

Лекция 24. Радиоактивность.

Закон радиоактивного распада. Активность. Естественная и искусственная радиоактивность. Виды радиоактивных излучений. Эффект Мессбауэра. Радиоактивные ряды, закон сложного распада. Источники радиоактивных излучений. Радиоизотопный анализ.

Радиоактивность.

Радиоактивностью называется самопроизвольное (спонтанное) превращение одних атомных ядер в другие, сопровождаемое испусканием одной или нескольких частиц.

Принято считать, что время радиоактивного распада ядер составляет не менее 10^{-12} с. За это время происходит большое число разнообразных внутриядерных процессов, полностью формирующих вновь образовавшееся ядро.

Ядра, испытывающие радиоактивный распад, называются *радиоактивными*. Ядра, не участвующие в радиоактивных превращениях, называются *стабильными*. Такое деление достаточно условно, поскольку практически все ядра могут претерпевать радиоактивный распад, однако скорость распада у разных ядер неодинакова.

Радиоактивность ядер, существующих в природных условиях, называется *естественной*. Радиоактивность ядер, полученных с помощью ядерных реакций в лабораторных условиях (например, на ускорителях), называется *искусственной*. Между ними нет принципиальных отличий. И в том и в другом случае радиоактивные превращения подчиняются одним и тем же закономерностям. Распадающиеся ядра называются *материнскими*, а ядра, образующиеся в результате распада, - *дочерними*.

К радиоактивному распаду относятся α -распад, β -распад, спонтанное деление тяжелых ядер, протонный распад и др.

β -распад обусловлен *слабым* взаимодействием, все остальные виды радиоактивных процессов - *сильным* взаимодействием.

При радиоактивном распаде должны выполняться законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, заряда и др.

Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. французским физиком А. Беккерелем.

При радиоактивном распаде испускаются три вида радиоактивного излучения:

α -излучение, β -излучение и γ -излучение.

α -частицы представляют собой ядра гелия ${}^4_2\text{He}$, β -частицы являются электронами e^- , хотя возможен β -распад с испусканием позитронов e^+ , а γ -излучение представляет собой жесткое коротковолновое ($\lambda < 10^{-10}$ м) электромагнитное излучение, испускаемое ядрами.

Закон радиоактивного распада.

Радиоактивный распад является *принципиально статистическим* явлением. Нельзя предсказать, в какой момент времени распадется то или иное возбужденное ядро. Но можно с высокой степенью точности указать, какая часть нестабильных ядер распадется за определенный промежуток времени. Выявляемые в радиоактивном распаде закономерности носят вероятностный характер и выполняются тем точнее, чем более велико число радиоактивных ядер.

Пусть в момент времени t имеется N одинаковых радиоактивных ядер. Будем считать, что ядра распадаются независимо друг от друга. Обозначим через λ вероятность распада ядра в единицу времени - эта величина называется *постоянной распада*. Смысл λ заключается в том, что из N нестабильных ядер в единицу времени распадается в среднем λN ядер. Тогда к моменту времени $t + dt$ число радиоактивных ядер изменится (уменьшится) на

$$dN = -\lambda N dt.$$

Интегрируя по времени и считая, что постоянная распада λ не зависит от времени, получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

где N - число нераспавшихся ядер в момент времени t , N_0 — число нераспавшихся ядер в начальный момент времени $t = 0$. Это соотношение выражает закон радиоактивного распада: *число нераспавшихся ядер убывает с течением времени по экспоненциальному закону.*

Число ядер, *испытанных* радиоактивный распад за время t , равно

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Интенсивность распада, происходящего в радиоактивном препарате, характеризуется величиной, называемой *активностью* A . Активность определяется как число распадов, происходящих в радиоактивном препарате в единицу времени. Из физического смысла λ и определения A следует, что

$$A = \lambda N = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

где $A = \lambda N_0$ — активность радиоактивного препарата в момент времени $t = 0$.

