = 136 \text{ K}$, $\gamma = +1^\circ$, $T_H = 1000 \text{ мкс}$.

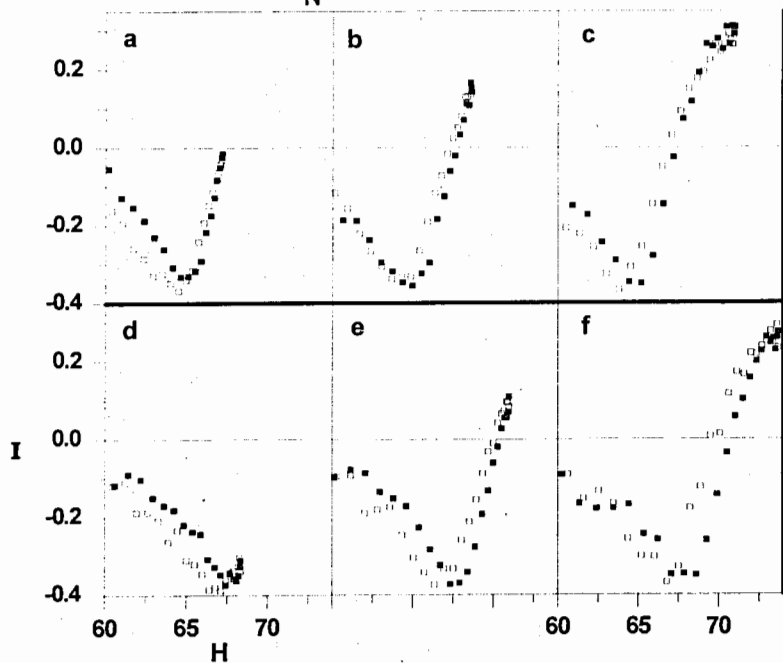


Рис.8 Зависимости изменения отражающей способности от величины магнитного поля для Cr_2O_3 : (a), (b), (c) - при $T = 136 \text{ K}$, (d), (e), (f) - при $T = 153 \text{ K}$.

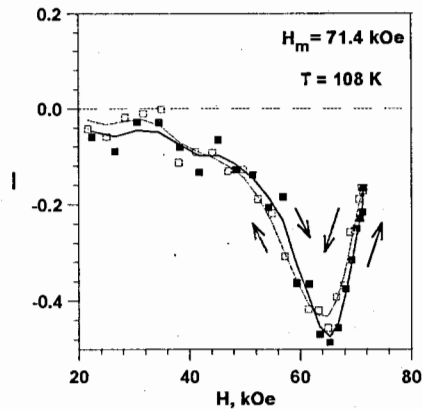
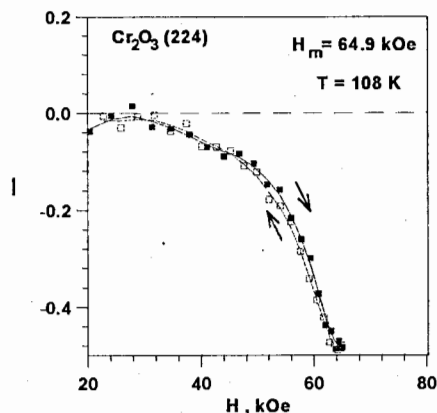


Рис.9 Зависимости отражающей способности Cr_2O_3 от поля при $T = 108 \text{ K}$. Стрелками указаны направления изменения поля.

Обсуждение результатов

Общей особенностью представленных результатов является наличие гистерезиса в зависимости интенсивности от величины магнитного поля. Характер изменения петли гистерезиса в случае $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при увеличении амплитуды импульса проиллюстрирован рисунком 4, из которого следует, в частности, что процесс установления равновесного направления для вектора антиферромагнетизма I не успевает за изменением магнитного поля. При относительно небольших значениях амплитуды, например при 56.55 и 56.8 кЭ, интенсивность продолжает увеличиваться даже при уменьшении поля после достижения максимального значения. С увеличением амплитуды импульсов петля гистерезиса расширяется, но затем приобретает предельную ширину и форму (см. рис.5). При повышении температуры процесс переориентации с гистерезисом перемещается к меньшим значениям поля, что соответствует фазовой диаграмме гематита. На рис. 6 показано, как смещается петля гистерезиса при изменении температуры всего на 1.5 К.

