

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В СПИНОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПРИ ЯДЕРНОМ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ

Г. В. Смирнов*

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 января 2021 г.,
после переработки 20 февраля 2021 г.
Принята к публикации 20 февраля 2021 г.

В картине мультипространственной интерференции, возникающей при ядерном резонансном рассеянии гамма-излучения в кристалле бората железа, наряду с интерференцией в геометрическом и энергетическом пространствах существенную роль играет интерференция в спиновом пространстве [1]. Последняя появляется благодаря специфическому характеру сверхтонкого взаимодействия ядра $Fe-57$ с внутрикристаллическими полями бората железа [2]. Чтобы вычлнить эту необычную разновидность интерференции, изучить ее свойства и влияние на общую картину рассеяния, исследован процесс рассеяния гамма-излучения на одиночном ядре в названном кристалле при возбуждении изолированного резонансного перехода между основным и возбужденным состояниями ядра. Найдены амплитуды и поляризации волн излучения на каждом из парциальных путей рассеяния в спиновом пространстве. Выявлена сильная зависимость условий интерференции от поляризации падающего излучения и от направления кристаллического магнитного поля на ядре. Кроме поляризационных свойств рассеянного излучения исследованы спектры ядерного резонансного рассеяния.

DOI: 10.31857/S0044451021070026

1. ВВЕДЕНИЕ

Любое дифракционное явление включает в себя интерференцию рассеянных волн. В частности, дифракция рентгеновского или резонансного гамма-излучения возникает как результат когерентного сложения волн, упруго рассеянных атомами и ядрами, входящими в состав кристаллической решетки. В случае дифракции на ядрах, энергетические уровни которых расщеплены вследствие сверхтонкого взаимодействия, помимо интерференции в геометрическом пространстве имеет место интерференция в энергетическом пространстве, поскольку при упругом рассеянии гамма-излучения ядрами с той или иной вероятностью принимают участие сразу несколько переходов между подуровнями основного и возбужденного состояний. Интерференция в энергетическом пространстве отражается на форме мессбауэровского дифракционного спектра [3], особенно в окрестности брэгговского угла [4] и при сближении энергии ядерных переходов [5]. Что касается рассеяния синхротронного излучения ядрами,

то в этом случае интерференция ядерных переходов на разных частотах приводит к временным биениям интенсивности рассеянного излучения, так называемым квантовым биениям [6, 7].

В настоящей статье мы коснемся другого, довольно необычного вида интерференции, а именно, интерференции в спиновом пространстве. Существуют особые условия сверхтонкого взаимодействия, в которых возбужденные состояния ядра с разными проекциями ядерного спина обладают одной и той же энергией, иначе говоря, имеет место смешивание ядерных состояний по проекции спина¹⁾. Такая ситуация возникает, например, для изотопа железа ^{57}Fe в кристалле $FeVO_3$, где на ядро железа действуют одновременно внутрикристаллические магнитное и электрическое поля. Комбинированное взаимодействие моментов ядра с внутрикристаллическими полями приводит к асимметричному расщеплению первого возбужденного уровня ядра на четыре подуровня. И, это существенно, так как, поскольку в кристалле бората железа градиент

¹⁾ Не следует путать с вырождением ядерных состояний, при котором отсутствует выделенное направление для проекции спина.

* E-mail: g.smirnov@gmx.net

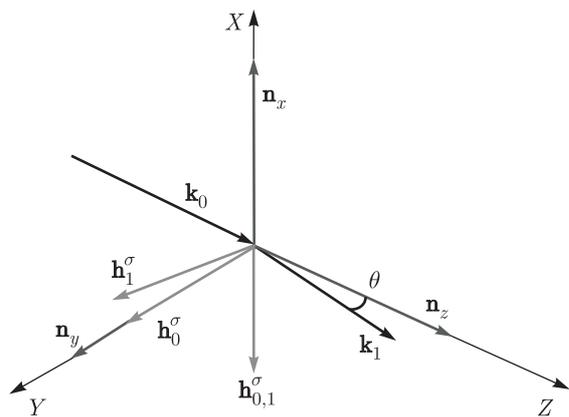


Рис. 1. Схема рассеяния в ортогональной системе координат XYZ , \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_1 — волновые векторы падающего и рассеянного излучений, θ — угол рассеяния в плоскости YZ , \mathbf{h}_0^π , $\mathbf{h}_{0,1}^\sigma$ — единичные векторы π - и σ -поляризации падающего и рассеянного излучений, \mathbf{n}_x , \mathbf{n}_y , \mathbf{n}_z — единичные векторы, задающие направления сверхтонкого поля на ядре

электрического поля ортогонален магнитному полю, состояние ядра на любом из четырех подуровней представляет собой суперпозицию двух состояний, каждое из которых отвечает определенной проекции ядерного спина на квантовую ось [2]. Отдельное парциальное состояние характеризуется определенной амплитудой вероятности. В результате возбужденное ядро оказывается в смешанном по проекции спина состоянии, вследствие чего упругое рассеяние при данной частоте падающего излучения может происходить по различным путям в спиновом пространстве. В этих условиях наблюдается интерференция путей рассеяния в спиновом пространстве. В следующем разделе рассматриваемое явление интерференции моделируется и исследуется на примере сверхтонкого расщепления уровней ядра ^{57}Fe в кристалле бора железа.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В СПИНОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Пусть рассеивающее ядро жестко закреплено в кристалле и находится в начале координат рис. 1. Плоская волна резонансного гамма-излучения с волновым вектором \mathbf{k}_0 , падает на ядро вдоль оси Z и при соответствующей частоте возбуждает ядерный переход. При этом ядро ведет себя как осциллирующий мультиполь, который излучает.

