

На правах рукописи

АРИНИН ВИТАЛИЙ ВАЛЕРЬЕВИЧ

**ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ И КОНТРОЛИРУЕМОЙ
КВАНТОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В СПЕКТРАХ
РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ
МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Казань 2010

Работа выполнена на кафедре физики твердого тела Казанского Государственного Университета им. В.И. Ульянова-Ленина, г. Казань

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Садыков Эдгар Камилович

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

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Шахмуратов Рустэм Назимович

Ведущая организация: Физико-технический институт УрО РАН,
г. Ижевск

Защита диссертации состоится 18 марта 2010 г. в 14³⁰ часов на заседании Диссертационного совета Д 212.081.15 при Казанском Государственном Университете по адресу 420008, Казань, ул. Кремлевская, д.18.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Казанского Государственного Университета.

Автореферат разослан « ___ » _____ 2010г.

Ученый секретарь Диссертационного совета
Д 212.081.15 КазГУ
доктор физико-математических наук,

Еремин М.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Открытый Рудольфом Мессбауэром в 1958 г. эффект, названный его именем, очень быстро стал основой мощного метода исследования конденсированного состояния вещества – гамма-резонансной или мессбауэровской спектроскопии (МС). Этот метод в настоящее время является наиболее эффективным при исследовании сверхтонких взаимодействий в твердых телах, особенно это относится к целому ряду магнитных материалов. С помощью МС оказалось возможным определение характеристик вещества, как в стационарном состоянии, так и изучение образцов, находящихся под воздействием внешних переменных полей. Наиболее интересные изменения в мессбауэровских спектрах имеют место в случае, когда эти поля являются когерентными. Если при этом внешнее переменное поле находится в резонансе с какой-либо подсистемой образца, то возникают эффекты различных двойных резонансов: двойной гамма-ядро магнитный резонанс [1,2], гамма-электронно магнитный резонанс (в парамагнетиках) и т.д. Влияние нерезонансного когерентного поля, например это может быть ультразвук или магнитное радиочастотное (р.ч.) поле, также приводит к ряду интересных эффектов (образование сателлитов, р.ч. коллапс сверхтонкой структуры мессбауэровских спектров и др.).

МС в условиях внешнего воздействия на образец значительно дополняет информацию о веществе, получаемую методами традиционной МС. Например, на основе таких экспериментов удается изучать различные механизмы формирования переменного сверхтонкого поля при воздействии на образец р.ч. магнитного поля. По изменениям экспериментальных спектров можно судить о параметрах, характеризующих магнитное состояние образца: констант магнитной анизотропии, магнитоупругих взаимодействий и т.п. С другой стороны мессбауэровские эксперименты во внешних переменных полях представляют собой инструментарий *мессбауэровской гамма оптики*, в рамках которой основной акцент уделяется не получению информации о веществе, а модификации, изменению параметров гамма излучения. Мессбауэровские эксперименты, контролируемые внешними полями, теперь служат способом таких целенаправленных изменений. Мессбауэровская гамма оптика определилась почти одновременно с МС, ее основная задача оказалась связанной с проблемой генерации когерентного излучения в гамма диапазоне.

На 90-ые годы приходится начало очередной активности исследований по проблеме гамма-лазера. Эта активность была стимулирована оптикой, где к этому времени был экспериментально подтвержден ряд *эффектов квантовой интерференции* (КИ). Интерференция амплитуд - один из базовых элементов квантовой теории и она естественным образом учитывается при формировании отклика системы на внешние сигналы. Что же понимается тогда под эффектами КИ? Об эффектах квантовой интерференции говорят в том случае, когда отклик становится необычным (аномальным) благодаря изменившемуся характеру интерференции в результате целенаправленного воздействия на систему. Таким

образом, эффекты КИ, как правило, являются контролируруемыми извне. Наибольший интерес с точки зрения гамма диапазона представляют электромагнитно-индуцированная прозрачность и лазерная генерация без инверсии заселенностей. Это связано с тем, что создание гамма-лазера по классической схеме, с инверсией заселенностей, является практически невыполнимой задачей.

Вместе с тем изучение эффектов квантовой интерференции в гамма диапазоне представляет большой интерес не только в связи с основной проблемой гамма оптики. Такая необходимость возникает даже в рамках традиционной МС, при интерпретации обычных спектров поглощения. Тем более, корректный учет эффектов КИ необходим при анализе различных мессбауэровских экспериментов, проводимых в схеме рассеяния. Таким образом, исследования эффектов контролируемой КИ являются источником развития МС, совершенствования ее как метода получения информации о веществе.

Данная диссертация посвящена теоретическому исследованию эффектов когерентности и КИ в спектрах резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения в условиях воздействия на систему сильных когерентных (р.ч. или лазерных полей).

Цель работы:

1. Исследование физических моделей влияния когерентности и контролируемой квантовой интерференции на процессы резонансной флуоресценции мессбауэровских фотонов.
2. Разработка методики расчета спектров резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения когерентно возмущенных систем.
3. Расчет спектров резонансной флуоресценции реальных систем и поиск оптимальных условий для экспериментального наблюдения эффектов контролируемой КИ на мессбауэровских переходах.

Научная новизна:

1. Впервые теоретически изучен эффект контролируемой квантовой интерференции нового типа – эффект значительного перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния в спектрах резонансной флуоресценции.
2. При расчете спектров резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения методом матрицы плотности учтена ширина линии пробного излучения с помощью модели флуктуации фазы.
3. Впервые использована стохастическая теория (Блюма) резонансного поглощения мессбауэровского излучения для объяснения дефицита поглощения в режиме антипересечения ядерных уровней.

Научная и практическая ценность. Проведенные в данной диссертации расчеты показывают значительное влияние эффектов квантовой интерференции

на формирование спектров резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения в условиях когерентного р.ч. перемешивания пары возбужденных уровней системы. Разработана методика расчета спектров резонансной флуоресценции на случай конечной ширины линии пробного излучения, основанная на формализме матрицы плотности с использованием модели флуктуации фазы. Впервые был теоретически получен и изучен новый эффект квантовой интерференции – эффект перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния. Проведенные оценки показывают возможность наблюдения эффектов контролируемой КИ методами традиционной мессбауэровской спектроскопии в геометрии рассеяния. Кроме того, открываются дополнительные возможности по использованию данной методики для интерпретации экспериментальных спектров.

Установлен релаксационный механизм частичного дефицита поглощения мессбауэровского излучения в условиях антипересечения ядерных уровней (на примере FeCO_3).

Положения, выносимые на защиту:

1. Когерентное перемешивание подуровней возбужденного ядра приводит к эффекту контролируемой квантовой интерференции нового типа, который заключается в значительном перераспределении интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния в спектрах резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения.
2. Разработанная методика расчета спектров резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения (излучения с конечной шириной линии) позволяет изучать эффекты когерентности и квантовой интерференции на мессбауэровских переходах.
3. Теоретические оценки показывают, что экспериментально достижимых параметров р.ч. магнитного поля (см., например, [3]) достаточно для наблюдения эффекта существенного перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния.
4. Предложена теоретическая модель прозрачности тонкого мессбауэровского поглотителя в режиме антипересечения ядерных уровней с учетом релаксации в электронной подсистеме. На основе этой модели получил новую интерпретацию эксперимент на сидерите железа (FeCO_3) [4].

