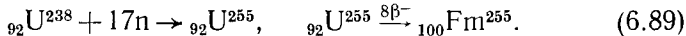


ния урана сверхмощным потоком нейтронов. В таких условиях ядро урана может сразу поглотить более десятка нейтронов и затем путем ряда β^- -распадов перейти в трансурановый элемент. Например, фермий может получиться в результате процессов



Другим методом получения далеких трансуранов является бомбардировка разных мишеней мощными (по энергии и интенсивности) потоками α -частиц и тяжелых ионов, например, бомбардировка ядра ${}_{92}\text{U}^{238}$ ионами ксенона ${}_{54}\text{Xe}^{136}$. Для этой цели применяются специальные циклотроны. Именно в циклотроне такого типа в Дубне были синтезированы курчатовий и последующие трансураны.

Помимо чисто научного интереса, изучение трансурановых элементов имеет и большое практическое значение. Изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ уже сейчас является одним из важнейших видов ядерного горючего; Изотоп ${}_{94}\text{Pu}^{238}$ использовался в изотопном источнике тока на американских спутниках. Изотоп калифорния ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ испытывает спонтанное деление с испусканием в среднем четырех нейтронов. Он используется как мощный и портативный источник нейтронов.

§ 6. Гамма-излучение ядер

1. Явление γ -излучения ядер состоит в том, что ядро испускает γ -квант без изменения A и Z . Гамма-излучение возникает за счет энергии возбуждения ядра. Спектр γ -излучения всегда дискретен из-за дискретности ядерных уровней.

Простейший и наиболее часто используемый способ получения γ -активных ядер основан на β -распаде на возбужденные уровни конечного ядра. Особенно интенсивное γ -излучение появляется, когда β -распад в высокой степени запрещен в основное состояние конечного ядра и разрешен в одно из возбужденных состояний. Типичным

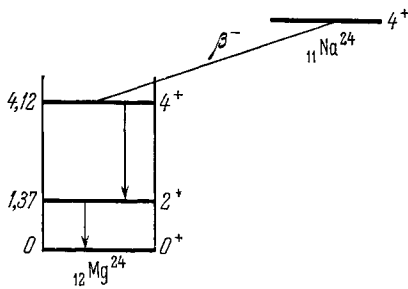


Рис. 6.22. Схема β -распада ядра натрия ${}_{11}\text{Na}^{24}$.

примером такого рода является распад изотопа натрия ${}_{11}\text{Na}^{24}$. Схема этого распада приведена на рис. 6.22. Основной уровень ядра ${}_{11}\text{Na}^{24}$ имеет характеристику 4^+ (т. е. спин, равный четырем, и положительную четность). Путем β^- -распада это ядро переходит в ядро изотопа магния ${}_{12}\text{Mg}^{24}$, основной уровень которого имеет характеристику 0^+ . Поэтому распад на этот уровень является

запрещенным распадом 3-го порядка (см. § 4, п. 4) и практически не идет. Первый возбужденный уровень ядра ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ имеет характеристику 2^+ . Распад на этот уровень также запрещен, хотя и не столь сильно, как на основной. Распад на второй возбужденный уровень, имеющий характеристику 4^+ , является разрешенным. В результате практически 100% β^- -переходов ядра ${}_{11}\text{Na}^{24}$ идут с периодом полураспада $T_{1/2} = 15$ часов на второй возбужденный уровень ядра ${}_{12}\text{Mg}^{24}$. Возбужденное ядро ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ теряет свое возбуждение путем двух последовательных γ -распадов, испуская согласно схеме на рис. 6.22 кванты с энергиями 2,7 и 1,4 МэВ. Если поместить препарат ${}_{11}\text{Na}^{24}$ в стеклянную ампулу, то β^- -излучение будет задерживаться стенками, а γ -излучение будет практически свободно выходить наружу (см. гл. VIII, § 4). Поэтому ампула с ${}_{11}\text{Na}^{24}$ является источником γ -излучения.

Наряду с β^- -распадом на возбужденные состояния существует и ряд других механизмов получения возбужденных, т. е. γ -активных, ядер, например кулоновское возбуждение, реакция (n, p) и т. д.

Гамма-излучение ядер обусловлено взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем. Несмотря на это, в отличие от β^- -распада, γ -излучение — явление не внутринуклонное, а внутриядерное. Изолированный свободный нуклон испустить (или поглотить) γ -квант не может из-за совместного действия законов сохранения энергии и импульса. В то же время внутри ядра нуклон может испустить квант, передав при этом часть импульса другим нуклонам.

