

## Когерентная флюоресценция ядер: синхротронное мёссбауэровское излучение

Г.В. Смирнов

*Чисто ядерная дифракция синхротронного излучения открыла возможности наблюдать свечение возбуждённых атомных ядер в отсутствие фона нерезонансного электронного рассеяния. При возбуждении ядер в кристалле бората железа удаётся генерировать в нём направленное гамма-излучение с узкой спектральной полосой. Замечательные свойства бората железа позволили создать четверть века назад первый источник синхротронного мёссбауэровского (СМ) излучения. В обзоре кратко описана история возникновения и развития нового раздела оптики — квантовой оптики резонансного гамма-излучения, представлены идеи, составляющие физическую основу источника СМ-излучения, дано описание устройства такого источника на оптической линии Европейского синхротронного центра (ESRF) и продемонстрированы возможности применения СМ-излучения в физике конденсированного состояния вещества, в квантовой оптике, геофизике, планетологии и других областях науки.*

**Ключевые слова:** чисто ядерная дифракция, синхротронное мёссбауэровское излучение

PACS numbers: 07.85.Qe, 75.25. -j, 76.80. +y

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2023.09.039569>

### Содержание

1. Введение (291).
  2. Физические основы (293).
    - 2.1. Когерентное усиление радиационного канала ядерного резонансного рассеяния.
    - 2.2. Чисто ядерная дифракция.
    - 2.3. Многопространственная и многопутевая интерференция гамма-излучения.
    - 2.4. Об особенностях ядерной резонансной дифракции.
    - 2.5. Игра сочетаний анизотропии ядерной поляризуемости и асимметрии дифракционной геометрии.
  3. Источники синхротронного мёссбауэровского излучения (300).
  4. О возможностях источников синхротронного мёссбауэровского излучения (301).
    - 4.1. Ультратонкие магнитные слои.
    - 4.2. Экстремальные по температуре и давлению условия. Магнетизм Земли.
    - 4.3. Квазиупругое рэлеевское рассеяние.
    - 4.4. Пришельцы из космоса, несущие на Землю тайны межпланетного пространства.
  5. Заключительные замечания (310).
- Список литературы (310).

### 1. Введение

Когерентность является одной из фундаментальных характеристик колебательных и волновых процессов. Замечательным примером сохранения когерентности в при-

роде могут служить радиационные переходы в ядерных изомерах. Наблюдаемый на опыте экспоненциальный ход ядерного девозбуждения выявляет гармонический характер осцилляций тока перехода из возбуждённого состояния ядра в основное, при котором соблюдается строгая корреляция фаз. Чрезвычайно большая продолжительность процесса изомерного перехода свидетельствует о том, что корреляция фаз может сохраняться на протяжении очень длительного времени. Ярким примером служит переход из первого возбуждённого состояния ядра  $^{67}\text{Zn}$  в основное. За характерное время этого перехода  $\sim 10^{-5}$  с происходит порядка  $10^{15}$  скореллированных колебаний ядерного тока, что является феноменальным проявлением временной когерентности колебательного процесса в природе!

Итак, благодаря измерению временной зависимости девозбуждения ядерного изомера мы убеждаемся в существовании когерентности во внутриядерных переходных процессах. Однако тепловые колебания атомов, приводящие к частотной модуляции испускаемого излучения, не дают возможности последнему наследовать природные свойства когерентности внутриядерных токов, в частности, наблюдать естественную ширину спектральной линии, сопоставимую с шириной ядерного изомерного уровня. Замечательной особенностью эффекта Мёссбауэра [1] является то, что гамма-излучение, испускаемое связанным ядром, способно сохранить и нести в себе свойство когерентности внутриядерных токов. Открытие Мёссбауэра позволяет на примере ядерного резонансного рассеяния проверить когерентность резонансной флюоресценции, исследованную теоретически в 1930-е годы Гайтлером [2]. Благодаря безотдачному испусканию и поглощению гамма-квантов связанными

Г.В. Смирнов

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт",  
пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация  
E-mail: g.smirnov37@mail.ru

Статья поступила 17 марта 2023 г.

ядрами реализуется возможность упругого рассеяния гамма-излучения в кристаллах. При упругом ядерном резонансном рассеянии поглощение и испускание кванта нельзя рассматривать как два независимых акта рассеяния, что справедливо даже при огромном по ядерным масштабам времени жизни изомерного состояния. В этом случае ядерная резонансная флюоресценция представляет собой одноквантовый процесс, в котором рассеянное излучение когерентно с падающим.

Но, как известно, резонансная флюоресценция в случае ядерных изомеров даёт лишь незначительный вклад в процесс рассеяния кванта на ядре из-за подавляющего превосходства в этом процессе внутренней электронной конверсии, при которой энергия возбуждения ядра передаётся непосредственно электронам атома. Отсюда возникает впечатление, что вопрос когерентности при ядерной резонансной флюоресценции может представлять лишь академический интерес. К счастью, вопреки ожиданиям, проведённые в 1960 – 1980-е гг. теоретические и экспериментальные исследования дали иную, значительно более оптимистичную, картину. Помимо демонстрации сохранения когерентности в процессе ядерного резонансного рассеяния, было показано, что в определённых условиях когерентность позволяет ядерной флюоресценции стать даже доминирующим каналом взаимодействия гамма-излучения с ядрами. Обратимся к наиболее важным моментам истории данного вопроса.

Вскоре после открытия эффекта Мёссбауэра интерес к вопросу когерентности гамма-излучения изомерных ядер заметно возрос. Уже в 1960 г. Блэк и Мун [3] наблюдали интерференцию двух существенно различающихся по своей физической природе процессов рассеяния гамма-лучей на атоме: потенциального рассеяния на электронной оболочке атома и резонансного рассеяния на атомном ядре. Наличие интерференции резонансного рассеяния с заведомо когерентным потенциальным доказывало, что резонансное рассеяние является также когерентным процессом. Иначе говоря, полученный результат был доказательством сохранения излучением фазовой памяти на протяжении всего процесса ядерного рассеяния. Масштаб временной когерентности определяется продолжительностью столкновения частицы с ядром [4]. В случае резонанса на ядре  $^{57}\text{Fe}$ , который исследовался в [5], время столкновения гамма-кванта с ядром при резонансной энергии кванта составляло  $\sim 10^{-7}$  с. За такое время происходит около  $10^{12}$  сфазированных колебаний тока ядерного перехода. Таким образом, наблюдаемый в упомянутой работе процесс является одним из примеров уникального сохранения фазовой памяти.

Чуть позже, в 1963 г., Бернштейн и Кэмпбелл [6] наблюдали полное внешнее отражение мёссбауэровского излучения от зеркала  $^{57}\text{Fe}$ . Этот эксперимент стал первым свидетельством возможности когерентного рассеяния гамма-лучей не только одним ядром, но и ансамблем ядер, т.е. демонстрацией пространственной когерентности резонансного рассеяния. Убедительным образом существование пространственной когерентности было подтверждено Блэком и Дуэрдотом [7] при исследовании брэгговского отражения гамма-лучей ядерной решёткой кристалла. Наблюдение полного внешнего отражения и брэгговской дифракции — явлений, в которых участвуют все центры рассеяния, доказывает тот факт, что множество ядер может быть затронуто возбуждением при рассеянии одиночного фотона. И здесь встаёт критический

вопрос, как можно вообразить коллективное возбуждение ядерного ансамбля, если энергии фотона хватает лишь на то, чтобы возбудить одно ядро. И если так, то процесс рассеяния должен быть локализован на определённом центре. Очевидно, что классический подход к описанию явления дифракции гамма-квантов на ядрах на данный вопрос ответить не в состоянии.

Чтобы разрешить возникшее противоречие, Трамелл [8], Каган и Афанасьев [9] выдвинули в своих работах идею *делокализованного ядерного возбуждения*. Эта, вполне естественная, идея основана на том, что при упругом рассеянии в ядерном ансамбле не остаётся никакой метки, которая выделяла бы отдельное ядро, участвовавшее в рассеянии. При таком условии можно полагать, что в соответствии с квантово-механическим принципом суперпозиции состояний каждое ядро в рассеивающей системе возбуждено с определённой амплитудой вероятности. В данном случае элементарным состоянием является такое, в котором одно из ядер возбуждено, а остальные не возбуждены. Что касается волновой функции делокализованного возбуждения, она представляет собой линейную суперпозицию элементарных возбуждений. В таком представлении гамма-квант как бы обобществляется ядрами всего ансамбля. При этом соблюдается пространственно-временная корреляция фаз ядерных возбуждений. Суперпозиционное состояние возбуждения и есть то, что мы называем ядерным экситонем (термин введён Зарецким и Ломоносовым [10]). Очевидно, что в рассмотренной трактовке процесс рассеяния носит коллективный характер. В соответствии с такими свойствами ядерного возбуждения упругое рассеяние гамма-кванта ансамблем ядер в кристалле следует рассматривать как макроскопическое квантовомеханическое явление. В этом процессе кристалл ведёт себя как своеобразный макроскопический квантовый резонатор.

Мы видели, что ядерный экситон по своей природе связан с токами ядерных переходов. Отсюда понятно, почему его существование даёт физическую основу для использования макроскопической поляризации ядер при описании радиационных ядерных явлений в уравнениях Максвелла. Поляризация ядерного ансамбля представляет собой сумму индуцированных электрических и магнитных моментов ядерных переходов в единичном объёме. Индуцированные моменты очевидно определяются мультипольностью ядерных переходов. Через связь ядерного экситона и макроскопической поляризации мы приходим к возможности использования уравнений Максвелла в их классическом виде для теоретического анализа задач когерентного ядерного резонансного рассеяния.

Ясно, что токи ядерных переходов не могут существовать в отрыве от электромагнитного поля излучения. Эти две подсистемы должны представлять единую физическую сущность. Поле излучения и ядерные токи взаимодействуют друг с другом и обмениваются энергией. И то и другое распространяется через мишень как связанное состояние ядерной поляризации и электромагнитных волн. Следуя терминологии, принятой в оптике, связанная система поля и токов внутри мишени была названа ядерным экситон-поляритоном, или просто ядерным поляритоном [11 – 16]. Ядерные поляритоны существуют в кристалле как в форме бегущих, так и в форме стоячих волн. Временные и пространственные фазовые соотношения ядерной поляризации и поля реализуются по всему кристаллу. Они играют решающую роль в фор-

мировании волнового поля в кристалле и на выходе из него. Подходя к границе кристалла, ядерный поляритон генерирует в определённых направлениях когерентный пучок излучения, при этом наблюдается когерентная флюоресценция ядер.

Коллективное ядерное рассеяние влияет решающим образом на всю картину взаимодействия гамма-излучения с ядерным ансамблем. При создании ядерного поляритона ансамбль ядер ведёт себя как макроскопический резонатор, резонансные свойства которого количественно и качественно отличаются от свойств отдельного ядра. Параметры, характерные для отдельного резонансного взаимодействия, такие как ширина линии, время жизни, соотношение вероятностей упругого и неупругого каналов рассеяния, претерпевают радикальные изменения.

С открытием эффекта Мёссбауэра возникло и стало развиваться новое направление теоретической и экспериментальной оптики — квантовая оптика резонансного гамма-излучения, или гамма-оптика. Последняя охватывает широкий круг когерентных явлений с резонансным гамма-излучением как в энергетическом, так и во временном пространствах. С 1960 г. многие научные группы по всему миру вложили огромные усилия в развитие знаний и приложений в новой области. Было бы трудно в одном обзоре проследить процесс становления новой области знаний и оценить достижения учёных в этой области. К настоящему времени опубликовано довольно много обзорных статей. Здесь мы упомянем лишь некоторые из них [17–22, 26, 27].

Одним из насущных приложений физики когерентной ядерной флюоресценции является создание источника синхротронного мёссбауэровского (СМ) излучения. Темой настоящего обзора как раз и является история создания такого источника, описание его физических основ и представление всё более востребованного направления мёссбауэровской спектроскопии, в котором используется подобный источник. Мы познакомим читателей с наиболее впечатляющими результатами, полученными с использованием СМ-излучения, и его перспективными приложениями.

## 2. Физические основы

### 2.1. Когерентное усиление радиационного канала ядерного резонансного рассеяния

Идеи динамической теории рассеяния, сформулированные Эвальдом, опираются на динамическое взаимодействие излучения с атомами вещества, при котором в результате многократного рассеяния реализуется равноценный обмен энергией между возбуждаемыми атомными токами и полем излучения. В результате такого обмена возникает устоявшаяся динамическая связь поля и токов. Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей кристаллами была создана в работах Эвальда, Лауэ и других авторов [23–25].

Вскоре после открытия Мёссбауэра в цикле работ Кагана и Афанасьева, Трамелла и Хэннона, изложенных в обзорах [26, 27], была разработана динамическая теория ядерного резонансного рассеяния гамма-излучения. Каганом и Афанасьевым были предсказаны два удивительных эффекта: эффект подавления неупругих каналов ядерной реакции [28] и эффект полного отражения гамма-излучения при ядерном резонансном брэгговском рассея-

нии [29]. Удивительных потому, что при радиационных переходах в ядерных изомерах в большинстве случаев доминирует как раз канал внутренней электронной конверсии. И даже в таких, казалось бы, непреодолимых природных условиях обе упомянутые теоретические работы предсказывали возможность чрезвычайного усиления роли радиационного канала когерентного рассеяния гамма-излучения в идеальных кристаллах. Рассмотрим этот вопрос подробнее на примере двухволновой дифракции.

При двухволновой дифракции волновое поле в кристалле представляет собой когерентную суперпозицию волн, рассеянных в первичном и в единственно разрешённом брэгговском направлениях. Решение динамической задачи показывает, что волновое поле в кристалле при определённых условиях приобретает форму стоячей волны, у которой амплитуда и поляризация промодулированы в направлении, перпендикулярном к отражающим плоскостям. И для подавления неупругого канала оказалось совсем не обязательно, чтобы поле содержало узловые плоскости с нулевой напряжённостью в местах расположения атомов (рис. 4 в [30]), как это происходит в случае дифракции рентгеновского излучения [25]. В угловой зависимости ядерного резонансного рассеяния при приближении к брэгговскому углу отражательная способность кристалла может стремиться к единице, т.е. к стопроцентному отражению [29], в то же время *амплитуда ядерного возбуждения стремится к нулю* [28]. Мы сталкиваемся здесь с, казалось бы, парадоксальной ситуацией: полное отражение возникает в тот момент, когда возбуждение ядер исчезает. В чём же состоит объяснение данного парадокса?

При анализе решений динамической теории выясняется, что подход к брэгговскому углу сопровождается увеличением глубины проникновения излучения в кристалл. Характерная глубина проникновения, а следовательно и число ядерных плоскостей  $N$ , участвующих в поглощении и дифракции излучения, оказываются обратно пропорциональными корню квадратному из отклонения угла падения излучения от угла Брэгга  $\Delta\theta$  [30]:

$$N \sim \frac{1}{\sqrt{|\Delta\theta|}}.$$

В количественном выражении поглощение и дифракция излучения ядрами определяются не только числом ядерных плоскостей, участвующих во взаимодействии, но и амплитудой возбуждения ядер на этих плоскостях. Что касается последней, то она оказывается прямо пропорциональной корню из углового отклонения:

$$A \sim \sqrt{|\Delta\theta|}.$$

Мы видим, что уменьшение амплитуды возбуждения ядер сопровождается увеличением числа ядерных плоскостей при приближении к брэгговскому углу. Сравним теперь масштабы поглощения излучения и рассеяния излучения ядрами в этих условиях. Когда рассчитывается поглощение, то вклады ядер в него суммируются некогерентным образом, поэтому для полного поглощения получим:

$$\text{Поглощение} \sim N(A)^2 \sim \left( \frac{1}{\sqrt{|\Delta\theta|}} \right) |\Delta\theta| = \sqrt{|\Delta\theta|}, \quad (1)$$

т.е. поглощение пропорционально корню из угла, и точно при брэгговском угле полностью исчезает. В этом как раз и заключается эффект подавления конверсионного канала. Когда же рассматривается дифракция, то мы должны проводить когерентное сложение вкладов в рассеяние от всех ядер. Таким образом, отражение определяется квадратом суммарной амплитуды рассеяния каждой ядерной плоскостью:

$$\text{Отражение} \sim (NA)^2 \sim \left| \frac{1}{\sqrt{|\Delta\theta|}} \sqrt{|\Delta\theta|} \right|^2 = 1. \quad (2)$$

Что же мы видим? Несмотря на исчезновение возбуждения ядер волновым полем, отражение не только не исчезает, но и становится полным при подходе к брэгговскому углу. Очевидно, что такой поразительный результат мы имеем благодаря когерентному усилению ядерного резонансного рассеяния. В полубесконечном кристалле излучение может выйти только оттуда, откуда оно вошло, т.е. через поверхность кристалла. Поэтому при бесконечно глубоком проникновении излучения в кристалл и наблюдается его полное отражение. Размер угловой области, в которой наблюдается усиление радиационного канала, задаётся амплитудой рассеяния. И поскольку амплитуда мёсбауэровского ядерного резонансного рассеяния очень большая (она может на порядок величины превосходить амплитуду электронного релеевского рассеяния), то доминирование радиационного канала над конверсионным наблюдается в очень больших угловых интервалах, в реальных случаях порядка 50 мкрад.