Будем рассматривать рассеянное излучение с волновым вектором \mathbf{k}_1 , который лежит в плоско-

сти YZ и составляет угол θ с осью Z . Поскольку между основным и первым возбужденным состояниями ядра ^{57}Fe происходит магнитный дипольный переход $M1$, нас будет интересовать только магнитная компонента волнового поля. Поляризация магнитного волнового поля падающего излучения задается единичными векторами \mathbf{h}_0^π , \mathbf{h}_0^σ , а поляризация магнитного поля рассеянного излучения векторами \mathbf{h}_1^π , \mathbf{h}_1^σ . Пусть единичные векторы \mathbf{n}_x , \mathbf{n}_y , \mathbf{n}_z задают направления главных осей сверхтонкого поля на ядре. Будем предполагать, что вектор напряженности магнитного поля на ядре может лежать либо по оси $+Z$, либо против этого направления $-Z$. При этом градиент электрического поля направлен вдоль оси X . Магнитное квантовое число излучения равно $M = m_e - m_g$, где m_g , m_e — квантовые числа проекций ядерного спина (в основном и возбужденном состояниях) на главную квантовую ось, направленную вдоль вектора \mathbf{n}_z . В соответствии с правилами отбора при магнитном дипольном переходе между основным и первым возбужденным состояниями число M может принимать значения $0, \pm 1$. Магнитные моменты ядерного перехода из основного в возбужденное состояния характеризуются сферическими единичными векторами, \mathbf{n}_{-M} . При локальном магнитном поле, направленном вдоль оси Z , $\mathbf{n}_0 = \mathbf{n}_z$ (это вектор поляризации линейно-поляризованного магнитного момента перехода), а $\mathbf{n}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{n}_x \pm i\mathbf{n}_y)/\sqrt{2}$ (это векторы поляризации циркулярных право- и лево-закрученных магнитных моментов перехода). В результате совместного действия на ядро внутрискристаллических магнитного и электрического полей энергетический уровень основного состояния расщепляется на два подуровня с проекциями ядерного спина $\pm 1/2$ на главную квантовую ось Z . Что касается возбужденного состояния, то в нем энергетический уровень расщепляется на четыре подуровня и состояние ядра на каждом из этих подуровней оказывается смешанным по проекции спина, как показано в табл. 1. Энергетические подуровни сверхтонкого расщепления в возбужденном состоянии $e = 1, 2, 3, 4$ пронумерованы в порядке возрастания энергии.

Коэффициенты $c_e^{m_e}$ представляют собой амплитуды вероятности обнаружить возбужденное ядро в состоянии с соответствующей проекцией ядерного спина на каждом подуровне. Решение для амплитуд $c_e^{m_e}$ можно найти в работах [1, 2]. Очевидно, при описании когерентного рассеяния гамма-излучения на таком ядре необходимо рассматривать пути рассеяния с возбуждением различных состояний по проекции спина.

Таблица 1. Собственные волновые функции ядерных возбужденных состояний для четырех энергетических подуровней ядра ^{57}Fe в кристалле бората железа

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

Таблица 2. Пути рассеяния в спиновом пространстве при возбуждении ядерного перехода на уровень $e = 1$

$-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}, -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$
$M = -1, M' = -1$	$M = -1, M' = +1$	$M = +1, M' = -1$	$M = +1, M' = +1$
$-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}, -\frac{1}{\sqrt{12}}$	$-\frac{1}{\sqrt{12}}, -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{\sqrt{12}}, -\frac{1}{\sqrt{12}}$
$c_1^{-3/2} \cdot c_1^{-3/2}$	$c_1^{-3/2} \cdot c_1^{+1/2}$	$c_1^{+1/2} \cdot c_1^{-3/2}$	$c_1^{+1/2} \cdot c_1^{+1/2}$

Полагаем, что частота излучения ω находится в окрестности частот резонансных переходов между подуровнями основного и возбужденного состояний ω_{eg} . Учитывая, что ядро жестко закреплено в пространстве, для амплитуды когерентного рассеяния из направления 0 в направление 1, исходя из формулы для ядерной восприимчивости (2.21), приведенной в работе [2], получим следующее выражение:

$$f_{01}^{ss'} = -\frac{3}{8\pi} K \sigma_0 \frac{\Gamma/2\hbar}{\omega - \omega_{eg} - i\Gamma/2\hbar} \times \sum_{m_e', m_e''} \left\langle \frac{1}{2}, m_g; 1, M \left| \frac{3}{2}, m_e' \right\rangle \left\langle \frac{1}{2}, m_g; 1, M' \left| \frac{3}{2}, m_e'' \right\rangle \times c_e^{m_e'} c_e^{m_e''} P_{01}^{ss'}(M), \quad (1)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{2\pi}{K^2} \frac{1}{1 + \alpha} \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1},$$

$$P_{01}^{ss'}(M) = (-1)^{M+M'} (\mathbf{h}_0^s \mathbf{n}_{-M}) (\mathbf{h}_1^{s'} \mathbf{n}_{-M'})^*,$$

σ_0 — максимальное резонансное поперечное сечение, $P_{01}^{ss'}(M)$ — поляризационные множители, индексы s, s' обозначают поляризацию излучения в падающей и рассеянной волнах, Γ — естественная ширина возбужденного уровня ядра.

В приведенной формуле приняты обозначения: волновое число $K = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения, α — коэффициент внутренней электронной конверсии, $\left\langle \frac{1}{2}, m_g; 1, M \left| \frac{3}{2}, m_e \right\rangle$ — коэффициенты Клебша-Гордана, произведение которых характеризует вероятность перехода между подуровнями основного и возбужденного состояний (с учетом пере-

дачи момента импульса в системе ядро плюс гамма-квант). Скобки $(\mathbf{h}^s \mathbf{n}_{-M})$ и $(\mathbf{h}^{s'} \mathbf{n}_{-M'})^*$ представляют собой скалярные произведения векторов поляризации излучения и магнитного момента перехода на этапах возбуждения и девозбуждения ядра.

В силу смешивания состояний по проекциям спина упругое рассеяние с возбуждением любого ядерного перехода между подуровнями основного и возбужденного состояний происходит по четырем путям в спиновом пространстве. В качестве примера рассмотрим упругое рассеяние при возбуждении ядерного перехода с минимальной энергией (уровень $e = 1$) при ориентации локального магнитного поля $+Z$, см. первый столбец табл. 1. Для этого перехода в спиновом пространстве открыты пути рассеяния, показанные в табл. 2.

В первой строке таблицы показаны начальные, промежуточные и конечные значения квантовых чисел спиновых проекций в основном и в возбужденном состояниях для четырех путей рассеяния, при этом в силу смешивания спиновых состояний на возбужденном подуровне процессы возбуждения и девозбуждения ядра могут происходить с участием разных проекций спина в возбужденном состоянии, как это видно на втором и третьем путях рассеяния; во второй строке магнитные квантовые числа излучения на стадиях возбуждения и девозбуждения ядра в рассматриваемых переходах; в третьей строке — значения коэффициентов Клебша – Гордана переходов; в четвертой строке — произведения амплитуд вероятностей обнаружения ядра с соответствующей проекций спина в промежуточном (возбужден-

Таблица 3. Поляризационные множители для π - и σ -поляризованного падающего излучения при ядерном переходе на уровень $e = 1$ и разных путях рассеяния в спиновом пространстве

