

Радиоактивность

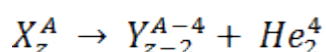
1. Естественная радиоактивность. Излучение. Общая характеристика. Закон радиоактивного распада.
2. Объяснение α – распада с помощью туннельного эффекта.
3. β – распад. Нейтрино. Возбужденное состояние ядра. Происхождение γ – лучей.
4. Эффект Мессбауэра.
5. Искусственная радиоактивность. Ядерные реакции.
6. Проблема управляемых термоядерных реакций.

1) В 1896 году французский физик Анри Беккерель обнаружил, что соли урана излучают без предварительного их освещения. Это излучение обладает большой проникающей силой и способно воздействовать на фотографическую пластинку, завернутую в черную бумагу.

В дальнейшем было установлено, что излучение радиоактивных веществ состоит из компонент различной природы. Они могут быть разделены по методу отклонения их в магнитном поле:

а) одно из этих видов излучений ведет себя так, как – будто образовано положительными частицами – это α – лучи.

Природа этого излучения – двукратно ионизированные атомы гелия (ядро гелия).



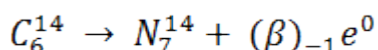
α – лучи обладают большой энергией ($\sim$ несколько миллионов эВ); и вызывают ионизацию молекул воздуха.

б) β – излучения состоит из легких отрицательно заряженных частиц;

в) γ – лучи не реагируют на магнитное поле.

Радиоактивность – ядерное явление. α – и β – лучи испускаются при самопроизвольном распаде ядер; а γ – лучи возникают при перестройке самого ядра без его распада (перераспределение n и p внутри ядра).

При испускании α – частицы и атомный номер, и массовое число ядра; таким образом при α – распаде из первоначального (“материнского”) элемента образуется другой (“дочерний”) химический элемент. Например:



Таким образом β – распад эквивалентен превращению одного из нейтронов ядра в протон. Испускаемые ядром β – частицы ничем не отличаются от атомных электронов. Испускание γ – лучей сопровождается перестройкой ядра, при этом Z и $A = \text{const}$, это нейтральные излучения, не обладающее массой. Их свойства аналогичны свойствам света, но $\lambda = 0,001 \div A^0$.

Радиоактивный распад ведет к постепенному уменьшению числа атомов радиоактивного элемента. Он имеет вероятностный характер в том смысле, что нельзя предсказать когда и какой атом распадется.

Число атомов dN , распадающихся за время dt , пропорционально времени и общему числу N атомов радиоактивного элемента со временем:

$\lambda = - \frac{dN}{Ndt}$ - относительное уменьшение числа атомов в единицу времени.

$$\int \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \rightarrow$$

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

N_0 – число атомов в начальный момент времени, N – оставшихся по истечению времени t .

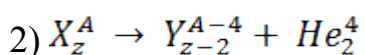
(1) – закон радиоактивного распада.

Установим соотношение между периодом полураспада T и постоянной распада λ для данного вещества. T соответствует тому времени, когда

$$N_0 e^{-\lambda T} = \frac{N_0}{2}; \quad \lambda T = \ln 2; \quad T = \ln \frac{2}{1}$$

число атомных распадов за 1 секунду – активность:

$$a = \frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{N \ln 2}{T}$$



Если $m_{X_z^A} > m_{Y_{z-2}^{A-4}} + m_{He_2^4}$, то ядро неустойчиво может распадаться с испусканием α – частицы. По существу все ядра с $A \geq 100$ неустойчивы относительно α – распада, но только для ядер с $A \geq 200$ α – распад становится существенным. Период полураспада массивных α – радиоактивных ядер достаточно малы, чтобы можно было наблюдать испускание α – частиц должным образом. Периоды

полураспада более легких ядер столь велики, что α – распад нельзя зарегистрировать, хотя он возможен энергетически.