Апробация работы

Материалы диссертации опубликованы в 12 статьях в центральной и зарубежной печати (Письма в ЖЭТФ, ФТТ, Известия РАН серия физическая и др.). Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

«International conference of applications of the Mossbauer effect» (ICAME) Montpellier, France, 2005, Vienna, Austria, 2009.

«Мессбауэровская спектроскопия и ее применения» (ICAMS) Санкт-Петербург, 2002; Екатеринбург, 2004; Ижевск, 2006, Екатеринбург, 2009.

«Coherent Control of the Fundamental Processes in Optics and X-ray Optics» Nizhny Novgorod – Kazan – Nizhny Novgorod, 2006.

«Frontiers of nonlinear physics», Нижний Новгород, 2007.

“Nanoscale properties of condensed matter probed by resonance phenomena”, Kazan, 2004.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации – 125 страниц, включая 46 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 112 наименований.

Во введении обсуждается актуальность темы диссертации, цели и задачи работы, научная новизна, научная и практическая значимость, положения, выносимые на защиту.

Первая глава (обзорная) состоит из двух частей. В первой части представлен обзор мессбауэровской спектроскопии во внешних переменных полях. Развитие МС во внешних переменных полях привело к созданию эффективных способов создания когерентности в системе ядерных спинов. Среди них особого внимания заслуживает использование р.ч. поля, с помощью которого была наблюдаена квазиэнергетическая (КЭ) структура мессбауэровских спектров [3]. Все это послужило основой для развития нового направления – мессбауэровской гамма-оптики.

Вторая часть посвящена обзору эффектов КИ. Рассматриваются как атомные переходы, на которых эффекты КИ были впервые наблюдаены, так и ядерные переходы (гамма диапазон). Особое внимание уделено особенности реализации эффектов КИ на мессбауэровских переходах. А именно – отсутствие источника когерентного гамма излучения и связанная с этим невозможность связи ядерных уровней со значительно отличающимися константами распада. По этой причине когерентность в ядерной системе создается воздействием на другие степени свободы (спиновую, электронную и др.). Определяется место диссертации в работах по исследованию интерференционных эффектов в гамма диапазоне. В конце первой (обзорной) главы приводится содержание следующих четырех (оригинальных) глав диссертации.

Вторая, третья и четвертая главы посвящены изучению эффектов КИ в спектрах резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения. **Во второй главе** исследуется схема, в которой управляющее поле (например р.ч. магнитное излучение) когерентно связывает подуровни возбужденного состояния ядра. Основное состояние ядра представлено одним уровнем, а возбужденное – двумя (см. рис. 1а).

Гамильтониан ядра, которое может взаимодействовать с р.ч. полем и мессбауэровским излучением выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = \hat{H}_N^0 + \hat{H}_g^0 + \hat{H}_e^0 + \hat{H}_Q + \hat{H}_\gamma^0 + \hat{H}_{rf}^0 + \hat{H}_\gamma + \hat{H}_{rf}. \quad (1)$$

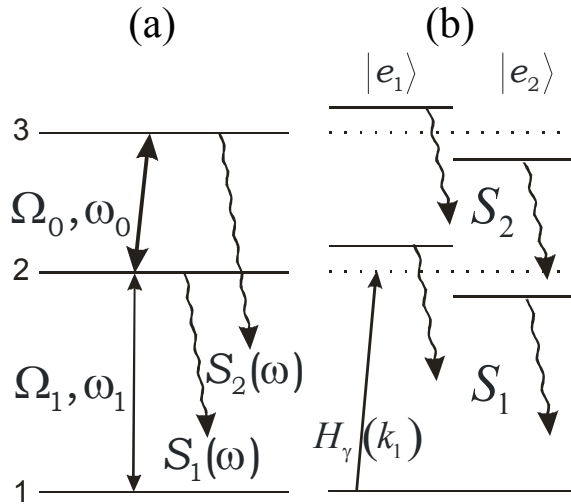


Рис. 1. (a) Трехуровневая мессбауэровская система. Ω_0 и Ω_1 – частоты Раби, ω_0 и ω_1 несущие частоты управляющего и пробного поля соответственно. (b) Эквивалентная схема в представлении КЭ состояний.

Здесь \hat{H}_N^0 , гамильтониан ядерного взаимодействия, определяет разницу энергий между основным и возбужденным состоянием ядра, $\hat{H}_{g,e}^0$ – магнитное сверхтонкое (зеemanовское) взаимодействие для основного (g) или возбужденного (e) состояния ядра, \hat{H}_O – взаимодействие квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля.

Взаимодействие р.ч. поля \hat{H}_{rf} и мессбауэровского излучения \hat{H}_γ с зеemanовскими подуровнями ядра может быть представлено в виде:

$$\hat{H}_{rf} = \Omega_{M,M'} \hat{a}_M^+ \hat{a}_M e^{-i\omega_0 t} + c.c., \quad (2)$$

$$\hat{H}_\gamma = K \sum_{M,m} \sigma^{\Delta(\pi)} D_{\mu\sigma}^L(\alpha, \beta, \gamma) \langle I_g m L \mu | I_e M \rangle \exp(-i(\omega_1 t - \theta(t))) \hat{a}_M^+ \hat{a}_m + c.c. \quad (3)$$

здесь \hat{a}_m^+ и \hat{a}_m , \hat{a}_M^+ и \hat{a}_M – ферми-операторы рождения и уничтожения состояний с определенным значением (m, M) оператора $\hat{I}_z^{g,e}$, $\Omega_{M,M'}$ – частота Раби р.ч. поля, σ и L – поляризация и мультипольность гамма фотона, α, β, γ – углы Эйлера, определяющие направление его распространения, $\Delta(\pi) = 0$ или 1 (электрическое или магнитное мультипольное излучение), $D_{\sigma\mu}^L(\alpha, \beta, \gamma)$ – матрица вращения, $\langle I_g m L \mu | I_e M \rangle$ – коэффициенты Глебша-Гордона, K – константа, зависящая от L, I_e, I_g . $\theta(t)$ – случайная функция, описывающая флуктуацию фазы гамма излучения. В случае использования излучения мессбауэровского источника в качестве пробного (он имеет лоренцеву форму линии с шириной γ) можно взять функцию, подчиняющуюся процессу Винера-Леви [5,6]. При этом ширина линии $\gamma = 2D$ определяется соотношением:

$$\langle \dot{\theta}(t) \dot{\theta}(t') \rangle = 2D \delta(t - t'). \quad (4)$$

Спектр резонансной флуоресценции вычисляется с помощью двухвременной корреляционной функции [7,8]:

$$G(\tau_1, \tau_0) \propto \langle \hat{P}^{(-)}(\tau_1) \hat{P}^{(+)}(\tau_0) \rangle, \quad (5)$$

где $\hat{P}^{(+)} = \mu_{ij} \hat{a}_i^+ \hat{a}_j$ - оператор перехода ($\hat{P}^{(-)} = \mu_{ij} \hat{a}_j^+ \hat{a}_i$). μ_{ij} - дипольный момент перехода. Вычисление корреляционной функции производится с помощью формализма метода матрицы плотности. После расчетов, которые подробно приводятся в диссертации, мы получаем выражения для спектра резонансной флуоресценции:

$$S(\omega) \propto S_1(\omega) + S_2(\omega), \quad (6)$$

$$S_1(\omega) = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^2 M_{1j}(z_1) \Psi_{j+3}''(\infty) + \sum_{j=1}^8 N_{1j}(z_1) I_j \Psi_3''(\infty) \right], \quad (7)$$

$$S_2(\omega) = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^2 M_{2j}(z_2) \Psi_{j+6}''(\infty) + \sum_{j=1}^8 N_{2j}(z_2) I_j \Psi_6''(\infty) \right]. \quad (8)$$

Здесь $z_1 = i(\omega - \omega_{21})$, $z_2 = i(\omega - \omega_{31})$, квадратные матрицы \mathbf{M} , \mathbf{N} и вектор-столбец \mathbf{I} зависят от параметров задачи. Вектор-столбец Ψ составлен из элементов матрицы плотности. Конкретный их вид также приведен в тексте диссертации.