Времена жизни γ -активных ядер в среднем значительно меньше времен жизни по отношению к α - и β^- -распадам, так как интенсивность электромагнитных взаимодействий всего лишь на три порядка слабее ядерных. Зависимость времени жизни от энергии перехода у γ -активных ядер менее резкая, чем у β^- -активных, из-за того, что испускается одна, а не две частицы. Поэтому подобные приведенным на схеме рис. 6.22 каскадные переходы из возбужденного состояния ядра в основное являются скорее правилом, чем исключением.

2. Как и во всех видах распадов, времена жизни γ -активных ядер зависят от различия спинов и четностей начального и конечного состояний. Обычно это различие проявляется в том, что испускание частиц низких энергий с большими орбитальными моментами оказывается затрудненным. В применении к испусканию фотонов это общее положение приходится несколько видоизменять, потому что для фотона из-за нулевой массы не существует понятия орбитального момента. Как мы уже говорили в гл. IV, § 11, вместо орбитального момента для фотона вводится понятие мультипольности. Здесь полезно заново прочесть гл. IV, § 11, где классификация γ -квантов по мультипольности рассматривается подробно. Там же вводятся и объясняются обозначения для разных мультиполей.

Испускаемые ядрами γ -кванты обычно имеют энергии от десятков кэВ до нескольких МэВ, т. е. приведенные длины волн

$$\lambda = \frac{c\hbar}{E} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E_{\text{МэВ}}} \text{ см} \quad (6.90)$$

от $2 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-12}$ см. Отношение радиуса ядра R к приведенной длине волны всегда много меньше единицы:

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1. \quad (6.91)$$

Поэтому высшие мультиполи всегда подавлены, и в основном происходят переходы минимальной мультипольности, допустимой законами сохранения момента и четности.

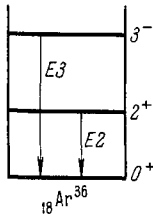


Рис. 6.23. Мультипольные переходы с низших возбужденных состояний ядра аргона $^{36}_{18}\text{Ar}$.

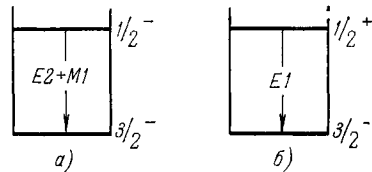


Рис. 6.24. Переходы различной мультипольности при отличных от нуля спинах начального и конечного состояний.

Из теории электромагнитного излучения вытекает, что период полураспада $T_{1/2}$ γ -активного ядра зависит от мультипольности перехода L и длины волны (т. е. в конечном счете от энергии кванта) следующим образом:

для электрических мультипольных переходов EL

$$\frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L}, \quad (6.92)$$

а для магнитных мультипольных переходов

$$\frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L+1)}. \quad (6.93)$$

Из (6.90) — (6.93) следует, что зависимость времени жизни от энергии тем резче, чем выше мультипольность, и что переходы высокой мультипольности сильно запрещены. Наиболее разрешенным является электрический дипольный переход. Следующими по разрешенности являются электрический квадруполь и магнитный диполь.

Мультипольность перехода определяется спинами и четностями начального и конечного уровней. Если спин одного из этих уровней равен нулю, то возможен переход лишь одной мультипольности. На рис. 6.23 приведен простейший пример. Если же спины как

начального, так и конечного состояний не равны нулю, то излучение будет состоять из нескольких мультиполей, причем основной вклад будут давать наиболее разрешенные из них. Ограничимся двумя примерами (рис. 6.24). На схеме *a*) вылетающий квант уносит положительную четность и момент, равный либо единице, либо двум (см. (1.31)). Соответственно этому переход будет смесью $E2 + M1$. Кванты обеих мультипольностей будут излучаться примерно с одинаковой интенсивностью, поскольку согласно (6.92), (6.93) степень запрета для каждого из мультиполей одинакова

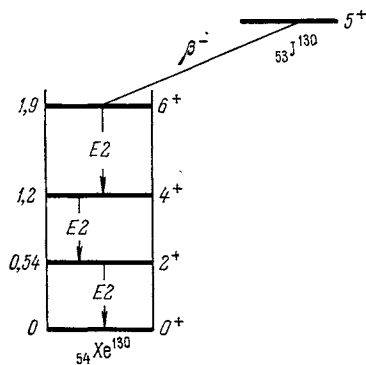


Рис. 6.25. Схема β^- -распада ядра йода $^{53}\text{J}^{130}$; энергии уровней — в МэВ.