Естественно предположить, что наблюдаемая петля гистерезиса непосредственно связана с диапазоном метастабильности для фазовых состояний. Поэтому целесообразно сопоставить экспериментальные данные с рассчитанной фазовой диаграммой гематита, соответствующая часть которой приведена на рис.10 (полные расчеты представлены в работе ^{19/}). Как видно на рис.5, относительная ширина предельной петли гистерезиса составляет около 3.5% при $T = 199 \text{ K}$. Это почти на порядок меньше теоретического диапазона метастабильности, который при $H_y/H_z = 0.01$ (если допустить такие значения неоднородности поля в объеме образца)

ограничивается значениями поля от 43.8 кОе до 62 кОе. При $T = 156$ К ширина предельной петли гистерезиса еще меньше, около 1.5% (см. рис.6).

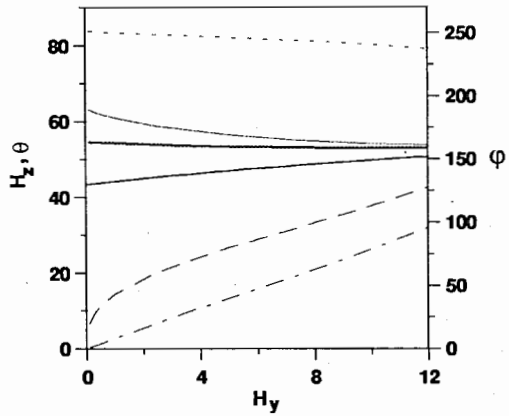


Рис.10 Фазовая диаграмма гематита при $T = 199$ К. H_z и H_y - компоненты магнитного поля, направленные вдоль ромбоэдрической оси и перпендикулярно к ней, соответственно. Средняя сплошная линия соответствует термодинамическому равновесию между фазами, а две другие сплошные

линии - границам метастабильности фазовых состояний. Нижней пунктирной линией показаны значения угла θ (между вектором \mathbf{I} и осью симметрии) в момент фазового равновесия, средней и верхней пунктирными линиями обозначены величины углов θ и ϕ (между проекцией \mathbf{I} на базисную плоскость и осью X), соответственно, на границе метастабильности исходного состояния.

Такое резкое расхождение свидетельствует о том, что образец состоит из множества антиферромагнитных доменов, и фазовая перестройка определяется движением доменных стенок, что соответствует общеизвестным представлениям. До некоторой степени данные эксперимента согласуются с теорией¹⁰, в соответствии с которой если в исходном состоянии образец состоит из множества антиферромагнитных доменов, разделенных 180 - градусными стенками, то в области критического значения поля каждая стенка расщепляется на две 90 - градусные стенки, которые при увеличении поля "разбегаются" и становятся, таким образом, стенками между доменами низкополевой и высокополевой фаз. В таком случае "неполные" петли гистерезиса (на рис.4-6) соответствуют ситуации, когда 90-градусные стенки за время возрастания поля не успевают пройти весь объем, заполненный первоначально доменами исходного состояния.

Однако, признавая движение доменных стенок ответственным за фазовую перестройку, следовало бы ожидать, что ширина петли будет увеличиваться с увеличением скорости изменения поля. Действительно, предположим, что кристалл состоит из множества доменов исходной фазы, разделенных n плоскими 180 - градусными стенками. Интенсивность рассеяния пропорциональна размеру d домена новой фазы, образовавшегося на 180 - градусной стенке, по крайней мере в

начальный период фазовой перестройки, когда еще не проявляется экстинкция. Разлагая скорость движения вновь возникших 90 - градусных стенок в ряд по $(H-H_0)$, ограничимся линейным членом, $V = \frac{a}{\alpha}(H-H_0)$ (α - параметр затухания колебаний, H_0 - критическое поле, соответствующее термодинамическому равновесию). Импульс магнитного поля близок к синусоидальному, т.е. примем $H = H_m \sin \alpha t$. Тогда, проинтегрировав выражение для размера домена $d = \int_{t_0}^t V dt$, получим в квадратичном по $(H-H_0)$ приближении зависимость интенсивности от $(H-H_0)$ и амплитуды импульсов H_m :

$$I \approx \frac{n a (H - H_0)^2}{2 \alpha \omega \sqrt{H_m^2 - H_0^2}}$$

Наличие предельной петли гистерезиса, по крайней мере, при тех значениях амплитуды импульсов, которые были в эксперименте, противоречит этой формуле.

Несомненно, в наблюдаемой картине гистерезиса проявляется не только характер перерождения намагниченности магнитных подрешеток, но и специфика дифракции на монокристалле. Рост интенсивности на возрастающей ветви петли гистерезиса связан не только с увеличением размеров доменов индуцированного состояния, но и с рассеянием на доменах исходной фазы, в которой вектор \mathbf{I} отклоняется от оси симметрии при росте поля из-за реального наличия радиальной компоненты поля в различных частях образца. Интенсивность этого рассеяния при малых отклонениях вектора \mathbf{I} пропорциональна квадрату синуса угла отклонения θ . На рис. 11 приведена зависимость $\sin^2 \theta$ от поля H_z при двух значениях H_y/H_z и температуре $T = 199$ К, соответствующей рис.4 и 5.