π на входе	σ на входе
$(\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{+1}')^* + (\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{+1}')^*$	$(\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{+1}')^* + (\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{+1}')^*$
$(\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{-1}')^* + (\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{-1}')^*$	$(\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{-1}')^* + (\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{-1}')^*$
$(\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{+1}')^* + (\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{+1}')^*$	$(\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{+1}')^* + (\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{+1}')^*$
$(\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{-1}')^* + (\mathbf{h}_0^\pi \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{-1}')^*$	$(\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\sigma \mathbf{n}_{-1}')^* + (\mathbf{h}_0^\sigma \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^\pi \mathbf{n}_{-1}')^*$

ном) состоянии. Из табл. 2, в частности, следует, что множитель $(-1)^{M+M'}$ в формуле (1) для амплитуды на всех путях рассеяния равен единице. Если частота падающего излучения ω совпадает с резонансной частотой рассматриваемого перехода на уровень $e = 1$, то выражение для амплитуды рассеяния приобретает вид

$$f_{01}^{ss'} = -i \frac{3}{8\pi} K \sigma_0 \left\{ \frac{1}{4} \alpha_1^2 (\mathbf{h}_0^s \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^{s'} \mathbf{n}_{+1}')^* + \frac{1}{2\sqrt{12}} \alpha_1 \alpha_2 \left[(\mathbf{h}_0^s \mathbf{n}_{+1})(\mathbf{h}_1^{s'} \mathbf{n}_{-1}')^* + (\mathbf{h}_0^s \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^{s'} \mathbf{n}_{+1}')^* \right] + \frac{1}{12} \alpha_2^2 (\mathbf{h}_0^s \mathbf{n}_{-1})(\mathbf{h}_1^{s'} \mathbf{n}_{-1}')^* \right\}. \quad (2)$$

Здесь для амплитуд спиновых состояний использованы обозначения $c_1^{-3/2} = \alpha_1$ и $c_1^{+1/2} = \alpha_2$, по условию нормировки $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$. Как следует из уравнения (2), существенную роль в формировании интерференционной картины играют поляризационные множители $(\mathbf{h}_0^s \mathbf{n}_{-M})(\mathbf{h}_1^{s'} \mathbf{n}_{-M}')^*$. При произвольной линейной поляризации падающего излучения амплитуда будет представлять собой матрицу второго ранга

$$f_{01}^{ss'} = \begin{vmatrix} f_{01}^{\pi\pi} & f_{01}^{\pi\sigma} \\ f_{01}^{\sigma\pi} & f_{01}^{\sigma\sigma} \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Если же падающее излучение поляризовано по базисным направлениям π или σ , амплитуда задается соответственно только первой или второй строкой. Тогда для каждой π - или σ -поляризации падающего излучения в амплитуде рассеяния (формула (2)) имеем четыре поляризационных множителя, каждый в виде суммы двух слагаемых, см. табл. 3.

В табл. 4 представлены выражения поляризационных множителей для π -или σ -поляризованного падающего излучения при переходе на уровень $e = 1$.

Таблица 4. Решения для поляризационных множителей на четырех путях в спиновом пространстве для π - и σ -поляризованного падающего излучения при ядерном переходе на уровень $e = 1$

π на входе	σ на входе
$\frac{1}{2} (1 + i \cos \theta)$	$\frac{1}{2} (\cos \theta - i)$
$-\frac{1}{2} (1 - i \cos \theta)$	$\frac{1}{2} (\cos \theta + i)$
$-\frac{1}{2} (1 + i \cos \theta)$	$\frac{1}{2} (\cos \theta - i)$
$\frac{1}{2} (1 - i \cos \theta)$	$\frac{1}{2} (\cos \theta + i)$

Аналогичным образом можно получить выражения поляризационных множителей для всех других ядерных переходов.

3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВОЛН НА РАЗНЫХ ПУТЯХ В СПИНОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Чтобы проиллюстрировать интерференцию волн в спиновом пространстве, построим полярные орбиты для разных путей в этом пространстве. Полярной орбитой будем называть траекторию, которую описывает конец вектора магнитного волнового поля в плоскости, перпендикулярной к направлению рассеяния. Запишем временную зависимость вектора магнитного поля в определенной плоскости:

$$\mathbf{H}_1^{(e)}(t) = \mathbf{H}_1^s(t) + \mathbf{H}_1^{s'}(t).$$

Так, например, если при ориентации локального магнитного поля $+Z$ π -поляризованное излучение возбуждает ядерный переход на уровень $e = 1$, то для напряженности магнитного поля в первой парциальной волне будем иметь

$$\mathbf{H}_1^{(1)}(t) \propto \alpha_1^2 (\mathbf{h}_1^\sigma \cos \theta \cos \omega t + \mathbf{h}_1^\pi \sin \omega t).$$

