

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 18

### ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА

#### Введение

Ядра атомов (как свободных атомов и ионов, так и атомов в твердых телах) находятся под влиянием сильных электрических и магнитных полей, которые создаются окружающими ядро электронами. Благодаря малым размерам атомных систем, эти поля могут быть очень велики – значительно больше тех, которые могут быть созданы в лабораторных условиях. Взаимодействие ядер с этими полями называется *сверхтонким взаимодействием*. Происхождение данного термина исторически связано с тем, что это взаимодействие ответственно за сверхтонкую структуру оптических спектров. Изучение сверхтонких взаимодействий имеет большое значение в *ядерной физике*, поскольку эти взаимодействия лежат в основе различных методов измерения электромагнитных моментов атомных ядер. Высокая чувствительность параметров сверхтонкого взаимодействия к виду электронных волновых функций определяет интерес к сверхтонким взаимодействиям также и в *физике твердого тела*.

Наиболее важными типами сверхтонкого взаимодействия являются *электрическое квадрупольное* и *магнитное дипольное взаимодействия*. Первое из них есть взаимодействие квадрупольного электрического момента ядра с градиентом электрического поля, второе – взаимодействие магнитного момента ядра с внутренним (сверхтонким) магнитным полем. Оба эти взаимодействия приводят к *расщеплению* ядерного уровня на подуровни, отличающиеся по величине магнитного квантового числа.

Сверхтонкое расщепление ядерных уровней должно приводить к возникновению *сверхтонкой структуры спектров  $\gamma$ -излучения*. К сожалению, наблюдение этой структуры с помощью *традиционных* спектрометров  $\gamma$ -излучения *невозможно*. Энергия сверхтонкого расщепления обычно не превосходит  $10^{-6} \div 10^{-5}$  эВ, что (для энергии  $\gamma$ -перехода порядка 100 кэВ) соответствует относительному изменению энергии  $\gamma$ -излучения порядка  $10^{-10} \div 10^{-11}$ . Как известно энергетическая разрешающая способность традиционных  $\gamma$ -спектрометров значительно ниже: для сцинтилляционных спектрометров она составляет  $\sim 10\%$ , для газовых -  $\sim 1\%$  и, наконец, для полупроводниковых -  $\sim 0,1\%$ . С помощью наиболее совершенных (кристалл-дифракционных)  $\gamma$ -спектрометров возможно измерение энергий  $\gamma$ -излучения с относительной точностью не лучше  $\sim 10^{-5}$ .

Кроме того, следует иметь в виду, что энергия сверхтонкого

расщепления по порядку величины близка к *естественной (квантовой) энергетической ширине возбужденных ядерных состояний* ( $\Gamma = \hbar/\tau$ , где  $\tau$  – время жизни ядерного состояния), поэтому необходимым условием наблюдения сверхтонкой структуры является отсутствие существенного уширения линий в спектре  $\gamma$ -квантов. Это условие обычно не выполняется, поскольку *доплеровское уширение линий*, связанное с *тепловыми колебаниями атома*, даже при низких температурах намного превосходит естественную ширину ядерного уровня.

Прямое наблюдение сверхтонкой структуры  $\gamma$ -излучения стало возможным после открытия *эффекта Мессбауэра* – явления испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов *без потери энергии на отдачу ядра* (Р. Мессбауэр, 1958 г.). Эффект Мессбауэра приводит к появлению в спектре  $\gamma$ -излучения линии, энергия которой *точно* равна разности энергий возбужденного и основного состояний ядра, а ширина равна *естественной ширине возбужденного состояния*. Это создает идеальные условия для наблюдения резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами, что, в свою очередь, может быть использовано для наблюдения сверхтонкой структуры  $\gamma$ -излучения. Эффективное сечение резонансного поглощения очень чувствительно к малым изменениям энергии  $\gamma$ -квантов. При этом изменения энергии, сравнимые с естественной шириной возбужденного состояния, могут быть измерены непосредственно по изменению интенсивности потока  $\gamma$ -квантов, прошедших через резонансный поглотитель.

Основанный на эффекте Мессбауэра экспериментальный метод изучения сверхтонкой структуры  $\gamma$ -излучения называется *мессбауэровской  $\gamma$ -спектроскопией*.

## **§ 1. Испускание и поглощение $\gamma$ -квантов свободными ядрами**

Как будет показано ниже, эффект Мессбауэра возможен только в том случае, если ядра, испускающие и поглощающие  $\gamma$ -кванты, входят в состав *твердого тела*. Это обстоятельство связано с особенностями проявления законов сохранения энергии и импульса в системе, состоящей из большого числа связанных между собой частиц (в данном случае - атомов).

Рассмотрим сначала процесс испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов *свободными покоящимися ядрами*. Предположим, что ядро массы  $M$  находится в возбужденном состоянии с энергией  $E_0$ . При распаде этого состояния испускается  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma$  и импульсом  $p_\gamma = E_\gamma/c$ . Можно было бы ожидать, что для такого  $\gamma$ -кванта будет велика вероятность резонансного поглощения другим ядром,

которое *тождественно* ядру, испустившему  $\gamma$ -квант, но находится в основном состоянии (рис. 1).

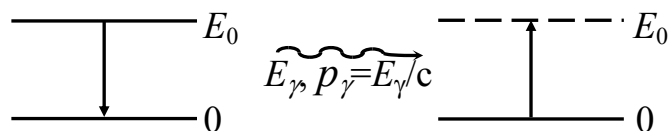


Рис. 1. Схема процесса резонансного поглощения  $\gamma$ -кванта.

В действительности же для *свободных ядер* такой процесс *не реализуется* в связи с тем, что часть энергии распада расходуется на *отдачу* ядер при испускании и поглощении  $\gamma$ -кванта. Если кинетическая энергия отдачи ядра равна  $R$ , то энергия испущенного  $\gamma$ -кванта окажется равной

$$E_\gamma = E_0 - R, \quad (1)$$

т.е. на величину  $R$  меньшую, чем полная энергия перехода  $E_0$ .

Поскольку импульс ядра отдачи равен  $-p_\gamma$ ,

$$R = p_\gamma^2/2M = E_\gamma^2/2Mc^2 = (E_0 - R)^2/2Mc^2. \quad (2)$$

Принимая во внимание, что  $R \ll E_0$ , равенство (2) можно записать в виде

$$R = E_0/2Mc^2. \quad (3)$$

Энергия отдачи  $R$  мала по сравнению с энергией перехода  $E_0$ , однако она велика по сравнению с **естественной шириной возбужденного состояния  $\Gamma$** .

В качестве примера рассмотрим  $\gamma$ -переход с энергией равной 14,4 кэВ в ядре  $^{57}\text{Fe}$ . Время жизни соответствующего уровня равно 100 нс, что соответствует  $\Gamma \approx 5 \times 10^{-9}$  эВ. В этом случае  $R = 2 \times 10^{-3}$  эВ, т.е.  $R/E_0 \sim 10^{-7}$ . Поскольку

$$R \gg \Gamma, \quad (4)$$

основное **условие резонанса** нарушается, и эффективное сечение резонансного поглощения практически обращается в нуль.

Заметим, что в процессе *поглощения* ядро также испытывает отдачу, поэтому полная потеря энергии равна  $2R$ . Сдвиг линии испускания относительно линии поглощения на энергию  $2R$  и соотношение (4) *исключают* возможность процесса резонансного поглощения  $\gamma$ -кванта на свободных покоящихся ядрах по схеме, изображенной на рис. 1.

В *реальных условиях* следует принять во внимание изменения энергии  $\gamma$ -кванта, связанные с *тепловым движением* атомов. Если

ядро имеет скорость  $V$  в направлении испускания  $\gamma$ -кванта, то, благодаря *эффекту Доплера*, энергия  $\gamma$ -кванта изменится на величину:

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma \times V/c. \quad (5)$$

Для тех ядер, скорости которых окажутся достаточно большими (десятки и сотни м/с), условие резонанса может быть *восстановлено*. При не очень низких температурах можно принять, что функция распределения скоростей теплового движения соответствует распределению Максвелла. *Перекрытие* линий испускания и поглощения для случая одинаковых температур источника и поглотителя схематически показано на рис. 2.

