

- [14] Влияние радиочастотного перемагничивания на гамма-резонансные спектры ферромагнетиков / Ю. В. Балдохин, С. А. Борщ, Л. М. Клиггер, В. А. Повицкий // ЖЭТФ. — 1972. — август. — Т. 63, № 2(8). — С. 708–712.
- [15] Zhu, S.-Y. Quantum-mechanical interference effects in the spontaneous emission spectrum of a driven atom / S.-Y. Zhu, L. M. Narducci, M. O. Scully // Phys. Rev. A. — 1995. — Vol. 52, no. 6. — Pp. 4791–4802.
- [16] Sambe, H. Steady states and quasienergies of a quantum-mechanical system in an oscillating field / H. Sambe // Phys. Rev. A. — 1973. — Vol. 7, no. 6. — Pp. 2203–2213.

КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Юричук Александр Александрович

КОГЕРЕНТНАЯ ДИНАМИКА МЕССБАУЭРОВСКИХ
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ



01.04.07 — физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Отпечатано в ООО «Печатный двор»
г. Казань, ул. Журналистов, 1/16, оф. 207
Тел: 272-74-59, 541-76-41, 541-76-51.
Лицензия ПД № 7-0215 от 01.11.2001 г.
Выдана Поволжским межрегиональным
территориальным управлением МПТР РФ.
Подписано в печать 10.11.2006 г. Усл. п.л 1,5.
Заказ № К-5567. Тираж 110 экз. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать - ризография.

Казань — 2006

Работа выполнена на кафедре физики твердого тела Казанского государственного университета им. В. И. Ульянова-Ленина.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Садыков Эдгар Камирович;

Научный консультант: кандидат физико-математических наук,
Вагизов Фарит Габдулхакович;

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор,
Митин Анатолий Владимирович;

кандидат физико-математических наук,
доцент,
Скворцов Андрей Иванович;

Ведущая организация: Казанский физико-технический институт им.
Е.К. Завойского КазНЦ РАН

Защита состоится "28" сентября 2006 в 14 ч. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.081.15 при Казанском государственном университете им. В. И. Ульянова-Ленина по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская 18.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2006.

Учёный секретарь диссертационного совета
Д. Ф.-м.н., профессор



Ерёмин М. В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Эффект Мессбауэра, сразу после своего открытия, стал основой эффективного метода исследования вещества в конденсированном состоянии — гамма-резонансной (мессбауэровской) спектроскопии. Этот метод с успехом используется для исследования кристаллохимического строения и магнитной микроструктуры вещества в физическом материаловедении, химии и биологии. Мессбауэровская спектроскопия находится в стадии постоянного совершенствования методики эксперимента (схем наблюдения), способов обработки результатов измерений. Этот процесс особенно заметен в областях связанных с исследованиями сложных неоднородных систем: сплавов и замороженных растворов, аморфного и нано- магнетизма, суперпарамагнетизма, физики поверхности. Специфическую модификацию мессбауэровской спектроскопии составляют эксперименты проводимые в условиях когерентного воздействия на исследуемую систему ультразвуковыми, радиочастотными (р.ч.), лазерными полями. В каждой из перечисленных выше областей достижение успеха стало возможным благодаря разработке теоретических моделей физических систем в соответствующих условиях, созданию программ обработки спектров.

Данная диссертация включает результаты исследований различных механизмов трансформации мессбауэровских спектров в режиме воздействия внешних когерентных полей на образец. В частности, мы изучаем последствия р.ч. воздействия на магнитные материалы. Эти исследования преследуют, по крайней мере, две цели.

Во-первых, такие эксперименты представляют новый метод исследования — р.ч. мессбауэровскую спектроскопию, которая в настоящее время с успехом применяется для исследования магнитной микроструктуры нанокристаллических сплавов [1]. Магнитная сверхтонкая структура р.ч. мессбауэровских спектров поглощения является важным источником информации о механизмах перематничивания магнитных материалов на локальном уровне.

Во вторых, мессбауэровская спектроскопия в условиях когерентных воздействий на образец представляет интерес с точки зрения гамма-оптики. Гамма-излучение, распространяющееся в резонансной среде, в этих условиях, меняет свои параметры: интенсивность, частоту, поляризацию. То есть в этом

случае интерес представляют механизмы контролируемого изменения мессбауэровского (гамма) излучения. Внимание к гамма-оптическим аспектам когерентного воздействия на мессбауэровские переходы особенно возросло в 90-е годы, после получения целого ряда эффектов квантовой интерференции в оптике, таких как безинверсное усиление, электромагнитно-индуцированная прозрачность, увеличение показателя преломления при уменьшении коэффициента поглощения (существенное уменьшение групповой скорости света). Представляло интерес получение этих эффектов на мессбауэровских переходах, что, в частности, позволило бы осуществить генерацию когерентного излучения в гамма диапазоне в безинверсном режиме. Исследования эффектов когерентности и квантовой интерференции на мессбауэровских переходах, в связи с этим, являются до сих пор актуальными, тема включается в программы конференций по нелинейной оптике и интенсивно обсуждается в литературе.

Исследования, проводящиеся в рамках гамма оптики и когерентных воздействий на систему, полезны и с точки зрения развития техники мессбауэровской спектроскопии. Модификации мессбауэровской спектроскопии, используемые для наблюдения эффектов квантовой интерференции, позволяют получать значительно больше информации об исследуемом объекте, поскольку теперь в измеряемых спектрах могут быть выявлены более тонкие особенности динамики мессбауэровской системы, недоступные при традиционной технике измерений.

Цель работы.

1. Исследование процесса трансформации внешнего р.ч. магнитного поля в процессе перемагничивания в переменное периодическое сверхтонкое поле на ядре в магнетиках типа «легкая плоскость» и связанных с этим изменений мессбауэровских спектров поглощения такого магнетика.
2. Исследование эффектов квантовой интерференции в мессбауэровских спектрах спонтанного излучения четырехуровневой электронно-ядерной системы под воздействием внешнего резонансного р.ч. поля.
3. Исследование интерференционных эффектов спектров резонансного рассеяния мессбауэровского излучения в условиях антипересечения под-

уровней.

Научная новизна.