Причину того, что у большинства ядер с $A \geq 200$ не удастся зарегистрировать α – распад можно объяснить следующим образом. Два протона и два нейтрона, которые группируются в ядре, образуют α – частицу, находящуюся в потенциальной яме, создаваемой силой притяжения, с которой на них действуют отдельные нуклоны ядра. Так как ядерные силы близкодействующие, радиальная протяженность потенциальной ямы мала $\sim 10^{-12}$ см, то есть равна радиусу ядра. Внутри ядра ядерное притяжение преобладает над кулоновским отталкиванием, действующим между α – частицами и остальными $(Z - 2)$ протонами ядра.

На расстояниях $r > R$, ядерные силы исчезают, а кулоновские продолжают действовать. Поэтому α – частицы находятся в потенциальной яме, состоящей из двух частей – ядерного потенциала (он “-“, так как здесь действуют силы притяжения) на расстоянии $r < R$ и кулоновского потенциала (он “+”, так как действуют силы отталкивания) на $r > R$. Если $E_\lambda < 0$, то α – частица связана и не может вылететь из ядра:

(Рисунок)

если $E_\lambda > 0$

(Рисунок)

Чтобы α – частица вылетела из ядра, должно быть $E_\lambda > E_{\text{кул}}$ – это с классической точки зрения (в этом случае $E_{\text{кин}} > 0$). С квантовомеханической точки зрения, α – частица с положительной полной энергией может покинуть ядро, даже если $E_\lambda < E_{\text{кул}}$. Это объясняется тем, что волновая функция α – частицы в конечной потенциальной яме “просачивается” сквозь барьер, то есть не обращается в “0” на границах ямы, с затуханием по закону $e^{-\beta x}$:

(Рисунок)

Такое поведение волновой функции означает, что существует отличная от “0” вероятность обнаружить частицу вне потенциальной ямы.

Оказавшись вне ядра, α – частица будет удаляться от него и, выйдя за пределы атома и сферы действия кулоновского потенциала, будет обладать кинетической энергией $E_{\text{кин}}$. Таким образом вылет α – частицы из ядра возможен благодаря “туннельному эффекту” – проникновению α – частицы через потенциальный барьер; этот эффект всецело обусловлен волновой природой α – частицы.

Энергия связи α – частицы так велика, что $m_x - m_y$ приводит к положительному значению E_α только для ядер с $A \geq 100$. Однако вероятность того, что α – частица может пройти через потенциальный барьер зависит от E_α . Если E_α велико, то ширина потенциального барьера мала и вероятность выхода α – частицы из ядра будет большей (другими словами, период полураспада окажется малым). И наоборот у ядер с $A \sim 100 \div 200$ E_α мала. Только при $A \geq 200$ E_α оказывается достаточно большим и α – распад можно зарегистрировать.

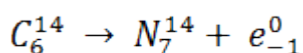
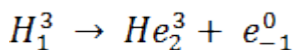
Следует отметить, что тяжелые ядра испускают только α – частицы, а не протоны, нейтроны или другие группы, содержащие небольшое число нуклонов. Только α – частица имеет достаточно большую энергию связи, так что ее полная энергия в ядре положительна. Чтобы удалить из ядра с $A \sim 200$ нуклон необходимо затратить энергию ~ 7 МэВ, нейтрон ~ 10 МэВ. Кроме деления на два осколка приблизительно одинаковой массы, α – распад единственный энергетически возможный процесс самопроизвольного испускания нуклонов из тяжелых ядер.

3) В протонно – нейтронной модели атома удастся объяснить явление β – распада. Внутри ядра n представляет собой такую же устойчивую частицу как и p . Однако масса свободного $n >$ массы атома водорода (то есть $m_p + m_e$), поэтому с энергетической точки зрения свободный n может превращаться в p и e , и действительно, свободные n распадаются таким путем, причем $T = 12,8$ л. Энергия распада нейтрона определяется выражением:

$$E_{\text{пр}} = [m_n - (m_p + m_e)]c^2 = 0,782 \text{ МэВ}$$

Превращение нейтрона в протон и электрон представляет собой прототип ядерных процессов, называемых β – радиоактивностью или β – распадом.