Выражение (6) дает спектр флуоресценции мессбауэровского излучения с естественной шириной линии $2D=\gamma$ в условиях ЯМР на возбужденном уровне ядра. Преимуществами метода, основанного на формализме матрицы плотности, является точный учет существенных параметров системы и строгость подхода. Для получения простых аналитических выражений с целью дальнейшего качественного анализа можно вычислить спектр приближенно. Это оказывается возможным, если мы вспомним, что в обычной экспериментальной ситуации амплитуда пробного излучения мала (выполняется условие $\Omega_1 \ll \gamma$). Если еще пренебречь всеми некогерентными процессами в системе (спиновая релаксация, механизм нерезонансного возбуждения ядра) кроме радиационного распада, то оказывается возможным использование теории возмущений.

Запишем амплитуду резонансного рассеяния мессбауэровского фотона ($k_1 \rightarrow k_2$), во втором порядке теории возмущений по взаимодействию ядра с полем гамма излучения H_γ . Взаимодействие ядерных спинов со сверхтонкими полями учитывается точно.

$$A_{i \rightarrow f} \sim -i \int_0^\infty dt e^{-pt} \langle f, k_2 | \hat{A} e^{i \int_0^t H_g(t') dt'} | \hat{H}_\gamma(k_2) | \hat{T} e^{-i \int_0^t H_e(t') dt'} | e \rangle \langle e | \hat{H}_\gamma(k_1) | i, k_1 \rangle. \quad (9)$$

Данное выражение является обобщением амплитуд рассеяния, обычно используемых [9,10], на случай взаимодействия ядерных спинов основного и возбужденного состояния со сверхтонкими полями произвольной временной зависимости $\hat{H}_{g,e}(t)$. Операторы \hat{T} и \hat{A} означают упорядочение и антиупорядочение соответствующих экспонент во времени. Дальнейшее

рассмотрение удобно проводить в базисе КЭ состояний, которые имеют следующую структуру: $e_q(t) = \exp(-iQ_q^e t) \chi_q^e(t)$, $\chi_q^e(t) = \chi_q^e(t+T)$. Здесь $\chi_q^e(t)$ - периодическая функция времени с периодом T, Q_q^e - квазиэнергии, $q=1,2$. В нашем случае КЭ состояния имеют следующий вид (см. рис. 1b):

$$\begin{aligned} e_1(t) &= e^{-iQ_1^e t} \left({}^1\alpha_1 |2\rangle + e^{-i\omega_0 t} {}^1\alpha_2 |3\rangle \right), Q_1^e = E_1^e + \varepsilon_2 - \varepsilon_0, \\ e_2(t) &= e^{-iQ_2^e t} \left({}^2\alpha_1 |2\rangle + e^{-i\omega_0 t} {}^2\alpha_2 |3\rangle \right), Q_2^e = E_2^e + \varepsilon_2 - \varepsilon_0. \end{aligned} \quad (10)$$

В выражении (10) используются следующие обозначения: ${}^1\alpha_1 = -{}^2\alpha_2 = -E_2^e/R$, ${}^1\alpha_2 = {}^2\alpha_1^* = \Omega_0^*/R$, $R = \sqrt{(E_2^e)^2 + |\Omega_0|^2}$, $E_{1,2}^e = \Delta/2 \pm \sqrt{(\Delta/2)^2 + |\Omega_0|^2}$, $\Delta = \varepsilon_3 - \varepsilon_2 - \omega_0$, $\Omega_0 = |\Omega_0| e^{i\varphi} = \Omega_{2,3}$, ε_i - энергия i -го состояния (рис. 1a).

Зная амплитуду рассеяния, можно определить сечение поглощения мессбауэровских квантов, как мнимую часть амплитуды рассеяния вперед (оптическая теорема):

$$\sigma_{abs} \sim \text{Im } A_{i \rightarrow i}. \quad (11)$$

Т.е. $|i\rangle = |f\rangle$ и $k_1 = k_2$. Также можно найти вероятность рассеяния квантов:

$$W(k_1 \rightarrow k_2) \sim \int d\omega_{k_1} |A_{i \rightarrow f}|^2 \delta(E_f - E_i) f_L(\omega_{k_1} - \omega_{k_0}). \quad (12)$$

В (12) проводится усреднение по энергии кванта E_{k_1} пробного излучения с учетом лоренцевой формы линии источника $f_L(\omega_{k_1} - \omega_{k_0})$ с шириной линии γ , где ω_{k_0} соответствует центру линии, и учтен закон сохранения полной энергии системы. Предыдущие выражения оставляют некоторую свободу в выборе начального и конечного состояний $|i\rangle$ и $|f\rangle$, однако в рассматриваемом случае $|i\rangle = |f\rangle = |1\rangle$. Также мы будем рассматривать условия точного р.ч. резонанса, т.е. $\Delta = 0$ и полагаем, что $E_{k_0} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ и $\varepsilon_1 = 0$. Также предполагается, что переход 1-3 запрещен правилами отбора или мы используем поляризованный источник пробного излучения. В итоге получаем выражения для резонансной флуоресценции упругого и рамановского каналов рассеяния соответственно:

$$S_1(k_2) \sim f_L(\omega_{k_2} - \varepsilon_2) \times \left| \left(\frac{1}{ip + |\Omega_0|} + \frac{1}{ip - |\Omega_0|} \right) \hat{H}_\gamma^{12}(k_2) \hat{H}_\gamma^{21}(k_1) \right|^2 \quad (13)$$

$$S_2(k_2) \sim f_L(\omega_{k_2} - \varepsilon_2 - \omega_0) \left| e^{-i\varphi} \left(\frac{1}{ip + |\Omega_0| - \omega_0} - \frac{1}{ip - |\Omega_0| - \omega_0} \right) \hat{H}_\gamma^{13}(k_2) \hat{H}_\gamma^{21}(k_1) \right|^2 \quad (14)$$

\hat{H}_γ^{ij} - матричный элемент перехода из состояния i в j . Легко заметить, что в этих выражениях происходит сложение амплитуд, которые затем возводятся в квадрат. Это и определяет интерференционные эффекты в данном случае.

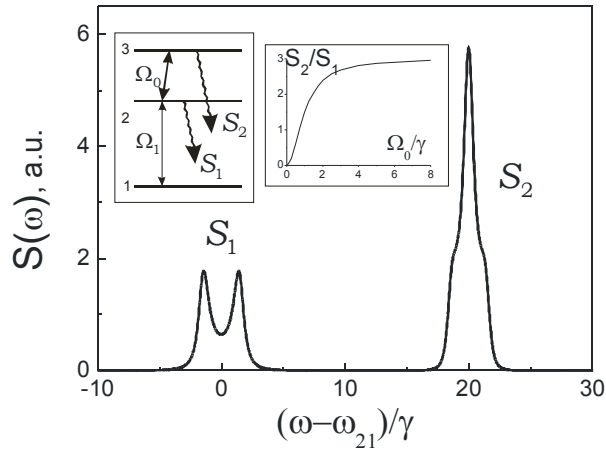


Рис. 2. Спектр резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения, $\gamma = 1$, $\Omega_0 = 1.5\gamma$, $\Omega_1 = 0.01\gamma$, $D = 0.5\gamma$. На вставках схема уровней и зависимость отношения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния от частоты Раби р.ч. поля.

