ВВЕДЕНИЕ

Со времени открытия эффекта Мессбауэра в 1958 г. [1, 2] прошло более 50 лет, однако методы мессбауэровской спектроскопии продолжают интенсивно развиваться и широко использоваться в различных областях физики, химии, геологии, минералогии, почвоведения, биологии, медицине, материаловедении и индустрии [3-11]. Практически сразу после открытия эффекта стало ясно, что мессбауэровская спектроскопия является мощным ядерным методом исследования вещества в конденсированном состоянии. Неслучайно уже в 1961 г. автор открытия – Рудольф Мессбауэр получил Нобелевскую премию.

Мессбауэровская спектроскопия обладает рекордной относительной разрешающей способностью по энергии (до 10^{-22} !). Благодаря ней впервые удалось измерить гравитационное красное смещение частоты γ-кванта в земных условиях [12]. Для мессбауэровской спектроскопии характерны разнообразие и богатство получаемой информации, которая зачастую не может быть получена другими методами, а также сочетание информации локального характера с данными о кооперативных явлениях [3-11].

В основе методических возможностей мессбауэровской спектроскопии лежит впервые появившаяся возможность наблюдать сверхтонкую структуру у-линий, вызванную взаимодействием ядра с внеядерными электрическим и магнитным полями. Мессбауэровское ядро является зондом, находящимся в твердом теле, с помощью которого можно изучать динамические свойства, структурное, валентное и зарядовое состояния мессбауровского атома, а также фазовый состав, особенности атомной, кристаллической, магнитной и электронной структур исследуемого вещества.

Несмотря на то, что в настоящее время известно более 110 мессбауэровских переходов для более чем 99 изотопов 45 элементов, в качестве мессбауэровского зонда при исследовании веществ используются не так много изотопов – 57 Fe(64%), 119 Sn(18%), 151 Eu(3%), 121 Sb(2%), 125 Te(2%), 197 Au(2%), 129 I(1%), 155 Gd(1%), 161 Dy(1%) и 237 Np(1%). Существенно более удобные из них и, как видим, наиболее часто и эффективно используемые два изотопа – 57 Fe и 119 Sn.

В настоящее время накоплен огромный объем информации по мессбауэровской спектроскопии – более 49 тысяч публикаций, и этот объем продолжает интенсивно расти – ежегодно в печати появляется около 1500 публикаций. Для удовлетворения информационных нужд мессбауэровского сообщества в 1969 г. при Университете Северной Каролины (США) был организован Центр мессбауэровских данных – Mössbauer Effect Data Center (MEDC). В базе данных центра собраны печатные работы на 46 языках примерно 30000 авторов из 107 стран мира. Эти работы были опубликованы в более чем 2700 журналах и 1000 книгах. База данных содержит более 49000 библиографических ссылок на работы и более 89000 единиц записей данных, содержащихся в этих работах. Ежегодно добавляется примерно 1500 публикаций и 2500 единиц записи данных.

Наиболее широко используемая центром информационная услуга — ежегодный выпуск и распространение 10 номеров журнала Mössbauer Effect Reference and Data Journal (MERDJ). Доступ к базе данных возможен и через интернет. На www-сайте центра помещена также информация о прошедших и ближайших в будущем конференциях, симпозиумах и школах, на которых докладываются работы, выполненные с использованием мессбауэровской спектроскопии. Адрес центра — Mössbauer Effect Data Center, Dalian Institute of Chemical Physics, Chinese Academy of Sciences, 457 Zhongshan Road, Dalian 116023, China. Phone: +86-411-84379159, Fax: +86-411-84685940. Email: medc@dicp.ac.cn. Сайты центра в интернете — www.medc.dicp.ac.cn; www.mossbauer.org.

Для облегчения общения и установления научных связей между членами международного сообщества специалистов в области мессбауэровской спектроскопии при Исследовательском институте физики частиц и ядра Венгерской академии наук в 1992 г. был создан сервер Mössbauer International eXchange (MIX). Этот сервер содержит дискуссионный журнал для членов мессбауэровского сообщества, информацию о конференциях и встречах, документы Международного совета по применению эффекта Мессбауэра, описание ряда программ, используемых при обработке и анализе мессбауэровских спектров, базу данных об активных членах мессбауэровского сообщества. До 1996 г. услуги сервера осуществлялись с помощью посылок электронной почты определенного формата, а с 1996г. с помощью www-сайта: http://www.kfki.hu/~mixhp/.

В августе 1993 г. на международной конференции ICAME'93, проходившей в Ванкувере, был организован Международный совет по применению эффекта Мессбауэра — International Board on the Applications of the Mössbauer Effect (IBAME). IBAME состоит из избранных представителей различных стран. Количество представителей от страны зависит от общего числа участников международных конференций по мессбауэровской спектроскопии.

Первое официальное собрание этой организации произошло на международной конференции ICAME'95 в Римини (Италия). На ICAME'99, которая была проведена в Garmisch Partenkirchen (Германия), Международный совет сформулировал следующие цели своей работы.

- 1. Ускорить накопление знаний в области эффекта Мессбауэра и его приложений.
- 2. Повысить активность международного сообщества в этой междисциплинарной области фундаментальных и прикладных исследований.
- 3. Во избежание дублирований согласовывать место и дату проведения различных международных и континентальных конференций по эффекту Мессбауэра.

4. Способствовать участию в работе конференций молодых исследователей и исследователей из развивающихся стран.

Работы, проведенные с использованием методов мессбауэровской спектроскопии, докладываются на многих конференциях. Самая многочисленная и популярная в мессбауэровском сообществе конференция, проводимая с 1961 г, — International Conference on the Application of the Mössbauer Effect (ICAME). В настоящее время она проводится каждые два года. Еще две регулярно проводимые конференции — International Symposium on the Industrial Applications of the Mössbauer Effect (ISI-AME) и Latin American Conference on the Applications of the Mössbauer Effect (LACAME).

В России также раз в два-три года проводится конференция по мессбауэровской спектроскопии. В последние годы она стала международной и приобрела название "Мессбауэровская спектроскопия и ее применения".

Немало существует конференций, на которых докладываются работы с использованием методов мессбауэровской спектроскопии – Nuclear Methods in Magnetism; International Conference on Hyperfine Interactions; European conference on Mineralogy and spectroscopy и т.д.

Как видим, при исследовании веществ в конденсированном состоянии в научном мире очень интенсивно используются методы мессбауэровской спектроскопии. Однако для эффективного применения этих методов и в частности для корректной интерпретации мессбауэровских данных исследователю необходимо в первую очередь понимание физических основ мессбауэровской спектроскопии, которое требует знания, как ядерной физики, так и физики твердого тела. Именно этому и посвящено данное учебное пособие.

ГЛАВА І

СУЩНОСТЬ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА

Эффект Мессбауэра непосредственно связан с процессами испускания и поглощения у-квантов атомными ядрами. Поэтому рассмотрим, сначала, основные характеристики атомного ядра и ядерный энергетический переход.

§1. Атомное ядро и ядерный энергетический переход

Атомное ядро – центральная часть атома, состоящая из нуклонов – протонов (р) и нейтронов (n).

1.1. Характеристики ядра

Линейные размеры ядра $R_n = (1 \div 10) \cdot 10^{-15}$ м ($\sim 10^{-5}$ радиуса атома). Каждое ядро характеризуется **зарядом** eZ ($e \cong 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд протона и электрона), **массой** M и **массовым числом** A, равным числу нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Число протонов в ядре Z определяет заряд ядра eZ и атомный номер элемента. Число нейтронов (изотопическое число) N равно A - Z. Ядра с одинаковыми Z и различными A (N) называются **изотопами.** Ядра с одинаковыми N и различными A (X) — **изотонами**. Ядра с одинаковыми X и различными X (X) — **изотонами**.

Обозначение ядра такое же, что и для соответствующего ему химического элемента – A_Z Я (например, ${}^{57}_{26}$ Fe , ${}^{119}_{50}$ Sn , ${}^{151}_{63}$ Eu).

Ядерные частицы (нуклоны) — протоны и нейтроны — связаны между собой в ядре ядерными силами с коротким радиусом действия $\sim 10^{-15}$ м. Между протонами действуют также кулоновские силы отталкивания. Четно-четные ядра (с четными Z и N) более прочны и более распространены в природе, чем четно-нечетные. Наименее прочные нечетно-нечетные ядра.

Размеры ядер зависят от числа нуклонов в ядре и изменяются в пределах от 10^{-15} до 10^{-14} м. Ядро чрезвычайно плотная система, ее плотность составляет $\sim 10^{17} {\rm кг/m^3}$. Средняя плотность внутренних областей всех атомных ядер практически одинакова, а на поверхности быстро спадает до нуля. Радиус R распределения плотности протонов (ядерного вещества) и протонов (заряда) для средних и тяжелых ядер с A >> 1

$$R = aA^{1/3}.$$

где-для распределения плотности а = $(1.2-1.4)\cdot 10^{-15}$ м, а для распределения заряда а = $1.12\cdot 10^{-15}$ м. Эксперименты по рассеянию быстрых электронов на ядрах позволили исследовать распределение заряда $\rho(r)$ в ядре. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с т. н. фермиевским распределением:

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + e^{(r-R)/b}),$$

где $b = 0.5 \cdot 10^{-15}$ м. Это распределение показывает, что плотность заряда почти постоянна во внутренней области (r < R) ядра и практически экспо-

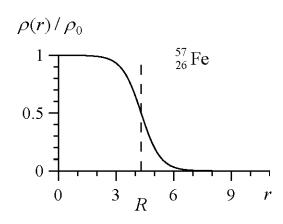


Рис. 1.2. Распределение заряда в ядре ⁵⁷₂₆ Fe

ненциально спадает за её пределами, при этом $\rho(R) = \rho_0/2$. Параметр b характеризует "размытость" зарядовой поверхности ядра. В качестве примера рис. 1.1 изображена зависимость зарядовой плотности в ядре $^{57}_{20}$ Fe.

Стабильное ядро атома может находиться только в дискретных состояниях с определенной энергией, характеризующихся набором квантовых чисел, задающих значения сохраняющихся величин (интегралов движения) в этих состояниях (см. п. 3. в Приложении I).