1. Разработана модель описывающая, трансформацию мессбауэровских спектров, для магнетиков типа «легкая плоскость» в процессе их радиочастотного перемагничивания.
 2. Получены аналитические выражения для интерференционного вклада в мессбауэровский спектр спонтанного излучения четырехуровневой электронно-ядерной системы в режиме воздействия внешним резонансным р.ч. полем.
 3. Впервые показано перераспределение интенсивности между упругим и неупругим каналами рассеяния в процессе резонансной флюоресценции мессбауэровского излучения на ядре ^{57}Fe в условиях антипересечения спиновых подуровней.
 4. Теоретически показано существование нового эффекта — «динамического антипересечения», в условиях вращающегося в плоскости сверхтонкого поля на ядре.
- Научная и практическая ценность.** Расчеты, представленные в диссертации, показывают возможность радикальной модификации мессбауэровских спектров поглощения магнитных образцов типа «легкая плоскость», благодаря когерентному движению намагниченности (и сверхтонкого поля) под действием внешнего р.ч. поля. Тем самым показана эффективность традиционной техники мессбауэровских измерений для изучения динамики намагниченности в этих образцах.
- Впервые рассмотрены механизмы квантовой интерференции в процессе резонансной флюоресценции мессбауэровского излучения в системе с антипересечением спиновых подуровней. Предложен новый механизм антипересечения — «динамическое» антипересечение, который имеет место в режиме когерентно вращающегося (в плоскости) сверхтонкого поля в магнитных материалах.
- Апробация работы.** Основные результаты диссертации были представлены на ряде конференций:

- Международная конференция «International Conference on the Applications of the Mössbauer Effect» (ICAME), Монпелье, Франция, 2005 г.
- Международная конференция «Мессбауэровская спектроскопия и ее применения» -Казань, 2000 г.; Санкт-Петербург, 2002 г.; Екатеринбург, 2004 г.; Ижевск, 2006 г.
- Международная конференция «Nanoscale properties of condensed matter probed by resonance phenomena», Казань 2004 г.
- Международная конференция «AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics», Дубна, 2005 г.; Нижний Новгород-Казань-Нижний Новгород, 2006 г.

Публикации. По материалам представленным в данной диссертации было опубликовано четыре статьи в зарубежных и центральных журналах: «Laser Physics», «Известия РАН», «Письма в ЖЭТФ» и материалы конференции «VII AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics».

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов и списка цитируемой литературы, содержащего 76 наименований. Работа изложена на 117 страницах, включая 19 рисунков и 2 таблицы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулированы цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации новые результаты, их практическая ценность, представлены положения, выносимые на защиту, и описана структура диссертации.

Первая глава представляет собой обзор исследований когерентных эффектов в мессбауэровской спектроскопии. Эта глава также включает описание эффектов, появляющихся при когерентном воздействии на систему, благодаря квантовой интерференции амплитуд. Перечислены основные эффекты открытые оптическими методами: электромагнитно-индуцированная прозрачность, изменение групповой скорости света, безинверсное усиление. Рассмотрены первые работы, в которых исследуется возможность получения таких эффектов в гамма диапазоне, в частности на мессбауэровских уровнях.

Исследования эффектов внешних когерентных воздействий на мессбауэровские спектры началось вскоре после открытия эффекта Мессбауэра (см. обзор [2]). Исторически первыми (60-е годы) были исследования акустической модуляции мессбауэровского излучения. Типичный спектр в этих условиях состоит из невозмущенного мессбауэровского спектра в отсутствии звука (например, одиночной линии) и его спутеллитов, отстоящих на частоту, кратную частоте звука. Далее последовали эксперименты на магнитоупорядоченных образцах с применением радиочастотного магнитного поля. Характерная их особенность также состоит в появлении спутеллитов в спектрах магнитных материалов. Р.ч. мессбауэровские эксперименты позволили наблюдать р.ч. коллапс сверхтонкой структуры. Было обнаружено, что для мягких магнитных материалов при больших частотах внешнего сильного р.ч. поля магнитная сверхтонкая структура спектра исчезала.

Наиболее интересными оказались исследования поведения мессбауэровских спектров в условиях ЯМР на возбужденном или основном уровнях ядра. Эта методика получила название *двойного гамма-магнитного резонанса*. В этом случае спектр мессбауэровского излучения ядра расщепляется на $2(I_e + 1)$ зеемановских линий, с величиной расщепления, пропорциональной амплитуде р.ч. поля. Теоретически это явление было исследовано довольно давно [3], однако экспериментально подтвердить такое расщепление удалось только в 90-е годы(см. [4, 5]).

Далее появились работы учитывающие влияние *нерезонансного* (по отношению к зеемановской структуре) р.ч. поля на магнитоупорядоченные образцы, для чего необходимо было построить теорию мессбауэровских спектров в условиях *произвольного* периодического сверхтонкого поля на ядре [6, 7]. Развитием этого направления для легкоплоскостных магнетиков является вторая глава данной диссертации.

В связи успехами экспериментов по наблюдению эффектов квантовой интерференции (КИ) в оптическом диапазоне (см. [8]) возник интерес к эффектам внешнего *когерентного* воздействия на *мессбауэровские* системы. В 1993 г. появилась работа Coussement'a [9], который предложил использовать идеи КИ на мессбауэровских радиационных переходах для реализации безинверсного усиления в гамма диапазоне. Физический смысл эффектов КИ со-

стоит в следующем. С помощью внешних когерентных воздействий в системе создаются когерентные суперпозиции состояний исходных уровней. Тогда, в выражениях для вероятности перехода с этих суперпозиционных состояний появятся интерференционные члены, которые могут приводить как к уменьшению (в случае деструктивной интерференции), так и к увеличению этой вероятности (конструктивная интерференция). В спектре этому соответствует перераспределение интенсивности излучения. Следует сказать, что такие эффекты неявно фигурировали еще в ранних мессбауэровских работах по рассеянию [10, 11], однако эти вопросы специально не исследовались.

Таким образом, идеи квантовой интерференции оказали стимулирующее воздействие на развитие мессбауэровской спектроскопии когерентно-возбужденных систем. Вновь внимание было привлечено к радиочастотной мессбауэровской спектроскопии. Были также предложены механизмы трансформации мессбауэровских спектров при воздействии на образец лазерным излучением [12]. Третья и четвертая главы данной диссертации содержат результаты исследований радиочастотных эффектов КИ на мессбауэровских переходах.

Вторая глава посвящена исследованию трансформации мессбауэровских спектров поглощения магнетиков типа «легкая плоскость», в частности FeVO₃, под воздействием внешнего магнитного р.ч. поля. Основная часть этой главы посвящена теоретическому рассмотрению данного явления. Разработана модель перематничивания для магнитных материалов такого типа. На основе метода супероператора эволюции и данной модели получены мессбауэровские спектры поглощения такой системы в условиях р.ч. перематничивания. Разработанная модель учитывает изменение направления сверхтонкого поля под действием р.ч. поля, релаксационные переходы за счет тепловой энергии, эффекты самопоглощения и магнитострикции. Также в данной главе представлены экспериментальные данные по воздействию р.ч. поля на FeVO₃, проведенные на кафедре ФТТ КГУ и проведено сравнение результатов эксперимента с разработанной теоретической моделью.