## 2.2. Чисто ядерная дифракция

Как упоминалось выше, электромагнитное поле гамма-излучения взаимодействует не только с атомными ядрами, но и с электронной оболочкой атомов. Интерференция процессов упругого рассеяния на двух подсистемах в кристалле как физическое явление исследовалась несколькими научными группами [6, 31–33]. Вследствие электронно-ядерной интерференции форма ядерного резонанса оказывается в сильной зависимости от соотношения амплитуд и фаз ядерного и электронного рассеяния. В электронном канале рассеяния эти два параметра можно считать неизменными в области ядерного резонанса, но в ядерном канале обе характеристики меняются радикальнейшим образом при прохождении через резонанс. Фаза изменяется на величину  $\pi$ , а амплитуда резко проходит через своё максимальное значение в резонансе. В силу фазовых соотношений имеет место конструктивное сложение амплитуд ядерного и электронного рассеяния с одной стороны от резонанса и деструктивное — с другой. В результате резонансная зависимость интенсивности рассеяния приобретает дисперсионную форму, форму резонанса Фано. Знак дисперсии и дисперсионный контраст определяются многими факторами, среди которых кристаллическая структура и структура внутрикристаллических полей.

Вместе с тем вполне понятно, что присутствие электронного рассеяния может существенно осложнить исследование свойств и характеристик когерентной ядерно-резонансной флюоресценции. В частности, при рассеянии широкополосного в сравнении с шириной ядерного резонанса синхротронного излучения сигнал от ядер полностью тонет в подавляющем фоне нерезонансного из-

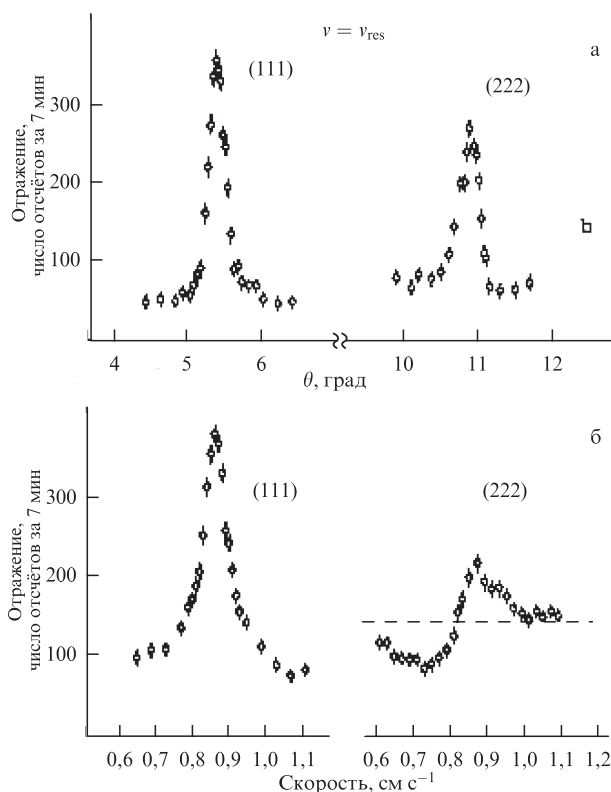


Рис. 1. (а) Угловые и (б) энергетические зависимости отражения гамма-излучения 14,41 кэВ от кристалла гематита при возбуждении ядерного перехода  $-1/2 \rightarrow -3/2$  (из работы [34]).

лучения. В преодолении этих трудностей решающую роль сыграло обнаружение чисто ядерной дифракции.

На рисунке 1 представлены результаты первого наблюдения чисто ядерной дифракции резонансного гамма-излучения [34]. Чисто ядерная дифракция была обнаружена при исследовании брэгговских отражений 14,4 кэВ гамма-лучей от антиферромагнитного кристалла гематита  $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ , выращенного на основе резонансного изотопа железа. На рисунке 1а показаны угловые зависимости интенсивности отражённого излучения в окрестности брэгговских углов для рефлексов (1 1 1) и (2 2 2) в гематите. Энергия падающего излучения фиксировалась и соответствовала возбуждению ядерного перехода  $-1/2 \rightarrow -3/2$  в мёсбауэровском спектре кристалла. На рисунке 1б показаны энергетические зависимости интенсивности отражённого излучения в области вышеупомянутого резонанса при фиксированных углах для рефлексов (1 1 1) и (2 2 2). Формы полученных резонансных кривых заметно отличались. В рефлексе (1 1 1) наблюдался симметричный максимум, в то время как в рефлексе (2 2 2) обнаружилась ярко выраженная дисперсионная кривая. Это наблюдение явилось доказательством чисто ядерной природы рефлекса (1 1 1) в сравнении с интерференционной, электронно-ядерной природой рефлекса (2 2 2). На возможность получения магнитных максимумов при дифракции гамма-лучей по аналогии с магнитными максимумами в рассеянии нейтронов указывал Трамелл [8]. Теоретическое обоснование возможности получения чисто ядерной дифракции при магнитном и квадрупольном расщеплении ядерных уровней было дано в работах Беякова и Айвазяна [35, 36]. Первые поиски ядерных максимумов обоих типов были выпол-

нены в работах [34, 37, 38]. В более поздних исследованиях для получения чисто ядерной дифракции, в том числе и при рассеянии синхротронного излучения, использовались антиферромагнитные кристаллы бората железа, имеющие целый ряд преимуществ перед гематитом [39].

Проиллюстрируем природу возникновения чисто ядерной дифракции в антиферромагнитном кристалле на простой схеме. В антиферромагнитном кристалле бората железа,  $\text{FeBO}_3$ , векторы напряжённости магнитных полей  $\mathbf{H}_1$  и  $\mathbf{H}_2$  на ядрах железа, входящих в элементарную ячейку кристалла, имеют противоположную направленность (рис. 2). При рассеянии излучения атомами изотопа  $^{57}\text{Fe}$  в условиях ядерного резонанса наблюдается возбуждение токов мультипольности  $M1$  в ядрах и мультипольности  $E1$  в электронных оболочках. Так как ориентации локальных магнитных полей на двух ядрах ячейки имеют противоположную направленность, то при одной и той же резонансной энергии падающего излучения в ядрах возбуждаются переходы, характеризующиеся противоположными по знаку магнитными квантовыми числами  $M = \pm 1$ , и соответственно возбуждаются циркулярно право- и левополяризованные токи. В то же время в электронных оболочках возбуждаются идентичные линейно поляризованные токи (рис. 2а и 2б соответственно). При использовании структурно запрещённых брэгговских отражений, каким в нашем случае является рефлекс (1 1 1), между волнами, рассеянными на двух атомах ячейки, возникает разность фаз  $\pi$  радиан. В результате парциальные волны, рассеянные электронными оболочками атомов, складываются деструктивно, т.е. гасят друг друга (рис. 2б). В то же время циркулярно поляризованные волны, рассеянные ядрами, складываются так, что формируется линейно поляризованная волна удвоенной амплитуды (рис. 2а). При этом поляризация рассеянной волны оказывается ортогональной поляризации падающей волны. В нашем примере  $\pi$ -поляризованная волна преобразуется в  $\sigma$ -поляризованную волну. Заметим, что последнее обстоятельство эффективно используется в экспериментах с применением поляризационного анализа рассеянного излучения [55, 56]. Если для возбуждения ядер используется синхротронное излучение, то в условиях чисто ядерной дифракции рассеянное излучение содержит только резонансную компоненту падающего. Таким образом, чисто ядерная дифракция позволяет генерировать когерентное полностью резонансное гамма-излучение с энергией 14,41 кэВ.

Синхротронное излучение представляет собой последовательность коротких импульсов длительностью  $\sim 0,5$  нс, разделённых большими временными интервалами. После возбуждения отдельным импульсом СИ изомерного состояния ядра  $^{57}\text{Fe}$  возникает собственное свечение ядер — ядерная флюоресценция длительностью порядка времени жизни этого состояния. При выполнении условий чисто ядерной дифракции флюоресцентное гамма-излучение распространяется в определённом направлении в узком телесном угле. Пока возбуждение ядер подпитывается синхротронными импульсами, кристалл светится и испускает в данных направлениях резонансные гамма-кванты на протяжении всего времени облучения, т.е. формируется стационарный поток резонансного гамма-излучения.

При большом сверхтонком расщеплении ядерных уровней, которое имеет место при комнатной температуре у кристалла бората железа, спектр флюоресцентно-

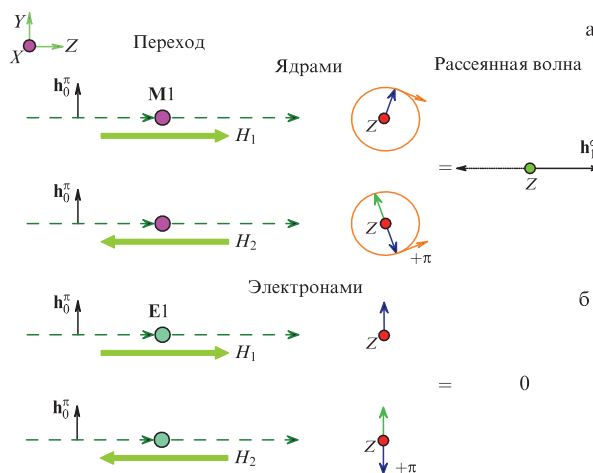


Рис. 2. Схема рассеяния  $\pi$ -поляризованного гамма-излучения на двух атомах  $^{57}\text{Fe}$ , входящих в элементарную ячейку антиферромагнитного кристалла. Энергия излучения настроена на резонансы  $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$  в мёссбауэровских спектрах первого и второго ядра соответственно. В ядрах (а) возбуждаются циркулярно поляризованные магнитные дипольные моменты переходов, а в электронных оболочках (б) — линейно поляризованные электрические дипольные моменты. В структурно запрещённом рефлексе сдвиг колебаний возбуждаемых моментов по фазе равен  $\pi$  радиан.

го резонансного излучения содержит четыре далеко отстоящие друг от друга линии. Очевидно, что гамма-излучение, обладающее таким спектром, весьма неудобно, фактически непригодно, для спектроскопических исследований. К счастью, уникальные магнитные свойства бората железа дают возможность решить и этот вопрос.

При нагревании кристалла до температуры магнитного фазового перехода, точки Нееля,  $T_N = 75,3^\circ\text{C}$ , энергии взаимодействия магнитного и квадрупольного электрического моментов в возбуждённом состоянии ядра с локальными магнитным и электрическим полями сравниваются. Сверхтонкое взаимодействие в возбуждённом состоянии приобретает комбинированный характер [40, 41, 45]. В силу указанных обстоятельств, которые мы подробнее обсудим в разделе 2.4, создаются условия, когда в спектре флюоресцентного гамма-излучения формируется одиночная линия. Энергетическая ширина данной линии приближается к естественной ширине ядерного уровня и составляет  $\sim 5 \times 10^{-9}$  эВ. При этом достигается уникальная монохроматичность гамма-излучения:  $\Delta E/E \sim 3 \times 10^{-13}$ . Кристалл в описанном процессе выступает как макроскопический квантовомеханический резонатор, генерирующий под действием широкополосного синхротронного излучения собственное излучение с узкой спектральной линией, — синхротронное мёссбауэровское излучение.

### 2.3. Многопространственная и многопутевая интерференция гамма-излучения

Чисто ядерная дифракция гамма-излучения в кристалле бората железа имеет весьма сложную интерференционную природу. Помимо хорошо известной из оптики рентгеновского излучения интерференции в геометрическом трёхмерном пространстве, добавляется интерференция в энергетическом и спиновом пространствах.

В случае сверхтонкого расщепления ядерных уровней в рассеянии любой спектральной компоненты излучения

**Таблица 1.** Собственные волновые функции ядерных возбуждённых состояний для четырёх энергетических подуровней ядра  $^{57}\text{Fe}$  в кристалле бората железа

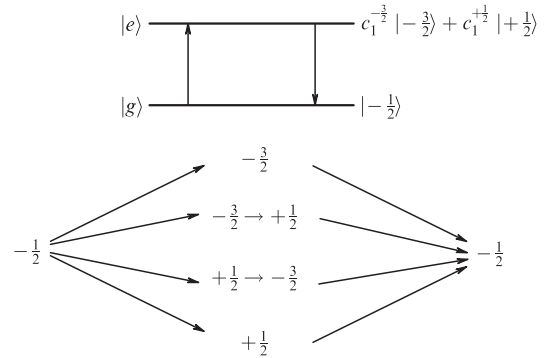
1	2	3	4
$c_1^{-3/2} \left  -\frac{3}{2} \right\rangle + c_1^{+1/2} \left  +\frac{1}{2} \right\rangle$	$c_2^{-1/2} \left  -\frac{1}{2} \right\rangle + c_2^{+3/2} \left  +\frac{3}{2} \right\rangle$	$c_3^{+1/2} \left  +\frac{1}{2} \right\rangle + c_3^{-3/2} \left  -\frac{3}{2} \right\rangle$	$c_4^{+3/2} \left  +\frac{3}{2} \right\rangle + c_4^{-1/2} \left  -\frac{1}{2} \right\rangle$

принимают участие все разрешённые ядерные переходы между основным и возбуждённым состояниями. При этом как раз и возникает интерференция путей рассеяния на разных резонансных переходах, иными словами, интерференция в энергетическом пространстве [42]. Вклад отдельного ядерного перехода зависит от разности частоты излучения и резонансной частоты данного перехода. Очевидно, чем меньше расстояние между резонансными частотами переходов, тем сильнее проявление интерференции в энергетическом пространстве.

Совсем иной, квантовомеханической по своей природе, является интерференция в спиновом пространстве. Решение квантовомеханической задачи для возбуждённого состояния ядра  $^{57}\text{Fe}$  в условиях комбинированного свертонкого взаимодействия в кристалле бората железа показывает, что ядро находится в смешанных по проекции спина состояниях [43]. Спин ядра в возбуждённом состоянии равен  $I = 3/2$ , его проекция на квантовую ось, связанную с направлением магнитного поля на ядре, принимает значения  $m = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ . В возбуждённом состоянии благодаря свертонкому взаимодействию уровень энергии расщепляется на четыре подуровня  $e = 1, 2, 3, 4$ , где нумерация идёт в порядке возрастания энергии подуровней. За счёт взаимодействия магнитного и электрического квадрупольного моментов ядра в возбуждённом состоянии с магнитным и электрическим полями в кристалле волновая функция, описывающая состояние ядра на отдельном подуровне возбуждённого состояния, представляет собой сумму двух функций, каждая из которых отвечает определённой проекции спина, как показано в табл. 1. В таблице коэффициенты  $c_e^{m_e}$  представляют собой амплитуды вероятности обнаружить возбуждённое ядро в состоянии с соответствующей проекцией ядерного спина на каждом подуровне.

Процесс упругого рассеяния гамма-кванта можно представить состоящим из трёх этапов: возбуждение ядра с захватом гамма-кванта, пребывание ядра в возбуждённом состоянии и девозбуждение ядра с испусканием кванта. В условиях смешанного состояния имеются несколько возможностей. Квант может возбудить ядро в какое-то определённое состояние по проекции спина и испуститься из того же состояния или квант может возбудить ядро в одно состояние по спиновой проекции, а испуститься из другого. Всего в условиях свертонкого взаимодействия в кристалле бората железа оказываются открытыми четыре пути упругого рассеяния кванта в спиновом пространстве. Для отдельного ядра  $^{57}\text{Fe}$ , находящегося в магнитном поле, направленном вдоль квантовой оси, и одного из ядерных переходов пример рассеяния по разным путям в спиновом пространстве показан на рис. 3.

Как видно из рис. 3, на всех путях рассеяния возбуждаются токи ядерных переходов, которые характеризуются магнитными квантовыми числами  $M = \pm 1$ , т.е. токи круговой левой или правой поляризации. В общем



**Рис. 3.** Пути рассеяния в спиновом пространстве при возбуждении одного из переходов ядра  $^{57}\text{Fe}$  на уровень 14,41 кэВ. В верхней части схема уровней, между которыми происходит переход, и соответствующие волновые функции спиновых состояний.

случае им соответствуют эллиптически поляризованные рассеянные волны. Интерференция в спиновом пространстве носит весьма непростой характер. Этому явлению посвящена отдельная статья, где на примере рассеяния гамма-излучения на одиночном ядре, находящемся в условиях комбинированного свертонкого взаимодействия, найдена сильная зависимость условий интерференции от поляризации падающего излучения и от направления кристаллического магнитного поля на ядре — вдоль или против направления квантовой оси [44].