Ядро обладает (полным) моментом количества движения — **спином** I, который в единицах приведенной **постоянной Планка** $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с может принимать как целые, так и полуцелые значения. Спин ядра I равен сумме полных моментов $j_{n,p}$ составляющих его нуклонов, которые равны сумме орбитального момента $l_{n,p} = 0, 1, 2, 3,...$ и спина нуклона $s_{n,p} = 1/2$ (см. табл. 1.1), и потому $j_{n,p}$ всегда полуцелые. Если A четно, то спин ядра целый, если A нечетно — полуцелый. В процессе возбуждения спин ядра может принимать значения, отличные от значений в основном состоянии.

Нуклон	Линейный	Масса покоя,	Заряд,	Спин,	Магнитный	
	размер, м	КГ	e	\hbar	момент	
Протон	~1.4·10 ⁻¹⁵	1.67·10 ⁻²⁷	+1	1/2	+2.792 μ _n	
Нейтрон	~1.5·10 ⁻¹⁵	1.68·10 ⁻²⁷	<2.10-22	1/2	$-1.913 \mu_n$	

Табл. 1.1. Характеристики нуклонов.

В дискретном состоянии ядро обладает также **пространственной четностью волновой функции ядра** $\pi = \pm 1$. Напомним, что пространственная четность π волновой функции $\psi(\mathbf{r})$ – это собственное значение оператора инверсии – $\hat{\pi}\psi(\mathbf{r}) = \psi(-\mathbf{r}) = \pi\psi(\mathbf{r})$. Если функция нечетная – $\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r})$, то $\pi = -1$; если функция четная – $\psi(-\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r})$, то $\pi = +1$. Для ядерных состояний указывается объединенная характеристика – I^{π} .

Другая важная характеристика ядра — **магнитный дипольный мо- мент** (в системе единиц измерения SI):

$$\mu = g \frac{e\hbar}{2m_{\rm p}} I = g\mu_{\rm n} I , \qquad (1.1)$$

где $m_{\rm p}\cong 1.67\cdot 10^{-27}~{\rm kr}$ — масса протона; $\mu_{\rm n}=\frac{e\hbar}{2m_{\rm p}}\cong 5.05\cdot 10^{-27}~{\rm Дж/Tr}$ — ядер-

ный магнетон; $g \equiv \frac{\mu/\mu_{\rm n}}{I}$ — фактор Ланде, или g-фактор, или ядерное

гиромагнитное отношение (отношение магнитного момента ядра в ядерных магнетонах к его механическому моменту в постоянных Планка, спину). Магнитные дипольные моменты имеются только у ядер с $I \ge 1/2$. В настоящее время обнаружены возбужденные состояния с очень высокими спинами – до I = 16.

Отклонение формы атомного ядра от сферически симметричной определяет электрический квадрупольный момент ядра eQ (Q — в единицах заряда протона e>0). Заметим, что дипольные электрические моменты всегда равны нулю. Положительный квадрупольный момент означает, что ядро имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, отрицательный — форму сплюснутого эллипсоида вращения. Квадрупольный электрический момент от ядра к ядру меняется в широких пределах — (— $15 \div +1500$)· 10^{-30} м² = ($-0.15 \div +15$) б (1 б (барн) = 10^{-28} м²). Квадрупольный момент не равен нулю только у ядер со спином $I \ge 1$. У четно-четных ядер в основном состоянии I = 0 и соответственно равны нулю μ и Q; они обладают наибольшей симметрией.

1.2. Характеристики энергетического перехода

Рассмотрим схему и процесс спонтанного ядерного энергетического перехода (см. рис. 1.2) из возбужденного (excited) состояния с энергией E_0 в основное (graund).

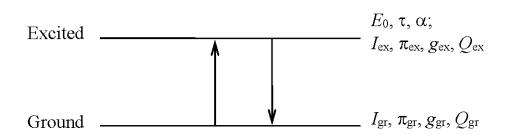


Рис. 1.2. Схема ядерного энергетического перехода

Согласно А. Эйнштейну, который предложил основы теории излучения двухуровневых квантовых систем [13], если ядро возбуждено, то оно может оставаться некоторое время в состоянии возбуждения, пока не произойдет акт самопроизвольного (спонтанного) перехода в другое стацио-

нарное состояние, сопровождающееся, например, испусканием у-кванта. Сам переход происходит мгновенно, но время пребывания ядра в возбужденном состоянии может быть более или менее длительным. Явление перехода имеет характер статистического процесса.

Каждое возбужденное ядро характеризуется определенной **вероят- ностью спонтанного перехода в единицу времени** w (временной плотностью вероятности перехода), не зависящей от времени нахождения в возбужденном состоянии. Пусть P(t) – **вероятность нахождения ядра в возбужденном состоянии в момент времени** t, при этом <u>в начальный момент времени ядро находилось в возбужденном состоянии</u> – P(0) = 1, тогда вероятность нахождения ядра в возбужденном состоянии в момент времени $t+\mathrm{d}t$ равна:

$$P(t+dt) = P(t)(1-wdt), dP = -P(t)wdt,$$

$$P(t) = P(0)e^{-wt} = e^{-wt}.$$
(1.2)

В то же время вероятность того, что ядро находится в возбужденном состоянии в момент времени t, и в следующий интервал времени dt перейдет в основное состояние (вероятность перехода в интервале времени от t до t+dt) равна произведению вероятностей:

$$p(t)dt = P(t) \cdot wdt, \tag{1.3}$$

где p(t) — плотность вероятности перехода в момент времени t (плотность вероятности того, что ядро находится в возбужденном состоянии точно интервал времени t). Следовательно, эта плотность вероятности равна:

$$p(t) = we^{-wt}. (1.4)$$

Заметим, что вероятность перехода в основное состояние хоть в какой-то момент времени равна 1:

$$\int_{0}^{\infty} p(t) dt = \int_{0}^{\infty} w e^{-wt} dt = w \left(-\frac{e^{-wt}}{w} \right) \Big|_{0}^{\infty} = 1.$$

Продолжительность существования в возбужденном состоянии для различных ядер различна. При этом (среднее) время жизни ядра в возбужденном состоянии τ будет:

$$\tau \equiv \bar{t} = \int_{0}^{\infty} t p(t) dt = \int_{0}^{\infty} t w e^{-wt} dt = w \left(t \left(-\frac{1}{w} \right) e^{-wt} \right)_{0}^{\infty} - \int_{0}^{\infty} \left(-\frac{1}{w} \right) e^{-wt} dt = \frac{1}{w}. \quad (1.5)$$

Нередко используется другая физическая величина, характеризующая время нахождения ядра в возбужденном состоянии, — время полураспада $t_{1/2}$ — время, через которое вероятность нахождения ядра в возбужденном состоянии уменьшается вдвое:

$$P(t+t_{1/2}) = \frac{1}{2}P(t), e^{-wt_{1/2}} = \frac{1}{2},$$

$$t_{1/2} = \ln 2 \cdot \tau \cong 0.693 \cdot \tau. \tag{1.6}$$

В соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга за некоторое ограниченное время Δt энергия замкнутой квантовой системы, находящейся в нестационарном состоянии, может быть определена с точностью, не большей ΔE :

$$\Delta t \cdot \Delta E \ge \hbar,$$

$$\Delta E \ge \frac{\hbar}{\Delta t}.$$
(1.7)

Минимальная неопределенность в энергии возбужденного состояния $\Gamma_{\tau} = \min(\Delta E)$, соответствующая среднему времени жизни ядра в этом состоянии τ , называется естественной (полной) шириной уровня:

$$\Gamma_{\tau} \equiv \frac{\hbar}{\tau} = \hbar w \,. \tag{1.8}$$

Оценим естественную ширину линии излучения (поглощения) Γ в случае ядер 57 Fe (au = 1.4·10⁻⁷ c):

$$\Gamma_{\tau} \equiv \frac{\hbar}{\tau} \cong \frac{1.055 \cdot 10^{-34}}{1.4 \cdot 10^{-7} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \cong 5 \cdot 10^{-9} \,\text{pB}.$$

Заметим, что естественная ширина линии излучения гораздо меньше энергии перехода:

$$\frac{E_0}{\Gamma_{\tau}} \cong \frac{14.4 \cdot 10^3}{5 \cdot 10^{-9}} \cong 3 \cdot 10^{12} \,.$$

Если ядро может переходить из возбужденного состояния в основное, испуская при этом либо γ -квант, либо конверсионные электроны (см. рис. 1.2), то полная вероятность перехода w равна сумме вероятностей испускания γ -кванта (радиационного перехода) w_{γ} и электронов конверсии $w_{\rm e}$, а естественная ширина линии — сумме соответствующих ширин:

$$w = w_{\gamma} + w_{e},$$

$$\Gamma_{\tau} = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{e}.$$
(1.9)

Здесь Γ_{γ} – радиационная ширина уровня.

Если считать ядро свободным, но бесконечно тяжелым, то энергия кванта согласно постулату Бора, равна разности энергий уровней – $E_{\gamma} = h \nu = E_0$. В процессе внутренней конверсии энергия перехода E_0 передается одному из s-электронов внутренних оболочек атома (рис. 1.3). Этот конверсионный электрон выбрасывается из атома с кинетической энергией $E_{\rm e} = E_{\gamma} - E_i$, где $E_{\rm i}$ – энергия связи электрона в атоме.

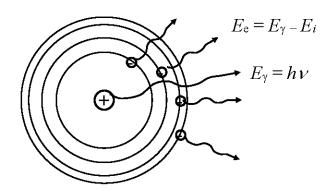


Рис. 1.3. Схематическое изображение вылета γ-кванта из ядра и электронов конверсии из атома, которому принадлежит ядро

Важной характеристикой процесса внутренней конверсии является коэффициент внутренней конверсии α , который равен отношению вероятностей вылета электрона конверсии и испускания γ -кванта при спонтанном переходе:

$$\alpha \equiv \frac{w_{\rm e}}{w_{\gamma}} = \frac{\Gamma_{\rm e}}{\Gamma_{\gamma}},\tag{1.10}$$

где $\alpha = \alpha_{\rm K} + \alpha_{\rm L} + \alpha_{\rm M} + ...$; K, L, M, ... – электронные оболочки атома с главными квантовыми числами $n=1, 2, 3, \ldots$ соответственно. Для полной ширины уровня можно записать:

$$\hat{\Gamma}_{\tau} = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{e} = (1 + \alpha)\Gamma_{\gamma}. \tag{1.11}$$

Величина коэффициента внутренней конверсии α для определенной оболочки зависит от энергии и структуры поля γ -излучения — порядка мультипольности [4] (для мессбауэровского перехода ядер 57 Fe — $\alpha \cong 8.2$).