Итак, пусть пробное излучение с конечной шириной линии, например это может быть мессбауэровское излучение, находится в резонансе с переходом 1-2 (см. рис. 1а). Мы предполагаем, что Ω_1 не может возбудить переход 1-3. Уровни 2 и 3 подвергаются воздействию сильного резонансного поля Ω_0 . Типичный спектр резонансной флуоресценции представлен на рис. 2. Как мы видим в спектре присутствуют линии с шириной γ , отстоящие от центра своего перехода на Ω_0 , это так называемый дублет Раби. Кроме них в спектре имеются линии с шириной $2D$, которые соответствуют упругому и рамановскому каналам рассеяния. Обращает на себя внимание тот факт, что рамановское рассеяние существенно превышает по интенсивности упругое. Иными словами, мы возбуждаем систему с уровня 1 на уровень 3, поле Ω_0 связывает уровни 2 и 3 и в итоге система предпочитает излучать не с уровня накачки 2, а со связанного с ним когерентным излучением уровня 3. Данный эффект – эффект перераспределения упругого и рамановского каналов рассеяния (в некоторых работах мы называли его «вентильным» эффектом) является следствием КИ. Его зависимость от частоты Раби р.ч. поля представлена на вставке к рисунку 2.

Третья глава. При анализе спектров резонансной флуоресценции во второй главе мы ограничились случаем, когда р.ч. поле связывало уровни возбужденного состояния ядра. К тому же, для простоты, рассматривалась ситуация, когда в основном состоянии у нас один уровень, а в возбужденном – два. Теперь рассмотрим ситуацию, когда управляющее р.ч. поле связывает уровни основного состояния ядра (см. вставку на рис. 3).

Оба метода расчета спектров, разработанные во второй главе для случая связи сильным полем подуровней возбужденного состояния ядра, тривиальным образом переносятся на рассматриваемую систему. Параметр D ,

характеризующий ширину линии мессбауэровского излучения, определяет форму спектра флуоресценции. Ожидаемая в общем случае форма спектра приведена на рис. 3а. Такая пятикомпонентная структура обусловлена как когерентностью, созданной системе сильным р.ч. полем Ω_0 , так и когерентностью (частичной) пробного излучения. Дублет, отстоящий от энергии перехода на $\pm\Omega_0$, представляет из себя спонтанное рассеяние, что подтверждается расчетами при $D \gg \Omega_0$ (см. рис. 3с). Линии этого дублета имеют естественную ширину γ . Дополнительная триплетная структура есть результат когерентности (следовательно, монохроматичности) пробного излучения ($D \ll \Omega_0$ на рис. 3б). Эффекты КИ в данном случае в спектре не проявляются.

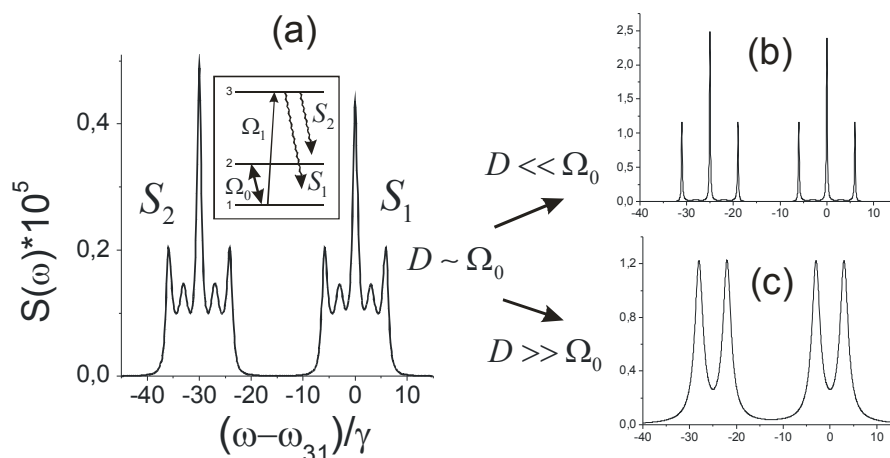


Рис. 3. Спектр резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения. $\Omega_1=0.01\gamma$, $\Omega_0=3\gamma$, $\omega_0=30\gamma$. (а) $D=0.5\gamma$ (б) $D=0.01\gamma$ (с) $D=10\gamma$. На вставке схема уровней системы.

Четвертая глава. Рассмотренные выше трехуровневые системы хорошо подходят для понимания сути обсуждаемых явлений. Однако для реальных изотопов нам приходится рассматривать схему с числом уровней больше трех. При этом возникает необходимость учитывать то, что интенсивности сверхтонких составляющих мессбауэровских переходов различны и имеют различные угловые зависимости. Но «вентильный» эффект по-прежнему будет иметь место, если подуровни возбужденного состояния ядра связаны р.ч. (управляющим) полем. По-прежнему, при достаточно больших значениях параметра частоты Раби управляющего поля интенсивность упругого рассеяния будет уменьшена за счет деструктивной интерференции. Интенсивность же рамановских линий увеличивается, если линия формируется с участием нечетного числа р.ч. фотонов и уменьшается при четном их числе. Однако теперь отношение интенсивностей линий необходимо сравнивать не с единицей, как с предельным значением, а с отношением квадратов матричных элементов соответствующих переходов, вычисленных для данного угла рассеяния.

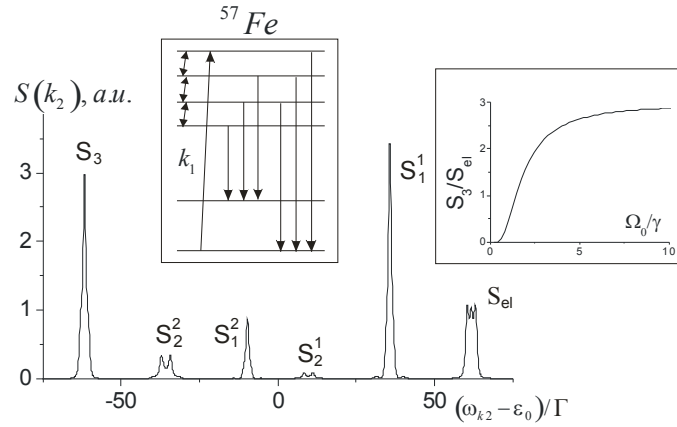


Рис. 4. Спектр резонансной флуоресценции ^{57}Fe . $\Omega_0 = 1.5$, ε_0 – энергия мессбауэровского уровня. S_{el} - линия упругого рассеяния, (S_1^1, S_1^2) , (S_2^1, S_2^2) и S_3 - рамановские линии 1, 2 и 3 порядка, соответственно. На вставках схема уровней и зависимость отношения интенсивности упругого рассеяния к рамановскому третьего порядка.

Рассмотрим самый распространенный мессбауэровский изотоп – ^{57}Fe . Допустим, что градиент электрического поля в образце отсутствует. Подуровни возбужденного состояния ядра в этом случае образуют эквидистантную зеемановскую структуру ($I_e = 3/2$). С учетом спина основного состояния ядра ($I_g = 1/2$) и правил отбора гамма переходов, $M - m = 0, \pm 1$, возможны шесть мессбауэровских переходов (см. вставку на рис. 4). На рис. 4 представлен ожидаемый спектр резонансной флуоресценции, вычисленный для изотопа ^{57}Fe . Видно, что эффект перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния имеет место и в данном случае (см вставку на рис. 4).