Р.ч. поле в нашем случае прикладывается в «легкой» плоскости и, следовательно, намагниченность \vec{M} все время находится в этой же плоскости. В таких условиях, для описания движения намагниченности, достаточно одного

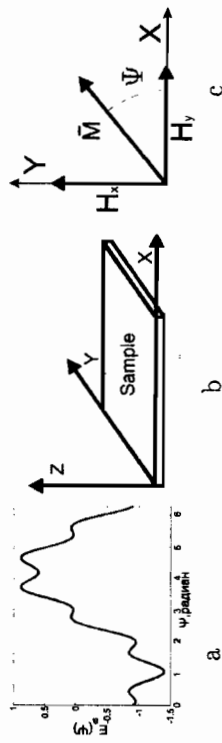


Рис. 1. а) зависимость свободной энергии от направления намагниченности; б), в) описание геометрии системы.

параметра, угла Ψ . Зависимость $\Psi(t)$ можно найти (используя адиабатическое приближение), минимизируя по Ψ свободную энергию намагниченности в поле анизотропии и внешнем р.ч. поле [13]:

$$E_f = E_H + E_A \quad (1)$$

где $E_H = -\vec{M}\vec{H}(t) = -H_0^z M \cos \omega t \cos \Psi - H_0^y M \cos(\omega t - \phi_0) \sin \Psi$ — энергия намагниченности во внешнем р.ч. поле. $E_A = -K_1 \cos^2 3(\Psi - \phi_1) - K_2 \cos^2(\Psi - \phi_2)$ — описывает энергию магнитной анизотропии.

Зависимость энергии E_f от Ψ в различные моменты времени может иметь несколько локальных минимумов. Например, на рис. 1а показана зависимость $E_f(\Psi, t)$ в определенном момент времени.

Наличие многих минимумов энергии предполагает, что намагниченность может находиться в любом из них. Предположим [7], что в каждый момент времени релаксационный процесс определяется величинами p_{ij} ($j = i \pm 1$):

$$p_{ij} = p_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}\right), \quad (2)$$

где p_0 — константа, ΔE_{ij} — величины энергетических барьеров между минимумами, а k, T — постоянная Больцмана и температура соответственно. Здесь p_{ij} — вероятности переходов в единицу времени из i -ого в j -й минимум. Динамика намагниченности описывается набором возможных траекторий намагниченности ($\Psi_i(t)$) и скоростями переходов намагниченности с траектории на траекторию под действием релаксации (p_{ij}).

Заселенности траекторий $\psi_i(t)$ определяются принципом детального рав-

новесия:

$$\frac{dw_i(t)}{dt} = -(p_{i,i+1}(t) + p_{i,i-1}(t)) w_i(t) + p_{i+1,i}(t) w_{i+1}(t) + p_{i-1,i}(t) w_{i-1}(t). \quad (3)$$

Таким образом, усредняя намагниченность по всем возможным траекториям движения, (учитывая заселенность каждой траектории) мы получаем возможность учитывать релаксацию описанного типа.

Сечение поглощения гамма-кванта ядрами можно записать как [6, 7]:

$$\sigma(\omega) = \frac{2}{(2\pi)^3 k} \left(\frac{kv}{2\pi c} \right) \frac{1}{T} \operatorname{Re} \int_0^T dt \int_0^\infty dt' \times \\ \times \langle W(t) | \operatorname{Sp} \left(\hat{H}_\gamma^+ e^{p(t'-t)} \hat{U}^{ext}(t', t) \hat{H}_\gamma \right) | 1 \rangle, \quad (4)$$

где

$$\hat{U}^{ext}(t', t) = \hat{A} \exp \left(\int_t^{t'} dt'' \left[i \hat{L}^{ext}(t'') - \hat{P}^{ext}(t'') \right] \right), \quad (5)$$

$p_\gamma = i(E_\gamma - E_0) / + \Gamma/2$, E_γ – энергия гамма кванта, E_0 – энергия возбужденного ядерного уровня, Γ – естественная ширина мессбауэровского уровня, $\hat{H}_\gamma(t)$ – оператор взаимодействия гамма кванта с ядром в представлении взаимодействия, v – объем квантования, T – период внешнего р.ч. поля.

В нашем случае супероператор $\hat{U}^{ext}(t, t')$ действует в пространстве переменных размерностью $(2|j+1)(2|k+1)n$, где n – число минимумов энергии. При этом супероператор сверхтонкого взаимодействия $\hat{L}^{ext}(t'')$ диагонален по стохастическим переменным и составлен из парциальных супероператоров $\hat{L}^{(i)}(t)$, каждый из которых описывает динамику системы связанную с конкретным минимумом i . Релаксационная матрица $P^{ext}(t)$, диагональна по ядерным переменным и определяется введенными ранее релаксационными параметрами p_{ij} . Она описывает переходы между возможными динамиками $\hat{L}^{(i)}(t)$. $\langle W(t) |$ представляет собой строку заселенностей, а $|1\rangle$ – единичный столбец.

Покажем теперь какие факторы и каким образом влияют на мессбауэровские спектры в такой системе. На вид спектра первую очередь оказывает влияние частота р.ч. поля: при больших частотах происходит радиочастотный коллапс, а при очень малых – влияние р.ч. поля на вид спектра перестает быть существенным.

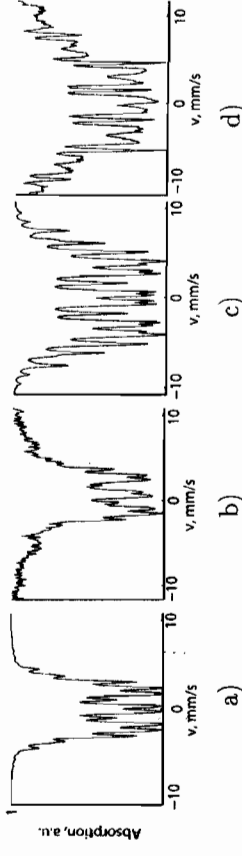


Рис. 2. Изменение вида спектра при постоянном отношении ω_{rf}/ω_e : а), б) температура образца 335 К, $H_{rf} = 170$ кЭ, $f_{RF} = 10$ МГц; в), д) температура 293 К, $H_{rf} = 330$ кЭ, $f_{RF} = 20$ МГц; а), в) – теоретические спектры, б), д) – экспериментальные.

Помимо частоты р.ч. поля, структура спектра также существенно зависит от величины и динамики сверхтонкого поля на ядре. Под динамикой сверхтонкого поля в нашем случае имеется в виду изменение направления сверхтонкого поля во времени. Динамика сверхтонкого поля является результатом совместного влияния полей анизотропии и внешнего р.ч. поля.

При заданной динамике сверхтонкого поля на ядре, структура спектра сохраняется при сохранении отношения ω_{rf}/ω_e (ω_{rf} и ω_e – частота р.ч. поля и расстояния между уровнями ядра в возбужденном состоянии), а изменение ω_e и ω_{rf} , при сохранении их отношения, приводит лишь к масштабному изменению спектра (рис. 2).