Единицей измерения активности в СИ является *Беккерель* (Бк), равный одному распаду в секунду. Используется также внесистемная единица *кюри* (Ки), равная активности одного грамма изотопа радия ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ (1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк).

Активность единицы массы радиоактивного препарата $a = \frac{A}{m}$ называется *удельной активностью*.

Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется время, за которое распадается половина первоначального количества радиоактивных ядер. Согласно определению, $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$. Логарифмируя

это равенство, получаем $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$.

Период полураспада разных ядер лежит в очень широких пределах. Он меняется от 10^{-6} с для изотопа радона ${}^{215}_{86}\text{Rn}$ до $14 \cdot 10^{17}$ лет для изотопа свинца ${}^{204}_{82}\text{Pb}$.

Найдем среднее время жизни ядра τ . Из всех N_0 ядер распадается в промежуток времени между t и $t + dt$ количество ядер $|dN| = \lambda N dt$. Предположим, что среднее время жизни каждого из этих ядер равно τ . Тогда

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \lambda N dt}{N_0} = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

Таким образом, среднее время жизни радиоактивного ядра $\tau = \frac{1}{\lambda}$ увеличивается при уменьшении вероятности распада ядра за единицу времени, которая определяется постоянной распада λ . Откуда период полураспада и среднее время жизни ядра связаны соотношением

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx 0,693 \cdot \tau.$$

Закон сложного радиоактивного распада.

Дочернее ядро, образующееся при распаде материнского ядра, также может быть нестабильным и испытывать радиоактивный распад. Пусть постоянная распада материнского ядра равна λ_1 , а дочернего ядра λ_2 . Найдем, как будут меняться с течением времени числа материнских N_1 и дочерних N_2 ядер. Изменения dN_1 и dN_2 со временем определяются следующими дифференциальными уравнениями: $\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$, $\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$.

Решение этой системы уравнений имеет вид:

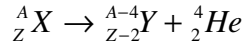
$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \quad N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \left(N_{20} - N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) e^{-\lambda_2 t}.$$

Здесь N_{10} и N_{20} - числа материнских и дочерних ядер соответственно в начальный момент времени. Если первоначально имелись только материнские ядра, т. е. если $N_{20} = 0$, то выражение упрощается:

$$N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

Альфа-распад.

α -распад представляет собой процесс самопроизвольного испускания радиоактивным ядром α -частиц (ядер гелия ${}^4_2\text{He}$). Он происходит по схеме



где X и Y — химические символы распадающегося (материнского) и образующегося (дочернего) ядер соответственно. Массовое число дочернего ядра меньше массового числа материнского ядра на четыре единицы, а зарядовое — на две единицы.

В настоящее время известно более двухсот ядер, испытывающих α -распад. Большинство из этих ядер получается искусственным путем.

При распаде α -частицы вылетают из ядер с очень большими скоростями ($v_\alpha \leq 0,1c$). Их кинетическая энергия E_α равна нескольким МэВ. Двигаясь в среде, α -частица теряет свою энергию на ионизацию молекул вещества. Пробег α -частицы, т. е. расстояние, которое она проходит до полной остановки, зависит от плотности среды. Так, в воздухе при нормальном давлении ее пробег составляет несколько см, а в твердом теле — несколько мм.

Обычно при α -распаде образуется несколько моноэнергетических групп α -частиц, значительно отличающихся по энергиям (так называемая тонкая структура α -распада). Это объясняется тем, что дочернее ядро может образовываться не только в основном, но и в возбужденных состояниях.

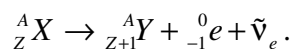
α -частица, покидая ядро, преодолевает потенциальный барьер, создаваемый силами ядерного притяжения и силами кулоновского отталкивания. Поскольку высота барьера заметно (в несколько раз) превышает энергию α -частицы, то выход α -частицы из ядра возможен только за счет туннельного эффекта.