1.3. Мультипольность излучения и правила отбора

Поле электромагнитного излучения с длиной волны λ , гораздо большей, чем линейные размеры R излучающей системы ($\lambda >> R$), может быть представлено в общем случае в виде суперпозиции (парциальных) электрических (EL) и магнитных (ML) мультипольных излучений — излучений колеблющихся электрических и магнитных мультиполей — диполей, квадруполей, октуполей и т.д. — т.е. 2^L -полей или мультиполей (см., например, [14, 15]). Каждому порядку мультипольности L соответствуют две независимые волны излучения: электрическое 2^L -польное (EL) и магнитное 2^L -польное (EL) и злучения, различающиеся четностью.

Каждое мультипольное излучение характеризуется определенным (полным!) моментом количества движения (угловым моментом) L (= 1, 2, 3, ...) и определенной четностью π_{γ} (= ± 1). Разным значениям четности π соответствует распределение электромагнитного поля, не меняющее (π_{γ} = +1) или меняющее (π_{γ} = -1) направление на противоположное при от-

ражении в центре излучения ($r \to -r$). Для электрического мультипольного излучения $\pi_{\gamma} = (-1)^L$, для магнитного $\pi_{\gamma} = (-1)^{L+1}$. При данном L они соответствуют мультипольному излучению 2^L -поля (при L = 1 – диполя, L = 2 – квадруполя, L = 3 – октуполя и т.д.).

Мультипольность излучения, т.е. его магнитный или электрический характер (тип) и (полный) угловой момент L, определяется из законов сохранения момента количества движения и четности волновой функции системы «ядро + γ -квант». Это приводит к правилам отбора:

$$\left|I_{\rm ex} - I_{\rm gr}\right| \le L \le I_{\rm ex} + I_{\rm gr},\tag{1.12}$$

EL-излучение:
$$\pi_{\gamma} = (-1)^L = \pi_{\text{ex}} \pi_{\text{gr}}$$
, (1.13)

$$ML$$
-излучение: $\pi_{\gamma} = (-1)^{L+1} = \pi_{\text{ex}} \pi_{\text{gr}}$. (1.14)

Вероятность радиационного перехода w_{γ} (и соответственно радиационная ширина $\Gamma_{\gamma} = \hbar \, w_{\gamma}$) зависит от энергии γ -кванта, мультипольности излучения и конкретного вида волновых функций ядра в начальном и конечном состояниях.

Вероятность перехода w_{γ} возрастает с увеличением энергии и очень резко уменьшается с увеличением момента $L - w_{\gamma}(L+1) << w_{\gamma}(L)$, поскольку для приближенных оценок можно использовать следующие зависимости:

$$w_{\gamma}(EL) \sim (R/\lambda)^{2L},$$

 $w_{\gamma}(ML) \sim (R/\lambda)^{2L+2}.$

При этом вероятность магнитного излучения меньше вероятности электрического излучения той же мультипольности — $w_{\gamma}(\text{M}L)/w_{\gamma}(\text{E}L) \sim (R/\lambda)^2 << 1$. Поэтому γ -квант обычно имеет наименьший угловой момент L (порядок мультипольности 2^L), разрешенный правилами отбора: $L = I_{\text{ex}} - I_{\text{gr}}$, для чистого электрического или магнитного излучений. В случае смешанного магнитного и электрического излучений γ -квант имеет наименьший порядок мультипольности L и следующего за ним L+1. Так, часто встречается смешанное магнитное дипольное M1 и электрическое квадрупольное E2 излучение. В то же время излучение E1 практически не содержит примеси магнитного мультиполя M2.

Пример. Мессбауэровские переходы ядер ⁵⁷Fe, ¹¹⁹Sn и ¹⁵¹Eu. Воспользуемся данными о спине и четности основного и возбужденного состояний интересующих нас ядер [16, 17]. Для рассматриваемых изотопов в случае EL-излучения $\pi_{\gamma} = (-1)^{L} = \pi_{\rm ex}\pi_{\rm gr} = +1$, а ML-излучения $\pi_{\gamma} = (-1)^{L+1} = \pi_{\rm ex}\pi_{\rm gr} = +1$, следовательно, возможны (см. табл. 1.2) только M1- и E2-излучения, причем w(M1) > w(E2).

Табл. 1.2. Угловой момент и мультипольность излучения γ -квантов для мессбауэровских переходов ядер ⁵⁷Fe, ¹¹⁹Sn и ¹⁵¹Eu.

Ядро	$I_{ m gr}$	$I_{ m ex}$	Угловой момент γ -кванта L	$ au_{ m gr}$	$\pi_{ m ex}$	π_{γ}	Мультипольность излучения
⁵⁷ Fe	1/2	3/2	1 ≤ L ≤2	-1	-1	+1	M1 (E2)
¹¹⁹ Sn	1/2	3/2	$1 \le L \le 2$	+1	+1	+1	M1 (E2)
¹⁵¹ Eu	5/2	7/2	$1 \le L \le 6$	+1	+1	+1	M1 (E2)

Резкая зависимость вероятности γ -перехода от углового момента $L = \left| I_{\rm ex} - I_{\rm gr} \right|$ приводит к огромному диапазону времен жизни возбужденных состояний ядра τ (в случае мессбауэровских переходов – от 10^{-11} с для 187 Re до 44 с для 107 Ag).

Изомерное состояние – возбуждённое состояние ядер, для которых вероятность перехода во все нижележащие состояния сильно подавлена правилами запрета по спину и четности. В частности, подавлены переходы с высокой мультипольностью (то есть большим изменением спина, необходимым для перехода в нижележащее состояние) и малой энергией перехода.

Время жизни изомерных состояний существенно превышает 10^{-7} с (и может измеряться годами), тогда как типичное время жизни неизомерных возбуждённых состояний порядка пикосекунд и меньше. Важно, что никакой природной разницы, кроме времени жизни, между теми и другими нет, граница между изомерными и неизомерными возбуждёнными состояниями ядра — вопрос соглашения. Распад изомерных состояний может осуществляться путём:

- -изомерного перехода в основное состояние (испусканием γ-кванта или посредством внутренней конверсии);
 - -альфа-распада;
 - -бета-распада и электронного захвата;
 - -спонтанного деления (для тяжёлых ядер);
 - -излучения протона для высоковозбуждённых изомеров.

Вероятность конкретного варианта распада определяется внутренней структурой ядра и его энергетическими уровнями (а также уровнями ядер – возможных продуктов распада).

Изомеры обозначаются буквой m (от англ. metastable) в индексе массового числа (например, 119m Sn, для которого период полураспада $T_{1/2} = 293$ дн) или в правом верхнем индексе (например, 119 Sn m). Если нуклид имеет более одного метастабильного возбуждённого состояния, они обозначаются в порядке роста энергии буквами m, n, p, q и далее по алфавиту, либо буквой m с добавлением номера: m1, m2 и т. д.

§2. Форма линий испускания и поглощения

Для того чтобы получить форму линий испускания и поглощения

необходимо обратиться к основным постулатам квантовой теории излучения и поглощения.

В 1916 г. Альберт Эйнштейн в своей работе "К квантовой теории излучения" рассмотрел взаимодействие атомов с равновесным тепловым излучением с точки зрения гипотезы световых квантов — фотонов. Положения, изложенные в работе Эйнштейна, относятся, по существу, к произвольной квантовой системе.

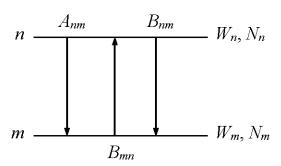


Рис. 1.4. Энергетические уровни двухуровневой квантовой системы

Рассмотрим энергетические уровни двухуровневой квантовой системы применительно к ядру.

Пусть **нижний (основной)** энергетический уровень имеет номер m и энергию W_m , а **верхний (возбужденный)** – n и W_n (см. рис. 1.4). Заселенностями уровней m (N_m) и n (N_n) назовем число ядер в единице объема вещества, находящихся в состояниях с энергиями W_m и W_n соответственно. При этом $N_m + N_n = N$, где N – концентрация ядер.

2.1. Типы радиационных переходов. Коэффициенты Эйнштейна и их взаимосвязь

Следуя Эйнштейну, возможны следующие <u>три типа</u> радиационных переходов.

- **1. Спонтанное испускание.** Если ядро возбуждено (находится на верхнем уровне n), то при самопроизвольном переходе ядра из возбужденного состояния n в основное состояние m испускается γ -квант.
- **2.** Поглощение. Ядро поглощает γ -квант индуцирующего излучения и переходит из состояния m в состояние n.
- **3.** Вынужденное испускание. Переход ядра из энергетически более высокого состояния n в состояние m с меньшей энергией происходит под действием внешнего резонансного γ -кванта (индуцирующего излучения) и сопровождается испусканием точно такого же кванта.

Средние мощности (потоки энергии) спонтанного излучения $P_{nm}^{\rm cu}$, поглощения $P_{mn}^{\rm n}$ и вынужденного излучения $P_{nm}^{\rm BH}$ единицы объема вещества равны:

$$P_{nm}^{\text{CH}} = A_{nm} N_n \hbar \omega_{nm},$$

$$P_{mn}^{\text{II}} = B_{mn} N_m \hbar \omega_{nm} u(\omega_{nm}),$$

$$P_{nm}^{\text{BH}} = B_{nm} N_n \hbar \omega_{nm} u(\omega_{nm}).$$

$$(1.15)$$

Здесь A_{nm} , B_{mn} , B_{nm} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного испускания, поглощения и вынужденного испускания γ -кванта соответственно (характеристики данного ядерного перехода), $u(\omega_{nm})$ — спектральная объемная плотность энергии индуцирующего излучения. При этом A_{nm} , $B_{mn}u(\omega_{nm})$, $B_{nm}u(\omega_{nm})$ — вероятности соответствующих переходов ядра в единицу времени.