множитель R/λ входит в одной и той же степени в выражение для периода полураспада). Небольшое (не больше, чем на 1—2 порядка) различие в интенсивностях этих переходов будет определяться деталями структуры ядра. На схеме *b*) суммарное излучение, вообще говоря, будет смесью $E1 + M2$. Однако переход $M2$ сильно запрещен по сравнению с $E1$. Поэтому излучение будет практически целиком электрическим дипольным (т. е. спин ядра при излучении кванта не будет переворачиваться).

Приведем пример конкретного γ -распада. На рис. 6.25 изображена схема β^- -распада изотопа йода $^{53}\text{J}^{130}$, идущего с большой вероятностью на третий возбужденный уровень 6^+ изотопа ксенона $^{54}\text{Xe}^{130}$. Состояние 6^+ может перейти в основное очень большим числом способов, начиная от непосредственного перехода с испусканием $E6$ -кванта и кончая различными каскадами, например, типа

$$6^+ \xrightarrow{M7} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+. \quad (6.94)$$

Наиболее вероятным, однако, будет переход, сопровождающийся испусканием (неважно, какого числа) квантов минимально возможных мультипольностей. Отсюда сразу получается, что наиболее вероятным (и практически единственно идущим) будет каскад $E2$ переходов

$$6^+ \xrightarrow{E2} 4^+ \xrightarrow{E2} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+. \quad (6.95)$$

Времена жизни γ -активных ядер в среднем невелики и обычно имеют порядок 10^{-7} — 10^{-11} с.

3. В редких случаях при сочетании высокой степени запрета с малой энергией перехода могут наблюдаться γ -активные ядра с временами жизни макроскопического порядка (до нескольких

часов, а иногда и больше). Такие долгоживущие возбужденные состояния ядер называются *изомерами*. Явление изомерии было открыто О. Ганом (1921) у изотопа ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ радиоактивного ряда $4n + 2$ и И. В. Курчатовым и др. (1935) у искусственно полученного изотопа ${}_{35}\text{Br}^{80}$. Характерным примером изомера может служить изотоп индия ${}_{49}\text{In}^{115}$, схема низших уровней которого приведена на рис. 6.26. Основное состояние ${}_{49}\text{In}^{115}$ имеет характеристику $9/2^+$. Первый возбужденный уровень имеет меньшую энергию, равную 335 кэВ, и характеристику $1/2^-$. Поэтому переход между этими состояниями осуществляется лишь посредством испускания 2^4 -польного магнитного кванта. Этот переход настолько сильно запрещен, что время жизни возбужденного уровня оказывается равным 14,4 часа.

Можно предсказать, в каких областях значений A и Z следует ожидать наличия изомерных состояний. Из соотношений (6.92), (6.93) следует, что изомерный уровень должен, во-первых, иметь спин, сильно отличающийся от спинов уровней, лежащих ниже, и, во-вторых, иметь низкую энергию возбуждения. Поэтому изомерные состояния следует ожидать там, где оболочечные уровни, близкие друг другу по энергии, сильно различаются значениями спинов. Именно в этих областях и находятся так называемые «острова изомерии» в таблице ядер.

Так, наличие изомера у приведенного выше изотопа ${}_{49}\text{In}^{115}$ обусловлено тем, что в нем не хватает одного протона до замкнутой оболочки $Z = 50$ (см. рис. 3.8), т. е. имеется одна протонная «дырка». В основном состоянии эта дырка находится в состоянии $2p_{1/2}$, а в возбужденном — в состоянии $1g_{9/2}$. Такая ситуация типична. Острова изомерии расположены непосредственно перед магическими числами 50, 82, 126 со стороны меньших Z и N . Так, изомерными состояниями обладают ядра ${}_{37}\text{Rb}^{86}$ ($N = 49$), ${}_{52}\text{Te}^{131}$ ($N = 79$, близко к 82), ${}_{80}\text{Hg}^{199}$ ($Z = 80$, близко к 82) и т. д. Как правило, изомерное состояние относится к первому возбужденному уровню ядра.

Отметим, что, наряду с рассмотренными, существуют и другие причины подавления радиационного распада изомера. Например, существование изомера с энергией 1,04 МэВ у юрия ${}_{96}\text{Cm}^{244}$ уже нельзя объяснить просто различием моментов количества движения: изомер имеет характеристику 6^+ , и от него к основному состоянию спускается лестница уровней 8^+ , 6^+ , 4^+ , 2^+ основной вращательной полосы. В этом случае радиационный распад изомера запрещен *правилами отбора по проекции К спина* на ось симметрии ядра: у изомера $K = 6$, а у состояний основной вращательной полосы $K = 0$.