Отметим, что есть существенное различие в действии на систему осцилирующего и вращающегося (или эллиптически поляризованного) р.ч. поля. Так, в отсутствие анизотропии, внешнее осциллирующее поле приводит к режиму переключающегося сверхтонкого поля на ядре (при этом сверхтонкое поле меняет направление на 180°), так как величина сверхтонкого поля не может существенно измениться. Мессбауэровский спектр в таком случае (при отсутствии квадрупольного расщепления) характеризуется эквидистантными линиями, отстоящими друг от друга на расстояние равное частоте р.ч. поля (рис.3с). Соотношение амплитуд линий зависит от частоты р.ч. поля и величины сверхтонкого поля. Наличие магнитной анизотропии в образце приводит к тому, что направление намагниченности определяется уже не только внешнем полем, но и полем анизотропии и динамика сверхтонкого поля приобретает более сложный вид зависящий от отношения полей анизотропии к внешнему

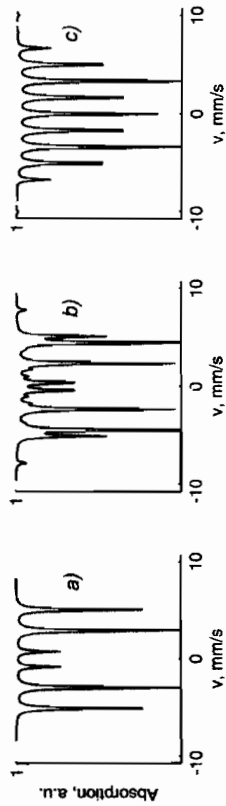


Рис. 3. Модельные мессбауэровские спектры в отсутствие магнитной анизотропии: а) в отсутствие р.ч. поля; б) во вращающемся р.ч. поле, $f_{RF} = 20$ МГц, $H_{hf} = 330$ кЭ, $\alpha = H_0^2/H_0^2 = 1$, $\dot{K}_1 = K_1/(H_0^2 M) = 0$, $\dot{K}_2 = K_2/(H_0^2 M) = 0$, $\phi_0 = \pi/2$; в) в осциллирующем р.ч. поле, $f_{RF} = 20$ МГц, $\alpha = 0$, $\dot{K}_1 = 0$, $\dot{K}_2 = 0$, $\phi_0 = 0$.

р.ч. полю.

Опишем теперь влияние релаксационных переходов на структуру спектра. При малых значениях релаксации динамика намагниченности по-прежнему определяется конкурирующим влиянием полей анизотропии и внешнего р.ч. поля, а релаксация приводит лишь к уширению линий спектра. Рост величины релаксации приводит к стохастичности динамики намагниченности, при этом роль р.ч. поля сводится лишь к модуляции заселенностей каждого из минимумов.

В осциллирующем поле спектр, обусловленный релаксацией, представляет собой центральную линию и боковые сателлиты, отстоящие от центральной точно на расстояние равное частоте р.ч. поля. Причем количество и интенсивность линий зависят также от отношения ω_e/ω_{rf} . Рост интенсивности релаксационных переходов приводит к уменьшению интенсивности и количества боковых сателлитов.

В случае же вращающегося р.ч. поля получающиеся спектры совпадают со спектром, полученным при строго детерминированном вращении сверхтонкого поля. Причем дальнейший рост параметра kT приводит к изменениям, полностью аналогичным уменьшению величины сверхтонкого поля.

Было проведено сравнение полученных теоретически результатов с экспериментом по радиочастотному перематниванию образцов FeO_3 , проведенным на кафедре ФТТ КГУ. В случае осциллирующего р.ч. поля, мы ожидали получить спектры, характерные для модели переключающегося поля на

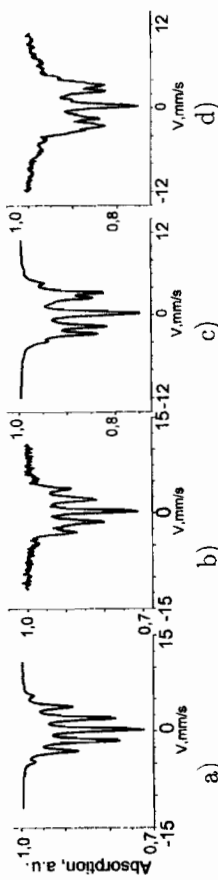


Рис. 4. Мессбауэровские р.ч. спектры образца при температуре близкой к точке Нееля ($T = 335$ К), частота р.ч. поля $f = 20$ МГц, $H_{hf} = 170$ кЭ. В условиях осциллирующего поля: а) эксперимент $H_{RF} = 10$ Э; б) теория $\alpha = H_0^2/H_0^2 = 0$, $\dot{K}_1 = K_1/(H_0^2 M) = 0.01$, $\dot{K}_2 = K_2/(H_0^2 M) = 0.01$, $\phi_0 = 0$. Во вращающемся поле: в) эксперимент $H_{RF} = 7$ Э; д) теория $\alpha = 0.8$, $\dot{K}_1 = 0.01$, $\dot{K}_2 = 0.01$, $\phi_0 = \pi/2$.

ядре, которые теоретически описаны [14] и ранее экспериментально наблюдались. В случае вращающегося р.ч. поля мы ожидали получить спектры соответствующие модели вращающегося в плоскости сверхтонкого поля, которые экспериментально не наблюдались. Однако, в измерениях выполненных при комнатной температуре, спектры в обоих случаях имели схожий вид и описывались моделью переключающегося поля на ядре.

Интересный результат дали измерения, проведенные вблизи точки Нееля образца. При этом мы получили ожидаемые спектры, соответствующие динамике вращающегося и переключающегося сверхтонкого поля на ядре. Этот результат представлен на рис. 4

В третьей главе проводится рассмотрение эффектов квантовой интерференции в спектрах спонтанного излучения четырехуровневой электронно-ядерной системы под воздействием когерентного р.ч. поля. Рассмотрение проведено двумя методами: методом естественной ширины линии (аналитически) и методом матрицы плотности (численно). Методы, первоначально разработанные для оптического диапазона, были модифицированы для описания такой системы. Аналитически были получены выражения для описания интерференционного вклада в спектры спонтанного излучения системы. В методе матрицы плотности была учтена электронная релаксация. Рассмотрены результаты влияния квантовой интерференции на форму спектров такой системы. Также рассмотрено влияние электронной

релаксации на эффекты квантовой интерференции.

В простейшем случае мы имеем схему с одним ядерным излучательным переходом $|I_g, M_g\rangle \rightarrow |I_e, M_e\rangle$, в которой основной и возбужденный уровни энергии вырождены благодаря сверхтонкому взаимодействию ядра и электрона со спином $S = 1/2$. С учетом сверхтонкого взаимодействия мы приходим к схеме с четырьмя энергетическими уровнями: $|M_g, 1/2\rangle, |M_e, -1/2\rangle, |M_e, 1/2\rangle, |M_g, -1/2\rangle$. Поскольку величина расщепления для основного и возбужденного состояний ядра неодинакова, существует возможность настроить радиочастотное поле отдельно в резонанс с верхней или с нижней парами уровней. Резонансная когерентная связь возбужденной пары уровней может привести к интерференции амплитуд излучательных переходов и характер этой интерференции зависит от способа приготовления начального состояния.