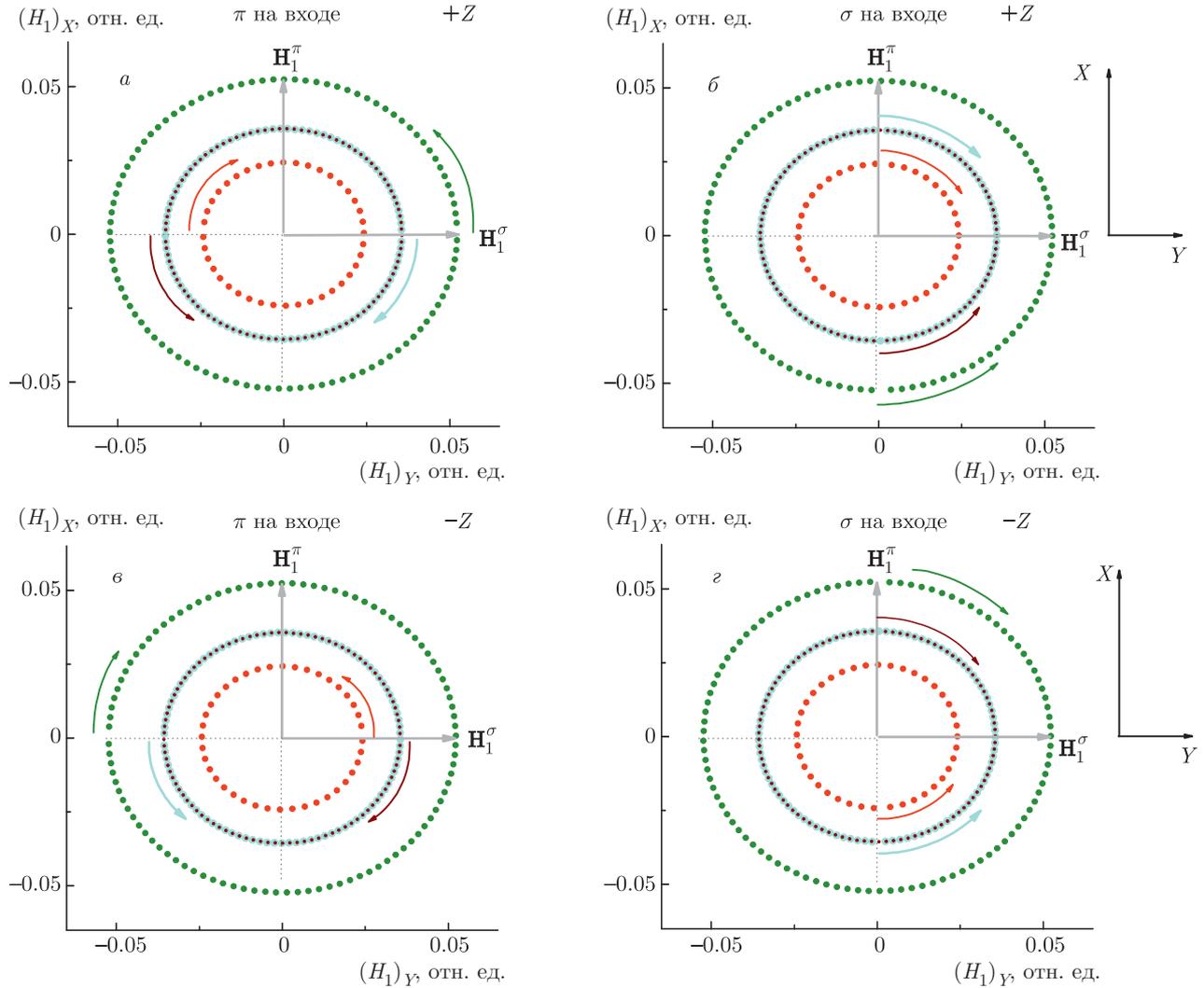


Рис. 2. Полярные орбиты при рассеянии в первичном направлении в пределах одного периода колебаний на каждом из четырех путей в спиновом пространстве. Локальное магнитное поле на ядре 10кЭ. Верхние панели соответствуют возбуждению переходов $-1/2 \rightarrow (-3/2, +1/2)$, нижние панели соответствуют возбуждению переходов $+1/2 \rightarrow (+3/2, -1/2)$. Внешние орбиты (зеленые) относятся к путям рассеяния $-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$ ($+Z$), и $+\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{3}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$ ($-Z$), средние орбиты (голубые и коричневые) относятся к путям $-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2} \rightarrow +\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$ ($+Z$) и $+\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$ ($-Z$), и $-\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$ ($+Z$), $+\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{3}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$ ($-Z$). Внутренние орбиты (красные) относятся к путям рассеяния $-\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$ ($+Z$) и $+\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$ ($-Z$). Стрелки указывают направление циркуляции вектора напряженности поля в каждой из волн от начальной фазы

При возбуждении ядра σ -поляризованным излучением на той же частоте для напряженности магнитного поля рассеянной волны получим

$$\mathbf{H}_1^{(1)}(t) \propto \alpha_1^2 (\mathbf{h}_1^\sigma \cos \theta \sin \omega t - \mathbf{h}_1^\pi \cos \omega t).$$

Аналогично рассчитываются вклады трех остальных парциальных волн. Амплитуды составляющих волн, которые задаются коэффициентами α_1 и α_2 , зависят от соотношения энергий магнитного и электрического взаимодействия ядра с внутрикристал-

лическими полями в кристалле бората железа [1, 2]. При комнатной температуре магнитное поле на ядре равно 330кЭ и сверхтонкое магнитное взаимодействие доминирует над электрическим квадрупольным. При таком поле $\alpha_1 = 0.9993$, а $\alpha_2 = 0.0383$, и согласно формуле (2) фактически один путь в спиновом пространстве определяет амплитуду рассеянной волны. В этом случае для любой поляризации падающего излучения ядро в первичном направлении, $\theta = 0$, излучает циркулярную правополяризо-

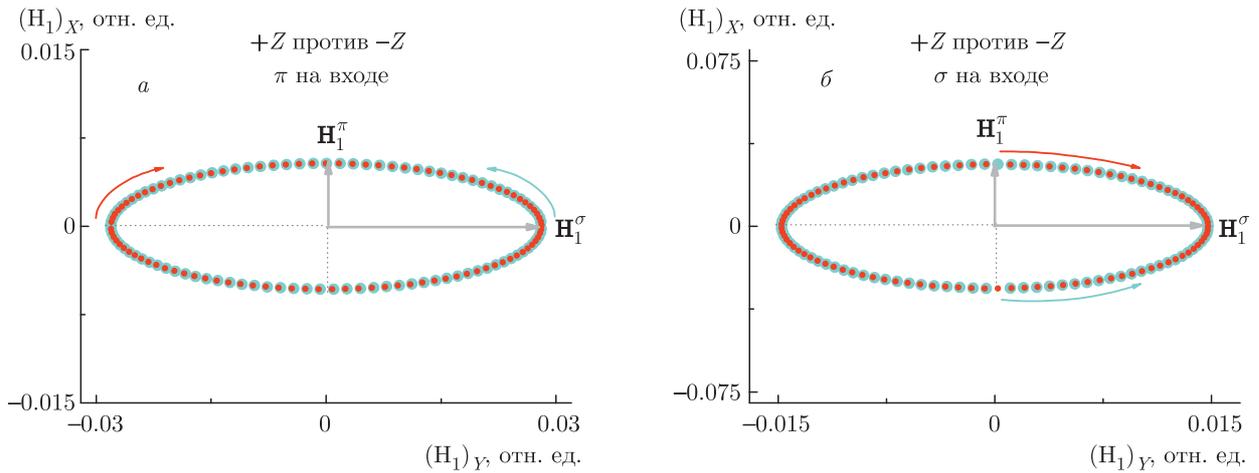


Рис. 3. Полярные орбиты суммы парциальных волн, представленных на рис. 2, в случаях падающего π - и σ -поляризованного излучения при ориентациях локального магнитного поля $+Z$ (голубые точки) и $-Z$ (розовые точки)

ванную волну. При нагревании кристалла магнитное поле на ядре уменьшается вплоть до нуля при температуре Нееля. В результате при сближении энергий взаимодействия ядра с магнитным и электрическим полями вклады остальных путей рассеяния в спиновом пространстве могут оказаться существенными.

