

могут считаться экспериментом, доказывающим существование нейтрино, так как в них не наблюдалось непосредственное взаимодействие нейтрино с веществом. Наблюдение таких реакций, вызванных непосредственно свободными нейтрино, удалось осуществить только в 1956 г. (см. § 41).

§ 20. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР

Выше уже говорилось, что γ -излучение ядер возникает при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. Как известно, γ -лучи представляют собой электромагнитное излучение с длиной волны, меньшей, чем у рентгеновских лучей. Энергия γ -квантов

$$E_\gamma = h\nu = 2\pi\hbar\nu = \hbar\omega,$$

импульс

$$\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k},$$

где \vec{k} — волновой вектор

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}, \text{ а } \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma}.$$

Откуда

$$|\vec{p}_\gamma| = \frac{h\nu}{c}.$$

При энергии кванта $E_\gamma = 1$ Мэв длина волны $\lambda \approx 10^{-10}$ см. Для сравнения укажем, что энергия кванта видимого света ≈ 1 эв.

Возбужденные ядра могут быть получены разными путями. В результате бомбардировки их заряженными или нейтральными частицами, в результате поглощения ядром фотона, либо, наконец, в результате α - или β -переходов, когда новое ядро образуется в возбужденном состоянии.

Наблюдаемый спектр γ -лучей всегда дискретный, что позволяет говорить о дискретности ядерных уровней. Обычно энергия возбуждения ядра недостаточна для испускания нуклона, поэтому возбуждение снимается испусканием γ -квантов. Но и тогда, когда энергия возбуждения достаточна для вылета нуклона, часто происходит γ -переход, так как запреты по четности или моменту количества движения приводят к малой вероятности вылета из ядра нуклона или других частиц.

После α -распада обычно испускаются γ -лучи с энергией не выше 0,5 Мэв. Энергия же γ -лучей, испускаемым возбужденным ядром после β -распада может быть больше и достигает (2—2,5) Мэв.

Рассмотрим в качестве примера возникновения γ -излучения схему распада Na^{24} (рис. 43). Основной уровень Na^{24} характери-

зается значением спина 4 и положительной четностью 4^+ . Основной уровень Mg^{24} имеет характеристику 0^+ . Распад с переходным на этот уровень требует большого изменения момента и практически не идет. Первый возбужденный уровень характеризуется 2^+ ; и хотя β -распад на него тоже запрещен, но этот запрет не очень сильный, и переход с очень малой вероятностью идет. Второй возбужденный уровень Mg^{24} есть уровень 4^+ . Поэтому практически весь распад идет с переходом на этот уровень. Затем Mg^{24} переходит в основное состояние, испуская два γ -кванта с энергией $2,7 \text{ Мэв}$ и $1,4 \text{ Мэв}$. Стеклянная ампула с Na^{24} будет являться источником γ -лучей, так как электроны распада Na будут задерживаться стеклом, а γ -лучи Mg пройдут.

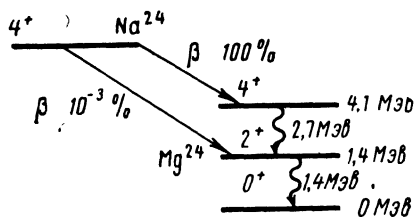


Рис. 43. Схема распада Na^{24}

γ -излучение также имеет статистический характер, т. е. для каждого ядра существует определенная вероятность W излучить γ -квант; эта вероятность определяется так называемым «временем высвечивания» $W \sim \frac{1}{\tau_\gamma}$, где τ_γ имеет физический смысл среднего времени пребывания ядра в возбужденном состоянии до излучения им γ -кванта (обычно $\tau_\gamma \sim 10^{-13} \text{ сек}$).

Внутренняя конверсия электронов. Ядро может освободиться от избытка энергии не только путем излучения. У тяжелых ядер наблюдается процесс испускания электронов внутренней конверсии. В этом процессе энергия возбуждения ядра непосредственно передается орбитальному электрону, в результате чего он получает возможность покинуть атом. Кинетическая энергия вырванного электрона будет на величину энергии связи электрона в соответствующей оболочке меньше энергии γ -кванта. Ясно, почему при таком механизме распада наблюдают моноэнергетические электроны (рис. 44).