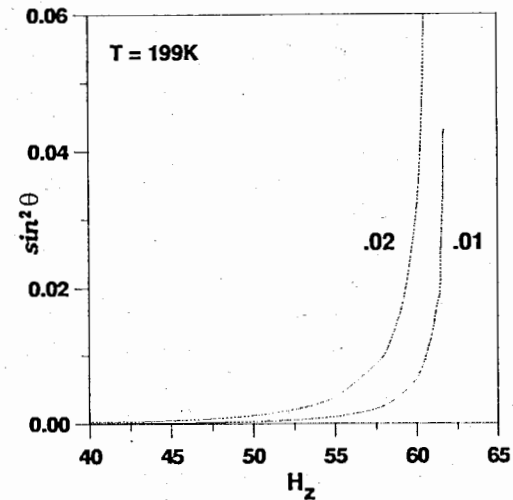


Рис.11 Зависимость интенсивности дифракционного рассеяния нейтронов на доменах исходного фазового состояния от величины поля при указанных отношениях H_y/H_z .

О проявлении дифракции на доменах исходной фазы свидетельствует возрастание интенсивности при $H < H_0$, если считать, что величина поля в центре петли гистерезиса равна H_0 . Можно даже допустить, что независимость положения возрастающей ветви петли от поля при больших значениях амплитуды импульсов обусловлена тем, что из-за экстинкции в монокристалле насыщение интенсивности рассеяния на доменах исходной фазы достигается прежде, чем домены новой фазы успевают заполнить весь объем образца. Но аналогичным способом объяснить фиксированность левой ветви петли гистерезиса не удастся. Так что наличие предельной петли гистерезиса в целом не объясняется влиянием дифракции на фазовом состоянии, которое является при изменении поля исходным.

Несколько удивительным явилась чрезвычайно малая скорость движения доменных стенок, следующая из характера изменения интенсивности, что и позволило, в сущности, наблюдать гистерезис. Из рис.5 следует, что если даже допустить размер доменов в исходном фазовом состоянии равным 0.1 см, то при $(H-H_0) \cong 500$ Э скорость $V \cong 20$ м/с.

Вообще, наблюдаемая картина такова, будто при достижении некоторого значения $|H-H_0|$ скорость движения доменных стенок резко возрастает, что и могло бы проявляться в существовании предельной петли гистерезиса при относительно медленном изменении магнитного поля, как в наших измерениях.

Следует отметить, что, по крайней мере в α - Fe_2O_3 , наблюдаемый гистерезис имеет динамический характер, т.е. он не проявился бы в поле, которое изменяется очень медленно. При относительно малых значениях H_m , когда поле изменяется вблизи максимума импульса, интенсивность растет, приближаясь к некоторой линии, проходящей около центра предельной петли гистерезиса. Если и есть гистерезис, связанный с пороговой энергией стабилизации начального положения доменных стенок, то он существенно меньше наблюдаемого гистерезиса.

Уменьшение ширины петли с уменьшением температуры можно объяснить увеличением скорости движения доменных стенок за счет уменьшения вероятности магнон-магнонных и магнон-фононных взаимодействий, непосредственно проявляющегося в уменьшении константы затухания α . Но следует заметить, что для гематита при понижении температуры уменьшается и диапазон метастабильности фазовых состояний.

Несколько иная ситуация с Cr_2O_3 . Так как в этом случае поле было заведомо направлено под некоторым углом к оси симметрии, основной характер изменения интенсивности определяется процессом своего рода "когерентного" поворота вектора I исходного состояния при изменении поля. Если сопоставить, например, данные, представленные на рис.9, с рис.1, видно, что при определенном значении поля магнитная часть рассеяния практически исчезает, т.е. вектор I становится перпендикулярным плоскости (224).

Наиболее определенным результатом измерений с Cr_2O_3 является наличие гистерезиса при $H_m < H_0$ (см. рис.8, 9). Это свидетельствует о существовании

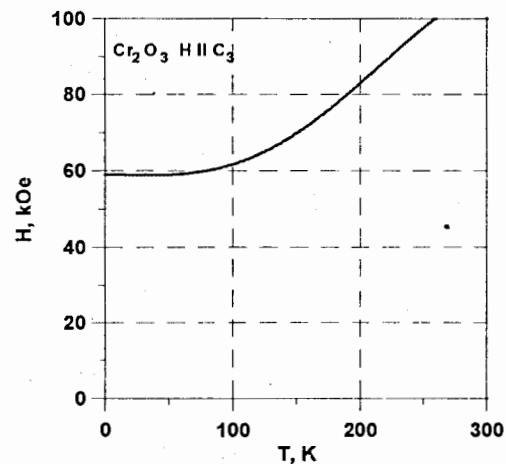


Рис.12 Фазовая диаграмма Cr_2O_3 . Линия соответствует фазовому равновесию при спин-флор-переходе.