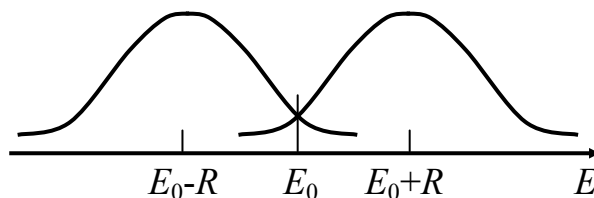


Рис. 2. Перекрытие линий испускания и поглощения вследствие доплеровского уширения, связанного с тепловым движением атомов.

Как правило, перекрытие линий испускания и поглощения очень мало. Перекрытие можно *увеличить*, если сообщить ядрам источника *поступательную скорость* в направлении к поглотителю (механическим путем или используя отдачу при ядерных реакциях).

Эффективное сечение резонансного поглощения пропорционально ширине возбужденного состояния  $\Gamma$ , поэтому рассмотренные способы восстановления резонанса используются также для *измерения времен жизни  $\tau$* , связанных с шириной известным соотношением

$$\Gamma \times \tau = \hbar \quad (6)$$

Меняя скорость источника, можно, в принципе, исследовать зависимость эффективного сечения резонансного поглощения от энергии испущенного  $\gamma$ -кванта. Такой способ, однако, *непригоден* для изучения сверхтонкой структуры  $\gamma$ -излучения, поскольку, как уже было отмечено выше, доплеровское уширение, связанное с тепловым движением атомов, много больше энергии сверхтонкого взаимодействия.

## § 2. Эффект Мессбауэра

Если ядра атомов входят в состав *твёрдого тела*, возникает принципиально иная ситуация, обусловленная коллективным характером элементарных возбуждений в твёрдом теле. *Законы сохране-*

*ния энергии и импульса*, разумеется, должны *выполняться* и в этом случае, однако их проявление оказывается весьма специфичным.

При испускании  $\gamma$ -кванта импульс отдачи неизбежно должен быть передан излучающей системе, но, в отличие от случая свободного ядра, это приводит к изменению состояния не отдельного ядра, а большого количества ядер, входящих в состав *кристалла*. С отличной от нуля вероятностью импульс отдачи может быть передан *всему кристаллу как целому*. Поскольку масса кристалла является бесконечно большой (по сравнению с  $E_0/c^2$ ), передача импульса в таком процессе не будет сопровождаться передачей энергии, т.е. энергия отдачи обращается в нуль. Вероятность такого «*безотдачного*» процесса и является вероятностью *эффекта Мессбауэра*. Очевидно, что в этом случае при испускании (или поглощении)  $\gamma$ -кванта *внутренняя энергия кристалла не меняется*, т.е. кристалл остается в том же квантовом состоянии, в котором он первоначально находился.

Колебательное тепловое движение атомов в твердом теле имеет весьма сложный характер, однако, стандартная процедура разложения этого движения по нормальным колебаниям позволяет рассматривать кристалл как *единую квантовую систему, представляемую в виде совокупности гармонических осцилляторов*. Важнейшие особенности эффекта Мессбауэра можно рассмотреть на полуколичественном уровне, обратившись к простейшей модели одного гармонического осциллятора.

Гамильтониан, описывающий движение ядра массы  $M$  в потенциале одномерного осциллятора, имеет следующий вид:

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{M\omega^2 x^2}{2}, \quad (7)$$

где  $\omega$  – угловая частота колебаний. Известно, что энергетический спектр такой системы состоит из эквидистантных уровней, энергия которых равна

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega, \quad (8)$$

где  $n$  - целое число. Предположим, что до испускания  $\gamma$ -кванта система находится в некотором состоянии с квантовым числом  $n_i$ . После испускания  $\gamma$ -кванта осциллятор может перейти в другое состояние с квантовым числом  $n_f$ . В теории динамики кристаллической решетки квант колебательной энергии  $\hbar\omega$  отождествляется с *квази-частицей*, называемой «*фононом*». Таким образом, переход осциллятора в более высокое возбужденное состояние соответствует *рождению* одного или нескольких фононов (число которых равно раз-

ности  $n_f = n_i$ ). Очевидно, что эффекту Мессбауэра соответствует «**безфононный**» процесс, при котором испускание  $\gamma$ -кванта *не сопровождается* рождением (или поглощением) фононов, т.е. процесс, при котором  $n_f = n_i$ .

*Вероятность эффекта Мессбауэра* имеет следующий вид:

$$f = \exp\left(-\frac{p_\gamma^2 \langle x^2 \rangle}{\hbar^2}\right), \quad (9)$$

где  $p_\gamma = E_\gamma/c$  – импульс  $\gamma$ -кванта,  $\langle x^2 \rangle$  – среднее значение квадрата смещения ядра (при тепловых колебаниях) в направлении, совпадающем с направлением вектора  $\vec{p}$ . Формулу (9) можно записать в несколько иной форме, принимая во внимание соотношение  $p_\gamma = E_\gamma/c \approx E_0/c$

$$f = \exp\left(-\frac{E_0^2 \langle x^2 \rangle}{\hbar^2 c}\right). \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что  $f$  является *убывающей* функцией **температуры**, поскольку величина  $\langle x^2 \rangle$  при повышении температуры всегда возрастает.

*С классической точки зрения* такая зависимость является естественным следствием увеличения средней энергии колебаний атомов при повышении температуры.

*С квантовой точки зрения* следует рассмотреть влияние температуры на *вероятность рождения фонона* (т.е. на вероятность перехода осциллятора в более высокое энергетическое состояние). Фононы являются частицами со свойствами **бозонов**. Для таких частиц процесс рождения имеет *индуцированный характер*, т.е. вероятность их рождения тем выше, чем больше частиц уже присутствует в данной системе. Повышение температуры соответствует переходу осциллятора в более высокое состояние, т.е. в состояние с большим числом фононов, что влечет за собой увеличение вероятности рождения фонона и уменьшение вероятности эффекта Мессбауэра  $f$ .

Во многих случаях наблюдение эффекта Мессбауэра возможно *только при низких температурах*, однако для  $\gamma$ -переходов с энергиями меньше  $\sim 30$  кэВ вероятность эффекта Мессбауэра остается *достаточно большой* в широком температурном диапазоне. Например, для  $\gamma$ -перехода с энергией равной 14,4 кэВ в ядре  $^{57}\text{Fe}$  измерения возможны до температур порядка 1000 К.

Видно также, что наблюдение эффекта Мессбауэра возможно только для  $\gamma$ -переходов *низких энергий*. Практически величина  $f$  оказывается достаточно большой при  $E_0 \leq 150$  кэВ (в случае тяжелых

ядер при низких температурах). Для легких и средних ядер этот предел снижается до  $50 \div 100$  кэВ. Например, при низких температурах  $f \approx 0,9$  для  $\gamma$ -перехода с энергией 14,4 кэВ в ядре  $^{57}\text{Fe}$  и  $f \approx 0,1$  для  $\gamma$ -перехода с энергией 77,3 кэВ в ядре  $^{197}\text{Au}$ .

### § 3. Мессбауэровская гамма-спектроскопия

Если вероятность эффекта Мессбауэра не слишком мала, энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов можно рассматривать состоящим из **двух компонент**: узкой мессбауэровской линии, интенсивность которой пропорциональна  $f$ , и широкого распределения (с интенсивностью пропорциональной  $1-f$ ), которое соответствует  $\gamma$ -переходам с изменением внутренней энергии кристалла.

В мессбауэровской  $\gamma$ -спектроскопии измерения проводятся в очень узком диапазоне энергий, сравнимом с шириной мессбауэровской линии  $\Gamma$ . Поскольку ширина второй компоненты много больше  $\Gamma$ , эту компоненту можно рассматривать как **фон**, интенсивность которого не зависит от энергии. Присутствие этого фона (а также фона, вызванного другими  $\gamma$ -переходами, космическим излучением и т.п.) влияет на наблюдаемую интенсивность мессбауэровской линии, однако **форма мессбауэровского спектра** от фона не зависит. В дальнейшем основное внимание будет уделено именно форме мессбауэровской линии и сверхтонкой структуре спектра, в связи с чем присутствием в спектре  $\gamma$ -излучения немессбауэровского фона можно будет пренебречь.