Замечание. Если из состояния n ядро может переходить только в состояние m, испуская γ -квант, то:

$$A_{nm} = w_n = \frac{1}{\tau_n},\tag{1.16}$$

где w_n – полная **вероятность спонтанного перехода с уровня** n **в единицу времени.** Если же из состояния n возможны переходы в несколько состояний i ($W_i < W_n$), то

$$\sum_{i} A_{ni} = w_n = \frac{1}{\tau_n}.$$
 (1.17)

Рассматривая термодинамически равновесные процессы взаимодействия ядер с излучением в классическом приближении (сравнивая с законом теплового излучения Рэлея-Джинса), можно показать, что коэффициенты Эйнштейна связаны между собой следующими соотношениями (см. п. 4 в Приложении I):

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}, (1.18)$$

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{\hbar \omega_{nm}^3}{\pi^2 c^3},\tag{1.19}$$

где g_m и g_n — **кратности** или **статистические веса макроскопических состояний m** и n, соответственно. Эти соотношения имеют общий характер и применимы к любым переходам для любых квантовых систем и подтверждаются без всяких исключений.

2.2. Контур спектральной линии

Введем в рассмотрение спектральные плотности мощности спонтанного излучения, поглощения и вынужденного излучения единицы объема вещества при радиационных ядерных переходах $n \leftrightarrow m$:

$$p_{nm}^{\text{CH}}(\omega) = a_{nm}(\omega) N_n \hbar \omega ,$$

$$p_{mn}^{\text{II}}(\omega) = b_{mn}(\omega) N_m \hbar \omega u(\omega) ,$$

$$p_{nm}^{\text{BH}}(\omega) = b_{nm}(\omega) N_n \hbar \omega u(\omega) .$$
(1.20)

Здесь величины $a_{nm}(\omega)$, $b_{mn}(\omega)$ и $b_{nm}(\omega)$ называются спектральными плотностями соответствующих коэффициентов Эйнштейна, которые связаны с коэффициентами Эйнштейна так, что (в приближении, когда средняя частота линии ω_{nm} значительно превосходит ее ширину $\Delta\omega-\Delta\omega/\omega_{nm}<<1$ — можно считать, что функции ω и $u(\omega)$ меняются слабо по сравнению со спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна)

$$\int_{0}^{\infty} a_{nm}(\omega) d\omega = A_{nm}, \int_{0}^{\infty} b_{mn}(\omega) d\omega = B_{mn}, \int_{0}^{\infty} b_{nm}(\omega) d\omega = B_{nm}.$$
 (1.21)

При этом справедливы аналогичные (1.18) и (1.19) соотношения:

$$g_n b_{nm}(\omega) = g_m b_{mn}(\omega), \tag{1.22}$$

$$\frac{a_{nm}(\omega)}{b_{nm}(\omega)} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3}.$$
 (1.23)

Так как средняя частота линии ω_{nm} значительно превосходит ее ширину ($\Delta\omega/\omega_{nm}$ << 1), то в пределах последней множитель ω^3 можно считать практически постоянным. В результате спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна для поглощения $b_{mn}(\omega)$, вынужденного $b_{nm}(\omega)$ и спонтанного $a_{nm}(\omega)$ испусканий имеют подобные контуры.

В соответствии с экспоненциальным по времени характером распада состояния, спектральная плотность мощности спонтанного излучения $p_{nm}^{\rm ch}(\omega)$ и спектральная плотность коэффициента Эйнштейна для спонтанного испускания имеют Лоренцеву форму линии (дисперсионная формула Брейта-Вигнера) с естественной шириной спектральной линии

$$\Delta\omega \equiv \frac{\Gamma_{\tau}}{\hbar} = w:$$

$$a_{nm}(\omega) = A_{nm} \frac{2}{\pi \Delta \omega} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_{nm}}{\Delta \omega / 2}\right)^{2}},$$

$$a_{nm}(E) = A_{nm} \frac{2}{\pi \Gamma_{\tau}} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{0}}{\Gamma_{\tau} / 2}\right)^{2}}.$$

$$(1.24)$$

Действительно, рассмотрим большую совокупность возбужденных ядер и найдем закон изменения их числа со временем:

$$dN = -N(t)wdt$$
, $N(t) = N_0 e^{-wt}$. (1.25)

Здесь N_0 — число возбужденных ядер в начальный момент времени t = 0, $-\mathrm{d}N = N(t)w\mathrm{d}t$ — число ядер, находившихся в возбужденном состоянии время t и перешедших в основное состояние за последующее время $\mathrm{d}t$. Так

как **мощность** излучения P(t) пропорциональна числу γ -квантов, испущенных в единицу времени, то

$$P(t) \sim -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = wN_0 e^{-wt}, \ P(t) = P_0 e^{-wt}.$$
 (1.26)

Как видим, из представлений о статистическом процессе скачкообразного испускания γ-кванта каждым ядром приходим к представлению о непрерывном процессе излучения с затуханием для большой совокупности ядер.

Рассмотрим квазигармоническую электромагнитную волну (рис. 1.5) с экспоненциально убывающей амплитудой напряженности электрического поля и несущей гармонической частотой ω_0 : при $t \ge 0$ $E(t) = E(0)e^{-\delta t}\cos(\omega_0 t)$, $\omega_0 >> \delta$, где $\delta = \frac{w}{2} = \frac{\Gamma_\tau}{2\hbar}$ — коэффициент затухания.

Найдем **комплексную спектральную амплитуду** (Фурье-образ) амплитуды этой волны

$$E(i\omega) = \int_{0}^{\infty} E(0)e^{-\delta t} \cos(\omega_{0}t)e^{-i\omega t} dt = E(0)\int_{0}^{\infty} e^{-\delta t} \left(\frac{e^{i\omega_{0}t} + e^{-i\omega_{0}t}}{2}\right)e^{-i\omega t} dt =$$

$$= \frac{E(0)}{2} \int_{0}^{\infty} \left(e^{-(i(\omega - \omega_{0}) + \delta)t} + e^{-(i(\omega_{0} + \omega) + \delta)t}\right) dt ==$$

$$= \frac{E(0)}{2} \left(\frac{1}{i(\omega - \omega_{0}) + \delta} + \frac{1}{i(\omega + \omega_{0}) + \delta}\right) =$$

$$= \frac{E(0)}{2} \left(\frac{\delta - i(\omega - \omega_{0})}{(\omega - \omega_{0})^{2} + \delta^{2}} + \frac{\delta - i(\omega + \omega_{0})}{(\omega + \omega_{0})^{2} + \delta^{2}}\right). \tag{1.27}$$

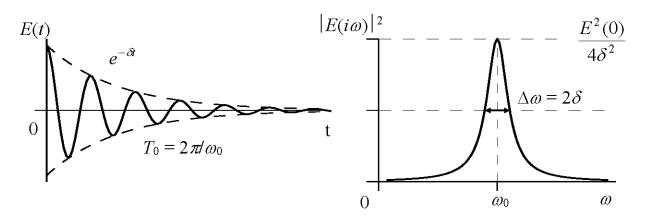


Рис. 1.5. Временная зависимость амплитуды электромагнитной волны и ее спектральная плотность

В рассматриваемом случае $\omega_0 >> \delta$ для **спектральной плотности** (частотного спектра) при частотах $\omega \sim \omega_0$ получим:

$$\begin{split} \left| E(i\omega) \right|^2 &= \frac{E^2(0)}{4} \left| \frac{\delta - i(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \delta^2} + \frac{\delta - i(\omega + \omega_0)}{(\omega + \omega_0)^2 + \delta^2} \right|^2 \cong \\ &\cong \frac{E^2(0)}{4} \left| \frac{\delta - i(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \delta^2} \right|^2 = \frac{E^2(0)}{4} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \delta^2} = \\ &= \frac{E^2(0)}{4\delta^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta}\right)^2} = \frac{E^2(0)}{4(w/2)^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{w/2}\right)^2} = \\ &= \frac{E^2(0)}{w^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{w/2}\right)^2} = \pi \frac{E^2(0)}{2w} \cdot \frac{2}{\pi w} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{w/2}\right)^2} = \\ &= \pi \tau \frac{E^2(0)}{2} W_L(\omega) \,. \end{split}$$

Или для спектральной плотности интенсивности излучения с учетом $E=\hbar\omega$ и $E_0=\hbar\omega_0$:

$$S(\omega) = \frac{|E(i\omega)|^2}{\pi \tau} = \frac{E^2(0)}{2} W_L(\omega), \ S(E) = \frac{E^2(0)}{2} W_L(E). \tag{1.28}$$

Как видим, вследствие экспоненциального характера распада возбужденного состояния неподвижного ядра энергетическая линия излучения и плотность вероятности испускания будут описываться (поскольку $p_{nm}^{\text{ch}}(\omega) \sim S(\omega)$ при $\Delta \omega/\omega_{nm} <<1$) дисперсионной формулой Брейта-Вигнера или функцией Лоренца (рис. 1.6):

$$W_{L}(E) = \frac{2}{\pi \Gamma_{\tau}} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{0}}{\Gamma_{\tau}/2}\right)^{2}}, \int_{0}^{\infty} W_{L}(E) dE = 1.$$
 (1.29)

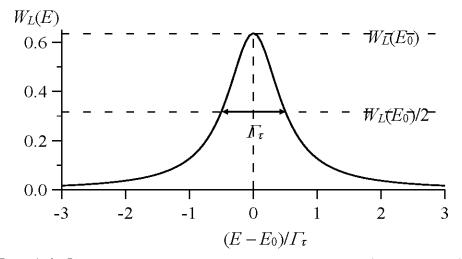


Рис. 1.6. Форма энергетической линии излучения (испускания)

2.3. Сечение резонансного поглощения

Обычно поглощение γ -кванта и дальнейшее поведение ядра рассматривается как процесс, идущий в две стадии через возбужденное состояние ядра, как через промежуточное состояние. Возникающее после поглощения γ -кванта возбужденное состояние распадается со временем жизни $\tau = \frac{1}{w} = \frac{\hbar}{\Gamma_{\tau}}$ и ядро переходит в исходное состояние, испуская при этом ли-

бо γ-квант, либо электрон конверсии. В первом случае имеет место резонансное рассеяние γ-кванта (резонансная флюоресценция).

Процесс резонансного поглощения (рассеяния) γ -квантов с энергией E описывается **сечением резонансного поглощения** (рассеяния) $\sigma(\omega)$. Сечение $\sigma(\omega)$ — это вероятность поглощения (рассеяния) в единицу времени одним покоящимся ядром γ -кванта с частотой ω (энергией $E=\hbar\omega$), при единичной плотности потока этих γ -квантов.