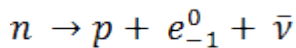
Многие ядра испытывают β – распад испуская электрон, подобно свободным n .



Должен выполняться закон сохранения энергии. Так при распаде свободного нейтрона выделяется энергия 0,782 МэВ. Казалось бы такой энергией должен обладать вылетевший электрон. В действительности:

$$0 \leq \varepsilon_{\beta} \leq \varepsilon_{\beta_{\max}}$$

Во всех подобных процессах распада кроме электрона, испускаются частицы, получившие название антинейтрино. Эти частицы не обладают зарядом, имеют весьма малую массу и обладают высокой проникающей способностью:



Теоретически существование такой частицы подтверждается и тем, что для выполнения закона сохранения момента количества движения обязательно должна возникать третья частица со спином $\frac{1}{2}$.

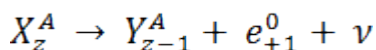
$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$$

Характер распределения частиц β^- – распада по энергии:

(Рисунок)

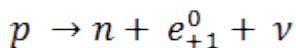
$E_{\beta_{\max}}$ = разности энергий материнского и дочернего ядра и вылетевшего электрона.

Наряду с β^- - распадом было установлено существование β^+ - распада (или позитронного распада).



Позитроны e_{+1}^0 – частицы во всех отношениях тождественные e_{-1}^0 , но с положительным зарядом равным по абсолютной величине заряду e_{-1}^0 .

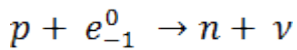
Примером позитронного распада является превращение p в n:



Здесь энергия исходной системы < энергии системы распада. Поэтому такой процесс возможен лишь тогда, когда протон обладает достаточной избыточной энергией, обусловленной взаимодействием с другими частицами, например в атомных ядрах.

Мы, конечно, должны понимать, что эти процессы происходят внутри ядер; электрон (или протон) и нейтрино создаются в момент распада (они не существовали ранее в ядре) и немедленно вылетают из ядра.

В некоторых ядрах происходит третий тип β – распада. Этот процесс называют электронным захватом. При таком процессе один из протонов ядра превращается в нейтрон, захватывается спонтанно электрон из К – слоя. Это приводит к реакции внутри ядра следующего типа:



Вылет нейтрино обнаруживается по отдаче, которую испытывает превратившееся ядро.

Ядро будет находиться в возбужденном состоянии. Этот процесс сопровождается электромагнитным излучением – γ – излучением, то есть испускаются γ – кванты.

γ – лучи представляют собой поток фотонов имеющих очень высокую частоту $\sim 10^{20}$ Гц ($\lambda \sim 10^{-12}$ м), энергия γ – кванта ~ 1 МэВ.

Являясь крайне жестким электромагнитным излучением, γ – лучи во многом подобны характеристическим рентгеновским лучам. Они не отклоняются электрическим и магнитным полем, распространяются со скоростью света, при прохождении через кристаллы испытывают дифракцию.

Процесс электронного захвата сопровождается интенсивным рентгеновским излучением ($K \leftarrow e_{-1}$ из L – слоя или с более высоких).

Как правило, в результате ядерной реакции дочерние ядра образуются в возбужденном состоянии. Это значит, что по истечении некоторого малого промежутка времени t ядро будет самопроизвольно переходить в нормальное состояние, излучая при этом γ – квант.

4) γ – излучение обладает многолинейным спектром, что свидетельствует о существовании дискретных энергетических уровней у атомного ядра с присущими им определенными значениями энергии.

Строго говоря, лишь основное состояние стабильного ядра имеет определенную энергию. Все возбужденные состояния ядра имеют значение энергии, определяемое с точностью

$$\Delta E \sim \frac{h}{\Delta t'}$$

где Δt – время жизни ядра в возбужденном состоянии (лишь для основного состояния ядра $\Delta t = \infty \rightarrow \Delta W = 0$).