Многопространственная и многопутевая картина ядерного рассеяния должна учитываться при расчёте поляризуемости ядерного ансамбля. Поляризуемость вещества является основным параметром в теории рассеяния. Ядерная поляризуемость непосредственно связана с амплитудой ядерного резонансного рассеяния. В кристалле бората железа ядерная поляризуемость может быть представлена в следующем виде [45]:

$$\eta_{dd'}^{ss'} = -\frac{3}{KV_0} \sigma_0 \rho f_{\text{LM}} \sum_a \exp \{i(\mathbf{k}_{d'} - \mathbf{k}_d) \mathbf{r}_a\} \times \sum_{n=1}^4 \frac{1}{v_n - i} \sum_{m'_e, m''_e} G_n^a(m'_e, m''_e), \quad (3)$$

с параметром  $G_n^a(m'_e, m''_e)$ , равным

$$G_n^a(m'_e, m''_e) = \left\langle \frac{1}{2}, m_g; 1, M \left| \frac{3}{2}, m'_e \right\rangle \left\langle \frac{1}{2}, m_g; 1, M' \left| \frac{3}{2}, m''_e \right\rangle \right\rangle \times c_e^{m'_e} c_e^{m''_e} (\mathbf{h}_d^s \mathbf{n}_{-M}^a) (\mathbf{h}_d^s \mathbf{n}_{-M'}^a)^*. \quad (4)$$

Физические параметры в уравнениях (3), (4) имеют следующие буквенные обозначения:  $K = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $V_0$  — объём элементарной ячейки кристалла;  $\sigma_0$  — максимальное резонансное поперечное сечение;  $\rho$  — обогащение кристалла резонансным изотопом  $^{57}\text{Fe}$ ,  $f_{\text{LM}}$  — фактор безотдачного рассеяния, представляющий собой произведение корней квадратных из факто-

Таблица 2. Матрицы ядерной поляризуемости бората железа для отражения (3 3 3)

Ядерный резонанс	1	3	4	6
330 кЭ $\beta = -1$ , падающее $\pi$ -поляризованное излучение				
Положение резонанса (Г)	-53,78	-9,45	7,50	55,73
$\begin{Bmatrix} \eta_{00}^{\pi\pi} & \eta_{01}^{\pi\sigma} \\ \eta_{10}^{\sigma\pi} & \eta_{11}^{\sigma\sigma} \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -22,41 & 22,58i \\ -22,58i & -22,74 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -6,81 & -7,50i \\ 7,50i & -8,25 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -6,89 & 7,50i \\ -7,50i & -8,17 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -22,50 & -22,59i \\ 22,59i & -22,67 \end{Bmatrix}$
2 кЭ $\beta = -1$ , падающее $\pi$ -поляризованное излучение				
Положение резонанса (Г)	-2,08	1,7	-1,84	2,22
$\begin{Bmatrix} \eta_{00}^{\pi\pi} & \eta_{01}^{\pi\sigma} \\ \eta_{10}^{\sigma\pi} & \eta_{11}^{\sigma\sigma} \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -0,03 & 0,85i \\ -0,85i & -22,59 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -6,97 & 14,23i \\ -14,23i & -29,04 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -0,03 & 0,77i \\ -0,77i & -21,04 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} -8,65 & -15,85i \\ 15,85i & -29,04 \end{Bmatrix}$

ров Лэмба–Мёссбауэра в направлениях  $d, d'$ ;  $\mathbf{k}_d$  и  $\mathbf{k}_{d'}$  — волновые векторы падающей и рассеянной волн,  $s, s'$  — поляризации этих волн, соответственно,  $\mathbf{r}_a$  — координата атома в элементарной ячейке кристалла,  $v_n = (E - E_n) / (\Gamma_0/2)$  — отклонение энергии падающего излучения от резонанса в единицах естественной полуширины резонанса,  $\langle 1/2, m_g; 1, M | 3/2, m_e \rangle$  — коэффициенты Клебша–Гордана, произведение которых характеризует вероятность перехода между подуровнями основного и возбуждённого состояний (с учётом передачи момента импульса в системе ядро + гамма-квант),  $m_g, m_e$  — проекции спинов ядра на подуровнях основного и возбуждённого состояний,  $c_e^{m'_e} c_e^{m''_e}$  — амплитуды спиновых состояний на подуровнях возбуждённого состояния, скобки  $(\mathbf{h}^s \mathbf{n}_{-M})$  и  $(\mathbf{h}^{s'} \mathbf{n}_{-M'})^*$  представляют собой скалярные произведения векторов магнитной поляризации излучения и единичных векторов, характеризующих пространственные свойства магнитного момента ядерного перехода на этапах возбуждения и девозбуждения ядра, при квантовой оси, ориентированной вдоль оси  $Z$ , имеем  $\mathbf{n}_{\pm 1} = \mp 1/\sqrt{2} (\mathbf{n}_x \pm i\mathbf{n}_y)$ .

Уравнение (3) представляет собой тройную сумму, отражающую когерентное сложение путей рассеяния в трёх упомянутых выше пространствах. Для каждого ядра в элементарной ячейке и отдельно взятого перехода в данном ядре между основным и возбуждённым состояниями производится суммирование амплитуд на путях рассеяния в спиновом пространстве, показанных на рис. 3. Эта процедура повторяется для всех остальных разрешённых энергетических переходов в данном ядре. Затем те же действия производятся для другого ядра элементарной ячейки. Всего в ячейке рассматриваемого кристалла имеется два ядра железа, в каждом из которых правилами отбора для магнитного дипольного перехода  $M1$  разрешены четыре ядерных перехода, характеризующихся магнитными квантовыми числами  $M = \pm 1$ . Для каждого перехода имеется четыре пути рассеяния в спиновом пространстве. Таким образом, в рассматриваемом процессе рассеяния мы имеем дело с интерференцией 32 путей рассеяния в трёх пространствах.

В случае чисто ядерной дифракции излучения в кристалле бората железа ядерная поляризуемость  $\eta_{dd'}$  образует матрицу размерностью  $(2 \times 2)$

$$\eta_{dd'}^{ss'} = \begin{vmatrix} \eta_{00}^{ss} & \eta_{01}^{ss'} \\ \eta_{10}^{s's} & \eta_{11}^{s's'} \end{vmatrix}, \quad (5)$$

где каждый из индексов  $s, s'$  обозначают  $\pi$ - или  $\sigma$ -поляризацию излучения. В таблице 2 приведены матрицы ядерной поляризуемости кристалла бората железа в геометрии симметричного брэгговского отражения для двух значений магнитного поля на ядрах 330 кЭ и 2 кЭ и входящем  $\pi$ -поляризованном излучении. Сверхтонкое магнитное поле 2 кЭ реализуется вблизи магнитного фазового перехода из антиферромагнитного в парамагнитное состояния, точки Нееля. Обращает на себя внимание значительная анизотропия ядерной поляризуемости при поле 2 кЭ, отсутствующая при поле 330 кЭ.

Матрицы рассчитаны для четырёх ядерных резонансов, не запрещённых при чисто ядерной дифракции в кристалле бората железа. Резонансы соответствуют 1, 3, 4 и 6 линиям в мёссбауэровском спектре ядра  $^{57}\text{Fe}$  при магнитном расщеплении ядерных уровней. Поскольку локальные магнитные поля на ядрах в элементарной ячейке кристалла антипараллельны, то этим резонансам соответствуют переходы между состояниями ядер, в которых проекции спина имеют противоположные знаки.

#### 2.4. Об особенностях ядерной резонансной дифракции

Динамическая теория ядерного резонансного рассеяния гамма-лучей была создана в серии работ Кагана, Афанасьева и Перстнева, стартовавшей в 1965 г. [28, 29, 46]. По характеру это была полуклассическая теория, в которой квантово-механические методы применены для расчёта ядерной амплитуды, а задача динамического рассеяния гамма-излучения в кристалле решена на основе уравнений Максвелла. Начиная с 1968 г. Трамелл и Хэннон выпустили серию работ по динамическому ядерному резонансному рассеянию гамма-излучения, в которых были применены методы квантовой электродинамики [47–49]. В настоящее время обе теории востребованы и имеют широкое применение.

Рассмотрим отличительные особенности ядерной резонансной дифракции. В когерентной оптике рентгеновских лучей все основные события интерференции и дифракции излучения происходят в геометрическом трёхмерном пространстве. Основными расчётными и измеряемыми характеристиками являются угловые зависимости интенсивности дифракционного отражения излучения кристаллами. Такое положение определяется тем, что амплитуда рассеяния рентгеновских лучей атомами вдали от краёв поглощения не зависит от частоты падающего излучения. Напротив, в случае ядерного рассеяния амплитуда и поляризуемость носят резонансный характер и обладают сильной зависимостью от частоты

излучения (см. уравнение (3)). При дифракции гамма-излучения в геометрии Брэгга отражательная способность кристалла определяется следующим выражением, полученным с использованием теории [29]:

$$Q = |R|^2 \frac{1}{|\beta|}, \quad (6)$$

где  $R$  является коэффициентом отражения, а  $\beta$  — фактором асимметрии отражения,  $\beta = -\sin \theta_0 / \sin \theta_1$ , где  $\theta_0$  — угол скольжения падающего на кристалл пучка, а  $\theta_1$  — угол скольжения отражённого пучка. Для кристалла, полубесконечного по толщине, коэффициент отражения имеет вид

$$R = -\frac{\beta \tilde{\eta}_{10}}{2\varepsilon_0^{(1)} - \tilde{\eta}_{00}}. \quad (7)$$

В последнее выражение входят следующие физические величины и параметры: элементы матрицы поляризуемости рассеивающей системы  $\tilde{\eta}_{00}$  и  $\tilde{\eta}_{10}$ , в которых к ядерной поляризуемости добавлена электронная,  $\beta$  — фактор асимметрии, определённый выше, и  $\varepsilon_0^{(1)}$  — малая комплексная добавка к рефракционному индексу, определяемая следующим выражением:

$$\varepsilon_0^{(1)} = \frac{1}{4} \left\{ \tilde{\eta}_{00} + \beta \tilde{\eta}_{11} - \alpha \beta - \sqrt{(\tilde{\eta}_{00} - \beta \tilde{\eta}_{11} + \alpha \beta)^2 + 4\beta \tilde{\eta}_{01} \tilde{\eta}_{10}} \right\}, \quad (8)$$

куда помимо элементов матрицы поляризуемости кристалла входит угловой параметр  $\alpha$ , прямо связанный с отклонением от угла Брэгга:  $\alpha = -2 \sin 2\theta_B (\theta - \theta_B)$ , где  $\theta_B$  — угол Брэгга. Ядерная поляризуемость, как было показано выше (уравнение (3)), зависит от энергии падающего излучения по отношению к резонансной. Из сказанного следует, что сила дифракционного отражения гамма-лучей от ядерной решётки кристалла зависит не только от угла падения лучей в окрестности брэгговского угла, но и от энергии возбуждающего ядра излучения. Соответственно, отражательная способность кристалла имеет вид поверхности сложной формы, возвышающейся над плоскостью на нулевом уровне в координатах угол–энергия. В настоящее время для получения СМ-излучения используются отражения (1 1 1) и (3 3 3) в кристалле бората железа. Плоскости (1 1 1) выходят на поверхность пластинчатого кристалла, поэтому эти отражения относятся к симметричным, для которых угол падения равен углу отражения. На рисунке 4 показан ландшафт отражательной способности кристалла для рефлекса (3 3 3) в области ядерного резонанса при температуре вблизи точки Нееля и в окрестности брэгговского угла. Ландшафт отражательной способности формируется в процессе мультипространственной и многопутевой интерференции гамма-излучения в геометрическом, энергетическом и спиновом пространствах [44, 45]. Поверхность отражательной способности  $Q$  имеет достаточно сложную форму. Сечение поверхности при заданном угле падения лучей на кристалл представляет собой энергетическую зависимость отражения в резонансной области при данном угле падения. Например, при угле падения 100 мкрад сечение имеет форму одиночного резонанса (на рис. 4 срез оранжевого цвета).

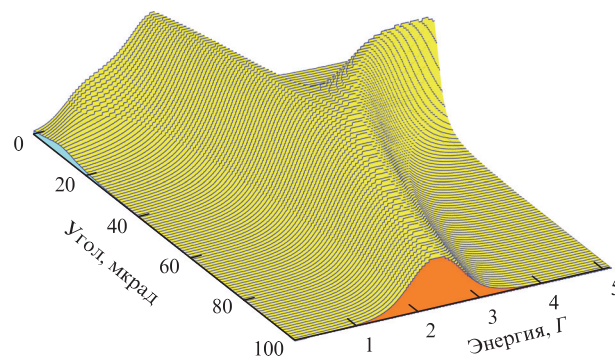


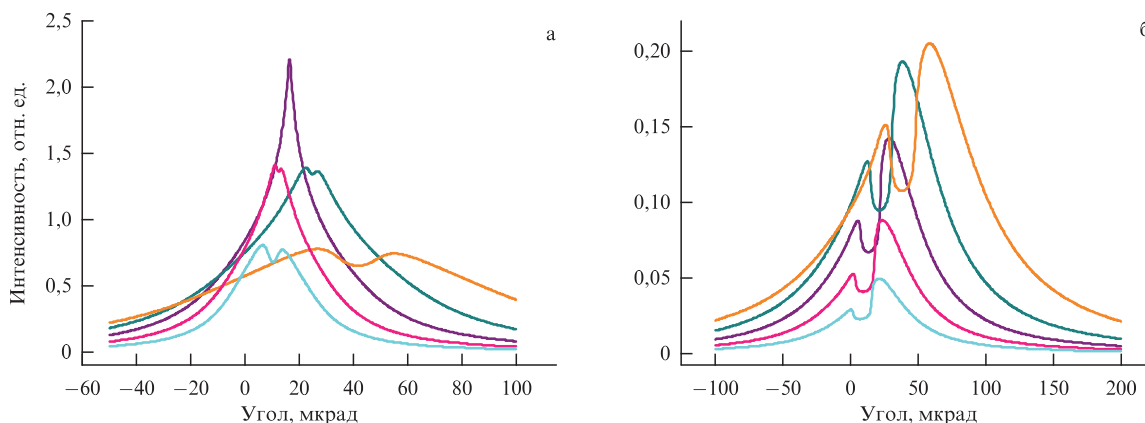
Рис. 4. Ландшафт отражательной способности  $Q$  кристалла  $^{57}\text{FeBO}_3$  для симметричного отражения (3 3 3) в окрестности брэгговского угла и в области ядерного резонанса при поле на ядрах 2 кЭ. Энергетическая шкала охватывает область 5 Г, где Г — естественная ширина ядерного уровня в первом возбуждённом состоянии ядра  $^{57}\text{Fe}$ . Угловая шкала охватывает интервал 100 мкрад в окрестности угла Брэгга.

## 2.5. Игра сочетаний анизотропии ядерной поляризуемости и асимметрии дифракционной геометрии

Прежде всего рассмотрим ситуацию, в которой анизотропия ядерной поляризуемости в кристалле бората железа отсутствует. Последнее условие выполняется при комнатной температуре. Магнитное поле на ядрах железа при данной температуре равно примерно 330 кЭ. Из-за сверхтонкого расщепления ядерных уровней при таком большом поле ядерные резонансы в мёсбауэровском спектре бората железа сильно разделены, практически изолированы друг от друга. Минимальное расстояние между ними составляет 17 Г. При этом между матричными элементами ядерной поляризуемости для всех резонансов выполняются следующие соотношения:  $\eta_{00}^{\pi\pi} \approx \eta_{11}^{\sigma\sigma}$ ,  $\eta_{00}^{\sigma\sigma} \approx \eta_{11}^{\pi\pi}$  (см. табл. 2) (близкие соотношения при поле 330 кЭ сохраняются и в асимметричной геометрии дифракции). Рассмотрим отражение (3 3 3) от кристалла бората железа. На рисунке 5а представлены угловые зависимости интенсивности отражения  $\pi$ -поляризованного синхротронного излучения при возбуждении 6-го ядерного резонанса. Интегрирование по энергии проведено в окрестности 6-го резонанса в интервале  $55,73 \text{ Г} \pm 1,5 \text{ Г}$ . Сравниваются зависимости для разной асимметрии дифракционного рассеяния в геометрии Брэгга. На рисунке представлены угловые распределения как в симметричной, так и в асимметричной геометриях. Последние соответствуют факторам асимметрии  $|\beta| < 1$  при скользящем падении и факторам асимметрии  $|\beta| > 1$  при крутом падении лучей. Как видно из рис. 5а, при скользящем падении с ростом асимметрии угловая зависимость значительно уширяется и смещается в сторону больших углов. Напротив, с ростом асимметрии при крутом падении зависимость сужается и смещается в сторону меньших углов. Следует обратить внимание на то, что интенсивность отражения убывает с отходом от симметричной геометрии как в сторону скользящего, так и в сторону крутого падения.