В соответствии с определением **сечение резонансного поглощения** $\sigma(\omega)$ равно:

$$\sigma(\omega) = \frac{b_{mn}(\omega)u(\omega)}{n_{\nu}(\omega)},\tag{1.30}$$

где $b_{mn}(\omega)u(\omega)$ ($[b_{mn}(\omega)u(\omega)] = \frac{1}{c^{-1} \cdot c}$) — спектральная плотность вероятности поглощения γ -кванта ядром в единицу времени при индуцирующем излучении со спектральной объемной плотностью $u(\omega)$ ($[u(\omega)] = \frac{\mathcal{J}\omega c}{c^{-1} \cdot M^3}$),

 $n_{\gamma}(\omega) \ ([n_{\gamma}(\omega)] = \frac{1}{c^{-1} \cdot M^2 \cdot c})$ — спектральная плотность плотности потока у-квантов с энергией $\hbar \omega$ в индуцирующем излучении.

Воспользуемся соотношениями (1.22) и (1.23) и выразим спектральную плотность коэффициента Эйнштейна для поглощения $b_{mn}(\omega)$ через спектральную плотность коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения $a_{nm}(\omega)$:

$$b_{mn}(\omega) = \frac{g_n}{g_m} b_{nm}(\omega) = \frac{g_n}{g_m} \cdot \frac{\pi^2 c^3}{\hbar \omega^3} a_{nm}(\omega). \tag{1.31}$$

Выразим теперь спектральную объемную плотность энергии индуцирующего излучения $u(\omega)$ через спектральную плотность плотности потока n_{γ} γ -квантов с энергией $\hbar\omega$, падающих на ядро в единицу времени, записав энергию, переносимую γ -квантами через

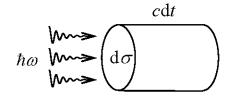


Рис. 1.7. Рассматриваемый элемент поверхности и объема

элемент поверхности площадью $d\sigma$ (см. рис. 1.7) за время dt:

 $n_{\gamma} d\sigma dt \hbar \omega = u(\omega) d\sigma c dt$

$$u(\omega) = \frac{n_{\gamma} d\sigma dt \hbar \omega}{d\sigma c dt} = \frac{n_{\gamma} \hbar \omega}{c}.$$
 (1.32)

Подставив соотношение (1.31) и (1.32) в уравнение (1.30), а также выразив частоту ω через длину волны $\lambda - \omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{\lambda}$, получим:

$$\sigma(\omega) = \frac{g_n}{g_m} \cdot \frac{\pi^2 c^3}{\hbar \omega^3} a_{nm}(\omega) \frac{n_{\gamma} \hbar \omega}{n_{\gamma} c} = \frac{g_n}{g_m} \cdot \frac{\pi^2 c^2}{\omega^2} a_{nm}(\omega) =$$

$$= \frac{g_n}{g_m} \cdot \frac{\pi^2 c^2 \lambda^2}{4\pi^2 c^2} a_{nm}(\omega) = \frac{g_n}{g_m} \cdot \frac{\lambda^2}{4} a_{nm}(\omega) =$$

$$= \frac{g_n}{g_m} \cdot \frac{\lambda^2}{4} A_{nm} \frac{2}{\pi \Delta \omega} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_{nm}}{\Delta \omega / 2}\right)^2}.$$
(1.33)

Теперь перейдем от частотного представления к энергетическому — $\omega = \frac{E}{\hbar}$, $\omega_{nm} = \frac{E_{nm}}{\hbar}$, $\Delta \omega = \frac{\Gamma_{\tau}}{\hbar}$. При этом учтем, что коэффициент Эйнштейна для спонтанного испускания (вероятность спонтанного испускания в единицу времени) γ -кванта связана с радиационной шириной перехода $A_{nm} = w_{nm}^{\gamma} = \frac{\Gamma_{\gamma}}{\hbar}$, а кратности основного и возбужденного состояний ядра равны $g_{m,n} = 2I_{m,n} + 1$:

$$\sigma(E) = \frac{2I_n + 1}{2I_m + 1} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\tau}} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{nm}}{\Gamma_{\tau}/2}\right)^2}.$$

В результате, введя коэффициент конверсии $\alpha - \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\tau}} = \frac{1}{1+\alpha}$, окончательно получим:

$$\sigma(E) = \frac{2I_n + 1}{2I_m + 1} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{1 + \alpha} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{nm}}{\Gamma_{\tau} / 2}\right)^2} = \sigma_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{nm}}{\Gamma_{\tau} / 2}\right)^2}, \quad (1.34)$$

где σ_0 – максимальное сечение резонансного поглощения:

$$\sigma_0 = \frac{2I_{\rm ex} + 1}{2I_{\rm gr} + 1} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{1 + \alpha}.$$
 (1.35)

Заметим (см. (1.35)), что вероятность перехода под действием у-кванта из основного состояния в возбужденное gr \rightarrow ex пропорциональна относительной вероятности спонтанного испускания у-кванта –

$$\frac{w^{\gamma}}{w} = \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\tau}} = \frac{1}{1+\alpha} .$$

Максимальное сечение резонансного рассеяния легко получить, умножив максимальное сечение резонансного поглощения на ту же относительную вероятность спонтанного испускания γ-кванта после поглощения:

$$\sigma_0^{\rm sc} = \sigma_0 \frac{1}{1+\alpha} = \frac{2I_{\rm ex} + 1}{2I_{\rm gr} + 1} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \left(\frac{1}{1+\alpha}\right)^2.$$
 (1.36)

В случае поглощения, рассматриваемого как ослабление пучка, важна только первая стадия этого процесса $gr \rightarrow ex$. Каким путем совершается обратный переход $ex \rightarrow gr$, путем конверсии или радиации, не имеет значения – и тот и другой переходы дают вклад в сечение поглощения.

Максимальное сечение резонансного поглощения, как правило, очень велико и для мессбауэровских переходов достигает значения $\sim 10^6$ б (1 б = 10^{-28} м²). Для мессбауэровского перехода ядра 57 Fe $\sigma_0 \cong 2.56 \cdot 10^6$ б [16, 17]. Это сечение соответствует строго монохроматическому излучению с резонансной энергией.

Если падающее излучение имеет спектральное распределение W(E), то с учетом нормировки линии индуцирующего излучения — $\int\limits_0^\infty W(E) \mathrm{d}E = 1$

наблюдаемые эффекты поглощения (рассеяния) будут определяться эффективным сечением:

$$\sigma_{\text{eff}} = \int_{0}^{\infty} \sigma(E)W(E)dE.$$
 (1.37)

В частном случае постоянной интенсивности падающего излучения по всему энергетическому спектру до энергии $E_{\rm m} > \sim (E_0 + 3 \varGamma_{\it t})$

$$W(E) = \begin{cases} \frac{1}{E_{\rm m}} \text{ при } E \le E_{\rm m} \\ 0 \text{ при } E > E_{\rm m} \end{cases}$$
, (1.38)

эффективное сечение поглощения будет равно

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{E_{\text{m}}} \int_{0}^{E_{\text{m}}} \sigma_{0} \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{0}}{\Gamma_{\tau} / 2}\right)^{2}} dE \cong \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Gamma_{\tau}}{E_{\text{m}}} \sigma_{0}. \tag{1.39}$$

Становится ясно, что использовать сплошной спектр излучения (например, слабо меняющегося с частотой электронного тормозного излу-

чения, как в рентгеновской трубке) не представляется возможным, так как в этом случае эффективное сечение будет очень малым: при $\Gamma \cong 5 \cdot 10^{-9}$ эВ и $E_{\rm m} \cong 14.4$ кэВ отношение $\Gamma/E_{\rm m} \cong 3 \cdot 10^{-13}$. Интенсивности тормозного излучения не хватит. Однако можно использовать спектр синхротронного излучения (см., например, [18]).

В опытах по эффекту Мессбауэра для возбуждения ядер используется излучение, испускаемое тождественными ядрами, находящимися в возбужденном состоянии. В этом случае, если линия испускания и линия поглощения имеют лоренцевскую форму с естественной шириной (1.29) и энергии центров линий совпадают, то эффективное сечение поглощения равно значению интеграла свертки этих линий при аргументе, равном нулю. Поскольку свертка двух одинаковых лоренцевских линий является функцией Лоренца с удвоенной шириной (см. п.2 в Приложении II), то

$$\sigma_{\text{eff}} = \int_{0}^{\infty} \sigma_{0} \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{0}}{\Gamma_{\tau}/2}\right)^{2}} \cdot \frac{2}{\pi \Gamma_{\tau}} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{0}}{\Gamma_{\tau}/2}\right)^{2}} dE = \frac{\sigma_{0}}{2}. \tag{1.40}$$

§3. Потеря энергии на отдачу и доплеровское уширение линии

В действительности линии испускания и поглощения могут быть смещены друг относительно друга и уширены.

3.1. Свободно покоящееся ядро

Рассмотрим процесс испускания свободным покоящимся ядром (рис. 1.8) массой m и энергией перехода E_0 (классическое рассмотрение).

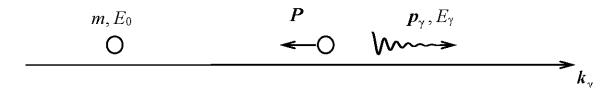


Рис. 1.8. Схематическое изображение процесса испускания γ-кванта свободным покоящимся ядром

 $(k_{_{\!\scriptscriptstyle Y}}$ – вектор, указывающий направление вылета γ -кванта).

В соответствии с законами сохранения импульса и энергии для рассматриваемой системы запишем:

$$0 = -P + p_{\gamma}, \tag{1.41}$$

$$E_0 = \frac{P^2}{2m} + E_{\gamma},\tag{1.42}$$

где P — модуль импульса ядра после испускания γ -кванта, а E_γ и $p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$ — энергия и модуль импульса γ -кванта.

Энергия, уносимая *ү*-квантом, будет меньше энергии ядерного перехода на величину **энергии отдачи**:

$$R \equiv E_0 - E_{\gamma} = \frac{P^2}{2m} = \frac{p_{\gamma}^2}{2m} = \frac{E_{\gamma}^2}{2mc^2} = \frac{(E_0 - R)^2}{2mc^2} \cong \frac{E_0^2}{2mc^2}.$$
 (1.43)

Потеря энергии на отдачу R излучающего ядра приводит к смещению линии испускания в сторону меньших энергий на $R = E_0^2/(2mc^2)$.