Конечное время жизни приводит к тому, что γ – излучение немонохроматично, то есть обладает некоторой естественной шириной линии γ – излучения. Важной задачей ядерной физики является отыскание способов измерения весьма малых изменений энергии, сравнимых с естественной шириной уровня ΔE .

Методом измерения мелких изменений энергии на величину $\sim \Delta E$, является резонансное поглощение γ – излучения ядром. Практическое осуществление резонансного поглощения γ – излучения затруднено тем обстоятельством, что в атомах при поглощении и излучении γ – фотонов необходимо учитывать энергию отдачи ядра.

При переходе ядра из возбужденного состояния в основное испускается γ – квант с энергией

$$E_\gamma = E - E_{\text{ядра}} < E \text{ (} E \text{ энергия уровня)}$$

Аналогично, при возбуждении:

$$E'_\gamma = E + E_{\text{ядра}} > E$$

Таким образом, частоты в максимумах линий поглощения и излучения сдвинуты на величину:

$$\Delta\nu = \frac{2E_\gamma}{h}$$

Это приводит к тому, что резонансное поглощение и испускание γ – лучей с энергией E происходит лишь для небольшого числа γ – фотонов в области перекрытия линий испускания и поглощения.

(Рисунок)

$$\nu = \frac{E}{h}$$

Мессбауэр разработал метод (1958 г), позволивший резко сократить величину энергии отдачи E_d ядер в процессах испускания и поглощения γ – лучей, и тем самым создать условия, при которых эти процессы происходят практически без потерь энергии на отдачу ядер.

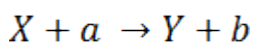
Мессбауэр установил, что при некоторых температурах, характерных для данного вещества, не наблюдается изменения энергии тела при испускании γ – квантов. Излучение γ – квантов осуществляется ядрами, расположенными в узлах кристаллической решетки, то есть находящимися в связанном состоянии. В этих условиях импульс и энергия отдачи передаются не одному ядру, а все кристаллической решетке. Так как масса кристалла больше массы ядра, то потери энергии E_λ при излучении и поглощении γ – лучей становятся весьма малыми, то есть эти процессы идут практически без потерь идеально упруго. Ясно, что в этом случае будет наблюдаться резонансное поглощение и испускание строго определенной частоты, а линии поглощения и испускания будут узкими, имеющими только естественную ширину.

Эффект Мессбауэра с успехом применен для наблюдения доплеровского эффекта второго порядка. Применяют в ядерной спектроскопии для точных измерений энергетических уровней атомных ядер. В ФТТ позволяет изучить структуру атомных связей и оценить величину сил межмолекулярного взаимодействия.

5) Искусственная радиоактивность.

Под ядерной реакцией понимают любые процессы, происходящие с атомными ядрами и приводящие к изменению атомного состава.

В общем виде ядерную реакцию можно записать:



a и b – протоны, нейтроны, α – частицы, дейтроны, γ – фотоны.

Если $a = b$, ядерная реакция имеет тип ядерного рассеяния.

Если энергия a E до возбуждения = энергии a после возбуждения – упругое рассеяние.

При E до возбуждения $\neq$ E после возбуждения – неупругое рассеяние.

Ядерные реакции могут сопровождаться как выделением, так и поглощением энергии. Если сумма $m_{\text{нуклонов ядра } \gamma} > \text{суммы } m_{\text{нуклонов}}$, реакция идет с поглощением энергии. Промежуток времени, который требуется нуклону с энергией 1 МэВ ($v \sim 10^{-12}$ см/с) для того, чтобы пройти расстояние, равное диаметру ядра ($\sim 10^{-12}$ см), принимается в качестве естественной ядерной единицы времени:

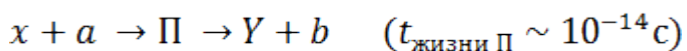
$$\tau_\lambda = \frac{10^{-12} \text{ см}}{10^3 \text{ см/с}} = 10^{-21} \text{ с}$$

Среднее время жизни составного ядра ($10^{-14} \div 10^{-12}$ с) немного $> \tau_\lambda$. Следовательно распад составного ядра, то есть испускание им частицы b представляет собой процесс, не зависящий от первого этапа реакции, заключающегося в захвате a . Одно и то же состояние ядра может распадаться различными путями, причем характер этих путей и их относительная вероятность не зависят от способа образования составного ядра.