Вычисления, проведенные методом Вейскопфа-Вигнера приводят к аналитическим выражениям для спектра спонтанного излучения. Спектр состоит из двух компонент, отвечающих двум излучательным переходам:

$$S_1(\omega) = 4g_{31}^2 \frac{\gamma_{42}^2 |C_3|^2 + 4\Omega_0^2 |C_4|^2 + 4(\delta_1 + \Delta)^2 [C_3|^2 - \Omega_0 C_-] - 2\gamma_{42}\Omega_0 C_+}{(\gamma_{31}\gamma_{42} + |\Omega_0|^2 - 4\Delta\delta_1 - 4\delta_1^2)^2 + 4(\gamma_{31}\delta_1 + \gamma_{42}\delta_1 + \gamma_{31}\Delta)^2},$$

$$S_2(\omega) = 4g_{42}^2 \frac{\gamma_{31}^2 |C_4|^2 + 4\Omega_0^2 |C_3|^2 + 4(\delta_2 + \Delta)^2 [C_4|^2 - \Omega_0 C_-] + 2\gamma_{31}\Omega_0 C_+}{(\gamma_{31}\gamma_{42} + |\Omega_0|^2 + 4\Delta\delta_2 - 4\delta_2^2)^2 + 4(\gamma_{31}\delta_2 + \gamma_{42}\delta_2 - \gamma_{42}\Delta)^2},$$

где $C_+ = C_3^* C_4 |\Omega_0| e^{-i\varphi} + C_3 C_4^* |\Omega_0| e^{+i\varphi}$, $C_- = C_3^* C_4 |\Omega_0| e^{-i\varphi} - C_3 C_4^* |\Omega_0| e^{+i\varphi}$, $\delta_1 = \omega - \omega_{31}$, $\delta_2 = \omega - \omega_{42}$, $g_i = \mu_i \sqrt{\omega/2\hbar\epsilon_0 V}$, $C_3 = C_3(0)$ и $C_4 = C_4(0)$ — комплекснозначные амплитуды населенностей возбужденных состояний в начальный момент времени, Ω_0 — частота Раби р. ч. поля, Δ — расстройка р. ч. резонанса, γ_{31} и γ_{42} — коэффициенты Вейскопфа-Вигнера.

При неравных начальных населенностях возбужденных состояний $C_3 > C_4$ спектр спонтанного излучения представляет собой две дублетные структуры центрированные на резонансных частотах излучательных переходов ω_{31} и ω_{42} (Рис. 5). Компонента отсечная переходу $3 \rightarrow 1$ проявляет явные признаки деструктивной интерференции, тогда как для другой компоненты интерференция имеет конструктивный характер. При этом компоненты

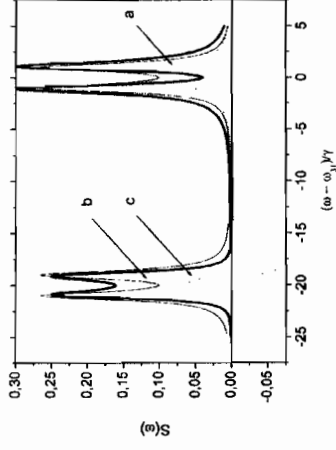


Рис. 5. Спектр излучения (а) четырехуровневой системы при $C_3 = 1$ и $C_4 = 0$. (b) два лоренцевых дублета в случае отсутствия КИ; (с) разность спектральных линий а и b демонстрирующая КИ.

отличаются по суммарной интенсивности.

При равных начальных населенностях $C_3 = C_4$ форма спектра определяется величиной φ . При $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$ спектр имеет вид двух одиночных пиков имеющих лоренцеву форму линии, сдвинутых относительно ω_{31} и ω_{42} на частоту Раби радиочастотного поля $\pm\Omega_0$. При плавном изменении начальной фазы φ спектр проходит различные промежуточные стадии. Если не принять специальных мер (спектрскопия с временным разрешением) в реальной системе мы увидим усредненный спектр, в котором проявления эффектов КИ отсутствуют.

При любом сочетании начальных условий при точном р. ч. резонансе ($\Delta = 0$), совместив центры двух спектральных компонент, мы получаем в сумме две лоренцевых линии, отстоящие друг от друга на $2\Omega_0$:

$$S_1(\omega) + S_2(\omega + \Delta\omega) = \frac{g^2}{2} \left\{ \frac{1}{(\gamma/2)^2 + (\Omega_0 - \delta_\omega)^2} + \frac{1}{(\gamma/2)^2 + (\Omega_0 + \delta_\omega)^2} \right\},$$

где $\delta_\omega = \omega - \omega_{31}$, $\Delta\omega = \omega_{42} - \omega_{31}$.

Таким образом любое отклонение первой спектральной компоненты от суммы двух лоренцианов приведет, в виду этого соотношения, к компенсирующему изменению второй компоненты, поэтому в общем случае мы увидим в спектре одновременно проявления как деструктивной, так и конструктивной интерференции.

В реальных экспериментальных схемах процесс накачки возбужденного состояния происходит одновременно с процессами излучения. Для учета этого обстоятельства был проведен более обстоятельный расчет с использованием уравнения движения для матрицы плотности, применявшийся для аналогичных целей в оптике [15]. Метод был адаптирован для условий нашей задачи и позволил также учесть влияние электронной релаксации, кросс-релаксационных элементов матрицы плотности и воздействия р. ч. поля на нерезонансный переход. За населенность возбужденных состояний отвечают теперь скорости некогерентной накачки W_{13} и W_{14} . В случае, когда один из этих коэффициентов равен нулю, как и при предыдущем рассмотрении, в спектре присутствуют проявления эффектов КИ. Если же $W_{13} = W_{24} \neq 0$ эти эффекты как и прежде нивелируются. При р. ч. резонансе внизу, мы получаем спектр, состоящий из одиночного дублета без признаков интерференционной картины. Если вырождение для электронной подсистемы не снято и мы наблюдаем р. ч. поле в резонанс с обеими парами уровней, спектр спонтанного излучения представляет собой одиночную уширенную линию (вырождение электронного резонанса). Электронная релаксация сглаживает структуру спектра, и, в пределе больших скоростей релаксации, происходит релаксационный коллапс.

Четвертая глава представляет результаты теоретического исследования рассеяния мессбауэровского излучения на системе с «антипересечением» мессбауэровских подуровней. Рассмотрены эффекты интерференции радиационных амплитуд, имеющие место в данном случае. Так же рассмотрен новый механизм антипересечения, названный нами «динамическим антипересечением». Он становится возможен в системе с сверхтонким полем вращающимся как целое в одной плоскости.