Замечание. Радиоактивные ядра могут испускать и более крупные частицы, чем ядра гелия He (α -частицы), например ядра углерода C или ядра неона Ne . Такие распады были экспериментально обнаружены в 80-х гг. В отличие от α -радиоактивности эти распады получили название *кластерной радиоактивности*. Поскольку массы ядер углерода и неона заметно превышают массу α -частицы, то вероятность таких распадов (вероятность туннелирования столь массивных частиц) очень невелика. Действительно, вероятность вылета ядра C примерно в 10^{10} раз меньше вероятности вылета α -частицы. Для ядра неона Ne это отношение достигает 10^{12} раз. В дальнейшем было обнаружено самопроизвольное испускание тяжелыми ядрами ядер магния, кремния и серы.

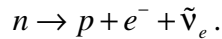
Бета-распад.

β -распадом называется самопроизвольное превращение радиоактивного ядра ${}^A_Z X$ в ядро-изобар ${}^A_{Z+1} Y$ или ${}^A_{Z-1} Y$. В этом процессе один из нейтронов ядра превращается в протон или один из протонов превращается в нейтрон. Таким образом, β -распад является не внутриядерным, а внутринуклонным процессом. Ответственным за β -распад является слабое взаимодействие нуклонов в ядре. Существует три вида β -распада: электронный (β^- -распад), позитронный (β^+ -распад) и электронный захват.

1. *Электронный β -распад* (β^- -распад). В этом случае материнское ядро ${}^A_Z X$ испускает электрон, поэтому зарядовое число дочернего ядра ${}^A_{Z+1} Y$ увеличивается на единицу. Электронный β^- -распад протекает по схеме



При этом наряду с дочерним ядром образуется электрон ${}^0_{-1} e$ и *электронное антинейтрино* $\tilde{\nu}_e$. Здесь электрону присвоено зарядовое число $Z = -1$ и массовое число $A = 0$, чтобы подчеркнуть сохранение электрического заряда и числа нуклонов в процессе распада. В основе электронного β -распада лежит превращение в ядре нейтрона в протон:

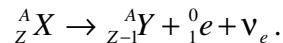


Поэтому можно определить β^{-} - распад как процесс самопроизвольного превращения нейтрона в протон внутри атомного ядра.

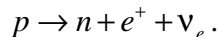
Как показывают экспериментальные исследования, электроны, образующиеся при β^{-} -распаде, имеют широкий энергетический спектр от нуля до некоторого максимального значения. Первоначально, до открытия нейтрино, казалось, что β^{-} -распад протекает с нарушением закона сохранения энергии. Паули в 1932 г. выдвинул гипотезу, согласно которой при β^{-} -распаде испускается еще одна частица, которая уносит часть энергии. Так как эта частица никак себя не проявляла, то следовало предположить, что она электронейтральна и обладает очень малой массой. Эта частица, названная Э. Ферми *нейтрино*, что дословно означает «маленький нейтрон», была экспериментально обнаружена лишь в 1956 г.

Установлено, что существует несколько типов нейтрино: электронное, мюонное, тау-лептонное и их античастицы. Тип нейтрино определяется заряженной частицей, вместе с которой нейтрино рождается и с которой взаимодействует. β^{-} -распад сопровождается испусканием электронного антинейтрино.

2. *Позитронный β -распад* (β^{+} -распад). В случае позитронного β^{+} -распада ядро испускает позитрон, в результате чего его зарядовое число Z уменьшается на единицу. Позитронный β^{+} -распад осуществляется по схеме



Позитронный β^{+} -распад сопровождается испусканием позитрона e^{+} и нейтрино ν_e , т. е. тех частиц, которые представляют собой античастицы по отношению к частицам, испускаемым при электронном β^{-} -распаде. В основе β^{+} -распада лежит превращение в ядре протона в нейтрон:



Поскольку масса протона меньше массы нейтрона, то для свободного протона такой процесс невозможен по энергетическим соображениям. Однако протон, находящийся в ядре, может получать необходимую энергию от других нуклонов ядра.