До сих пор всегда предполагалось создание когерентности в системе сильным р.ч. полем, воздействующим на спиновые подуровни ядра. Однако есть и другие способы, в частности воздействие на электронные степени свободы атома, что приводит нас к электронно-ядерным системам. Один из возможных вариантов, соответствующий мессбауэровскому изотопу ^{57}Fe в парамагнитном состоянии представлен на рис. 5а.

Существенная особенность рассматриваемой электронно-ядерной системы заключается в вырожденности мессбауэровского перехода. С одной стороны это проявляется в возникновении кросс-релаксационных слагаемых, а с другой стороны в асимметрии спектров даже при резонансных условиях. У нас имеются две различные возможности настройки управляющего поля, в резонанс с парой уровней возбужденного состояния или основного. В первом случае мы получаем некоторый аналог схемы, рассмотренной во второй главе и также наблюдаем эффект перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния (см. рис. 5b и сравни с рис. 2). Во втором случае возникает схема, аналогичная рассмотренной в третьей главе. Также

возникает характерная пятикомпонентная структура, только несколько искаженная (сравни рис. 5с и 3а).

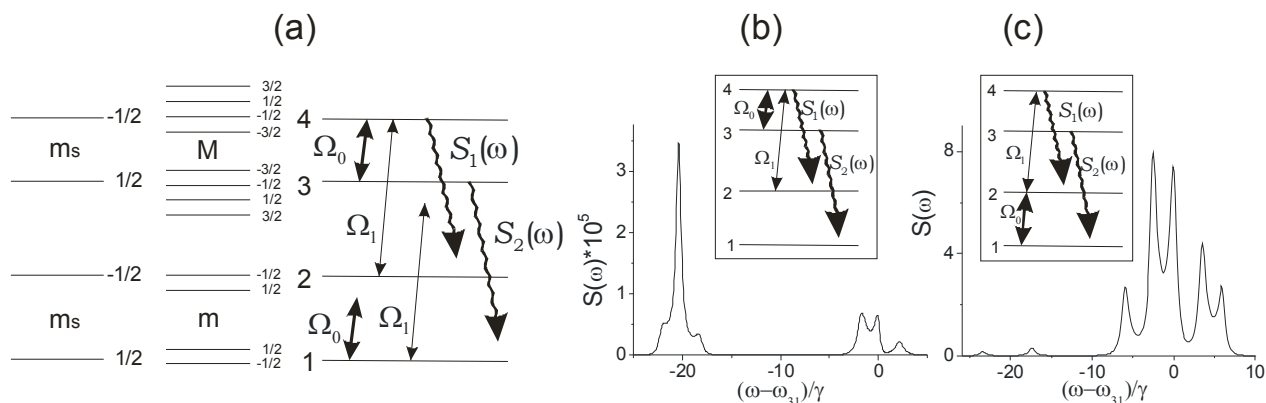


Рис. 5. (а) Четырехуровневая электронно-ядерная схема. (б) Р.ч. резонанс наверху, $\Omega_0=2$, $\Omega_1=0,01$, $D=0.3$. (с) Р.ч. резонанс внизу, $\Omega_0=3$, $\Omega_1=0,01$, $D=0.5$.

Эксперименты по резонансной флуоресценции гамма излучения являются весьма сложными, по ряду объективных причин. Однако, похожие системы, когда подуровни возбужденного состояния имеют одинаковые константы распада и могут быть связаны когерентным полем, можно найти и в оптическом диапазоне. В частности указанным условиям отвечает атом неона в состоянии газового разряда. Такой эксперимент был проведен группой Ахмеджанова Р.А. в Институте Прикладной Физики РАН (г. Н.Новгород). Нами была дана его теоретическая интерпретация, а результаты опубликованы в работе [11]. Схема уровней неона и геометрия эксперимента представлены на рис. 6.

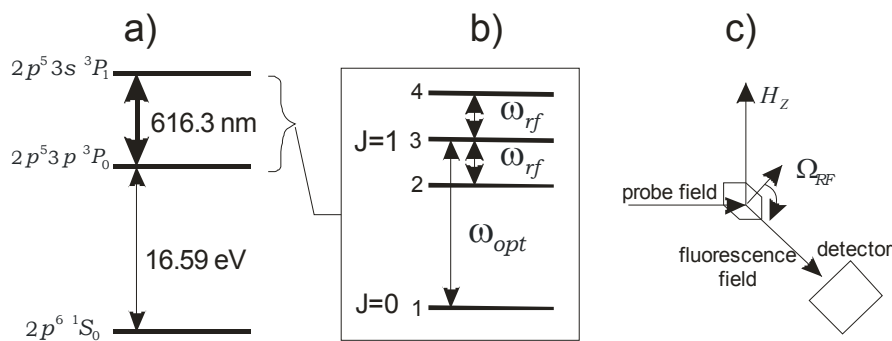


Рис. 6. а) Структура энергетических уровней атома неона. б) Переход $2p^5 3p \ ^3P_0$ ($J=0$) \rightarrow $2p^5 3s \ ^3P_1$ ($J=1$). в) Геометрия эксперимента.

В эксперименте исследовался переход $2p^5 3p \ ^3P_0$ ($J=0$) \rightarrow $2p^5 3s \ ^3P_1$ ($J=1$) атомов неона (см. рис. 6а). Газоразрядная трубка была помещена в трёхвитковый соленоид, производящий р.ч. магнитное поле постоянной частоты. Зеемановское расщепление вызывалось внешним медленно меняющимся магнитным полем H_z , приложенным перпендикулярно р.ч. полю. В качестве пробного использовалось излучение одночастотного непрерывного лазера на красителе с аргоновой накачкой (поляризация параллельна магнитному полю H_z). Резонансная флуоресценция регистрировалась в

направлении перпендикулярном как H_z , так и пробному излучению. Селекция каналов рассеяния производилась по поляризации излучения (упругое рассеяние имеет поляризацию, параллельную полю H_z , а рамановское - перпендикулярную). Были измерены интенсивности упругого и рамановского рассеяния ($I_{\parallel}^{\text{exp}}$ и I_{\perp}^{exp}) в зависимости от H_z , селекция по поляризациям производилась при помощи призмы Глана.

Типичные экспериментальные спектры резонансной флуоресценции представлены на рис. 7. Полученная зависимость $I_{\parallel}^{\text{exp}}$ и I_{\perp}^{exp} от H_z подтверждается результатами расчета (рис. 8). Расчеты выполнены при значениях параметров задачи, определяемых условиями эксперимента. В целом можно заключить, что эксперимент подтверждает теоретическую модель резонансной флуоресценции на атомных уровнях в условиях их когерентного перемешивания и квантовой интерференции радиационных амплитуд. Прямому наблюдению эффекта перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния в данном случае помешало доплеровское уширение.