На рис. 2 показаны полярные орбиты для парциальных волн, рассеянных в первичном направлении. Соотношение амплитуд парциальных волн позволяет определить вклады путей рассеяния в спиновом пространстве. Орбиты рассчитаны для противоположных направлений магнитного поля на ядре $+Z$, и $-Z$ и для разных, π и σ , поляризаций падающего излучения при возбуждении перехода на уровень $e = 1$. Магнитное поле на ядре принято равным 10 кЭ, которым оно является при температуре недалеко от точки Нееля в борате железа. При этом поле амплитуды $\alpha_1 \approx 0.647$, $\alpha_2 \approx 0.763$, так что вклад всех парциальных волн в этом случае становится соизмеримым. Чтобы получить в чистом виде интерференцию волн в спиновом пространстве, предполагалось, что возбуждаемый резонанс изолирован, т. е. влияние других разрешенных резонансных переходов на этой частоте излучения не учитывалось. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Как видно на рис. 2, парциальные волны для всех четырех путей рассеяния при любой ориентации магнитного поля и поляризации падающего излучения имеют круговую поляризацию, но отличаются по амплитуде, начальной фазе и направлению циркуляции. Вместе с тем, волны, отвечающие определенному пути рассеяния, имеют оди-

наковые амплитуды, ср. панели $a, b, в, г$ на рис. 2. На первом пути (внешние орбиты на всех панелях) рождаются волны с максимальной амплитудой; при поле $+Z$ эти волны правополяризованы с начальными фазами в случае $a - 0$ рад, в случае $b - \pi/2$ рад, при поле $-Z$ волны левополяризованы с начальными фазами в случае $в - \pi$ рад, а в случае $г - \pi/2$ рад. На втором и третьем путях (средние орбиты на всех панелях) волны имеют одинаковую амплитуду, но противоположные, правое и левое, направления циркуляции вектора напряженности поля. Суммы этих двух волн представляют собой линейно-поляризованные π - и σ -волны соответственно в случаях $a, в$ и $б, г$. На четвертом пути (внутренние орбиты на всех панелях) рождаются волны с наименьшей амплитудой. Наложение волн на первом и четвертом путях приводит к возникновению эллиптически-поляризованной волны. Если на ядро падает π -поляризованная волна, то π -компонента рассеянной эллиптически-поляризованной волны оказывается в противофазе с суммой волн на втором и третьем путях. В этом случае наблюдается деструктивная интерференция волн в спиновом пространстве. Если на ядро падает σ -поляризованная волна, то σ -компонента рассеянной эллиптически-поляризованной волны оказывается в фазе с суммой волн на втором и третьем путях. И тогда наблюдается конструктивная интерференция волн в спиновом пространстве. Приведенная иллюстрация раскрывает механизм формирования волн, когерентно-рассеянных в первичном направлении.

На рис. 3 сравниваются просуммированные по путям в спиновом пространстве волны при значе-

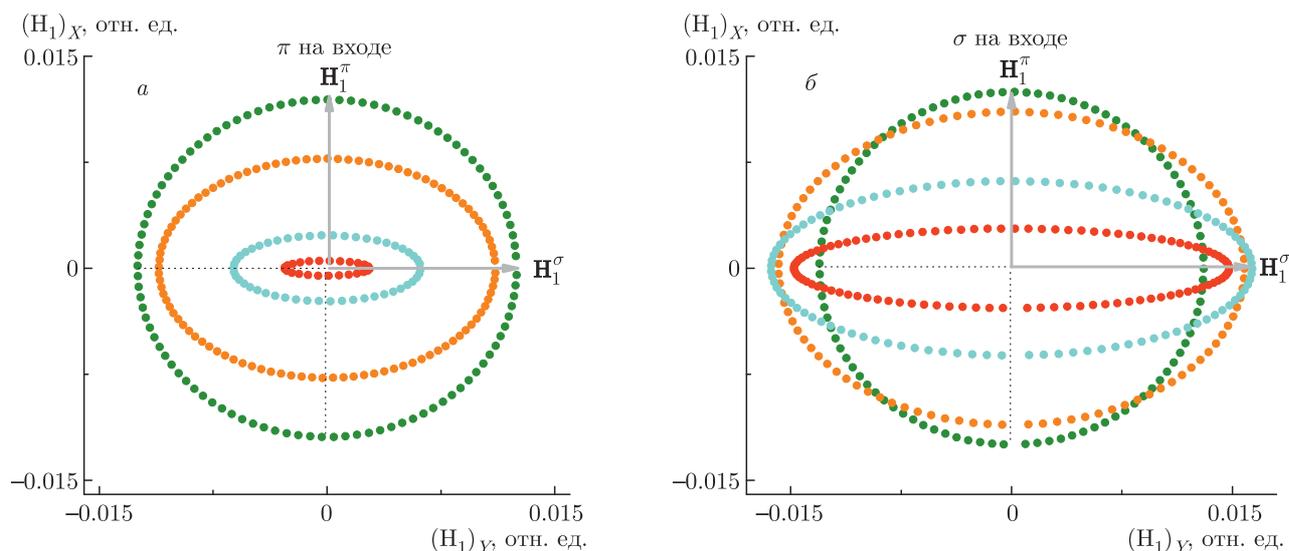


Рис. 4. Полярные орбиты суммарных волн, рассеянных в первичном направлении, при значениях магнитного поля на ядре 330 кЭ (зеленые точки), при поле 50 кЭ (оранжевые точки), при поле 20 кЭ (голубые точки) и при поле 10 кЭ (красные точки), для падающих π - и σ -поляризованных волн при ориентации локального поля $+Z$

нии локального магнитного поля 10 кЭ для падающего π - и σ -поляризованного излучения и для разных ориентаций локального магнитного поля: $+Z$ и $-Z$. В результате наложения четырех парциальных волн, представленных на рис. 2, формируются эллиптически-поляризованные волны с большой осью эллипса, лежащей в направлении σ -поляризации. Как видно, волны имеют идентичную по форме поляризацию, но разные направление циркуляции и начальные фазы, и, что самое интересное, для π - и σ -поляризации падающего излучения они значительно различаются по амплитуде. При падении на ядро σ -поляризованного излучения амплитуда рассеянной волны более чем в пять раз превышает амплитуду при падающем π -поляризованном излучении. Это наиболее яркий эффект интерференции волн в спиновом пространстве. Основной причиной этого эффекта является деструктивное сложение парциальных волн при падении π -поляризованного излучения и, напротив, конструктивное сложение парциальных волн в случае падающего σ -поляризованного излучения. Если говорить о сумме волн, рассеянных двумя ядрами, на одном из которых ориентация поля $+Z$, а на другом $-Z$, то суммарные волны оказываются линейно-поляризованы, так же как и возбуждающее ядра излучение. При этом наблюдается существенное превосходство амплитуды σ -поляризованной волны.