Обратимся к случаю сильной анизотропии ядерной поляризуемости. Как об этом уже говорилось, такая анизотропия возникает в условиях сопоставимого по энергии сверхтонкого взаимодействия ядра с магнит-



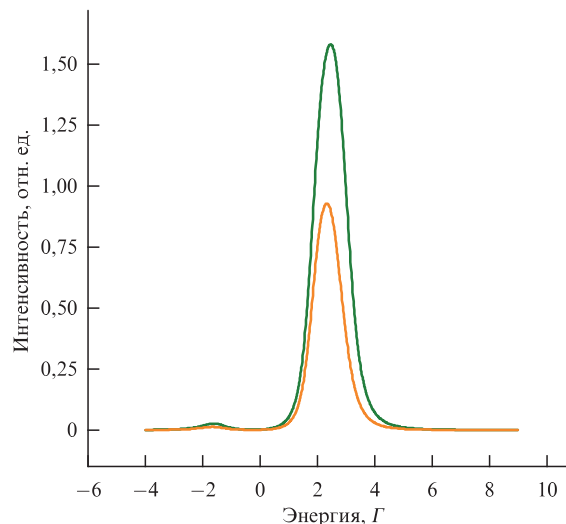


**Рис. 5.** Угловые зависимости интенсивности чисто ядерной дифракции  $\pi$  поляризованного синхротронного излучения от кристалла  $^{57}\text{FeVO}_3$  в отражении (3 3 3) при локальных магнитных полях на ядрах (а) 330 кЭ и (б) 2 кЭ и при различных факторах асимметрии. По горизонтальной оси отложен угол отклонения от брэгговского положения кристалла. При поле 330 кЭ интеграл по энергии взят в окрестности 6-го резонанса, при поле 2 кЭ в резонансной области от  $-7\text{ Г}$  до  $+10\text{ Г}$ . Симметричному случаю дифракции,  $\beta = -1$ , соответствуют кривые фиолетового цвета, асимметричным случаям:  $\beta = -0,5$  — тёмно-голубого,  $\beta = -0,25$  — оранжевого,  $\beta = -2,0$  — розового,  $\beta = -4,0$  — голубого цветов соответственно.

ным и электрическим полями в борате железа. Эти условия реализуются в окрестности точки Нееля. Здесь мы сделаем небольшое отступление и расскажем об удивительной особенности чисто ядерной дифракции в рассматриваемом кристалле, обнаруженной в работах [40, 41].

Если борат железа нагреть до температуры Нееля, то ядерная дифракция исчезает в силу перехода кристалла в парамагнитное состояние и, следовательно, разрушения в кристалле антиферромагнетизма, который, как мы убедились выше, и обуславливает существование чисто ядерной дифракции. Но стоит приложить к кристаллу небольшое магнитное поле, порядка 10–100 Э, как ядерное отражение восстанавливается в виде одиночного максимума в энергетическом спектре (рис. 2 в [41]). При этом, очевидно, восстанавливаются магнитные поля на ядрах и их антиферромагнитное упорядочение. Форма спектра в таких условиях соответствует комбинируемому сверхтонкому взаимодействию. При магнитном поле, равном приблизительно 2 кЭ, энергии взаимодействия магнитного и электрического квадрупольного моментов ядра с внутрикристаллическими полями становятся сравнимыми. Если ядерная система возбуждается синхротронным излучением, то форма спектра генерируемого гамма-излучения описывается в данных условиях квадратичной функцией Лоренца [45]. Рассмотренная замечательная особенность кристалла как раз и позволяет получить СМ-излучение, содержащее в своём спектре одиночную линию. Ландшафт функции отражения, соответствующий этим условиям, показан выше (см. рис. 4). Как видно из рисунка, для получения однолинейного спектра гамма-излучения пучок синхротронного излучения необходимо направить и удерживать в области правого склона углового распределения функции отражения.

В описанных условиях сверхтонкого взаимодействия между матричными элементами ядерной поляризуемости бората железа для входящего  $\pi$ -поляризованного излучения справедливо следующее соотношение:  $\eta_{00}^{\pi\pi} \ll \ll \eta_{11}^{\sigma\sigma}$  (см. табл. 2). На рисунке 5б сравниваются угловые зависимости в этих условиях дифракции для тех же геометрий дифракционного рассеяния, что и на рис. 5а. Интеграл по энергии взят в окрестности ядерного резонанса при рассматриваемой температуре от  $-7\text{ Г}$  до  $+10\text{ Г}$ .



**Рис. 6.** Спектры гамма-излучения, испускаемого кристаллом  $^{57}\text{FeVO}_3$  при возбуждении ядер железа синхротронным  $\pi$ -поляризованным излучением. Излучение падает на кристалл в окрестности брэгговского асимметричного отражения (3 3 11) в геометрии скользящего падения, пик зелёного цвета. Угол падения фиксирован на правом склоне угловой кривой (рис. 5б). Локальное магнитное поле на ядрах 2 кЭ. Спектр для отражения (3 3 3) в симметричной геометрии дифракции  $\beta = -1,0$  отображён пиком оранжевого цвета.

*Обращает на себя внимание тот факт, что в случае анизотропии ядерной поляризуемости наблюдается сильная асимметрия интенсивности отражения при переходе от скользящей геометрии брэгговского рассеяния к крутой, — отражательная способность резко уменьшается в сторону крутого падения лучей, где фактор асимметрии  $|\beta| > 1$ , и значительно возрастает при смещении в сторону скользящего падения, где  $|\beta| < 1$ . Бесспорно, такое свойство чисто ядерной дифракции в кристалле бората железа следует учитывать в поисках генерации наиболее интенсивного синхротронного мёссбауэровского излучения.*

На рисунке 6 показаны спектры когерентного гамма-излучения, которое генерируется в кристалле бората железа при его облучении непрерывной серией синхротронных импульсов. В одном случае используется симмет-

ричное отражение (3 3 3), в другом — асимметричное отражение (3 3 11) (см. подробности в [50]). Хорошо видно преимущество асимметричного отражения в рассматриваемых условиях. При применении этого отражения интенсивность когерентного гамма-излучения могла бы быть существенно увеличена.

### 3. Источники синхротронного мёсбауэровского излучения

Первый источник синхротронного мёсбауэровского излучения  $^{57}\text{Fe}$  был создан в 1997 г. [51, 52]. В настоящее время на постоянной основе в мире функционируют два источника СМ-излучения: один на японской Фотонной фабрике — в SPring8 [53] и другой в Европейском центре синхротронного излучения — ESRF [54]. Третий источник находится в стадии опробования в немецком ускорительном центре DESY в Гамбурге (частное сообщение). На рисунке 7 показана схема действующей в ESRF оптической линии с источником СМ-излучения. В качестве примера приведена схема, где СМ-источник используется для исследования образцов под высоким давлением. Мы не будем касаться устройства иных элементов оптической линии, кроме СМ-источника, лишь кратко перечислим их назначение и функциональные возможности. В используемом на линии ондуляторе при пролёте через него сгустка ускоренных электронов генерируется рентгеновское излучение, содержащее в своём спектре компоненты, способные возбудить ядра изотопа  $^{57}\text{Fe}$ . Однако спектр ондуляторного излучения слишком широк, чтобы направлять такое излучение непосредственно на кристалл для возбуждения ядер. Тепловая нагрузка на кристалл бората железа была бы столь высокой, что последний был бы просто уничтожен. Поэтому требуется целая система монохроматоров, ограничивающих спектр ондуляторного излучения с сохранением в нём резонансной компоненты. Все монохроматоры изготовлены из кристаллов кремния, действие которых основано на принципе брэгговской дифракции. На первом этапе монохроматизации стоят кристаллы, оснащённые специальной системой охлаждения, защищающей их от перегрева и, вследствие этого, возможного разрушения. За ними установлен набор преломляющих линз для уменьшения угловой расходимости пучка поступающего в блок СМ-источника. В данном блоке пучок предварительно многократно отражается в системе кремниевых монохроматоров высокого разрешения, радикально сужающих спектр излучения (примерно до 15 мэВ). На последнем этапе используется кристалл-рефлектор с целью обеспечения возможности направить пучок излучения, испускаемого ядрами, вдоль горизонтальной оптической оси. На этой оси установлены фокусирующие зеркала Киркпатрика–Баеза. Провзаимодействовавшее с исследуемым образцом СМ-излучение регистрируется фотодиодным детектором.

Теперь подробнее о камере кристалла бората железа, где непосредственно рождается когерентное гамма-излучение. Как говорилось выше, для создания условий генерации излучения, обладающего однолинейным спектром, кристалл должен быть нагретым до температуры Нееля,  $T_N = 75,3^\circ\text{C}$ . Кроме этого с помощью внешнего магнитного поля в кристалле должны быть восстановлены локальные поля с необходимым для чисто ядерной дифракции антиферромагнитным упорядочением. Для

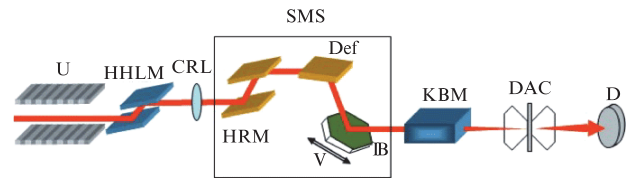


Рис. 7. Оптическая линия с источником синхротронного мёсбауэровского излучения: U — ондулятор; ННЛМ — фронтальный охлаждаемый монохроматор; СRL — составные преломляющие линзы; SMS — блок источника СМ-излучения, включающий в себя HRM — монохроматор высокого разрешения, Def — дефлектор излучения и V — мёсбауэровский вибратор, приводящий в движение камеру кристалла бората железа; КБМ — фокусирующие зеркала Киркпатрика–Баеза; DAC — алмазная камера высокого давления (или иное устройство для образца); D — фотодиодный детектор излучения (схема из [54]).

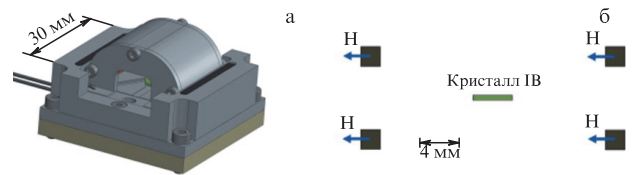


Рис. 8. (а) Общий вид камеры источника СМ-излучения; (б) расположение четырёх постоянных магнитов относительно пластинки кристалла бората железа (схема из [54]).

исключения неоднородного уширения спектральной линии испускаемого ядрами излучения должны быть выполнены очень высокие требования в отношении пространственной однородности температуры кристалла и прикладываемого к нему магнитного поля. На рисунке 8а показан общий вид камеры кристалла, в которой необходимые условия были соблюдены. Конструкция камеры оптимизирована для получения однородного распределения температур. Нагрев внутреннего объёма обеспечивается термической фольгой, распределённой по всей внутренней поверхности камеры. Фольга нагревается с помощью пропускаемого через неё электрического тока. Для подавления конвекции воздуха объём камеры полностью изолирован. Окна для входа и выхода излучения закрыты каптоновой фольгой. Градиент температуры внутри камеры не превышает  $0,15\text{ К мм}^{-1}$ . Внутри камеры температура контролируется с помощью платиновой термопары РТ100. Нестабильность температуры находится в пределах  $0,01\text{ К}$ .

Прикладываемое к кристаллу магнитное поле должно быть в высокой степени однородным, так как его вариации сопровождаются изменениями локального поля на ядре и связанной с ними энергии сверхтонкого взаимодействия [40]. Изменение последней отражается в свою очередь на спектре генерируемого гамма-излучения, в частности, на форме и ширине его резонансной линии.

Поле на кристалле создаётся набором четырёх симметрично расположенных магнитов  $\text{Nb}_2\text{Fe}_{14}$  (рис. 8б). Кристалл устанавливается в центре симметрии магнитной системы. Среднее поле на ядре имеет величину  $110\text{ Эс}$  вариациями по кристаллу менее  $4\text{ Эс}$ . В созданных условиях при фиксации падающего на кристалл пучка синхротронного излучения в районе правого склона угловой зависимости отражения генерируется гамма-излучение, имеющее спектр в форме одиночной линии шириной  $\sim 2\text{ Г}$ .

Доплеровская модуляция энергии генерируемого кристаллом излучения осуществляется с помощью мёс-

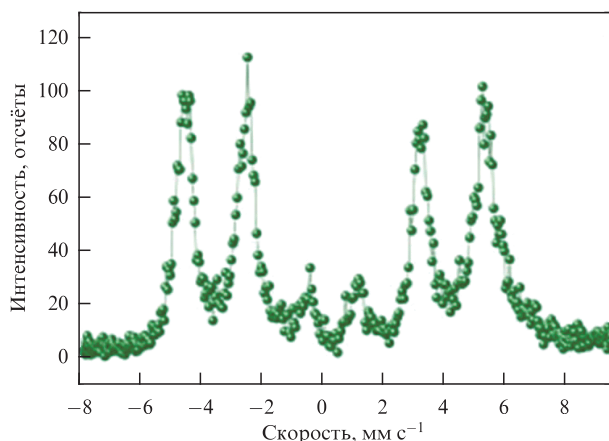


Рис. 9. Мёссбауэровский спектр слоя  $^{57}\text{Fe}$  толщиной 8 нм, измеренный в геометрии скользящего падения СМ-излучения в течение 5 мин (из работы [54]).

бауэровского вибратора, который приводит в движение камеру источника целиком. Поступательное движение осуществляется вдоль оси, лежащей в плоскости рассеяния и совпадающей с поверхностью кристалла. Такой способ модуляции был предложен в работе японских физиков [53]. При этом способе испускаемый кристаллом пучок не смещается в пространстве и может быть локализован на определённой части исследуемого образца.

Источник СМ-излучения имеет целый ряд важных преимуществ по сравнению с лабораторным источником. Первая особенность состоит в том, что в спектре СМ-излучения нет безотдачной компоненты. И благодаря отсутствию нерезонансного фона глубина резонансных линий в спектрах поглощения, то, что мы называем резонансным эффектом, существенно возрастает. Это обстоятельство позволяет проводить исследования образцов, содержащих ничтожное количество резонансного изотопа. И, что не менее важно, открывается возможность значительно ( $\sim$  в  $10^3$  раз) сократить время измерения с обычными образцами с получением одинаковой точности параметров спектра. Иллюстрацией исключительных возможностей СМ-источника может служить мёссбауэровский спектр рассеяния СМ-излучения слоем  $^{57}\text{Fe}$  толщиной 8 нм, нанесённым на плоскую подложку MgO (рис. 9). Угол скольжения падающего на плёнку пучка был  $0,35^\circ$ , чуть больше критического угла полного внешнего отражения. Как видно, интенсивность в ядерных резонансах существенно превысила базисный уровень. Поэтому спектр мог быть получен с хорошей статистической точностью всего за пять минут.

Поскольку возбуждающее ядра синхротронное излучение почти полностью линейно поляризовано, то испускаемое ядрами излучение тоже поляризовано. Поляризованное СМ-излучение оказывается очень чувствительным к ориентации осей магнитного и электрического полей, вызывающих сверхтонкое расщепление ядерных уровней. Такая чувствительность позволяет определять структуру полей сверхтонкого взаимодействия при работе с кристаллами или получать данные о текстуре в порошковых образцах. Кроме этого, поляризация СМ-излучения позволяет применять поляризационный анализ при отражении СМ-излучения от ядерно резонансных образцов с антиферромагнитной структурой и получить отражённые резонансными ядрами спектры излучения без примеси интерференции с каналами нерезонансного рассеяния [55, 56].

## 4. О возможностях источников синхротронного мёссбауэровского излучения

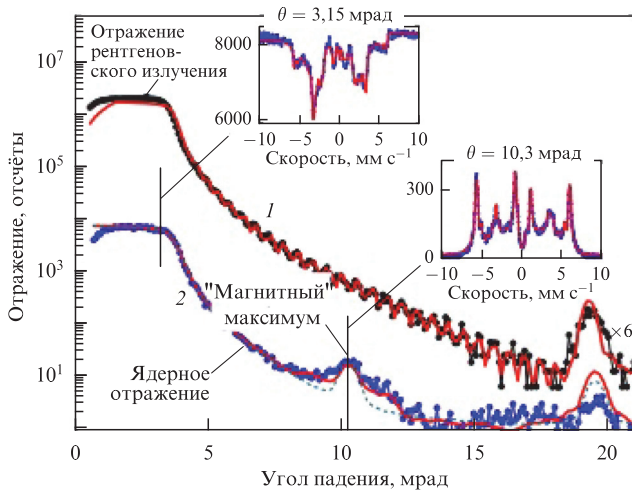
Перечисленные выше особенности синхротронного мёссбауэровского излучения открывают возможности его уникальных применений. В настоящем разделе мы приведём примеры экспериментальных исследований, в которых эти свойства каждое в отдельности и по их совокупности позволили получить недоступные ранее физические результаты.

### 4.1. Ультратонкие магнитные слои

**4.1.1. Магнетизм многослойных зеркал.** При исследовании многослойных систем используются все без исключения достоинства СМ-излучения. Поскольку в экспериментах с многослойными зеркалами речь идёт о когерентном рассеянии в геометрии полного внешнего отражения, то в таких исследованиях востребована высокая направленность излучения. Для определения магнитного упорядочения, в тех случаях когда оно имеет место в многослойных зеркалах, необходима поляризация излучения. Интенсивность и резонансные характеристики излучения позволяют лучшим образом выделять ядерное резонансное рассеяние в системах, содержащих железо.

Замечательным подтверждением сказанного является работа [57], в которой изучалась структура намагниченности в многослойном  $^{57}\text{Fe}/\text{Cr}$  зеркале. В этой системе слои железа разделены хромовой прокладкой, толщина которой определяет тип обменного взаимодействия между соседними слоями железа. В зависимости от толщины слоёв хрома оно может иметь как ферромагнитный, так и антиферромагнитный характер. Однако существует переходная область толщин хромовых прокладок, где тип обменного взаимодействия между слоями железа строго не определён. Как раз с такого рода многослойными системами работали авторы, и ими были получены удивительные результаты, ранее не предсказанные в теоретических моделях.