3. *Электронный захват*. Третий вид β -распада - электронный захват - представляет собой поглощение ядром одного из электронов электронной оболочки своего атома. Чаще всего поглощается электрон из K -оболочки, поэтому электронный захват называют еще K -захватом. Реже поглощаются электроны из L - или M -оболочек. В результате K -захвата происходит превращение одного из протонов ядра в нейтрон, сопровождающееся испусканием нейтрино:

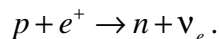
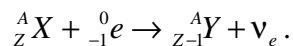


Схема K -захвата имеет следующий вид:



На освободившееся в результате K -захвата место в электронной оболочке атома могут переходить электроны из вышележащих слоев, в результате чего возникает рентгеновское излучение.

Подводя итог описанию α - и β -распадов, следует отметить, что α -распад наблюдается только у тяжелых ядер и некоторых ядер редкоземельных элементов. Напротив, β -активные ядра более многочисленны. Практически для каждого атомного номера Z существуют нестабильные изотопы, обладающие β -активностью.

Спонтанное деление тяжелых ядер.

Самопроизвольное деление тяжелых ядер было впервые обнаружено советскими физиками Г.Н. Флеровым и К.А. Петряком в 1940 г. у ядер урана.

Спонтанное деление, так же как и α -распад, происходит за счет туннельного эффекта. Как и при всяком туннельном эффекте, вероятность спонтанного деления очень сильно зависит от высоты барьера деления ΔU . Для изотопов урана и соседних с ним элементов высота барьера деления составляет $\Delta U \sim 6$ МэВ.

Спонтанное деление является основным каналом распада сверхтяжелых ядер. Осколки деления ядер урана U и плутония Pu асимметричны по массе. С ростом массового числа распадающегося ядра осколки деления становятся более симметричными.

Протонная радиоактивность.

При протонной радиоактивности ядро испытывает превращения, испуская при этом один или два протона. Протонная радиоактивность впервые была обнаружена в 1963 г. группой советских физиков под руководством Н. Флерова.

Протонная радиоактивность возможна лишь у небольшого числа искусственно получаемых легких ядер, которые характеризуются относительно короткими временами жизни и большим избытком протонов. Однако при проведении эксперимента протонную радиоактивность очень трудно обнаружить из-за сильного фона конкурирующих α - и β^+ -распадов, приводящих к образованию изотопов таких же химических элементов.

Радиоактивные ряды.

Ядра, возникающие в результате радиоактивных превращений, могут сами оказаться радиоактивными. Они распадаются со скоростью, которая характеризуется их постоянной распада. Новые продукты распада, в свою очередь, могут быть радиоактивными и т. д. В итоге возникает целый ряд радиоактивных превращений.

Все α - и β -радиоактивные элементы можно объединить в четыре *радиоактивных ряда*, или *радиоактивных семейства*. Каждый из членов такого ряда получается из предыдущего элемента за счет α - или β -распадов. Каждый ряд имеет своего родоначальника - ядро с наибольшим периодом полураспада. Внутри ряда массовые числа ядер A могут либо быть одинаковыми (при β -распаде), либо отличаться на число, кратное четырем (при α -распаде).

Если для всех членов ряда $A = 4n + C$, где n - целое число, то этот ряд называется рядом $(4n + C)$. Выделяют три естественных радиоактивных ряда и один искусственный.

Естественные ряды: ряд тория ($4n$) - начинается с нуклида уран ${}^{236}_{92}\text{U}$; ряд радия ($4n + 2$) - начинается с ${}^{238}_{92}\text{U}$; ряд актиния ($4n + 3$) - начинается с ${}^{235}_{92}\text{U}$. Все они заканчиваются различными стабильными изотопами свинца ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ соответственно.

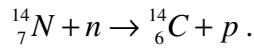
Искусственный ряд - ряд нептуния ($4n + 1$) - начинается с ${}^{237}_{93}\text{Np}$ и заканчивается висмутом ${}^{209}_{83}\text{Bi}$.