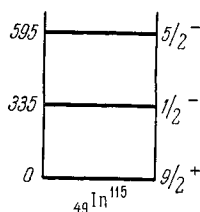


Рис. 6.26. Схема уровней ядра индия ${}_{49}\text{In}^{115}$; энергии уровней — в кэВ.

С другим случаем структурного запрета радиационных переходов мы встретимся при рассмотрении делящихся изомеров (гл. X, § 3, п. 9).

4. Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название *внутренней конверсии*. Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ -излучением.

Рассмотрим теперь, что непосредственно наблюдается при внутренней конверсии, чтобы понять, как ее различить на фоне других процессов. В процессе внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого E_e равна энергии E ядерного

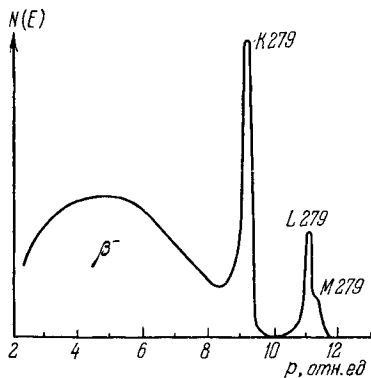


Рис. 6.27. β -спектр радиоактивного ядра ртути.

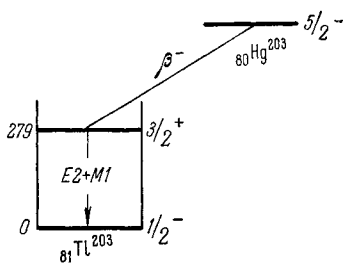


Рис. 6.28. Схема β -распада ядра ртути ${}_{80}\text{Hg}^{203}$; энергии — в кэВ.

возбуждения, уменьшенной на энергию ϵ связи электрона в атомной оболочке:

$$E_e = E - \epsilon. \quad (6.96)$$

Моноэнергетичность вылетающих при внутренней конверсии электронов позволяет отличить их от β -распадных электронов, спектр которых непрерывен. Например, спектр электронов, вылетающих из образца, содержащего β^- -активный изотоп ртути ${}_{80}\text{Hg}^{203}$, имеет форму, приведенную на рис. 6.27. Схема этого распада приведена на рис. 6.28. Из этой схемы видно, что узкие пики в β -спектре соответствуют энергии возбужденного уровня конечного ядра таллия ${}_{81}\text{Tl}^{203}$. Отсюда следует, что пики являются конверсионными, а наличие нескольких близких пиков соответствует выбиванию электронов из различных электронных оболочек. Кстати, по расстоянию между этими пиками можно определить, на каком именно элементе происходит конверсия. Помимо конверсионных электронов, при внутренней конверсии можно наблюдать еще и рентгеновские кванты, возникающие при падении одного из наружных электронов

на уровень K - или L -оболочки, освобожденный вылетевшим электроном.

Перейдем к механизму явления внутренней конверсии. Ядро испускает γ -квант, который тут же поглощается электроном атомной оболочки, получающим всю энергию кванта. Интересная особенность этого процесса состоит в том, что он в основном происходит за счет виртуальных, а не реальных квантов. Виртуальным называется квант, у которого нарушено правильное соотношение между энергией E и импульсом k , т. е. у которого $E \neq ck$. Возможность существования таких квантов допускается соотношением неопределенностей; такие кванты могут существовать, но лишь короткое время и на небольших расстояниях от их источника (см. гл. VII, § 5). Возникает вопрос, как отличить, являются ли кванты, ответственные за внутреннюю конверсию, виртуальными или реальными, поскольку энергия и импульс этого кванта не измеряются. Отличие проявится в том, что если внутренняя конверсия происходит только за счет виртуальных квантов, то интенсивность ядерного γ -излучения не изменится после того, как ядра лишатся своих электронов. Другими словами, внутренняя конверсия через виртуальные кванты — процесс, не конкурирующий с γ -распадом, а параллельный ему. Технически наблюдение γ -излучения ядер, полностью лишенных электронов, очень сложно и никем не проводилось. Однако теоретические расчеты процесса внутренней конверсии не содержат никаких подгоночных параметров и настолько хорошо согласуются с экспериментальными данными, что сейчас нет никаких сомнений в том, что в механизме внутренней конверсии принимают участие виртуальные кванты.

