

УДК 539.27

НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ  
СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*В.В.Нитц*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	846
МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА $\alpha$ – $\text{Fe}_2\text{O}_3$ И $\text{Cr}_2\text{O}_3$ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	857
НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ИБР	867
РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЗАРОДЫШАХ НОВОЙ ФАЗЫ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА	869
Физические основания.	869
Наблюдение дифракции на зародышах новой фазы при индуцированном фазовом переходе в гематите.	873
ДИНАМИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ	886
Спин-флоп переход [20,21].	887
Фазовый переход в гематите в магнитном поле, перпендикулярном ромбоэдрической оси.	894
АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ОРТОФЕРРИТЕ ГОЛЬМИЯ [24]	897
ДИФРАКЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ НА НЕЙТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ В КЕК	902
Антиферромагнитное соединение $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$	903
Кристалл $\text{CsCuCl}_3$	904
Кристалл $\text{DyAg}$	907
ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ НА TRIGA-РЕАКТОРЕ [41]	908

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ	909
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	910

УДК 539.27

## НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*В.В.Нумц*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены методические основы нейтронных исследований магнитных свойств кристаллических веществ с использованием импульсного магнитного поля и проведен анализ возможностей применения в этой области различных нейтронных источников. Сделан обзор основных физических результатов. Основные исследования на импульсных реакторах ОИЯИ (ИБР, ИБР-30, ИБР-2) связаны с кинетикой ориентационных фазовых переходов первого рода, индуцированных в монокристаллах (наблюдение процессов трансформации зародышей новой фазы, обнаружение и изучение динамического гистерезиса), а также с измерением антиферромагнитного упорядочения, индуцированного внешним магнитным полем. На нейтронном источнике в КЕК (Япония), работающем на основе протонного ускорителя, изучались магнитные фазовые переходы, индуцированные полем до 160 кЭ в нескольких магнитоупорядоченных веществах. На TRIGA-реакторе (Вена) в режиме одиночных вспышек мощности выполнен эксперимент по наблюдению спин-флор-перехода в  $MnF_2$ .

Methodical bases for neutron researches of magnetic properties of crystal substances with use of a pulsed magnetic field and analysis of possible application of various neutron sources in this area are submitted. The review of the most interesting physical results is presented. Main investigations on pulsed reactors of JINR (IBR, IBR-30, IBR-2) are researches on kinetics of the first order reorientational phase transitions induced in single crystals (supervision of transformation processes of the new phase domains, observation and study of a dynamic hysteresis), and also measurement of antiferromagnetic ordering induced by an external magnetic field. Magnetic phase transitions, induced by a field up to 160 kOe in several magnetic ordering substances, were studied on the pulsed neutron source used on the basis of proton accelerator in KEK (Japan). Experiment on observation of spin-flop transition in  $MnF_2$  was carried out on TRIGA-reactor in Vienna in a mode of single flashes of power.

### 1. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Преимущества использования в физике конденсированных сред рассеяния нейтронов в сочетании с магнитным полем связаны, прежде всего, с уникальными возможностями применения дифракции нейтронов для изучения структуры кристаллических веществ. Такие «классические» методы, как измерение намагниченности, магнитострикции, магнитотеплового эффекта,

магнитного резонанса, часто не дают полного представления об истинной кристаллической структуре фазовых состояний вещества, а если и позволяют получить исчерпывающую картину, то только после всестороннего исследования с использованием различных взаимно дополняющих методов. И только дифракция нейтронов дает однозначную информацию о структуре, кристаллической и магнитной, различных фазовых состояний и различных компонентов вещества и об ее изменении при действии внешнего поля.

Постоянное магнитное поле широко используется в нейтронных исследованиях на стационарных реакторах. Но величина поля при этом, за очень редким исключением, не превышает 100 кЭ, что обусловлено значительными техническими сложностями, которые возникают при попытке повысить этот порог в нейтронных экспериментах. В свою очередь, довольно распространенным является использование в магнитных измерениях импульсного магнитного поля с амплитудой до нескольких сотен килоэрстед. Однако применение импульсного поля в нейтронных исследованиях связано с необходимостью иметь достаточно высокие мгновенные потоки нейтронов и с созданием импульсных магнитных установок, существенно превышающих по сложности и по мощности аналогичные установки, используемые в магнитных (не нейтронных) измерениях.

В нейтронных исследованиях магнитных свойств конденсированных сред на импульсных источниках с импульсным магнитным полем используется метод времени пролета [1–5]. Определенным образом ориентированный монокристаллический образец помещается в «белый» пучок нейтронов. С помощью детектора, установленного под заданным углом к первичному пучку, получают временной спектр рассеянных нейтронов, состоящий из набора дифракционных пиков (рис. 1,б). На рис. 1,а показана геометрия измерений с предварительной монохроматизацией нейтронов (обе геометрии использовались в измерениях на импульсном реакторе ИБР-30). Обычно ширина каждого пика составляет 100–300 мкс, в зависимости от длительности вспышки нейтронного источника. Импульс магнитного поля длительностью 0,5–3 мс синхронизируют с дифракционным пиком, чувствительным к полю. В ряде работ, особенно в тех случаях, когда мощность нейтронного источника невелика, используется импульс поля синусоидальной формы с длительностью, существенно превышающей ширину дифракционного пика, максимум которого совпадает во времени с вершиной синусоиды, чтобы можно было пренебречь изменением поля в пределах пика. На рис. 2 показано временное соответствие между получаемым спектром нейтронов и импульсом поля, совмещенным с исследуемым пиком (в действительности, конечно, импульс прикладывается с опережением на время, равное времени пролета нейтронов от образца до детектора). В таких измерениях определяется зависимость площади пика от амплитуды импульса поля. Большая часть токового импульса при этом идет лишь на нагрев магнита, что сильно ограничивает

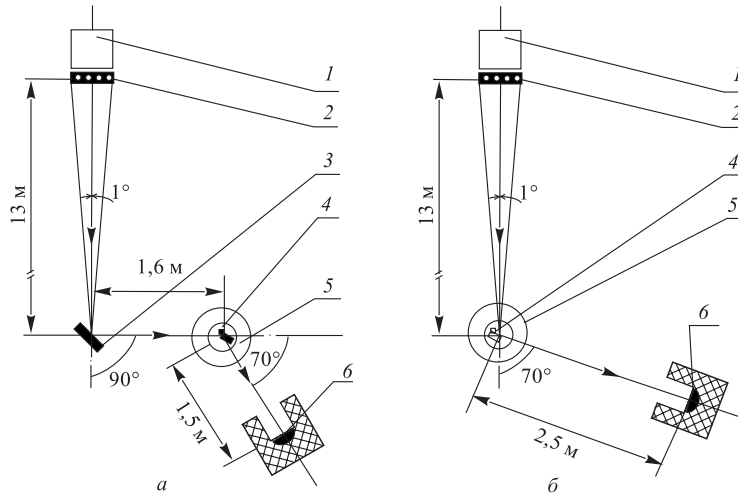


Рис. 1. Геометрия экспериментов с импульсным полем на ИБР-30: 1 — активная зона реактора, 2 — замедлитель нейтронов, 3 — кристаллический монокроматор, 4 — монокристаллический образец, 5 — импульсный магнит, 6 — детектор нейтронов

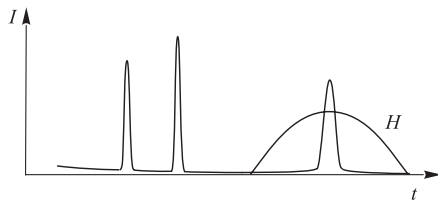
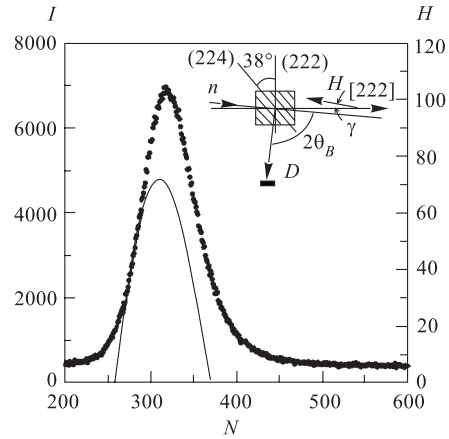


Рис. 2. Временное соответствие между спектром рассеянных нейтронов и импульсом магнитного поля в случае измерения зависимости площади дифракционного пика от амплитуды импульсов

возможную частоту импульсов поля, не позволяя приблизиться к частоте всплеск источника нейтронов. Более прогрессивным является метод, в соответствии с которым длительность импульса магнитного поля сравнима по величине с шириной дифракционного отражения (см. рис. 3). В связи с этим остановимся на вопросе о временном и полевом разрешении при работе с импульсным полем [6,7].

При определении зависимости интенсивности от величины поля нет необходимости в существенном увеличении длительности магнитных импульсов. При быстром изменении состояния образца временное разрешение и связанное с ним разрешение по величине поля определяются лишь степенью перемешивания информации при передаче ее нейтронами от образца к регистрирующей системе. Это перемешивание связано, прежде всего, с некогерентностью  $\Delta\lambda$  нейтронов, которые рассеиваются на образце в каждый момент времени. Нейтроны с различными длинами волн из этого диапазона,

Рис. 3. Временное соответствие между дифракционным отражением (224) для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и импульсом магнитного поля. Определяются интенсивность и величина поля в каждом временном канале. Ширина временного канала  $\tau = 4$  мкс. Длительность магнитного импульса 455 мкс. На вставке показана геометрия измерений;  $\gamma$  — угол между направлением магнитного поля и ромбоздрической осью в горизонтальной плоскости



воспринявшие информацию о каком-либо моменте переходного процесса, далее «размазывают» ее по времени регистрации за счет различного времени пролета расстояния от образца до детектора. Величина  $\Delta\lambda$  определяется коллимацией пучков и мозаичностью монокристалла, а также диапазоном длин волн нейтронов, падающих в каждый момент времени на образец, в случае импульсного характера «белого» первичного пучка. Кроме того, на временном разрешении проявляется неопределенность в пролетном расстоянии между точками рассеяния и регистрации нейтронов детектором. В результате, если  $L_1$  — расстояние между источником нейтронов и образцом,  $L_2$  — среднее расстояние между образцом и детектором, то временное разрешение

$$\Delta t = c\sqrt{(L_2\Delta\lambda)^2 + (\lambda_0\Delta L_2)^2}, \quad (1)$$

где

$$\Delta\lambda = \left[ \left( \frac{cL_1}{\tau_s} \right)^2 + \left( \frac{\text{tg } \theta_B}{\lambda_0\Delta\theta_B} \right)^2 \right]^{-0,5},$$

$\tau_s$  — длительность вспышки источника нейтронов (в мкс),  $\lambda_0$  — средняя длина волны (в  $\text{\AA}$ ),  $\Delta\theta_B$  — неопределенность в значении угла Брэгга, связанная с мозаичностью кристалла и коллимацией пучков,  $\Delta L_2$  — неопределенность в пролетном расстоянии, обусловленная размерами образца и толщиной детектора,  $c = 2,52 \text{ мкс} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . В соответствии с (1) можно достигнуть временного разрешения, равного 2–4 мкс (в зависимости от средней длины волны).

Соответственно для синусоидального импульса с амплитудой  $H_m$  и длительностью (по основанию)  $T_H$  разрешение по величине поля равно

$$\frac{\Delta H}{H_m} = \frac{\pi}{T_H} \Delta t \left| \cos \pi \frac{t}{T_H} \right|. \quad (2)$$

Если длительность импульса поля равна 1–2 мс, можно без особых затруднений иметь полевое разрешение около 1 % (конечно, при условии, что ширина одного канала временного анализатора не превышает величину  $\Delta t$ ).

Практически импульс поля и дифракционный пик могут быть близкими по длительности. Интенсивности в каждом канале временной развертки спектра соответствует свое значение магнитного поля. В результате сразу в каждом измерении получается зависимость отражающей способности кристалла от поля, изменяющегося в соответствии с формой магнитного импульса.

Однако очевидно, что уменьшение длительности магнитных импульсов допустимо только в тех случаях, когда определяется магнитная структура стационарных состояний, устанавливающихся с малым временем релаксации. При относительно медленных процессах релаксации необходимо уменьшать скорость изменения поля.

Отметим, что при дифракции рентгеновских лучей, например, с использованием источника синхротронного излучения, отпадают ограничения в разрешении, вызванные некогерентностью регистрируемого излучения и конечностью размеров образца и детектора. В этом случае временное разрешение и, соответственно, разрешение по величине приложенного к исследуемому образцу внешнего импульсного воздействия будут определяться только временной дискретностью регистрации излучения, т.е. эффективной шириной временного канала при определении временной зависимости интенсивности рассеянного излучения, и длительностью электронного импульса от каждого кванта излучения. Эти величины могут быть сведены к десятым долям микросекунды.

Первая работа по использованию импульсного поля в дифракционных исследованиях была выполнена в 1968 г. в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. На импульсном реакторе периодического действия ИБР была создана импульсная магнитная установка ИМУ-1 и при мощности реактора 6 кВт в режиме редких вспышек  $0,2 \text{ с}^{-1}$  проведены измерения магнитной структуры гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) в поле до 120 кЭ [3,8]. Отметим, что максимальное магнитное поле в постоянном режиме, используемое в то время при дифракции нейтронов на стационарных реакторах, не превышало 45 кЭ.

С запуском в ОИЯИ более мощных импульсных реакторов (ИБР-30, ИБР-2) создавались, соответственно, более совершенные нейтронные спектрометры с импульсным магнитным полем (СНИМ-1, СНИМ-2). На спектрометре СНИМ-1 [9], используемом на ИБР-30 (мощность 25 кВт, частота вспышек  $3,8\text{--}5,2 \text{ с}^{-1}$ ), в 1974–1978 гг. был выполнен цикл исследований [9–14] по кинетике фазовой перестройки при фазовом переходе первого рода, индуцированном в монокристаллах импульсным полем до 90 кЭ. В этих экспериментах проявились уникальные возможности сочетания импульсного магнитного поля с дифракцией нейтронов в изучении процессов фазовой перестройки,

когда зародыши нового фазового состояния имеют микроскопические размеры порядка  $1000 \text{ \AA}$ .

К 1988 г. был создан спектрометр СНИМ-2 [15–18] для нейтронных исследований на реакторе ИБР-2 (2 МВт,  $5 \text{ с}^{-1}$ ). Использование реактора, мощность которого почти на два порядка больше, чем у ИБР-30, проводка пучка тепловых нейтронов по «изогнутому» зеркальному нейтроноводу, значительно большая мощность магнитной установки и автоматизация основных функций спектрометра позволили значительно расширить круг физических задач, которые могут решаться на спектрометре. В результате в настоящее время СНИМ-2 пригоден для проведения исследований в следующих областях:

- 1) магнитная структура фазовых состояний, индуцированных магнитным полем;
- 2) кинетика магнитных фазовых переходов, индуцированных импульсным полем в монокристаллических образцах;
- 3) динамика магнитной подсистемы фазовых состояний, индуцированных магнитным полем; в данном случае имеется в виду использование неупругого когерентного рассеяния нейтронов;
- 4) малоугловое критическое магнитное рассеяние нейтронов при фазовых переходах второго рода, индуцированных внешним магнитным полем (рассеяние вблизи дифракционных отражений от монокристаллов).

На СНИМ-2 выполнено несколько экспериментальных исследований с использованием дифракции на монокристаллических образцах. К основным из них можно отнести следующие:

- 1) наблюдение фазовой перестройки, осуществляющейся синхронно по объему монокристалла, при спин-флоп-переходе в коллинеарных антиферромагнетиках [19–21];
- 2) эксперименты по изучению динамического гистерезиса при спин-флоп-переходе, индуцированном импульсным полем, а также при фазовом переходе в гематите в поле, перпендикулярном ромбоэдрической оси кристалла [22,23];
- 3) изучение антиферромагнитного упорядочения, индуцированного внешним магнитным полем в  $\text{HoFeO}_3$  [24]: в четырехподрешеточной подсистеме железа индуцируется магнитный порядок с чередованием знаков магнитных компонент, отличающихся от основного антиферромагнитного порядка, свойственного этому соединению без магнитного поля, а в подсистеме гольмия индуцируется антиферромагнитное упорядочение ионов  $\text{Ho}^{+3}$ , находившихся первоначально в парамагнитном состоянии.

Эффекты по всем трем указанным пунктам, а также результаты по рассеянию нейтронов на зародышах нового фазового состояния исследовались только на спектрометрах СНИМ-1 и СНИМ-2 и не наблюдались какими-либо другими методами.



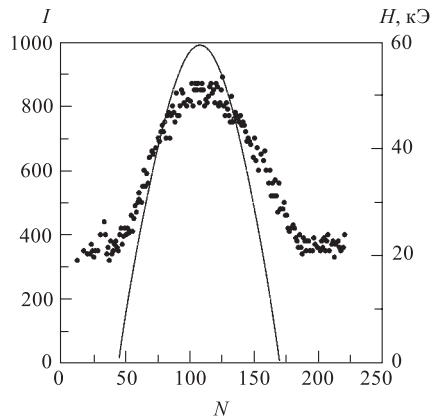


Рис. 4. Нейтронограмма для отражения (111) монокристалла  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ , помещенного в «белый» пучок стационарного реактора. Показан импульс магнитного поля.  $N$  — номер канала временного анализатора; ширина канала равна 20 мкс

С самого начала, т.е. с создания первого импульсного реактора периодического действия ИБР (в 1960 г.), и до недавнего времени преобладало мнение, что только на таких реакторах и источниках ускорительного типа (spallation sources) возможны и целесообразны дифракционные исследования с применением импульсного магнитного поля с амплитудой свыше 100 кЭ. В действительности временное и, соответственно, полевое разрешение зависят от длительности вспышки нейтронного источника только при очень коротких вспышках. Выражения (1) и (2) справедливы и в случае стационарного реактора ( $\tau_s \rightarrow \infty$ ). Помещая исследуемый монокристалл непосредственно в «белый» пучок реактора и располагая детектор на небольшом расстоянии от образца, можно получить временной

спектр дифракционного отражения с разрешением в несколько микросекунд.

При сопоставлении импульсного источника со стационарным реактором следует, конечно, принимать во внимание реальную мощность этого источника и частоту вспышек мощности. Нужно отметить, что до первых дифракционных измерений с импульсным полем на стационарном реакторе совершенно не очевидной была практическая возможность таких работ. В 1969 г. был выполнен эксперимент [25] с импульсным полем на нейтронном пучке стационарного реактора ВВР-С в Филиале ФХИ им. Л.Я.Карпова (Обнинск). На малогабаритной импульсной магнитной установке ИМУМ, установленной на одном из дифрактометров этого реактора, были проведены измерения с монокристаллом гематита. Азотный криостат с образцом, введенным в импульсный магнит, устанавливался непосредственно в «белый» пучок реактора, и регистрировались нейтроны, рассеянные от плоскости (111) кристалла. Импульсы с детектора поступали в многоканальный временной анализатор, запуск которого синхронизировался с импульсами магнитного поля. Длительность импульса поля синусоидальной формы (по основанию) составляла 2,9 и 1,6 мс. В результате получался временной спектр, в котором на подложке, связанной с некогерентным упругим рассеянием, а также с неупругим рассеянием нейтронов, был значительный по величине пик когерентного рассеяния на плоскости (111), по форме показывающий изменение во времени отражаю-

щей способности кристалла, обусловленное действием магнитного поля. Для иллюстрации метода на рис. 4 приведен один из полученных в измерениях временных спектров. Монохроматичность рассеянных нейтронов обеспечивала достаточно хорошую зависимость изменения интенсивности в спектре от изменения состояния образца (в эксперименте временное и, соответственно, поле разрешения определялись длительностью каждого временного канала анализатора, равной 30 мкс). Следовало бы называть такие измерения «методом времени прилета нейтронов».

Эти измерения показали, в частности, что первые исследования с импульсным полем [4,8], проведенные в 1968 г. на реакторе ИБР, с немалым успехом могли быть выполнены тогда и на обычном стационарном реакторе. Использование импульсного поля на стационарном реакторе имеет некоторые преимущества перед импульсными источниками: можно одновременно выполнять измерения дифракционных отражений от нескольких кристаллографических плоскостей, получая, таким образом, трехмерное представление об изменении ориентации магнитных моментов. Метод времени прилета не получил до сих пор практического применения в исследованиях, но, несомненно, является перспективным для исследований с импульсным полем на мощных стационарных реакторах и на импульсных источниках с большой длительностью вспышки мощности.

Наряду с исследованиями на импульсных реакторах ОИЯИ с импульсным полем, не достижимым в стационарном режиме, некоторые из работ послужили началом нового экспериментального направления в применении нейтронного рассеяния для исследования конденсированных сред — изучения кинетики фазовой перестройки при фазовых переходах первого рода в монокристаллах. Применение магнитного поля в виде коротких импульсов, в ряде случаев лучше прямоугольной формы, диктуется при этом самой физической задачей. Во многих случаях нет необходимости иметь для таких задач слишком большое по величине поле и поэтому такие исследования с временным разрешением до нескольких микросекунд могли бы успешно выполняться не только на импульсном нейтронном источнике, но и на стационарных реакторах с умеренной мощностью.

До 1990 г. нейтронные исследования с импульсным магнитным полем в ОИЯИ оставались единственными в мире. С 1991 г. стали появляться публикации [26–30] о дифракционных исследованиях с импульсным магнитным полем на нейтронном источнике, работающем на основе протонного ускорителя в КЕК (Япония). Несмотря на значительно меньший, чем на ИБР-2, импульсный поток тепловых нейтронов (приблизительно на два порядка), за 7–8 лет на дифрактометре MRP были проведены успешные исследования магнитных фазовых переходов в  $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{CsCuCl}_3$  и  $\text{DyAg}$  [31–39]. При этом использовалось импульсное поле с амплитудой, достигающей 160 кЭ.

Отметим еще эксперимент с импульсным полем, выполненный на стационарном реакторе типа TRIGA (Вена) в 1995 году [40,41]. В методическом отношении он аналогичен измерениям с гематитом на реакторе ВВР-С [25]. Измерения проводились с монокристаллом антиферромагнетика  $MnF_2$ . Только в этом случае использовался реактор не в стационарном режиме, а в режиме одиночных вспышек мощности, до 400 МВт в импульсе при длительности вспышки около 40 мс (в нормальном стационарном режиме реактор имеет 250 кВт), и, кроме того, образец помещался не в «белый» пучок реактора, как в [25], а в монохроматический, после кристаллического монохроматора. Работа с однократными, т.е. с редко повторяющимися импульсами магнитного поля, значительно облегчала решение проблемы охлаждения магнита и образца, позволяя перед самой вспышкой реактора и импульсом поля удалять систему азотного охлаждения импульсного магнита и тем самым освобождать трассу для прохождения нейтронов. Дальнейших дифракционных экспериментов с импульсным полем на TRIGA-реакторе не производилось. Очевидно, это связано с малой интенсивностью нейтронов при работе в монохроматическом первичном пучке и с невозможностью частых повторений режима одиночных вспышек на этом реакторе. Тем не менее подобные измерения с импульсным полем представляются перспективными. Помещение исследуемого образца непосредственно в «белый» пучок нейтронов могло бы привести к повышению интенсивности на один-два порядка. Кроме многочисленных реакторов типа TRIGA, допускающих режим одиночных вспышек мощности, существуют специализированные импульсные реакторы, работающие в однократном режиме и имеющие большой мгновенный поток тепловых нейтронов. К ним относится, например, реактор БИГР [42] с длительностью вспышки 2 мс и пиковым потоком тепловых нейтронов  $10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что более чем на два порядка выше, чем у ИБР-2.