Явление антипересечения [9] состоит в отталкивании энергий пересекющихся подуровней в результате взаимодействия, перемешивающего эти уровни. В результате образуются два новых состояния $\Psi_{(1,2)}$, представляющие собой смесь исходных состояний. Рассмотрим рассеяние мессбауэровского излучения на такой системе (см. рис. 6б). Спектр рассеяния можно вычислить,

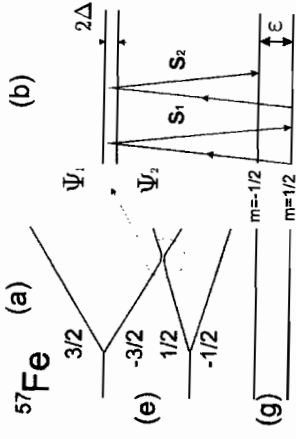


Рис. 6. (а) Схема подуровней возбужденного состояния мессбауэровского изотопа ^{57}Fe в условиях антипересечения; (б) Эквивалентная схема для расчета рассеяния.

пользуясь формулой:

$$S_{m_i \rightarrow m_j} = \int dE_{k_1} |A_{m_i \rightarrow m_j}|^2 \delta(E_{m_j} - E_{m_i}) f_L(E_{k_1} - E_{k_0}) \quad (7)$$

Здесь $A_{m_i \rightarrow m_j}$ – амплитуда рассеяния гамма кванта, $m_i, m_j = \pm 1/2$ – начальное и конечное состояние в процессе рассеяния (см. рис. 6б), E_{k_1} – энергия начального мессбауэровского кванта, f_L – форма линии источника (функция Лоренца с центром на E_{k_0}). Выражения для амплитуды упругого и неупругого рассеяния выглядят следующим образом:

$$A(k_1, \sigma_1; k_2, \sigma_2)_{m_1 \rightarrow m_2} \sim i \langle m_1 | \vec{k}_2 | M_2 \rangle \langle M_2 | \vec{k}_1 | m_1 \rangle \left(\frac{1}{ip + \Delta} + \frac{1}{ip - \Delta} \right), \quad (8)$$

$$A(k_1, \sigma_1; k_2, \sigma_2)_{m_1 \rightarrow m_2} \sim \begin{aligned} & \sim i \langle m_2 | \vec{k}_2 | M_2 \rangle \langle M_2 | \vec{k}_1 | m_1 \rangle \left(\frac{1}{ip + \Delta + \varepsilon_g} - \frac{1}{ip - \Delta + \varepsilon_g} \right) + \\ & + i \langle m_2 | \vec{k}_2 | M_2 \rangle \langle M_2 | \vec{k}_1 | m_1 \rangle \left(\frac{1}{ip + \Delta + \varepsilon_g} + \frac{1}{ip - \Delta + \varepsilon_g} \right). \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь $m_1, m_2 = \pm 1/2$ – начальное и конечное состояние в процессе рассеяния, ε_g – значение сверхтонкого расщепления для основного состояния ядра, $p = -i(E_{k_2} - E_c + \Gamma/2)$, E_{k_2} – энергия рассеянного гамма кванта, $E_c = E_0 - \omega_0/2$ – энергия точки пересечения уровней, E_0 – энергия возбужденного уровня ядра ^{57}Fe . Выражение (8) описывает упругий канал рассеяния ($S_1, m_i = m_j = 1/2$, на рис. 6б), а выражение (9) неупругий канал ($S_2, m_i = 1/2, m_j = -1/2$).

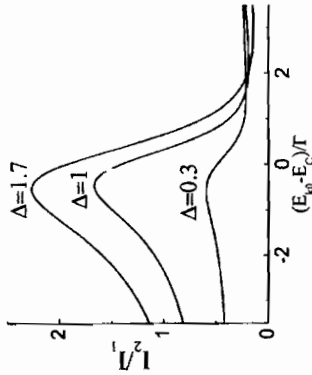


Рис. 7. Зависимость отношения интенсивностей I_2/I_1 от энергии падающего гамма-кванта (E_{k_0}) при различных значениях параметра перемешивания, $\epsilon_0 = 15$, $\Delta = 1$, $\beta_1 = \pi/2$, $\beta_2 = \pi/2$.

Амплитуды рассеяния (8) и (9) приводят к различным типам КИ. Упругое рассеяние проявляет деструктивную интерференцию (при $\Delta > \Gamma/2$). В то же время неупругое рассеяние может быть изменено благодаря как деструктивной, так и конструктивной КИ. Результирующий эффект в последнем случае зависит от соотношения матричных элементов $\langle m_2 | \vec{k}_2 | M_1 \rangle$ и $\langle m_2 | \vec{k}_2 | M_2 \rangle$. Поскольку зависимость этих матричных элементов от направления распространения рассеянного гамма кванта и его поляризации разная, это приведет к тому что интерференция для этой линии будет зависеть от направления рассеяния.

Мерой квантовой интерференции служит изменение отношения интенсивностей упругой и неупругой линии рассеяния ($I_2/I_1(\delta)$) в зависимости параметра перемешивания δ . Зависимость отношения (I_2/I_1) от энергии падающего гамма-кванта E_{k_0} при различных значениях параметра перемешивания приведена на Рис. 7. Выражения для амплитуд рассеяния демонстрируют различный тип КИ. Амплитуда упругого рассеяния (8) показывает деструктивный тип интерференции (при $\Delta > \Gamma/2$). В то же время амплитуда неупругого рассеяния (9) содержит слагаемые, соответствующие как деструктивному, так и конструктивному типу КИ.

Антипересечение уровней может иметь место и в случае сверхтонкого взаимодействия, зависимость которого от времени отличается от условия

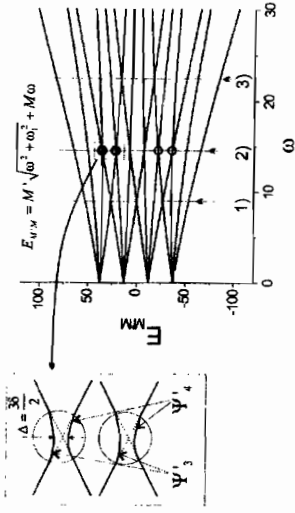


Рис. 8. Зависимость энергетических параметров КС $E_{M'M}$ от частоты вращения сверхтонкого поля ω при постоянной его амплитуде ω_1 , (1), (2), (3) разные типы точек пересечения, дополнительно отмечены точки типа 2) в которых возможно динамическое антипересечение

обычного резонанса. Рассмотрим мессбауэровское ядро, помещенное в постоянное сверхтонкое поле (H_0) и дополнительное поле (H_1), вращающееся в плоскости перпендикулярной направлению постоянного поля. В этом случае, спиновые функции ядра (скажем, возбужденного состояния ^{57}Fe) представляют собой квазиэнергетические состояния (КС):

$$\Psi_{M'} = \sum_{M=-3/2}^{3/2} d_{M'M}^{3/2}(\beta) |M\rangle e^{-i(E_{M'M} + M\varphi)}, \quad (10)$$

где $E_{M'M} = M\omega + M' \sqrt{(\omega_0 + \omega)^2 + \omega_1^2} + \omega_1^2 d_{M'M}^{3/2}(\beta)$ – элементы матрицы вращения, φ – фаза р.ч. поля, $\beta = \text{arctg}[\omega_1/(\omega_0 + \omega)]$, γ – гиромагнитное отношение, $|M\rangle = |3/2, M\rangle$ – собственные функции оператора проекции спина ядра I_z .

