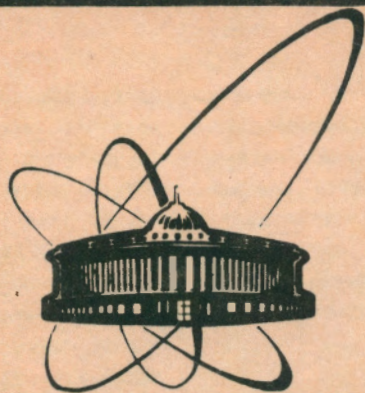


92-401



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P14-92-401

Д.Георгиев, В.В.Нитц, А.П.Сиротин

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
ПРИ СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОДЕ,
ИНДУЦИРОВАННОМ
ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

1992

В предыдущих публикациях /1,2/ были описаны дифракционные измерения на монокристалле с антиферромагнитным упорядочением Cr_2O_3 , в которых фазовый спин-флоп-переход индуцировался импульсным магнитным полем. Основным экспериментальным результатом этих измерений является "когерентный" поворот вектора антиферромагнетизма во всем объеме образца по мере изменения величины поля в импульсе, причем направление этого поворота определяется направлением отклонения внешнего поля от оси анизотропии кристалла. Применительно к случаю поворота намагниченностей под действием внешнего поля такое поведение антиферромагнетика не должно вызывать удивления. Если строго рассматривать процесс, то при отклонении поля от оси анизотропии на угол, превышающий десятые доли градуса, вообще не происходит фазовый переход при увеличении поля. Просто каждому значению поля соответствует определенный угол между вектором антиферромагнетизма и осью анизотропии, непрерывно увеличивающийся от 0 до 90° при возрастании поля и так же непрерывно уменьшающийся на спаде импульса поля.

Однако уже в первоначальных измерениях проявлялось несовпадение интенсивностей рассеяния нейтронов, соответствующих одинаковым значениям поля на подъеме и на спаде импульса. В данной работе представлены результаты более точных измерений в импульсном поле антиферромагнетика с одноосной анизотропией. Кроме Cr_2O_3 , проведены исследования спин-флоп-перехода и в монокристалле гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Размеры монокристаллических образцов составляли: $4 \times 7 \times 8$ мм для Cr_2O_3 и $5 \times 6 \times 8$ мм для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. И в том и в другом случае определенно проявился гистерезис в процессе переориентации направлений намагниченностей подрешеток, что не соответствует очевидным представлениям о поведении антиферромагнетика во внешнем поле. Получены данные и по температурной зависимости поведения кристалла в импульсном поле.

Основные параметры спектрометра СНИМ-2, используемого в экспериментах, описаны в предыдущих публикациях /1-4/. В процессе физических измерений при каждом заданном напряжении на конденсаторной батарее определялось распределение циклов работы установки по фактическим значениям этого напряжения, которое измерялось с помощью амплитудно-цифрового преобразователя, независимого от блока управления магнитной установки, непосредственно перед разрядным импульсом. Ширина этого распределения не превышала 0.3% от среднего значения напряжения. Особое внимание уделялось определению формы импульса магнитного поля для каждого импульсного магнита и каждой перекоммутации установки при изменении емкости конденсаторной батареи. Для этого в центр магнита вместо образца помещался

индуктивный магнитный датчик (35 витков диаметром 10 мм), импульс с которого после интегрирования (постоянная времени интегрирования равна 0.24 с) измерялся с помощью многоканального (256 каналов по 8 мкс) амплитудного анализатора, выполненного на основе 8 - разрядного амплитудно - цифрового преобразователя. Под полученный таким образом импульс подгонялся теоретический импульс, исходя из LCR- разрядного контура, т.е. фактически определялись индуктивность и активное сопротивление контура. При этом принимались значения емкости, полученные непосредственным измерением, и напряжения в одиночном разряде, измеренного с помощью указанного выше АЦП. Неточность одноразового измерения напряжения не превышает 0.3%. В дальнейшем при обработке экспериментальных результатов полученная таким образом теоретическая форма импульса используется в качестве "стандартной", исходя из получаемого среднего значения напряжения на конденсаторной батарее.