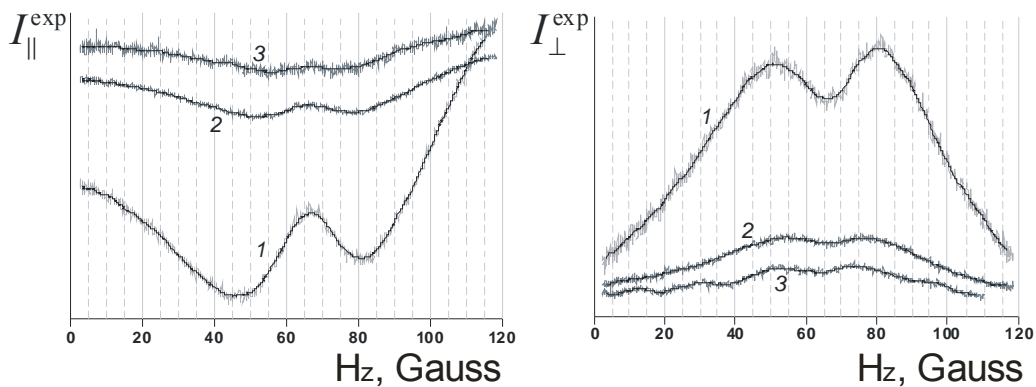


Рис. 7. Типичный экспериментальный спектр резонансной флуоресценции для различных частот Раби (1) $\Omega_{\text{RF}} = 40\text{MHz}$; (2) 30MHz ; (3) 20MHz при $\Omega_{\text{optic}} = 30\text{MHz}$.

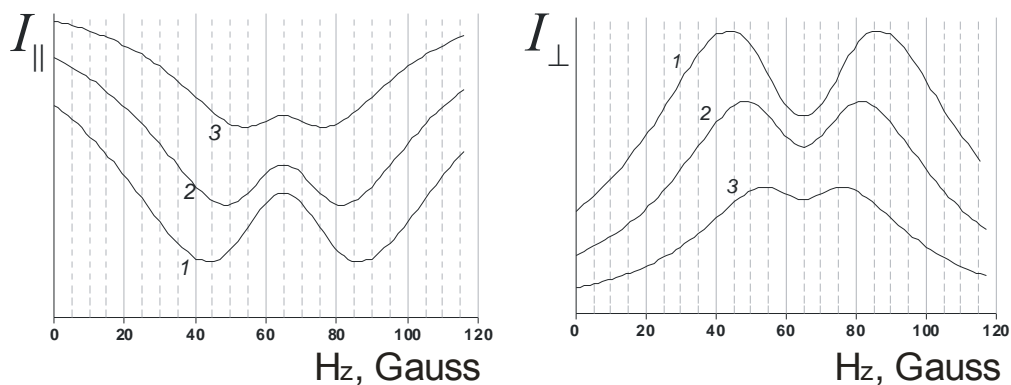


Рис. 8. Теоретические спектры резонансной флуоресценции для различных частот Раби (1) $\Omega_{\text{RF}} = 40\text{MHz}$; (2) 30MHz ; (3) 20MHz при $\Omega_{\text{optic}} = 30\text{MHz}$.

Пятая глава. В предыдущих оригинальных главах мы рассматривали эффекты когерентности и контролируемой КИ в спектрах резонансной флуоресценции в условиях когерентного возбуждения образца р.ч. полем. Однако когерентность в системе, которая является необходимым условием наблюдения интерференционных эффектов, можно создавать и без внешних переменных полей. Например, для этого можно воспользоваться явлением антипересечения ядерных уровней [12]. Его суть заключается в том, что при пересечении ядерных уровней достаточно небольшого статического поля (например, это может быть перпендикулярная компонента квадрупольного момента H_Q^\perp), которое будет перемешивать эти уровни с образованием новых состояний. Именно в таких условиях в гамма диапазоне на естественном минерале сидерита (FeCO_3) была наблюдаена частичная прозрачность (дефицит поглощения) мессбауэровских переходов [4]. Для сидерита схема антипересечения представлена на рис. 9.

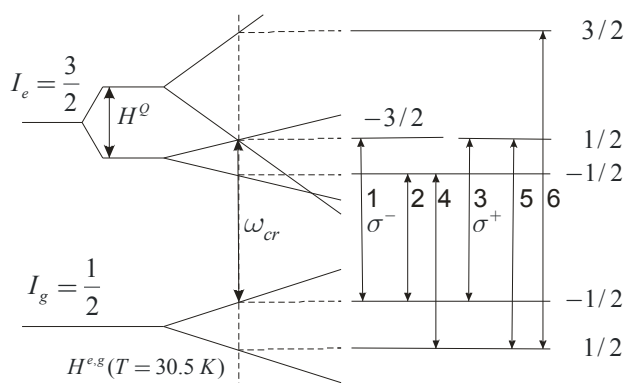


Рис. 9. Схема мессбауэровских зеемановских переходов в условиях пересечения уровней (FeCO_3).

В работе [4] использовались образцы с большой эффективной толщиной и теоретические модели также были разработаны для толстых образцов [13]. Дальнейшие исследования показали, что в тонких образцах дефицит поглощения сохраняется [14]. Предложенный в [14] механизм прозрачности тонкого поглотителя основывается на том, что пересекающиеся уровни имеют различные ширины вследствие электронной релаксации. При этом релаксация была учтена просто феноменологическим приписыванием различных ширин, пересекающимся уровням. Этот механизм аналогичен хорошо известному в оптическом диапазоне механизму электромагнитно-индуцированной прозрачности [15].

Нами предложена модель, которая обосновывает результат [14] теоретически; она показывает возможность различия релаксационных ширин сверхтонких составляющих мессбауэровского спектра, она связывает ширины линий перемешиваемых уровней (следовательно, и степень прозрачности в точке пересечения) с параметрами электронной релаксации. Эта модель адекватно отражает физику наблюдаемого явления и, в известной степени, развивает модель [15], использованную в [14].

Особенностью модели является явный учет флуктуации электронного спина (сверхтонкого поля) при вычислении сечения поглощения в условиях антипересечения. Благодаря этому естественная ширина мессбауэровских линий получает релаксационную добавку, характерную для данного зеемановского перехода. Анализ этих вопросов следует проводить в рамках релаксационных моделей мессбауэровских спектров, оперирующих ядерными и электронными степенями свободы. Этому условию удовлетворяет стохастическая модель релаксационных мессбауэровских спектров, предложенная Блюмом [16], которой мы и пользуемся в дальнейшем. Аппарат этой теории позволяет учитывать эффекты антипересечения и электронной релаксации взаимосогласованным образом.

Сечение поглощения для релаксационного спектра представляется известной формулой [16]:

$$\sigma(p) \sim \text{Re} \sum_{MmM'm', \sigma, ab} p_a \langle m | k_1 \sigma | M \rangle U_{MmM'm'}^{ab}(p) \langle M' | k_1 \sigma | m' \rangle. \quad (15)$$

Здесь $\langle M' | k_1 \sigma | m' \rangle$ - матричный элемент поглощения гамма фотона с волновым вектором k_1 и поляризацией σ (переход $M'm'$ ядра из основного состояния I_g, m' в возбужденное состояние I_e, M'), $p = -i(\omega_\gamma - \omega_0) + \Gamma/2$, ω_γ и ω_0 - энергии гамма фотона и мессбауэровского уровня, Γ - естественная ширина последнего. $p_a = p(a)$ - вероятность реализации значения $a = \mp$ стохастической функции $f(t)$; предполагается выполнение условия $p(+)\mathcal{W}_{+-} = p(-)\mathcal{W}_{-+}$.

$U_{MmM'm'}^{ab}(p) = \left\{ [pE - W - iL_1]^{-1} \right\}_{aMm, bM'm'}$ - матрица лаплас-образа супероператора эволюции. Эта матрица имеет размерность $(2I_g + 1)(2I_e + 1)2$, где 2 - соответствует размерности стохастического пространства.