Сравнительные характеристики различных источников нейтронов (возможности дифракционных исследований с импульсным магнитным полем) приведены в табл. 1 [7].  $P_1$  — это количество нейтронов, падающих на образец за время одного импульса магнитного поля, отнесенное к единичному интервалу по длине волны (при  $\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$ );  $\Delta\lambda_m = \lambda_0 \eta / \text{tg } \theta_0$  — диапазон длин волн нейтронов, рассеиваемых на кристалле с мозаичностью  $\eta = 1'$ , при заданном направлении падения на образец и угле Брэгга  $\theta_0 = 45^\circ$ . Следовательно, величина  $P_1 \Delta\lambda_m$  равна числу нейтронов, рассеянных кристаллом за время одного импульса поля при коэффициенте отражения, равном единице. Этот параметр может служить для сравнения различных источников. Тип замедлителя нейтронов указан в скобках. В тех случаях, когда не указан временной интервал, предполагается, что импульс поля по времени охватывает длительность вспышки источника нейтронов.

В третьей колонке приведены данные для дифракционной установки с импульсным полем, проектируемой на источнике ускорительного типа в

Таблица 1. Сравнение интенсивностей для нейтронных источников при использовании их с импульсным полем

Параметры	СНИМ-2, ИБР-2	NSPM, LANSCE (проект)	БИП, Арзамас-16	НФР, Гренобль	ESS (проект)
Пиковая плотность потока нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$7 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^{18}$	$1,5 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{16}$
Длительность вспышки $\tau_s$ , мкс	300	500	2000		70
Частота вспышек, $\text{с}^{-1}$	5	20	$\cong 1$ имп./сут		50
Средняя плотность потока тепловых нейтронов на образце, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$4 \cdot 10^6$ ( $\text{H}_2\text{O}$ зам.)	$1,47 \cdot 10^7$ (20 К, $\text{H}_2$ зам.)		$10^9$	$10^9$
$P_1(3 \text{ \AA}), \text{см}^{-2} \cdot \text{\AA} \cdot \text{имп.}^{-1}$	$7,5 \cong 10^5$ (60 К, $\text{C}_2\text{H}_4$ зам.)	$0,9 \cdot 10^5$ ( $\text{H}_2$ зам.)	$1,75 \cdot 10^9$ (за 2 мс)	$3 \cdot 10^6$ (за 5 мс)	$2,6 \cdot 10^6$ ( $\text{H}_2$ зам.)
$P_1 \Delta \lambda_m(3 \text{ \AA}), \text{см}^{-2} \cdot \text{имп.}^{-1}$ ( $\theta_0 = 45^\circ, \Delta \theta_m = 1'$ )	650 (60 К, $\text{C}_2\text{H}_4$ зам.)	75 ( $\text{H}_2$ зам.)	$3,2 \cdot 10^5$ (за 2 мс)	$2,4 \cdot 10^3$ (за 5 мс)	$2 \cdot 10^3$ ( $\text{H}_2$ зам.)

Лос-Аламосе (США) [43,44]. Главным образом, из-за большей, чем на ИБР-2, частоты вспышек этого источника, параметр  $P_1\Delta\lambda_m$  при  $\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$  на NSPM (так можем условно назвать эту установку) приблизительно в 8 раз меньше, чем на спектрометре СНИМ-2 ИБР-2 (как уже отмечалось, на СНИМ-2 используется «изогнутый» зеркальный нейтроновод, обрезающий спектр нейтронов при  $\lambda \cong 0,85 \text{ \AA}$  со стороны меньших длин волн).

В трех последних колонках приведены данные, которые не относятся к действующим или проектируемым спектрометрам с импульсным полем, но лишь свидетельствуют о принципиальной возможности проведения таких работ. Для реактора БИГР большая величина параметра  $P_1\Delta\lambda_m$  обусловлена не только большим пиковым потоком нейтронов, но и более эффективным использованием каждого импульса поля за счет большей длительности вспышки мощности ( $\tau_s \cong 2000$  мкс). Получение больших импульсов магнитного поля с длительностью меньшей, чем 1 мс, связано с немалыми техническими трудностями. Поэтому на реакторе ИБР-2, длительность вспышки которого составляет около 300 мкс, обычно значительная часть импульса идет лишь на нагрев магнита. Из сопоставления данных следует, что информация, получаемая на СНИМ-2 за тысячу импульсов магнитного поля, при использовании БИГР может быть получена всего за два импульса с такой же амплитудой и длительностью. Конечно, несопоставимы длительности измерений на нейтронных источниках циклического действия и реакторах типа БИГР (частота повторений вспышек на БИГР порядка одной вспышки в сутки). Поэтому на этих реакторах имеет смысл производить физические измерения, прежде всего, в таких полях, для которых магниты из-за ограничений в усталостной прочности могут выдерживать сравнительно небольшое число импульсов. Практически это означает возможность исследований в полях до 500 кЭ и даже больше. Как уже отмечалось, дополнительным преимуществом реакторов, работающих в таком режиме, по сравнению с импульсными циклическими реакторами, источниками на основе ускорителей или стационарными реакторами, является значительное упрощение проблем, связанных с охлаждением магнита и исследуемого образца.

В пятой колонке представлены оценки для наиболее интенсивного стационарного реактора HFR (57 МВт, Гренобль) (в соответствии с условиями на нейтронном пучке Н-22 [45]), на котором наилучшим образом достигается максимальная интенсивность пучков тепловых нейтронов. В данном случае величина интенсивности  $P_1$  приведена к 5 мс (длительность магнитных импульсов). Так как при такой длительности импульсов частота повторений была бы в десять раз меньше, чем при 0,5 мс на СНИМ-2, это означает, что при  $\lambda = 3 \text{ \AA}$  условия по интенсивности для работы с импульсным полем на HFR лишь в несколько раз хуже, чем на наиболее мощном в настоящее время импульсном источнике — реакторе ИБР-2.

Наконец, в шестой колонке приведены также оценки по интенсивности на одном из проектируемых нейтронных источников на основе ускорителя — «European Spallation Source» (ESS) [46]. В данном случае нейтронный поток указан в случае использования нейтронного зеркального нейтроновода, как на реакторах ИБР-2 и HFR.

Приведенные оценки для различных источников нейтронов следует рассматривать прежде всего как прогнозы пока не реализованных возможностей. Из сказанного выше следует, что реальные физические исследования проводились только на импульсных реакторах ОИЯИ и продолжаются на импульсном источнике на основе протонного ускорителя в КЕК (Япония). Далее будут рассмотрены основные научные результаты этих исследований и несколько подробнее — эксперимент с импульсным полем на венском реакторе [40,41].

## 2. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ И $\text{Cr}_2\text{O}_3$ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Значительная часть экспериментальных исследований с импульсным полем на импульсных реакторах была выполнена с гематитом ( $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ ) и окисью хрома ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ). Поэтому рассмотрим основные свойства этих веществ, связанные с поведением во внешнем магнитном поле. Оба они относятся к ромбоэдрической системе и расположение их атомов обладает симметрией пространственной группы  $D_{3d}^6 - R\bar{3}c$ . Для гематита температура Нееля  $T_N = 950$  К, для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$   $T_N = 210$  К. Каждая ромбоэдрическая ячейка содержит четыре магнитных иона  $\text{Fe}^{+3}$  или  $\text{Cr}^{+3}$ , расположенных на оси  $C_3$  (о магнитной структуре этих соединений см. [47–49]). На рис. 5 показано расположение магнитных ионов относительно элементов симметрии и характер чередования знаков моментов. В дальнейшем вместо векторов  $\mathbf{M}_i$  четырех подрешеток используем векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма:

$$\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4)(4M_0)^{-1}, \quad \mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4)(4M_0)^{-1},$$

$$\mathbf{n} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4)(4M_0)^{-1}, \quad \mathbf{p} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4)(4M_0)^{-1},$$

где  $M_0$  — намагниченность каждой подрешетки, и прямоугольную систему координат с осью  $x$ , направленной по оси  $C_2$ , и осью  $z$ , параллельной оси  $C_3$ .

Термодинамический потенциал для гематита, с учетом только тех инвариантов, которые могут понадобиться в дальнейшем рассмотрении, представлен в следующем виде [50]:

$$\Phi = \frac{B}{2}m^2 + \frac{D}{2}(\mathbf{l}\mathbf{m})^2 - \frac{a}{2}l_z^2 - \frac{g}{4}l_z^4 + \beta(l_x m_y - l_y m_x) - (\mathbf{m}\mathbf{H}) +$$

$$+\frac{d}{2i} [(l_x + il_y)^3 - (l_x - il_y)^3] l_z. \quad (3)$$

После минимизации по  $\mathbf{m}$  получаем

$$\Phi(\vartheta, \varphi) = -\frac{a}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{g}{4} \cos^4 \vartheta - \frac{\tilde{H}_{\parallel}^2}{2(B+D)} - \frac{\tilde{H}_{\perp}^2}{2B} + d \sin^3 \vartheta \cos \vartheta \sin 3\varphi, \quad (4)$$

где  $\vartheta$  — угол между вектором  $\mathbf{l}$  и осью  $z$ ,  $\varphi$  — угол между проекцией вектора  $\mathbf{l}$  на плоскость  $(x, y)$  и осью  $x$ ;  $\tilde{H}_{\parallel}$  — проекция эффективного магнитного поля ( $\tilde{H}_x = H_x + \beta \sin \vartheta \sin \varphi$ ,  $\tilde{H}_y = H_y - \beta \sin \vartheta \cos \varphi$ ,  $\tilde{H}_z = H_z$ ) на ось антиферромагнетизма:  $\tilde{H}_{\parallel} = (H_x \cos \varphi + H_y \sin \varphi) \sin \vartheta + H_z \cos \vartheta$ ;  $\tilde{H}_{\perp} = \sqrt{\tilde{\mathbf{H}}^2 - \tilde{H}_{\parallel}^2}$  — компонента этого поля, перпендикулярная оси антиферромагнетизма.

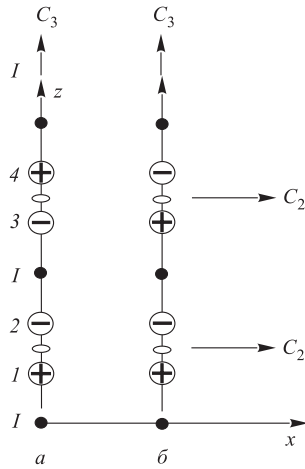


Рис. 5. Схема расположения магнитных ионов в элементарной ячейке кристалла с пространственной группой  $R\bar{3}c$  и выбор системы координат

$x$ ); этому состоянию соответствуют элементы симметрии  $(2_x^+ I^+)$  (состояние III). При этом  $l_y \neq 0, l_z \neq 0, m_x \neq 0, m_y = m_z = l_x = 0$ , причем компоненты  $l_z$  и  $m_x$ , обусловленные магнитными взаимодействиями, очень малы по отношению к  $l_y$ .

Из анализа фазовой диаграммы [51] следует, что в температурном диапазоне  $T_M < T < T_{M1} \cong 370$  К кристалл находится в фазовом состоянии III,

В гематите при температуре ниже точки Мориана,  $T < T_M = 260,5$  К, ось антиферромагнетизма совпадает с осью  $C_3$ . При этом осуществляется состояние симметрии  $(3_z^+ 2_x^+ I^+)$ , в котором  $l_x = l_y = 0, l_z \neq 0, \mathbf{m} = 0$ , следовательно,  $\mathbf{n} = \mathbf{p} = 0$  [50] (в скобках указываем элементы симметрии: ось третьего порядка, ось второго порядка, центр инверсии и четность относительно этих элементов симметрии (+ или -)). Обозначим это состояние как  $I_0$ . Выше  $T_M$  вектор  $\mathbf{l}$ , по крайней мере, с точностью до экспериментальных погрешностей, перпендикулярен оси  $C_3$ . При этом, вообще говоря, возможны два состояния.

1) Вектор  $\mathbf{l}$  направлен строго по оси второго порядка; этому состоянию соответствуют элементы симметрии  $(2_x^- I^+)$ , к основной компоненте  $l_x$  примешиваются относительно малые и не равные нулю компоненты  $m_y$  и  $m_z$ . В дальнейшем будем обозначать это состояние II.

2) Вектор  $\mathbf{l}$  перпендикулярен одной из трех осей второго порядка, лежащих в базисной плоскости (мы принимаем эту выделенную ось за ось

а в диапазоне  $T_{M1} < T < T_N$  — в состоянии II. Фазовые переходы в точках  $T_M$  и  $T_{M1}$  — переходы первого рода.

Так как компоненты векторов  $(l_y, m_x)$  и  $(l_x, m_y)$ , соответственно, преобразуются по одинаковым представлениям симметрии (см. рис. 5), из наличия одной из компонент пары с необходимостью следует ненулевое значение другой компоненты. Поэтому при  $T > T_M$ , наряду с компонентой вектора антиферромагнетизма, угол которой с ромбоэдрической осью равен  $90^\circ$ , и близкой по модулю к 1, имеем перпендикулярную к I компоненту  $m_0$  «слабого» ферромагнетизма. Объяснение существования слабого ферромагнетизма в антиферромагнетиках на основании симметрии кристаллов было дано Е.Дзялошинским [50] (более полный анализ слабого ферромагнетизма в кристаллах с различными типами структуры имеется в книге [52]). Относительная величина слабого ферромагнетизма в гематите и, следовательно, неколлинеарность антиферромагнитного упорядочения составляет около  $10^{-3}$ . С другой стороны, действие магнитного поля, перпендикулярного ромбоэдрической оси, в низкотемпературной модификации гематита приводит к индуцированию соответствующих компонент вектора антиферромагнетизма  $l_y$  и  $l_x$ , т.е. к повороту вектора I к плоскости (111). Математически такая связь между указанными компонентами учитывается введением инвариантного члена  $\beta(l_x m_y - l_y m_x)$  в термодинамический потенциал. Впервые характер изменения ориентации вектора антиферромагнетизма в магнитном поле был проанализирован в работе [52].

Анализ состояний симметрии гематита при  $T < T_M$  приводит к следующей, более полной схеме фазовых переходов, связанных с изменением симметрии, в поле  $H_y$  и  $H_z$  [53,54]:

$$(3_z^+ 2_x^+ I^+) \underline{l_z} \xrightarrow{H_y} (I^+) \xrightarrow{\boxed{\text{Ip}}} (2_x^- I^+) \underline{l_x m_y m_z}, \quad (5)$$

$$(3_z^+ 2_x^+ I^+) \underline{l_z} \xrightarrow{H_z} (3_z^+ I^+) \underline{l_z m_z} \xrightarrow{\boxed{\text{Ip}}} (2_x^- I^+) \underline{l_x m_y m_z} \xrightarrow{\boxed{\text{Ip}}} (3_z^+ 2_x^- I^+) m_z. \quad (6)$$

$\boxed{\text{Ip}} \rightarrow (I^+) \nearrow$

Аналогично для температурной области  $T_M < T < T_{M1}$ :

$$(2_x^+ I^+) l_y m_x \underline{l_z} \xrightarrow{H_y} (I^+) \longrightarrow (2_x^- I^+) \underline{l_x m_y m_z}, \quad (7)$$

$$(2_x^+ I^+) l_y m_x \underline{l_z} \xrightarrow{H_z} (I^+) \xrightarrow{\boxed{\text{Ip}}} (3_z^+ 2_x^- I^+) m_z. \quad (8)$$

$\searrow \rightarrow (2_x^- I^+) \underline{l_x m_y m_z} \xrightarrow{\boxed{\text{Ip}}}$



В (5)–(8) указаны не равные нулю компоненты магнитных моментов; в случае  $(I^+)$  не равны нулю все компоненты векторов  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{m}$ . На втором месте слева после тонких стрелок приведены состояния, реализующиеся уже при сколь угодно малой величине магнитного поля. Подчеркнуты основные компоненты антиферромагнитного упорядочения. Толстыми стрелками обозначены переходы, происходящие при увеличении поля. Там, где это следует из соображений симметрии, указано, что переход является фазовым переходом первого рода.

В поле  $H_x$  возможны лишь два состояния симметрии:  $(2_x^+ I^+)$  и  $(I^+)$ . В первом из них вектор  $\mathbf{l}$  — в плоскости  $yz$ , а второе состояние — с отклонением  $\mathbf{l}$  от плоскости  $yz$  — может реализоваться лишь в случае изменения знака анизотропии в базисной плоскости. Если этого не происходит, в поле  $H_x$  нет фазовых переходов, связанных с изменением симметрии. Но фазовый переход  $(2_x^+ I^+) \Rightarrow (2_x^+ I^+)$  первого рода остается возможным. Такой переход, очевидно, имеет место при  $T < T_M$  достаточно близко к  $T_M$ , когда с ростом магнитного поля угол между осью  $z$  и  $\mathbf{l}$  увеличивается, а затем скачком принимает значение, близкое (но не равное) к  $90^\circ$ . В дальнейшем низкополевую модификацию состояния  $(2_x^+ I^+)$  будем называть  $\text{III}_1$ , а высокополевую —  $\text{III}_2$ .

На рис. 6 представлены фазовые диаграммы гематита в полях  $H_y$ ,  $H_z$  и  $H_x$  в температурной области  $T < T_M$  [51]. В поле  $H_z$  осуществляется характерный для одноосных антиферромагнетиков спин-флоп-переход (в некоторых работах он называется фазовым переходом «опрокидывания»). В относительно небольшом магнитном поле, направленном по оси  $C_3$ , анизотропия препятствует отклонению магнитных моментов от направления поля. За исключением температурной области, близкой к  $T_M$ , поперечная магнитная восприимчивость  $\chi_\perp$  существенно превышает продольную  $\chi_\parallel$ . Поэтому, когда величина поля превышает критическое значение  $H_{zeq} = \sqrt{H_A H_E}$ , где  $H_A$  — эффективное поле анизотропии,  $H_E$  — эффективное поле обменного взаимодействия, энергия  $(-HM_\perp)$  взаимодействия поля с намагниченностью кристалла в состоянии с «опрокинутой» осью антиферромагнетизма становится по абсолютной величине больше, чем энергия анизотропии  $H_A M_0$ . Происходит фазовый переход.

Следует заметить, что хотя при температуре  $T < T_{xcr}$  в поле  $H_x$  поворот вектора  $\mathbf{l}$  к плоскости (111) осуществляется непрерывно, без фазового перехода, различие в поведении структуры в случаях  $H_x$  и  $H_y$  в известных работах (см., например, [55–58]) не проявлялось из-за недостаточной точности используемых методов. Существование критической точки при  $T_{cr} \cong 236,5$  К,  $H_{xcr} \cong 45$  кЭ (и, соответственно, критической линии в двухкомпонентном поле  $(H_x, H_z)$ ) является пока лишь результатом теоретического анализа [51] фазовой диаграммы на основании известных значений констант взаимодействия.

Фазовая диаграмма  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  значительно проще. В этом случае обменное взаимодействие приводит к упорядочению с вектором антиферромагнетизма  $\mathbf{n}$  и существование слабого ферромагнетизма не допускается, т.к. магнитная структура нечетна относительно центра инверсии [50,52]. Фазовая диаграмма [59] в поле  $H_z$  показана на рис. 7, где представлена температурная зависимость критического поля спин-флоп-перехода. Анализ состояний симметрии приводит к следующей схеме возможных изменений в поле  $H_x, H_y, H_z$  кристалла с исходным состоянием  $(3_z^+ 2_x^+ I^-)$  (кроме  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , эта схема применима к  $\text{Tl}_2\text{O}_3$  и  $\text{V}_2\text{O}_3$ ) [53]:

$$(3_z^+ 2_x^+ I^-) \underline{n}_z \xrightarrow{H_x} (2_x^+) \underline{n}_z n_y p_x, m_x l_y l_z \longrightarrow (2_x^+ I^+) m_x l_y l_z, \quad (9)$$

$$(3_z^+ 2_x^+ I^-) \underline{n}_z \xrightarrow{H_y} (\sigma_x^-) \underline{n}_z n_y p_x, m_y l_x m_z \longrightarrow (2_x^- I^+) m_y l_x m_z, \quad (10)$$

$$(3_z^+ 2_x^+ I^-) \underline{n}_z \xrightarrow{H_z} (3_z^+ \sigma_x^-) \underline{n}_z m_z \xrightarrow{\text{Ip}} (2_x^-) \underline{n}_x p_y p_z, m_z l_x m_y \xrightarrow{\text{Ip}} (3_z^+ 2_x^- I^+) m_z$$

$$\xrightarrow{\text{Ip}} (\sigma_x^-) \underline{n}_z n_y p_x, m_z l_x m_y \xrightarrow{\text{Ip}} (2_x^-) \underline{n}_x p_y p_z, m_z l_x m_y \xrightarrow{\text{Ip}} (3_z^+ 2_x^- I^+) m_z \quad (11)$$

Индекс  $\sigma_x$  означает плоскость скольжения, перпендикулярную оси  $x$ ; очевидно,  $\sigma_x^- = 2_x^+ I^- = 2_x^- I^+$ ,  $\sigma_x^+ = 2_x^+ I^+ = 2_x^- I^-$ , в данном случае имеются в виду последовательности двух операций симметрии. Как видим,

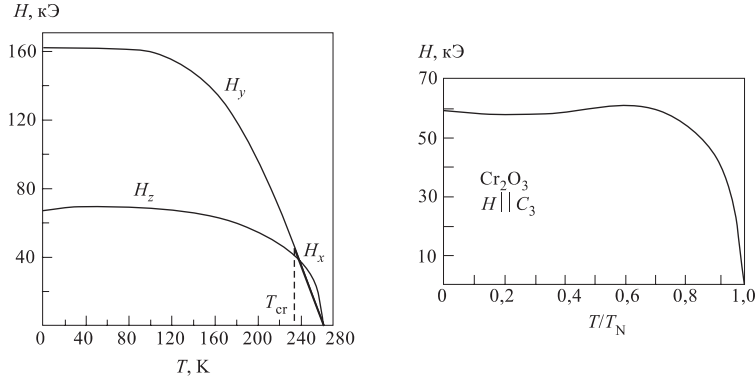


Рис. 6. Фазовые диаграммы гематита в магнитном поле. Линия фазового равновесия в поле  $H_x$ , начиная от точки Морина, почти совпадает с кривой для поля  $H_y$  и, согласно расчетам [51], оканчивается критической точкой при  $T_{xcr} = 236,5 \text{ K}$ ,  $H_{xcr} = 45 \text{ кЭ}$

Рис. 7. Фазовая диаграмма  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  в поле  $H_z$  [59]

действие магнитного поля приводит к индуцированию компонентов слабого антиферромагнетизма типа I и р. Более полный анализ схемы изменения магнитной структуры ромбоэдрических кристаллов при действии магнитного поля содержится в работе [54].