С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идет на K -оболочке. Когда энергия возбуждения ядра меньше энергии связи K -электрона, наблюдается конверсия на L -электронах.

Название «внутренняя конверсия γ -лучей» не совсем удачно для характеристики этого процесса. Конверсионные электроны наблюдаются в первую очередь тогда, когда правила отбора запрещают излучение γ -кванта, и его вылет практически невозможен. Следовательно, нельзя считать, что квант сначала вылетает из ядра, а потом поглощается атомом и выбивает электрон из оболочки (внутренний фотоэффект).

После того как вылет электрона из атома произошел, электронная орбита остается незанятой, вследствие чего возникает

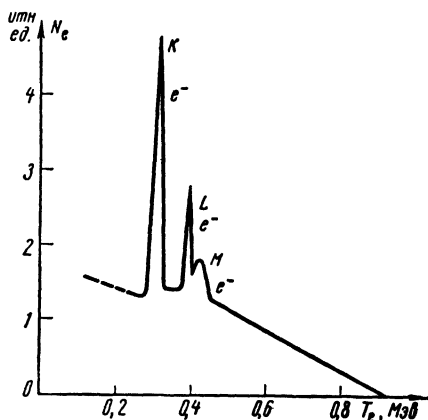


Рис. 44. Энергетический спектр электронов внутренней конверсии

характеристическое рентгеновское излучение, сопровождаемое иногда испусканием электронов Оже¹. На рис. 44 показан типичный β -спектр с максимумами, соответствующими конверсионным электронам.

Как сказано выше, конверсионное излучение может наблюдаться вместе с γ -излучением или без него.

Отношение между числом вылетающих электронов и излученных фотонов называется коэффициентом внутренней конверсии:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}.$$

Используются также парциальные коэффициенты для соответствующих оболочек

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}; \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma} \dots$$

Полный коэффициент внутренней конверсии определяется из соотношения

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \dots = \frac{N_e}{N_\gamma}.$$

Коэффициент конверсии сильно зависит от энергии перехода: он уменьшается с ростом ΔE и растет с увеличением Z . Таким образом, наибольшее значение внутренней конверсии имеет для тяжелых ядер. Его величина также сильно зависит от степени запрета γ -излучения.

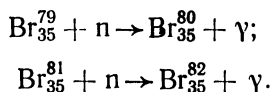
По энергии конверсионных электронов можно определять энергии ядерных уровней.

Ядерная изомерия. Было обнаружено, что существуют ядра с одинаковыми значениями чисел A и Z , но с различными периодами полураспада. Такие ядра получили название изомеров.

Исследование явления ядерной изомерии у искусственно радиоактивных ядер было проведено группой советских физиков под руководством Курчатова и Русинова. Изучалась искусственная

¹ Вылет из атома одного из электронов наружных оболочек за счет освобождения энергии при переходе другого электрона на K -оболочку из менее связанной оболочки без испускания рентгеновского кванта.

радиоактивность Вг, возникающая в результате облучения естественной смеси стабильных изотопов Vg_{35}^{79} и Vg_{35}^{81} медленными нейтронами. При этом образуются два радиоактивных изотопа брома, химически неотделимые друг от друга:

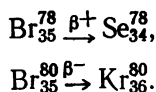


Удивительным результатом этих опытов оказалось обнаружение у Vg_{35}^{80} и Vg_{35}^{82} не двух, а трех различных периодов полураспада:

$$\left. \begin{aligned} \text{Vg}_{35}^{80} \beta^- &\rightarrow \text{Kг}_{36}^{80} \\ \text{Vg}_{35}^{82} \beta^- &\rightarrow \text{Kг}_{36}^{82} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} T_1 &= 18 \text{ мин}; \\ T_2 &= 4,4 \text{ час}; \\ T_3 &= 34 \text{ час}. \end{aligned}$$

Очевидно, что один из изотопов распадается двояким образом. Опыт был видоизменен и Вг подвергался облучению не нейтронами, а γ -лучами, которые вызывали так называемый ядерный фотоэффект ($\text{Vg}_{35}^{79} + \gamma \rightarrow \text{Vg}_{35}^{78} + n$; $\text{Vg}_{35}^{81} + \gamma \rightarrow \text{Vg}_{35}^{80} + n$).