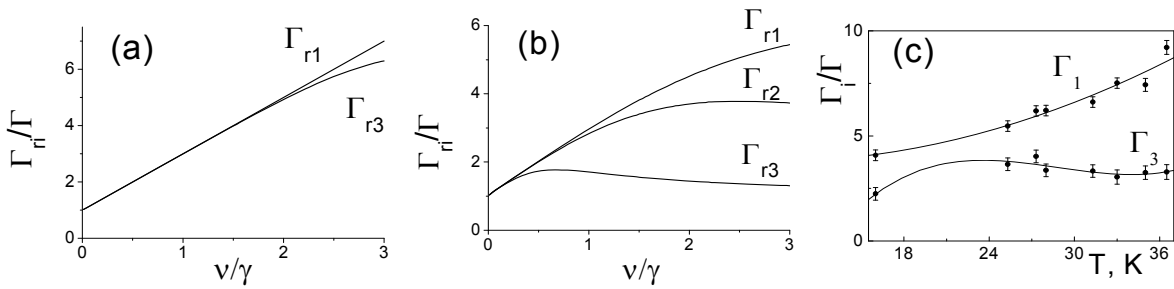


Рис. 10. Расчетные значения релаксационных ширин $\Gamma_{\gamma i}$ линий (см рис. 9). а) $\nu_1 = \nu_2 = \nu$; б) $\nu_1 = \nu$, $\nu_2 = 10\nu$, в) Зависимость ширин линий 1 и 3 от температуры, измеренная экспериментально для FeCO_3 .

Как было показано в [14] степень прозрачности тонкого поглотителя зависит от величины перемешивающего поля (в нашем случае H_Q^\perp) и от разницы ширин перемешиваемых переходов (1 и 3 на рис. 9). Величина H_Q^\perp

определяется свойствами поглотителя и не может варьироваться в процессе эксперимента, поэтому рассмотрим, каким образом релаксация влияет на ширины сверхтонких уровней ядра, а вместе с этим и на прозрачность образца. Теоретическая зависимость ширин пересекающихся уровней от скорости релаксации представлена на рис. 10а и 10b. Видно, что для симметричного релаксационного процесса ширины уровней равны в широком диапазоне скоростей релаксации и начинают незначительно различаться только при очень быстрой релаксации. Для несимметричного релаксационного процесса напротив, ширины линий начинают различаться уже при относительно небольших скоростях релаксации. На рис. 10с представлена измеренная экспериментально зависимость ширин линий от температуры [17]. На основании этой зависимости можно сделать вывод о том, что в FeCO_3 имеет место несимметричный релаксационный процесс, а также о том, что в точке антипересечения ($T=30,5\text{K}$) ширины пересекающихся уровней различаются достаточно сильно для заметного проявления электромагнитно-индуцированной прозрачности. Для проверки последнего утверждения вычислим сечение поглощения тонкого образца для мессбауэровского излучения с поляризацией σ^- (рис. 11). Видно, что в точке пересечения уровней при наличии перемешивания сечение поглощения уменьшается, что и было наблюдено на эксперименте [4].

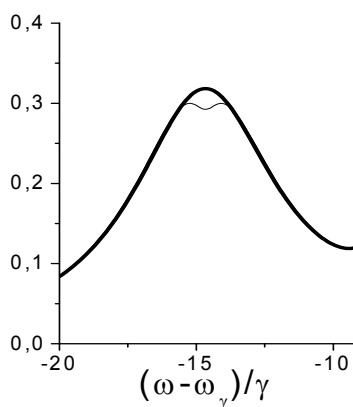


Рис. 11. Сечение поглощения в точке пересечения для мессбауэровского излучения с поляризацией σ^- , $\nu_1 = 2.2\gamma$, $\nu_2 = 8.5\nu_1$. Толстая линия соответствует $H_Q^\perp=0$, тонкая – значению $H_Q^\perp=0.408\gamma$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Показано, что в случае перемешивания уровней возбужденного состояния ядра (р.ч. резонанс или пересечение уровней) на формирование линий спектра значительное влияние оказывает интерференция амплитуд рассеяния. При достаточно большой амплитуде р.ч. поля имеет место новый эффект контролируемой квантовой интерференции – эффект значительного перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния.
2. Разработана методика расчета спектров резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения на основе формализма матрицы плотности. Конечная ширина пробного (мессбауэровского) излучения была учтена в рамках метода флуктуации фазы. Данная методика естественным образом учитывает эффекты когерентности и квантовой интерференции и может быть использована для моделирования экспериментальных спектров.
3. Проведены теоретические расчеты спектров резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения на изотопе ^{57}Fe в режиме воздействия на систему резонансного р.ч. поля. Рассмотрены случаи, когда образец находится как в магнитоупорядоченном состоянии, так и в парамагнитном. Показано, что при значениях параметров р.ч. поля реализуемых экспериментально [3] может быть получено существенное перераспределение интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния.
4. Предложена и теоретически обоснована модель частичной прозрачности тонкого мессбауэровского поглотителя в режиме пересечения ядерных уровней. Существенную роль при этом играет асимметричный характер электронной релаксации, что приводит к механизму прозрачности, обусловленному квантовой интерференцией. Модель основана на стохастической теории Блюма, которая позволяет учесть взаимосогласованным образом режим антипересечения ядерных уровней и электронную релаксацию. На основе этой модели получил новую интерпретацию эксперимент на сидерите железа (FeCO_3) [4].

Полученные результаты относятся к области мессбауэровской гамма-оптики и расширяют ее инструментарий. Появляются дополнительные возможности при модификации свойств как самого мессбауэровского излучения, так и резонансной среды. Вместе с тем развитие получает и мессбауэровская спектроскопия, как метод получения информации о веществе.

Цитируемая литература

1. Митин, А.В. Гамма-магнитный резонанс / А.В. Митин // ЖЭТФ. – 1967. Т. 52, №6. – С. 1596-1602.
2. Gabriel, H. Effect of radiofrequency fields on Mossbauer spectra / H. Gabriel // Phys. Rev. – 1969. – V. 184, no. 2. – Pp. 359-363.
3. Vagizov, F.G. The splitting of hyperfine lines of ^{57}Fe nuclei in RF magnetic field / F.G. Vagizov // Hyp. Int. – 1990. – V. 61. – Pp. 1359- 1362.
4. Coussement, R. Controlling absorption of gamma radiation via nuclear level anticrossing / R. Coussement, Y. Rostovtsev, J. Odeurs et al // Phys.Rev.Lett. – 2002. – V. 89. – P. 107601-1.
5. Toor, A.H. Quantum interference in the spectrum of a driven atom: Effects of pumping and phase fluctuations / A.H. Toor, S.-Y. Zhu, M.S. Zubairy // Phys. Rev. A. – 1995 – V. 52. – Pp. 4803-4811.
6. Gea-Banacloche, J. Influence of pump-phase fluctuations on the squeezing in a degenerate parametric oscillator / J. Gea-Banacloche, M.S. Zubairy // Phys. Rev. A. – V. 42. – Pp. 1742-1751.
7. Narducci, L.M. Spontaneous emission and absorption properties of a driven three-level system / L.M. Narducci, M.O. Scully, G.-L. Oppo, P. Ru, J.R. Tredicce // Phys. Rev. A. – 1990. – V. 42. – Pp. 1630-1649.
8. Manka, A.S. Spontaneous emission and absorption properties of a driven three-level system. II. The Λ and cascade models / A.S. Manka, H.M. Doss, L.M. Narducci, P. Ru, G.-L Oppo // Phys. Rev. A. – 1991. – V. 43. – Pp. 3748-3763.
9. Шпинель, В.С. Резонанс гамма лучей в кристаллах / В.С. Шпинель М.:Наука, 1969. – С. 407.
10. Sadykov, E.K. Mössbauer transitions dynamics in conditions of strong excitation of nuclear spins / E.K. Sadykov, A.G. Isavnin A.I. Skvortsov // Hyp. Int. – 1997. – V. 107. – Pp. 257-275.
11. Аринин, В.В. Резонансная флуоресценция света на атомных состояниях: эффекты квантовой интерференции / В.В. Аринин, Р.А. Ахмеджанов, Ф.Г. Вагизов, Л.А. Гушин, Н.А. Жарова, А.Н. Капитовнов, Э.К. Садыков // Ученые записки КГУ, серия физико-математические науки. – 2008. – Т. 150, книга 2. – С. 51–57.
12. Coussement, R. The theory of nuclear level mixing resonant spectroscopy / R. Coussement, P. Put, G. Scheveneels, F. Hardeman // Hyp. Int. – 1985. – V. 23. – Pp. 273-309.
13. Shakhmuratov, R.N. Level mixing induced transparency for gamma radiation / R.N. Shakhmuratov, J. Odeurs, S. Gheysen, Y. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, P. Mandel // Applied Physics B. – 2005. – V. 81. – Pp. 883-888.
14. Anisimov, P., Suppression of γ -photon absorption via quantum interference / P. Anisimov, F. Vagizov, Y. Rostovtsev, R. Shakhmuratov, O. Kocharovskaya // J. Mod. Opt. – 2007. – V. 54. – Pp. 2595-2605.