Особенность методики состоит в необходимости точного определения времени пролета нейтронов от образца до детектора, т.е. определения длины волны нейтронов, чтобы корректно "спроектировать" импульс магнитного поля на временной спектр регистрируемых нейтронов. С целью проверки и уточнения этого временного сдвига в случае Cr_2O_3 , когда угол рассеяния был около 90° , были измерены спектры дифракционного отражения (224) при трех расстояниях между образцом и детектором, без изменения положения образца, с шириной каждого временного канала 4 мкс и совмещением спектров получено уточненное значение скорости нейтронов ($\lambda = 1.882 \text{ \AA}$) и соответствующее время пролета эффективного расстояния от образца до детектора (2.17 м), равное 1031 ± 2 мкс. В случае $\alpha-Fe_2O_3$ при измерении дифракционного отражения (333) угол рассеяния 2θ составлял около 169.2° (отсчитано от углового положения детектора, определенного для измерений отражения (224) в случае Cr_2O_3). При этом λ , исходя из известных параметров кристаллической структуры, равно 3.04 \AA , и поэтому направление первичного пучка нейтронов в зеркальном нейтронводе несколько отличается от соответствующего направления для Cr_2O_3 , но время пролета от образца до детектора пренебрежимо мало зависит от неточности определения угла рассеяния. Поэтому оно принято равным 1665 мкс (± 4 мкс).

Временное разрешение метода (и, соответственно, относительное разрешение по величине магнитного поля) практически определяется неопределенностью момента регистрации нейтронов из-за конечной эффективной толщины детектора. Толщина газового объема детектора в пучке нейтронов равна 0.02 м, но т.к. эффективность его для используемых нейтронов близка к $85 + 90 \%$, можно считать, что эффективная толщина не превышает 0.01 м, т.е. возможное разрешение не превышает 5 и 8 мкс, соответственно для Cr_2O_3 и $\alpha-Fe_2O_3$.

Так как временная задержка импульса магнитного поля и задержка при измерении временного спектра нейтронов относительно стартового импульса реактора задавались различными устройствами с различными кварцевыми генераторами, была выполнена проверка временных шкал этих устройств и учтена соответствующая поправка при обработке экспериментальных данных (например, при задании задержки на временном кодировщике ВКП-4 в виде $128 \text{ мкс} \times 200$ действительная задержка была на 120 мкс меньше, причем реальная ширина каждого канала во временном спектре на 0.1% меньше заданной ширины). С целью дополнительной проверки правильности привязки магнитного импульса к нейтронному спектру были проведены контрольные измерения, в которых при параметрах ВКП-4, соответствующих рабочим измерениям, задержка магнитного поля, задаваемая в блоке управления магнитной установки, была увеличена на 1031 и 1665 мкс, соответственно, а импульс, соответствующий началу магнитного импульса, подавался на детекторный вход кодировщика. Во всех случаях он попадал именно в тот канал, который получался в расчетах с учетом неточностей в работе блока управления установки и временного кодировщика (при ширине канала 4 мкс).

На рис.1 представлена серия из четырех зависимостей изменения отражающей способности $(I_n - I_0)/I_0$ (I_n и I_0 - нейтронограммы с полем и без поля, соответственно) от номера канала при ширине одного канала $\tau = 8$ мкс, полученная для дифракционного отражения (224) монокристалла Cr_2O_3 при $T = 136 \text{ K}$, $\theta = 90^\circ$, $\alpha = +1^\circ$. Характер этих зависимостей соот-

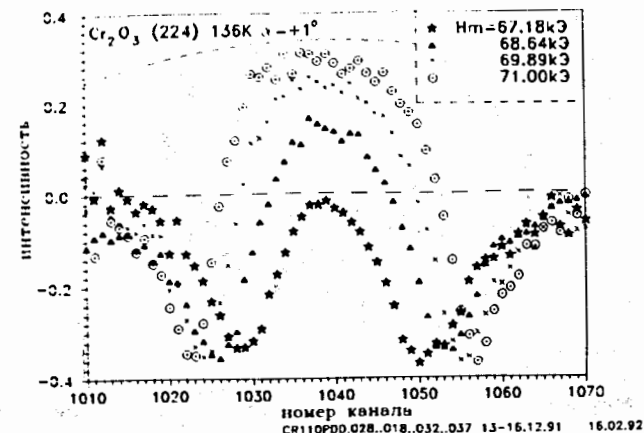


Рис.1. Разностные нормированные нейтронограммы для Cr_2O_3 , полученные при $2\theta = 90^\circ$, $\tau = 8$ мкс и указанных амплитудах импульсов магнитного поля. Пунктирной линией показано в относительных единицах изменение магнитного поля.