Образующиеся изотопы брома также являются β -активными и распадаются по схеме:



Исследования показали, что и в этом случае наблюдаются также не два, а три периода полураспада:

$$\begin{aligned} T_1 &= 18 \text{ мин}; \\ T_2 &= 4,4 \text{ час}; \\ T_3^* &= 6,4 \text{ мин}. \end{aligned}$$

Из сопоставления процессов стало ясно, что именно с изотопом Vg_{35}^{80} , образующимся в том и другом случае, связаны два периода полураспада: $T_1 = 18 \text{ мин}$ и $T_2 = 4,4 \text{ час}$, которые также встречаются в обеих сериях опытов. Нужно было объяснить существование у одного и того же изотопа двух разных периодов полураспада.

Дальнейшими опытами было показано, что изомерия Вг объясняется наличием у этого ядра метастабильного состояния, т. е. такого возбужденного состояния, вероятность перехода из которого в основное состояние мала. Чтобы уяснить это, рассмотрим

более подробно схему распада ядра Br_{35}^{80} (рис. 45). В результате предшествующей ядерной реакции ядро Br_{35}^{80} возникает в сильно возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит двумя

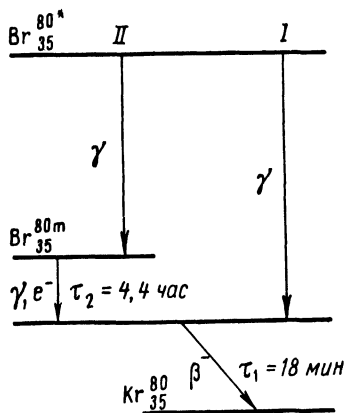


Рис. 45. Схема распада Br_{35}^{80} с образованием Kr_{36}^{80} .

путями: ядро в течение 10^{-13} сек γ -переходом переводится в основное состояние, из которого уже происходит испускание β^- -частиц с $T_1 = 18$ мин или ядро переходит на метастабильный уровень, дальнейший переход из которого на основной запрещен правилами отбора. В результате ядро «застревает» на метастабильном уровне с продолжительностью жизни 4,4 час; переход из метастабильного в основное состояние сопровождается как γ -излучением, так и внутренней конверсией электронов. В дальнейшем переход с основного уровня опять происходит при помощи β^- -распада с об-

разованием Kr_{36}^{80} . Таким образом, мы наблюдаем, по сути дела, один и тот же спектр β^- -частиц, образующийся при переходе с основного уровня Br_{35}^{80} на основной уровень Kr_{36}^{80} с единственным периодом полураспада $T_1 = 18$ мин, но из-за задержки переходов внутри ядра брома возникает эффект, приводящий как бы к двум периодам полураспада.

Ядерная изомерия не является редким явлением среди ядерных превращений. В настоящее время известно более 100 изомеров. В связи с описанным выше явлением изомерии возникает вопрос: какое время необходимо для того, чтобы ядро из возбужденного состояния перешло в основное? От чего зависит время высвечивания τ ? Для его оценки воспользуемся тем, что энергетическая ширина уровня ΔE является мерой неопределенности энергии системы, находящейся на этом уровне. Время пребывания системы в таком состоянии Δt может быть оценено из соотношения неопределенности:

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar.$$

В рассматриваемом случае величина Δt и будет средним временем жизни ядра τ в возбужденном состоянии, а ΔE — энергетическая ширина этого возбужденного уровня. Из опыта известно, что ширина спектральной линии ΔE обычно имеет порядок 10^{-2} эв, следовательно,

$$\tau_{\gamma} = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10^{-27}}{10^{-2} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 10^{-13} \text{ сек}$$

(существующими приборами это время измерить невозможно, тогда как величину 10^{-2} эв можно измерить довольно точно).

Таким образом, обычно $\tau_\gamma \ll \tau_\alpha$ и $\tau_\gamma \ll \tau_\beta$. Рассмотрим теперь, чем можно объяснить наличие изомеров и существование запрещенных переходов для γ -излучения.

На разных уровнях ядро, как уже говорилось, имеет разные угловые моменты. Так как должен выполняться закон сохранения момента количества движения, то при переходе разность моментов начального и конечного уровня (Δl) уносит γ -квант. Этим определяются правила отбора.