Два типа ядерных реакций:

1. взаимодействие исходных ядер с быстрыми частицами;
2. взаимодействие ядра с медленными частицами.

Если частица не очень быстрая, то в результате взаимодействия ядра X с этой частицей a образуется промежуточное ядро, называемое составным или компаунд – ядром. Энергия, привнесенная частицей a ($E_{кин} + E_{ab}$), за очень короткое время перераспределяется между всеми нуклонами составного ядра Π , оно будет в возбужденном состоянии. На втором этапе Π испускает частицу b :



Так как $t_{жизни \Pi} > \tau_{ядра}$, то при распаде Π полностью заменяется вся информация о его состоянии и в результате распада Π может получиться все, что угодно.

Реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и нейтронами ($p + n$) протекают без образования промежуточного ядра и носят название прямых ядерных взаимодействий. Типичной реакцией прямого взаимодействия является реакция срыва, наблюдающаяся при нецентральных соударениях дейтрона с ядром. При таких соударениях один из нуклонов дейтрона может попасть в зону действия ядерных сил и будет захвачен ядром, в то время как другой нуклон останется вне действия ядерных сил и пролетит мимо.

В ядерной физике вероятность взаимодействия принято характеризовать с помощью эффективного сечения δ . Смысл этой величины заключается в следующем:

(Рисунок)

$P = \delta n \sigma$ (определяет относительную долю площади мишени, перекрытую ядром)

Пусть N – плотность падающих частиц;

ΔN – количество частиц, претерпевших столкновения.

Тогда $\Delta N = NP = Nn\sigma\delta$ и

$$\sigma = \frac{\Delta N}{Nn\delta} -$$

эта величина показывает, какая доля частиц упавших на мишень взаимодействует с атомными ядрами – эффективное сечение для данной реакции.

В случае толстой мишени:

$$dN = -N(x)\sigma n dx$$

dx – толщина слоя на глубине x от поверхности,

dN – приращение потока на пути dx .

Тогда

$$N(\delta) = N_0 e^{-\sigma n \delta}$$

N_0 – падающий поток;

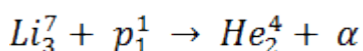
$N(\delta)$ – на глубине δ

Таким образом:

$$\sigma = \frac{1}{n\delta} \ln \frac{N_0}{N(\delta)}$$

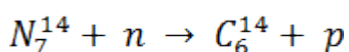
Единица измерения σ – 1 барн = 10^{-24} см²

Первая искусственная ядерная реакция была осуществлена Резерфордом в 1919 г. В 1932 г Кокрофт и Уолтон осуществили ядерную реакцию, используя ускорения протонов с $E \sim 0,8$ МэВ.



Наибольшее значение имеют реакции, вызывающие n . Они не испытывают кулоновского отталкивания и могут проникать в ядра обладая малой энергией. σ обычно возрастает при увеличении энергии нейтронов. Для $E \sim 7$ эВ сечение захвата резко возрастает. Такое резонансное имеет место, когда энергия приносимая n в составное ядро, в точности равно энергии, необходимой для перевода составного ядра в возбужденное состояние.

В атмосфере постоянно протекает реакция:



C_6^{14} – радиоуглерод, он радиоактивен. $T \sim 5600$ лет. Радиоуглерод усваивается при фотосинтезе растениями и участвует в круговороте веществ в природе.