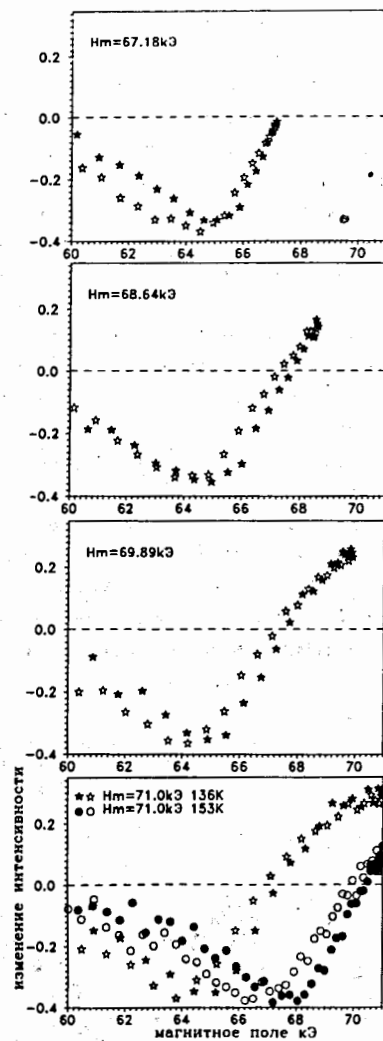


Рис. 2. Зависимости интенсивности от поля для Cr_2O_3 , соответствующие нейтронограммам на рис. 1. Кроме того, на рис. 2г приведены данные, полученные при $T = 153$, $\tau = 4$ мкс и неизменных прочих параметрах.

ветствует повороту вектора антиферромагнетизма 1 против часовой стрелки при увеличении поля и обратному повороту на спаде импульса поля, что, в свою очередь, обеспечивалось поворотом оси магнита относительно первоначального направления вектора 1 на 1° по часовой стрелке. Длительность импульса T_H по основанию при этом составляла 1000 мкс (этому соответствуют электрические параметры установки: $C = 5.3075$ мФ, $L = 18.687$ мкГ, $R = 17.2$ МОм). Соответствующие рис. 1 зависимости отражающей способности от величины поля при различных амплитудах импульса приведены на рис. 2. Возрастанию поля соответствуют точки, показанные сплошными значками, а уменьшению поля - значками с просветами. Кроме того, на рис. 2г приведена зависимость от поля, полученная при температуре $T = 153$ К, $\tau = 4$ мкс и неизменных других параметрах измерений.

В случае гематита отражение (333) связано только с магнитным взаимодействием, поэтому интенсивность его без магнитного поля при температуре $T < T_N = 260$ К равна нулю. На рис. 3 представлена часть серии нормированных нейтронограмм отражения (333) в магнитном поле, полученной при $T = 199$ К, $\alpha = 0 \pm 0.25^\circ$, $\tau = 4$ мкс, $T_H = 737$ мкс ($C = 2.895$ мФ, $L = 18.65$ мкГ, $R = 22.2$ МОм). Нормировка в данном случае состояла в делении полученных при различных амплитудах поля спектров на нейтронограмму, соответствующую максимальной амплитуде, в представленной серии равной

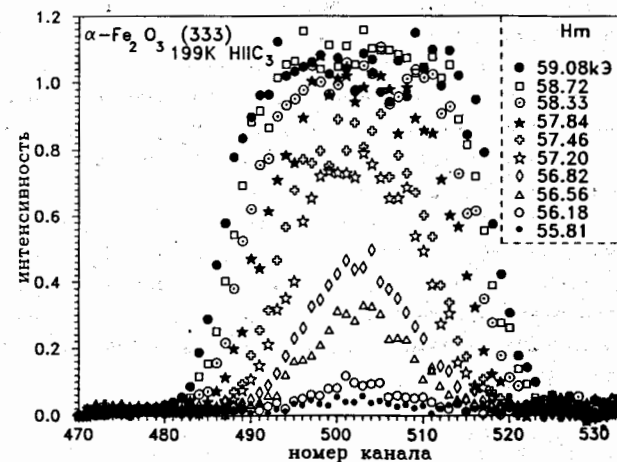


Рис. 3. Часть серии разностных нормированных нейтронограмм для гематита, полученных при $2\theta = 169.2^\circ$, $\tau = 4$ мкс, в поле, параллельном оси симметрии кристалла.