### 3. НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ИБР

Первые эксперименты [3,8] с импульсным полем, выполненные на ИБР, состояли в измерении поведения магнитной структуры гематита ниже точки Морины в магнитном поле, перпендикулярном ромбоэдрической оси. К тому времени уже имелись теоретические предсказания о характере изменения маг-

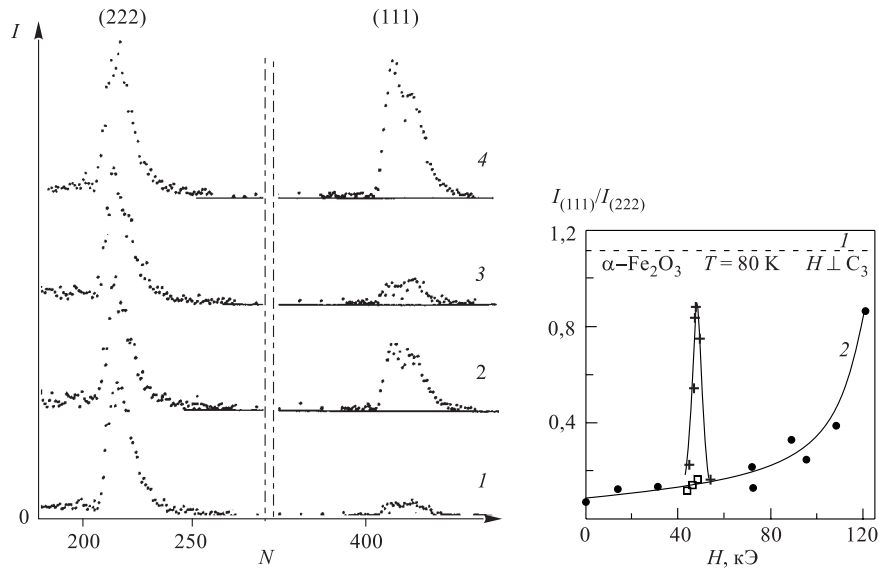


Рис. 8. Типичные нейтронограммы для гематита. Пик (111) связан только с магнитным рассеянием, пик (222) — только с ядерным. Амплитуды импульсов:  $H_m = 14$  (1), 49,5 (2), 72 кЭ (3), все три спектра при температуре жидкого азота;  $H = 0$  (4) — при комнатной температуре. Спектр 2 соответствует аномальному пику на рис. 9. Ширина каждого временного канала 32 мкс

Рис. 9. Зависимость площади магнитного отражения (111) гематита от амплитуды импульсов поля, направленного по оси второго порядка. Пик нормирован относительно ядерного отражения (222). Линия 1 — максимально возможная интенсивность — была измерена при комнатной температуре; кривая 2 проведена по экспериментальным точкам без учета точек, соответствующих аномальному рассеянию

нитной системы в таком поле на основании теории Дзялошинского. Кроме того, были известны измерения намагниченности [60] и магнитострикции [61] в импульсном поле, позволяющие сделать вывод о непрерывном повороте вектора антиферромагнетизма при увеличении поля, перпендикулярного ромбоэдрической оси кристалла. Тем не менее оставалась необходимость провести измерения с импульсным магнитным полем, используя дифракцию тепловых нейтронов, позволяющую проследить непосредственно за изменением ориентации вектора антиферромагнетизма.

Использовался монокристаллический образец гематита в виде шарика диаметром 8 мм. На рис. 8 приведено несколько типичных нейтронограмм, полученных при ширине канала анализатора 32 мкс. Угол рассеяния был равен  $2\theta_B = 67^\circ$ . Длительность импульса поля (по основанию) в этих измерениях составляла около 3 мс, что позволяло определять полевую зависимость площади пика, пренебрегая изменением поля в пределах дифракционного отражения. Температура образца равнялась 80 К. Соответствующая зависимость площади магнитного пика (111) от амплитуды магнитных импульсов показана на рис. 9. Дифракционный пик (222) — ядерный, не зависящий от внешнего магнитного поля, поэтому производилась нормировка на его площадь. При  $H = 0$  ниже  $T_M$  магнитные моменты перпендикулярны плоскости (111), поэтому магнитный вклад от дифракции нейтронов при этом равен нулю. Возрастание интенсивности при увеличении поля свидетельствует о том, что, по крайней мере, при  $T \cong 80$  К вектор антиферромагнетизма непрерывно поворачивается к плоскости (111), что является качественным подтверждением как теоретических представлений, так и магнитных измерений [60,61].

Однако наибольший интерес вызвал пик при  $H \cong 49,5$  кЭ в зависимости интенсивности от поля, резко выделяющийся на подложке плавного роста интенсивности. Одна из нейтронограмм, соответствующая этому пику, приведена на рис. 8(2). В дальнейшем мы вернемся к его рассмотрению и приведем некоторые соображения о его природе.

#### 4. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЗАРОДЫШАХ НОВОЙ ФАЗЫ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА

**4.1. Физические основания.** Рассмотрим совершенный и достаточно толстый монокристалл, помещенный в нейтронный пучок. Пренебрежем поглощением и некогерентным рассеянием нейтронов. При заданном направлении  $(\xi, \zeta)$  падающих нейтронов, согласно динамической теории дифракции, если длина волны нейтронов  $\lambda(\xi, \zeta)$  соответствует углу Брэгга  $\theta(\xi, \zeta)$ , происходит полное отражение нейтронов в угловом диапазоне  $s$  (измеряемом в плоскости, образованной перпендикуляром к поверхности кристалла и волновым

вектором падающих нейтронов) в окрестности  $\theta(\xi, \zeta)$ , где

$$s = \frac{4d^2 \operatorname{tg} \theta(\xi, \zeta)}{\pi v_c} |F_\tau|, \quad (12)$$

$F_\tau$  — амплитуда рассеяния, отнесенная к одной элементарной ячейке,  $v_c$  — объем ячейки,  $\tau$  — длина вектора обратной решетки для рассматриваемой плоскости). Если кристалл помещен в немонохроматический пучок, то для каждого выбранного направления  $(\xi, \zeta)$ , взятого из полного телесного угла  $\Omega$  падающих нейтронов, имеет место полное отражение в диапазоне длин волн

$$\Delta\lambda_m = \lambda \operatorname{ctg} \theta(\xi, \zeta) s. \quad (13)$$

При учете мозаичности  $\eta$  кристалла нужно в (13) вместо  $s$  использовать величину  $\eta_{\text{eff}} = \sqrt{s^2 + \eta^2}$ .

Полная интенсивность дифракционного отражения

$$I_M \cong \int_{\Omega} d\xi d\zeta \int d\lambda i(\lambda, \xi, \zeta) \lambda(\xi, \zeta) \operatorname{ctg} \theta(\xi, \zeta) \eta_{\text{eff}}, \quad (14)$$

где  $i(\lambda, \xi, \zeta)$  — интенсивность первичного пучка. Так как практически углы  $\xi$  и  $\zeta$  изменяются в небольших пределах, можно заменить  $\lambda$  и  $\theta$  их средними значениями  $\lambda_0$  и  $\theta_0$ . Тогда

$$I_M \cong I(\lambda_0) S \lambda_0 \operatorname{ctg} \theta_0 \eta_{\text{eff}}, \quad (15)$$

где  $I(\lambda_0)$  — интенсивность нейтронов, падающих во всем телесном угле  $\Omega$ ,  $S$  — площадь сечения кристалла, перпендикулярного первичному пучку.

Если кристалл имеет малую мозаичность, то полное дифракционное рассеяние для нейтронов в диапазоне  $\Delta\lambda_m$  осуществляется в тонком поверхностном слое. Для нейтронов при заданном направлении падения и с длинами волн, выходящими за пределы этого диапазона, кристалл остается прозрачным.

Допустим теперь, что в единице объема кристалла содержится  $N$  одинаковых по размерам частиц в новой фазе в форме параллелепипедов со сторонами, параллельными векторам  $a_i$  элементарной ячейки, с размерами  $n_i a_i$  ( $i = x, y, z$ ;  $n = n_x n_y n_z$ ), отличающихся от матрицы величиной или направлением магнитных моментов. Тогда, по аналогии со случаем ядерного рассеяния (см., например, [62]), дифференциальное сечение магнитного рассеяния на этих частицах имеет вид

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} \cong NV \prod_{i=x,y,z} \frac{1 - \cos(n_i k_i a_i)}{1 - \cos(k_i a_i)} \sum_{\alpha, \beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) \Delta F^\alpha \Delta F^{\beta*}, \quad (16)$$

где  $\Delta F^\alpha = (r_0\gamma) \sum_{\nu=1}^r (S_{\nu p}^\alpha f_{\nu p} - S_{\nu 0}^\alpha f_{\nu 0}) \exp(i\tau_{\text{hkl}}\rho_\nu)$ ,  $S_{\nu 0}^\alpha$ ,  $S_{\nu p}^\alpha$  — компоненты спина иона  $\nu$ -й элементарной ячейки, соответственно, матричной и новой фазы,  $f_{\nu 0}$ ,  $f_{\nu p}$  — соответствующие магнитные формфакторы,  $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) - \tau_{\text{hkl}}$ ,  $r$  — число магнитных ионов в ячейке,  $\rho_\nu$  — координата иона в ячейке,  $e_\alpha, e_\beta$  — компоненты единичного вектора рассеяния,  $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см,  $\gamma = -1,913$ ,  $V$  — объем кристалла.

На рис. 10 рассеяние на частицах проиллюстрировано в импульсном пространстве. На гранях параллелепипеда выполняется условие  $\prod_i [1 - \cos(n_i k_i a_i)] [1 - \cos(k_i a_i)]^{-1} = 0$ . Все волновые векторы  $\mathbf{k}_2$ , оканчивающиеся внутри параллелепипеда и равные по модулю  $|\mathbf{k}_1|$ , связаны с упругим рассеянием на частицах. Если зафиксировать направления падения и рассеяния, причем так, что  $k_x \neq 0$ , а  $k_y = k_z = 0$ , то диапазон длин волн нейтронов, рассеиваемых на частицах, равен (полагаем, что  $\tau_{\text{hkl}} = (2\pi/a_x, 0, 0)$ ):

$$\Delta\lambda_p \cong \frac{2\lambda_0}{n_x}. \quad (17)$$

При достаточно малых размерах частиц  $\Delta\lambda_p \gg \Delta\lambda_m$ , т.е. кристалл становится непрозрачным для значительно большего энергетического диапазона нейтронов, чем в случае совершенного кристалла при отсутствии малых частиц (конечно, здесь имеется в виду диапазон для фиксированного направления падения; полный энергетический диапазон с учетом фактического падения нейтронов в телесном угле  $\Omega$  может оставаться относительно большим и практически неизменным).

Для определенности предположим, что  $a_x = a_y = a_z$ ,  $n_x = n_y = n_z$ . Приблизительное значение сечения рассеяния на всех зародышах получается умножением сечения при  $\mathbf{k} = 0$  на телесный угол зародыша в обратном пространстве,  $\frac{\lambda_0^2}{a_x^2 n_x^2}$ , и на величину диапазона  $\Delta\lambda_p$ . В результате интенсивность равна

$$I_p \cong I(\lambda_0) 8nNV\lambda_0 \sin^2 \theta_0 \Delta F_\perp^2, \quad (18)$$

где

$$\Delta F_\perp^2 = (\Delta F^y)^2 + (\Delta F^z)^2.$$

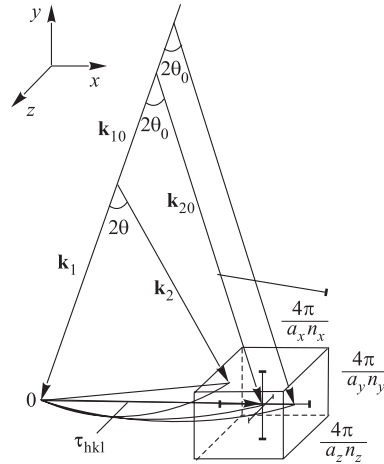


Рис. 10. Диаграмма упругого когерентного рассеяния «белого» пучка нейтронов на монокристаллических частицах с размерами  $a_i n_i$  ( $i = x, y, z$ )

При достаточно большой толщине кристалла (в направлении первичного пучка) каждый нейтрон с длиной волны в диапазоне  $\Delta\lambda_p$  испытывает рассеяние, поэтому максимально возможная (при данном  $n_x$ ) интенсивность

$$I_{p \max} \cong I(\lambda_0) S \frac{2\lambda_0}{n_x}. \quad (19)$$

Таким образом, соотношение между максимально возможной (при увеличении толщины) интенсивностью рассеяния на частицах новой фазы и интенсивностью рассеяния на однофазном образце характеризуется величиной

$$P_{\max} \equiv \frac{I_{p \max}}{I_M} = 2 \operatorname{tg} \theta_0 n_x^{-1} \eta_{\text{eff}}^{-1}. \quad (20)$$

Величина интенсивности рассеяния (19) соответствует таким размерам частиц в новой фазе, при которых они взаимно экранируются, т.е. достигается насыщение вторичной экстинкции, и при дальнейшем росте размеров частиц интенсивность падает за счет уменьшения диапазона  $\Delta\lambda_p$ . Для оценки значения  $n_{xm}$ , при котором достигается максимум интенсивности при постоянной концентрации числа частиц  $N$ , следует приравнять (18) и (19). Получаем

$$n_{xm}^4 \cong \frac{S}{4NV \sin^2 \theta_0 \Delta F_{\perp}^2}. \quad (21)$$

Приведем несколько примеров. Для простоты считаем, что частицы в новой фазе имеют кубическую форму. На рис. 11 показана зависимость относительной интенсивности  $P = I_p/I_M$  и угловой ширины  $\gamma_1 = \lambda_0/a_x n_x$  рассеяния на частицах от величины  $n_x$  для случая:  $N = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\theta_0 = 80^\circ$ ,  $\Delta F_{\perp}^2 = 6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ . При этом  $\eta_{\text{eff}} \cong 4, 5'$ , т.е. этот пример соответствует рассеянию кристаллом, имеющим значительную мозаичность.

На рис. 12 показаны теоретические зависимости относительной интенсивности  $P(n_x)$  при нескольких значениях  $N$  для совершенного кристалла, когда величина  $\eta_{\text{eff}}$  близка к ширине столика Дарвина. В этом случае  $\theta_0 = 35^\circ$ ,  $\eta_{\text{eff}} \cong 5''$ . Если бы в процессе фазовой перестройки, происходящей под действием импульсного поля, число частиц  $N$  и скорость роста частиц  $dn_x/dt$  оставались неизменными, зависимость  $P(t)$  в точности совпадала бы по форме с  $P(n_x)$ . В случае спонтанного образования зародышей на переднем фронте магнитного импульса увеличивается не только  $n_x$ , но и  $N$ . В некоторый момент времени достигается максимальная интенсивность  $P = P_m$ , после чего  $P$  уменьшается. Если при этом поле продолжает расти, величина  $dn_x/dt$  тоже растёт. В результате зависимость  $P(t)$  имеет укороченный по сравнению с  $P(n_x)$  спад. В случае использования в измерениях импульсного источника нейтронов происходит обрезание зависимости  $P(t)$  со стороны малых значений  $t$ , связанное с тем, что количество нейтронов, рассеиваемых на образце

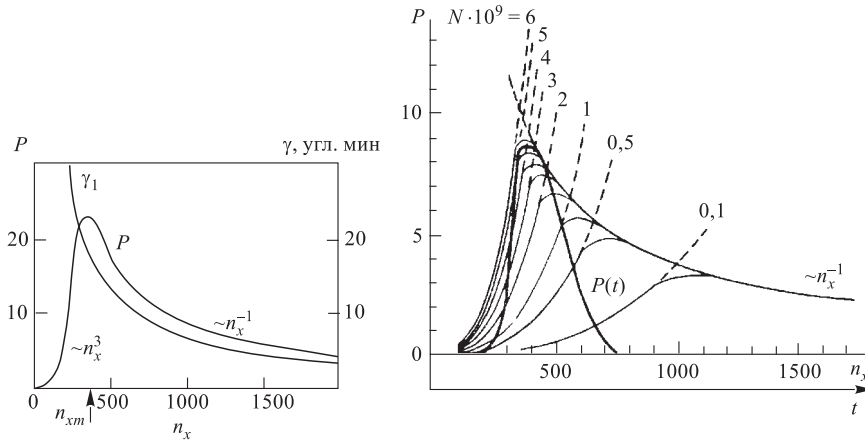


Рис. 11. Зависимость относительной интенсивности  $P$  и угловой ширины  $\gamma_1$  рассеяния на частицах от величины  $n_x$  для случая:  $N = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\theta_0 = 80^\circ$ ,  $\eta_{\text{eff}} \cong 4,5'$ ,  $\Delta F_{\perp}^2 = 6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$

Рис. 12. Зависимости  $P(n_x)$  при нескольких значениях  $N$  (тонкие линии) для случая  $\theta_0 = 35^\circ$ ,  $\eta_{\text{eff}} \cong 5''$ . Толстой линией качественно показан характер зависимости  $P(t)$  при учете возрастания концентрации  $N$  и увеличения скорости роста частиц  $dn_x/dt$  во время фазовой перестройки

одновременно, ограничено величиной  $\Delta\lambda_s = \tau_s/cL_1$ . Качественно зависимость  $P(t)$  показана на рис. 12 более толстой линией.

**4.2. Наблюдение дифракции на зародышах новой фазы при индуцированном фазовом переходе в гематите.** Рассмотрим некоторые результаты исследования магнитного перехода в монокристалле гематита в импульсном поле [11,12,14], полученные на спектрометре СНИМ-1 [9] (на реакторе ИБР-30).

Как сказано выше, при  $T < T_M$  с увеличением магнитного поля, перпендикулярного оси  $C_3$ , вектор  $\mathbf{l}$  непрерывно поворачивается от этой оси к базисной плоскости (111) кристалла, а затем, во всяком случае, если температура не слишком удалена от точки Морина, при определенном значении поля скачком ложится в эту плоскость, оставаясь перпендикулярным магнитному полю. Происходит магнитный фазовый переход первого рода. Процесс фазовой перестройки при таком переходе обычно рассматривается, как рост зародышей новой фазы, которые в результате заполняют основной объем кристалла. Зародыши новой фазы могут заведомо существовать или возникать при росте магнитного поля в матрице низкополевой фазы на таких неоднородностях кристалла, как дислокации, примесные включения, поверхностные слои, границы между кристаллитами. Если количество таких зародышей



мало и они растут достаточно быстро, процесс фазовой перестройки не приведет к заметному дополнительному рассеянию нейтронов, кроме дифракции на макроскопическом объеме новой фазы. Возможен иной характер рассеяния нейтронов, когда количество малых зародышей велико. Такая ситуация реализуется, если кристалл состоит из множества низкополевых доменов и, следовательно, содержит большое количество междоменных границ, которые могут служить центрами образования зародышей высокополевой фазы (см., например, [63,64]). Кроме того, если поле превышает критическое значение, соответствующее термодинамическому равновесию между двумя фазовыми состояниями, могут возникать в большом количестве зародыши нового состояния в результате флуктуаций энергии. В таких случаях возникнет дополнительное рассеяние нейтронов, связанное с малыми размерами зародышей (доменов) новой фазы. Понятно, что для проявления такого рассеяния следует использовать по возможности наиболее совершенные кристаллы, чтобы механизм фазовой перестройки, связанный с несовершенствами кристаллической структуры, был подавлен и, кроме того, была малой интенсивность основного дифракционного рассеяния, которая определяется величиной мозаичности кристалла, т.е. разбросом по угловой ориентации в пространстве отдельных блоков (кристаллитов) образца.

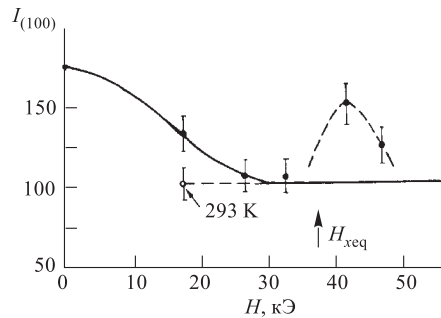


Рис. 13. Зависимость площади отражения (100) от величины поля при  $T = 240$  К.  $H_{x,eq} \cong 36$  кЭ — величина поля фазового равновесия при  $T = 240$  К

теорией дифракции. Предварительные измерения с импульсным полем выполнялись с монохроматизацией первичных нейтронов в геометрии, показанной на рис. 1,а. Длительность магнитного импульса (по основанию) в этом случае равна 2000 мкс. Полная ширина дифракционного пика (100) составляла около 300 мкс. Импульсы поля синхронизовались относительно всплеск мощности реактора таким образом, что рассеяние нейтронов на плоскости

Целью экспериментов являлось наблюдение дополнительного упругого рассеяния нейтронов, связанного с образованием и ростом множества мелких доменов нового фазового состояния. Монокристалл  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ , имеющий форму прямоугольного параллелепипеда с размерами сторон около 8 мм, ориентировался так, что ось  $C_2$  была параллельной вертикально направленному полю. Вспомогательными измерениями была приблизительно определена эффективная мозаичность кристалла, равная  $\eta_{\text{eff}} \cong 8''$ , что ненамного превышает величину параметра  $s$ , определяемого динамической

(100) происходило при максимальном значении поля. На рис. 13 показаны данные, соответствующие полевой зависимости площади пика при  $T = 240$  К. Измерение при 240 К в поле, превышающем 47 кЭ, не производилось. Однако, в соответствии с фазовой диаграммой гематита, такому измерению эквивалентно измерение при  $T > T_M$  в поле, достаточном для того, чтобы во всем объеме образца векторы  $\mathbf{l}$  стали перпендикулярными направлению поля. Поэтому можно провести горизонтальную прямую, близкую по значению интенсивности к точке, полученной при  $T = 293$  К,  $H_m = 17,5$  кЭ, чтобы представить, какую интенсивность следовало бы ожидать в области больших полей при учете поворота моментов в макроскопических доменах. На рис. 13 стрелкой при  $H = 36$  кЭ отмечено значение поля  $H_{xeq}$  фазового равновесия для  $T = 240$  К при переходе первого рода (это значение взято из фазовой диаграммы (рис. 6)). Как видно, выше  $H_{xeq}$  наблюдалось значительное увеличение интенсивности (показано штриховой линией). Возникло предположение, что увеличение интенсивности связано с рассеянием на малых частицах новой фазы.

Дальнейшие измерения выполнялись в геометрии рис. 1,б. Длительность магнитного импульса (по основанию) составляла 1100 мкс. На рис. 14 представлена серия спектров, которые получены при фиксированной амплитуде магнитных импульсов. Исходный спектр отражения (100) низкополевого состояния, полученный при  $T = 233$  К,  $H = 0$ , показан на рис. 14,а и штриховой линией на спектрах, измеренных с импульсным полем. Спектр, соответствующий полной фазовой перестройке и измеренный при  $T = 250$  К,  $H_m = 69$  кЭ, представлен на рис. 14,б и непрерывной пологой линией на остальных спектрах. Свидетельством полной перестройки в последнем случае послужило практическое совпадение этого спектра с результатом измерения спектра выше  $T_M$ , при  $T = 278$  К,  $H_m = 69$  кЭ.