Построим график зависимости значений энергии $E_{M'M}$ от частоты вращающегося поля при постоянном значении его амплитуды (см. рис. 8). Нас будут интересовать точки пересечения, которые можно разделить на три типа, по правилам отбора: 1) $\Delta M' = \pm 1$ и $\Delta M = \pm 3$; 2) $\Delta M' = \pm 1$ и $\Delta M = \pm 2$; 3) $\Delta M' = \pm 2$ и $\Delta M = \pm 3$. Для них выполняются следующие соотношения: 1) $3\omega = \sqrt{\omega_1^2 + \omega^2}$, 2) $2\omega = \sqrt{\omega_1^2 + \omega^2}$, 3) $3\omega = 2\sqrt{\omega_1^2 + \omega^2}$.

В этих точках пересечения, следует ожидать эффекта антипересечения (по аналогии с [9]), при наличии возмущения перемешивающего уровня. Необходимые возмущения могут быть представлены как: $H_\delta = \delta(\hat{I}_+^2 + \hat{I}_-^2)$ в случае

2) и $H_6 = \delta(I_+^3 + I_-^3)$ в случаях 1) и 3), соответственно.

Далее рассмотрим более подробно тип пересечения 2). Удобно в этом случае воспользоваться теорией возмущений в комбинированном гильбертовом пространстве [16]. Необходимые матричные элементы выглядят как:

$$\langle\langle \Psi_{M_1}^*(\vec{r}, t) H_6 \Psi_{M_2}(\vec{r}, t) \rangle\rangle = \left(\frac{1}{T} \right) \int_{-T/2}^{T/2} \int \Psi_{M_1}^*(\vec{r}, t) H_6 \Psi_{M_2}(\vec{r}, t) d\vec{r} dt \quad (11)$$

где T – период функций. Вычисление матричных элементов следует производить при значениях параметров: $\omega_0 = 0, \omega = \omega_1/\sqrt{3}, \beta_{3/2} = \pi/3$. Собственные вектора этого запишутся тогда как:

$$\Psi_1' = e^{-i\frac{3\pi}{4}t} (\Psi_{-1/2} - \Psi_{-3/2}), \Psi_2' = e^{i\frac{3\pi}{4}t} (\Psi_{-3/2} + \Psi_{-1/2}), \quad (12)$$

$$\Psi_3' = e^{i\frac{3\pi}{4}t} (\Psi_{3/2} - \Psi_{1/2}), \Psi_4' = e^{-i\frac{3\pi}{4}t} (\Psi_{1/2} + \Psi_{3/2}) \quad (13)$$

Таким образом, в этом случае вместо базисных функций образуются линейные комбинации базисных КС со сдвигом по энергии на $\Delta = 3/2\delta$ за вычетом от возмущения. При этом происходит отталкивание энергий пересекающихся состояний на эту малую величину, т.е. для них имеет место антипересечение. Назовем этот эффект (в отличие от [9]) «динамическим» антипересечением. Действительно, например, состояние Ψ_4' содержит две линейные комбинации $(d_{3/2, -1/2}^{3/2}(\pi/3)|-1/2\rangle + d_{1/2, 3/2}^{3/2}(\pi/3)|3/2\rangle e^{2\varphi})$ и $(d_{3/2, -3/2}^{3/2}(\pi/3)|-3/2\rangle + d_{1/2, 1/2}^{3/2}(\pi/3)|1/2\rangle e^{2\varphi})$, соответствующие двум точкам пересечения $\Psi_{3/2}$ и $\Psi_{1/2}$ на рис. 8, каждая из которых имеет свой экспоненциальный временной множитель. Линейные комбинации тех же пар состояний входят и в Ψ_3' , но показатели экспонент при них сдвинуты соответственно на $\Delta = 3/2\delta$ (см. вставку на рис. 8).

В главе **Выводы** сформулированы основные выводы: **Положения выносимые на защиту.**

- Разработана теоретическая модель р.ч. мессбауэровских спектров поглощения для магнетиков типа «легкая плоскость» (FeBO_3). Получены закономерности изменения мессбауэровских спектров в зависимости от параметров модели: значений р.ч. амплитуды и поля плоскостной магнитной анизотропии. Учтено влияние возможных релаксационных скач-

ков намагнитченности между минимумами свободной энергии. Получено согласие результатов с экспериментом.

- Получены аналитические выражения для спектра спонтанного излучения электронно-ядерной мессбауэровской системы в режиме р.ч. перемешивания электронных подсистем. Квантовая интерференция амплитуд приводит к возникновению участков деструктивной и конструктивной интерференции в спектре, в зависимости от способа приготовления начального состояния системы.
- Предложен механизм перераспределения интенсивностей упругого и неупругого каналов в спектрах резонансного рассеяния гамма-квантов, в условиях антипересечения ядерных подуровней. Перераспределение интенсивностей имеет место из-за различного характера (деструктивного и конструктивного) квантовой интерференции для этих каналов.
- Предложен новый механизм антипересечения — антипересечение в условиях динамического пересечения в системе с вращающимся сверхтонким полем и неаксиальным градиентом электрического поля. Расчет проведен для изотопа ^{57}Fe .

СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- [1] Sadykov, E. K. Quantum interference of Mossbauer gamma transitions in magnetic materials / E. K. Sadykov, L. L. Zakirov, A. A. Yurichuk // Laser Physics. — 2001. — Vol. 11, no. 3. — Pp. 409–418.
- [2] Садыков, Э. К. Магнитная сверхтонкая структура мессбауэровских спектров магнитных материалов типа «легкая плоскость» в р.ч. поле / Э. К. Садыков, Л. Л. Закиров, А. А. Юричук, Г. И. Петров // Изв. РАН сер. Физическая. — 2001. — Т. 65, № 7. — С. 930–935.
- [3] Садыков, Э. К. Контролируемая квантовая интерференция мессбауэровского излучения при резонансном рассеянии / Э. К. Садыков, А. А. Юричук, Ф. Г. Вагизов, О. А. Кочаровская // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — Т. 84, № 4. — С. 203–207.
- [4] Sadykov, E. K. Resonant Scattering of Mossbauer Photons under the Conditions of Controllable Quantum Interference / E. K. Sadykov, V. V. Afrin, A. A. Yurichuk, F. G. Vagizov // Proceedings of 7th AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics. — 2005. — Pp. 213–222.
- [5] Юричук, Г. И. Петров, В. Ю. Любимов, Э. К. Садыков // Сборник А. А. Юричук, Г. И. Петров, В. Ю. Любимов, Э. К. Садыков // Сборник

Трудов 6-ой Всероссийской Молодежной Научной Школы "Актуальные проблемы магнитного резонанса и его приложений. Новые аспекты приращения магнитного резонанса". — 2002. — С. 127.