Мессбауэровское излучение происходит без какого-либо обмена энергией с кристаллом, поэтому **форма мессбауэровской линии** воспроизводит энергетическое распределение для возбужденного состояния ядра. Это распределение и, следовательно, форма мессбауэровской линии имеет следующий вид:

$$W_s(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (11)$$

где  $E_0$  и  $\Gamma$  – средняя энергия и ширина возбужденного состояния. (Здесь и ниже индекс « $S$ » обозначает величину или функцию, относящуюся к источнику  $\gamma$ -излучения).  $\Gamma$  есть полная ширина функции  $W(E)$  на половине ее высоты. Функция такого вида называется **функцией Лоренца**.

Для наблюдения мессбауэровского излучения и измерения формы мессбауэровской линии естественно воспользоваться явлением **резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов**.

Рассмотрим поглощение мессбауэровской линии в резонанс-

ном поглотителе, т.е. в веществе, содержащем ядра *того же изотопа*, что и источник  $\gamma$ -излучения, но находящиеся в *основном состоянии*. Аналогично спектру испускания, **спектр поглощения** содержит две компоненты: узкую мессбауэровскую линию поглощения и широкое распределение, обусловленное процессами поглощения с изменением внутреннего состояния кристалла-поглотителя.

В мессбауэровской спектроскопии представляет интерес только *мессбауэровская компонента* спектра поглощения. В этом случае можно воспользоваться следующим выражением для эффективного сечения резонансного поглощения (которое в ядерной физике известно как **формула Брейта-Вигнера**):

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \sigma_0 \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}, \quad (12)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{2,14 \times 10^{-15}}{E_0^2} \text{ см}^2. \quad (13)$$

Здесь  $I_1, I_0$  – спины возбужденного и основного состояний ядра,  $\lambda$  – длина волны  $\gamma$ -излучения,  $\Gamma_\gamma$  – парциальная ширина уровня, соответствующая мессбауэровскому  $\gamma$ -переходу,  $E_0$  – энергия  $\gamma$ -перехода в кэВ.

В большинстве случаев эффект Мессбауэра наблюдается для *первых возбужденных состояний*, распад которых может осуществляться или в результате **радиационного (гамма-) перехода** с энергией  $E_0$  или в результате **внутренней конверсии**. В этом случае

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (14)$$

где  $\alpha$  – коэффициент внутренней конверсии.

Как видно из формул (11) и (12) процесс мессбауэровского поглощения имеет резко выраженный *резонансный характер*: вероятность поглощения максимальна при совпадении средних энергий линий испускания и поглощения и резко уменьшается при относительном сдвиге линий на величину порядка  $\Gamma$ . Именно это обстоятельство позволяет по величине резонансного поглощения измерять небольшие изменения энергии ядерных состояний, вызванных *сверхтонким взаимодействием*.

Методика измерений, основанная на модуляции энергии линии испускания (или линии поглощения) с помощью эффекта Доплера, принципиально очень проста. Если источнику сообщается ско-



рость  $V$  относительно резонансного поглотителя, энергия линии испускания изменится на величину

$$\Delta E = E_0 \times V/c. \quad (15)$$

Сдвиг линии испускания относительно линии поглощения влечет за собой уменьшение резонансного мессбауэровского поглощения, что может быть зарегистрировано с помощью детектора, измеряющего *поток  $\gamma$ -квантов, прошедших через поглотитель*. Зависимость интенсивности потока  $\gamma$ -квантов, прошедших через поглотитель, от скорости источника называется **мессбауэровским спектром поглощения**. На рис. 3 схематически изображены **линия испускания** -  $W_S(E)$ , **линия поглощения** -  $\sigma(E)$  и **мессбауэровский спектр** -  $N(V)$  для случая, когда средние энергии  $E_0$  линий испускания и поглощения совпадают и сверхтонкое расщепление линий отсутствует.

При этом максимум мессбауэровского поглощения наблюдается при *нулевой скорости источника*. Заметим, что существенна только *относительная скорость* движения, поэтому в реальных экспериментах в равной степени используется движение, как источника, так и поглотителя. В любом случае положительный знак скорости соответствует такому движению, когда источник и поглотитель *сближаются*.

С экспериментальной точки зрения весьма существенно, что скорости, необходимые для измерения мессбауэровских спектров, *невелики* и редко превышают несколько см/с. С помощью формулы (15) легко найти скорость, необходимую для смещения линий на энергию, равную ширине линии  $\Gamma$ . Например, для мессбауэровского  $\gamma$ -перехода с энергией 14,4 кэВ в ядре  $^{57}\text{Fe}$  ширина  $\Gamma \approx 5 \times 10^{-9}$  эВ и соответствующая скорость близка к 0,1 мм/с.

Мессбауэровский спектр удобно нормировать на интенсивность потока  $\gamma$ -квантов при очень большой скорости, при которой резонансное поглощение отсутствует. Обозначив функцию, изображающую мессбауэровский спектр, через  $\varepsilon(V)$  запишем

$$\varepsilon(V) = \frac{N(\infty) - N(V)}{N(\infty)}, \quad (16)$$

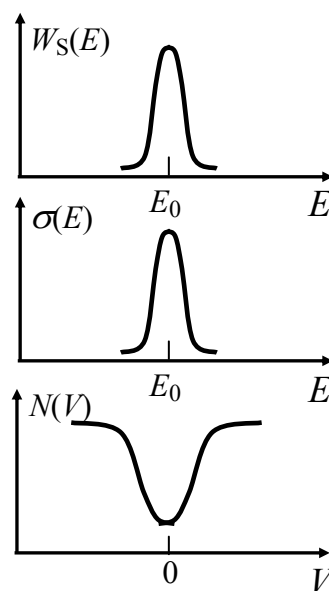


Рис. 3. Мессбауэровский спектр поглощения при совпадающих  $E_0$ .

где  $N(V)$  – интенсивность потока при скорости источника  $V$ . Такая форма записи позволяет, в частности, исключить из рассмотрения немессбауэровские процессы поглощения (вероятность которых не зависит от скорости).

Нетрудно показать, что функция  $\varepsilon(V)$  может быть записана в следующем виде:

$$\varepsilon(V) = 1 - \int_0^{\infty} \exp(-\sigma(E) f_A n) W_S(E, V) dE, \quad (17)$$

где  $f_A$  – вероятность эффекта Мессбауэра для кристалла-поглотителя,  $n$  – число ядер мессбауэровского изотопа на  $1 \text{ см}^2$  поглотителя,  $\sigma(E)$  определяется формулой (12), а  $W_S(E, V)$  – формулой (11), в которой  $E_0$  должна быть заменена на  $E_0 + \Delta E = E_0 + E_0 \times V/c$ , т.е.

$$W_S(E, V) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{[E - (E_0 + E_0 V/c)]^2 + \Gamma^2/4}. \quad (18)$$

Как и выше, будем предполагать, что средние энергии линий испускания и поглощения  $E_0$  совпадают. Сделав замену переменных  $x = (E - E_0)/(\Gamma/2)$ ,  $y = -E_0(V/c)/(\Gamma/2)$ , запишем (17) в следующем виде:

$$\varepsilon(V) = 1 - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t/(1+x^2))}{1+(x+y)^2} dx, \quad (19)$$

где величина  $t = \sigma f_A n$  называется *эффективной толщиной резонансного поглотителя*. (Нижний предел интегрирования в (17) соответствует условию  $E_0 \gg \Gamma$ ).

Для очень тонкого поглотителя ( $t \ll 1$ ) из формулы (19) следует:

$$\varepsilon(V) \propto \frac{1}{(E_0 V/c)^2 + \Gamma^2}, \quad (19-a)$$

т.е. резонансная линия в мессбауэровском спектре имеет лоренцову форму с шириной  $2\Gamma$ .

При увеличении толщины поглотителя наблюдаемая ширина линии в спектре возрастает, а форма спектра  $\varepsilon(V)$  отклоняется от лоренцовой. Для поглотителя конечной толщины форма линии может быть рассчитана численным интегрированием выражения (17).

Измерения мессбауэровских спектров со *сложной сверхтонкой структурой* обычно проводятся с «тонкими» поглотителями ( $t \leq 1$ ), для которых представление формы линии лоренцовой функ-

цией остается достаточно хорошим приближением. Это позволяет избежать численного интегрирования и использовать для аппроксимации измеренного спектра суперпозицию лоренцовских функций. Уширение линии при увеличении параметра  $t$  происходит вследствие преимущественного поглощения центральной части линии испускания (т.е. в той области энергий, где максимально эффективное сечение резонансного поглощения). Другим следствием избирательного поглощения центра линии является нелинейная зависимость максимума поглощения, т.е. минимума функции  $\varepsilon(V)$ , от толщины поглотителя («эффект насыщения»). При больших  $t$  величина поглощения слабо зависит от толщины, поэтому применение в месбауэровской спектроскопии «толстых» поглотителей нецелесообразно.

