

Лекция 2. Ядерные реакции.

Атом, атомное ядро, атомная энергия

- Ядро атома химического элемента состоит из положительно заряженных и нейтральных нуклонов, называемых соответственно протонами p и нейтронами n .
- Атомы, ядра которых состоят из разного числа нуклонов или при одинаковом числе нуклонов содержат различное число протонов и нейтронов, называют нуклидами.
- Заряд протона равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл (единичный заряд). Масса покоя протона равна $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг.

1. Протон — это ядро атома водорода.

- Нейтрон не имеет заряда.
- Масса покоя нейтрона равна $= 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг.
- В свободном состоянии нейтрон распадается на протон, электрон и антинейтрино с периодом полураспада 11,7 с.
- Кулон — это величина заряда, прошедшего через проводник при силе тока 1 А за время 1 с. Через основные единицы СИ кулон выражается соотношением вида: ... 1 Кл = 1/3600 ампер-часа. Элементарный электрический заряд (с точностью до знака равный заряду электрона) составляет $1,602\ 176\ 6208(98) \cdot 10^{-19}$ Кл.

- Количество протонов в ядре Z определяет его заряд, т. е. порядковый номер элемента в периодической таблице элементов Д. И. Менделеева.
- Сумма чисел протонов и нейтронов в ядре называется массовым числом $A = Z + N$.
- Ядро элемента X обозначают так: ${}_Z^AX$. Например, ядро атома водорода записывается следующим образом ${}_1^1\text{H}$, гелия — ${}_2^4\text{He}$, урана — ${}_{92}^{235}\text{U}$ и т. п.
- В ядерной физике массу частиц выражают в атомных единицах массы (а. е. м.). Одна а. е. м. определена как $1/12$ массы нуклида ${}_{6}^{12}\text{C}$ и равна $1,6605 \cdot 10^{-27}$ кг.
- Массы нуклонов очень близки к 1 а. е. м., поэтому массовое число A с точностью до целого числа а. е. м. определяет массу ядра.

Примечание

Масса в специальной теории относительности

Масса в специальной теории относительности имеет два значения: инвариантная **масса** (также называемая **массой покоя**) — это инвариантная величина, которая одинакова для всех наблюдателей во всех системах отсчета; и релятивистская **масса**, которая зависит от скорости наблюдателя.

- Нуклиды с одинаковым числом протонов Z , но различным числом нейтронов N , принадлежат одному химическому элементу, но имеют различную массу, и называются изотопами. Например, изотопами водорода являются легкий водород ${}^1_1\text{H}$, дейтерий ${}^2_1\text{D}$, тритий ${}^3_1\text{H}$; изотопами урана являются ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ и т. п.
- Для простоты описания ядерных реакций удобно представлять ядро в виде шара. Радиус ядра с массовым числом A равен:

$$R_{\text{я}} \approx 1,45 * 10^{-15} A^{1/3} \text{ м} \quad (\text{п. 1.1})$$

- Внутри ядра между нуклонами действуют три вида сил: ядерные, электростатические и гравитационные.
- Ядерные силы притяжения между нуклонами обладают свойствами **равнодействия** (независимости от заряда), **близкодействия** (радиус действия $\sim 10^{-15}$ м), **насыщения** (взаимодействие только в пределах соседних нуклонов).
- Ядерные силы на два порядка сильнее электромагнитных сил.

- Суммарная энергия взаимодействия нуклонов в ядре — это энергия связи ядра она равна работе, которую необходимо совершить, чтобы разделить ядро на составляющие его нуклоны или, иначе говоря, равна энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных нуклонов.
- Изменение энергии в ядре происходит в соответствии с законом Эйнштейна—взаимосвязи массы m (кг) и энергии E (Дж):
 - $E = mc^2$ Дж
 - где $c=3*10^8$ м/с — скорость света в вакууме.
 - Вещество с массой 1 кг обладает энергией