Радиоизотопный метод датировки

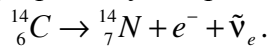
Для установки возраста археологических находок, растительных и животных ископаемых остатков и минералов широко используется *радиоизотопный анализ*. Он основан на постоянной доле скорости распада слаборадиоактивных изотопов, независимой от температуры, давления и химических реакций.

В определении возраста горных пород используются в основном радиоактивные ряды, начинающиеся с изотопов урана ${}^{238}\text{U}$ - наиболее стабильного изотопа урана с периодом полураспада $4,51 \cdot 10^9$ лет, ${}^{235}\text{U}$ с периодом $7,13 \cdot 10^5$ лет и изотопа тория ${}^{232}\text{Th}$ с периодом $1,41 \cdot 10^{10}$ лет и заканчивающиеся различными изотопами свинца. В расплаве исходной горной породы до застывания уран и свинец разделены вследствие различия массы. После застывания горной породы продукты распада урана оказываются перемешанными вместе с остатками урана. По количественному соотношению изотопов урана и свинца можно относительно точно установить время, прошедшее с момента застывания породы.

Для определения возраста растительных и животных останков и археологических находок в основном используется более короткопериодный метод - *радиоуглеродный анализ*. Он основывается на определении соотношения радиоактивного изотопа углерода ${}^{14}\text{C}$, который образуется в верхних слоях атмосферы из изотопа азота ${}^{14}\text{N}$ под воздействием нейтронов космических лучей



Радиоизотоп углерода ${}^{14}\text{C}$ подвержен β^- -распаду с периодом полураспада $T_{1/2} = 5730 \pm 40$ лет



Соотношение радиоактивного ${}^{14}\text{C}$ и стабильных изотопов углерода ${}^{12}\text{C}$ в атмосфере и в биосфере примерно одинаково из-за активного перемешивания атмосферы, поскольку все живые организмы постоянно участвуют в углеродном обмене, получая углерод из окружающей среды, а изотопы, в силу их химической неразличимости, участвуют в биохимических процессах практически одинаковым образом. При радиоуглеродном анализе возраст определяется по удельной остаточной активности радиоактивного изотопа.

Гамма-излучение ядер.

Это излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение, испускаемое ядрами при переходе из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией. Поскольку ядро является квантовой системой с дискретным набором энергетических уровней, то и спектр γ -излучения также дискретен.

Энергия γ -квантов E_γ , испускаемых различными ядрами, лежит в диапазоне

$$10 \text{ кэВ} < E_\gamma < 5 \text{ МэВ}.$$

Соответствующая длина волны γ -излучения составляет $2 \cdot 10^{-13} \text{ м} < \lambda < 10^{-10} \text{ м}$.

Замечание. Изолированный свободный нуклон не может испустить или поглотить γ -квант, так как при этом были бы нарушены законы сохранения энергии и импульса. Это означает, что при испускании γ -излучения ядром γ -квант обменивается импульсом не с одним, а с несколькими нуклонами. Таким образом, испускание γ -излучения является внутриядерным процессом.

γ -излучение сопровождает α - и β -распады ядер. Это происходит в тех случаях, когда распад с переходом материнского ядра в основное состояние дочернего ядра либо маловероятен, либо запрещен правилами отбора. Среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии различно для разных ядер и обычно находится в пределах $10^{-15} \text{ с} < \tau < 10^{-7} \text{ с}$. За это время ядро переходит на более низкий энергетический уровень, испуская при этом γ -излучение.

Возможен и другой канал перехода ядра в состояние с меньшей энергией - передача избытка энергии непосредственно одному из атомных электронов. Такой процесс называется *внутренней конверсией электронов*, а сами электроны - электронами внутренней конверсии (*конверсионными электронами*).

Конверсионный электрон (обычно это электрон K - или L -оболочки), получив энергию от ядра, вырывается из атома, поскольку энергия, передаваемая ему ядром, как правило, заметно превышает энергию связи электронов в атоме. На освободившееся место переходит один из электронов с вышележащих оболочек. Такой процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения.