 $\Gamma_{\tau} \cong 5.10^{-9} \text{ 9B}, R \cong 2.10^{-3} \text{ 9B}$

Линия испускания Линия поглощения
$$E_0 - R \qquad E_0 \qquad E_0 + R \qquad E$$

Рис. 1.9. Линии испускания и поглощения γ-квантов свободными покоящимися ядрами

Такую же энергию отдачи γ -квант должен передать свободно покоящемуся ядру при резонансном поглощении, и поэтому линия поглощения смещается в сторону больших энергий также на величину R (рис. 1.9).

Оценим величину энергии отдачи $R = E_0^2/(2mc^2)$ в случае свободного покоящегося ядра ⁵⁷Fe массы m = 57 а.е.м. (1 а.е.м. = $1.66 \cdot 10^{-27}$ кг) и энергии мессбауэровского перехода $E_0 = 14.4$ кэВ (1 эВ = $1.6 \cdot 10^{-19}$ Дж, $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с):

$$R = \frac{E_0^2}{2mc^2} \cong \frac{\left(14.4 \cdot 10^3\right)^2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 57 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \cdot \left(3 \cdot 10^8\right)^2} \cong 2 \cdot 10^{-3} \text{ pB}.$$

Заметим, что энергия отдачи R намного меньше энергии мессбауэровского перехода E_0 ($R << E_0$), однако, она оказывается на много порядков больше естественной ширины линии излучения (поглощения) $\Gamma_{\tau}(R >> \Gamma_{\tau})$:

$$\frac{R}{\Gamma_{\tau}} \cong \frac{2 \cdot 10^{-3} \, \text{9B}}{5 \cdot 10^{-9} \, \text{9B}} = 4 \cdot 10^{5}.$$

3.2. Ядро, участвующее в тепловом движении

Учтем теперь тепловое движение ядер (рис. 1.10) вместе со своими атомами.

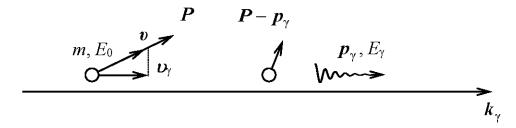


Рис. 1.10. Схематическое изображение процесса испускания γ-кванта свободным движущимся ядром

Пусть \boldsymbol{P} — начальный импульс ядра до испускания γ -кванта, тогда в соответствии с законами сохранения энергии и импульса:

$$E_0 + \frac{\mathbf{P}^2}{2m} = \frac{(\mathbf{P} - \mathbf{p}_{\gamma})^2}{2m} + E_{\gamma}. \tag{1.44}$$

Энергия γ -кванта в случае теплового движения ядра с учетом $E_{\gamma} \cong E_0$ равна:

$$E_{\gamma} = E_0 + \frac{\mathbf{P}^2}{2m} - \frac{(\mathbf{P} - \mathbf{p}_{\gamma})^2}{2m} = E_0 + \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{p}_{\gamma}}{m} - \frac{\mathbf{p}_{\gamma}^2}{2m} = E_0 + \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{p}_{\gamma}}{m} - R =$$

$$= E_0 - R + \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{p}_{\gamma}}{m} = E_0 - R + \upsilon_{\gamma} \frac{E_{\gamma}}{c} \cong E_0 - R + \upsilon_{\gamma} \frac{E_0}{c}, \qquad (1.45)$$

где υ_{γ} — проекция скорости теплового движения ядра υ на направление вылета γ -кванта.

Проекция скорости движения ядра на выделенное направление (в нашем случае на направление вылета γ -кванта) в случае теплового равновесия системы (см. п. 5. в Приложении I) описывается распределением Максвелла для проекции скорости теплового движения при температуре T:

$$f(\upsilon_{\gamma}) = const \cdot e^{-\frac{m\upsilon_{\gamma}^2}{2k_BT}}.$$
 (1.46)

Из-за однозначной связи E_{γ} и υ_{γ} (1.45) можно записать

$$f(\nu_{\gamma})d\nu_{\gamma} = f(E_{\gamma})dE_{\gamma}, \tag{1.47}$$

или:

$$f(E_{\gamma}) = \frac{c}{E_{0}} f(v_{\gamma}) = const \cdot e^{-\left(\frac{E_{\gamma} - E_{0} + R}{\sqrt{\frac{2k_{B}T}{m}\left(\frac{E_{0}}{c}\right)^{2}}}\right)^{2}} = const \cdot e^{-\left(\frac{E_{\gamma} - E_{0} + R}{D}\right)^{2}}. \quad (1.48)$$

Как видим, максимум функции распределения энергии γ -кванта находится при значении $E_0 - R$, а ширина определяется **интегральной** шириной D распределения:

$$D = \sqrt{\frac{2k_{\rm B}T}{m} \left(\frac{E_0}{c}\right)^2} = 2\sqrt{k_{\rm B}TR} \,. \tag{1.49}$$

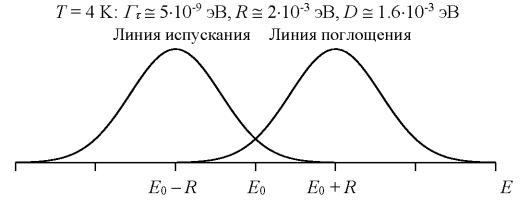


Рис. 1.11. Уширенные линии испускания и поглощения γ-квантов свободными движущимися ядрами

Оценим величину интегральной ширины $D=2\sqrt{k_{\rm B}TR}$ в случае ядер ⁵⁷Fe ($\Gamma_{\tau}\cong 5\cdot 10^{-9}\,{\rm эB}$, $R\cong 2\cdot 10^{-3}\,{\rm эB}$), если учесть $k_{\rm B}=1.38\cdot 10^{-23}\,{\rm Дж/K}$, то для $T=300\,{\rm K}$ получим $D\cong 1.4\cdot 10^{-2}\,{\rm эB}$, а для $T=4{\rm K}-D\cong 1.6\cdot 10^{-3}\,{\rm эB}$, что сравнимо со значением энергии отдачи R. При этом для $T=300\,{\rm K}$ отношение $D/\Gamma_{\tau}\sim 3\cdot 10^{6}$, а для $T=4{\rm K}-D/\Gamma_{\tau}\sim 3\cdot 10^{5}$.

При повышении температуры линии испускания и поглощения будут уширяться, что может привести к их перекрыванию. Этот метод был впервые использован в 1952 г. Малфорсом [19]. Ему удалось, нагревая источник излучения γ-квантов, наблюдать резонансное рассеяние γ-квантов с энергией 411 кэВ на ядрах ¹⁹⁸Hg.

Увеличение перекрывания линий испускания и поглощения может быть также достигнуто за счет доплеровского сдвига линии при движении источника относительно поглотителя с большой скоростью. В 1951 г. Мун впервые осуществил таким образом наблюдение γ -резонанса [20]. В случае ядер ⁵⁷Fe необходимо задать скорость движения источника:

$$\upsilon = \frac{2R}{E_0}c \cong \frac{2 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{14.4 \cdot 10^3} \cdot 3 \cdot 10^8 \cong 80 \text{ m/c}.$$
 (1.50)

Описанные методы наблюдения резонанса ограничены возможностями получения высоких температур и больших скоростей и приводят лишь к частичной компенсации потери энергии γ -кванта на отдачу. Более того, эффективное сечение резонансного поглощения $\sigma_{\rm 3фф}$ даже при полном перекрывании линий будет меньше сечения в опытах по эффекту Мессбауэра в $D/\Gamma_{\tau} \sim 10^6$ раз.

§4. Эффект Мессбауэра и его вероятность

Ситуация кардинально изменилась в 1958 г., когда Рудольф Мессбауэр [1, 2], наблюдая резонансное поглощение у-квантов с энергией 129 кэВ ядрами ¹⁹¹Іг в фольге металлического иридия, обнаружил усиление резонансного эффекта при понижении температуры вместо ожидаемого ослабления эффекта. Тщательное повторение опытов и анализ результата привели Р. Мессбауэра к выводу, что ядро в кристалле может испускать у-квант и вовсе без потери энергии на отдачу.

Эффект Мессбауэра — это явление резонансного испускания, поглощения или рассеяния γ -квантов ядрами в твердом теле без потери энергии на отдачу.

4.1. Линии испускания и поглощения ядрами в твердом теле. Вероятность эффекта Мессбауэра

Рассмотрим ядерный переход не в свободном ядре, а в ядре, находящемся в твердом теле. В этом случае изменение энергии испускания уквантов $E_0 - E_\gamma$ будет определяться не только изменением энергии трансляционного движения твердого тела как целого $\Delta E_{\rm tr}$, но и изменением его внутренней энергии $\Delta E_{\rm in}$:

$$E_0 = E_{\gamma} + \Delta E_{\text{tr}} + \Delta E_{\text{in}}, E_0 - E_{\gamma} = \Delta E_{\text{tr}} + \Delta E_{\text{in}}. \tag{1.51}$$

Заметим, что внутренняя энергия твердого тела $E_{\rm in}$ (его упругая часть) в квантово-механическом описании может меняться только дискретно на величину:

$$\Delta E_{\text{in}} \sim \hbar \omega_{\text{ymp}} \cong k_{\text{B}} \mathcal{G}_{\text{D}} \cong \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 500}{1.6 \cdot 10^{-19}} \cong 4.3 \cdot 10^{-2} \text{ pB},$$

где $\omega_{\rm упр}$ — характерная частота упругих колебаний, $\vartheta_{\rm D}$ — температура Дебая, описывающая фононный спектр твердого тела в однопараметрическом приближении (подробнее об этом см. Главу III). Как видим, в рассматрива-

емом процессе энергии отдачи ядра $R \cong \frac{E_0^2}{2mc^2}$ (см. п. 3.1) может не хватить

для изменения внутреннего состояния твердого тела, так что $\Delta E_{\rm in}$ = 0 и

форма линии будет определяться характерными для всего твердого тела энергией отдачи $R_{\rm T}$ и доплеровским уширением $D_{\rm T}$, вызванным его тепловым движением. Но так как масса твердого тела $m_{\rm T}$ значительно больше массы ядра m, то энергетический сдвиг $R_{\rm T} = E_0 - E_{\gamma} = \Delta E_{\rm tr}$ относительно энергии перехода E_0 будет значительно меньше, поскольку в соответствии с (1.43) $R_{\rm T} = R \frac{m}{m_{\rm T}}$ (при массе образца ~ 0.1 г – в $\sim 10^{21}$ раз!). По сравнению с

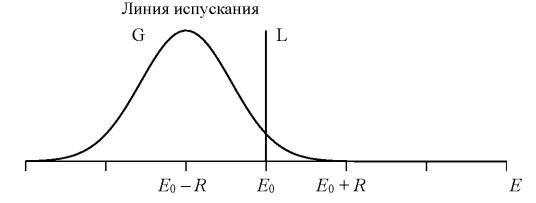
естественной шириной $R_{\rm T} << \Gamma_{\rm r}$ и линия испускания (поглощения) практически не сдвинется. По той же причине скорости теплового движения твердого тела как целого при данной температуре также будут значительно меньше, чем в случае одинокого ядра (см. п. 3.2), а максвелловское ушире-

ние линии $D_{\rm T}$ (1.49) получится более узким $D_{\rm T} = D \sqrt{\frac{m}{m_{_{\rm T}}}}$ (при тех же усло-

виях — в $\sim 3 \cdot 10^{10}$ раза!). При этом $D_{\rm T} << \Gamma_{\rm T}$ и форма линии испускания (поглощения) останется лоренцевской.