Экспериментальные установки, предназначенные для измерения месбауэровских спектров, называются *месбауэровскими спектрометрами*. Такие установки обеспечивают движение источника (или поглотителя) с заданной скоростью и регистрацию интенсивности потока  $\gamma$ -квантов, прошедших через поглотитель, в зависимости от величины скорости.

В настоящее время в большинстве экспериментов используются *электродинамические спектрометры*, в которых скорость непрерывно меняется по заданному закону. Как правило, применяется *равноускоренное движение*, при котором скорость линейно меняется в зависимости от времени. Такой закон движения обеспечивается электродинамическим приводом с обратной связью, в катушки которого подается электрический сигнал соответствующей формы. Интенсивность потока  $\gamma$ -квантов фиксируется с помощью многоканального анализатора, временная развертка которого синхронизирована с изменением скорости. Для регистрации  $\gamma$ -квантов используются сцинтилляционные, газовые пропорциональные или полупроводниковые детекторы. Месбауэровское  $\gamma$ -излучение имеет небольшую энергию, поэтому обычно используются детекторы *небольшого объема* (толщины), имеющие достаточно высокую эффективность регистрации месбауэровского излучения при низком уровне фона.

В некоторых случаях применяются детекторы, специально предназначенные для регистрации месбауэровского излучения (*резонансные детекторы*). В рабочем объеме этих детекторов находится вещество, содержащее ядро месбауэровского изотопа и имеющее большую вероятность эффекта Месбауэра. Месбауэровское резонансное поглощение в объеме счетчика приводит к переходу ядер в возбужденное состояние, распад которого с большой вероятностью сопровождается испусканием электрона внутренней кон-

версии. Поскольку вероятность регистрации электрона близка к 100 %, общая эффективность детектора мессбауэровского излучения оказывается весьма высокой. Вместе с тем, чувствительность резонансного детектора к фону может быть сделана очень малой, что обеспечивает высокое *отношение полезного счета к фону*.

Измерение **спектров поглощения** является наиболее распространенной методикой в мессбауэровской спектроскопии. В некоторых случаях оказывается целесообразным измерение **спектров вторичного (рассеянного) излучения**. В геометрии рассеяния детектор, защищенный от прямого потока  $\gamma$ -излучения, регистрирует излучение, сопровождающее распад возбужденных мессбауэровских уровней в веществе рассеивателя. Используется регистрация вторичного  $\gamma$ -излучения, электронов конверсии или рентгеновского излучения, сопровождающего процесс внутренней конверсии. Интенсивность вторичного излучения, которая может быть зарегистрирована детектором, обычно невелика (главным образом, вследствие малого телесного угла рассеиватель-детектор), что требует применения источников высокой интенсивности. Вместе с тем, такая методика позволяет проводить измерения в условиях очень низкого немессбауэровского фона, что дает существенные преимущества при изучении  $\gamma$ -переходов с очень малой вероятностью эффекта Мессбауэра.

Интересная методическая возможность связана с регистрацией **электронов внутренней конверсии**. Энергия этих электронов мала, поэтому только те электроны, которые были испущены ядрами в тонком поверхностном слое, могут покинуть рассеиватель и быть зарегистрированы детектором. Такая методика позволяет исследовать особенности сверхтонких взаимодействий и динамики атомов в поверхностных слоях вещества.

В мессбауэровской спектроскопии **исследуемым веществом** может быть как *поглотитель*, так и *источник* (в последнем случае для характеристики методики используется термин **эмиссионная мессбауэровская спектроскопия**). Если исследуемым веществом является поглотитель, то линия испускания источника должна иметь максимально простую форму, т.е. представлять собой одиночную линию (линию без сверхтонкой структуры) с шириной, возможно более близкой к естественной ширине уровня  $\Gamma$ . В эмиссионной мессбауэровской спектроскопии тем же требованиям должна удовлетворять линия поглощения.

Принципиально обе методики эквивалентны, однако практически, *области их применения* в большинстве случаев различны. Для исследования большого числа *различных* веществ используется **метод поглощения**, поскольку такие измерения могут быть проведены с одним и тем же стандартным источником.

Однако, если концентрация мессбауэровского изотопа в исследуемой системе очень мала (менее  $0,1 \div 0,5 \%$ ), измерение спектра поглощения становится затруднительным вследствие малой величины резонансного поглощения. В этом случае предпочтительным является *метод эмиссионной спектроскопии*, поскольку источник достаточной активности может быть получен при весьма малой концентрации радиоактивного изотопа. Помимо этого, методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии возможно изучение некоторых явлений, связанных с распадом радиоактивных изотопов в кристаллах.

#### **§ 4. Сверхтонкая структура мессбауэровского спектра**

Методы мессбауэровской гамма-спектроскопии дают возможность с высокой точностью сравнивать энергии  $\gamma$ -переходов в различных веществах и непосредственно наблюдать *сверхтонкую структуру  $\gamma$ -излучения*, обусловленную сверхтонким расщеплением ядерных уровней.

В принципе, возможно измерить изменение энергии  $\gamma$ -перехода, составляющее небольшую долю от ширины линии  $\Gamma$ .

Известным примером является эксперимент Паунда, в котором было измерено изменение энергии  $\gamma$ -перехода в гравитационном поле Земли (около  $1 \%$  от ширины линии).

В стандартных экспериментах обычно измеряются сдвиги и расщепления порядка  $\Gamma$  или больше. Для наблюдения разрешенной сверхтонкой структуры мессбауэровского спектра ширина  $\Gamma$  не должна существенно превышать энергию сверхтонкого расщепления, т.е. величину порядка  $10^{-7} \div 10^{-6}$  эВ. Этому условию удовлетворяют многие мессбауэровские переходы. Электрическое монополярное взаимодействие вызывает сдвиг центра мессбауэровской линии без расщепления (*изомерный сдвиг*); электрическое квадрупольное и магнитное дипольное сверхтонкие взаимодействия приводят к *расщеплению линии* на то или иное число компонент.

##### **4.1. Изомерный сдвиг**

Если вещества, из которых приготовлены источник мессбауэровского излучения и резонансный поглотитель, *химически не идентичны*, максимум резонансного поглощения, вообще говоря, будет наблюдаться при некоторой скорости  $V_0$ , отличной от нуля. Положение центра резонансной линии в мессбауэровском спектре, измеренное в единицах скорости или в энергетических единицах, на-

зывается *изомерным сдвигом* (*ИС*). Иными словами, *ИС* равен разности между энергиями  $\gamma$ -перехода в источнике и поглотителе. Если в источнике энергия  $\gamma$ -перехода меньше (больше), чем в поглотителе, резонанс наблюдается при положительном (отрицательном) значении скорости  $V_0$ . Возникновение *ИС* обусловлено зависимостью энергии кулоновского взаимодействия между ядром и электронами от *размеров ядра*, точнее, от среднеквадратичного радиуса распределения ядерного заряда.

Общее выражение для *ИС* имеет следующий вид:

$$ИС = C \times \Delta\langle r^2 \rangle \times \Delta\rho(0) \quad (20)$$

или

$$ИС = C' \times \Delta r/r \times \Delta\rho(0) \quad (21)$$

Здесь  $C$  и  $C'$  – коэффициенты, постоянные для данного элемента,  $\Delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{\text{в}} - \langle r^2 \rangle_{\text{о}}$  – разность средних квадратов радиуса ядерного заряда для возбужденного и основного состояний ядра,  $\rho(0) = |\psi(0)|^2_{\text{с}} - |\psi(0)|^2_{\text{о}}$  – разность между электронными плотностями в области ядра для источника и поглотителя,  $\Delta r/r$  – относительное изменение радиуса ядерного заряда при переходе ядра в возбужденное состояние.