- [6] Садыков, Э. К. К теории мессбауэровских спектров магнитных материалов в режиме их радиочастотного перемагничивания / Э. К. Садыков, Л. Л. Закиров, А. А. Юричук, С. А. Алексеев // Тезисы докладов Международной конференции «Эффект Мессбауэра: магнетизм, материалловедение, гамма оптика». — 2000. — С. 133.
- [7] Sadykov, E. K. Resonant fluorescence magnetic hyperfine structure of Mossbauer spectra of easy plane type magnetic materials / E. K. Sadykov, L. L. Zakirov, A. A. Yurichuk // Abstracts of ICAME, Oxford, UK. — 2001. — P. T3/51.
- [8] Петров, Г. И. Радиочастотные мессбауэровские спектры легкоплоскостных магнитных систем / Г. И. Петров, Э. К. Садыков, А. А. Юричук // Сборник тезисов IX международной конференции "Мессбауэровская спектроскопия и ее применение". — 2002. — С. 205.
- [9] Sadykov, E. K. The influence of the rf field on the Mossbauer spectra of FeBO_3 / E. K. Sadykov, A. A. Yurichuk, G. I. Petrov, A. V. Pyataev, V. Yu. Lubimov // Abstracts of ICAME, Maskat, Oman. — 2-7 September 2003. — P. T5/32.
- [10] Sadykov, E. K. The influence of rf field on Mossbauer spectra of (FeBO_3) / E. K. Sadykov, A. A. Yurichuk, G. I. Petrov, A. V. Pyataev, V. Yu. Lubimov // Abstracts of International Conference "Nanoscale properties of condensed matter probed by resonance phenomena". — 2004. — P. 140.
- [11] Петров, Г. И. Мессбауэровские спектры FeBO_3 в режиме р.ч. перемагничивания / Г. И. Петров, А. А. Юричук, В. Ю. Любимов, Э. К. Садыков // Сборник тезисов IX международной конференции "Мессбауэровская спектроскопия и ее применение". — 2004. — С. 199.
- [12] Sadykov, E. K. Radio-frequency Mossbauer spectra of "easy" plain type magnetic system (FeBO_3) / E. K. Sadykov, A. A. Yurichuk, V. Yu. Lubimov, G. I. Petrov // Abstracts of ICAME, Montpellier, France. — 5-9 September 2005. — P. T6-P24 (принята в печать в Hyperfine Interactions, DOI 10.1007/s10751-006-9376-4).
- [13] Садыков, Э. К. К теории квантовой интерференции на мессбауэровских переходах / Э. К. Садыков, А. А. Юричук // Сборник тезисов X международной конференции "Мессбауэровская спектроскопия и ее применение". — 2006. — С. 139.
- [14] Sadykov, E. K. The resonant scattering of Mossbauer radiation in levels "anticrossing" conditions / E. K. Sadykov, A. A. Yurichuk // Abstracts of 8-th AFOSR Workshop on Quantum Nuclear Physics and Isomers. — 2006. — P. 32.
- СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
- [1] Korsecwicz, M. The rf-Mössbauer study of the magnetic properties of nanocrystalline alloys / M. Korsecwicz // Journal of Alloys and Compounds. — 2004. — Vol. 382, no. 1-2. — Pp. 165-173.
- [2] Srivastava, J. K. Radiofrequency, acoustic, microwave and optical perturbations of Mossbauer spectra / J. K. Srivastava // Advanced Mossbauer Spectroscopy: Appl. Phys., Chem., Biol. / Ed. by B. V. Thosar, et al. — Amsterdam. 1983. — Pp. 761-813.
- [3] Hack, M. N. Effect of radiofrequency resonance on natural line form / M. N. Hack, M. Hamermesh // Nuovo Cimento. — 1961. — Vol. 19, no. 1. — Pp. 546-556.
- [4] Vagizov, F. G. The splitting of hyperfine lines of ^{57}Fe nuclei in rf magnetic field / F. G. Vagizov // Hyperfine Interactions. — 1990. — Vol. 61, no. 1-4. — Pp. 1359-1364.
- [5] Observation of Mossbauer resonance line splitting caused by Rabi oscillations / I. Tittonen, M. Lippmaa, E. Ikonen et al. // Phys. Rev. Lett. — 1992. — Vol. 69, no. 19. — Pp. 2815-2818.
- [6] Sadykov, E. K. Theory of r.f. Mossbauer spectra of the magnetics with magnetic anisotropy / E. K. Sadykov, A. I. Skvortsov // Physica Status Solidi (b). — 1990. — Vol. 158, no. 2. — Pp. 685-694.
- [7] Афанасьев, А. М. Эффект коллапса в модели неавтодействующих частиц стонера-вольфарта / А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Ю. Гессе // ЖЭТФ. — 1998. — Т. 113, № 5. — С. 1799-1815.
- [8] Скалли, М. О. Квантовая Оптика / М. О. Скалли, М. С. Зубайри. — М.: Физматлит, 2003. — 512 с.
- [9] Nonreciprocity of gamma emission and absorption due to quantum coherence at nuclear-level crossing / R. Coussement, M. Van den Bergh, G. S'heeren et al. // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Vol. 71, no. 12. — Pp. 1824-1827.
- [10] Bashkirov, Sh. Sh. The scattering of γ -rays in the regime of double resonance / Sh. Sh. Bashkirov, A. L. Beljainin, E. K. Sadykov // Physica Status Solidi (b). — 1979. — Vol. 93, no. 1. — Pp. 437-442.
- [11] Mitin, A. V. Theory of Mossbauer scattering under gamma magnetic resonance conditions / A. V. Mitin // Phys. Lett. A. — 1981. — Vol. 84, no. 5. — Pp. 283-286.
- [12] Kocharovskaya, O. A. Coherent optical control of Mossbauer spectra / O. A. Kocharovskaya, R. L. Kolesov, Y. V. Rostovtsev // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 82, no. 18. — Pp. 3593-3596.
- [13] Stoner, E. C. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys / E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth // Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A. — 1948. — Vol. 240. — Pp. 599-642.