Спектр при  $T = 233$  К,  $H = 0$  соответствует практически максимально возможной интенсивности дифракции на однофазном состоянии образца, т.к. угол между первоначальным направлением вектора антиферромагнетизма и плоскостью (100), в которую ложится вектор  $\mathbf{l}$  при некотором промежуточном значении поля для одного из двух типов антиферромагнитных доменов, составляет всего около  $17^\circ$  (направления поворота векторов  $\mathbf{l}$  для доменов со значениями  $\cos \vartheta > 0$  и  $\cos \vartheta < 0$  противоположны). Поэтому можно было предположить, что узкие пики, изменяющие положение при изменении  $T$ , и значительно превышающие по интенсивности основное дифракционное рассеяние, связаны с рассеянием на малых частицах высокополевого фазы. На рисунке эти пики помечены стрелками. Пунктирной линией на рис. 14,д показана функция временного разрешения при измерении временных спектров. Ширина ее обусловлена, главным образом, величиной «мгновенной» некогерентности нейтронов, связанной с угловой расходимостью первичного и вторичного пучков, и, как следствие, с «размытием» информации при про-

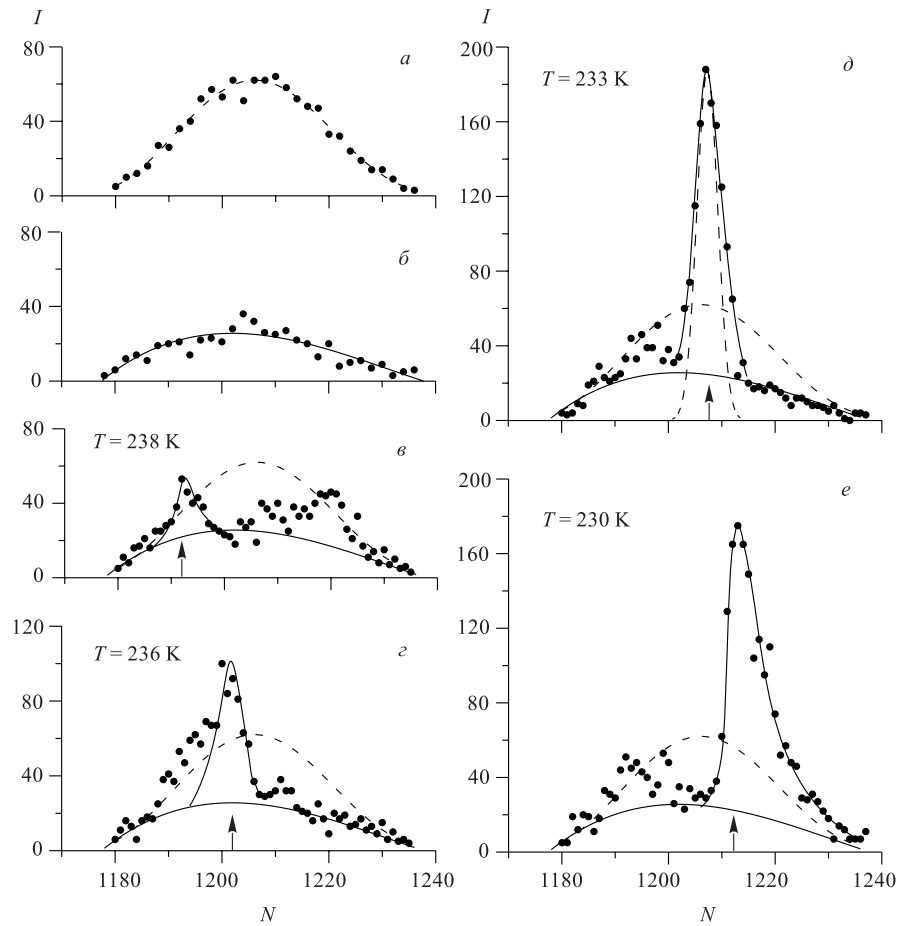


Рис. 14. Нейтронограммы отражения (100): а)  $T = 233$  К,  $H = 0$ ; б)  $T = 250$  К,  $H = 69,7$  кЭ, в–е) получены с импульсами поля с амплитудой  $H_m = 69,7$  кЭ при указанных значениях температуры.  $N$  — номер временного канала при ширине каждого канала 16 мкс; д) штриховой линией показана функция аппаратного разрешения

лете нейтронами расстояния от образца до детектора (угловая расходимость первичного и вторичного пучков составляла около  $1^\circ$ , длина волны нейтронов  $4,77 \text{ \AA}$ , расстояние до детектора 250 см (см. (1)).

На рис. 15 показаны зависимости  $P(t)$  для отмеченных пиков. Для этого из четырех спектров вычтена подложка, соответствующая высокополевому состоянию (250 К, 69 кЭ), и нормированы разности относительно высоко-

полевой нейтронограммы (т.е. найдены отношения  $P = I_p/I_M$ ). На этом рисунке, с учетом того, что спектры рассеяния расширяются при пролете нейтронами расстояния от образца до детектора, ширина каждого временного канала равна 13,4 мкс, а не 16 мкс, как в измеренных спектрах на рис. 14. Здесь же показан импульс магнитного поля. Звездочками отмечены значения поля  $H_{xeq}$ , соответствующие четырем спектрам, исходя из фазовой диаграммы (55, 50, 45,2 и 42 кЭ).

Уменьшение значений  $H_p$ , при которых интенсивность в наблюдаемых пиках при возрастании температуры максимальна, находится в качественном соответствии с фазовой диаграммой. Однако полученные спектры не укладываются в схему, связанную с представлением о рассеянии на зародышах высокополевого состояния, образующихся или существующих в матрице низкополевого фазового состояния, а затем возрастающих по объему. Прежде всего, проявляется существенное различие между значением поля  $H_p$ , при котором  $P = P_m$ , и  $H_{xeq}$ .

Из спектров рис. 14,д и 14,е очевидно, что возрастание интенсивности, приводящее к узким пикам, начинается уже после того, как интенсивность уменьшилась почти до значений, соответствующих высокополевному спектру рис. 14,б, т.е. фазовая перестройка в основном завершилась. Своеобразной получилась зависимость  $P(t)$ , соответствующая измерениям при  $T = 230$  К: затянутый спад интенсивности, а затем снова возрастание. Заметим, что вид этой зависимости, показанный на рис. 15 (кривая *e*), является результатом более тщательной обработки измеренных спектров, чем это было представлено в статье [14], в которой возрастание интенсивности не было отражено. В связи с такими особенностями результатов более правильной является картина рассеяния нейтронов, связанная с появлением узких пиков, обратная той, которая была представлена первоначально. Мелкие домены, приводящие к дополнительному рассеянию нейтронов, являются не зародышами высокополевого состояния, а остатками от низкополевого фазового состояния. При фазовой перестройке, когда поле превышает значение  $H_{xeq}$ , растут высокополевые домены, образовавшиеся, а вернее, существующие в виде зародышей на доменных стенках низкополевой

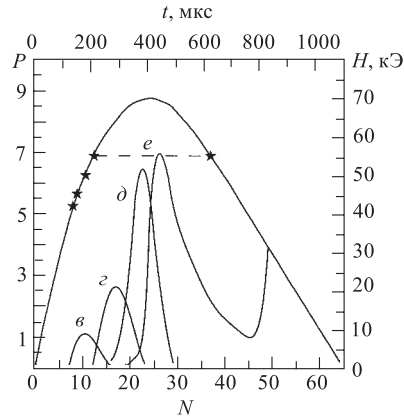


Рис. 15. Зависимость  $P(t)$  для четырех пиков, отмеченных на рис. 14 стрелками, и импульс магнитного поля. Звездочками отмечены значения поля  $H_{xeq}$ , соответствующие четырем спектрам

фазы, уменьшаются в размерах низкополевые домены, они становятся микроскопическими и в какой-то момент их толщина становится оптимальной для максимальной интенсивности рассеяния. Затем их толщина становится слишком малой для того, чтобы давать заметный вклад в интенсивность. Эти микроскопические низкополевые домены не исчезают совсем, а превращаются в междоменные стенки высокополевого состояния  $\text{Ш}_2$ , являясь зародышами низкополевого состояния  $\text{Ш}_1$ .

Такая картина трансформации доменов в гематите при возрастании поля схематично показана на рис. 16. Рассмотрим кристалл, состоящий из двух типов антиферромагнитных доменов, образовавшихся при охлаждении. На рис. 16,а представлена магнитная структура таких доменов при  $H = 0$ . Каждая стрелка означает направление векторов антиферромагнетизма элементарной ячейки соответствующего домена. 180-градусные плоские доменные стенки перпендикулярны оси  $z$  и ограничены по осям  $x$  и  $y$  только размерами кристалла. Допустим, что это стенки типа Нееля с магнитными моментами, лежащими в плоскости  $yz$ . (О характере доменных стенок в магнитоупорядоченных кристаллах см., например, в [65].) Предположение о таких стенках естественно, когда прилагаемое поле направлено по оси  $x$ . Возможны два типа таких стенок ( $\pi$ -солитонов): с вектором  $\mathbf{l}$  в середине стенки, направленным по оси  $y$  (назовем такие стенки положительными), и с противоположным направлением вектора  $\mathbf{l}$  в центре (отрицательные стенки). При действии магнитного поля  $H_x > 0$  термодинамический потенциал (без учета доменных стенок) имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi(\vartheta, \phi) = & -\frac{1}{2} \left( a - \frac{\beta^2}{B} \right) \cos^2 \vartheta - \frac{g}{4} \cos^4 \vartheta - \frac{\beta H_x}{B} \sin \vartheta \sin \phi + \\ & + d \sin^3 \vartheta \cos \vartheta \sin 3\phi \end{aligned} \quad (22)$$

Магнитные моменты в доменах поворачиваются от оси  $z$ , при этом  $\phi = \frac{\pi}{2}$ . Известно [3], что константа  $d < 0$ . Следовательно, потенциал доменов  $D1$ , у которых  $\cos \vartheta > 0$ , становится больше, чем у доменов  $D2$  с  $\cos \vartheta < 0$ . Домены типа  $D2$  растут, сокращая размеры доменов  $D1$ . Однополярные доменные стенки и заключенные между ними домены  $D1$  уничтожаются, при этом два домена типа  $D2$  сливаются в один, а разнополярные стенки сближаются и остаются не уничтоженными, заключая между собой остатки доменов  $D1$ , как показано на рис. 16,б. В сущности, такой комплекс из двух разнополярных стенок и остатка от домена  $D1$  представляет собой  $2\pi$ -солитон, или, как принято называть теми, кто занимается математическими свойствами солитонов,  $2\pi$ -кинк. Таким образом, первоначальное количество доменов сокращается вдвое. Каждый такой  $2\pi$ -солитон представляет собой пару разнополярных зародышей будущего высокополевого фазового состояния  $\text{Ш}_2$ .

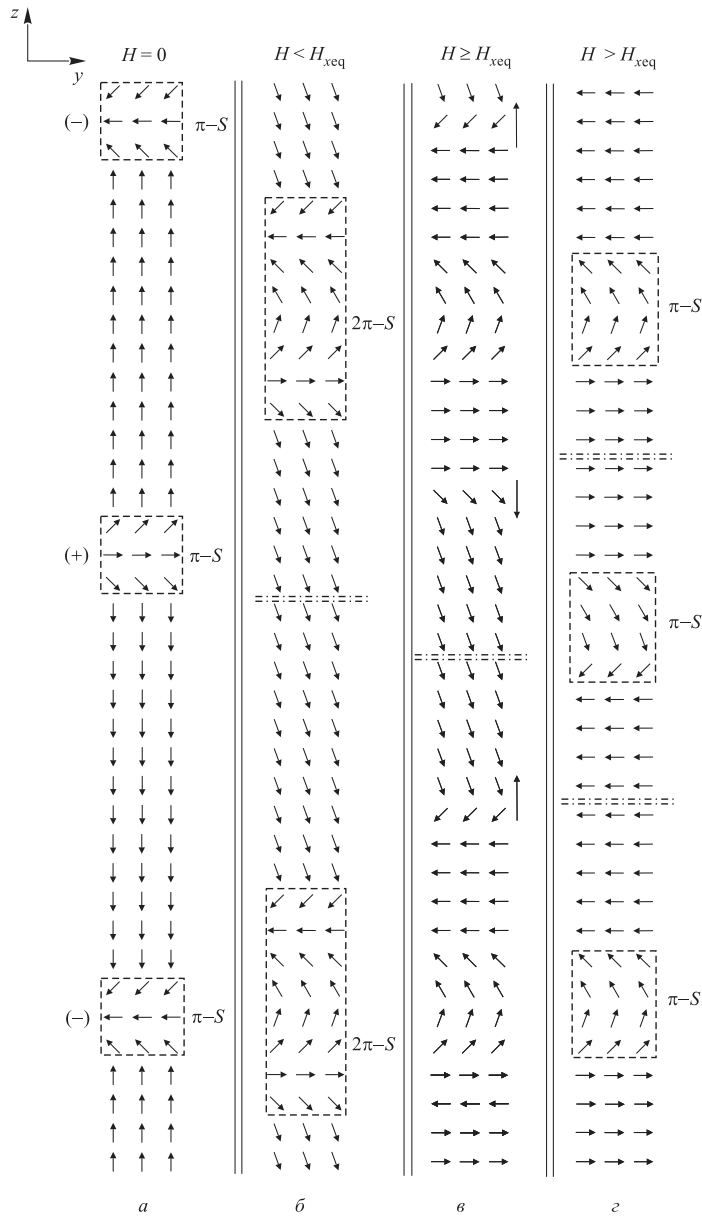


Рис. 16. Схематичное представление перестройки магнитной структуры гематита в магнитном поле, перпендикулярном оси  $C_3$  (по оси  $x$ )

Когда магнитное поле превышает критическое значение  $H_{xeq}$ , эти зародыши растут, становясь разнополярными доменами высокополевого состояния  $\text{III}_2$  и сокращая размеры домена  $D2$  низкополевого состояния  $\text{III}_1$  (см. рис. 16,б). Если встречаются два однополярных домена состояния  $\text{III}_2$ , они уничтожают заключенный между ними остаток домена  $D2$ , а при встрече разнополярных доменов они оставляют зажатый между ними зародыш низкополевого состояния  $\text{III}_1$ , как на рис. 16,г. При дальнейшем уменьшении поля до нуля домены состояния  $\text{III}_2$  снова уменьшаются, оставляя лишь свои зародыши. Процесс идет в обратном направлении.

Таким образом, фазовая перестройка представляет собой процесс сокращения доменов низкополевого состояния до минимальных размеров, определяемых условиями существования их в виде зародышей между двумя доменами высокополевого состояния. Рассмотрим подробнее временной характер этого процесса. Пусть к моменту времени  $t_0$ , когда поле достигает значения  $H_{xeq}$ , толщина каждого домена состояния  $\text{III}_1$  равна  $L_0$ . При дальнейшем возрастании поля размер домена уменьшается:  $L(t) = L_0 - 2 \int_{t_0}^t v(t) dt$ , где скорость движения доменной стенки  $v(t) = \frac{\Delta\Phi}{\alpha}$ ,  $\Delta\Phi$  — разность потенциалов двух фазовых состояний,  $\alpha$  — параметр затухания при движении стенки; учитывается, что размер домена сокращается с двух сторон. Из (22) следует приближенное выражение для разности потенциалов  $\Delta\Phi = \frac{\beta}{B} (H_x(t) - H_{xeq})$ . Полагая, что импульс поля имеет синусоидальную форму,  $H = H_m \sin \frac{\pi}{T_H} t$ , для временной зависимости размера доменов получаем

$$L(t) = L_0 - \frac{2\beta T_H H_m}{\alpha B \pi} \left[ \left( \cos \frac{\pi}{T_H} t_0 - \cos \frac{\pi}{T_H} t \right) - \frac{H_{xeq}}{H_m} \frac{\pi}{T_H} (t - t_0) \right]. \quad (23)$$

По мере роста доменов состояния  $\text{III}_2$ , интенсивность рассеяния на матрице образца уменьшается в соответствии с уменьшением проекции моментов на плоскость (100). В свою очередь, когда величина  $L(t)$  становится достаточно малой, начинает расти интенсивность рассеяния на мелких доменах состояния  $\text{III}_1$ , в соответствии с увеличением диапазона длин волн  $\Delta\lambda_p = \frac{2\lambda_0}{n(t)}$ . На рис. 17 представлены зависимости  $\Delta\lambda_p = 2\lambda_0 d_{(100)} L^{-1}(t)$  при  $H_m = 69,7$  кЭ,  $H_{xeq} = 50$  кЭ,  $T_H = 900$  мкс,  $d = 4,77$  Å,  $\beta = 19,7 \cdot 10^3$  Э,  $B = 17,14 \cdot 10^6$  Э для двух случаев:  $L_0 = 5 \cdot 10^6$  Å,  $\alpha = 10^{-6}$  кЭ·мкс/Å и  $L_0 = 5 \cdot 10^5$  Å,  $\alpha = 10^{-5}$  кЭ·мкс/Å соответственно. Эти зависимости соответствуют пику ( $\rho$ ) на рис. 14 и 15. Видно, что через 170–180 мкс после достижения равновесного состояния интенсивность в пике действительно должна резко возрастать. Интенсивность рассеяния на мелких доменах становится максимальной, когда диапазон  $\Delta\lambda_p$  становится близким к величине

$\Delta\lambda_s = \frac{\tau_s}{cL_1} \cong 0,03 \text{ \AA}$ , определяемой длительностью вспышки реактора, т.е. когда  $n(t) \cong 300$ . Временной диапазон, в котором размеры доменов оптимальны для существенного рассеяния нейтронов, во всяком случае, меньше чем величина 75 мкс, определяемая функцией временного разрешения. При дальнейшем уменьшении величины  $L$  уже не хватает нейтронов, которые могли бы рассеиваться на доменах. Поэтому наблюдается резкое уменьшение интенсивности на спаде пиков (z), (ø) и (d).

Более сложные процессы проявились в пике (e). Вначале после максимума интенсивность довольно резко падает в соответствии с уменьшением интенсивности нейтронов с длиной волны 4,77 Å. Но следует иметь в виду, что продолжают поступать нейтроны с увеличивающейся длиной волны, которые еще могут удовлетворять условию дифракционного рассеяния на оставшихся доменах низкополевого состояния, имеющих очень малые, по существу, минимальные размеры (около 200 Å). За время от максимума пика ( $\cong 440$  мкс) до того момента, когда снова  $H = H_{x_{eq}}$ , это увеличение длины волны составляет около 0,06 Å. Поэтому наблюдается затянутый во времени спад. При дальнейшем уменьшении поля ( $H < H_{x_{eq}}$ ) идет обратный процесс движения доменных стенок. Интенсивность рассеяния на доменах состояния  $\text{III}_1$  уменьшается из-за увеличения их размеров, но потом в определенный момент начинает проявляться рассеяние, на этот раз на доменах высокополевого фазового состояния  $\text{III}_2$ , принимающих малые размеры. Поэтому наблюдается новое увеличение интенсивности.

Неполнота экспериментальных результатов не позволяет извлечь из них количественные данные о размерах доменов и о скоростях движения доменных стенок. Тем не менее рассмотренная модель в качественном отношении вполне удовлетворительно описывает эти результаты.

Вернемся теперь к самым первым измерениям с импульсным полем (рис.9). До недавнего времени «появление» пика при  $H = 49,5$  кЭ не

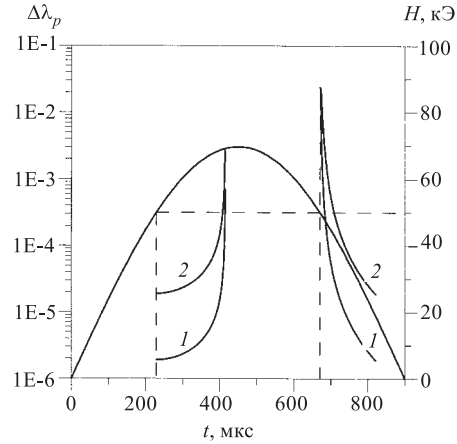


Рис. 17. Временные зависимости магнитного поля и величины  $\Delta\lambda_p$  для рассеяния на мелких доменах фазового состояния  $\text{III}_1$ : линии 1 соответствуют значениям  $L_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 1 \cdot 10^{-6} \text{ кЭ} \cdot \text{мкс}/\text{Å}$ , линии 2 —  $L_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 1 \cdot 10^{-5} \text{ кЭ} \cdot \text{мкс}/\text{Å}$



имело достаточно удовлетворительного объяснения. Отметим некоторые особенности получения этих результатов. При охлаждении образца ниже точки Морина, когда интенсивность отражения (111) должна быть равной нулю, пик (111) не исчезал полностью, как это обычно происходило в последующих измерениях с другими образцами гематита. Это было отмечено в статье [3] и, несмотря на то, что контрольные измерения показали наличие точки Морина в «нужном» месте,  $\cong 260$  К, свидетельствовало о каких-то несовершенствах кристалла. Кроме того, интенсивность в поле с амплитудой около 50 кЭ резко увеличивалась лишь в том случае, если до этого производился нагрев образца до температуры выше  $T_M$ , охлаждение без поля, а затем измерение в импульсном поле с амплитудой, не превышающей величины поля, соответствующей аномальному пику. Если после измерения при амплитуде поля свыше 70 кЭ проводилось снова измерение при  $H \cong 50$  кЭ, дифракционное отражение было нормальным, т.е. точки ложились на основную плавную кривую. Несколько из полученных таким образом точек нанесено на рисунке в основании пика. Каждая точка с аномально большой интенсивностью в поле около 50 кЭ была получена после нагрева образца выше  $T_M$ . Всего было получено пять точек с аномальным рассеянием, каждая из них в отдельной серии измерений. Указанная предыстория образца с охлаждением через точку Морина свидетельствовала о том, что эффект «аномального» рассеяния проявлялся только на многодоменном кристалле.

В статье [66] было показано, что совместное действие магнитного поля и внешнего давления вдоль оси второго порядка ( $H_x$  и  $P_x$ ) может приводить к фазовому переходу первого рода между двумя состояниями, различающимися первоначальными направлениями вектора антиферромагнетизма. Рассмотрим термодинамический потенциал с учетом давления [67]:

$$\begin{aligned} \Phi(\vartheta, \phi) = & -\frac{1}{2} \left( a - \frac{\beta^2}{B} \right) \cos^2 \vartheta - \frac{g}{4} \cos^4 \vartheta - \frac{\beta}{B} H_x \sin \vartheta \sin \phi + \\ & + d \sin^3 \vartheta \cos \vartheta \sin 3\phi + \alpha_P P_x \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \phi + \gamma_P P_x \sin^2 \vartheta \sin^2 \phi. \end{aligned} \quad (24)$$

При отсутствии магнитного поля и давления плотности энергии доменов с  $\cos \vartheta = 1$  и  $\cos \vartheta = -1$  одинаковы. В силу симметрии кристалла действие как магнитного поля, так и давления снимает вырождение с этих двух состояний и приводит к отклонению вектора  $\mathbf{l}$  от ромбоэдрической оси. При этом если при постоянном давлении  $P_x > 0$  увеличивается поле  $H_x > 0$ , то до некоторого определенного значения поля термодинамические потенциалы, соответствующие доменам типа  $D1$  ( $\cos \vartheta > 0$ ), меньше, чем для доменов  $D2$  ( $\cos \vartheta < 0$ ). При большей величине поля соотношение между энергиями состояний изменяется на обратное. Можно считать, что это соответствует фазовому переходу первого рода. Константы магнитоупругой связи для гематита

известны:  $|\alpha_P| = 0,015 \text{ Э}\cdot\text{см}^2\cdot\text{кгс}^{-1}$ ,  $\gamma_P = 0,018 \text{ Э}\cdot\text{см}^2\cdot\text{кгс}^{-1}$  [56]. Минимизируя (24) относительно  $\vartheta$  и  $\phi$ , и учитывая, что  $|\beta H_x| \gg B |\alpha_P P_x|$ , получаем при  $H_x > 0$ ,  $P_x > 0$  равновесные значения для двух фазовых состояний:

$$\phi_{\text{eq}} = \frac{\pi}{2}, \quad \sin \vartheta_{\text{eq}} \cong \frac{\beta H_x}{B [a - (\beta^2/B) + g + 2\gamma_P P_x]}. \quad (25)$$

В используемом приближении величина  $\vartheta_{\text{eq}}$  не зависит от типа домена. Приравнивая энергии двух типов доменов при  $\cos \vartheta > 0$  и  $\cos \vartheta < 0$ , получаем соотношение, описывающее линию равенства энергий состояний в координатах  $(H_x, P_x)$ :

$$H_{x0}^2 = \frac{\alpha_P B^2 [a - (\beta^2/B) + g]^2}{d\beta^2} P_{x0} \quad (26)$$

(пренебрегаем величиной  $2|\gamma_P P_x|$  в сравнении с константой анизотропии  $a$ ). Очевидно, симметрия кристалла при этом не изменяется, а фазовый переход при сжатии кристалла в магнитном поле возможен только в том случае, если константы  $\alpha_P$  и  $d$  имеют одинаковые знаки. Если  $d < 0$ , то при  $\alpha_P < 0$ ,  $H_x < H_{x0}$  плотность энергии доменов  $D1$  меньше, чем у доменов  $D2$ , и наоборот, когда  $H_x > H_{x0}$ .