Схема, поясняющая возникновение *ИС*, показана на рис. 4. На этом рисунке: **(а)** –  $\gamma$ -переход в точечном ядре, **(б)** –  $\gamma$ -переход в ядре с конечным радиусом заряда;  $\Delta E_{\text{в}}$  и  $\Delta E_{\text{о}}$  – изменения энергии возбужденного и основного состояний ядра, обусловленные конечным радиусом распределения ядерного заряда

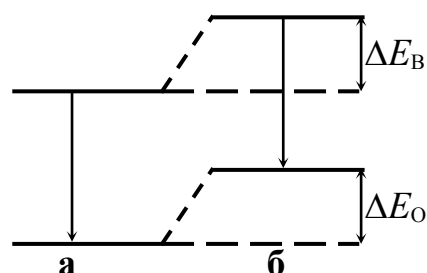


Рис. 4. Возникновение изомерного сдвига.

Заметим, что учет конечных размеров ядерного заряда всегда приводит к *уменьшению* энергии кулоновского взаимодействия и, следовательно, к повышению энергии системы. В мессбауэровской спектроскопии абсолютные энергии ядерных уровней (как и абсолютные энергии  $\gamma$ -перехода) не измеряются – измеряется лишь *разность между энергиями перехода* в источнике и поглотителе. Именно поэтому в соответствии с формулами (20) и (21) для возникновения *ИС* необходимо, чтобы были различны не только радиусы заряда для двух состояний ядра, но и *электронные плотности* в области ядра для источника и поглотителя. Если одно из этих условий не будет выполнено, сдвиг ядерных уровней окажется ненаблюдаемым, т.е. *ИС* обратится в нуль.

Для данного  $\gamma$ -перехода *знак ИС* определяется знаком разно-

сти  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . Как видно из рис. 4, увеличение энергии возбужденного состояния  $\Delta E_B$  приводит к увеличению энергии  $\gamma$ -перехода, тогда как увеличение энергии основного состояния напротив, уменьшает энергию  $\gamma$ -перехода. Следовательно, при положительном знаке  $\Delta\langle r^2 \rangle$  энергия  $\gamma$ -перехода будет больше в том веществе, в котором больше электронная плотность в области ядра (и наоборот).

Из двух сомножителей, входящих в выражения для *ИС* (20) и (21), в **ядерной физике** представляет интерес величина  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . Эта величина может быть определена из результатов измерений *ИС* для таких веществ, электронные плотности в которых могут быть рассчитаны теоретически или измерены в независимых экспериментах. Примерами таких экспериментов являются измерения влияния химической связи на коэффициенты внутренней конверсии или на периоды полураспада изомерных состояний ядер. Величины  $\Delta\langle r^2 \rangle$  содержат информацию о распределении нуклонов в ядре, Относительные изменения радиуса ядра  $\Delta r/r$  очень малы (типичные значения  $\Delta r/r$  равны  $10^{-4} \div 10^{-3}$ ); для интерпретации столь малых изменений требуются детальные знания особенностей волновых функций ядерных состояний.

Измерения *ИС* имеют большое значение также и в **физике твердого тела**, химии, биологии, геологии и в других областях благодаря высокой чувствительности электронной плотности в области ядра к особенностям электронной структуры вещества. По величине *ИС* можно судить об эффективном заряде ионов, заселенности валентных электронных орбиталей атомов, исследовать фазовый состав твердых тел, изучать кинетику фазовых переходов и химических реакций и т.д.

## 4.2. Магнитная сверхтонкая структура

Гамильтониан магнитного сверхтонкого взаимодействия имеет вид

$$H = -g\mu_N \vec{I} \times \vec{B} , \quad (22)$$

где  $g$  – ядерный  $g$ -фактор,  $\mu_N$  - ядерный магнетон,  $\vec{I}$  – спин ядерного состояния,  $\vec{B}$  – магнитное поле, действующее на ядро.

Приняв направление магнитного поля за ось квантования, находим

$$H = -g\mu_N I_z B . \quad (23)$$

Отсюда энергия сверхтонкого взаимодействия есть

$$E_M(m) = -g\mu_N B m, \quad (24)$$

где  $m$  – магнитное квантовое число, принимающее  $(2I + 1)$  значений от  $-1$  до  $+1$ .

*Расстояние между соседними зеемановскими уровнями* равно

$$\Delta E_M = -g\mu_N B = \mu B / I, \quad (25)$$

где  $\mu$  – магнитный момент ядра.

Взаимодействие ядра с магнитным полем приводит к расщеплению ядерного уровня со спином  $I$  на  $(2I + 1)$  невырожденных зеемановских подуровней, расстояние между которыми равно  $g\mu_N B$ .

Если величина расщепления превышает ширину мессбауэровской линии, в мессбауэровском спектре будет наблюдаться *магнитная сверхтонкая структура*, компоненты которой соответствуют  $\gamma$ -переходам между зеемановскими подуровнями возбужденного и основного состояний ядра.

*Число компонент* будет равно числу переходов, разрешенных *правилами отбора* по магнитному квантовому числу:

$$|M| \leq L \quad (26)$$

где  $M = m_B - m_0$ , т.е. изменение магнитного квантового числа,  $L$  – мультипольность  $\gamma$ -перехода.

Магнитная сверхтонкая структура мессбауэровского спектра может наблюдаться как во *внешнем магнитном поле*, так и при взаимодействии ядра с *магнитным сверхтонким полем* в ферро- и антиферромагнетиках.

В большинстве экспериментов используется магнитное сверхтонкое поле: во-первых, достижимые в лабораторных условиях напряженности внешних полей часто недостаточны для получения разрешенной структуры спектра, во-вторых, изучение магнитных сверхтонких полей представляет большой самостоятельный интерес.

Исследуемым веществом может быть как источник мессбауэровского излучения, так и резонансный поглотитель. В дальнейшем для определенности будем предполагать, что магнитное сверхтонкое взаимодействие исследуется в поглотителе, а линия испускания источника представляет собой одиночную линию без сверхтонкой структуры. Магнитное сверхтонкое расщепление *симметрично* относительно энергии нерасщепленного уровня, поэтому оно не приводит к смещению центра мессбауэровского спектра. Для простоты (но без потери общности) будем предполагать, что центр спектра расположен при нулевой скорости источника (т.е. что *ИС*



равен нулю). Ограничимся рассмотрением только  $\gamma$ -переходов чистых по мультипольности.

Относительная интенсивность  $\gamma$ -перехода между зеемановскими подуровнями с магнитными квантовыми числами  $m_B$  и  $m_O$  может быть записана в следующем виде:

$$I(m_B, m_O) \propto (I_0 m_O L M | I_B m_B)^2 F_{LM}(\vartheta), \quad (27)$$

где  $I_B$  и  $I_O$  – спины возбужденного и основного состояний ядра; выражение в скобках есть коэффициент Клебша-Гордана;  $F(\theta)$  – функция, определяющая угловое распределение  $\gamma$ -излучения;  $\theta$  – угол между направлением вылета  $\gamma$ -кванта и осью квантования (совпадающей с направлением магнитного поля). Функция  $F(\theta)$  обладает следующими свойствами:

$$F_{LM}(\vartheta) = F_{L-M}(\vartheta), \quad (28-а)$$

$$F_{LM}(\vartheta) = 0, \text{ если } M \neq \pm 1, \quad (28-б)$$

$$\int F_{LM}(\vartheta) d\Omega \text{ не зависит от } M. \quad (28-в)$$

Из этих свойств (а также из свойств коэффициента Клебша-Гордана) следует, в частности, что:

1) в мессбауэровском спектре компоненты, отличающиеся только знаком  $M$ , имеют равную интенсивность;

2) для угла  $\theta = 0^\circ$  интенсивность, отличную от нуля, имеют только компоненты с  $M = \pm 1$ ;

3) суммарная интенсивность компонент не зависит от угла наблюдения.

Рассмотрим случай дипольного  $\gamma$ -перехода ( $L = 1$ ) между ядерными состояниями с  $I_B = 3/2$ ,  $I_O = 1/2$  (этот случай соответствует наиболее популярному мессбауэровскому изотопу  $^{57}\text{Fe}$ ).

**Схема зеемановских подуровней** и разрешенные правилом отбора (26)  $\gamma$ -переходы между подуровнями показаны на рис. 5.

Для дипольного  $\gamma$ -перехода:

$$F_{1,0} = \frac{\sin^2 \vartheta}{2}, \quad F_{1,\pm 1} = \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{4} \quad (29)$$

Относительные интенсивности шести разрешенных переходов приведены в таблице 1.