64.8 кЭ (с предварительным вычитанием из каждого спектра фоновой подложки). Необходимости в отклонении направления поля от оси симметрии кристалла при измерении отражения (333) нет, т.к. разделение кристалла на домены при повороте вектора \mathbf{l} к плоскости (333), обусловленное неоднородностью поля в объеме образца, не влияет на интенсивность этого отражения.

Соответствующие этой серии зависимости интенсивности от поля показаны на рис.4 и 5. Кроме того, на рис.6 представлены зависимости интенсивности от поля для гематита, полученные при условиях: $T = 156$ К, $\alpha = 0$, $\tau = 8$ мкс, $T_H = 1000$ мкс.

Общей особенностью представленных результатов для Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ является наличие динамического гистерезиса в зависимости интенсивности от величины магнитного поля. Характер изменения петли гистерезиса при увеличении амплитуды импульса хорошо проиллюстрирован на рис.4, из которого следует, в частности, что установление равновесного направления для вектора \mathbf{l} не успевает за изменением магнитного поля. При относительно небольших значениях амплитуды, например при 56.56 и 56.82 кЭ, интенсивность продолжает увеличиваться даже при уменьшении величины поля после достижения максимального значения. Петля гистерезиса расширяется, но при достаточно большой амплитуде поля приобретает предельную ширину и форму (см. рис.5). Проявляется значительная температурная зависимость процесса переориентации в магнитном поле, как, например, на рис.2г в случае Cr_2O_3 или видно из сопоставления рис.4 и 6, полученных при $T = 199$ К и 156 К, соответственно, для гематита. На рис.6 показано, как смещается петля гистерезиса при изменении температуры всего на 1.5 К. При повышении температуры процесс переориентации с гистерезисом перемещается в область больших значений поля в случае Cr_2O_3 и к меньшим полям для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, что, по крайней мере, качественно соответствует магнитным фазовым диаграммам этих веществ.

Отметим, что поведение кристалла во внешнем поле существенно зависит от угла между направлением поля и осью симметрии. При увеличении этого угла, как и следовало ожидать, интенсивность рассеяния нейтронов начинает заметно изменяться при меньших значениях поля, но это изменение продолжается до больших значений поля (см., например, данные на рис.2, соответствующие углу $\alpha = +1^\circ$).

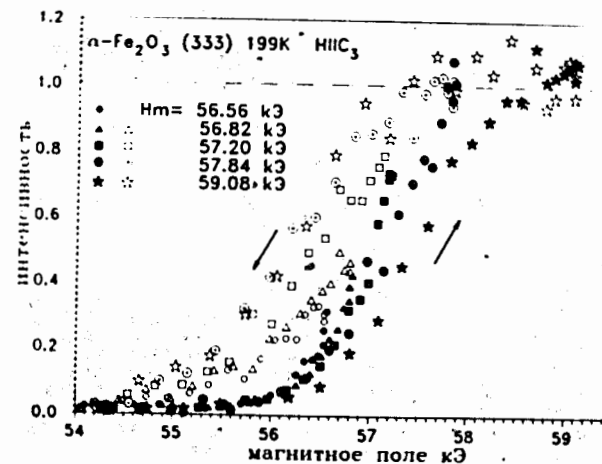


Рис.4. Зависимости интенсивности от поля для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ с указанными амплитудами импульсов поля, соответствующие нейтронограммам на рис.3.