Если попытаться связать эффект аномального рассеяния нейтронов при  $H_{x0} = 49,5 \cdot 10^3 \text{ Э}$  с междоменным фазовым переходом, то при значениях констант взаимодействия, используемых при расчете [51] фазовой диаграммы гематита для  $T = 78 \text{ К}$  ( $B = 17,14 \cdot 10^6 \text{ Э}$ ,  $\beta = 19,7 \cdot 10^3 \text{ Э}$ ,  $a = 205 \text{ Э}$ ,  $g = 123,8 \text{ Э}$ ,  $d = 3,273 \text{ Э}$ ), получаем значение  $P_{x0} = 7 \text{ кгс}\cdot\text{см}^{-2}$ . Давление приблизительно такой величины действительно возникало в эксперименте при охлаждении образца, но оно не контролировалось.

Оставалось не ясным, почему такой междоменный фазовый переход может сопровождаться значительным увеличением интенсивности рассеяния. Действительно, при дифракции от плоскости (111) домены  $D1$  и  $D2$  неразличимы, т.к. магнитные моменты в них имеют практически одинаковые углы с отражающей плоскостью. По аналогии с моделью, объясняющей приведенные выше результаты рассеяния на плоскости (100), рассмотрим механизм рассеяния нейтронов, применимый к случаю дифракции на плоскости (111). Как уже было пояснено выше, при охлаждении кристалла без магнитного поля с равной вероятностью образуются антиферромагнитные домены двух типов, разделенные 180-градусными доменными стенками —  $\pi$ -солитонами. При действии поля  $H_x$  общее количество доменов уменьшается в два раза. В результате образуется относительно устойчивая доменная структура, в которой чередуются доменные стенки разной полярности, как показано на рис. 18,а. Если при постоянном давлении  $H_x < H_{x0}$ , то домены  $D1$  растут, а на месте доменов  $D2$  возникают плоские одномерные солитоны, но с иной структурой:

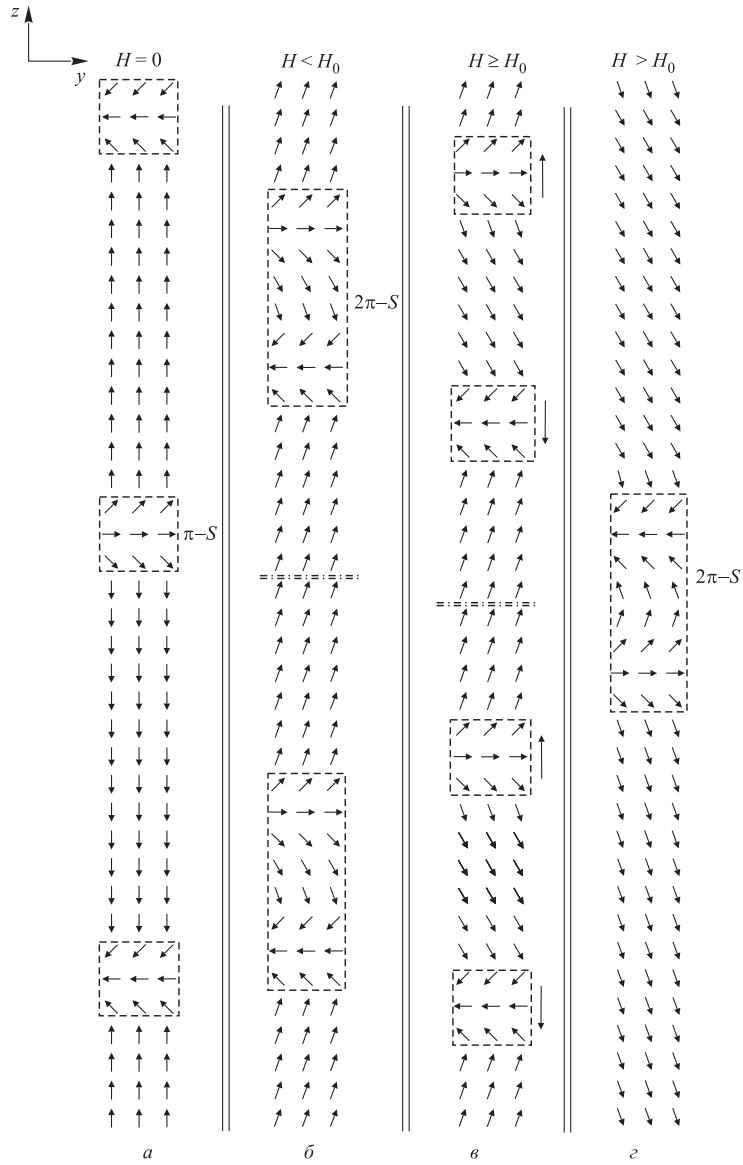


Рис. 18. Схематичное представление перестройки магнитной структуры гематита при междоменном фазовом переходе под действием магнитного поля и давления, направленных по оси второго порядка (перпендикулярно плоскости рисунка)

с общим поворотом магнитных моментов на  $360^\circ$  —  $2\pi$ -солитоны. Схематично такие солитоны показаны в виде отдельных блоков на рис. 18,б. Когда поле превышает значение  $H_{x0}$ , каждый такой солитон делится на части: образуется и растет домен  $D2$ , от которого разбегаются в противоположные стороны два  $\pi$ -солитона (см. рис. 18,б), до встречи с аналогичными солитонами, движущимися им навстречу. В результате образуется новая доменная структура: с большими доменами  $D2$ , разделенными  $2\pi$ -солитонами (рис. 18,з). Таким образом, фазовая перестройка сводится к изменению размеров доменов двух состояний путем движения  $\pi$ -солитонов. Однако при учете только конечных стационарных состояний изменение интенсивности связано только с изменением угла между вектором  $\mathbf{l}$  и плоскостью (111) и не может иметь резкого возрастания при  $H = H_0$ . Такое возрастание интенсивности можно связать с динамикой изменения размеров доменов при учете особенностей рассеяния нейтронов на монокристаллах. В стационарном состоянии, когда зародыш нового состояния зажат между двумя  $\pi$ -солитонами, его толщина определяется энергией неоднородного обменного взаимодействия  $\frac{\zeta}{2} \left( \frac{dl}{dz} \right)^2$  и энергией анизотропии  $\frac{1}{2} \left( a - \frac{\beta^2}{B} \right) \cos^2 \vartheta$  и составляет около  $300\text{\AA}$ . Следует принимать во внимание, что эти зародыши имеют приблизительно такие же проекции вектора  $\mathbf{l}$  на плоскость (111), как и для основной фазы, но отделены от доменов основного состояния  $\pi$ -солитонами. Поэтому их можно рассматривать как независимые рассеиватели, некогерентные по отношению к матрице. Если количество доменов в кристалле велико, то вклад рассеяния на них и на  $\pi$ -солитонах в общую интенсивность может составлять существенную часть. Возможно, с этим связано наличие довольно большой интенсивности отражения (111) при отсутствии магнитного поля (конечно, в этом случае вклад в интенсивность могут давать компоненты вектора  $\mathbf{l}$  на плоскость (111), имеющиеся только в  $\pi$ -солитонах). В магнитном поле, близком к значению  $H_{x0}$ , когда размер  $L$  новых доменов (состояния  $I_1$  или  $I_2$ , в зависимости от того, меньше или больше поле, чем  $H_{x0}$ ) увеличивается, интенсивность рассеяния на  $N$  таких доменах равна [68]:

$$I_p = I(\lambda) 8d_{(111)}^4 \sin \theta_B N_c^2 N |F_{(111)}|^2 L \sin^2 \vartheta, \quad (27)$$

где  $F_{(111)} \cong 10 \cdot 10^{-12}$  см — амплитуда магнитного рассеяния для отражения (111), отнесенная к одной элементарной ячейке,  $N_c$  — число элементарных ячеек в единице объема. Диапазон длин волн нейтронов, охватываемых этим рассеянием,  $\Delta\lambda_p = \frac{2\lambda_0}{n}$  ( $n$  — число элементарных ячеек на длине  $L$ ), намного больше, чем диапазон  $\Delta\lambda_m = \frac{\lambda_0 \eta_{ef}}{\text{tg } \theta_B}$  для дифракции на больших

доменах основного состояния. По мере роста домена интенсивность возрастает пропорционально его размеру. Если начальный размер  $n_{\min} = 80$  ( $nd_{(111)} = 400 \text{ \AA}$ ), спектр рассеиваемых нейтронов «обрезается» величиной  $\Delta\lambda_s = \frac{\tau_s}{cL_1} \cong 0,07 \text{ \AA}$  (длительность  $\tau_s$  вспышки тепловых нейтронов на ИБР составляла 150 мкс, расстояние  $L_1$  от замедлителя до образца было равным 8,5 м). При увеличении размера до  $n = 1000$  ( $nd_{(111)} = 5000 \text{ \AA}$ ) интенсивность возрастает более чем в 20 раз по отношению к начальной. При этом по-прежнему диапазон  $\Delta\lambda_p = 0,01 \text{ \AA}$  существенно превышает величину  $\Delta\lambda_m$ , которая, если даже эффективная мозаичность кристалла составляет  $60''$ , равна  $0,002 \text{ \AA}$ . Допустим, что в кристалле с размерами 10 мм содержится  $2 \cdot 10^3$  доменов основного состояния, т.е. возникает столько же маленьких доменов другого состояния. Соответствующие размеры основных доменов ( $5 \cdot 10^{-4}$  см) сказываются уже на ширине диапазона длин волн для этих доменов, который равен в таком случае  $\sim 0,003 \text{ \AA}$ . Допуская, что при 50 кЭ на основном объеме кристалла рассеивается только 0,1 часть от максимально возможной для отражения (111), и подставляя в (27) значение  $\sin \vartheta \cong \frac{\beta H}{aB - \beta^2}$ , получаем при  $n = 3000$  (при этом  $\Delta\lambda_p = 0,01 \text{ \AA}$ ) увеличение общей интенсивности за счет рассеяния на мелких доменах нового фазового состояния в 15 раз.

Спрашивается, почему дополнительное рассеяние наблюдается именно при амплитуде импульсов 50 кЭ, а не проявляется при больших значениях  $H_m$ , когда критическое значение поля пересекается на подъеме и на спаде импульсов? Для ответа на этот вопрос следует принимать во внимание скорость изменения поля. В отличие от ситуации, когда критическое значение достигается на крутом фронте магнитного импульса, если  $H_{x0}$  близко по значению к  $H_m$ , скорость движения  $\pi$ -солитонов, которая пропорциональна  $|H_x - H_{x0}|$ , относительно мала, мелкие домены относительно долгое время имеют размеры, оптимальные для рассеяния нейтронов. За это время успевают прилететь нейтроны с длиной волны  $\lambda_0$  (при заданном направлении падения) в пределах длительности вспышки источника (150 мкс), кроме того, прилетают и рассеиваются нейтроны с другими значениями длины волны под другими углами (например, с большими длинами волн под большими углами  $\theta_0$ ), также удовлетворяющие условию дифракции на домене.

Остается вопрос о причинах исчезновения аномального рассеяния после того, как образец находился в поле, значительно превышающем критическое значение. Можно только предположить, что при этом происходит разрушение многодоменной структуры, т.е. зародыши состояния  $I_1$ , зажатые с двух сторон  $\pi$ -солитонами и доменами состояния  $I_2$ , ликвидируются и в результате кристалл становится однодоменным.

К сожалению, измерения гематита в импульсном поле с контролируемым давлением на образец не проводились. Такие исследования не только в обла-

сти отражения (111), но и с другими плоскостями, имеющими угол с осью  $z$ , отличающийся от  $90^\circ$ , например (100), для которых амплитуды рассеяния различны для двух типов доменов, могли бы дать не только более полную информацию о кинетике фазовой перестройки, но, возможно, позволили бы выделить часть рассеяния, связанную с  $\pi$ -солитонами и  $2\pi$ -солитонами.

### 5. ДИНАМИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ

В данном разделе представлены результаты измерений в импульсном поле фазового спин-флоп-перехода в монокристаллах  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , а также фазового перехода первого рода в  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  ниже точки Морина в магнитном поле, параллельном оси  $C_2$ . Измерения были выполнены на спектрометре СНИМ-2 [13–16]. Использовались монокристаллы:  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  с размерами  $5 \times 6 \times 8$  мм,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  — цилиндр диаметром 3,5 мм и высотой 8 мм.

**5.1. Спин-флоп переход [20,21].** В случае  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  производились измерения влияния магнитного поля на дифракционный пик (333), который

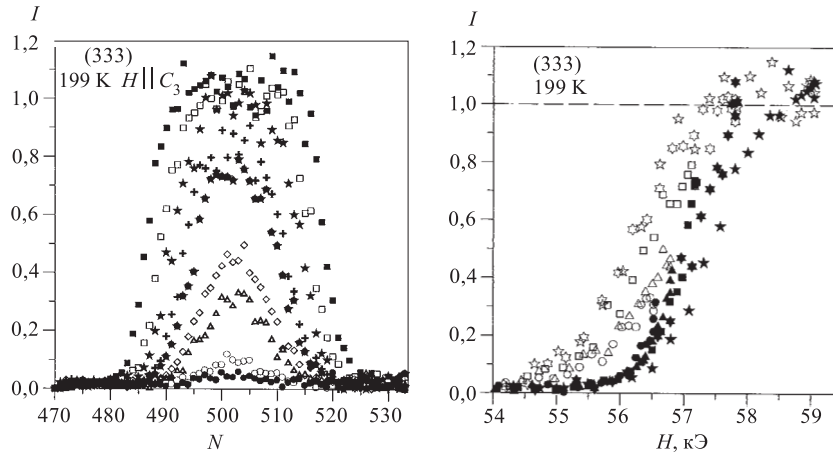


Рис. 19. Нормированные нейтронограммы магнитного отражения (333) для гематита.  $T = 199$  К, ширина канала  $\tau = 4$  мкс, длительность магнитного импульса (по основанию)  $T_H = 737$  мкс. Значения  $H_m$  (в кЭ) соответствуют: ■ — 59,08; □ — 58,33; ★ — 57,84; † — 57,46; ☆ — 57,20; ◇ — 56,82; △ — 56,56; ○ — 56,18; ● — 55,81 кЭ

Рис. 20. Зависимости интенсивности от поля, соответствующие нейтронограммам, представленным на рис. 19. Значения  $H_m$  (в кЭ) соответствуют: ●, ○ — 56,56; ▲, △ — 56,82; ■, □ — 57,20; ☆, ☆ — 57,84; ★, ☆ — 59,08 кЭ

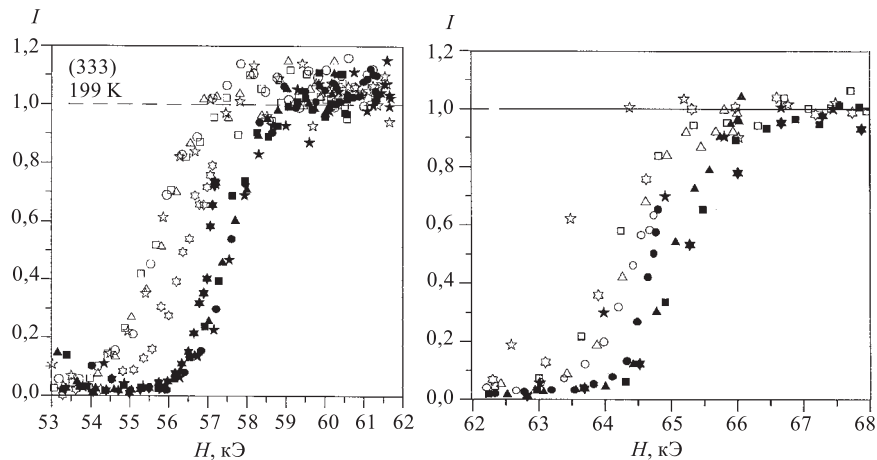


Рис. 21. То же, что на рис.20, но с относительно большими амплитудами импульсов. Здесь же для сравнения приведена одна петля гистерезиса с промежуточным значением амплитуды (при  $H_m = 57,2$  кЭ —  $\diamond, \diamond$ ).  $\blacktriangle, \triangle$  — 60,33;  $\blacksquare, \square$  — 60,33;  $\bullet, \circ$  — 61,34;  $\star, \star$  — 61,66 кЭ

Рис. 22. Зависимости интенсивности в пике (333) от величины поля, полученные при  $T = 156$  К,  $\tau = 8$  мкс. Значения  $H_m$  соответствуют:  $\bullet, \circ$  — 64,81 кЭ;  $\blacktriangle, \triangle$  — 66,07 кЭ;  $\blacksquare, \square$  — 68,59 кЭ;  $\diamond, \diamond$  — 71,10 кЭ. Для представления о температурной зависимости положения петли гистерезиса приведены также данные, соответствующие температуре  $T = 157,5$  К,  $\star, \star$  — 73,47 кЭ

отсутствует в исходном состоянии образца ниже точки Морина и имеет максимальную интенсивность в спин-флоп-состоянии, когда поле превышает величину  $H_{zeq}$ . Ромбоэдрическая ось кристалла [111] была параллельной горизонтально направленному магнитному полю с точностью  $0,2^\circ$ . Угол рассеяния равен  $170^\circ$ .

В измерениях с монокристаллом  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  использовалось отражение (224). Для исключения влияния неоднородности радиальной составляющей поля и, следовательно, для однозначного задания направления поворота вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{n}$  от оси симметрии, кристалл  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  устанавливался с отклонением оси  $C_3$  от оси магнита в горизонтальной плоскости на определенный угол  $\gamma > 0$  (как правило, он был не меньше, чем  $1^\circ$ ) с точностью  $0,25^\circ$ . Угол рассеяния в этом случае  $2\theta_0 = 90^\circ$ . Временное соотношение между отражением (224) для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и импульсом поля представлено на рис. 3. Там же показана геометрия измерений.

На рис. 19 приведена часть серии нормированных нейтронограмм отражения (333) для гематита. Нормировка в данном случае состояла в делении полученных при различных амплитудах поля спектров на нейтронограмму

с импульсом, обеспечивающим полный поворот моментов (с предварительным вычитанием из каждого спектра фоновой подложки). Соответствующие этой серии зависимости интенсивности от поля показаны на рис. 20 и рис. 21. Возрастанию поля соответствуют точки, обозначенные черными значками, а уменьшению поля — светлыми. Кроме того, на рис. 22 представлены зависимости, полученные при  $T = 156$  К,  $\tau = 8$  мкс,  $T_H = 1000$  мкс.

На рис. 23 приведена серия из четырех зависимостей отражающей способности  $I = (I_H - I_0)/I_0$  от номера канала для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Соответствующие зависимости отражающей способности от величины поля даны на рис. 24, а, б, в. На рис. 24, г, д, е 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  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  при  $T_H = 455$  мкс,  $T = 108$  К,  $\tau = 8$  мкс. Соответствующие зависимости  $I(H)$  приведены на рис. 25.

Общей особенностью этих 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 на рис. 20, из которого следует, что процесс установления равновесного направления для вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{I}$  не успевает за изменением магнитного поля. С увеличением амплитуды импульсов петля гистерезиса расширяется, но затем приобретает предельную ширину и форму. При повышении температуры процесс переориентации с гистерезисом перемещается к меньшим значениям поля, что согласуется с фазовой диаграммой гематита. На рис. 22 показано, как смещается петля гистерезиса при изменении температуры всего на 1,5 К.

По крайней мере для случая спин-флоп-перехода в  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  наблюдаемый гистерезис имеет динамический характер, т.е. он не проявился бы в

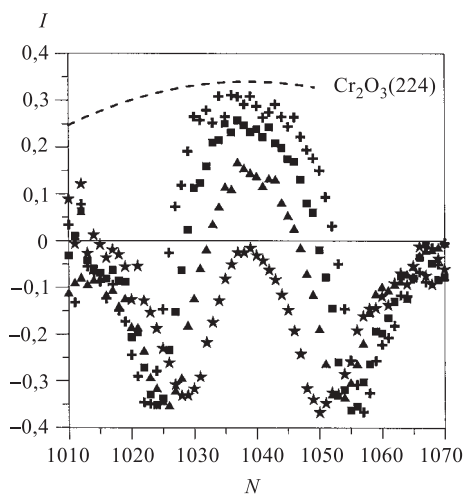


Рис. 23. Зависимости отражающей способности  $I = (I_H - I_0)/I_0$  от номера канала для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , полученные при  $T = 136$  К,  $\gamma = +1^\circ$ ,  $T_H = 1000$  мкс. Штриховой линией показан характер изменения магнитного поля. Значения  $H_m$  соответствуют:  $\star$  — 67,2;  $\blacktriangle$  — 68,6;  $\blacksquare$  — 69,9;  $+$  — 71,0 кЭ



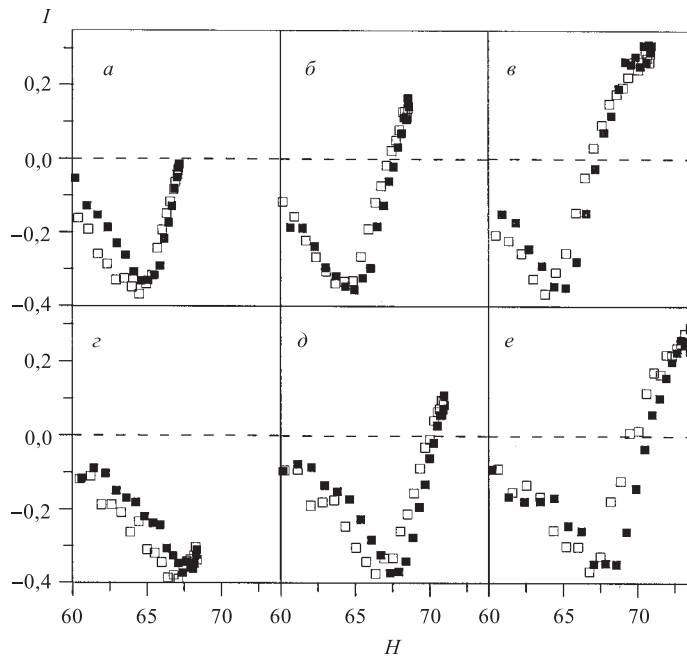


Рис. 24. Зависимости изменения отражающей способности от величины магнитного поля для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  при  $\gamma = +1^\circ$ :  $T = 136$  К, (а, б, в),  $T = 153$  К (з, д, е)

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. Несколько иная ситуация с  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . 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  $\mathbf{n}$  исходного состояния при изменении поля. Из сопоставления данных, представленных на рис. 25, с результатами измерения интенсивности при  $T > T_N = 320$  К следует, что в минимуме магнитная часть рассеяния практически исчезает, т.е. вектор  $\mathbf{n}$  становится перпендикулярным плоскости (224). Из-за малой величины второй константы осевой анизотропии относительно первой (точное значение второй константы неизвестно) и заведомого отклонения поля от оси симметрии в случае  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  следует говорить не о фазовом переходе, а о непрерывном повороте вектора  $\mathbf{n}$ . Тем не менее и этот процесс происходит с гистерезисом. Наиболее определенным результатом измерений с  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  является наличие гистерезиса при  $H_m < H_{\text{zeq}}$  (см. рис. 24 и 25). Это свидетельствует о существовании механизма, вызывающего запаздывание процесса поворота намагниченностей

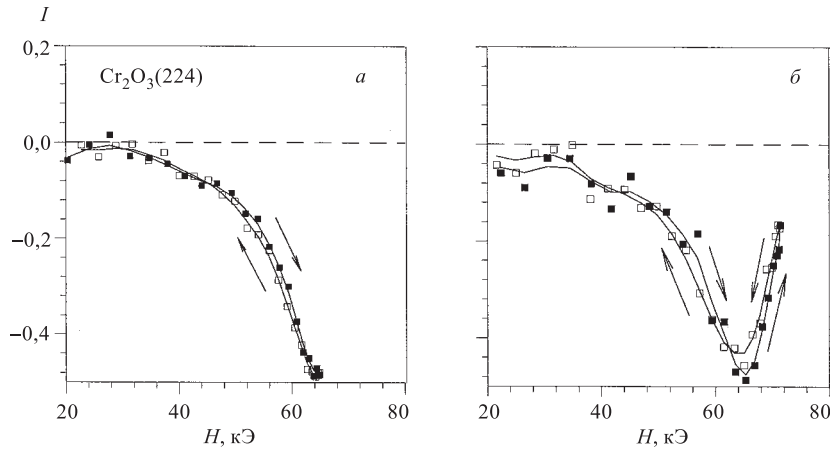


Рис. 25. Зависимости отражающей способности  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  от поля при  $T = 108$  К,  $\gamma = +1^\circ$ ,  $T_H = 455$  мкс,  $H_m = 64,9$  кЭ (а) и  $71,4$  кЭ (б). Стрелками указана последовательность изменения магнитного поля

Таблица 2. Значения критического поля, соответствующие фазовой диаграмме, и положение центра петли гистерезиса. Относительные значения ширины петли в поле  $H_z$

$T, \text{K}$	$H_{zeq}, \text{кЭ}$	$H_{z \text{ exp}}$	$\Delta H_z / H_{z \text{ exp}}, \%$	$H_{xeq}, \text{кЭ}$	$H_{x \text{ exp}}$
156	64,08	64,65	1,7		
157,5	63,86	63,8			
199	55,7	56,57	3,25		
230				–	54,1
240				39,14	41,1

магнитных подрешеток задолго до достижения полем критического значения. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют выделить в гистерезисной картине часть, связанную непосредственно с фазовым переходом, когда  $H_m > H_{zeq}$ .