механизма, вызывающего запаздывание процесса поворота намагниченностей магнитных подрешеток задолго до достижения полем критического значения. Для сопоставления экспериментальных результатов с фазовой диаграммой на рис.12 представлен соответствующий низкотемпературный участок ее, полученный из данных по продольной магнитной восприимчивости и антиферромагнитному резонансу в Cr_2O_3 [11]. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют выделить в гистерезисной картине часть, связанную непосредственно с фазовым переходом, когда $H_m > H_0$.

Также пока не представляется возможным судить о зависимости гистерезиса в случае Cr_2O_3 от скорости изменения поля. И невозможно, к сожалению, сопоставить полученные значения ширины петли гистерезиса с границами метастабильности фазовых состояний, соответствующих полной фазовой диаграмме Cr_2O_3 .

В отличие от гематита, утверждать с уверенностью, что ширина петли гистерезиса для Cr_2O_3 уменьшается с понижением температуры, не приходится из-за ограниченной точности измерений. Но такая тенденция все-таки просматривается и в этом случае, если сопоставить данные, полученные при $T = 108$ К, 136 К и 153 К.

Выводы

Дифракционные измерения спин-флор-перехода в монокристаллах α - Fe_2O_3 и Cr_2O_3 с импульсным магнитным полем показали наличие гистерезиса в зависимости интенсивности от величины поля. Ширина петли гистерезиса в случае гематита существенно меньше диапазона метастабильности, получаемого из расчетов фазовой диаграммы, что согласуется с механизмом фазовой перестройки, связанным с

образованием доменов новой фазы на 180 - градусных доменных стенках исходного состояния.

Следующие результаты нуждаются в теоретической интерпретации и дальнейшем экспериментальном исследовании:

1) При увеличении амплитуды импульсов, т.е. скорости изменения поля при фазовом переходе, петля гистерезиса в случае гематита принимает предельные форму и ширину, не изменяющиеся при дальнейшем увеличении скорости изменения поля. Этот факт противоречит теоретической модели.

2) При понижении температуры относительная ширина петли гистерезиса уменьшается. Особенно определенно это проявилось в измерениях с $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

3) Наблюдаемый гистерезис имеет динамический характер, т.е. он не проявился бы в медленно изменяющемся поле. Гистерезис, связанный с энергией стабилизации положения доменных стенок, в измерениях не проявился.

4) Скорость движения доменных стенок при фазовой перестройке вблизи критического значения поля мала. При превышении магнитным полем критического значения всего на 500 Э она составляет около 20 м/с.

5) В измерениях с Cr_2O_3 проявился гистерезис при амплитуде импульсов поля, меньшей, чем критическое значение. Это приходится рассматривать как запаздывание процесса обычного поворота намагниченностей подрешеток при изменении поля (ниже точки фазового перехода).

Литература

1. Ананьев Б.Н. и др., ОИЯИ, P13-89-517, Дубна, 1989.
2. Вареник Г.А. и др., ОИЯИ, P13-89-518, Дубна, 1989.
3. Георгиев Д., Ким Чир Сеп, Низиол С., Нитц В.В., Яковлев А.А., ОИЯИ, P14-89-578, Дубна, 1989.
4. Георгиев Д., Нитц В.В., Яковлев А.А., ОИЯИ, P14-92-399, Дубна, 1992.
5. Георгиев Д., Нитц В.В., Сиротин А.П., Яковлев А.А., ОИЯИ, P14-92-400, Дубна, 1992.
6. Георгиев Д., Нитц В.В., Сиротин А.П., ОИЯИ, P14-92-401, Дубна, 1992.
7. Нитц В.В., ОИЯИ, P14-92-402, Дубна, 1992.
8. Нитц В.В., ОИЯИ, 3-5372, Дубна, 1970.
9. Нитц В.В., ОИЯИ, P17-94-428, Дубна, 1994.
10. Mitsek A.I., Gaidanskii P.F., Pushkar V.N., *phys.stat.sol.*, **38**, 69, 1970.
11. Foner S., *Phys.Rev.*, **130**, No.1, 183, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1994 года.