Роль виртуальных квантов особенно ярко проявляется в $0-0$ -переходах. Явление $0-0$ -перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0 . Такая ситуация имеет место, например, в ядре ${}_{32}\text{Ge}^{72}$, у которого основной и первый возбужденный уровни имеют характеристики 0^+ , как это указано на схеме рис. 6.29. Если ядро возбуждено на первый уровень, то оно не может потерять свое возбуждение путем испускания γ -кванта, так как мультиполя $E0$ с нулевым моментом не существует (см. гл. IV, § 11). Но оказывается, что виртуальный $E0$ -квант с нулевым моментом и положительной четностью может существовать. И этот квант действительно обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии. Такая конверсия и называется $0-0$ -переходом.

Интенсивность внутренней конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии α_k , равным отношению вероят-

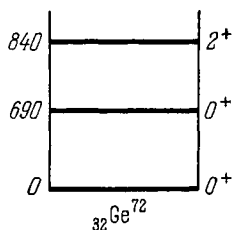


Рис. 6.29. Схема уровней ядра германия ${}_{32}\text{Ge}^{72}$; энергии — в кэВ.

ности ω_e испускания конверсионного электрона к вероятности ω_γ испускания γ -кванта:

$$\alpha_k = \omega_e / \omega_\gamma. \quad (6.97)$$

Существующие методы позволяют измерять эти коэффициенты в пределах $10^{-4} < \alpha_k < 10^2$. Величина α_k резко возрастает с увеличением мультипольности перехода. С увеличением энергии перехода величина α_k падает. При очень низких энергиях перехода внутренняя конверсия на K -оболочке для очень тяжелых ядер нередко оказывается запрещенной энергетически.

Если энергия E возбуждения ядра превышает энергию, соответствующую удвоенной массе электрона,

$$E > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ},$$

то становится возможным процесс *парной конверсии*, при котором ядро теряет свое возбуждение, испуская электрон и позитрон. Механизм этого процесса следующий. Ядро испускает виртуальный (здесь только виртуальный) γ -квант, который затем превращается в электронно-позитронную пару. Очевидно, что парная конверсия никак не связана с атомной электронной оболочкой и может происходить и на ядре, лишенном атомных электронов. Подобно внутренней парной конверсии количественно характеризуется *коэффициентом парной конверсии* α_π :

$$\alpha_\pi = \omega_\pi / \omega_\gamma, \quad (6.98)$$

где ω_π — вероятность испускания электронно-позитронной пары. Относительная роль парной конверсии растет при увеличении энергии перехода. Например, 0—0-переход в ядре кислорода ${}^8\text{O}^{16}$ в основном идет за счет парной конверсии. Энергия этого перехода равна 6,06 МэВ.

5. Одним из наиболее эффективных методов определения характеристик нестабильных уровней является измерение *угловых корреляций* при каскадном испускании ядром γ -квантов. Угловой корреляцией называется угловое распределение $N(\vartheta)$ импульса одного каскадного кванта относительно другого (обычно предшествующего первому). Таким образом, в корреляционном опыте необходимо регистрировать по схеме совпадений (см. гл. IX, § 6) два кванта, последовательно вылетающих из одного и того же ядра под различными относительными углами между их импульсами. Техника таких измерений сейчас разработана достаточно детально. Появление нетривиальной корреляционной зависимости связано с тем известным из теории электромагнитного излучения обстоятельством, что проекция m полного момента γ -кванта на его импульс может принимать (разумеется, в единицах \hbar) только значения $m = \pm 1$. Значение $m = 0$ исключено условием поперечности электромагнитных волн. Поэтому, если, например, ядро на уровне с мо-

ментом нуль испустило γ -квант, вылетевший в определенном направлении, т. е. зарегистрированный в этом направлении счетчиком, то проекция спина ядра в новом, более низком энергетическом состоянии на это направление может иметь значения только ± 1 , но не нуль. А это означает, что ядро уже ориентировано в пространстве не совсем хаотически. Поэтому и каскадные кванты могут вылетать из него с разной интенсивностью в разные стороны. Угловая корреляция существенно зависит от моментов последовательно распадающихся состояний. По виду угловой корреляции можно судить о типе испускаемых квантов и тем самым о спинах распадающихся состояний. Угловая корреляция не зависит от четности квантов. Для примера на рис. 6.30 приведены схема распада и график $N(\vartheta)$ угловой корреляции для распада второго возбужденного состояния изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$. Кривая на графике рассчитана теоретически в предположении, что спины уровней соответствуют значениям, приведенным на схеме распада. Хорошее соответствие теоретической кривой экспериментальным точкам свидетельствует о правильной идентификации спинов уровней. Для наблюдения корреляции промежуточное состояние должно быть достаточно короткоживущим. Это необходимо для того, чтобы ядро не успело утратить свою ориентацию вследствие различных релаксационных процессов.