В табл. 2 приведены значения магнитного поля, соответствующие в каждом случае центру петли гистерезиса для гематита, в сравнении с величинами критического поля фазового перехода первого рода, которые были получены в расчетах фазовой диаграммы [51]. Следует признать, что для спин-флоп-перехода экспериментальные результаты неплохо согласуются с критическими значениями. В этой же таблице представлены относительные значения ширины петли гистерезиса в поле  $H_z$ .

Было бы естественно предположить, что наблюдаемая петля гистерезиса непосредственно связана с диапазоном метастабильности для фазовых состояний. Как видно на рис. 21, относительная ширина предельной петли гистерезиса составляет 3,25 % при  $T = 199$  К. Это в три раза меньше теоретического диапазона метастабильности, который при этой температуре ограничивается значениями от 52,5 до 58,9 кЭ [51]. При  $T = 156$  К ширина предельной петли гистерезиса еще меньше — около 1,7 % (см. рис. 22).

Такое резкое расхождение свидетельствует о том, что образец состоит из множества антиферромагнитных доменов, и фазовая перестройка определяется движением доменных стенок. В этом отношении данные эксперимента согласуются с теорией [63] и с результатами исследования рассеяния на зародышах новой фазы (см. разд. 4). 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. 20–22) соответствуют ситуации, когда 90-градусные стенки за время возрастания поля не успевают пройти весь объем, заполненный первоначально доменами исходного состояния.

Проанализируем подробнее процесс фазовой перестройки в случае спин-флоп-перехода. Если, используя выражение (4) при  $H = H_z$ , приравнять термодинамические потенциалы двух фазовых состояний (состояние I<sub>0</sub> при  $\sin \vartheta = 0$  и III при  $\cos \vartheta = 0$ ), то для разности потенциалов получаем выражение

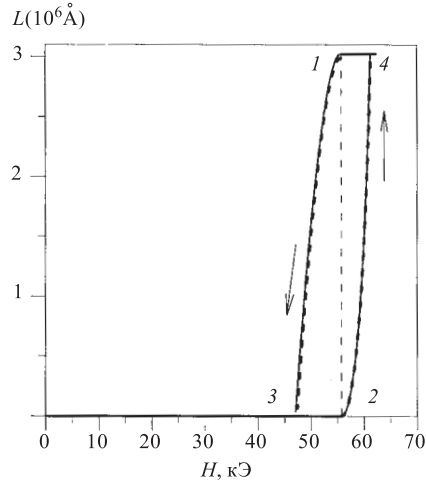
$$\Delta\Phi \equiv \Phi_1 - \Phi_2 = \frac{H_{zeq}}{B} \left[ (H - H_{zeq}) + \frac{(H - H_{zeq})^2}{2H_{zeq}} \right] \quad (28)$$

(принимая во внимание, что  $D \gg B$ ). Допустим, что кристалл состоит из одинаковых по размерам ( $L_0$ ) плоских антиферромагнитных доменов, разделенных 180-градусными стенками. Когда поле превышает значение  $H_{zeq}$ , домен состояния III, образовавшийся между 90-градусными стенками, растет со скоростью, определяемой их движением. При возрастании поля размер каждого домена изменяется в соответствии с выражением

$$L_{\parallel}(t) \equiv 2 \int_{t_1}^t v(t) dt = \frac{H_{zeq}}{\alpha B} \int_{t_1}^t \left[ (H(t) - H_{zeq}) + \frac{1}{2H_{zeq}} (H(t) - H_{zeq})^2 \right] dt, \quad (29)$$

где  $H(t_1) = H_{zeq}$ . В определенный момент  $t_{1m}$  домены достигают максимального значения  $L_0$ . При уменьшении поля, на спаде магнитного импульса, в момент времени  $t_2$  (при этом также  $H(t_2) = H_{zeq}$ ) начинается обратный

Рис. 26. Расчетная форма петли гистерезиса для спин-флоп-перехода в гематите для синусоидальных импульсов поля (интенсивность рассеяния нейтронов пропорциональна размеру  $L$  доменов) при следующих значениях параметров:  $H_m = 62$  кЭ,  $T_H = 740$  мкс,  $H_{zeq} = 55,7$  кЭ,  $B = 17,14 \cdot 10^3$  кЭ,  $L_0 = 3 \cdot 10^6 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-6}$  кЭ·мкс· $\text{\AA}^{-1}$ . Пунктирная линия в петле, почти совпадающая с непрерывной линией, соответствует приближенной (линейной) зависимости скорости движения доменных стенок от  $(H - H_{zeq})$



процесс — уменьшение доменов:

$$L_{\parallel}(t) = L_0 - \frac{H_{zeq}}{\alpha B} \int_{t_2}^t \left[ (H_{zeq} - H(t)) - \frac{1}{2H_{zeq}} (H_{zeq} - H(t))^2 \right] dt, \quad (30)$$

который завершается при  $L(t_{2m}) = 0$ . При не слишком большой толщине кристалла, когда можно пренебречь вторичной экстинкцией при рассеянии нейтронов, интенсивность пропорциональна величине  $L_{\parallel}(t)$ . Исходя из временной зависимости магнитного импульса, можно рассчитать форму кривой гистерезиса  $I(H_z) \approx L_{\parallel}(H_z)$ . На рис. 26 показан пример такой зависимости для синусоидальных импульсов поля  $H_z = H_m \sin \frac{\pi t}{T_H}$  при следующих значениях параметров:  $H_m = 62$  кЭ,  $T_H = 740$  мкс,  $H_{zeq} = 55,7$  кЭ,  $B = 17,14 \cdot 10^3$  кЭ,  $L_0 = 3 \cdot 10^6 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-6}$  кЭ·мкс· $\text{\AA}^{-1}$ . Мы не задавались целью добиться количественного согласия этой зависимости с экспериментальными данными по «предельной» петле гистерезиса (см. рис. 21), хотя качественное соответствие очевидно. Действительно, импульсы поля в экспериментах [22, 23] имели форму затухающей синусоиды:  $H_z = H_m e^{-\delta t} \sin \frac{\pi t}{T_H}$ .

Корректная обработка экспериментальных кривых гистерезиса, при условии применимости кинематического приближения при анализе рассеяния нейтронов, позволяет определять произведение  $(L_0 \alpha)$ . Восходящая и нисходящая ветви петли начинаются (точки 1 и 3 на рис. 26) при одном и том же значении магнитного поля  $H_z = H_{zeq}$ .

На рис. 26 пунктиром показан ход кривых  $L_{\parallel}(H)$  при учете только линейного члена в зависимости скорости движения стенки от  $(H - H_{zeq})$ . Как

видим, по крайней мере в рассмотренном примере ширина петли гистерезиса практически не изменяется. Используя такое приближение для скорости, получаем выражения для времени прямого и обратного перемагничивания кристалла:

$$(t_{1m} - t_1)^2 \cong (t_{2m} - t_2)^2 \cong \frac{BT_H \alpha L_0}{\pi H_{zeq} \sqrt{H_m^2 - H_{zeq}^2}}. \quad (31)$$

Соответствующие координаты точек 3 и 4 на кривой гистерезиса:

$$H_3 \cong H_{zeq} - \sqrt{\frac{\pi B \alpha L_0}{H_{zeq} T_H} \sqrt{H_m^2 - H_{zeq}^2}}, \quad H_4 \cong H_{zeq} + \sqrt{\frac{\pi B \alpha L_0}{H_{zeq} T_H} \sqrt{H_m^2 - H_{zeq}^2}}. \quad (32)$$

Понятно, почему в эксперименте петля гистерезиса при увеличении амплитуды импульсов, достигнув определенной ширины, затем в пределах точности измерений и в сравнительно малом диапазоне значений амплитуды, в котором производились измерения, перестала уширяться. Далее ширина увеличивается как корень четвертой степени от  $(H_m - H_{zeq})$ . Заметим, что максимальная скорость (в точке 4) при  $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-6}$  кЭ·мкс·Å<sup>-1</sup> равна  $3,6 \cdot 10^4$  Å·мкс<sup>-1</sup>.

**5.2. Фазовый переход в гематите в магнитном поле, перпендикулярном ромбоэдрической оси.** Измерения с монокристаллом  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  были проведены ниже точки Морина, когда магнитное поле направлено по оси симметрии второго порядка, т.е. по оси  $x$ . Как следует из анализа фазовой диаграммы гематита [51], фазовый переход первого рода в этом случае имеет место только достаточно близко к точке Морина. Однако расчеты показывают, что и ниже критической точки ( $T_{cr} \cong 236,5$  К,  $H_{xcr} \cong 45$  кЭ) поворот приблизительно от  $65^\circ$  к  $90^\circ$  должен происходить настолько резко, что в таких экспериментах, как, например, измерение намагниченности или дифракция нейтронов, он может восприниматься, как переход первого рода.

В нейтронных экспериментах с импульсным полем использовался тот же образец гематита, с которым проводились измерения спин-флор перехода. Угол рассеяния в этом случае составлял  $2\theta_0 = 90^\circ$ . Магнитное поле было вертикальным, направленным перпендикулярно плоскости рассеяния. Длительность импульса поля составляла 1035 мкс. На рис. 27 приведены две нейтронограммы отражения (333) в импульсном поле с амплитудой  $H_m = 84,3$  кЭ при температуре  $T = 230$  К. На одной из них импульс поля синхронизирован с дифракционным пиком так, что наблюдается поворот вектора  $\mathbf{l}$  к базисной плоскости, происходящий при возрастании поля, на переднем фронте импульса, а на второй нейтронограмме — обратный поворот, к ромбоэдрической оси, который происходит на спаде импульса магнитного поля. Зависимость

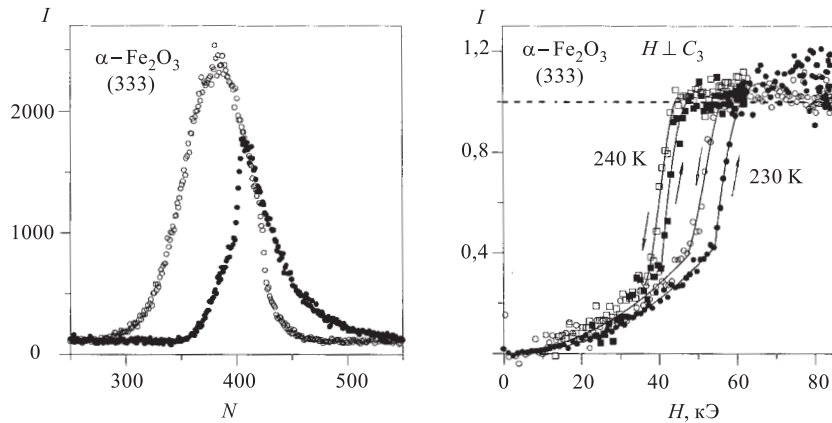


Рис. 27. Нейтронограммы отражения (333) для гематита при  $T = 230$  К в поле, параллельном оси симметрии второго порядка. Спектр, обозначенный черными точками, получен при задержке импульсов поля относительно стартовых импульсов реактора, равной 18044 мкс, а второй спектр (светлые кружки) — при задержке 17564 мкс. Ширина канала 4 мкс

Рис. 28. Зависимость нормированной интенсивности отражения (333) от величины магнитного поля при двух значениях температуры. Черными значками показаны значения, полученные при росте магнитного поля, светлыми — при уменьшении поля (стрелки показывают направленность изменения поля)

интенсивности от величины поля, полученная при обработке нейтронограммы рис. 27, показана на рис. 28. В данном случае  $I$  — нормированная интенсивность, т.е. спектр, полученный с полем, делился на спектр, который измерялся выше точки Морина, при 270 К, в слабом магнитном поле 10 кЭ. На этом же рисунке представлены результаты, полученные при  $T = 240$  К. Длительность импульса поля составляла в этом случае  $T_H = 740$  мкс, при этом сразу измерялась интенсивность на подъеме и на спаде магнитного импульса.

В табл. 2 приведено сравнение полученных положений петли гистерезиса в поле  $H_x$  с данными, взятыми из фазовой диаграммы ( $H_x T$ ). При температуре 230 К не приводится значение  $H_{xeq}$ , т.к. эта температура ниже значения, соответствующего критической точке. Не следует придавать большого значения полученному увеличению ширины петли гистерезиса при уменьшении температуры, т.к. при температуре 230 К приходилось делать измерения раздельно, что, возможно, привносило дополнительные погрешности в обработку результатов.

Заметим, что положение критической точки очень чувствительно к значениям параметров анизотропии; она существенно сдвигается при изменении этих параметров в пределах точности их определения. Если же действи-

тельно температура 230 К ниже критической точки, то, как и в измерениях спин-флоп-перехода в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , в измерениях с гематитом в поле, параллельном оси второго порядка, видим проявление гистерезиса, не связанное непосредственно с движением доменных стенок.

Сделаем некоторые выводы по результатам исследования кинетики фазовых переходов.

1. Дифракционные измерения ориентационных фазовых переходов первого рода, индуцированных импульсным магнитным полем в монокристаллах, подтвердили механизм фазовой перестройки, связанный с изменением размеров доменов за счет движения доменных стенок.

2. В экспериментах 1976–1978 гг. на подложке обычных дифракционных пиков от кристалла зарегистрированы узкие пики, которые по интенсивности почти на порядок могут превышать основное дифракционное рассеяние. Возникновение их обусловлено рассеянием на микроскопических доменах, представляющих собой остатки от первоначального низкополювого фазового состояния. Фазовая перестройка при действии импульсов поля представляет собой рост размеров доменов высокополювого состояния, существующих при отсутствии поля в виде зародышей на доменных стенках, и соответствующее уменьшение размеров доменов низкополювого состояния. Возможность наблюдения этих (низкополювых) доменов связана со спецификой дифракции нейтронов на монокристаллах, в соответствии с которой оптимальными являются размеры около 1000 Å. Продолжая сжиматься, эти домены не исчезают, а остаются в виде зародышей будущего низкополювого состояния с размерами 200–300 Å, но становятся уже невидимыми при рассеянии нейтронов из-за своих малых размеров. Время, за которое эти домены уменьшаются до оптимальных размеров, начиная от момента достижения полем значения  $H_{\text{eq}}$ , составляло 170–180 мкс. При значении  $H_{\text{eq}}$ , близком к амплитуде магнитных импульсов, удалось зарегистрировать обратный процесс, когда на спаде импульсов высокополювые домены снова уменьшаются и появляется дополнительное рассеяние, связанное уже с микроскопическими доменами высокополювого состояния.

3. Для объяснения аномального пика в рассеянии нейтронов, проявившегося при поле 49,5 кЭ в экспериментах 1968 г., используется модель междоменного фазового перехода первого рода, происходящего при совместном действии магнитного поля и давления. В этом случае дополнительное рассеяние нейтронов связано с ростом множества доменов нового состояния, существующих в матрице основного состояния в форме зародышей в  $2\pi$ -солитонах.

4. Дифракционные измерения спин-флоп-перехода в монокристаллах  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , а также фазового перехода первого рода в гематите в магнитном поле, параллельном оси второго порядка, показали наличие гистерезиса в зависимости интенсивности от величины поля.

5. 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.

6. 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.

7. При увеличении амплитуды импульсов, т.е. скорости изменения магнитного поля, петля гистерезиса в случае спин-флоп-перехода в гематите принимает предельные форму и ширину, не изменяющиеся при дальнейшем увеличении скорости изменения поля, по крайней мере, в пределах значений амплитуд импульсов, полученных в экспериментах.

8. При понижении температуры относительная ширина петли гистерезиса при спин-флоп-переходе уменьшается. Особенно определенно это проявилось в измерениях с  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ .

9. Проведенный анализ процесса переориентации магнитных моментов при спин-флоп-переходе, связанного с движением доменных стенок, позволил определить свойства основных характеристик петли гистерезиса и качественно описать экспериментальные данные. В соответствии с этим анализом, после достижения амплитудного значения петли гистерезиса — по величине интенсивности нейтронов, дальнейшее значение ширины петли (по полю) должно увеличиваться как корень  $\sqrt[4]{(H_m - H_{\text{zeq}})}$ . Это служит объяснением замедления уширения петли при увеличении амплитуды импульсов, проявившегося в экспериментах.

10. В измерениях с кристаллом  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  проявился гистерезис при амплитуде импульсов поля меньшей, чем критическое значение. Это рассматривается как свидетельство запаздывания процесса обычного поворота намагниченностей подрешеток при изменении поля (ниже точки фазового перехода).

## 6. АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ОРТОФЕРРИТЕ ГОЛЬМИЯ [24]

Кристаллическая симметрия  $\text{HoFeO}_3$  описывается ромбической пространственной группой  $D_{2h}^{16} - P_{\text{bmm}}$ . В каждой ячейке содержится четыре молекулы, расположение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  показано на рис. 29. В силу симметрии кристалла, подобно гематиту, такая структура связана с возможностью неколлинеарного антиферромагнитного упорядочения и слабого ферромагнетизма. В температурном диапазоне  $T_{\text{NHo}} < T < T_{\text{NFe}} = 647$  К, где  $T_{\text{NHo}} = 4,5 - 6,5$  К [69,70] — точка Нееля для ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , железные



подрешетки упорядочены антиферромагнитно, а подрешетки гольмия находятся в парамагнитном состоянии. Но под влиянием обменного Ho – Fe-взаимодействия ионы  $\text{Ho}^{3+}$  испытывают слабое упорядочение, характер которого, в свою очередь, определяется конфигурацией упорядочения ионов  $\text{Fe}^{3+}$ .

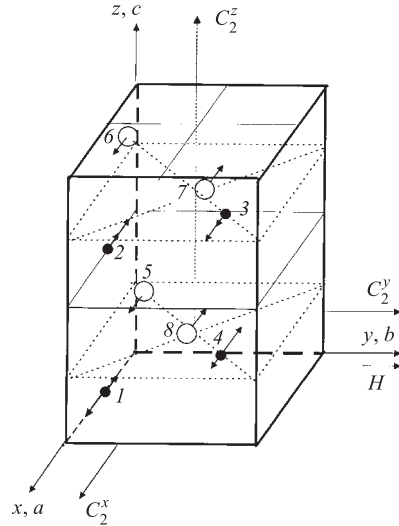


Рис. 29. Расположение магнитных ионов в элементарной ячейке. Длинными стрелками при ионах железа показаны первоначальные направления магнитных моментов. Короткие стрелки при ионах  $\text{Fe}^{3+}$  (●), и  $\text{Ho}^{3+}$  (○) обозначают магнитные упорядочения, соответственно, типа  $C_x$  и  $c_x$ , индуцированные магнитным полем

ионов гольмия — антисимметричным и анизотропно-симметричным обменными Ho-Fe-взаимодействиями [72]. Таким образом, экспериментальное исследование антиферромагнитного упорядочения, индуцированного полем  $H_y$ , позволяет определять константы этих взаимодействий, что имеет существенное значение при изучении редкоземельных ортоферритов.

Однако экспериментальное выделение соответствующих антиферромагнитных составляющих является непростой задачей, т.к. эти взаимодействия на несколько порядков слабее, чем основное обменное взаимодействие, ответственное за упорядочение ионов железа. Этим можно объяснить то, что такие исследования ранее не проводились.

При рассмотрении возможных магнитных структур используем следующие векторы ферро- и антиферромагнетизма:  $\mathbf{F} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4$ ,  $\mathbf{G} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$ ,  $\mathbf{C} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$ ,  $\mathbf{A} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4$  для ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\mathbf{f} = \mathbf{M}_5 + \mathbf{M}_6 + \mathbf{M}_7 + \mathbf{M}_8$ ,  $\mathbf{g} = \mathbf{M}_5 - \mathbf{M}_6 + \mathbf{M}_7 - \mathbf{M}_8$ ,  $\mathbf{c} = \mathbf{M}_5 + \mathbf{M}_6 - \mathbf{M}_7 - \mathbf{M}_8$ ,  $\mathbf{a} = \mathbf{M}_5 - \mathbf{M}_6 - \mathbf{M}_7 + \mathbf{M}_8$  для ионов  $\text{Ho}^{3+}$  ( $\mathbf{M}_i$  — намагниченности соответствующих подрешеток).

При условии  $63 \text{ K} < T < T_{N\text{Fe}}$  реализуется состояние  $\Gamma_4(\underline{G}_x, A_y, F_z, f_z)$  — антиферромагнитное упорядочение типа G по оси  $x$  для ионов  $\text{Fe}^{3+}$  с указанными малыми по величине дополнительными компонентами. При действии внешнего магнитного поля, направленного по оси  $y$ , в этой температурной области в дополнение к  $\Gamma_4$  индуцируется примесь состояния  $\Gamma_3(C_x, F_y, A_z, c_x, f_y)$ , т.е. антиферромагнитное упорядочение железа и гольмия типа  $(C, c)$  по оси  $x$ . Степень этого упорядочения пропорциональна величине поля и определяется для ионов железа, главным образом, антисимметричным обменным Fe-Fe-взаимодействием [71], а для ионов гольмия — антисимметричным и анизотропно-симметричным обменными Ho-Fe-взаимодействиями [72].