Излучение, связанное с перестройкой системы на $\Delta l=1$, называется дипольным излучением¹; на $\Delta l=2$ — квадрупольным излучением; на $\Delta l=3$ — октупольным излучением; на $\Delta l=n$ — вообще излучением мультиполя n -го порядка.

Согласно теории таких переходов, разработанной Вейцеккером, γ -кванты различной мультипольности возникают в результате разных колебаний внутри ядра. Некоторые из этих процессов связаны с перераспределением электрических зарядов внутри ядра (электрические дипольное, квадрупольное и т. д. излучения), другие — с перераспределением токов или магнитных моментов нуклонов (магнитные дипольное, квадрупольное и т. д. излучения). Между моментами начального состояния ядра I_1 и конечного состояния ядра I_2 и моментом Δl , уносимым γ -квантом, должно существовать соотношение

$$|I_1 - I_2| \leq \Delta l \leq |I_1 + I_2|.$$

Однако из классической электродинамики известно, что если размеры системы малы по сравнению с λ , то интенсивности излучения различной мультипольности отличаются в меру фактора $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2\Delta l}$; таким образом $W_{\Delta l} = \frac{1}{\tau_\gamma} \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2\Delta l}$ (здесь R — радиус ядра, λ — длина волны излучения).

Эта зависимость объясняет, почему для излучений различной мультипольности периоды полураспада ядер сильно отличаются друг от друга. Например, при $A=100$ и $E_\gamma=0,5$ Мэв имеем $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 = 10^{-5}$. Поэтому период полураспада для дипольного перехода обычно заключен в пределах 10^{-17} — 10^{-13} сек; для квадрупольного τ_γ не бывает меньше 10^{-13} сек, а при малых энергиях γ -кванта τ_γ достигает 10^{-10} — 10^{-3} сек, для октупольного — нескольких часов, а для больших изменений l — нескольких лет.

Второе правило отбора для γ -лучей связано с выполнением закона сохранения четности волновой функции. Мы уже говорили, что четность P системы — ядра — с моментом l равна $P = (-1)^l$.

¹ Излучение $\Delta l=0$ не существует из-за поперечного характера электромагнитных волн.

Поэтому испускание дипольных ($\Delta l=1$) электрических γ -квантов разрешено по четности, если четность ядра после γ -излучения изменяется на обратную, и дипольных магнитных γ -квантов, если четность сохраняется. Вообще разрешенное изменение четности ядра ΔP , испускающего электрическое γ -излучение мультипольности Δl , описывается формулой $\Delta P = (-1)^{\Delta l}$ для ядра, испускающего магнитное Δl — мультипольное излучение — формулой $\Delta P = (-1)^{\Delta l+1}$.

Оба эти правила отбора (по моменту и четности) приводят к возникновению метастабильных уровней ядра, т. е. к малой вероятности некоторых γ -переходов внутри ядра. Таким образом, изучая γ -спектры можно по типу γ -перехода определить четность и изменение спина ядер.

Эффект Мёссбауэра. В курсе оптики изучается явление, называемое резонансным поглощением, или резонансной флюоресценцией. Заключается оно в том, что атомы с большой вероятностью поглощают фотоны, энергия которых в точности соответствует разности энергий между нормальным и одним из возбужденных уровней атома. После поглощения атом переходит в возбужденное состояние и по истечении времени жизни в этом состоянии τ ($\tau \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ сек) вновь испускает фотон той же частоты. При этом выполняется условие Бора:

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Такое же явление резонансного поглощения должно наблюдаться и у ядер. Ядра также имеют квантованные уровни энергии и при переходе из одного состояния в другое испускают γ -лучи.

Если энергия этих лучей будет совпадать с разностью в энергиях уровней ядер того же вещества, используемых в качестве поглотителя, то эти последние будут поглощать γ -лучи с большой вероятностью, а затем через малое время снова их излучать.

Однако попытки осуществить ядерное резонансное поглощение γ -квантов долго не приводили к успеху. Это связано с тем, что испускаемый γ -квант передает часть своей энергии ядрам отдачи и оставшаяся у него энергия оказывается меньше разности энергии уровней ядра-поглотителя.