Измерения проводились в условиях скользящего падения лучей на слоистое зеркало. Полученные угловые зависимости отражения лучей от зеркала представлены на рис. 10. При измерении зависимости, представленной на рис. 10 кривой 1, основную часть интенсивности падающего пучка составляло нерезонансное излучение. В таких условиях отражение от зеркала формировалось главным образом за счёт электронного рассеяния. При измерении зависимости, которую отображает кривая 2, пучок был чисто резонансным. Поэтому здесь были задействованы оба канала рассеяния в исследуемой системе: ядерный и электронный. Кривая 1 показывает, что интенсивность отражения ниже критического угла насыщается, а выше этого угла плавно спадает, совершая характерные осцилляции из-за интерференции излучения, рассеянного от верхней и нижней границ слоистой системы. При угле чуть выше  $19$  мрад наблюдается максимум благодаря брэгговской дифракции на слоистой периодической структуре зеркала. Подгонка кривой электронной отражательной способности дала период структуры  $2,24$  нм при толщине слоя хрома  $1,58$  нм и слоя железа  $0,66$  нм. Такое строение слоистой системы как раз отвечало промежуточным условиям для реализации ферромагнитного или антиферромагнитного обменного взаимодействия между ультратонкими слоями железа.

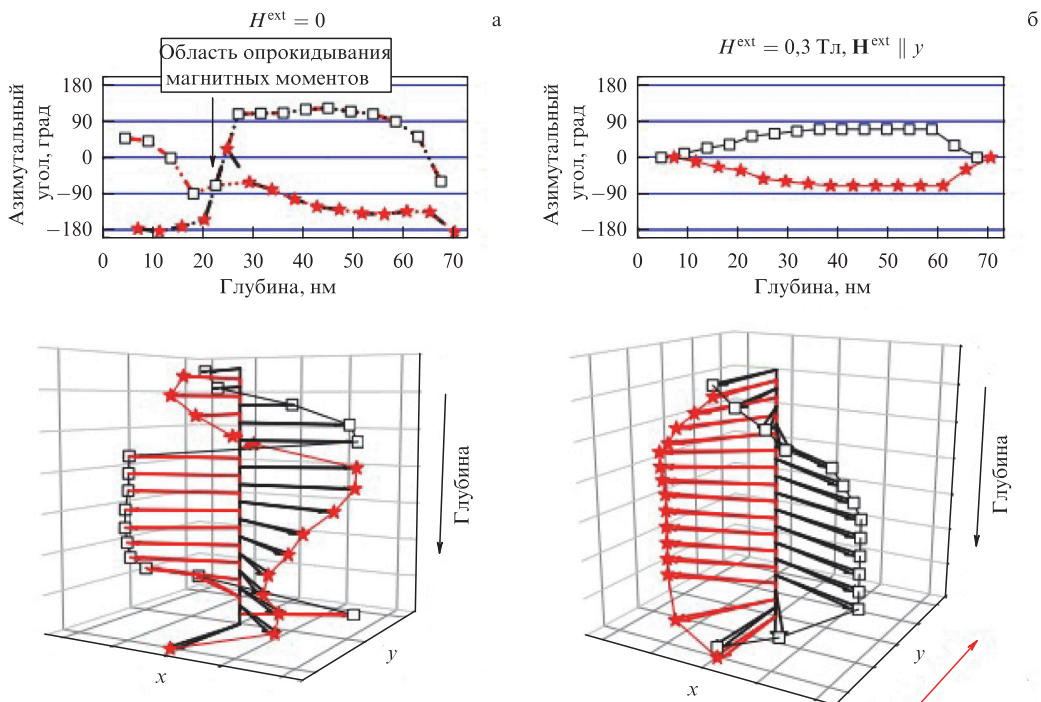


**Рис. 10.** Угловые зависимости электронного (верхняя кривая 1) и смешанного электронно-ядерного (нижняя кривая 2) отражения синхротронного излучения от многослойного зеркала  $[^{57}\text{Fe}/\text{Cr}]_{30}$  в условиях скользящего падения в области критического угла при температуре 4 К в отсутствие внешнего магнитного поля. На вставках показаны мёссбауэровские спектры вблизи критического угла полного отражения и в положении магнитного ядерного брэгговского максимума. Сплошные красные линии представляют собой теоретическую подгонку экспериментальных данных. Зелёной пунктирной кривой представлена теоретическая зависимость для модели антиферромагнитного упорядочения сверхтонких полей в слоях железа (из работы [57]).

Кривая 2 была получена следующим образом. Прежде всего в каждом угловом положении зеркала измерялся мёссбауэровский спектр. Спектр видоизменялся при смещении по углу. Если вблизи критического угла это был спектр поглощения, то при угле скольжения  $\theta = 10,3$  мрад он преобразовывался в спектр рассеяния. Интенсивность

отражения вычислялась путём интегрирования по энергии спектра, полученного в данной угловой точке. По совокупности всех измерений строилась окончательная угловая зависимость. Существенной особенностью на кривой электронно-ядерного отражения оказалось появление дополнительного максимума при угле  $\sim 10$  мрад. В таком виде проявила себя ядерная брэгговская дифракция, связанная с магнитным порядком в системе. Появление максимума указывает на существование антиферромагнитного упорядочения соседних слоёв железа. Что касается интенсивности магнитного пика, она проявила зависимость от прикладываемого к зеркалу магнитного поля, которое направлялось в плоскости зеркала перпендикулярно к плоскости рассеяния. Магнитный пик достигал максимальной величины при поле 0,15 Тл и исчезал при поле 1 Тл. С изменением напряжённости поля форма мёссбауэровского спектра в угловой позиции максимума отражения претерпевала значительную трансформацию. Соотношение интенсивностей линий сверхтонкого магнитного расщепления, соответствующих ядерным переходам с магнитными квантовыми числами  $M = \pm 1$  и  $M = 0$ , указывало на существование смешанного ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения полей в системе слоёв железа.

Всесторонний анализ всех полученных данных раскрыл удивительную картину, представленную на рис. 11. Обнаружилось весьма необычное поведение векторов намагниченности в слоях железа с погружением в глубину. В соседних слоях железа на поверхности зеркала в отсутствие внешнего поля наблюдалось почти антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов слоёв железа. С погружением от поверхности зеркала магнитные моменты слоёв железа поворачиваются, образуя винтовую структуру. При этом в системе чётных слоёв вращение идёт в одном направлении, а в системе нечёт-



**Рис. 11.** Взаимная ориентация сверхтонких магнитных полей в слоях железа на разной глубине от поверхности зеркала: (а) в отсутствие внешнего магнитного поля и (б) после наложения внешнего поля 0,3 Тл, направленного перпендикулярно к плоскости рассеяния. Звёздочками отмечены поля в чётных слоях железа, а прямоугольниками — в нечётных слоях (из работы [57]).

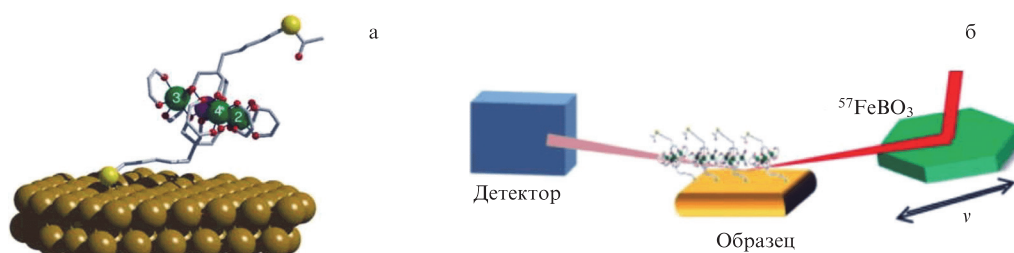


Рис. 12. (а) Одиночная магнитная молекула тетражелеза, химически адсорбированная на поверхности золота. (б) Схема скользящего падения синхротронного мёссбауэровского излучения на монослой магнитных молекул. (Из работы [58].)

ных слоёв — в противоположном. Вращение магнитных моментов в противоположных направлениях приводит на глубине чуть выше 20 нм к их почти ферромагнитному выстраиванию в нечётном и чётном слоях железа. Далее происходит внезапное опрокидывание магнитных моментов в каждой подсистеме, хорошо наблюдаемое на рис. 11а. При дальнейшем погружении магнитные моменты вращаются уже в направлениях, противоположных прежним, но вновь навстречу друг другу.

После наложения внешнего поля структура и поведение намагниченности слоёв железа выглядят совсем иначе (рис. 11б). На поверхности зеркала и на глубине  $\sim 70$  нм наблюдается ферромагнитное упорядочение. С погружением в глубину магнитные моменты в соседних слоях железа вращаются в противоположных направлениях и на глубине  $\sim 45$  нм реализуется их практически чистое антиферромагнитное упорядочение.

Полученные в рассматриваемой работе результаты показали, что путём вариации толщины ультратонких магнитных слоёв можно в широких пределах видоизменять свойства устройств на основе многослойных магнитных систем. Источник синхротронного мёссбауэровского излучения предоставил уникальные возможности работать с микроскопическим количеством вещества в экстремальных условиях по температуре и внешнему магнитному полю. Мёссбауэровские спектры отражения, измеренные при различных углах скольжения, показали особенно высокую чувствительность к распределению в многослойных системах намагниченности от поверхностного слоя в глубину, которая демонстрирует явное преимущество метода ядерной резонансной рефлектометрии по сравнению с другими методами, например, с поляризационной нейтронной рефлектометрией.

**4.1.2. Магнитные молекулы.** Замечательные возможности синхротронного мёссбауэровского излучения открыли новые пути изучения свойств магнитов в виде одиночных молекул. Молекулярные магниты представляют собой привлекательный класс наномангнитных объектов, которые могли бы найти применение в молекулярной спинтронике и в квантовых компьютерах. В рассматриваемом эксперименте [58] предметом исследования были магнитные молекулы тетражелеза (III) ( $\text{Fe}_4$ ), имеющие пропеллероподобную молекулярную структуру. Свойства молекулы определяются комбинацией большого молекулярного спина и существованием в молекуле двухъямного энергетического потенциала, противодействующего перемагничиванию. Вопрос состоял в том, будет ли сохраняться магнитная бистабильность молекулы после её высадки на несущую поверхность. Для высадки магнитных молекул использовалась

поверхность плоской подложки поликристаллического золота. На рисунке 12а приведено изображение молекулы после её химической абсорбции на поверхности подложки. Был приготовлен монослой таких молекул, в которых обогащение резонансным изотопом составляло 95 %. Для исследований использовался источник СМ-излучения ESRF. На рисунке 12б показана схема эксперимента.

Направленный пучок резонансного излучения, испускаемого кристаллом  $^{57}\text{FeVO}_3$ , был сфокусирован на мишень до микронного размера в поперечнике. Такие размеры дали возможность работать в геометрии скользящего падения, которая позволила увеличить эффективную толщину мишени и достичь необходимой чувствительности в исследованиях молекулярного монослоя. Мёссбауэровские спектры сверхтонкого расщепления уровней ядра железа в молекулах тетражелеза регистрировались путём сбора излучения, отражённого поверхностью подложки. В такой геометрии пучок пронизывал слой молекул. При этом регистрировались спектры поглощения. Эффективная толщина мишени в геометрии эксперимента содержит коэффициент  $2/(\sin q)$ , где  $q$  — угол скольжения между поверхностью образца и направлением падающего излучения. В рассматриваемых условиях угол скольжения был равен  $0,1^\circ$ , что обеспечивало 1100-кратное увеличение толщины мишени. Мёссбауэровские спектры были измерены при различных температурах в диапазоне 2,2–40 К и 2,2–11 К с использованием сверхпроводящей гелий-обменной газовой криомагнитной системы. Внешнее магнитное поле не прикладывалось.

Благодаря высокой яркости СМ-источника была получена беспрецедентно детальная картина взаимодействия молекулы с поверхностью, раскрывающая структурные, электронные и магнитные свойства адсорбированных молекулярных магнитов. Мёссбауэровские спектры молекул тетражелеза приведены на рис. 13. Спектр, измеренный при самой низкой температуре, 2,2 К, содержит шесть линий, которые свидетельствуют о сверхтонком магнитном расщеплении ядерных уровней. Из этого наблюдения вытекает главный вывод, заключающийся в том, что при низкой температуре молекулы, прикреплённые к поверхности, могут оставаться магнитными и магнитная бистабильность молекул на поверхности может сохраняться. Такие заключения являются ответом на основные вопросы, поставленные в работе. Некоторое уширение линий спектра указывает на наличие медленных по сравнению со временем столкновения кванта с ядром спиновых флуктуаций. Прогрессирующее схлопывание спектра с формированием одной центральной линии свидетельствует о том, что характерные времена флуктуаций при повышении температуры сокращаются.

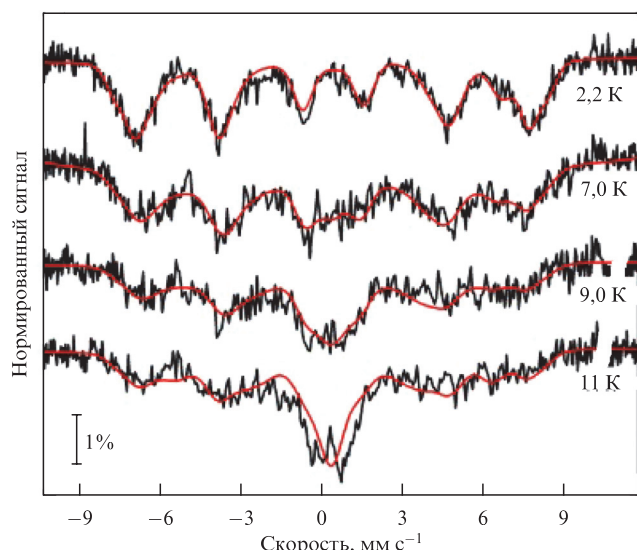


Рис. 13. Эволюция мёссбауэровских спектров монослоя одиночных магнитных молекул тетражелеза при повышении температуры (из работы [58]).

Благодаря исключительной чувствительности синхротронной мёссбауэровской спектроскопии было также продемонстрировано, что молекулы на поверхности преобладают структурные деформации, которые ранее не обнаруживались методами поглощения рентгеновских лучей и методами зондовой сканирующей микроскопии.

**4.1.3. Магнитные осцилляции Фриделя.** Хорошо известно, что обменное взаимодействие приводит к пространственной корреляции электронных спинов, в частности, к появлению спонтанной намагниченности материалов. Поскольку количество соседей на поверхности магнитного материала меньше, чем в объёме, обменное взаимодействие на поверхности может создавать иную, чем в объёме, поляризацию электронных спинов, соответственно иную намагниченность. Исходя из этого можно ожидать, что намагниченность должна изменяться при переходе от поверхности магнетика в его объём. Так, почти 50 лет назад французский физик Фридель предсказал, что намагниченность в поверхностном слое железа должна изменяться с погружением в глубину в виде осцилляций. Согласно выводам Фриделя, такие осцилляции должны представлять собой периодические пространственные изменения намагниченности атомного масштаба. В более поздних теоретических работах было показано, что в кристалле железа, на поверхность которого выходят плоскости (001), должны происходить послонные колебания намагниченности при переходе от поверхности кристалла в объём [59]. Схематически магнитные осцилляции Фриделя представлены на рис. 14. Осцилляции, как видно, должны быстро затухать, приближаясь к величине, характерной для объёма кристалла [60].

Наблюдать подобные осцилляции — исключительно трудная задача. Одна из мыслимых возможностей связана с зондированием магнетизма с помощью изотопа  $^{57}\text{Fe}$ . Эта возможность опирается на тот факт, что сверхтонкое расщепление уровней ядра  $^{57}\text{Fe}$  весьма чувствительно к присутствию локального магнитного поля. Для осуществления такого подхода необходимо встраивать чувствительный к магнетизму слой резонансного изото-

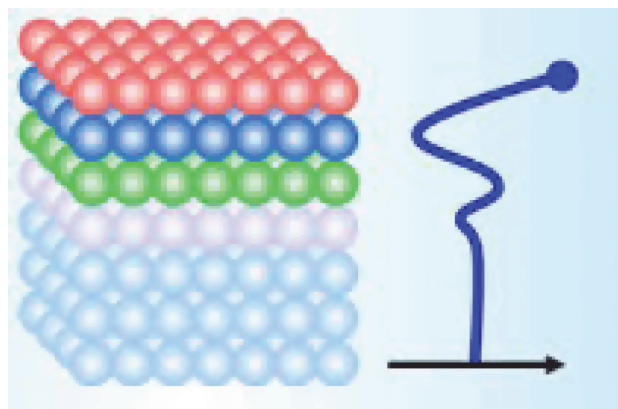


Рис. 14. Схема установления намагниченности при смещении от поверхности магнитного образца в глубину — магнитные осцилляции Фриделя (из работы [60]).