В общем случае наряду с несмещенной линией в спектре будет присутствовать большое количество побочных линий той же формы, для которых $\Delta E_{\rm in} \neq 0$ ($\Delta E_{\rm in} > 0$ и $\Delta E_{\rm in} < 0$) (рис. 1.12).

$$T=4$$
 K: $\varGamma_\tau\cong 5\cdot 10^{-9}$ эB, $R\cong 2\cdot 10^{-3}$ эB, $D\cong 1.6\cdot 10^{-3}$ эB



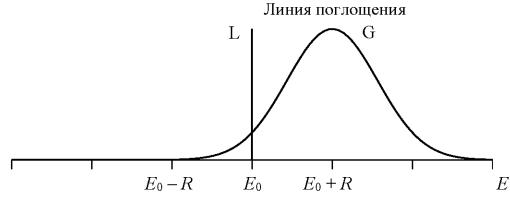


Рис.1.12. Линии испускания и поглощения γ-квантов движущимися ядрами в твердом теле

При достаточно высокой температуре линии испускания и поглощения (плотности вероятности соответствующих переходов с изменением и без изменения внутренней энергии $\Delta E_{\rm in}$ твердого тела) представляются в виде суперпозиции двух линий – линии гауссовской (G) формы (1.48), обусловленной процессами испускания и поглощения фононов, и линии лоренцевской (L) формы (1.29), обусловленной безфононными переходами. Первые две линии имеют вид распределений Гаусса с центрами при энергиях $E_0 \pm R$ и шириной $D \cong 2\sqrt{k_{\rm B}TR}$, а последние две – вид распределения Лоренца с центром при энергии E_0 и шириной Γ_{τ} (несмещенная линия естественной ширины).

Относительная интенсивность несмещенной линии поглощения (испускания) в суммарном спектре поглощения (испускания), т.е. доля безотдачного процесса поглощения (испускания), называется вероятностью безотдачного поглощения (испускания) — вероятностью эффекта Мессбауэра f для ядер в поглотителе (источнике):

$$W(E) = (1 - f) \cdot W_G(E - E_0 \pm R, D) + f \cdot W_L(E - E_0, \Gamma_{\tau}). \tag{1.52}$$

4.2. Основные физические предположения

Рассмотрим процесс поглощения (испускания) ядрами в твердом теле в рамках следующих предположений (см., например, [21]).

1. Случай существенно нерелятивистский.

Скорость ядра при отдаче $\upsilon_{\text{от}}$ и средняя скорость теплового движения υ_T ядра гораздо меньше скорости света $\upsilon_{\text{от}}, \upsilon_T <<$ с. Действительно, в соответствии с законом сохранения импульса для скорости ядра при отдаче получим:

$$m\upsilon_{\text{or}} = P = p_{\gamma} = E_{\gamma}/c \cong E_{0}/c,$$

$$\upsilon_{\text{or}} \cong \frac{E_{0}}{mc}.$$
(1.53)

Согласно теореме о равнораспределении энергии по степеням свободы для средней скорости теплового движения $\upsilon_{\rm T}$ ядра можно записать:

$$\frac{m\upsilon_T^2}{2} \cong 3\frac{k_B T}{2},$$

$$\upsilon_T \cong \sqrt{\frac{3k_B T}{m}},$$
(1.54)

где $k_{\rm B}\cong 1.38\cdot 10^{-23}$ Дж/К – константа Больцмана.

Для ядер ⁵⁷Fe: $\upsilon_{\text{от}} \cong 80$ м/с и при T = 300 K скорость теплового движения $\upsilon_T \cong 360$ м/с, что гораздо меньше скорости света $c \cong 3 \cdot 10^8$ м/с.

2. Размеры ядра гораздо меньше длины волны ү-кванта.

В этом случае можно рассматривать поглощение γ-кванта ядром как одной частицей без учета состояния (координат) нуклонов, действительно:

$$R_{\rm n} \cong 10^{-14} \div 10^{-15} \,\text{M} << \lambda = hc/E_0 \cong 10^{-10} \,\text{M} = 1 \,\text{Å}.$$

3. Процесс испускания и поглощения γ-квантов ядром адиабатический — без изменения состояния электронной системы. В процессе испускания ядро и атом ведут себя как единое целое.

Данное приближение справедливо, поскольку энергия отдачи ядра $R \cong 2 \cdot 10^{-3}$ эВ гораздо меньше энергии связи электрона в атоме $E_e \cong 1 \div 10$ эВ.

4. Энергия внутриядерного взаимодействия гораздо больше энергии межатомного взаимодействия. Движение внутри ядра не зависит от движения (координат) атомов системы.

Характерные частоты внутриядерных движений на 5÷7 порядков больше частот колебаний атомов (ядер). Энергия возбуждения ядра ($E_{\rm яд} > \sim 10^4 \ {\rm эB}$) гораздо больше энергии возбуждения движения атома как целого в кристалле ($E_{\rm at} \cong k_{\rm B} \mathcal{G}_{\rm D} \sim 4\cdot 10^{-2} \ {\rm эB}$). Можно отделить внутриядерное движение от движения атомов.

В рамках сделанных предположений можно получить выражение для вероятности эффекта Мессбауэра f [4, 21] (см. п. 6 в Приложении I):

$$f = \left| \left\langle \varphi_{\mathbf{a}} \left| e^{-i\mathbf{k}_{\gamma} \cdot \mathbf{u}} \left| \varphi_{\mathbf{a}} \right\rangle \right|^{2}.$$
 (1.55)

Здесь $\langle \varphi_{\rm a} |$ — волновая функция начального и конечного колебательных состояний твердого тела, \pmb{k}_{γ} — волновой вектор γ -кванта, \pmb{u} — радиус-вектор центра масс ядра.

При этом <u>в гармоническом приближении теории колебаний твердого</u> тела, находящегося в состоянии термодинамического равновесия, когда вероятности тепловых смещений излучающего ядра (атома) **и** при данной температуре подчиняются гауссовому распределению, имеем (см. об этом [21]):

$$f = e^{-\langle (\mathbf{k}_{\gamma} \cdot \mathbf{u})^{2} \rangle_{\tau}} = e^{-2W},$$

$$2W = \langle (\mathbf{k}_{\gamma} \cdot \mathbf{u})^{2} \rangle_{\tau} = \frac{\langle u_{\gamma}^{2} \rangle_{\tau}}{(\lambda / 2\pi)^{2}},$$
(1.56)

где $k_{\gamma} = \frac{2\pi}{\lambda}$ — модуль волнового вектора (волновое число) γ -кванта; \boldsymbol{u} — смещение ядра из положения равновесия в процессе тепловых колебаний; u_{γ} — смещение ядра в направлении вылета γ -кванта. Усреднение в (1.56) проводится по времени жизни ядра в возбужденном состоянии ($\tau \sim 10^{-7}$ с), которое гораздо больше характерного периода тепловых колебаний ядра ($T_{\text{упр}} \sim 10^{-13}$ с).

Опираясь на полученную формулу, рассмотрим с какими характеристиками ядра и твердого тела и как связана вероятность эффекта Мессбауэра.

Среднее значение потенциальной энергии ядра (атома) равно среднему значению его кинетической энергии при тепловых (упругих) колебаниях в состоянии теплового равновесия. При низких температурах – $T << \frac{\hbar \omega_{\text{упр}}}{2k_{\text{B}}}$ эти средние значения пропорциональны характерным частотам

 $\omega_{
m ynp}$ тепловых колебаний, а при высоких – $T >> \frac{\hbar \omega_{
m ynp}}{2k_{
m B}}$ (в классическом

приближении) подчиняются теореме о равнораспределении энергии по степеням свободы:

$$\left\langle \frac{ku^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle \sim \hbar\omega_{\text{ymp}} \ (T \ll \frac{\hbar\omega_{\text{ymp}}}{2k_{\text{B}}}),$$
 (1.57)

$$\left\langle \frac{ku^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = 3\frac{k_{\rm B}T}{2} \ (T >> \frac{\hbar\omega_{\rm ymp}}{2k_{\rm B}}). \tag{1.58}$$

Здесь k – коэффициент жесткости связей атома в твердом теле, $\omega_{\text{ynp}} \sim \sqrt{\frac{k}{m}}$

– характерная частота тепловых колебаний. Отсюда следует, что:

$$\left\langle u^2 \right\rangle \sim \frac{\hbar \omega_{\text{ymp}}}{k} \sim \frac{1}{\sqrt{km}} \ (T \ll \frac{\hbar \omega_{\text{ymp}}}{2k_{\text{B}}}), \tag{1.59}$$

$$\langle u^2 \rangle = \frac{3k_{\rm B}T}{k} \sim \frac{1}{k} (T \gg \frac{\hbar\omega_{\rm ymp}}{2k_{\rm B}}).$$
 (1.60)

Следовательно, с учетом $\lambda = c \cdot T = \frac{c}{v} \sim \frac{1}{E_0}$, будем иметь:

$$2W \sim \frac{u^2}{\lambda^2} \sim \frac{E_0^2}{\sqrt{km}} \quad (T \ll \frac{\hbar \omega_{\text{yrip}}}{2k_{\text{B}}}), \tag{1.61}$$

$$2W \sim \frac{u^2}{\lambda^2} \sim \frac{E_0^2}{k} \ (T >> \frac{\hbar \omega_{\text{ymp}}}{2k_{\text{B}}}).$$
 (1.62)

В соответствии с полученными формулами вероятность эффекта Мессбауэра f увеличивается при уменьшении энергии перехода E_0 , увеличении коэффициента жесткости связей k атома в твердом теле и при низких температурах увеличении массы ядра m.