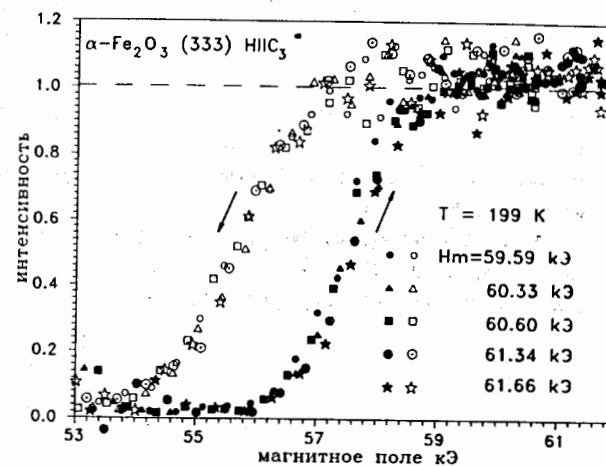


Рис.5. Зависимости интенсивности от поля для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, соответствующие серии, частично представленной на рис.3, с относительно большими амплитудами импульсов поля.

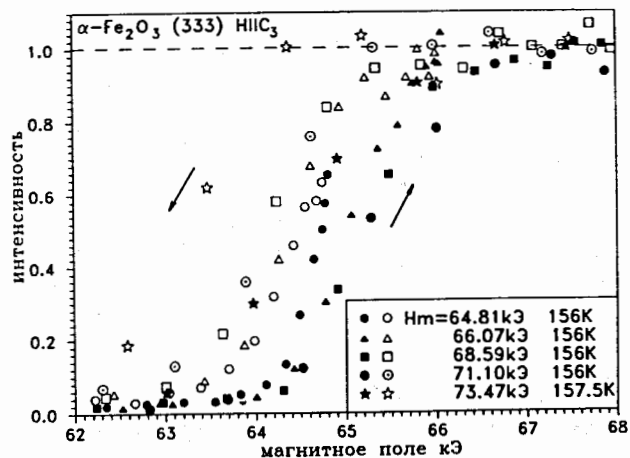


Рис. 6. Зависимости интенсивности от поля для гематита, полученные при $T = 156 \text{ K}$, $\tau = 8 \text{ мкс}$. Здесь же представлены данные, соответствующие $T = 157.5 \text{ K}$, $H_m = 73.47 \text{ кЭ}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Георгиев, Ким Чир Сен, С.Низиол, В.В.Нитц, А.А.Яковлев, ОИЯИ, P14-89-578, Дубна, 1989.
2. Д.Георгиев, В.В.Нитц, А.А.Сиротин, ОИЯИ, P14-92-399, Дубна, 1992.
3. В.Н.Ананьев и др., ОИЯИ, P13-89-517, Дубна, 1989.
4. Г.А.Вареник и др., ОИЯИ, P13-89-518, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1992 года.

Георгиев Д., Нитц В.В., Сиротин А.П.

P14-92-401

Гистерезисные явления при спин-флоп-переходе, индуцированном импульсным магнитным полем

Представлены экспериментальные данные по дифракции нейтронов на монокристаллах Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, в которых индуцировался спин-флоп-фазовый переход импульсным магнитным полем. Проявился динамический гистерезис в зависимости интенсивности рассеяния нейтронов от величины поля, связанный с тем, что процесс установления равновесного направления для намагниченностей подрешеток отстает от изменения магнитного поля. При относительно больших значениях амплитуды импульсов поля, что обеспечивает большую скорость изменения поля при фазовом переходе, петля гистерезиса приобретает предельную величину и форму. Зависимости процесса фазовой перестройки от температуры образца соответствуют различиям в фазовых диаграммах этих веществ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Georgiev D., Nietz V.V., Sirotin A.P.

P14-92-401

Hysteresis Phenomena at Spin-Flop Transition Induced by the Pulsed Magnetic Field

The experimental results of neutron diffraction on single crystals of Cr_2O_3 and $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ in which spin-flop transition is induced by the pulsed magnetic field are presented. The dynamic hysteresis arises in the measurements of the dependence of neutron scattering intensity on a field value; it is connected with the fact that the process of reaching equilibrium for sublattices magnetisations lags behind the change of the magnetic field. At a relatively high amplitude of field pulses, providing high rate of change of the field at phase transition, the hysteresis loop takes a limiting value and form. The dependences of phase reorientation on sample temperature correspond to the distinctions of phase diagrams of these substances.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992