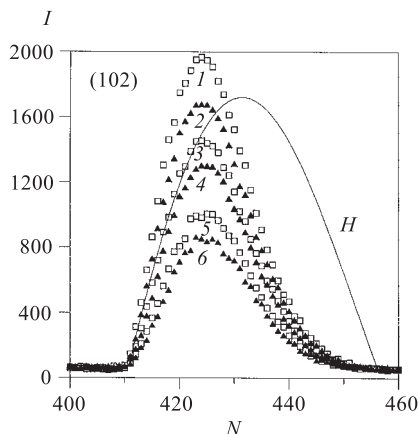


Рис. 30. Нейтронограммы при  $H_m = 77$  кЭ,  $\tau = 16$  мкс,  $T = 79$  (1), 86 (2), 94 (3), 103 (4), 113 (5), 123 К (6). Показано положение и форма импульса магнитного поля

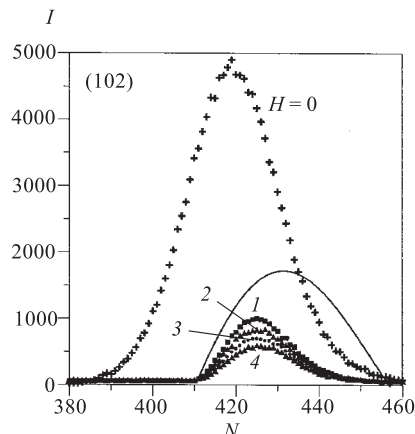


Рис. 31. Соотношение между индуцированными дифракционными пиками при  $H_m = 87,55$  кЭ и «стандартным» пиком, полученным при  $T = 26$  К (+).  $T = 123$  (1), 134 (2), 144 (3), 154 К (4)

Дифракция нейтронов предоставляет в этом отношении уникальные возможности, т.к. индуцированным компонентам антиферромагнетизма ( $C_x$ ,  $c_x$ ) соответствуют отдельные дифракционные пики, не связанные с ядерным взаимодействием и с другими компонентами намагниченностей подрешеток.

Измерения проводились с монокристаллом  $\text{HoFeO}_3$ , имеющим размеры  $3 \times 6 \times 8$  мм. Использовались дифракционные отражения, чувствительные только к указанным компонентам векторов антиферромагнетизма, которые присутствуют в смеси состояний  $\Gamma_4$  и  $\Gamma_3$ : (102) с компонентами  $C_x$ ,  $c_x$  и (201) с компонентами  $c_x$ ,  $A_y$ ,  $A_z$ . Для получения абсолютных значений индуцированных компонент  $C_x$  и  $c_x$  учитывалась интенсивность и форма спектра первичного пучка нейтронов.

Компонента  $A_y \neq 0$  при  $H = 0$ . В линейном по величине поля приближении она не должна изменяться. Компонента  $A_z$  индуцируется полем  $H_y$ , но с полным основанием ею можно пренебрегать, так как она зависит от величины поля квадратично. Таким образом, измерение двух дифракционных отражений позволяет определять величины индуцированного по оси  $x$  антиферромагнетизма отдельно в железной и редкоземельной подсистемах.

На рис. 30 и 31 приведены серии нейтронограмм для отражения (102), полученные при  $2\theta_0 = 91,7^\circ$  и указанных значениях температуры. Показан также спектр отражения (102) в низкотемпературном фазовом состоянии, в котором присутствуют достаточно большие по величине компоненты  $C_y$  и  $c_y$ .

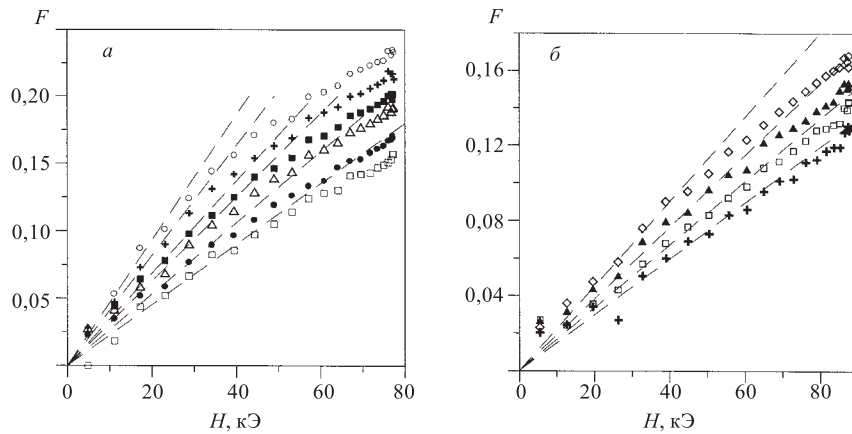


Рис. 32. Зависимость амплитуды рассеяния  $F_{(102)}$  от величины магнитного поля. Экспериментальные данные приведены (сверху вниз) при а)  $T = 79, 86, 94, 103, 113, 123$  К,  $H_m = 77,0$  кЭ; б)  $T = 123, 134, 144, 154$  К,  $H_m = 87,7$  кЭ

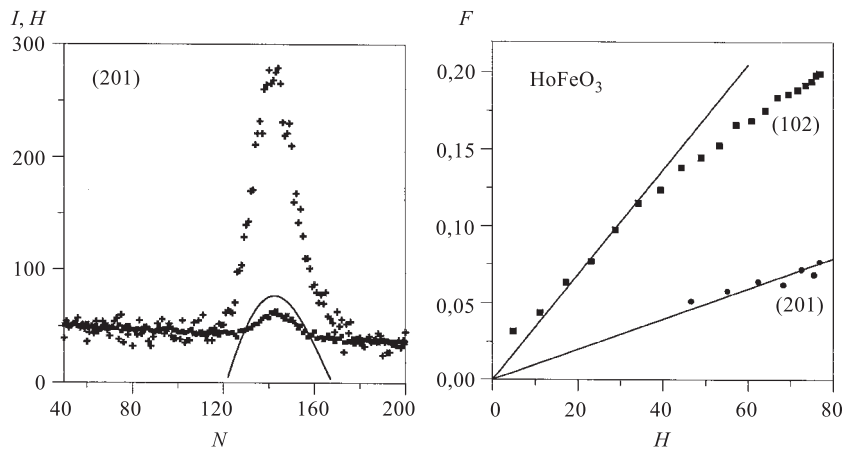


Рис. 33. Нейтронограммы отражения (201), индуцированного магнитным полем при  $T = 92$  К,  $H_m = 77,07$  кЭ (■), и «стандартного» отражения (201), полученного при низкой температуре:  $T = 35$  К и  $H = 0$  (+). Здесь же показано положение и форма импульса магнитного поля (сплошная линия)

Рис. 34. Зависимости амплитуд рассеяния от величины магнитного поля для индуцированных отражений (102) ( $T = 94$  К) и (201) ( $T = 92$  К). Прямые линии проведены через начало координат, т.к. эти отражения отсутствуют при  $H = 0$

Этот спектр характеризует просто временную зависимость прилета нейтронов с фиксированной длиной волны, которые участвуют в рассеянии, и исполь-

зудается в качестве «стандартного» при нормировке измерений с магнитным полем. Получаемая таким образом отражающая способность кристалла не зависит от фактической величины амплитуды рассеяния в стандартном пике.

Принималось во внимание, что при малых значениях индуцированных компонент выполняется кинематическое приближение, т.е. интенсивность рассеяния пропорциональна квадрату амплитуды рассеяния. В качестве последней используем здесь амплитуду рассеяния, отнесенную к одной паре ионов железа и гольмия и выраженную в единицах спина. Соответственно для двух рассматриваемых плоскостей эти амплитуды могут быть записаны следующим образом:

$$F_{(102)} = f_{\text{Fe}(102)} S_{\text{Fe},x} + f_{\text{Ho}(102)} \cos(2\pi\delta x) S_{\text{Ho},x}, \quad (33)$$

$$F_{(201)} = f_{\text{Ho}(201)} \sin(4\pi\delta x) S_{\text{Ho},x}, \quad (34)$$

где  $f_{\text{Fe}}$  и  $f_{\text{Ho}}$  — магнитные формфакторы для соответствующих отражений,  $S_{\text{Fe},x}$  и  $S_{\text{Ho},x}$  — индуцированные по оси  $x$  компоненты эффективных спинов,  $\delta x = 0,018$  — смещение иона гольмия от ребра элементарной ячейки по оси  $x$ .

Величина интенсивности рассеяния при действии поля

$$I_H = \frac{I_0}{S_0} i(\lambda) 8d_{\text{hkl}}^2 \sin^2 \theta_0 N^2 V \cos^2 \eta \cdot 4 \cdot 0,539 \cdot 10^{-12} |F_{(\text{hkl})}|^2, \quad (35)$$

где  $I_0$  — интенсивность стандартного пика во временном канале, соответствующем величине поля  $H$ ,  $S_0$  — площадь стандартного пика,  $d_{\text{hkl}}$  — межплоскостное расстояние,  $V$  — объем образца,  $\eta$  — угол между осью  $x$  и плоскостью рассеяния. На рис. 32 показаны результаты обработки, в соответствии с (35), спектров, представленных на рис. 30 и 31 для (102). Видно, что на начальных участках амплитуда рассеяния пропорциональна величине поля. При увеличении поля начинает проявляться вторичная экстинкция в рассеянии нейтронов.

Нейтроннограмма для (201), полученная при  $H_m = 77,1$  кЭ,  $\tau = 16$  мкс,  $T = 92$  К,  $2\theta_0 = 90^\circ$ , приведена на рис. 33, вместе с соответствующим стандартным пиком и импульсом магнитного поля.

Амплитуды рассеяния для отражений (102) и (201), полученные при относительно близких значениях температуры (94 и 92, соответственно), представлены на рис. 34.

При обработке экспериментальных данных использованы следующие значения магнитных формфакторов [73,74]:  $f_{\text{Fe}(102)} = 0,715$ ,  $f_{\text{Ho}(102)} = 0,866$ ,  $f_{\text{Ho}(201)} = 0,79$ . Пренебрегая различием амплитуд рассеяния при  $T = 92$  и  $94$  К, можно получить при среднем значении  $T = 93$  К антиферромагнитные восприимчивости для ионов железа и гольмия:  $S_{\text{Fe},x}/H_y = -2,02 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$ ,

$S_{\text{Ho},x}/H_y = 5,58 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$ . Такому соотношению знаков в значениях восприимчивостей соответствует изменение намагниченностей подрешеток, показанное стрелками на рис. 29.

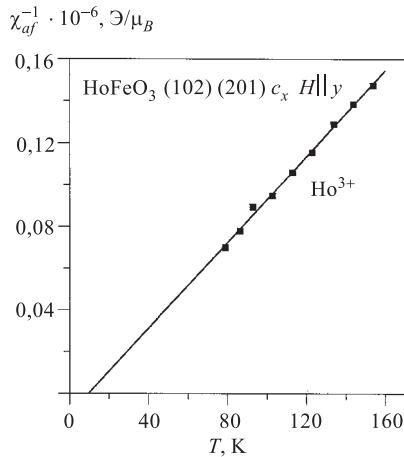


Рис. 35. Температурная зависимость антиферромагнитной восприимчивости ионов  $\text{Ho}^{3+}$

Соответствие полученных результатов закону Кюри–Вейсса является лишь следствием того, что ионы гольмия в  $\text{HoFeO}_3$  находятся в парамагнитном состоянии. А положительный знак в значении  $\Theta$  получен потому, что, в отличие от обычной магнитной восприимчивости, используемая в данной работе «антиферромагнитная восприимчивость» при асимптотическом продлении в область низких температур должна расходиться именно в собственной точке Нееля редкоземельной подсистемы, соответствующей антиферромагнитному упорядочению типа  $c$ .

Отметим, что не следует ожидать точного совпадения полученного значения  $\Theta$  с известными значениями точки Нееля для  $\text{Ho}^{+3}$  (4,55 К [69], 6,5 К [70]), т.к. эти значения соответствуют низкотемпературной конфигурации  $\Gamma_2(\underline{G}_z, C_y, F_x, f_x, c_y)$ , в которой взаимодействия, ответственные за антиферромагнитное упорядочение гольмиевой подсистемы, несколько иные, чем в состоянии  $\Gamma_4$ .

## 7. ДИФРАКЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ НА НЕЙТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ В КЕК

В исследованиях, выполненных с импульсным полем на ускорительном источнике нейтронов в КЕК (Япония), заведомо было известно, что необходимо поле, превышающее 100 кЭ. В изучении всех трех магнитных соеди-

Для извлечения из полученных данных антиферромагнитной восприимчивости гольмиевой подсистемы можно пренебречь температурной зависимостью восприимчивости подрешеток железа в рассматриваемом температурном диапазоне. В таком приближении получаем из рис. 32 температурную зависимость антиферромагнитной восприимчивости ионов гольмия, показанную на рис. 35, которая, как видно, хорошо удовлетворяет закону Кюри–Вейсса с положительным значением постоянной  $\Theta \cong 9,6 \text{ К}$ :  $\chi_{af} = \frac{0,975 \cdot 10^{-3}}{(T - 9,6)} \mu_B/\text{Э}$ .

нений:  $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{CsCuCl}_3$  и  $\text{DyAg}$  авторы исходили из заранее известных результатов измерений намагниченности в сильном импульсном магнитном поле. Задача состояла в том, чтобы подтвердить (или опровергнуть) модели фазовых переходов, служащих объяснением результатов этих классических измерений. Были известны по крайней мере приблизительные значения магнитного поля, при которых следовало ожидать проявления характерных для фазовых переходов особенностей в дифракции нейтронов. Это в значительной мере облегчало получение необходимой информации, т.к. отпадала необходимость непрерывного сканирования по величине поля.

В представленных здесь результатах измерений в KENS длительность импульса поля (по основанию) составляла около 1000 мкс, причем авторы вырезали из каждого дифракционного пика только часть, в пределах которой поле изменялось в пределах 10 % от амплитудного значения, и определяли площадь этого участка спектра при различных значениях амплитуды.

**7.1. Антиферромагнитное соединение  $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$**  имеет тетрагональную кристаллическую структуру, точка Нееля  $T_N = 30$  К. На рис. 36 показаны направления магнитных моментов ионов празеодима в элементарной ячейке при  $T < T_1 = 9$  К без магнитного поля — чередование ферромагнитных слоев, перпендикулярных оси  $c$  кристалла, с изменением направлений моментов на противоположные в ближайших слоях. Из нейтронно-дифракционных измерений [75,76] известно, что при  $T = T_1$  такое строгое чередование направлений моментов нарушается, происходит фазовый переход первого рода

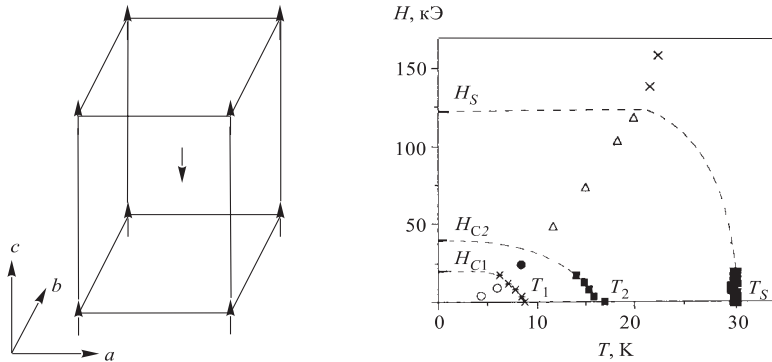


Рис. 36. Направления магнитных моментов ионов празеодима в элементарной ячейке  $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$  при  $T < T_1 = 9$  К

Рис. 37. Фазовая диаграмма  $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$  в магнитном поле, параллельном оси  $c$ . Кроме экспериментальных точек, лежащих на линиях фазовых переходов и полученных в магнитных измерениях с постоянным полем, показана последовательность точек, в которых была определена магнитная структура в импульсном поле [27]

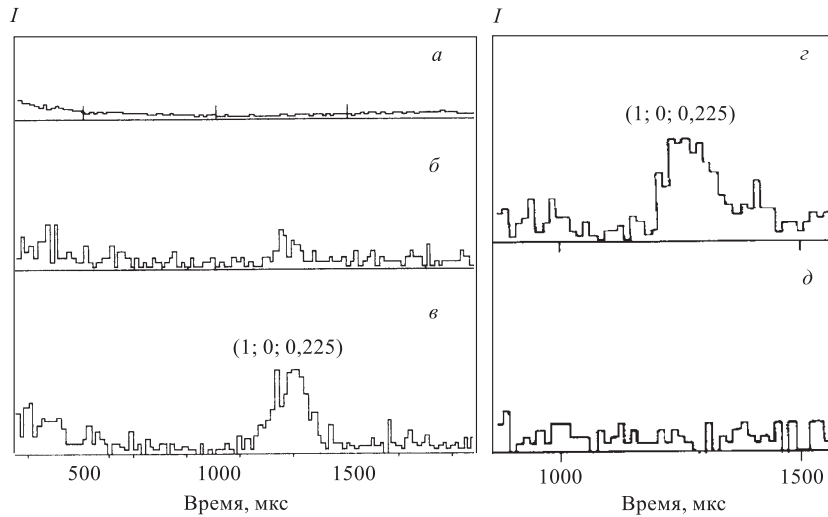


Рис. 38. Временные нейтронограммы для  $\text{PrCo}_2\text{Si}_2$  в магнитном поле с указанными амплитудами импульсов [27]: а) 0; б) 50; в) 74; г) 115; д) 140 кЭ

в несоразмерную модулированную антиферромагнитную структуру, при этом волновой вектор модуляции  $k = 0,926$  и параллелен оси  $c$  кристалла. При  $T_2 = 17$  К происходит второй фазовый переход первого рода с изменением волнового вектора модуляции к значению  $k = 0,777$  в температурном диапазоне  $T_2 < T < T_N$ .

Из магнитных измерений в импульсном поле следовало [77], что такая же последовательность фазовых переходов осуществляется с увеличением поля, направленного по оси  $c$ , при низких температурах. При  $T = 4,2$  К точкам фазовых переходов соответствуют критические значения  $H_{c1} = 12$  кЭ,  $H_{c2} = 38$  кЭ,  $H_s = 122$  кЭ ( $H_s$  — критическое поле перехода в парамагнитное состояние). На рис. 37 показана магнитная фазовая диаграмма этого соединения. При относительно малых значениях поля около точек  $T_1, T_2, T_s$  отмечены экспериментальные значения, полученные в магнитных измерениях [78] в постоянном поле. Пунктиром показано предполагаемое положение линий фазовых переходов на остальных частях диаграммы.

В соответствии с таким характером фазовых переходов были проведены дифракционные измерения магнитных сателлитов  $(1; 0; 0,074)$  и  $(1; 0; 0,225)$  (здесь  $l = (1 - k)$ ) с использованием импульсного поля [26,27]. На фазовой диаграмме рис. 37 нанесены точки, при которых были выполнены измерения. На рис. 38 показано несколько нейтронограмм, полученных с импульсами поля. Наличие пика  $(1,0,0,225)$  начиная от 50 и до 115 кЭ свидетельствует о модулированной структуре с волновым вектором  $k = 0,775$ . При  $H_m = 140$

и 160 кЭ этот пик исчезает вследствие фазового перехода в парамагнитное состояние.

Основным итогом работы явилось качественное подтверждение фазовой диаграммы  $\text{PrCoSi}_2$ , полученной на основании предшествующих исследований: дифракционных измерений магнитной структуры при изменении температуры (без поля), измерений намагниченности при  $T = 4,2$  К в сильном импульсном магнитном поле и измерений намагниченности в постоянном поле вблизи температурных точек фазовых переходов.

**7.2. Кристалл  $\text{CsCuCl}_3$**  является гексагональным типа  $\text{ABX}_3$ ,  $T_N = 10,5$  К. В пределах линейных цепочек, направленных по оси  $c$ , ионы  $\text{Cu}^{+2}$  связаны ферромагнитным взаимодействием, а взаимодействие между соседними цепочками имеет антиферромагнитный характер. Вследствие этого в плоскости  $c$  магнитные моменты образуют треугольную структуру (с углом  $120^\circ$  между тремя соседними магнитными моментами), как схематично показано на рис. 39. Из-за антисимметричного взаимодействия типа Дзялошинско–Мория между спинами, расположенными вдоль оси  $c$ , образуется несоразмерная геликоидальная структура с периодом геликоида около  $11,8 c_0$ , где  $c_0 = 5,93 \text{ \AA}$  — параметр ячейки по оси  $c$ .

При действии магнитного поля, направленного по оси  $c$ , естественно, магнитные моменты отклоняются от плоскости  $c$  и получается обычная несоразмерная зонтичная структура (см. левую вставку на рис. 40) [79]. Однако в измерениях [80] намагниченности в сильном магнитном поле, параллельном оси  $c$ , проявилась особенность — небольшой скачок при  $H_c = 125$  кЭ,  $T = 1,1$  К (рис. 40), свидетельствующий о фазовом переходе.

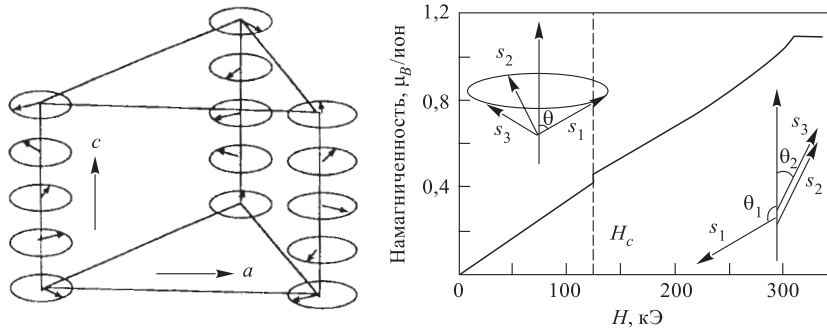


Рис. 39. Схема магнитной структуры  $\text{CsCuCl}_3$  без внешнего магнитного поля. Период геликоида по оси  $c$  равен  $70 \text{ \AA}$

Рис. 40. Зависимость намагниченности от величины поля, направленного по оси  $c$ , при  $T = 1,1$  К [77]. Показан характер магнитной структуры: при  $H < H_c$  — несоразмерная зонтичная структура, при  $H > H_c$  — компланарная структура, модулированная по оси  $c$



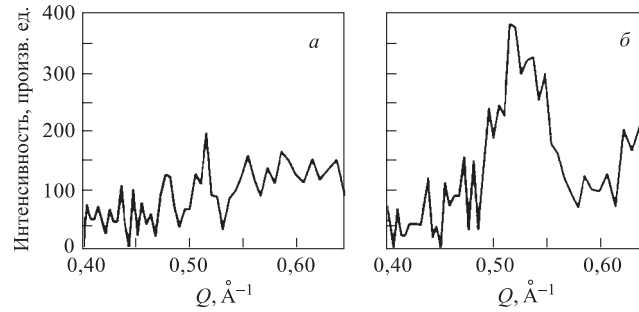


Рис. 41. Нейтронограммы дифракционного отражения  $(1/3, 1/3, 0)$  в поле  $H||c$  при  $T = 7$  К [34], а)  $H = 85$  кЭ и б)  $H = 132$  кЭ

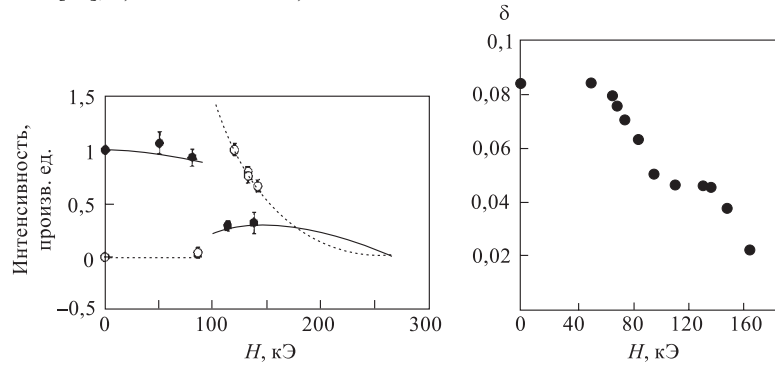


Рис. 42. Экспериментальные и теоретические (в соответствии с моделью [79]) модулированной компланарной структуры) значения интенсивности дифракционных отражений. Черные точки и сплошные линии соответствуют отражению  $(1/3, 1/3, 0,085)$ , светлые кружки и пунктирные линии — отражению  $(1/3, 1/3, 0)$  [36]

Рис. 43. Полевая зависимость волнового вектора модуляции магнитной структуры  $\text{CsCuCl}_3$  [34,39]. Магнитное поле перпендикулярно оси  $c$  кристалла при  $T = 4, 2$  К

Объяснение этой особенности дает теоретическая модель [81], согласно которой при  $H = H_c$  происходит фазовый переход к компланарной структуре (см. правую вставку на рис. 40). В этом фазовом состоянии из каждой тройки магнитных моментов два становятся одинаково направленными, а третий имеет отрицательную компоненту по оси  $c$  и проекцию на плоскость  $ac$ , компенсирующую проекции двух других моментов. При этом период модуляции вдоль оси  $c$  остается прежним, а размер ячейки в плоскости  $ac$  утраивается.