Можно оценить степень точности, с которой должны совпадать линии излучения и поглощения для того, чтобы наблюдался резонанс. Энергия из-

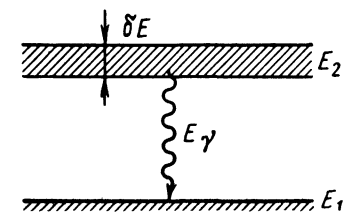


Рис. 46. Энергетический уровень и его ширина

лучаемых квантов не строго одинакова: спектральная линия имеет малую, но конечную ширину δE (рис. 46), связанную со временем пребывания ядра в данном состоянии Δt :

$$\delta E \cdot \Delta t \approx \hbar.$$

Чем больше время жизни ядра Δt по отношению к испусканию γ -кванта, тем точнее задана его энергия и тем выше степень монохроматичности кванта. Рассмотрим в качестве примера ядро Fe_{26}^{57} , которое находится в возбужденном состоянии время, равное 10^{-7} сек, и испускает γ -лучи с энергией $E_\gamma = 14 \text{ кэВ}^1$. Ширина уровня этого ядра равна

$$\delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{10^{-27}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ эв}.$$

Для наблюдения резонансного поглощения необходимо, чтобы энергия γ -лучей совпадала с энергией перехода из возбужденного состояния в основное с точностью до ΔE .

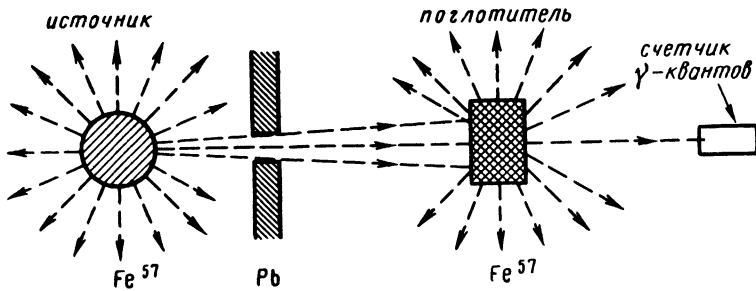


Рис. 47. Опыт для обнаружения резонансного поглощения

На рис. 47 представлена схема опыта, в котором в качестве поглотителя используется то же железо Fe_{26}^{57} в основном состоянии. При наличии резонансного поглощения поглотитель испускает вторичные γ -кванты той же частоты изотропно по всем направлениям. Число квантов, идущих вдоль оси прибора и попадающих в детектор, должно было бы уменьшиться. Данный эффект в первых экспериментах обнаружить не удалось.

При излучении γ -кванта ядром последнее получает заметный импульс отдачи

$$|\vec{p}_я| = \frac{\hbar \nu_0}{c}$$

и энергию

$$T_я = \frac{p_я^2}{2M_я} = \frac{(\hbar \nu_0)^2}{2M_я c^2}, \quad (62)$$

¹ Ядро Fe_{26}^{57} образуется в возбужденном состоянии после β -распада Co_{26}^{57} .

которая будет отнята у γ -кванта. В рассматриваемом случае

$$T_{\gamma} = \frac{(14 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ эв.}$$

Такую же кинетическую энергию получит и ядро поглотитель за счет импульса при поглощении фотона; она тоже отбирается у γ -кванта.

Таким образом, часть энергии образующегося γ -кванта преобразуется в кинетическую энергию двух ядер, и на возбуждение ядра-поглотителя остается энергия, равная

$$E_{\gamma} = h\nu_0 - 2T_{\gamma} = h\nu_0 - 4 \cdot 10^{-3}.$$

Мы видим, что переданная ядрам кинетическая энергия примерно в миллион раз превосходит ширину энергетического уровня ΔE , т. е. условие Бора не выполняется, что и объясняет неудачи первых попыток наблюдения ядерного резонансного поглощения γ -квантов.

В случае атомного излучения процесс идет по той же схеме, но так как энергия светового фотона мала (~ 2 эв), то мала и энергия, передаваемая атому отдачи. Ширина уровня ΔE для атома по порядку величины такая же, как и для ядра Fe, $\sim 10^{-9}$ эв, а передаваемая атомам кинетическая энергия (62) равна

$$T_{At} = \frac{2(2,0)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 8 \cdot 10^{-11} \text{ эв,}$$

т. е. меньше ширины уровня, и поэтому резонанс наблюдается (линии Фраунгофера).