§5. Общая схема ядерных превращений в эффекте Мессбауэра

В общем случае для наблюдения эффекта Мессбауэра необходимы мессбауэровский источник у-квантов и мессбауэровский поглотитель (рассеиватель) этих квантов.

Мессбауэровский источник – твердое тело, содержащее **материнские ядра** в метастабильном (изомерном) состоянии (см. п. 1.3). Эти ядра

самопроизвольно путем либо электронного захвата (EC), либо испускания или γ -кванта (γ), или α -частицы (α), или позитрона (β^+), или электрона (β^-) превращаются в дочерние, так называемые мессбауэровские ядра, находящиеся в возбужденном состоянии, которые и являются источниками γ -квантов с энергией мессбауэровского перехода. Для получения материнских ядер в метастабильном состоянии используются либо нестабильные делящиеся ядра (d), либо берутся ядра мишени, которые подвергаются облучению или γ -квантами (γ), или α -частицами (α), или протонами (α), или протонами (α), или нейтронами (α).

Общая схема ядерных превращений при получении у-квантов с энергией мессбауэровского перехода представлена на рис. 1.13.

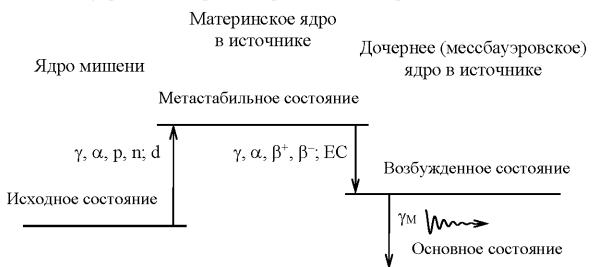


Рис. 1.13. Общая схема ядерных превращений при получении γ-квантов с энергией мессбауэровского перехода:

 γ , α — облучение или испускание γ -квантов и α -частиц; p, n — облучение протонами и нейтронами; d —деление ядра; β^+ , β^- — испускание позитронов и электронов; EC — электронный захват

Мессбауэровский поглотитель – твердое тело, содержащее такие же мессбауэровские ядра, что и источник, но находящиеся в основном состоянии.

Мессбауэровское ядро в поглотителе Возбужденное состояние

Умм

Основное состояние

Рис. 1.14. Схема ядерного перехода при поглощении γ-квантов мессбауэровскими ядрами в поглотителе

В качестве примера приведем схемы (рис. 1.15-1.17) ядерных превращений для трех наиболее часто используемых мессбауэровских изотопов – 57 Fe, 119 Sn и 151 Eu (см., например, [4, 16, 17]).

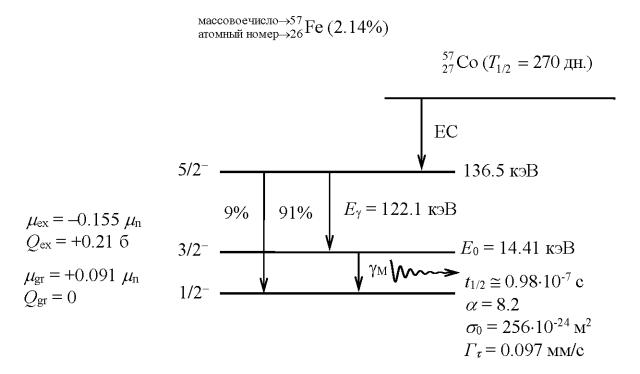


Рис. 1.15. Схема ядерных превращений для мессбауэровского изотопа ⁵⁷Fe (мессбауэровский источник – ядра ⁵⁷Co)

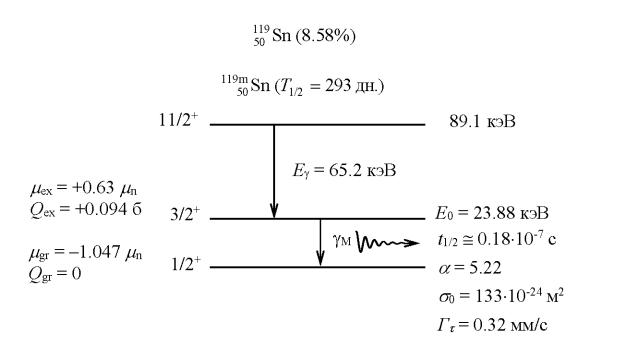


Рис. 1.16. Схема ядерных превращений для мессбауэровского изотопа 119 Sn (мессбауэровский источник — ядра $^{119m}_{50}$ Sn)

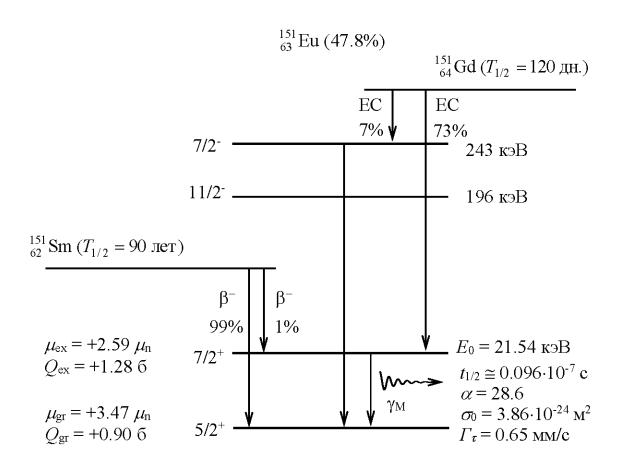


Рис. 1.17. Схема ядерных превращений для мессбауэровского изотопа 151 Eu (мессбауэровские источники — ядра 151 Sm и 151 Gd)

В большинстве случаев материнские ядра химически отличается от дочерних (мессбауэровских) ядер (например, $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$, $^{151}\text{Sm} \rightarrow ^{151}\text{Eu}$ или $^{151}\text{Gd} \rightarrow ^{151}\text{Eu}$). При этом радиоактивный распад материнского ядра, предшествующий испусканию мессбауэровского γ -кванта, может привести атом, которому принадлежит дочернее мессбауэровское ядро, в состояние с временным избытком или недостатком электронов.

В металлах времена электронной релаксации очень малы (~10⁻¹⁵c), тогда как в неметаллических твердых телах или биологических соединениях они могут оказаться сравнимыми или большими, чем время жизни возбужденного состояния. Это обстоятельство оказывается особенно важным при интерпретации так называемых эмиссионных мессбауэровских спектров, когда материнские ядра находятся в исследуемом образце, который выступает в роли мессбауэровского источника.

Есть примеры и химического совпадения материнского и дочернего ядер — $^{119\text{m}}\text{Sn} \rightarrow ^{119}\text{Sn}$ (см. рис. 1.15), когда состояние материнского ядра является изомерным. В этом случае спин ядра в изомерном состоянии сильно отличается от спина ядра в ниже лежащих состояниях. Следовательно, вероятность перехода в эти состояния мала, а время жизни ядра в изомерном состоянии велико (см. п. 1.3).

§6. Основные характеристики мессбауэровских изотопов

В конце главы приведем основные характеристики мессбауэровских изотопов и интервал наблюдаемых их значений.

Период полураспада материнского ядра — $T_{1/2}$ (от 1.7 мин для 57 Mn \rightarrow 57 Fe до $1.6\cdot 10^7$ лет для 129 I \rightarrow 129 Xe); чем больше его значение, тем дольше можно использовать данный мессбауэровский источник; однако при том же числе материнских ядер будет меньше активность источника.

Процентное содержание мессбауэровского изотопа – c (от 0.012% для 40 Kr до 100% для 197 Au); чем больше его значение, тем больше величина наблюдаемого эффекта Мессбауэра.

Энергия мессбауэровского перехода – E_0 (от 6.25 кэВ для ¹⁸¹Та до 155 кэВ для ¹⁸⁸Оs); чем меньше ее значение, тем больше вероятность и величина эффекта Мессбауэра (см. (1.61-1.62)).

Период полураспада возбужденного состояния мессбауэровского изотопа — $t_{1/2}$ (от 10^{-11} с для 187 Re до 44 с для 107 Ag); чем больше его значение, тем уже резонансная линия и выше разрешение в мессбауэровском спектре ($\Gamma_{\tau} = \frac{\hbar}{\tau} = \ln 2 \frac{\hbar}{t_{1/2}}$).

Максимальное сечение резонансного поглощения — σ_0 (от $0.71\cdot10^{-24}$ м² для 234 U до $256\cdot10^{-24}$ м² для 57 Fe); чем больше его значение, тем больше величина наблюдаемого эффекта Мессбауэра.

Коэффициент конверсии – α (от 0.12 для ⁶¹Ni до 660 для ²³⁸U); чем больше его значение, тем менее интенсивен источник "мессбауэровских" уквантов и тем эффективнее регистрировать эффект Мессбауэра с помощью электронов конверсии.

В табл. 1.2 приведены основные характеристики наиболее часто используемых в эксперименте мессбауэровских изотопов.

Табл. 1.2. Основные характеристики наиболее часто используемых в эксперименте мессбауэровских изотопов 57 Fe, 119 Sn, 151 Eu.

Мессб.	Матер.	$T_{1/2}$	c, %	<i>Е</i> 0, кэВ	$t_{1/2},$ 10^{-7} e	σ_0 ,	0/	$\Gamma_{ au}$
изотоп	ядро	<i>I</i> 1/2	C, 70	E_0, K_{2D}	10 ⁻⁷ c	$10^{-24} \mathrm{m}^2$	α	мм/с
⁵⁷ Fe	⁵⁷ Co	270 дн	2.14	14.41	0.98	256	8.2	0.097
¹¹⁹ Sn	^{119m} Sn	293 дн	8.58	23.88	0.18	133	5.2	0.32
¹⁵¹ Eu	¹⁵¹ Sm	90 лет	47.8	21.54	0.097	3.86	28.6	0.65
	¹⁵¹ Gd	120 дн						