па в матрицу из нерезонансного. Сверхтонкое расщепление энергетических уровней ядер изотопа можно было бы обнаружить с помощью мёссбауэровской спектроскопии с регистрацией конверсионных электронов. Параметры сверхтонкого взаимодействия, извлекаемые из мёссбауэровских спектров встроенного слоя, позволили бы судить об изменении намагниченности с переходом от поверхности кристалла в глубину с пространственным разрешением атомного масштаба. Помимо этого, извлекаемые из спектров значения изомерных сдвигов и квадрупольного взаимодействия дали бы информацию об изменениях плотности  $s$ -электронов и градиента электрического поля на ядрах с уходом вглубь от поверхности. Однако использование радионуклидного мёссбауэровского источника в эксперименте подобного рода оказалось бы совершенно неэффективным. Для получения необходимой точности измерений потребовалось бы огромное время, масштаба нескольких недель, в течение которых невозможно было бы избежать покрытия поверхности образца остаточным газом в вакуумной камере, куда должен был помещаться образец.

Авторы рассматриваемой статьи [61] применили другой метод, доступный только при использовании источника СМ-излучения. Высокая направленность излучения дала возможность с высоким угловым разрешением поставить эксперимент по полному внешнему отражению излучения от поверхности образца, а высокая интенсивность излучения позволила на несколько порядков сократить время измерения.

Плётки железа были приготовлены эпитаксиальным способом. Для напыления слоёв атомов железа использовалась подложка оксида магния  $\text{MgO}$ , имеющего кубическую кристаллическую решётку. На поверхность пластинки с размерами  $10 \times 10 \times 0,5 \text{ мм}^3$  выходила грань (001). На подложку поочерёдно напылялись изотопы железа, образующие кристаллическую плётку  $\text{Fe}(001)$ . Общая толщина напылённого слоя железа составила 5 нм. В основном он состоял из изотопа  $^{56}\text{Fe}$ , но в теле этого слоя на определённой глубине размещался атомарный слой  $^{57}\text{Fe}$  толщиной 0,1 нм. После приготовления отдельного образца в камере для эпитаксии он тут же перемещался в камеру для измерений. В камерах по приготовлению образцов и измерению поддерживался сверхвысокий вакуум, порядка  $10^{-8} - 10^{-9} \text{ Па}$ , а температура образцов составляла 300 К. Поляризованный пучок

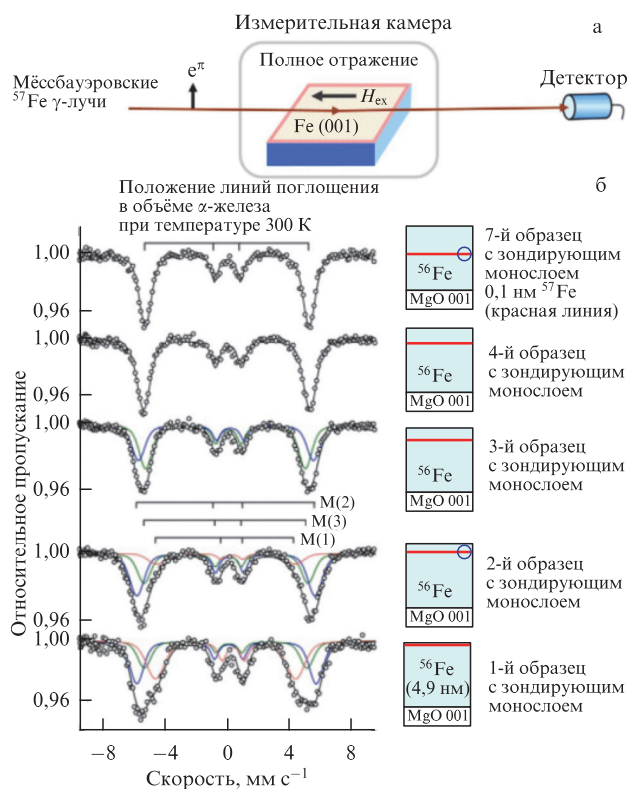


Рис. 15. (а) Схема эксперимента. (б) Мёссбауэровские спектры резонансных слоёв  $^{57}\text{Fe}$ , расположенных на разной глубине в нерезонансной матрице. (Из статьи [61].)

СМ-излучения падал на образец под скользящим углом  $0,1^\circ$  и испытывал полное внешнее отражение, как показано на рис. 15а. Энергия падающего излучения сканировалась в области гамма-резонанса в ядрах  $^{57}\text{Fe}$ .

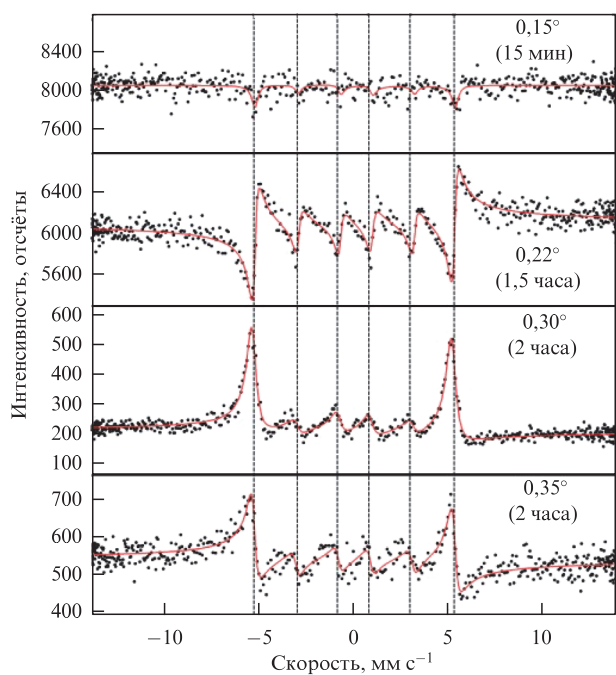
Поскольку слой железа был намагничён вдоль направления пучка, магнитный вектор поляризации излучения составлял с полем на ядрах угол  $90^\circ$ . В этой геометрии могли возбудиться только переходы  $M = \pm 1$ . В таких условиях возбуждения мёссбауэровский спектр содержал всего четыре линии. Спектры поглощения, полученные для четырёх образцов с разным заглублением резонансного слоя, показаны на рис. 15б. Справа от них схематически показано соответствующее расположение слоёв  $^{57}\text{Fe}$ , выполняющих роль резонансных зондов. Благодаря высокой яркости СМ-источника время измерения каждого спектра составляло всего несколько часов.

Полученные спектры позволили определить параметры сверхтонкого расщепления ядерных уровней и получить величины локальных магнитных полей. С использованием теоретической связи сверхтонких полей с намагничённостью был получен основной результат — послышное изменение намагничённости у поверхности плёнки железа. Впервые были наблюдаемы магнитные осцилляции Фриделя. На поверхности плёнки намагничённость оказалась максимальной, далее амплитуда осцилляций намагничённости быстро спадала. Полностью осцилляции затухали после четвёртого атомарного слоя. Таким образом, предсказанные Фриделем почти 50 лет назад магнитные осцилляции были наконец наблюдаемы. Можно надеяться, что продемонстрированный в эксперименте метод станет эффективным инструментом для изучения устройств спинтроники.

**4.1.4. Отражение от тонкой плёнки  $^{56}\text{Fe}$  со встроенным в неё монослоем  $^{57}\text{Fe}$ . Квантовая интерференция мёссбауэровских  $\gamma$ -лучей.** Среди многих интересных приложений искусственных многослойных систем привлекает внимание возможность реализовать в них условия гигантского магнетосопротивления. Эффект гигантского магнетосопротивления является важным следствием зависимости вероятности рассеяния электронов в ферромагнетике от направления электронных спинов. В многослойных системах он выражается в существенном изменении электрического сопротивления при изменении взаимного направления намагничённости соседних слоёв. Системы, обладающие гигантским магнетосопротивлением, уже нашли важные применения в устройствах спинтроники. Примерами могут служить высокочувствительные датчики магнитного поля, которые используются для считывания информации в жёстких дисках, биосенсоры и пр. Для улучшения производительности таких систем необходима информация о состоянии намагничённости вблизи границы раздела, находящейся на определённой глубине. Всего несколько методик позволяют прямо определять электронные и магнитные состояния многослойной системы вблизи заглублённой границы раздела. В том числе мёссбауэровская спектроскопия способна дать необходимые сведения благодаря её высокой чувствительности к сверхтонкому взаимодействию между электронами и ядрами.

Поскольку речь идёт об ультратонких плёнках, наиболее эффективным способом их исследования является методика полного внешнего отражения мёссбауэровского излучения. Но лабораторные радионуклидные источники излучения не могут быть в данном случае использованы в силу их относительно слабой светимости. Японские физики нашли возможность провести с ультратонким слоем редкий по искусству исполнения эксперимент благодаря использованию источника СМ-излучения, яркость которого превышала таковую радионуклидного источника ( $^{57}\text{Co}$  100 мКюри) в 100000 раз [62]. При помощи СМ-излучения были изучены спектры ядерного гамма-резонанса в плёнке  $\text{Cr}/\text{Fe}/\text{Cr}$  толщиной 14 нм на подложке  $\text{MgO}$ . На глубине 6 нм в плёнку был внедрён монослой  $^{57}\text{Fe}$ . Мёссбауэровские спектры отражения от плёнки, измеренные при различных углах скольжения, показаны на рис. 16. Полученные спектры несут в себе много важной информации. Прежде всего, наблюдаемая сверхтонкая структура спектров даёт возможность извлечь необходимые сведения о расщеплении уровней ядра  $^{57}\text{Fe}$ , между которыми наблюдается переход, и на этой основе судить об электрическом и магнитном полях на границе раздела заглублённого монослоя. Что касается резонансных линий в полученных спектрах, — разнообразие их форм просто поражает, но главное то, что оно содержит очень богатую информацию. Линии в спектрах представляют собой здесь не что иное, как резонансы Фано, формирующиеся в изучаемом процессе рассеяния вследствие интерференции между потенциальным электронным и ядерным резонансным каналами рассеяния. Условия интерференции определяются целым рядом экспериментальных параметров, в том числе углом падения излучения на плёнку и глубиной залегания ядерного резонансного монослоя.

Вблизи угловой области полного внешнего отражения падающее излучение едва достигает резонансного слоя, расположенного на глубине 6 нм. Вследствие этого



**Рис. 16.** Мёсбауэровские спектры отражения в геометрии скользящего пучка при разных углах скольжения. Вертикальные линии указывают положения ядерных резонансов. Красные линии — теоретический расчёт. (Из работы [62].)

в спектре при угле скольжения  $0,15^\circ$  взаимодействие с ядрами обнаруживается очень слабо в виде линий поглощения. Но уже при увеличении угла скольжения всего на  $0,07^\circ$  ядра попадают в зону облучения и наблюдается ярко выраженная интерференция электронного и ядерного каналов рассеяния, которая проявляется в отчётливой дисперсионной форме резонансных линий.

Дисперсионный контраст возникает вследствие изменения фазы ядерной амплитуды рассеяния на  $\pi$  радиан при прохождении через резонанс. Что касается фазы электронной амплитуды рассеяния, то в данном энергетическом интервале она неизменна. Когда рассеяние на ядрах и электронах происходит в одинаковой фазе, амплитуды складываются, в противном случае они вычитаются. В этих случаях мы говорим соответственно о конструктивном и деструктивном характере интерференции. Знак асимметрии указывает на соотношение фаз электронного и ядерного рассеяния с разных сторон резонанса, которое и определяет форму интерференционной картины. В спектре при угле скольжения  $0,22^\circ$  наблюдается наиболее яркий дисперсионный контраст, характер интерференции деструктивный на левой стороне от резонанса, при энергии излучения меньше резонансной, и конструктивный на другой стороне от резонанса. Большая глубина контраста свидетельствует о примерном равенстве амплитуд электронного и ядерного рассеяния.

В следующей угловой позиции картина интерференции кардинально изменяется. Здесь дисперсионный контраст намного слабее. Доминирующим становится ядерный канал рассеяния. Однако при угле скольжения  $0,35^\circ$  контраст интерференционной картины вновь усиливается, но при этом знак асимметрии дисперсионных линий оказывается противоположным тому, который был при угле скольжения  $0,22^\circ$ . Характер асимметрии резонанс-

ных линий зависит кроме прочего от фазы, приобретаемой излучением на пути от поверхности плёнки до границы раздела  $^{56}\text{Fe}/^{57}\text{Fe}$  слоёв. При фиксированной глубине залегания  $^{57}\text{Fe}$  слоя эта фаза определяется углом скольжения излучения при падении на плёнку. Например, при угле скольжения  $0,22^\circ$  указанная фаза близка  $\pi/2$  радиан, а при угле скольжения  $0,35^\circ$  она близка к  $3\pi/2$ . Последним и объясняется инвертирование дисперсионного контраста при рассмотренной смене углов скольжения.

Таким образом, в своём эксперименте авторы представленной работы продемонстрировали, во-первых, возможность определения намагниченности вблизи границ заглоблённых функциональных плёнок и, во-вторых, предложили метод прямого определения фазы излучения на таких границах с использованием интерференции электронного и ядерного резонансного рассеяния.

#### 4.2. Экстремальные по температуре и давлению условия. Магнетизм Земли

Земля таит в себе много секретов. Одним из интригующих вопросов является вопрос магнетизма недр Земли, включающих в себя земную кору, мантию и ядро. Магнитное поле Земли создаётся в основном её внутренним строением. Так, согласно общепринятой гипотезе, поле создаётся главным образом благодаря циркулирующей электропроводящей жидкости во внешнем ядре на глубине примерно от 3000 до 5000 км под поверхностью Земли. Однако вблизи поверхности свой вклад в магнитное поле может вносить и земная кора, в тех её областях, где содержатся ферромагнитные минералы. Так, оксид железа в форме гематита —  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , являясь слабым ферромагнетиком, широко распространён как в континентальных породах, так и в породах океанической коры.

Что касается мантии Земли, то долгое время считалось, что она не принимает участия в формировании геомагнитного поля, поскольку ферромагнитные минералы должны были бы терять свои магнитные свойства при продвижении сталкивающихся блоков земной коры одних под другие с погружением первых в горячую мантию. Дело в том, что при высоких температурах, 1000 К и выше, достигающихся в мантии, магнитные свойства ферромагнетиков разрушаются. Например, у гематита температура, выше которой магнетизм исчезает, составляет при атмосферном давлении 948 К. Вопрос о том, какими могут быть температуры магнитных фазовых переходов при высоких давлениях, присущих веществу мантии, до последнего времени оставался открытым. Существовали лишь некоторые данные, полученные с помощью спутников и аэромагнитной съёмки, а также остаточный магнетизм обломков горной породы, захваченных магмой при извержении вулканов. Последние указывали на возможность существования источников глубинных магнитных аномалий. Однако природа этих источников оставалась неизвестной. Были только догадки о магнетизме, связанном с оксидами железа.

И вот недавно международной группой учёных в ESRF удалось воссоздать в условиях лаборатории мантийные параметры, как по давлению, так и по температуре, и исследовать с помощью СМ-излучения магнитные свойства полиморфных разновидностей оксида железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в экстремальных условиях мантии [63].

Порошок искусственно синтезированного оксида железа в форме гематита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  помещался в микроскопическом количестве между алмазными наковальнями



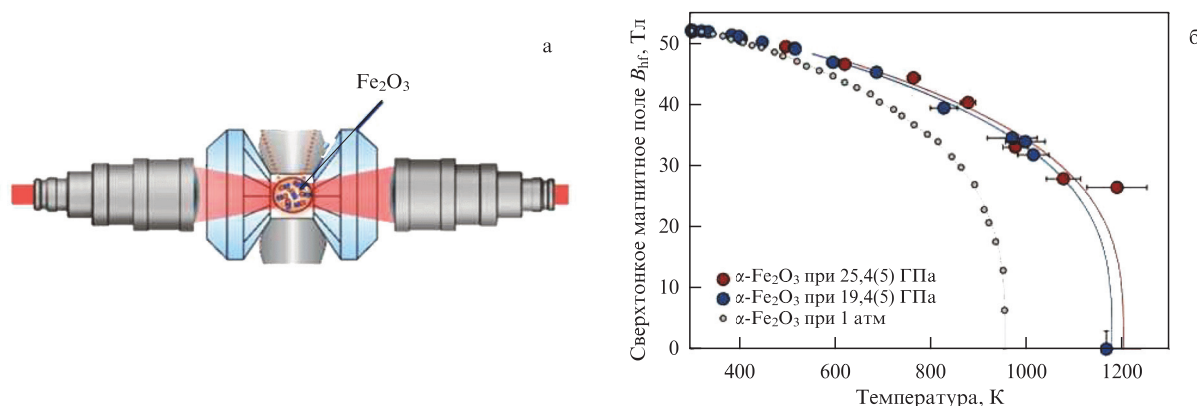


Рис. 17. (а) Схематическое изображение ячейки давления с алмазными наковальнями (изображение создано Тимофеем Федотенко). (б) Температурные зависимости сверхтонкого магнитного поля в гематите при разных давлениях. (Из работы [63].)