В работе [82] было проанализировано поведение магнитной структуры  $\text{CsCuCl}_3$  в поле, перпендикулярном оси  $c$ . В соответствии с [82] при увеличении поля период модуляции монотонно увеличивается и при  $H \cong 100$  кЭ

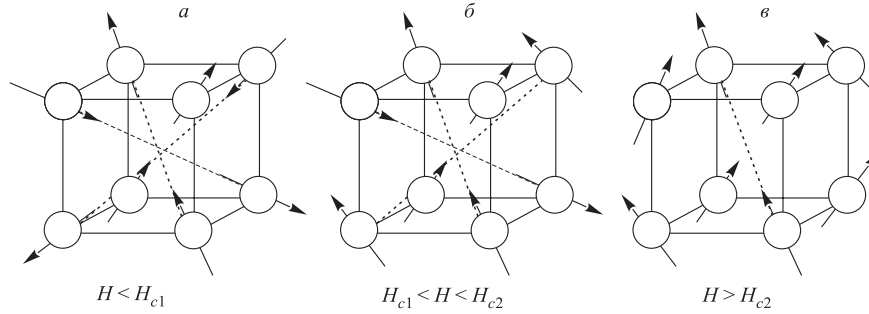


Рис. 44. Последовательность спиновых структур для ионов диспрозия в DyAg при низких температурах, реализуемая при увеличении магнитного поля. Магнитное поле направлено по оси [001] (на рисунке вертикально)

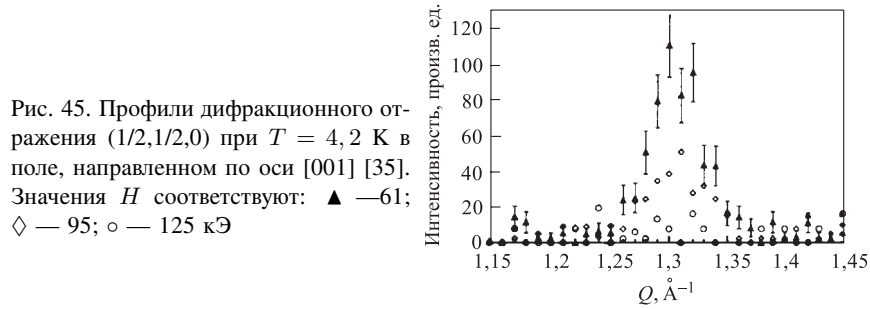


Рис. 45. Профили дифракционного отражения (1/2,1/2,0) при  $T = 4,2$  К в поле, направленном по оси [001] [35]. Значения  $H$  соответствуют:  $\blacktriangle$  — 61;  $\diamond$  — 95;  $\circ$  — 125 кЭ

происходит фазовый переход второго рода в соразмерную структуру, в которой намагниченности трех подрешеток имеют различные направления, но волновой вектор модуляции по оси  $c$  кристалла обращается в нуль.

С использованием импульсного поля, параллельного оси  $c$ , были выполнены измерения [30,31,34,36] дифракционных пиков  $(1/3, 1/3, \delta)$  и  $(1/3, 1/3, 0)$ , где  $\delta$  — положение магнитного сателлита в соответствии с периодом модуляции магнитной структуры по оси  $c$  (при  $T = 7$  К:  $\delta = 0,085$ ,  $H_c = 100$  кЭ). В качестве примера на рис. 41 представлены две нейтронограммы, соответствующие зонтичной структуре — ниже  $H_c$ , и компланарной при  $H > H_c$ . Весь набор экспериментальных точек, соответствующих  $\text{CsCuCl}_3$ , показан на рис. 42. Здесь же линиями показаны зависимости, рассчитанные согласно теоретической модели. Как видно, результаты измерений с полем, параллельным оси  $c$ , подтверждают предложенную в [82] модель фазового перехода.

В импульсном поле, перпендикулярном оси  $c$ , были выполнены измерения [34,39] положения сателлита  $(1/3, 1/3, \delta)$  в зависимости от амплитуды импульсов поля. На рис. 43 показана полученная зависимость волнового век-

тора модуляции  $\delta(H)$ . Период модуляции увеличивается и около 170 кЭ происходит переход к соразмерной магнитной структуре.

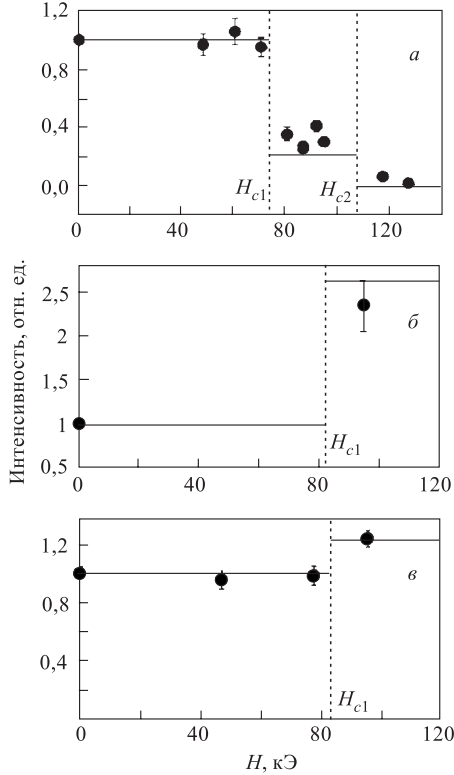


Рис. 46. Полевые зависимости интегральных интенсивностей дифракционных пиков: а)  $(1/2, 1/2, 0)$ ; б)  $(1, 1/2, 1/2)$ ; в)  $(3/2, 0, 1/2)$  [33,35]. Горизонтальными линиями отмечены теоретические значения интенсивности, соответствующие последовательности фазовых состояний, показанной на рис.44

вых структур фазовых состояний, соответствующих этим переходам. Приведем на рис.44 только одну последовательность состояний [38], которая получила в конце концов подтверждение в нейтронных измерениях с импульсным магнитным полем (на рисунке показан лишь характер чередования направлений магнитных моментов, без учета отклонений от осей типа [111] в

В этом случае проявились существенные несоответствия экспериментальных данных по отношению к теории [82]. Прежде всего, это значение критического поля перехода в соразмерную структуру, которое, по результатам теоретического анализа, должно быть около 100 кЭ. Кроме того, наличие плато в интервале от 100 до 140 кЭ не следует из работы [84], что также может свидетельствовать о более сложном характере изменения магнитной структуры, чем это предсказывалось теорией.

**7.3. Кристалл DyAg** имеет кубическую структуру типа CsCl,  $T_N = 56,6$  К. При  $T < 46,5$  К магнитные ионы диспрозия образуют неколлинеарную антиферромагнитную структуру с магнитной ячейкой, удвоенной по каждой оси относительно кристаллической ячейки. При этом магнитные моменты направлены по кристаллографическим осям типа [111], как это показано на рис. 44,а [83,84]. Измерения намагниченности [84] при  $T = 4,2$  К в магнитном поле, направленном по оси [001], свидетельствовали о двух фазовых переходах: при  $H_{c1} = 76$  кЭ и  $H_{c2} = 102$  кЭ с соответствующими скачками намагниченности 1,9 и 1,2  $\mu_B$ . Было предложено несколько моделей [84,85,38] спиновых

магнитном поле). Две другие модели отличаются лишь характером структуры в диапазоне  $H_{c1} < H < H_{c2}$ .

Для однозначного определения последовательности фазовых состояний потребовалось произвести нейтронные измерения с импульсным полем на трех дифракционных отражениях:  $(1/2, 1/2, 0)$ ,  $(1, 1/2, 1/2)$  и  $(3/2, 0, 1/2)$ . На рис. 45 показано несколько нейтронограмм дифракционного пика  $(1/2, 1/2, 0)$ , полученных при  $T = 4,2$  К.

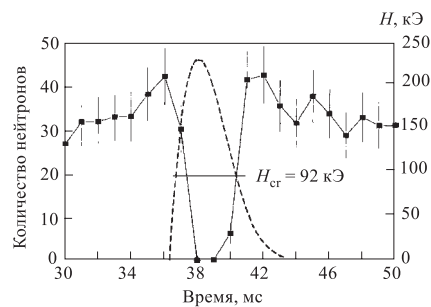
На рис. 46 отложены интенсивности дифракционных пиков при соответствующих значениях амплитуды импульсов. Здесь же горизонтальными линиями отложены интенсивности, соответствующие схеме структур, показанной на рис. 44. Совпадение экспериментальных данных с этими значениями интенсивности, в пределах точности измерений, послужило для авторов основанием для подтверждения схемы преобразований спиновых структур, показанной на рис. 44.

### 8. ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ НА TRIGA-РЕАКТОРЕ [41]

Кристалл  $MnF_2$  с тетрагональной структурой является типичным коллинеарным антиферромагнетиком с магнитными моментами, направленными по оси  $[001]$ . При низких температурах в магнитном поле, параллельном этой оси, происходит фазовый переход в состояние, в котором моменты становятся приблизительно перпендикулярными оси  $[001]$  (спин-флоп-переход). При  $T = 4,2$  К критическое значение поля для этого перехода  $H_{cr} = 92$  кЭ [86].

Магнитное поле в эксперименте на реакторе было направлено вертикально, вдоль оси  $[001]$  кристалла. Образец был помещен в монохроматический пучок нейтронов (после кристаллического пирографита-монохроматора). Измерялась интенсивность антиферромагнитного дифракционного пика (100).

Рис. 47. Временная зависимость интенсивности рассеяния в пике (100) на монокристалле  $MnF_2$ , полученная за один импульс магнитного поля на TRIGA-реакторе, работающем в режиме одиночных вспышек мощности [41]. Здесь же показана форма импульса магнитного поля. Исчезновение антиферромагнитного отражения (100) свидетельствует о спин-флоп-переходе.  $H_{cr} = 92$  кЭ — критическое значение поля такого перехода при  $T = 4,2$  К, известное из магнитных измерений [86]



Мощность реактора в одиночной вспышке составляла 364 МВт. Длительность импульса магнитного поля составляла 2500 мкс при амплитуде около 230 кЭ. Импульс поля синхронизировался с однократной вспышкой мощности реактора так, чтобы максимум поля приходился на максимальную интенсивность падающих на образец нейтронов.

Полученная в эксперименте временная зависимость интенсивности рассеяния, полученная за один импульс, приведена на рис. 47. Здесь же показана форма импульса магнитного поля. Уменьшение интенсивности до нулевого значения свидетельствует о переходе кристалла в спин-флоп-состояние. При этом анизотропия в плоскости  $(xy)$  такова, что ось антиферромагнетизма становится параллельной оси  $[100]$ , т.е. перпендикулярной вектору рассеяния нейтронов. Ширина провала в спектре служит качественным подтверждением критического значения поля, известного из магнитных измерений.

### 9. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Из представленного обзора видно, что за тридцать лет, прошедших после первых нейтронных экспериментов с импульсным магнитным полем, набирается не более десяти успешных исследований магнитных свойств кристаллических веществ. Связано это, прежде всего, с тем, что при выполнении таких работ обычно испытывается недостаток импульсного потока нейтронов, а также с необходимостью разработки достаточно сложных импульсных магнитных установок, не имеющих аналогов в практике обычных исследований магнитных свойств вещества. Только с запуском импульсного реактора ИБР-2 и созданием в 1988 г. спектрометра СНИМ-2 не только отпала проблема нехватки нейтронов, но и значительно расширился круг физических задач при проведении нейтронных исследований за счет малоуглового и неупругого когерентного рассеяния на монокристаллах. С созданием мощных импульсных источников нейтронов на основе протонных ускорителей появляются новые возможности дифракционных исследований с импульсным полем. Реализованным примером успешного использования такого источника являются дифракционные работы в КЕК в Японии. Несколько лет назад начата разработка дифрактометра с импульсным магнитным полем для ускорительного источника в LANSCE (Лос-Аламос, США). К сожалению, в настоящее время единственной функционирующей установкой является дифрактометр с импульсным полем в KENS. Несмотря на то, что импульсный поток нейтронов на спектрометре СНИМ-2 более чем на два порядка превышает поток нейтронов в КЕК, а мощность магнитной установки в несколько раз больше, физические измерения на этом спектрометре уже несколько лет не проводятся из-за недостатка финансовых средств.

Выполненные нейтронные исследования с импульсным полем можно было бы разделить на две категории. К первой относятся работы, в которых использовалось поле выше 100 кЭ. Эти исследования послужили подтверждением (или опровержением) результатов, полученных до этого на основании магнитных измерений. Поэтому они являются в некотором смысле вторичными. К таким работам относятся, прежде всего, исследования японской группы, а также результат измерений на TRIGA-реакторе. Ко второй категории следует отнести большую часть результатов исследований на реакторах ИБР, ИБР-30 и ИБР-2. Они получены, в основном, с меньшими значениями поля и являются несколько неожиданными по характеру. Динамический гистерезис, обнаруженный при магнитных фазовых переходах первого рода, едва ли мог быть зафиксирован путем обычных магнитных измерений при той точности, с которой они делаются. Регистрация рассеяния на мелких зародышах фазового состояния в магнитоупорядоченных кристаллах при фазовых переходах вообще возможна пока только с помощью нейтронного метода.

Результаты по антиферромагнетизму, индуцированному внешним полем в редкоземельном ортоферрите, вполне могли быть получены и в постоянном магнитном поле (если бы заранее можно было предположить величину эффекта в рассеянии нейтронов). Но зато в этой работе проявились уникальные возможности нейтронной дифракции, позволяющей регистрировать малые значения антиферромагнитной компоненты магнитного упорядочения, которые недоступны для «классических» магнитных методов измерений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нитц В.В. и др. Сообщение ОИЯИ Р-1440. Дубна, 1963; ФТТ. 1964. Т.6. No.5. С.1370.
2. *Buras V. et al.* III Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, May 1964. Report A/Conf. 28/P/488.
3. Левитин Р.З. и др. Сообщение ОИЯИ Р14-4548. Дубна, 1969; ФТТ. 1971. Т.13. С.56.
4. Балагуров А.М. // ЭЧАЯ. 1992. Т.23. С.1088.
5. Аксенов В.Л., Балагуров А.М. // УФН. 1996. Т.166. Вып.9. С.955.
6. Нитц В.В. Сообщение ОИЯИ 3-5372. Дубна, 1970.
7. *Nietz V.V.* JINR Commun. E13-96-179. Dubna, 1996; J. of the Moscow Phys. Society. 1999. V.8. No.4. P.351.
8. *Levitin R.Z. et al.* // Solid State Commun. 1969. V.7. P.1665.
9. Анцупов П.С. и др. Сообщение ОИЯИ Р13-11559. Дубна, 1978.
10. Нитц В.В. Сообщение ОИЯИ Р13-10071. Дубна, 1976.
11. Нитц В.В. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-10072. Дубна, 1976.
12. Гебултович Т. и др. Сообщение ОИЯИ Р14-11558. Дубна, 1978.

13. Нитуц В.В., Рэнке Г. // ФТТ. 1981. Т.23. В.1. С.64.
14. Гебултович Т. и др. // ФТТ. 1981. Т.23. В.1. С.233.
15. Георгиев Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р13-89-517. Дубна, 1989.
16. Георгиев Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р13-89-518. Дубна, 1989.
17. Georgiev D. et al. // J. Neutron Research. 1997. V.5. P.109.
18. Георгиев Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р10-94-434. Дубна, 1994.
19. Георгиев Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р14-89-578. Дубна, 1989.
20. Георгиев Д., Нитуц В.В., Яковлев А.А. Сообщение ОИЯИ Р14-92-399. Дубна, 1992.
21. Георгиев Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р14-92-400. Дубна, 1992.
22. Георгиев Д., Нитуц В.В., Сиротин А.П. Сообщение ОИЯИ Р14-92-401. Дубна, 1992.
23. Георгиев Д., Нитуц В.В. Сообщение ОИЯИ Р14-94-429. Дубна, 1994; Georgiev D., Nietz V.V. // J. of Magn. and Magn. Mater. 1996. V.154. No.1. P.119.
24. Буйко С.А. Сообщение ОИЯИ Р14-94-431. Дубна, 1994; Буйко S.A. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 1995. V.7. P.8099.
25. Нициол С. и др. // ФТТ. 1973. Т.15. В.7. С.2151.
26. Motokawa M. et al. Proc. of 11th Meeting of Intern. Collab. on Advanced Neutron Sources, КЕК, Tsukuba, Oct. 1990. 1991. V.2. P.979.
27. Nojiri H. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1991. V.60. No.7. P.2380.
28. Nojiri H. et al. Intern. Conf. on Neutr. Scattering, Oxford, UK, Aug. 1991. S1-A-4.
29. Motokawa M., Nojiri N., Endoh Y. // Physica B. 1992. V.177. P.279.
30. Motokawa M. et al. Proc. of 12th Meeting of Intern. Collab. on Advanced Neutron Sources, Abingdon, Oxfordshire, UK, May 1993. 1994. V.1. P.I-260.
31. Mino M. et al. Proc. of 5th Intern. Conf. on Advanced Nuclear Energy Research, Mito, March.1993, JAERI-M 93-228. 1993. V.2. P.416.
32. Motokawa M. et al. // Hyperfine Interactions. 1990. V.65. P.1089.
33. Ubukata K. et al. // Physica B. 1994. V.201. P.163.
34. Mino M. et al. // Physica B. 1994. V.201. P.213.
35. Ubukata K. et al. // Physica B. 1995. V.213–214. P.1022.
36. Motokawa M., Arai M. // Physica B. 1995. V.213–214. P.1017 (Invited Talk on ICNS'94).
37. Motokawa M. et al. // Physica C. 1995. V.211. P.199.
38. Motokawa M. et al. // J. Magn. and Magn. Mater. 1995. V.140. P.1107.
39. Nojiri H. et al. // Physica B. 1998. V.241. P.210.
40. Grossinger R. et al. // Physica B. Condens. Matter. 1989. V.155. P.392.
41. Badurek G. et al. Rep. Workshop on Pulsed Magnetic Field and Pulsed Neutron Sources, Abingdon, Oxfordshire, UK, June 29–30, 1995; Badurek G., Rader S., Grussinger R. // J. Magn. and Magn. Mat. 1995. V.140–144. P.1533.
42. Курчатов И.В. и др. // Атомная энергия. 1964. Т.17 (7). С.463.
43. LANSCE Activity Reports 1995–1998, Los Alamos, New Mexico, USA, 1999.
44. Robinson R.A., Boebinger G.S. LANSCE, Techn.Report, LA-UR-99-0643, 1999, <http://lib-www.lanl.gov/la-pubs/00326585.pdf>.

45. Guide to Neutron Research Facilities at the ILL, Grenoble, France, 1994. P.9.
46. *Lengeler H.* Proc. of 12th Meeting of the Intern. Collab. on Advanced Neutron Sources, ICANS-XII, Abingdon, Oxfordshire, UK, May 1993. 1994. V.2 P.P-1.
47. *Shull C., Strauser W., Wollan E.* // Phys. Rev. 1951. V.83. P.333.
48. *Brockhouse N.* // J. Chem. Phys. 1953. v.21. P.961.
49. *McGuire T., Scott E., Grannis F.* // Phys. Rev. 1956. V.102. P.1000.
50. *Дзялошинский И.Е.* // ЖЭТФ. 1957. Т.32. С.1547.
51. *Нитц В.В.* Сообщение ОИЯИ Р17-99-14. Dubna, 1999; *Nietz V.V.* // J. Magn. and Magn. Mater. 2000. V.213. P.389.
52. *Туров Е.А.* Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
53. *Нитц В.В.* // ФТТ. 1974. Т.16. С.213.
54. *Герасимова И., Нитц В.В., Ткаченко Е.А.* Сообщение ОИЯИ Б2-4-11659. Дубна, 1978.
55. *Восканян Р.А., Левитин Р.З., Щуров В.А.* // ЖЭТФ. 1967. Т.53. Вып.2(8). С.459.
56. *Левитин Р.З., Пахомов А.С., Щуров В.А.* // ЖЭТФ. 1969. Т.56. С.1242.
57. *Ожогин В.И., Шапиро В.Г.* // ЖЭТФ. 1968. Т.55. Вып.5(11). С.1737.
58. *Jacobs I.S., Beyerlein R.A.* // Intern. J. of Magnetism. 1971. V.1. С.193.
59. *Foner S.* // Phys. Rev. 1963. V.130. P.183.
60. *Kaczer J.* Magnetismus. Leipzig, 1967. P.48.
61. *Восканян Р.А., Левитин Р.З., Щуров В.А.* // ЖЭТФ. 1968. Т.54. С.790.
62. *Кривоглаз М.А.* Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. М.: Наука, 1967.
63. *Mitsek A.I., Gaidanskii P.F., Pushkar V.N.* // phys. stat. sol. (a). 1970. V.38. No.1. P.69.
64. *Мицек А.И., Пушкарь В.Н.* Реальные кристаллы с магнитным порядком. Киев: Наукова думка, 1978.
65. *Хуберт А.* Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977.
66. *Nietz V.V.* // Solid State Commun. 1979. V.30. P.71.
67. *Туров Е.А., Шапиров В.Г.* // ФТТ. 1965. Т.7. С.217.
68. *Kim Chil Sung, Nietz V.V.* // phys. stat. sol (a). 1985. V.89. P.45.
69. *Grambow I. et al.* // Z. Naturforsch. 1967. V.22a. P.828.
70. *Mareschal J., Sivardiere J.* // J.Phys. 1969. V.30. P.967.
71. *Gorodetsky G., Treves D.* // Phys. Rev. A. 1964. V.135. P.97.
72. *Yamaguchi T.* // J. Phys. Chem. Solids. 1974. V.35. P.479.
73. *Nathans R., Pickart S.J., Alperin H.A.* // Bull. Amer. Soc. 1960. V.5. P.455.
74. *Bertaut E.F. et al.* Proc. of Intern. Conf. Magnetism. Nottingham, 1964. P.275.
75. *Shigeoka T. et al.* // Physica B. 1989. V.156–157. P.741.
76. *Shigeoka T. et al.* // J. Magn. and Magn. Mater. 1987. V.70. P.239.
77. *Shigeoka T. et al.* // J. Phys. Soc. Jap. 1989. V.58. P.394.
78. *Osada et al.* Master Thesis. Tohoku University.



79. *Adachi K., Achiva N., Mekata M.* // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V.49. P.545.
80. *Nojiri H., Tokunaga Y., Motokawa M.* // J. Phys. (Paris). 1988. V.49. Suppl.C8. P.1459.
81. *Shiba H., Nikuni T.* Resent Advanced in Magnetism of Transition Metal Compounds / Ed. A.Kotani, N.Suzuki. Singapore: World Scientific, 1993.
82. *Jacobs A.E., Nikuni T., Shiba H.* // J. Phys. Soc. Japan. 1993. V.62. P.4066.
83. *Kaneko T. et al.* // J. Magn. and Magn. Mater. 1987. V.70. P.277.
84. *Morin P. et al.* // J. Magn. and Magn. Mater. 1989. V.81. P.247.
85. *Kondo O.* PhD Thesis. Osaka University. 1993.
86. *Shapira Y., Foner S.* // Phys. Rev. B. 1970. V.1. P.3083.