Эффект Мессбауэра.

Явление резонансного испускания и поглощения γ -квантов ядрами атомов кристалла называется *эффектом Мессбауэра*.

Пусть покоящееся свободное ядро, переходя из возбужденного состояния в основное, испускает γ -квант с энергией E_γ и импульсом \vec{p}_γ . В результате ядро приобретает импульс отдачи $\vec{p}_я$ и кинетическую энергию (энергию отдачи) $W_я$. Если разность энергий основного и возбужденного состояний ядра равна ΔE , то из законов сохранения энергии и импульса следует:

$$\Delta E = E_\gamma + W_я, \quad \vec{p}_\gamma + \vec{p}_я = \vec{0}.$$

Откуда энергия отдачи $W_я$, которая передается ядру при испускании γ -кванта, равна

$$W_я = \frac{p_я^2}{2M_я} = \frac{p_\gamma^2}{2M_я}$$

где $M_{\text{я}}$ - масса ядра. Так как $p_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{c}$, то $W_{\text{я}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{\text{я}}c^2}$.

При этом большую часть энергии, выделяемой ядром при испускании γ -излучения, уносит γ -квант. Действительно,

$$\frac{E_{\gamma}}{W_{\gamma}} = \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}^2} 2M_{\text{я}}c^2 = \frac{2M_{\text{я}}c^2}{E_{\gamma}} \gg 1$$

поскольку энергия покоя ядра $M_{\text{я}}c^2$ значительно превышает энергию γ -кванта E_{γ} . Поэтому в выражении можно заменить E_{γ} на ΔE .

$$W_{\text{я}} = \frac{(\Delta E)^2}{2M_{\text{я}}c^2}$$

Именно это выражение и определяет энергию отдачи ядра при испускании γ -кванта.

Ядро, поглощая γ -квант, получает импульс отдачи и энергию отдачи $W_{\text{я}}$. Чтобы сообщить ядру энергию ΔE , необходимую для перевода его из основного состояния в возбужденное, энергия налетающего γ -кванта E'_{γ} должна превысить энергию перехода ΔE на $W_{\text{я}}$, т. е.

$$E'_{\gamma} = \Delta E + W_{\text{я}}.$$

Таким образом, линии испускания и поглощения γ -квантов ядрами должны быть сдвинуты относительно друг друга по шкале энергии на величину

$$\delta E = E'_{\gamma} - E_{\gamma} = 2W_{\text{я}}.$$

Поскольку γ -излучение, испускаемое ядрами, имеет энергетическую линию конечной ширины Γ , то, для того чтобы можно было наблюдать в эксперименте *резонансное поглощение* γ -квантов, т. е. поглощение ядром γ -излучения, энергия которого точно равна энергии перехода ΔE , необходимо, чтобы линии испускания и поглощения перекрывались. Это означает, что должно выполняться соотношение

$$\Gamma \geq W_{\text{я}}.$$

В случае изолированного ядра ширина Γ линии излучения является *естественной шириной*, задаваемой соотношением неопределенностей $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$, где τ — время жизни ядра в возбужденном состоянии.

Оценки ширины линии излучения, испускаемого ядром, и энергии отдачи $W_{\text{я}}$ при испускании γ -квантов ядром показывают, что резонансное поглощение γ -квантов изолированными ядрами свободных атомов невозможно, т.к. $\Gamma \ll W_{\text{я}}$.

Совсем иначе обстоит дело, если ядро принадлежит атому, находящемуся в узле кристаллической решетки. В этом случае существует вероятность того, что импульс отдачи будет передан не испускающему γ -квант ядру, а всему кристаллу в целом. При этом энергию отдачи также можно определить из выражения $W_{\text{я}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{\text{я}}c^2}$, в котором массу ядра $M_{\text{я}}$ нужно заменить

на массу всего кристалла $W_{\text{я}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2Mc^2}$. Поскольку масса кристалла неизмеримо больше массы ядра, то энергия отдачи, передаваемая излучающим ядром кристаллу, ничтожно мала по сравнению с естественной шириной линии $\Gamma \gg W_{\text{я}}$.