15. Скалли, М.О. Квантовая оптика / М.О. Скалли, М.С. Зубаири. М.:Физматлит, 2003. – С. 512.
16. Blume, M. Stochastic theory of line shape: generalization of the Kubo-Anderson model / M. Blume // Phys. Rev. – 1968. – V. 174. – Pp. 351-358.
17. Садыков, Э.К. Прозрачность тонкого поглотителя в мессбауэровской оптике; роль электронной релаксации / Э.К. Садыков, В.В. Аринин, Ф.Г. Вагизов, О.А. Кочаровская // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. – С. 436-441.

СПИСОК РАБОТ, В КОТОРЫХ ОПУБЛИКОВАНЫ ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. **Аринин, В.В.** Квантовая интерференция в процессе резонансной флюоресценции гамма излучения / В.В. Аринин, А.А. Юричук, Э.К. Садыков // Сборник Трудов 5-ой Молодежной Научной Школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 2001г. - С. 161-166.
2. **Аринин, В.В.** О возможности наблюдения квантовой интерференции на мессбауэровских переходах / В.В. Аринин, А.А. Юричук, Э.К. Садыков // Сборник Трудов 6-ой Молодежной Научной Школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 2002г. - С. 57-62.
3. Садыков, Э.К. Квантовая интерференция на мессбауэровских гамма переходах в магнитных материалах / Э.К. Садыков, Л.Л. Закиров, А.А. Юричук, **В.В. Аринин** // ФТТ. – 2002. – Т. 44, № 8. – С. 1439-1443.
4. **Аринин, В.В.** Эффекты квантовой интерференции на мессбауэровских переходах / В.В. Аринин, А.А. Юричук, Э.К. Садыков // Сборник Трудов 7-ой Молодежной Научной Школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 2003г. - С. 383-390.
5. Садыков, Э.К. Резонансная флюоресценция гамма излучения в режиме когерентного перемешивания мессбауэровских подуровней / Э.К. Садыков, А.А. Юричук, **В.В. Аринин** // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 4. – С. 685-690.
6. Садыков, Э.К. Квантовая интерференция на мессбауэровских переходах в системе электронно-ядерных уровней / Э.К. Садыков, **В.В. Аринин**, А.А. Юричук, Ф.Г. Вагизов // Изв. РАН Сер. Физика. – 2003. – Т. 67, №7. – С. 995-999.
7. **Аринин, В.В.** Интерференционные эффекты в гамма диапазоне / В.В. Аринин, Э.К. Садыков // Сборник Трудов 8-ой Молодежной Научной Школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 2004г. - С. 181-186.
8. Sadykov, E.K. Quantum interference in Moessbauer resonance fluorescence / E.K. Sadykov, **V.V. Arinin**, L.L. Zakirov // Proceedings of SPIE. – 2004. – V. 5402. – Pp. 463-471.

9. Садыков, Э.К. Эффекты квантовой интерференции на мессбауэровских переходах / Э.К. Садыков, **В.В. Аринин**, Ф.Г. Вагизов // Известия РАН, Сер. Физика. – 2005. – Т. 69, № 10. – С. 1408-1413.
10. Садыков, Э.К. Квантовая интерференция в спектрах мессбауэровского рассеяния / Э.К. Садыков, **В.В. Аринин**, Ф.Г. Вагизов // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т. 82, № 7. – С. 484-488.
11. Садыков, Э.К. РЧ контролируемая квантовая интерференция на мессбауэровских переходах / Э.К. Садыков, **В.В. Аринин**, Ф.Г. Вагизов, О.А. Кочаровская // Ученые записки КГУ, серия физико-математические науки. – 2006. – Т. 148, книга 1. – С. 30–50.
12. Sadykov, E.K. Radio-frequency coherence and controllable quantum interference in Mossbauer spectroscopy / E.K. Sadykov, **V.V. Arinin**, G.I. Petrov, A.V. Pyataev, F.G. Vagizov, O.A. Kocharovskaya // Hyperfine Interactions. – 2006. – V. 167. – Pp. 893–896.
13. Sadykov, E.K. Radiofrequency stimulated quantum interference on Moessbauer transitions / E.K. Sadykov, **V.V. Arinin**, F.G. Vagizov, O.A. Kocharovskaya // Laser Physics. – 2007. – V. 17, # 5. – Pp. 727-733.
14. Садыков, Э.К. Контролируемая квантовая интерференция в мессбауэровской спектроскопии: «вентильный» эффект / Э.К. Садыков, **В.В. Аринин**, Ф.Г. Вагизов, О.А. Кочаровская // Изв. РАН, Сер. Физика. – 2007. – Т. 71, № 9. – С. 1232-1237.
15. **Аринин, В.В.** Контролируемая квантовая интерференция в мессбауэровской спектроскопии: приближение теории возмущений / В.В. Аринин, Э.К. Садыков // Сборник Трудов 12-ой Молодежной Научной Школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 28-30 октября 2008г. - С.134-137.
16. **Аринин, В.В.** Прозрачность тонкого мессбауэровского поглотителя; роль электронной релаксации / В.В. Аринин, Э.К. Садыков, Ф.Г. Вагизов // Сборник Трудов 12-ой Молодежной Научной Школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 28-30 октября 2008г. - С.138-141.
17. Садыков, Э.К. Прозрачность тонкого поглотителя в мессбауэровской оптике; роль электронной релаксации / Э.К. Садыков, **В.В. Аринин**, Ф.Г. Вагизов, О.А. Кочаровская // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. – С. 436-441.
18. **Аринин, В.В.** Резонансная флуоресценция света на атомных состояниях: эффекты квантовой интерференции / В.В. Аринин, Р.А. Ахмеджанов, Ф.Г. Вагизов, Л.А. Гущин, Н.А. Жарова, А.Н. Капитовнов, Э.К. Садыков // Ученые записки КГУ, серия физико-математические науки. – 2008. – Т. 150, книга 2. – С. 51–57.