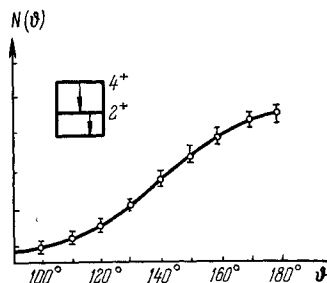


Рис. 6.30. Функция $N(\vartheta)$ для распада ядра ${}_{28}\text{Ni}^{60}$.

Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая рассчитана в предположении двух $E2$ -переходов.

С помощью корреляционных экспериментов удалось измерить магнитные моменты возбужденных состояний некоторых ядер. Идея этих экспериментов состоит в том, что в промежутке между двумя каскадными переходами спин возбужденного ядра «опрокидывался» резонансным высокочастотным полем (ср. гл. II, § 5). В частности, этим методом был измерен магнитный момент первого возбужденного уровня $5/2^+$ ядра кадмия ${}_{48}\text{Cd}^{111}$, оказавшийся равным $-0,78$. Наряду с γ - γ измеряются β - γ -корреляции, α - γ -корреляции, корреляции спинов и т. д.

Корреляционные измерения являются главными в ядерной спектроскопии — разделе ядерной физики, изучающем характеристики ядерных уровней посредством исследования радиоактивных распадов.

6. В 1958 г. в физике γ -излучения было сделано интересное открытие, получившее по имени автора название *эффект Мёссбауэра*. Этот эффект является ядерным аналогом резонансной флуо-

ресценции и состоит в том, что если одно ядро испускает γ -квант, то другое такое же ядро с большой вероятностью (процесс резонансный) этот квант поглощает. До 1958 г. наблюдение резонансного поглощения γ -квантов ядрами считалось невозможным по следующим соображениям: при вылете фотона ядро получает импульс отдачи p , равный по абсолютной величине импульсу фотона. Соответственно ядро приобретает кинетическую энергию $p^2/2M$, где M — масса ядра. Поэтому энергия cp вылетающего фотона не точно равна энергии перехода E (т. е. разности уровней ядра), а связана с ней соотношением

$$E = cp + \frac{p^2}{2M}, \quad (6.99)$$

учитывающим, что энергия перехода делится между фотоном и ядром отдачи. Из (6.99) видно, что энергия отдачи ΔE с хорошей точностью определяется формулой

$$\Delta E = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2}. \quad (6.100)$$

Резонансное поглощение может иметь место только тогда, когда энергия отдачи меньше ширины линии Γ :

$$\Delta E < \Gamma. \quad (6.101)$$

Для обычной оптической резонансной флуоресценции это условие прекрасно соблюдается. Но для ядерного излучения условие (6.101) нарушается, причем очень сильно, из-за того, что ΔE квадратично растет с энергией кванта, а энергии ядерных γ -квантов на несколько порядков больше энергий оптических фотонов. Например, первый возбужденный уровень изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ имеет энергию 14 кэВ, а время его жизни τ имеет порядок 10^{-7} с, так что ширина уровня

$$\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-8} \text{ эВ}.$$

Энергия же отдачи при излучении с этого уровня равна согласно (6.100)

$$\Delta E \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \approx 10^{-3} \text{ эВ}, \quad (6.102)$$

т. е. на пять порядков больше ширины уровня. Казалось бы, никакое резонансное поглощение в таких условиях невозможно. И действительно, на свободных ядрах резонансное поглощение не идет. По законам классической механики при переходе от свободных ядер к твердому телу — кристаллу — ситуация не изменится. Под влиянием сил кристаллических связей эффект отдачи смягчится, но далеко не настолько, чтобы сделать возможным резонанс. Однако амплитуда отдачи столь мала, что необходимо не классическое, а квантовое рассмотрение. Основная идея Мёссбауэра состояла в том, что в квантовой механике эффект кристаллической связи проявляется не так, как в классической механике, а статистическим образом. Влияние кристаллической решетки мало в среднем. В боль-

шинстве случаев ядра испытывают полную отдачу, а в небольшом проценте случаев идут переходы без отдачи, в которых импульс фотона принимает на себя не отдельное ядро, а кристалл в целом. При таких переходах без отдачи и происходит резонансное поглощение. Возможность наблюдения такого поглощения зависит прежде

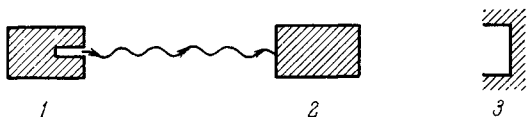


Рис. 6.31. Схема эксперимента для наблюдений эффекта Мёссбауэра.