Воспользовавшись формулой (24), нетрудно найти положение

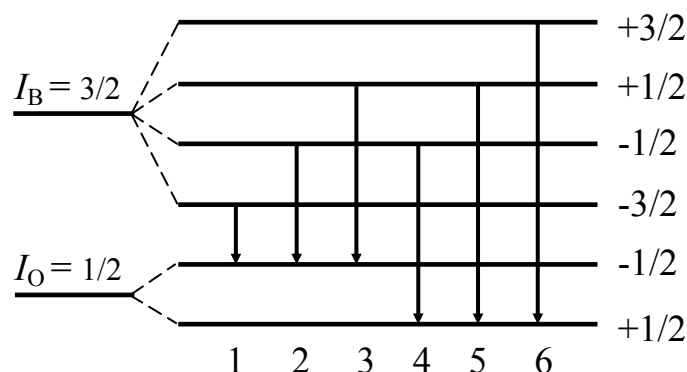


Рис. 5. Магнитное сверхтонкое расщепление и разрешенные переходы для случая  $I_B = 3/2$ ,  $I_O = 1/2$ ,  $L = 1$ . Расположение подуровней соответствует разным знакам  $g$ -факторов возбужденного и основного состояний ( $g_O > 0$ ,  $g_B < 0$ ).

компонент магнитной сверхтонкой структуры в мессбауэровском спектре. Поскольку (согласно сделанному предположению) изомерный сдвиг равен нулю, энергия нерасщепленной мессбауэровской линии соответствует нулевой скорости в мессбауэровском спектре.

**Таблица 1**

Переход	$M$	Относительная интенсивность
$\pm 3/2 \quad \pm 1/2$	$\pm 1$	$3/4 (1 + \cos^2 \theta)$
$\pm 1/2 \quad \pm 1/2$	0	$\sin^2 \theta$
$\mp 1/2 \quad \pm 1/2$	$\mp 1$	$1/4 (1 + \cos^2 \theta)$

Приняв эту энергию за начало отсчета, для энергий отдельных компонент сверхтонкой структуры находим

$$\begin{aligned}
 E(m_B, m_O) &= E_M(m_B) - E_M(m_O) = g_B \mu_N B m_B - g_O \mu_N B m_O = \\
 &= -\mu_N B (g_O m_O - g_B m_B) .
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

Нетрудно видеть, что расстояния между компонентами (в единицах скорости или в энергетических единицах) определяются произведениями  $g_O B$  и  $g_B B$ . Таким образом, если из трех независимых переменных  $g_O$ ,  $g_B$  и  $B$  какое-либо одно известно, можно найти другие две. В большинстве случаев известной величиной является  $g$ -фактор основного состояния  $g_O$ . Если измерения проводятся во внешнем магнитном поле, то известной величиной является  $B$  и, следовательно, могут быть определены  $g$ -факторы как основного, так и возбужденного состояний.

Из формулы (27) следует, что интенсивности компонент сверхтонкой структуры зависят от угла наблюдения  $\theta$ , т.е. направления импульса  $\gamma$ -кванта относительно направления магнитного поля. Для неполяризованного ферромагнетика со случайной ориентацией намагниченности отдельных доменов интенсивности линий, приведенные в табл. 1, следует усреднить по всем возможным значениям  $\theta$ . В результате такого усреднения находим, что интенсивности компонент мессбауэровского спектра (в порядке их расположения в табл. 1) будут находиться в отношении 3:2:1. Если ферромагнетик поляризован магнитным полем, направленным вдоль потока  $\gamma$ -квантов, то  $\theta = 0^\circ$  и из табл. 1 находим соотношение интенсивностей 3:0:1. Наконец, если ферромагнетик намагничен перпендикулярно потоку  $\gamma$ -квантов, то  $\theta = 90^\circ$  и интенсивности компонент будут находиться в отношении 3:4:1. Можно заметить, что от угла  $\theta$  зависит относительная интенсивность второй компоненты, тогда как отношение интенсивностей первой и третьей компонент остается постоянным. Вид мессбауэровских спектров для трех рассмотренных характерных случаев показан на рис. 6.

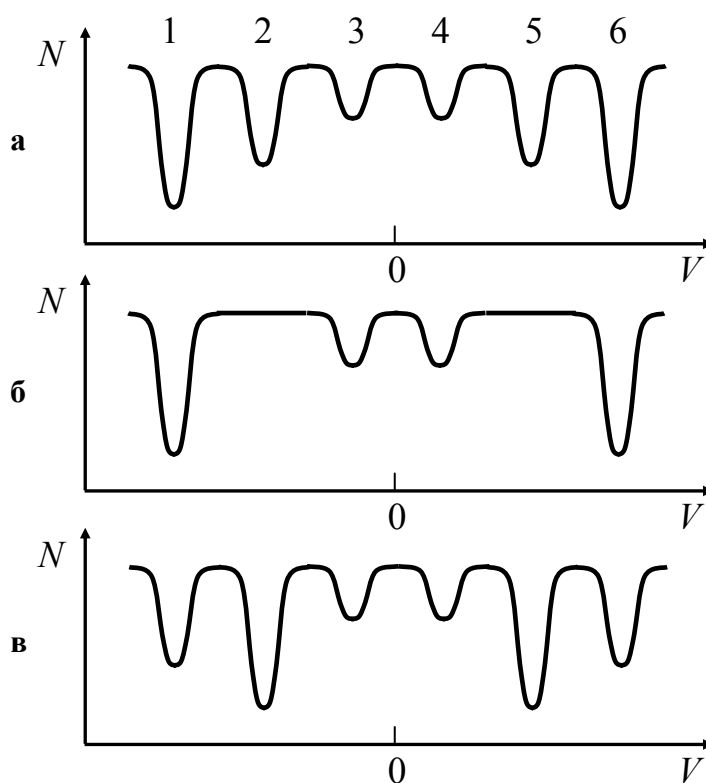


Рис. 6. Сверхтонкая структура мессбауэровского спектра для ферромагнетика со случайной ориентацией намагниченности в отдельных доменах (а) и для ферромагнетика, намагниченного параллельно (б) или перпендикулярно (в) потоку  $\gamma$ -излучения. Положение компонент сверхтонкой структуры примерно соответствует структуре мессбауэровского спектра для 14,4 кэВ  $\gamma$ -перехода в  $^{57}\text{Fe}$ . Цифры в верхней части рисунка соответствуют нумерации  $\gamma$ -переходов на рис. 5

Компоненты магнитной сверхтонкой структуры характеризуются определенной *поляризацией*, зависящей от величины  $M$ . Например, для ферромагнетика, намагниченного вдоль потока  $\gamma$ -квантов, в спектре присутствуют только компоненты, соответствующие переходам с  $M = \pm 1$ . Для таких переходов  $\gamma$ -излучение имеет циркулярную поляризацию, правую при  $M = +1$  и левую при  $M = -1$ . Поляризацию компонент сверхтонкой структуры можно исследовать методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии. При этом как источник, так и поглотитель должны быть приготовлены из ферромагнитного вещества с разрешенной структурой спектра. Резонансное поглощение будет иметь место только в том случае, если соответствующие компоненты спектров испускания и поглощения не только совпадут по энергии, но и будут иметь одинаковую поляризацию. Если, например, поляризация компонент спектра поглощения известна, однозначно определяется и поляризация компонент спектра испускания. Поскольку знак поляризации определяется направлением оси квантования, такой эксперимент позволяет определить знак сверхтонкого поля, см. (23). В качестве анализатора поляризации обычно используется фольга из намагниченного железа, поскольку для железа хорошо известно, что знак сверхтонкого поля отрицательный.

### 4.3. Квадрупольное взаимодействие

Вторым типом сверхтонкого взаимодействия, приводящего к расщеплению мессбауэровской линии, является *электрическое квадрупольное взаимодействие*. Гамильтониан этого взаимодействия имеет следующий вид:

$$H_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left[ 3I_Z^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2} (I_+^2 + I_-^2) \right], \quad (31)$$

где  $q$  – градиент электрического поля (ГЭП),  $Q$  – ядерный квадрупольный момент,  $I$  – спин ядра,  $I_i$  – проекции оператора ядерного спина ( $I_{\pm} = I_x \pm iI_y$ ),  $\eta$  – параметр асимметрии тензора ГЭП:

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}, \quad (31-a)$$

( $V_{ij}$  – вторые производные от электростатического потенциала в области ядра).