ячейки давления, снабжённой двухсторонним нагревом лазерными пучками (рис. 17а). Сфокусированный пучок СМ-излучения пропусклся через образец. Для исследования магнитного состояния последнего измерялись мёссбауэровские спектры поглощения. Давление в камере образца могло варьироваться в диапазоне от атмосферного до 90 ГПа (последнее соответствовало глубинам примерно в 2000 км), а температура от комнатной могла повышаться до 1300 К.

Как изменяются магнитные свойства  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в таких условиях, не было известно раньше. В проведённых экспериментах при изменении давления и температуры были обнаружены переходы гематита в другие полиморфные состояния оксида железа, в частности, наблюдалось формирование известных полиморфных состояний, таких как  $h$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $q$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $i$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $z$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , но, помимо этого, был получен и неизвестный ранее оксид железа.

Благодаря уникальным свойствам СМ-излучения мёссбауэровские спектры были измерены с превосходным разрешением вплоть до самых высоких температур и давлений, достижимых в условиях эксперимента, что позволило получить богатый материал по эволюции параметров сверхтонкого расщепления спектров в широком диапазоне изменения давления и температуры. На рисунке 17б показаны изменения магнитного сверхтонкого расщепления спектра гематита с ростом температуры при разных давлениях на образце: атмосферном, 19,4 ГПа и 25,4 ГПа.

Главный результат заключается в том, что схлопывание спектра, т.е. исчезновение магнитного упорядочения в гематите, значительно сдвигается в сторону высоких температур с ростом давления. Поразительно, что при давлении 25,4 ГПа критическая температура приближалась уже к 1200 К. Полученный результат показывает, что гематит в составе литосферных плит, погружающихся в мантию, всё же может сохранять свои магнитные свойства. Он, по всей видимости, является единственной магнитной фазой при погружении литосферных плит в мантию на глубину от 300 до 600 км. Таким образом, можно было сделать вывод, что мантия вполне способна быть магнитно активной.

Ещё один интересный результат. Авторы сопоставили расположение линейной магнитной аномалии, которая на карте Земли протягивается вдоль западной границы Тихого океана, с распределением погружающихся в мантию литосферных плит в указанной области и обна-

ружили удивительную корреляцию. Ранее эти аномалии связывались с историей инверсии магнитного поля и рассматривались в качестве следов траектории магнитного полюса Земли в процессе инверсии. Теперь же полученные результаты позволяют по-иному взглянуть на природу такой аномалии. По предположению авторов, она скорее всего связана с погружающимися в мантию литосферными плитами, расположенными в рассматриваемой области на глубинах до 300–600 км.

#### 4.3. Квазиупругое рэлеевское рассеяние

Высокое энергетическое разрешение, характерное для мёссбауэровской спектроскопии, может успешно использоваться для исследования квазиупругого рассеяния. Для таких процессов характерны чрезвычайно малые, вызванные медленной динамикой атомов, изменения энергии рассеянного излучения. При использовании мёссбауэровских лучей чувствительность к изменению энергии особенно высокая. Для выявления изменений энергии в масштабах ширины ядерного уровня необходимо выполнять энергетический анализ спектров рассеянного излучения с помощью мёссбауэровского фильтра. Впервые схема с анализом рассеянного излучения мёссбауэровским фильтром была применена в работе [64]. Таким способом наблюдалось ядерное резонансное рассеяние, в процессе которого происходил поворот ядерного спина. Используя подобную схему, авторы работы [65] обнаружили и исследовали ядерный магнитный резонанс в возбуждённом состоянии ядер  $^{57}\text{Fe}$ . Квазиупругое рассеяние, связанное с ультразвуковым возбуждением ядерной мишени, наблюдалось в работах [66–70]. Во всех упомянутых работах использовался радионуклидный источник мёссбауэровского излучения. Демонстрация возможностей применения синхротронного мёссбауэровского источника в исследованиях квазиупругого рассеяния была выполнена в работе [71]. Однако существенный прогресс в этом направлении был достигнут японскими физиками лишь в последние годы [72]. Помимо источника с шириной линии  $\Delta E \approx 15$  нэВ, предназначенного для анализа рассеянного излучения с высоким разрешением, был создан мёссбауэровский источник с шириной линии излучения  $\Delta E \approx 1$  мкэВ. Ниже будем называть упомянутые источники соответственно узкополосный и широкополосный. Для получения последнего использовался метод, предложенный в работе [73]. Огромное уширение линии достигалось за

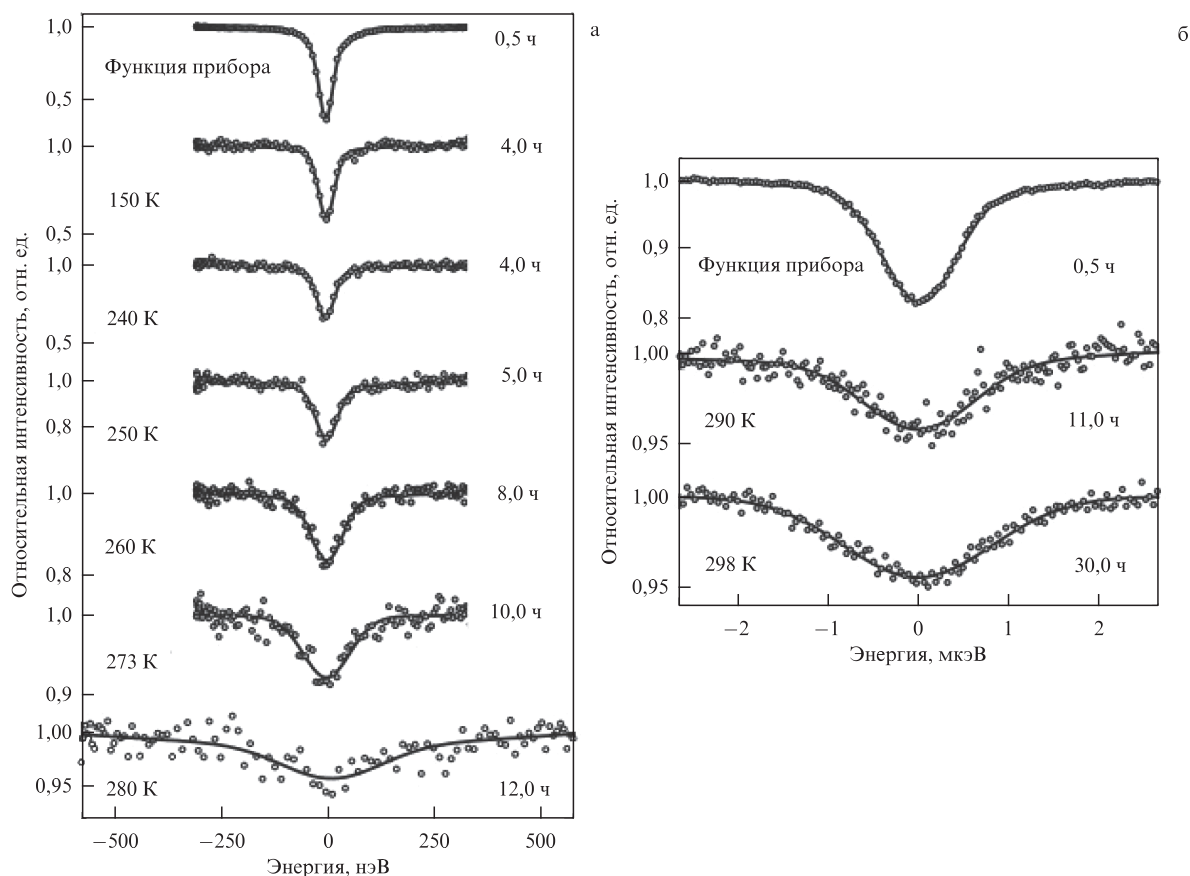


Рис. 18. Спектры, отражающие квазиупругое рассеяние синхротронного мёссбауэровского излучения глицеролом при разных температурах: (а) узкополосного СМ-излучения и (б) широкополосного СМ. (Из работы [72].)

счёт возбуждения высокочастотных колебаний кристаллической решётки вдоль поверхности излучающего кристалла. Колебания решётки создавались путём приложения к кристаллу радиочастотного поля и были обусловлены магнитоупругой связью между атомами железа. Кристалл находился при комнатной температуре. Высокочастотные колебания кристаллической решётки вызывали уширение линий сверхтонкой структуры, максимально отстоящих друг от друга при комнатной температуре, вследствие чего формировался спектр излучения шириной до 200 естественных ширин ядерного уровня. Ряд применений синхротронного мёссбауэровского источника с изменяемой шириной линии излучения изучены в работе японских физиков. Мы приведём лишь пример, в котором исследовалось квазиупругое рассеяние излучения на образце глицерола в широком диапазоне температур, вплоть до перехода в его жидкую фазу.

Верхние спектры на рис. 18а, б представляют собой инструментальные функции. На рисунке 18а это мёссбауэровский спектр поглощения в нержавеющей стали, полученный с использованием узкополосного источника, на рис. 18б — спектр поглощения в стандартном чёрном поглотителе, полученный с использованием широкополосного источника. Ниже на рис. а и б показаны мёссбауэровские спектры поглощения в тех же поглотителях, но теперь в качестве падающего на них излучения использовалось излучение, рассеянное на образце глицерола, который находился при разных температурах на некотором удалении от точки плавления и в её непосредственной окрестности,  $T_m \approx 290$  К. Все спектры с узкополосным источником были измерены до точки плавления.

Отчётливо наблюдалось уширение линии спектра, свидетельствующее о нарастании квазиупругого рассеяния в глицероле с ростом температуры. Однако хорошо видно, что не доходя до точки плавления спектр квазиупругого рассеяния уже начинает выходить за пределы энергетической области наблюдения. Поэтому при дальнейшем росте температуры был использован более подходящий, широкополосный СМ-источник. С этим источником авторам удалось надёжно наблюдать ядерное резонансное рассеяние от глицерола даже в жидкой фазе, почти на 10 К выше точки плавления, и определить ширину спектра квазиупругого рассеяния. Важное методическое расширение свойств синхротронного мёссбауэровского источника открывает новые возможности его применения, а именно, позволяет изучать медленную атомную и молекулярную динамику в конденсированном состоянии вещества, в том числе в стеклообразных образованиях, полимерах, биологических материалах и жидких кристаллах.

#### 4.4. Пришельцы из космоса, несущие на Землю тайны межпланетного пространства

Исследование метеоритов — пришельцев из межпланетного пространства — позволяет заглянуть в далёкое прошлое Солнечной системы и воссоздать историю происхождения планет. Метеориты, прежде всего, несут в себе тайны зарождения и формирования планетообразных объектов, таких, например, как астероиды. Множество работ посвящено изучению метеоритов ещё и потому, что оно проливает свет на состояние недр Земли, недоступных для современной науки, и позволяет выявить геохимические закономерности эволюции их вещества.

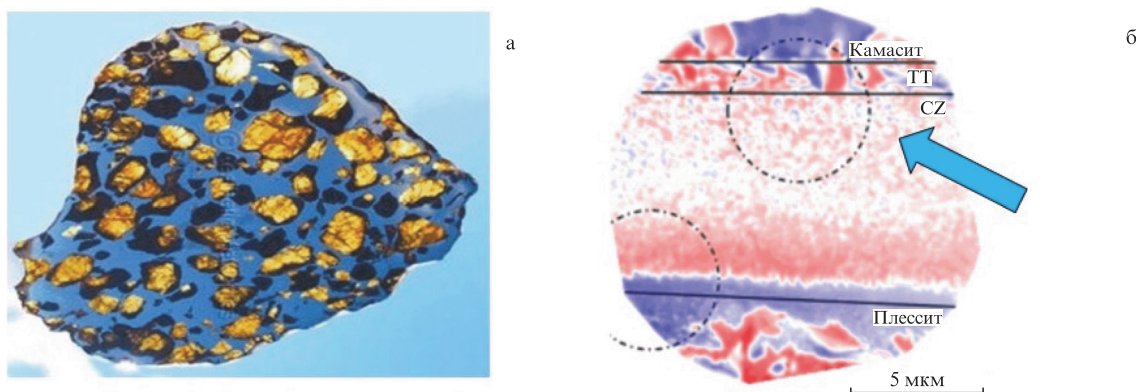


Рис. 19. (а) Полированная пластинка палласита, одного из каменно-железных метеоритов. (б) Изображение намагниченности малого участка в зоне железо-никелевого сплава, полученное методом рентгеновской фотоэмиссионной микроскопии (из работы [75]).

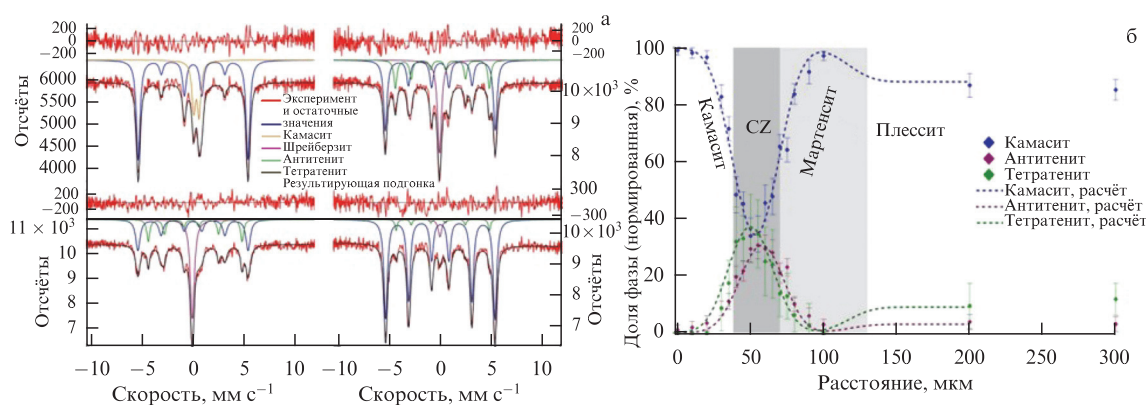


Рис. 20. (а) Два репрезентативных мёссбауэровских спектра одного из образцов палласита: слева — облачной зоне и справа — зоне плессита. (б) Пример распределения фаз железоникелевого сплава с центром в облачной зоне (CZ), полученное по совокупности мёссбауэровских спектров [74].

Авторами работы [74], которую мы рассматриваем в настоящем разделе, исследовался редкий представитель семейства метеоритов, палласит. Это каменно-железный метеорит, состоящий из кристаллов оливина в железоникелевой матрице. На рисунке 19а показан прозрачный полированный шлиф одного из палласитов. Мозаичный контраст между металлическим сплавом и окнами из оливина представляет собой весьма живописную картину.

Палласиты, возникшие в мантии астероида, охлаждались очень медленно, со скоростью 5 К за миллион лет. Поэтому металлические микроструктуры, "замороженные" в этих метеоритах, способны выявить временную картину развития геологической истории их прародителей. Они также несут в себе первичную историю магнетизма, возникшего миллионы лет назад благодаря динамике планетарной материи. Развитие подобных процессов во времени, временная память о них, могла быть зафиксирована в так называемых облачных зонах сплавов железа и никеля, возникающих в результате их спиодального распада. Облачная зона является переходной областью между фазами железоникелевого сплава. В ней содержатся микровключения металлических фаз различной структуры, таких как камасит  $\alpha$ -Fe(Ni) (объёмноцентрированная фаза сплава), тэнит  $\gamma$ -Fe(Ni) (гранцентрированная фаза сплава), тетраэтит (упорядоченная  $\gamma$ -фаза FeNi), плессит, представляющий собой смесь  $\alpha$ -Fe(Ni) +  $\gamma$ -Fe(Ni), и др. С помощью рентгеновской фотоэмиссионной микроскопии удалось выявить структуру магнитных доменов в разных зонах сплава Fe-Ni [75] (рис. 19б).

Мёссбауэровская спектроскопия позволяет получить количественные характеристики магнетизма. В работе [74] с применением источника СМ-излучения были исследованы с высоким пространственным разрешением микровключения Fe-Ni сплава в упомянутой выше облачной зоне палласита.

Благодаря возможности локализации с высокой точностью СМ-излучения на различных участках облачной зоны имелась возможность измерять на этих участках мёссбауэровские спектры микрочастиц различных фаз железоникелевого сплава. Спектры измерялись с шагом 5–10 мкм. За счёт большой интенсивности излучения авторам удалось получать в каждой точке спектр в течение одного часа с достаточно высокой статистической точностью. Проведённые прецизионные измерения позволили проследить за изменением фазовых включений в основных микроструктурных образованиях (рис. 20) и определить параметры сверхтонкой структуры таких включений.

Полученные результаты поставили новые фундаментальные вопросы, связанные с процессом возникновения остаточной намагниченности облачной зоны железоникелевых метеоритов. Потребуется дальнейшая экспериментальная работа для раскрытия свойств их намагниченности. Следует отметить, что использованный метод продемонстрировал замечательные возможности мёссбауэровской спектроскопии с применением СМ-источника. В ближайшее время в ESRF состоится пуск мёссбауэровского наноскопа с пространственным разрешением 200–600 нм.