Интересно проследить, как меняется амплитуда и поляризация суммарной рассеянной волны при снижении напряженности локального магнитного поля от максимального значения 330 кЭ при комнатной температуре до минимального в окрестности температуры Нееля. На рис. 4 показаны полярные орбиты при некоторых значениях напряженности локального поля в указанном диапазоне. При поле на ядре 330 кЭ открыт практически единственный путь в спиновом пространстве, а именно, $-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$. В этом случае при падающем π - и σ -поляризованном излучении поляризация рассеянных волн является круговой и амплитуды волн равны между собой (орбиты из зеленых точек). Начиная с поля 50 кЭ, волны приобретают эллиптическую поляризацию, при этом наблюдается их заметное различие как по амплитуде, так и по степени эллиптичности (ср. орбиты из оранжевых точек для π - и σ -поляризации падающего излучения). А при полях 20 кЭ и 10 кЭ рассеянное излучение в рассматриваемых случаях уже существенно отличается по амплитуде волнового поля. Физической причиной этого эффекта является, как говорилось выше, интерференция путей рассеяния в спиновом пространстве. Если при падающем π -поляризованном излучении интерференция является деструктивной, то при падающем σ -поляризованном излучении она оказывается конструктивной.

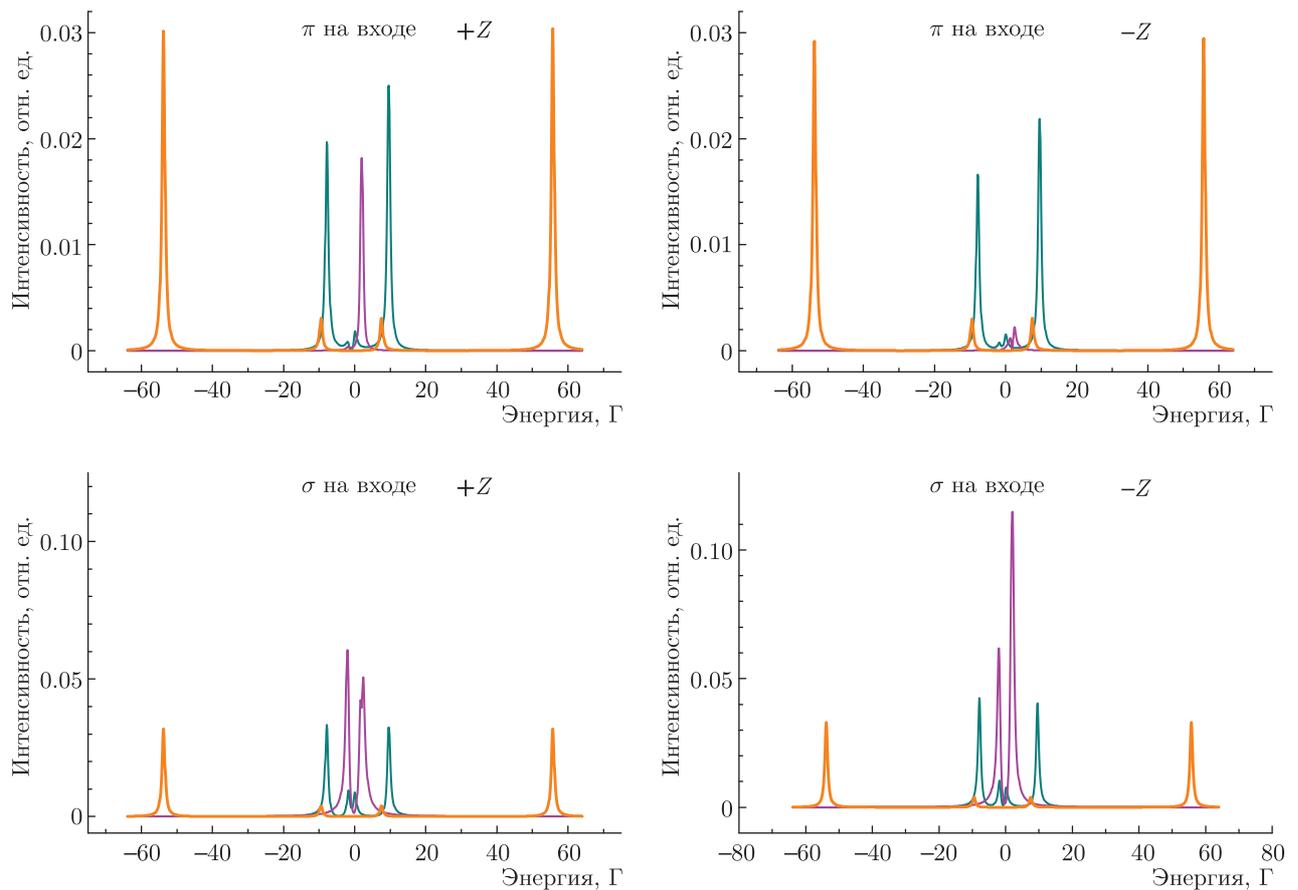


Рис. 5. Энергетические спектры когерентного рассеяния в первичном направлении π - и σ -поляризованного излучения ядром ^{57}Fe в условиях комбинированного магнитного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия ядра с внутрикристаллическими полями в кристалле $^{57}\text{FeVO}_3$. На верхних панелях представлены спектры рассеяния π -поляризованного излучения при ориентации магнитного локального поля $+Z$ и $-Z$ (геометрия рассеяния на рис. 1). На нижних панелях — спектры рассеяния σ -поляризованного излучения при тех же ориентациях магнитного локального поля. Представлены спектры для значений магнитного поля 330 кЭ, 50 кЭ и 2 кЭ — линии соответственно оранжевого, голубого и лилового цвета

Подобные рассуждения можно распространить на все остальные разрешенные ядерные переходы в энергетическом пространстве. И во всех случаях наблюдается сильный эффект интерференции в спиновом пространстве. В конечном счете этот эффект отражается на форме и интенсивности линий в спектре сверхтонкого расщепления.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ РАССЕЯНИЯ

Энергетическая зависимость интенсивности когерентного рассеяния содержит резонансные линии, вызванные переходами между основным и возбужденным состояниями ядра. При выбранной геомет-

рии рассеяния и ориентации локального магнитного поля разрешены четыре ядерных перехода, о чем говорилось выше. До тех пор пока нас интересовала исключительно интерференция в спиновом пространстве, мы рассматривали только один из этих переходов. Это был переход, который отвечает наименьшей резонансной энергии. При этом присутствие остальных переходов было проигнорировано. В действительности, при заданной частоте падающего излучения возбуждаются все разрешенные переходы с той или иной амплитудой вероятности и, следовательно, общая картина интерференции должна включать в себя интерференцию как в спиновом, так и в энергетическом пространствах. В настоящем разделе представлены энергетические спектры рассеяния, в которых учтено совместное