Для состояний с полуцелым спином электрическое квадрупольное взаимодействие не приводит к полному снятию вырождения по

магнитному квантовому числу (вырождение по знаку магнитного квантового числа всегда остается). Для состояний с целым спином вырождение может быть снято полностью, если параметр асимметрии  $\eta$  не равен нулю.

Рассмотрим квадрупольное расщепление ядерного уровня для простого случая  $I = 3/2$  и  $\eta = 0$ . Собственные значения гамильтониана в этом случае равны:

$$E(\pm 3/2) = \frac{e^2 q Q}{4}, \quad (32-a)$$

$$E(\pm 1/2) = -\frac{e^2 q Q}{4}, \quad (32-b)$$

(где в скобках указаны собственные значения оператора  $I_Z$ , т.е. магнитные квантовые числа). Из (32-а, б) следует, что ядерное состояние с  $I = 3/2$  расщепляется на два подуровня, расстояние между которыми равно  $e^2 q Q/2$ . В соответствии с этим в мессбуаэровском распределении должны наблюдаться два пика (квадрупольный дублет), см. рис. 7.

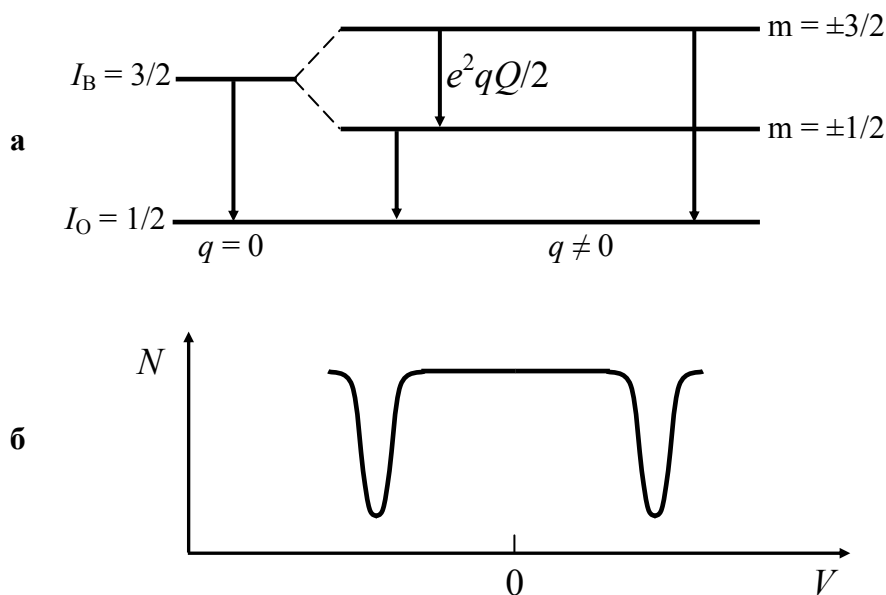


Рис. 7. Переходы между подуровнями возбужденного состояния с  $I_B = 3/2$  и основным состоянием ( $I_O = 1/2$ ) – (а) и вид мессбуаэровского распределения – (б) для случая квадрупольного сверхтонкого взаимодействия. Схема подуровней возбужденного состояния соответствует  $e^2 q Q > 0$ .

**Градиент электрического поля** (или постоянная квадрупольного взаимодействия) является важной характеристикой электронной структуры твердых тел, в связи с чем исследование электрического квадрупольного взаимодействия имеет в **физике твердого тела**, химии, биологии такое же значение, как и измерение

изомерного сдвига. С точки зрения *ядерной физики* большой интерес представляет определение *квадрупольных моментов ядерных уровней*. Точность определения  $Q$  зависит от точности расчета градиента электрического поля. Если квадрупольное расщепление присутствует как для возбужденного, так и для основного состояния ядра, можно найти отношение квадрупольных моментов двух ядерных уровней. Точность определения этого отношения не зависит от возможности расчета градиента электрического поля.

## **§5. Экспериментальная часть**

В данной работе для измерения спектров мессбауэровского резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов используется *спектрометр*, который работает в режиме постоянного ускорения. Подвижным является источник излучения. Он закреплен на конце горизонтально расположенного стержня, связанного с электродинамическим вибратором. Специальное электронное устройство (привод вибратора) обеспечивает периодические колебания вибратора так, что при движении вперед или назад он имеет постоянное ускорение. Работа привода синхронизируется выходным сигналом *мёссбауэровского многоканального анализатора* (см. ниже). Этот сигнал формируется путем пересчёта импульсов кварцевого генератора. Смена направления движения вибратора происходит через каждые 256 импульсов генератора

*Детектором*  $\gamma$ -излучения служит газовый пропорциональный счётчик, который имеет достаточно высокую эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией до  $(30 \div 40)$  кэВ, и практически не регистрирует кванты более высоких энергий. На пропорциональный счётчик подается высокое напряжение ( $\sim 2000$  В).

Между источником и пропорциональным счетчиком размещаются *поглотители*.

Сигналы с выхода детектора поступают на вход усилителя, который преобразует заряды, возникающие в счетчике при регистрации  $\gamma$ -квантов, в импульсы напряжения, пропорциональные зарядам. Эти импульсы поступают на вход *мёссбауэровского многоканального анализатора*, сопряжённого с компьютером.

Анализатор включает в себя амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), пересчетное устройство сигналов кварцевого генератора, микропроцессор и запоминающее устройство для хранения данных в процессе их накопления. Исследуемый диапазон *амплитуд*, имеющих непрерывное распределение, разбивается на конечное число равных интервалов, каждому из которых присваивается порядковый номер. Эти интервалы принято называть *каналами*. АЦП измеряет амплитуду каждого импульса и определяет соответ-

ствующий ей номер канала. В памяти анализатора регистрируется число импульсов в каждом канале. Номер канала *мессбауэровского* распределения определяется текущим числом в пересчетном устройстве. Он пропорционален скорости вибратора. Через каждые 256 каналов выдается сигнал смены направления на привод вибратора.

Анализатор управляется главным компьютером. Программа регистрации и обработки позволяет выделить диапазон амплитуд, которые должны использоваться для регистрации *мессбауэровского распределения* (распределения по скоростям). Если амплитуда попадает в этот диапазон, то считывается число с пересчетного устройства вибратора (значение скорости); это число является номером канала, в котором происходит очередной отсчет. Амплитудное и мессбауэровское распределения регистрируются одновременно в 512 каналах каждое. Первые 256 каналов мессбауэровского распределения соответствуют движению вибратора *вперед*, а вторые 256 каналов – движению *назад*; переходу значений скоростей через 0 соответствуют 128-й и 384-й каналы. Данные из анализатора передаются в главный компьютер один раз в секунду, и, таким образом, текущее состояние памяти анализатора отображается графически в реальном времени.

Управление анализатором и обработка данных выполняются с помощью программы NPZ18P; ее описание и специальные команды данной лабораторной работы приведены в **Приложении**.

Спектры поглощения для случая  $\gamma$ -излучения изотопа  $^{57}\text{Fe}$  с энергией 14,4 кэВ измеряются с *радиоактивным источником*  $^{57}\text{Co}$ , внедренным в матрицу палладия (схему распада изотопа  $^{57}\text{Co}$  см. на рис. 8). В спектре излучения  $^{57}\text{Co}$  присутствует **рентгеновское излучение** железа с энергией 6,3 кэВ. При использовании пропорционального счетчика линия рентгеновского излучения хорошо отделяется от  $\gamma$ -линии с энергией 14,4 кэВ.

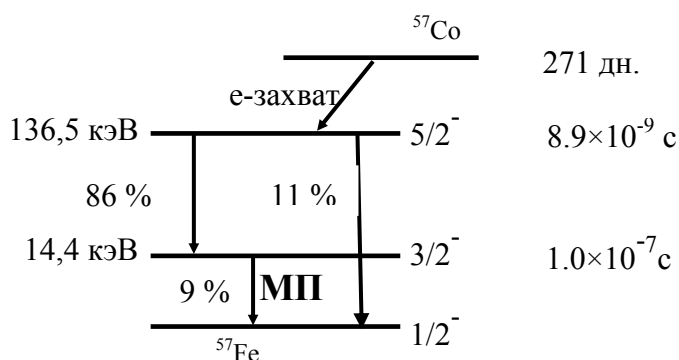


Рис. 8. Схема распада ядра  $^{57}\text{Co}$  (МП – мессбауэровский  $\gamma$ -переход).