1 — источник γ -квантов, 2 — поглотитель, который может двигаться относительно источника, 3 — детектор γ -квантов.

всего от того, какой процент переходов происходит без отдачи. Величина этого процента определяется многими факторами, не все из которых поняты до конца. Условия для переходов без отдачи тем благоприятнее, чем ниже энергия перехода и чем ниже температура кристалла. Для некоторых изотопов вполне заметный эффект удастся наблюдать даже при комнатных температурах. Но чаще требуется глубокое охлаждение образца.

На рис. 6.31 изображена принципиальная схема наблюдения эффекта Мёссбауэра. Источник 1 резонансного излучения движется с малой постоянной скоростью в направлении поглотителя 2 (или обратно). За поглотителем расположен счетчик 3. Измеряется зависимость скорости счета счетчика от скорости источника. Если скорость источника достаточно велика, то линия испускания сдвигается благодаря эффекту Доплера, так что резонансного поглощения нет. При уменьшении скорости доплеровский сдвиг уменьшается и линия испускания начинает приближаться к линии поглощения. Когда эти линии пересекутся, начнется интенсивное резонансное поглощение. В результате скорость счета резко падает, как это изображено на графике (рис. 6.32). Таким образом, плавно меняя скорость, можно измерить положение и ширину мёссбауэровской линии (или линий, если их несколько).

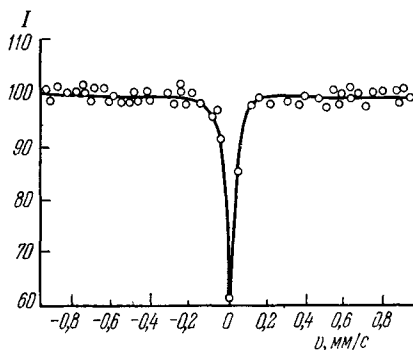


Рис. 6.32. Зависимость поглощения мёссбауэровской линии от скорости источника.

Источник — ядро Co^{57} ($\text{Co}^{57} \rightarrow \text{Fe}^{57*}$; К-захват); поглотитель — соль $\text{K}_2\text{Fe}^{57}(\text{CN})_6$ при $T = 297$ К. По вертикальной оси отложена интенсивность I прошедшего через поглотитель излучения.

Подсчитаем теперь, с какой скоростью должно двигаться ядро, чтобы выйти из резонанса за счет эффекта Допплера. Для этого надо приравнять ширине уровня Γ приращение энергии фотона, возникающее при переходе к системе координат, движущейся со скоростью v . Это приращение равно (при малом v)

$$\Delta E = vE/c. \quad (6.103)$$

Положив теперь в (6.103) $\Delta E = \Gamma$, получим для скорости оценку

$$v = c\Gamma/E. \quad (6.104)$$

Величина Γ/E для низколежащих ядерных уровней очень мала. Поэтому малые значения получаются и для скоростей. Например, для уже упоминавшегося выше изотопа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ скорость v получается равной $1,3 \cdot 10^{-2}$ см/с. Для более короткоживущих изотопов получаются скорости порядка сантиметров в секунду. Такие скорости счета в лабораторных условиях легко осуществлять и измерять механически.

Эффект Мёссбауэра интересен и уникален тем, что с его помощью измерение энергии можно производить с колоссальной относительной точностью (до 15—17 порядков). Такая рекордная точность позволила, например, измерить столь тонкий эффект, как зависимость энергии (т. е. частоты) фотона от высоты источника за счет силы тяжести. Оценим порядок этого изменения. Если источник находится на H метров ниже поглотителя, то резонансные линии источника и поглотителя будут смещены относительно друг друга на потенциальную энергию U фотона в поле силы тяжести. Эта потенциальная энергия определяется формулой

$$U = gHE/c^2, \quad (6.105)$$

где g — ускорение свободного падения, E/c^2 — масса (полная, не масса покоя) фотона. Относительное изменение энергии равно

$$U/E = gH/c^2. \quad (6.106)$$

При $H = 30$ м это отношение равно $3 \cdot 10^{-15}$, т. е. доступно измерению с помощью эффекта Мёссбауэра. Такие измерения действительно были проделаны с изотопом ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ и дали согласие с только что приведенным расчетом.