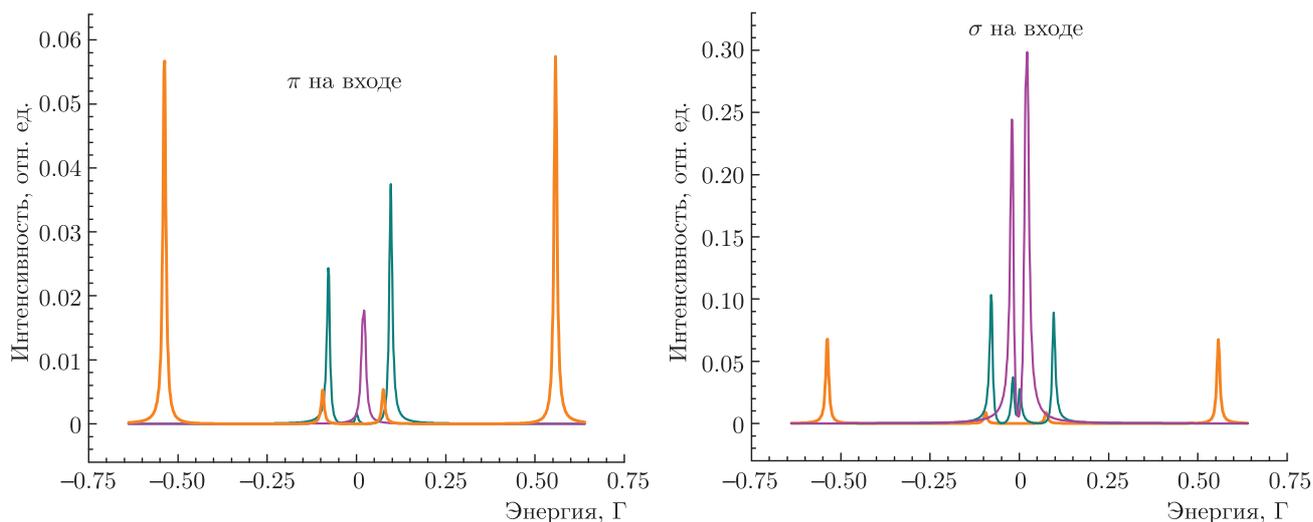


Рис. 6. Энергетические спектры когерентного рассеяния в первичном направлении π - и σ -поляризованного излучения двумя ядрами ^{57}Fe в условиях комбинированного магнитного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия ядра с внутрикристаллическими полями в кристалле $^{57}\text{FeBO}_3$. Локальные магнитные поля на ядрах имеют противоположную ориентацию $\pm Z$. Спектры рассчитаны для значений магнитного поля 330 кЭ, 50 кЭ и 2 кЭ — линии соответственно оранжевого, голубого и лилового цвета

действие интерференции излучения в названных пространствах. В качестве примера на рис. 5 показаны спектры рассеяния π - и σ -поляризованного излучения одиночным ядром при двух ориентациях на нем кристаллического магнитного поля $\pm Z$.

При величине магнитного поля 330 кЭ наблюдается максимальное разделение резонансных линий. Интерференция в энергетическом пространстве при таком большом расщеплении спектра играет совсем незначительную роль. При поле 330 кЭ фактически открыт только один путь рассеяния в спиновом пространстве, поэтому и в спиновом пространстве интерференция практически отсутствует. В этом случае, как видно на рисунке, все линии в спектрах имеют одинаковую форму и интенсивность независимо от поляризации падающего излучения и направления локального магнитного поля на ядре. При полях 50 кЭ и 2 кЭ амплитуды на путях в спиновом пространстве становятся сопоставимыми. Очевидно, что в этом случае роль интерференции путей рассеяния в спиновом пространстве существенно возрастает. Помимо этого значительно усиливается роль интерференции и в энергетическом пространстве, поскольку резонансные линии заметно сближаются. Обратим внимание на то, что спектры рассеяния при локальном поле 2 кЭ в рассматриваемых случаях существенно различаются. В случае входной π -поляризации спектр состоит в основном

из одиночного пика, который для поля с ориентацией $+Z$ сопоставим по интенсивности с резонансами при больших полях, но практически полностью подавлен для поля с ориентацией $-Z$. Спектры в случае входной σ -поляризации состоят уже из двух пиков. Их интенсивность значительно превышает не только интенсивность резонансов для π -поляризации при данном поле, но и интенсивность резонансов в спектрах для σ -поляризации при поле 330 кЭ. Особенно поражает интенсивность пика при входной σ -поляризации и ориентации поля $-Z$. Различие спектров при ориентациях магнитного поля $\pm Z$ для данной поляризации раскрывает сильную анизотропию ядерного резонансного рассеяния в рассматриваемых условиях сверхтонкого взаимодействия.

Спектры рассеяния π - и σ -поляризованного излучения ядерной ячейкой, состоящей из двух ядер, на которых локальные магнитные поля имеют противоположную направленность, показаны на рис. 6. Роль поляризации падающего излучения в величине интенсивности рассеянного излучения ярко проявляется при локальном магнитном поле на ядре 2 кЭ. Различие в интенсивности рассеянного излучения при переходе от падающего π -поляризованного излучения к σ -поляризованному существенно — примерно в 15 раз. Экспериментально подобный эффект можно было наблюдать в спектрах полного