В эксперименте требуется:

1. Измерить **энергетический спектр**  $\gamma$ -излучения. Установив нижний и верхний пороги дискриминатора произвести **настройку спектрометра** на пик, соответствующий мессбауэровскому  $\gamma$ -переходу (14,4 кэВ).

2. Для градуировки спектрометра измерить **спектр мессбауэровского поглощения** в эталонном поглотителе  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$  – антиферромагнетик с высокой точкой Нееля:  $700^\circ\text{C}$ ). При комнатной температуре мессбауэровский спектр состоит из 6-ти линий, так как уровни ядра железа в такой магнитоупорядоченной системе расщеплены. На рис. 9 приведен спектр сверхтонкой структуры  $^{57}\text{Fe}$  в  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и даны положения линий в мм/с. Провести обработку спектра, заключающуюся в поиске положения минимумов соответствующих пиков. Выполнить процедуру **градуировки спектрометра** (по скоростям).

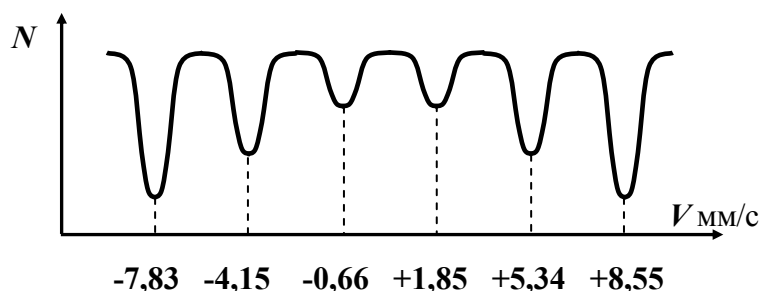


Рис. 9. Положение линий в спектре сверхтонкой структуры ядра  $^{57}\text{Fe}$  в поглотителе  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ .

3. Измерить спектр резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов с поглотителем из металлического железа. Провести обработку спектра, заключающуюся в поиске положения минимумов соответствующих пиков.

4. Определить  $\Delta E_0$  и  $\Delta E_1$  – величины сверхтонкого расщепления основного и первого возбужденного состояния ядра  $^{57}\text{Fe}$  (в электронвольтах), используя градуировочную кривую из 2-го упражнения. Рассчитать величину эффективного магнитного поля на ядре ( $\mathbf{B}$ , [Гс]). Определить величину магнитного момента первого возбужденного состояния ядра  $^{57}\text{Fe}$  ( $\mu_1$ , [ $\mu_{\text{я}}$ ]), зная, что значение магнитного момента основного состояния  $^{57}\text{Fe}$ ,  $\mu_0=0,09\mu_{\text{я}}$ .

### Контрольные вопросы

1. В чем состоит трудность наблюдения резонансного поглощения  $\gamma$ -излучения на свободном ядре? Сравнить с резонансным по-



глощением на атоме.

2. От чего зависит вероятность эффекта Мессбауэра? Как ее определить из экспериментального спектра?

3. Что такое  $\Gamma$ ? Физический смысл этой величины?

4. Влияет ли химический состав веществ на положение ядерных уровней? Какова величина химического сдвига (порядок)?

5. Что такое собственный и спектроскопический квадрупольные моменты? Каков энергетический спектр  $\gamma$ -излучения ядра  $^{57}\text{Fe}$  при наличии только квадрупольного взаимодействия?

6. Как определить магнитный момент ядра  $^{57}\text{Fe}$  с помощью резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов? Как изменяется схема расположения уровней ядра  $^{57}\text{Fe}$  при наличии только магнитного взаимодействия?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вертхейм Г. Эффект Мессбауэра. - М.: Мир. 1966, гл. 1 - 7.
2. Липкин Г. Квантовая механика. - М.: Мир. 1977, гл. 2 - 4.
3. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. - М.: Наука, 1969.
4. Экспериментальная техника эффекта Мессбауэра. - М.: Мир. 1967, II раздел "Спектрометры".
5. Делягин Н.Н., Комиссарова Б.А., Крюкова Л.Н., Парфенова В.П., Сорокин А.А. Сверхтонкие взаимодействия и ядерные излучения. - М.: Изд-во МГУ, 1985, гл. 1, 3.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Описание программы NPZ18P

Выполнение лабораторной работы №18 «Эффект Мёссбауэра» обеспечивается программой NPZ18P, которая запускается пиктограммой «**Задача 18**» на «рабочем столе» Windows. Эта программа позволяет управлять измерительной аппаратурой мёссбауэровского спектрометра, накапливать экспериментальные данные и выполнять их численную обработку (методами математической статистики). Экспериментальные данные могут сохраняться в виде текстовых файлов в рабочей папке (папка по умолчанию). При сохранении данных (записи в файл) следует указывать только имя файла (без расширения). Выходить за пределы этой папки не рекомендуется во избежание потери данных. Сохранённые данные доступны в течение семестра.

Информация о большей части функций программы отображается на экране. О назначении отдельных элементов можно узнать по комментарию, возникающему при наведении курсора мыши на этот элемент. Визуализация выполняемых действий распределена по трем страницам, открываемым соответствующими закладками: «**Исходные данные**», «**Аппроксимация пиков**» и «**Градуировка**».

Верхняя (динамическая) гистограмма на странице «**Исходные данные**» отображает процесс накопления экспериментальных данных в реальном времени. Амплитудное (энергетическое) и мёссбауэровское распределения набираются одновременно в автономной памяти АЦП (амплитудно-цифрового преобразователя). Тип отображаемого распределения переключается парой альтернативных кнопок «**Амплитуда/Мёссбауэр**». По завершении набора данных их следует обязательно сохранить.

В мёссбауэровских распределениях следует регистрировать только импульсы, соответствующие определенному энергетическому окну, которое выбирается по динамической гистограмме амплитудного распределения. Для этого нужно с помощью двух движков, расположенных над этой гистограммой, указать границы окна и щёлкнуть экранной клавишей «**Установка границ окна регистрации**». В окно войдут каналы, отображаемые синим цветом.

Нижняя гистограмма отображает экспериментальные данные, подлежащие математической обработке. Эти данные находятся в программном буфере, в который они могут попадать двумя путями: или при считывании из ранее сохранённого файла, или непосредственно из памяти АЦП. Последний вариант предназначен для оценочных действий и допускает работу с несохранёнными данными, о чём следует помнить. Для изменения масштаба отображаемых дан-

ных нужно в поле гистограммы нажать на левую кнопку мыши и тянуть вправо вниз; для восстановления масштаба нужно протянуть влево вниз. Для разметки данных используются гистограммные маркеры: две вертикальные штриховые линии (красная и зелёная). Чтобы установить маркер нужно щёлкнуть **левой** кнопкой мыши на экспериментальной точке гистограммы, чтобы установить 2-й маркер нужно щёлкнуть **правой** кнопкой мыши на другой точке; чтобы убрать маркеры нужно дважды щёлкнуть на пустом месте.

Альтернативные кнопки внизу экрана (**Гаусс/Лоренц**) определяют способ обработки данных. Каждый пик мёссбауэровского распределения аппроксимируется функцией Лоренца. Для обращения к аппроксимации нужно на гистограмме исходных данных установить два маркера так, чтобы пик был между ними (желательно с небольшими «крыльями») и перейти на страницу **«Аппроксимация пиков»**. На ней отображается выделенный маркерами участок гистограммы. Серая тонкая линия проведена по нулевым приближениям для параметров аппроксимирующей функции. Их можно уточнять, если аппроксимация не получилась: указать другое начальное положение минимума пика (для амплитудных распределений – положение максимума), щёлкнув на нужной точке (выделяется цветом), или изменить нулевое приближение для ширины пика на половине высоты (*fwhm*). Аппроксимация выполняется по щелчку на кнопке **«Аппроксимация»**. Предварительно в соответствующее окошко должно быть вписано значение энергии перехода  $E_0$  (14,4 кэВ – разделитель «запятая»).

Если предполагается выполнять градуировку по скорости, то для ввода значения скорости, соответствующей положению минимума пика (см. Рис. 9), нужно вписать это значение с соответствующим знаком в окошко, которое появится после выполнения аппроксимации, и щёлкнуть **«Ввод скорости»**. Градуировка выполняется при переходе на страницу **«Градуировка»**.

Когда программа запускается впервые после включения аппаратуры, в памяти АЦП оказывается случайная информация, которую следует стереть командой **«Сброс»**.