## 5. Заключительные замечания

Замечательной особенностью эффекта Мёссбауэра является то, что испускаемое связанным ядром гамма-излучение способно сохранить и нести в себе свойство когерентности внутриядерных токов. При упругом ядерном резонансном рассеянии поглощение и испускание кванта нельзя рассматривать как два независимых акта рассеяния, и это справедливо даже при огромном по ядерным масштабам времени жизни изомерного состояния. В данном случае ядерная резонансная флюоресценция представляет собой одноквантовый процесс, в котором рассеянное излучение когерентно с падающим.

Идея делокализованного ядерного возбуждения — ядерного экситона — позволяет раскрыть коллективный характер процесса упругого рассеяния одиночного гамма-кванта ансамблем ядер в кристалле. Когерентная флюоресценция ядерного ансамбля должна рассматриваться как макроскопическое квантовомеханическое явление. Кристалл ведёт себя при этом как своеобразный макроскопический квантовый резонатор.

Когерентная ядерная флюоресценция решающим образом определяет всю картину взаимодействия гамма-излучения с ядерным ансамблем. Параметры, характерные для резонансного взаимодействия с отдельным ядром, такие как ширина линии, время жизни, соотношение вероятностей упругого и неупругого каналов рассеяния, претерпевают радикальные изменения. В частности, в условиях когерентной ядерной флюоресценции происходит значительное усиление радиационного канала рассеяния. Эффект усиления в наиболее яркой форме наблюдается при брэгговской ядерной дифракции.

Дифракция на ядерной решётке кристалла без примеси электронного рассеяния, чисто ядерная дифракция, была обнаружена в 1969 г. [34]. Чисто ядерная дифракция гамма-излучения имеет очень сложную интерференционную природу. Помимо хорошо известной из оптики рентгеновского излучения интерференции в геометрическом трёхмерном пространстве, добавляется интерференция в энергетическом и спиновом пространствах.

Чисто ядерная дифракция в кристалле бората железа [41] позволила генерировать когерентное мёссбауэровское излучение  $^{57}\text{Fe}$  на современных синхротронах в отсутствие потенциально возможного огромного фона электронного рассеяния. Первый опытный источник синхротронного мёссбауэровского излучения ядер  $^{57}\text{Fe}$  был создан в Европейском центре синхротронного излучения (ESRF) в 1997 г. [51]. Модернизированный источник построен в 2007 г. в ускорительном центре SPring8 [53]. В настоящее время в упомянутых центрах действуют усовершенствованные источники на постоянной основе [53, 54].

Источник СМ-излучения имеет целый ряд важных преимуществ по сравнению с радионуклидным источником. Первая особенность состоит в том, что в спектре СМ-излучения нет безотдачной компоненты. И благодаря отсутствию нерезонансного фона глубина резонансных линий в спектрах поглощения, то, что мы называем резонансным эффектом, существенно возрастает. Это обстоятельство позволяет проводить исследования образцов, содержащих ничтожное количество резонансного изотопа. И, что не менее важно, открывается возможность значительно ( $\sim 10^3$  раз) сократить время измерения с обычными образцами с получением одинаковой

точности параметров спектра. Высокая направленность СМ-излучения эффективно используется в процессах когерентного рассеяния [62, 76]. Поскольку возбуждающее ядра синхротронное излучение почти полностью линейно поляризовано, то испускаемое ядрами излучение тоже поляризовано. Поляризованное СМ-излучение оказывается очень чувствительным к ориентации осей магнитного и электрического полей, вызывающих сверхтонкое расщепление ядерных уровней. Такая чувствительность позволяет определять структуру полей сверхтонкого взаимодействия при работе с кристаллами или получать данные о текстуре в порошковых образцах. Кроме того, поляризация СМ-излучения позволяет применять поляризационный анализ при отражении СМ-излучения от ядерно-резонансных образцов с антиферромагнитной структурой и получить отражённые резонансными ядрами спектры излучения без примеси интерференции с каналами нерезонансного рассеяния.

Уникальные свойства синхротронного мёссбауэровского излучения позволяют проводить недоступные ранее физические эксперименты и получать ценные научные результаты. Круг возможностей очень широкий. Он включает в себя разнообразные исследования в физике конденсированного состояния вещества, в квантовой оптике, геофизике, планетологии и других областях науки. В качестве примеров можно привести обнаружение такого удивительного явления, как магнитные осцилляции Фриделя [61], которые были теоретически предсказаны почти 50 лет назад; обнаружение необычной винтовой структуры намагниченности в регулярной многослойной системе [57]; выявление и изучение магнитной бистабильности одиночных молекул, высаженных на подложку [58] (наномангниты такого рода могли бы найти применение в молекулярной спинтронике и в квантовых компьютерах); измерение намагниченности у границ заглоблённых функциональных плёнок [62], которые могут служить в качестве элементов высокочувствительных датчиков магнитного поля.

Одно из важнейших применений СМ-источники находят при исследованиях вещества в экстремальных условиях по давлению, температуре и магнитному полю [63, 77]. Для этих целей используются ячейки давления с алмазными наковальнями, сверхнизкие, сверхвысокие температуры с лазерным нагревом и сверхсильные магнитные поля. Высокая концентрация пучка излучения в пространстве позволяет проводить наноскопические исследования [74]. Возможности СМ-излучения далеко не исчерпаны. Можно с уверенностью сказать, что у него большое будущее.

**Благодарности.** Автор глубоко признателен Международному Мёссбауэровскому комитету, удостоившему его награды IBAME Science Award, "in recognition of his pioneering theoretical development and experimental implementation of nuclear  $\gamma$ -ray optics and his seminal contribution to development of the Synchrotron Mössbauer Source".

## Список литературы

1. Mössbauer R L, in *The Rudolf Mössbauer Story: His Scientific Work and Its Impact on Science and History* (Eds M Kalvius, P Kienle) (Berlin: Springer, 2012) p. 3, [https://doi.org/10.1007/978-3-642-17952-5\\_1](https://doi.org/10.1007/978-3-642-17952-5_1); Mössbauer R L, in *The Rudolf Mössbauer Story: His Scientific Work and Its Impact on Science and History* (Eds M Kalvius, P Kienle) (Berlin: Springer, 2012) p. 37, [https://doi.org/10.1007/978-3-642-17952-5\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-17952-5_3)

2. Heitler W *The Quantum Theory of Radiation* 3rd ed. (Oxford: Oxford Univ. Press, 1954)
3. Black P J, Moon P V *Nature* **188** 481 (1960)
4. Wigner E P *Phys. Rev.* **98** 145 (1955)
5. Смирнов Г В, Швыдько Ю В *ЖЭТФ* **95** 777 (1989); Smirnov G V, Shvyd'ko Yu V *Sov. Phys. JETP* **68** 444 (1989)
6. Bernstein S, Campbell E C *Phys. Rev.* **132** 1625 (1963)
7. Black P J, Duerdoth I P *Proc. Phys. Soc.* **84** 169 (1964)
8. Trammell G T, in *Chemical Effects of Nuclear Transformations* (Proc. Intern. Atomic Energy Agency, Vol. 1) (Vienna: IAEA, 1961) p. 75
9. Афанасьев А М, Каган Ю *Письма в ЖЭТФ* **2** 130 (1965); Afanas'ev A M, Kagan Yu *JETP Lett.* **2** 81 (1965)
10. Зарецкий Д Ф, Ломоносов В В *ЖЭТФ* **48** 368 (1965); Zaretskii D F, Lomonosov V V *Sov. Phys. JETP* **21** 243 (1965)
11. Haas M et al. *Phys. Status Solidi B* **149** 283 (1988)
12. Shvyd'ko Yu V, Smirnov G V *J. Phys. Condens. Matter* **1** 10563 (1989)
13. Smirnov G V *Hyperfine Interact.* **123/124** 31 (1999)
14. Smirnov G V et al. *Phys. Rev. A* **71** 023804 (2005)
15. Smirnov G V et al. *Phys. Rev. A* **76** 043811 (2007)
16. Haas M *Phys. Lett. A* **361** 391 (2007)
17. Smirnov G V *Hyperfine Interact.* **27** 203 (1986); Van Bürck U *Hyperfine Interact.* **27** 219 (1986)
18. Smirnov G V *Hyperfine Interact.* **97/98** 551 (1996)
19. Смирнов Г В *Известия РАН. Сер. физическая* **67** 984 (2003); Smirnov G V, in *The Rudolf Mössbauer Story: His Scientific Work and Its Impact on Science and History* (Eds M Kalvius, P Kienle) (Berlin: Springer, 2012) p. 317, [https://doi.org/10.1007/978-3-642-17952-5\\_16](https://doi.org/10.1007/978-3-642-17952-5_16)
20. Gerdau E, de Waard H (Eds) "Nuclear resonant scattering of synchrotron radiation" *Hyperfine Interactions* **123/124** (1999/2000)
21. Ruffer R, Chumakov A I "Historical developments and future perspectives in nuclear resonance scattering", in *Modern Mössbauer Spectroscopy. New Challenges Based on Cutting-Edge Techniques* (Topics in Applied Physics, Vol. 137, Eds Y Yoshida, G Langouche) (Singapore: Springer, 2021) p. 1
22. Röhlberger R, Evers J "Quantum optical phenomena in nuclear resonant scattering", in *Modern Mössbauer Spectroscopy. New Challenges Based on Cutting-Edge Techniques* (Topics in Applied Physics, Vol. 137, Eds Y Yoshida, G Langouche) (Singapore: Springer, 2021) p. 105
23. Эвальд П *УФН* **89** 287 (1966); Ewald P P *Rev. Mod. Phys.* **37** 46 (1965)
24. von Laue M *Röntgenstrahl-Interferenzen* (Frankfurt: Akademische Verlag, 1960)
25. Battermann B W, Cole H *Rev. Mod. Phys.* **36** 681 (1964)
26. Kagan Yu *Hyperfine Interact.* **123/124** 83 (1999)
27. Hannon J P, Trammell G T *Hyperfine Interact.* **123/124** 127 (1999)
28. Афанасьев А М, Каган Ю *ЖЭТФ* **48** 327 (1965); Afanas'ev A M, Kagan Yu *Sov. Phys. JETP* **21** 215 (1965)
29. Каган Ю, Афанасьев А М, Перстнев И П *ЖЭТФ* **54** 1530 (1968); Kagan Yu, Afanas'ev A M, Perstnev I P *Sov. Phys. JETP* **27** 819 (1968)
30. Smirnov G V, Chumakov A I *Phys. Rev. A* **100** 043830 (2019)
31. Войтовецкий В К и др. *ЖЭТФ* **54** 1361 (1968); Voitovetskii V K et al. *Sov. Phys. JETP* **27** 729 (1968)
32. Артемьев А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **15** 320 (1972); Artem'ev A N et al. *JETP Lett.* **15** 226 (1972)
33. Артемьев А Н и др. *ЖЭТФ* **64** 261 (1973); Artem'ev A N et al. *Sov. Phys. JETP* **37** 136 (1973)
34. Смирнов Г В и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 123 (1969); Smirnov G V et al. *JETP Lett.* **9** 70 (1969)
35. Беляков В А, Айвазян Ю М *Письма в ЖЭТФ* **7** 477 (1968); Belyakov V A, Aivazyan Yu M *JETP Lett.* **7** 368 (1968)
36. Беляков В А, Айвазян Ю М *Письма в ЖЭТФ* **9** 637 (1969); Belyakov V A, Aivazyan Yu M *JETP Lett.* **9** 393 (1969)
37. Mirzababaev R M et al. *Phys. Lett. A* **37** 441 (1971)
38. Mirzababaev R M, Sklyarevskii V V, Smirnov G V *Phys. Lett. A* **41** 349 (1972)
39. Смирнов Г В и др. *ЖЭТФ* **78** 1196 (1980); Smirnov G V et al. *Sov. Phys. JETP* **51** 603 (1980)
40. Зелепухин М В и др. *Вопросы атомной науки и техники* (4(33)) 76 (1985)
41. Смирнов Г В, Зелепухин М В, ван Бюрк У *Письма в ЖЭТФ* **43** 274 (1986); Smirnov G V, Zelepukhin M V, van Burk W *JETP Lett.* **43** 352 (1986)
42. Степанов Е П и др. *ЖЭТФ* **66** 1150 (1974); Stepanov E P et al. *Sov. Phys. JETP* **39** 562 (1974)
43. Smirnov G V *Hyperfine Interact.* **125** 91 (2000)
44. Смирнов Г В *ЖЭТФ* **160** 13 (2021); Smirnov G V *J. Exp. Theor. Phys.* **133** 7 (2021)
45. Smirnov G V et al. *Phys. Rev. A* **84** 053851 (2011)
46. Афанасьев А М, Каган Ю *ЖЭТФ* **64** 1958 (1973); Afanas'ev A M, Kagan Yu *Sov. Phys. JETP* **37** 987 (1973)
47. Hannon J P, Trammell G T *Phys. Rev.* **169** 315 (1968)
48. Hannon J P, Trammell G T *Phys. Rev.* **186** 306 (1969)
49. Hannon J P, Carron N J, Trammell G T *Phys. Rev. B* **9** 2791 (1974)
50. Смирнов Г В *ЖЭТФ* **162** 165 (2022); Smirnov G V *J. Exp. Theor. Phys.* **135** 137 (2022)
51. Smirnov G V et al. *Phys. Rev. B* **55** 5811 (1997)
52. Pankhurst Q A et al. *J. Non-Cryst. Solids* **287** 81 (2001)
53. Mitsui T et al. *J. Synchrotron Rad.* **16** 723 (2009)
54. Potapkin V et al. *J. Synchrotron Rad.* **19** 559 (2012)
55. Baulin R A et al. *Surf. Interfaces* **27** 101521 (2021)
56. Баулин Р А и др. *Письма в ЖЭТФ* **113** 175 (2021); Baulin R A et al. *JETP Lett.* **113** 162 (2021)
57. Andreeva M A et al. *Phys. Rev. B* **97** 024417 (2018)
58. Cini A et al. *Nat. Commun.* **9** 480 (2018)
59. Wang C S, Freeman A J *Phys. Rev. B* **24** 4364 (1981)
60. Schirber M *Physics* **13** 156 (2020)
61. Mitsui T et al. *Phys. Rev. Lett.* **125** 236806 (2020)
62. Fujiwara K et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **90** 084705 (2021)
63. Kurenko I et al. *Nature* **570** 102 (2019)
64. Артемьев А Н, Смирнов Г В, Степанов Е П *ЖЭТФ* **54** 1028 (1968); Artem'ev A N, Smirnov G V, Stepanov E P *Sov. Phys. JETP* **27** 547 (1968)
65. Heinman N D et al. *Phys. Rev.* **184** 281 (1969)
66. Asher J, Cranshaw T E, O'Connor D A *J. Phys. A* **7** 410 (1974)
67. Tسانkov L T *J. Phys. A* **14** 275 (1981)
68. Попов С Л, Смирнов Г В, Швыдько Ю В *Письма в ЖЭТФ* **49** 651 (1989); Popov S L, Smirnov G V, Shvyd'ko Yu V *JETP Lett.* **49** 747 (1989)
69. Popov S L, Smirnov G V, Shvyd'ko Yu V *Hyperfine Interact.* **58** 2463 (1990)
70. Shvyd'ko Yu V, Smirnov G V *J. Phys. Condens. Matter* **4** 2663 (1992)
71. Masuda R et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 8087 (2008)
72. Mitsui T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **91** 064001 (2022)
73. Shvyd'ko Yu V et al. *Europhys. Lett.* **19** 723 (1992)
74. Blukis R et al. *Meteorit. Planet. Sci.* **52** 925 (2017)
75. Bryson J F J et al. *Earth Planet. Sci. Lett.* **396** 125 (2014)
76. Andreeva M A et al. *Phys. Met. Metallogr.* **91** (Suppl. 1) 22 (2001)
77. Гаврилюк А Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **117** 132 (2023); Gavrilyuk A G et al. *JETP Lett.* **117** 126 (2023)

## Coherent nuclear fluorescence: synchrotron Mössbauer radiation

G.V. Smirnov

National Research Center 'Kurchatov Institute', pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation

E-mail: g.smirnov37@mail.ru

Purely nuclear diffraction of synchrotron radiation enables the glow of excited atomic nuclei to be observed in the absence of background nonresonant electron scattering. Nuclei excited in an iron borate crystal can generate in the crystal directed gamma radiation with a narrow spectral band. Based on the remarkable properties of iron borate, the first source of synchrotron Mössbauer (SM) radiation was created a quarter of a century ago. The history of the emergence and development of a new branch of optics — quantum optics of resonant gamma radiation — is briefly reviewed, the physical concepts underlying operation of the SM radiation source are presented, and the design of such a source deployed in the optical line of the European Synchrotron Center (ESRF) is described. Options for using SM radiation in the physics of the condensed state of matter, quantum optics, geophysics, planetology, and other areas of research are presented.

**Keywords:** purely nuclear diffraction, synchrotron Mössbauer radiation

PACS numbers: 07.85.Qe, **75.25. -j**, **76.80. +y**

Bibliography — 77 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (3) 291 – 311 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.09.039569>

Received 17 March 2023

*Physics – Uspekhi* **67** (3) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.09.039569>