7. Интересный опыт с использованием эффекта Мёссбауэра был проведен Ц. С. Ву. В этом опыте изучалось излучение, возникающее при каскадном распаде второго возбужденного уровня ядра ${}_{26}\text{Fe}^{57}$. Схема уровней этого ядра приведена на рис. 6.33. Периоды полураспадов для второго и первого возбужденного уровней равны соответственно $8,9 \cdot 10^{-9}$ и $1,0 \cdot 10^{-7}$ с. Тем самым первый возбужденный уровень имеет ширину $0,66 \cdot 10^{-8}$ эВ. В опыте оба каскадных γ -кванта регистрировались по схеме запаздывающих совпадений, причем отбирались только такие распады, в которых разность между временами вылета первого и второго квантов не превышала некоторого фиксированного времени задержки τ . Оказалось, что ширина линии для второго распада зависит от величины времени задержки.

В пределе при $\tau = \infty$ получалась обычная естественная ширина, а в остальных случаях — бóльшая. Другими словами, в этом опыте Ву продемонстрирован процесс становления резонансной линии во времени в соответствии с соотношением неопределенностей время-энергия.

8. Мы уже не раз подчеркивали, что процессы, происходящие в атомных оболочках, оказывают ничтожное влияние на внутриядерные явления. С помощью эффекта Мёссбауэра это влияние удастся обнаружить. Линии мёссбауэровских спектров заметно сдвигаются и меняются по ширине при переходе от одного химического соединения к другому, при изменении структуры кристаллической решетки, при изменении температуры, при наложении механических напряжений и т. д. Поэтому эффект Мёссбауэра сейчас широко используется в исследованиях по физике твердого тела. Например, он оказался незаменимым для изучения фазовых переходов второго рода, при которых не меняется плотность, но меняется структура решетки.

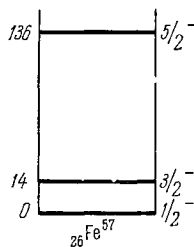


Рис. 6.33. Схема уровней ядра железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$. Энергии — в кэВ.

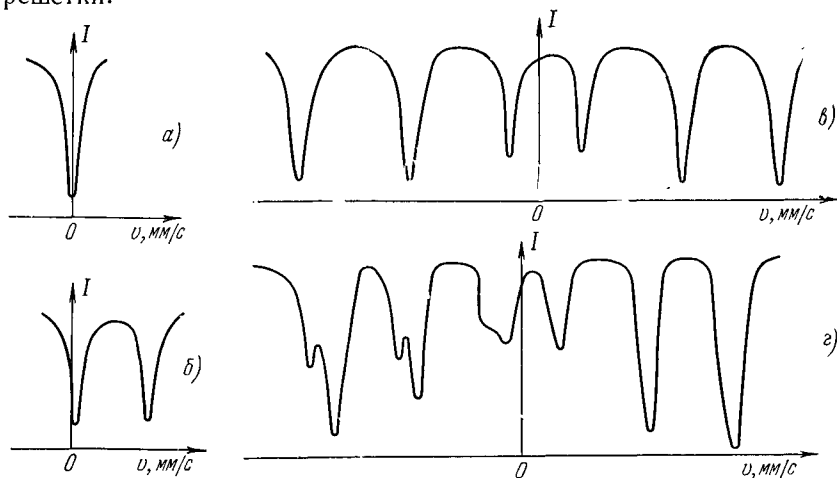


Рис. 6.34. Мёссбауэровские спектры железосодержащих соединений, обладающих различной кристаллической структурой.

По вертикальной оси отложена интенсивность прошедшей через поглотитель 14-килоэлектронвольтной линии изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$, по горизонтальной оси — скорость относительного движения источника и поглотителя в мм/с. Спектр: а) нержавеющей стали, б) сидерита (FeCO_3), в) гематита (Fe_2O_3), г) магнетита ($\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO}$).

Влияние кристаллической структуры на мёссбауэровское излучение хорошо видно на рис. 6.34, где приведены мёссбауэровские спектры изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$, снятые на различных железосодер-

жащих образцах. На нержавеющей стали получается одиночная линия. На соединении FeCO_3 эта линия раздваивается за счет действия градиента электрического поля. На окиси железа Fe_2O_3 получается уже шесть линий за счет расщепления внутренним магнитным полем. Еще большее количество линий имеет спектр магнетита Fe_3O_4 . Здесь сказывается то, что в магнетите для атомов железа в решетке имеются два неэквивалентных положения. Грубо говоря, магнетит представляет собой комбинацию решеток Fe_2O_3 и FeO , вставленных друг в друга. Соответственно и мёссбауэровский спектр магнетита состоит из двух наложенных друг на друга спектров Fe_2O_3 и FeO . Наконец, спектр нержавеющей стали расщепляется при наклепе, т. е. при изменении внутренней структуры, вызванной пластической деформацией.