Для реализации резонанса на ядрах надо как-то компенсировать энергию, потерянную квантом $h\Delta\nu = 2T_{\gamma}$. Для этого используют эффект Доплера: если источник излучения движется по направлению к поглотителю со скоростью v , то воспринимаемая поглотителем частота излучения возрастает на $\Delta\nu = \nu_0 \frac{v}{c}$. Следовательно, и энергия кванта увеличивается на $h\Delta\nu$. Можно определить скорость движения, необходимую для компенсации энергии, переданной ядрам отдачи, приравняв $h\Delta\nu$ энергии отдачи:

$$h\Delta\nu = h\nu_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\gamma} c^2},$$

откуда для источника Fe_{26}^{57}

$$v = \frac{h\nu_0}{Mc} = \frac{14 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{5 \cdot 10^{10}} \approx 100 \text{ м/сек.}$$

Эта идея была реализована в следующем опыте. Источник γ -излучения А (рис. 48) крепился на роторе ультрацентрифуги. При достаточно больших оборотах резонанс действительно восста-

навливался, что регистрировалось аппаратурой. Таким образом, предположения о причинах предшествующих неудач оправдались, но практически при таком методе использовать резонансное поглощение для точных измерений было невозможно.

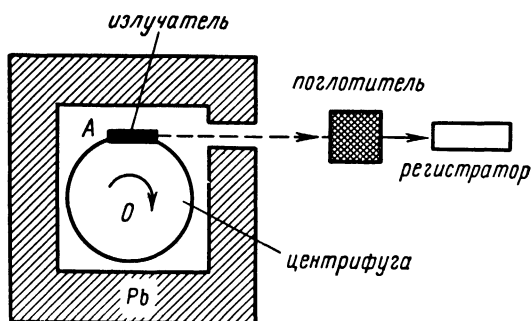


Рис. 48. Опыт Мёссбауэра

В 1958 г. немецкий физик Мёссбауэр показал, что в том случае, когда излучающие и поглощающие ядра входят в состав соответствующих кристаллических решеток, импульс отдачи резко уменьшается. Энергия отдачи передается в этом случае не отдельному ядру, а кристаллу. Так как масса кристалла во много раз больше массы ядра, то потери на отдачу в соответствии с формулой (62) становятся чрезвычайно малыми, и процессы поглощения и испускания могут происходить практически без отдачи. При этом изменения частоты γ -кванта незначительны и резонанс можно получить почти в неподвижной системе.

Теория и опыт показывают, что вероятность испускания γ -кванта без передачи энергии кристаллу велика, если будет выполнен ряд условий. Поясним их.

Энергия связи иона в узле кристаллической решетки должна быть больше энергии отдачи (иначе ион теряет возможность передачи импульса кристаллу)

$$E_{\text{связи}} > T_{\text{я.о.}}$$

Поскольку энергия отдачи будет тем меньше, чем меньше энергия квантов $h\nu_0$, наилучшие результаты следует ожидать для ядер, которые излучают γ -кванты невысоких энергий, в том числе для железа Fe_{26}^{57} ($E_{\gamma} = 14$ кэВ).

Тепловые движения ядер будут нарушать четкость наблюдаемого резонанса. Движение в направлении γ -излучения увеличивает частоту γ -квантов, а движение в противоположном направлении, наоборот, уменьшает, в силу чего степень моноэнергетичности излучения ухудшается.

Принципиальная часть опыта такая же, как показано на рис. 48, но для получения острого резонанса кристаллический из-

лучатель и поглотитель подвергают охлаждению до низких температур (температуры жидкого азота 188°K или даже жидкого гелия 4°K). Острота резонанса такова, что изменение скорости всего лишь на $0,1\text{ мм/сек}$ достаточно для того, чтобы он не наблюдался. Это позволяет использовать эффект для измерения сдвига частот с точностью

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{\Delta v}{v} = \frac{10^{-2}}{3 \cdot 10^{10}} = 3 \cdot 10^{-13}.$$

На рис. 49 приведена зависимость числа сосчитанных γ -квантов Fe^{57} , проходящих через железный поглотитель, от относительной скорости источника и поглотителя.