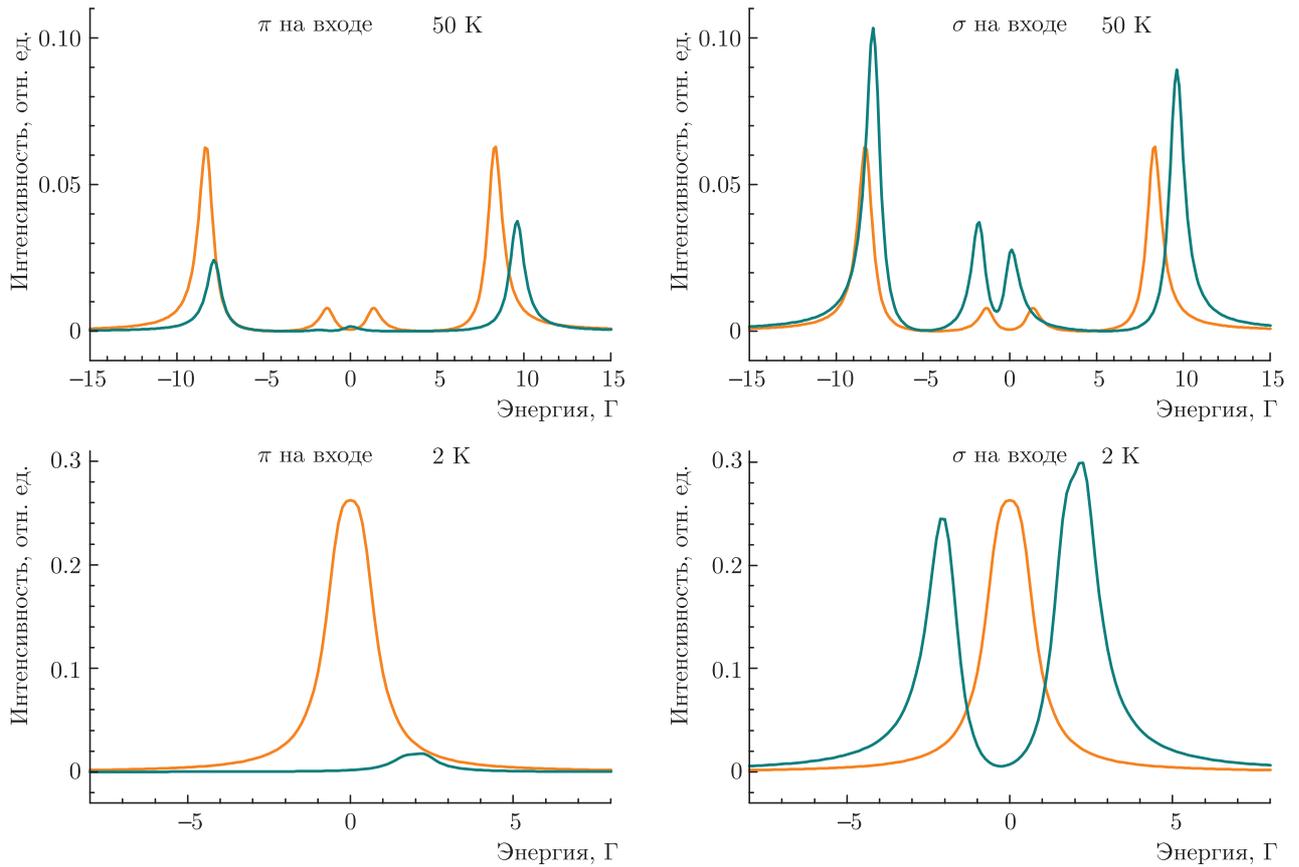


Рис. 7. Энергетические спектры когерентного рассеяния в первичном направлении π - и σ -поляризованного излучения двумя ядрами ^{57}Fe : в условиях чисто магнитного сверхтонкого расщепления ядерных уровней — линии оранжевого цвета, и комбинированного магнитного и электрического квадрупольного сверхтонкого расщепления ядерных уровней в кристалле $^{57}\text{FeVO}_3$ — линии голубого цвета

внешнего отражения от кристалла бората железа резонансного поляризованного гамма-излучения.

Необходимо подчеркнуть, что в отсутствие квадрупольного электрического сверхтонкого взаимодействия для всех рассмотренных ситуаций спектры для π - и σ -поляризованного падающего излучения ничем не отличались бы при данном магнитном расщеплении. Эти спектры для двух значений магнитного поля 50 кЭ и 2 кЭ представлены на рис. 7 линиями оранжевого цвета. Действительно, никакого различия в форме спектров для данного поля не наблюдается. Для сравнения на рис. 7 показаны также спектры при совместном сверхтонком взаимодействии ядра с электрическим и магнитным полями в кристалле бората железа — линии голубого цвета. Очевидно включение электрического взаимодействия существенно отражается на форме и интенсивности линий. Наблюдается значительное разли-

чие спектров при разных поляризациях падающего излучения. Таким образом, мы видим, что, хотя при сближении ядерных резонансов роль интерференции в энергетическом пространстве возрастает, решающую роль в формировании спектров играет все же интерференция в спиновом пространстве.

В заключение отметим, что сильная анизотропия рассеяния как результат многопутевой интерференции резонансного излучения в спиновом пространстве, может сыграть большую роль в поисках повышения интенсивности чисто ядерной резонансной дифракции [8–12] в источнике синхротронного мессбауэровского излучения [13–15].

Благодарности. Автор выражает свою признательность и благодарность А. И. Чумакову за полезные дискуссии при подготовке статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. V. Smirnov, A. I. Chumakov, V. B. Potapkin, R. Rueffer, and S. L. Popov, *Phys. Rev. A* **84**, 053851 (2011).
2. G. V. Smirnov, *Hyper. Inter.* **25**, 91 (2000).
3. Е. П. Степанов, А. Н. Артемьев, И. П. Перстнев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, *ЖЭТФ* **66**, 1150 (1974) [*JETP Lett.* **36**, 562 (1974)].
4. U. van Buerck, G. V. Smirnov, R. L. Moessbauer, and Th. Hertrich, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 3989 (1990).
5. Г. В. Смирнов, М. В. Зелепухин, У. ван Бюрк, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 274 (1986) [*JETP Lett.* **43**, 353 (1986)].
6. G. T. Trammell and J. P. Hannon, *Phys. Rev. B* **18**, 165 (1978); *B* **19**, 3835 (1979).
7. E. Gerdau, R. Rueffer, R. Hollatz, and J. P. Hannon, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1141 (1986).
8. В. А. Беляков, Ю. М. Айвазян, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 477 (1968) [*JETP Lett.* **7**, 368 (1968)].
9. В. А. Беляков, Ю. М. Айвазян, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 637 (1969) [*JETP Lett.* **9**, 393 (1969)].
10. Г. В. Смирнов, В. В. Скляревский, Р. А. Восканян, А. Н. Артемьев, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 123 (1969) [*JETP Lett.* **9**, 70 (1969)].
11. R. M. Mirzababaev, G. V. Smirnov, V. V. Sklyarevskii, A. N. Artem'ev, A. N. Izrailenko, and A. V. Babkov, *Phys. Lett. A* **37**, 441 (1971).
12. R. M. Mirzababaev, V. V. Sklyarevskii, and G. V. Smirnov, *Phys. Lett. A* **41**, 349 (1972).
13. G. V. Smirnov, U. van Buerck, A. I. Chumakov, A. Q. R. Baron, and R. Rueffer, *Phys. Rev. B* **55**, 5811 (1997).
14. T. Mitsui, M. Seto, S. Kikuta, N. Hirao, Y. Ohishi, H. Takei, Y. Kobayashi, S. Kitao, S. Higashitaniguchi, and R. Masuda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, 821 (2007).
15. V. B. Potapkin, A. I. Chumakov, G. V. Smirnov, C. McCammon, and L. Dubrovinsky, *J. Synchrotron Rad.* **19**, 559 (2012).