Таким образом, ядра, находящиеся в кристалле, могут испускать γ -кванты с энергией, практически точно равной энергии ядерного перехода $E_{\gamma} = E_0$, и с естественной шириной линии Γ . Эти γ -кванты могут поглощаться *такими же ядрами*, находящимися в другом кристалле, причем импульс отдачи с определенной вероятностью также может быть передан не поглощающему ядру, а всему кристаллу. В таком процессе ядро поглощает энергию, точно равную энергии возбуждения (разности значений энергий основного и возбужденного состояний ядра)

ΔE . Это означает, что если ядра находятся в кристалле, т. е. в *связанном состоянии*, то для них становится возможным резонансное испускание и поглощение γ -излучения. В этом и состоит суть эффекта, открытого в 1958 г. немецким физиком Р. Мессбауэром и названного его именем.

Рудольф Людвиг Мёссбауэр (*Rudolf Ludwig Mößbauer*, рожд. 1929) — немецкий физик, специалист в физике атомного ядра и элементарных частиц, лауреат Нобелевской премии по физике за 1961 год.

Ядра, для которых наблюдается эффект Мессбауэра, называются *мессбауэровскими ядрами*, а резонансное γ -излучение, испускаемое такими ядрами - мессбауэровским γ -излучением.

В случае мессбауэровского γ -излучения отсутствует доплеровское уширение линии, связанное с тепловыми колебаниями атомов в узлах кристаллической решетки. Т.к. период тепловых колебаний атомов составляет $T \sim 10^{-12} \dots 10^{-13}$ с, то время жизни мессбауэровского ядра в возбужденном состоянии τ оказывается намного больше ($\tau \sim 10^{-7} \dots 10^{-9}$ с). Находясь в возбужденном состоянии, ядро успевает много раз изменить направление своей скорости, так что ее среднее значение практически равно нулю.

У мессбауэровской линии поглощения чрезвычайно малая ширина ΔE . Как следует из результатов эксперимента, чтобы нарушить ядерный γ -резонанс за счет эффекта Доплера, оказывается достаточно двигать источник относительно поглотителя со скоростью всего лишь около 1 мм/с.

Таким образом, благодаря эффекту Мессбауэра, исследователи получили метод с уникальным энергетическим разрешением

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Gamma}{E_0}.$$

Для наиболее широко используемого на практике мессбауэровского изотопа ^{57}Fe это разрешение составляет 10^{-13} , а для изотопа ^{67}Zn оно достигает $5 \cdot 10^{-16}$. Значение открытия Мессбауэра было столь велико, что уже через три года (в 1961 г.) Р. Мессбауэр был удостоен Нобелевской премии по физике.

В настоящее время эффект Мессбауэра находит очень широкое и разнообразное практическое применение. Он используется в физике твердого тела, ядерной физике, химии, биологии, геологии, медицине, археологии, многочисленных технических приложениях.

С помощью эффекта Мессбауэра был выполнен ряд уникальных экспериментов, в том числе таких, осуществление которых до его открытия считалось невозможным. В первую очередь это относится к наблюдению предсказанного теорией относительности гравитационного красного смещения — изменения частоты фотона в гравитационном поле Земли. Исследователи назвали этот эксперимент опытом по измерению «кажущегося веса фотона». Расчеты показывают, что относительное изменение частоты фотона при его подъеме на высоту $h = 20$ м составляет

$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 2 \cdot 10^{-15}$. Это ничтожно малое смещение частоты было обнаружено в эксперименте,

проведенном Р. Паундом и Г. Ребкой с помощью эффекта Мессбауэра в 1959 г. Данные измерений составили $0,99 \pm 0,05$ от значения, предсказанного теорией.