Возникновение резонансного поглощения при устранении отдачи вследствие связи иона с кристаллической решеткой получило название «эффекта Мёссбауэра». Эффект Мёссбауэра широко применяется для изучения индивидуальных свойств ядер и в физике твердого тела для определения сил связи в кристаллах, скорости тепловых движений и др.

Используя эффект Мёссбауэра, Паунд и Ребка в 1960 г. осуществили опыт по наблюдению гравитационного смещения частот

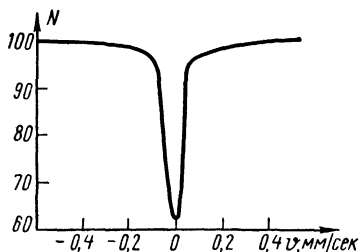


Рис. 49. Зависимость числа зарегистрированных γ -квантов от относительной скорости источника и поглотителя

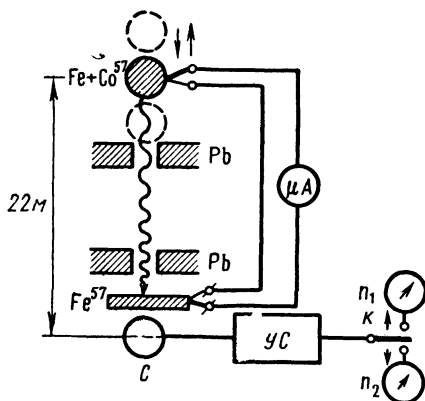


Рис. 50. Схема опыта Паунда и Ребка

ты электромагнитных волн, являющегося следствием общей теории относительности. Согласно теории, при прохождении квантом пути l по вертикали сверху вниз его энергия возрастает на величину

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gl}{c^2} \quad (63)$$

(g — ускорение силы тяжести), что составляет 10^{-16} на метр высоты.

Паунд и Ребка располагали источник Co^{57} и поглотитель Fe^{57} на расстоянии 22 м по вертикали; красное смещение должно было составлять при этом около $2 \cdot 10^{-15}$ от энергии γ -кванта, т. е. около 1% от естественной ширины линии 14,4 кэВ Fe^{57} .

На рис. 50 изображена схема этого опыта. Источник и поглотитель помещались в трубе, наполненной гелием. Температура поддерживалась с точностью до 1°K . Для исключения систематических ошибок источник и поглотитель часто меняли местами. Испускаемые источником γ -кванты на пути к поглотителю изменяли энергию (частоту) согласно уравнению (63) и резонанс нарушался. При движении источника эта потеря энергии компенсировалась за счет эффекта Доплера и резонанс восстанавливался.

Измерения с частыми калибровками аппаратуры и контрольными опытами, потребовавшие многих месяцев работы, обнаружили, что изменение частоты γ -лучей на высоте 22 м составляет $(2,34 \pm 0,10) \cdot 10^{-15}$, что в пределах точности опыта согласуется с теорией этого явления.

Описанный эксперимент, в котором была достигнута рекордная точность ($\sim 10^{-15}$) в измерении относительного сдвига частот, является хорошей демонстрацией экспериментальных возможностей эффекта Мёссбауэра.

Приведем еще один пример его применения из области геологии. Для поиска олова удалось создать прибор, принцип работы которого основан на наблюдении резонансного поглощения при совпадении химического состава исследуемого минерала с образцом, излучающим γ -кванты. Чем больше поглотитель содержит тех же ядер, что и источник, тем больше наблюдаемый сигнал. Разницу в химическом составе можно компенсировать движением источника. Сравнивая величину сигнала при $v=0$ и при конечном значении скорости, можно определять концентрацию искоемых ядер. Если в качестве излучателя использовать $\text{Sn}^{119}\text{O}_2$, то резонансное поглощение должно наблюдаться даже при комнатных температурах. Можно проводить анализ порошковых проб касситерита (основное сырье для производства олова), пропуская через него γ -лучи от движущегося и покоящегося источника $\text{Sn}^{119}\text{O}_2$. Можно искать касситерит на обнажениях и разрезах геологических пород, регистрируя отраженное от поверхности излучение также при различных скоростях источника.