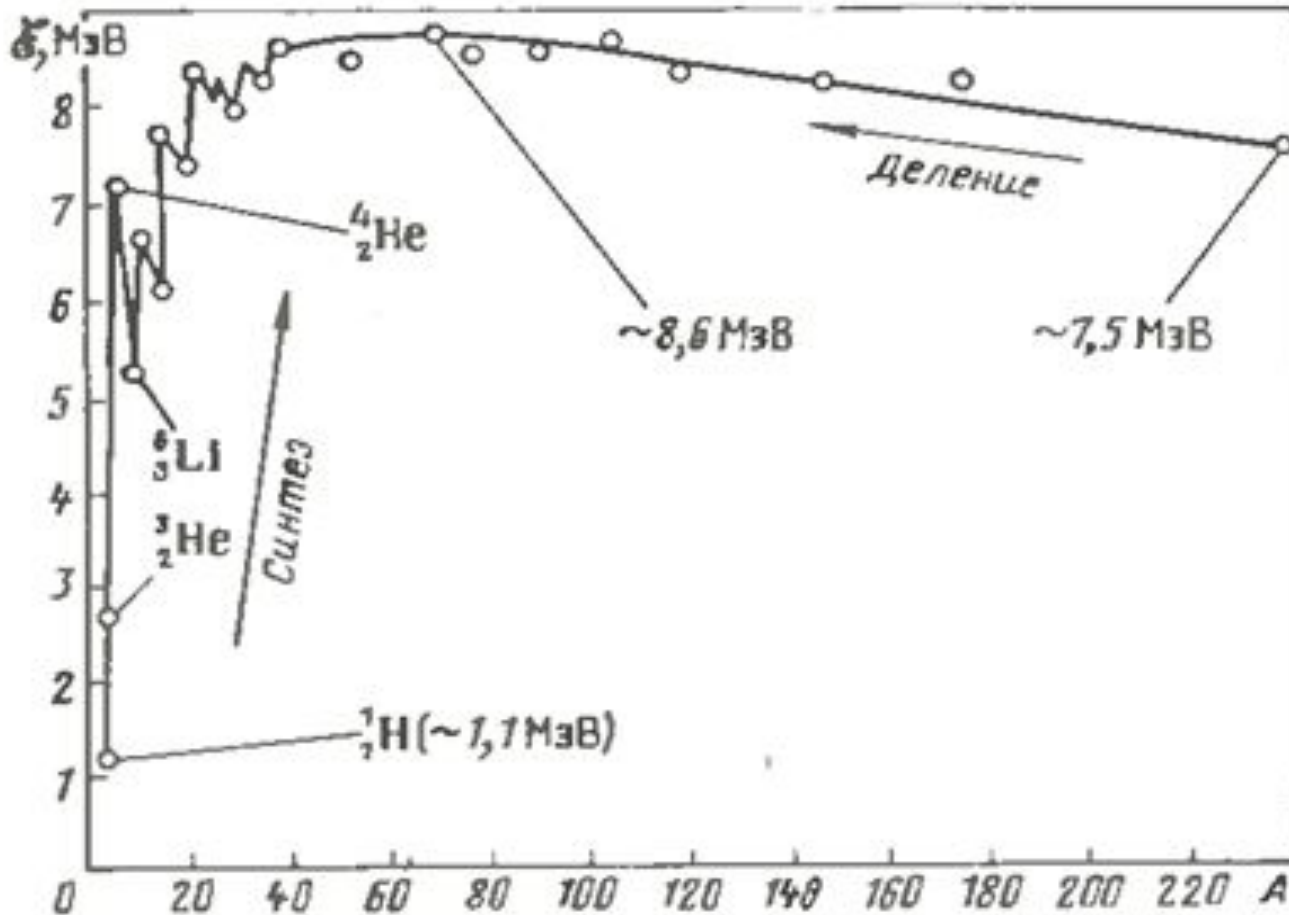
$$E = mc^2 = 1(3*10^8)^2 = 9*10^{16} \text{ Дж} = 2,5*10^{10} \text{ кВт ч.}$$
- *Энергия, заключенная в 1 кг вещества, примерно равна теплоте сгорания $2,1*10^6$ т нефти или $3*10^6$ т угля.*

- В ядерной физике за единицу энергии принимается один **электрон-вольт(эВ)**.
- Один электрон-вольт равен энергии, которую приобретает электрон (его заряд равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) при прохождении точек электрического поля, разность потенциалов между которыми равна 1В.
- Работа, совершаемая в этом поле над зарядом равным 1Кл, равна 1Дж;
тогда $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, или $1\text{Дж} = 6,25 \cdot 10^{18}$ эВ.
- При рассмотрении ядерных реакций, в которых участвуют ядерные силы намного превышающие силы атомных взаимодействий, используют единицу равную
 10^6 эВ = 1 МэВ.
- Энергия массы, равной 1 а.е.м.:
 $E = mc^2 = 1,6605 \cdot 10^{-27} (3 \cdot 10^8)^2 = 1,49 \cdot 10^{-10}$ Дж = 931м МэВ.

- Разность между суммой масс частиц (нуклонов), составляющих ядро и массой ядра, называется избытком массы.
Так, избыток массы для ^{12}C составляет 0,098922 а.е.м. Если этот дефект массы выразить в энергетических единицах в соответствии с соотношением Эйнштейна между массой и энергией $E=mc^2$ (c - скорость света в вакууме), то получится величина 92,1626 МэВ.
- Энергия, эквивалентная избытку массы, называется энергией связи сложной частицы - Есв.
- Энергия связи нуклона есть энергия, которая идет на возбуждение ядра при поглощении им нуклона и может выделиться при испускании гамма-кванта или какой-либо другой частицы.
- Напротив, для испускания нуклона ядро должно получить извне энергию не менее энергии связи.
- Удельная энергия связи нуклона примерно одинакова для большинства ядер: $\epsilon_{\text{св}} \approx (8 \pm 1) \text{ МэВ}$ (рис. 1).

Исключение составляют самые легкие ядра, удельная энергия связи которых сильно зависит от состава ядра. Так, удельная энергия связи дейтерия (протон и нейтрон) составляет около 1 МэВ. Далее с ростом числа нуклонов $\epsilon_{\text{св}}$ быстро растет, достигая максимальных значений при $A=50-60$. Нуклиды с такими массовыми числами наиболее устойчивы. Для ^{56}Fe имеем $\epsilon_{\text{св}} = 8,8 \text{ МэВ}$.

Рис. 1. Зависимость средней удельной энергии ($E_{св}$) связи нуклона от массового числа.



2.1. Устойчивость ядер.

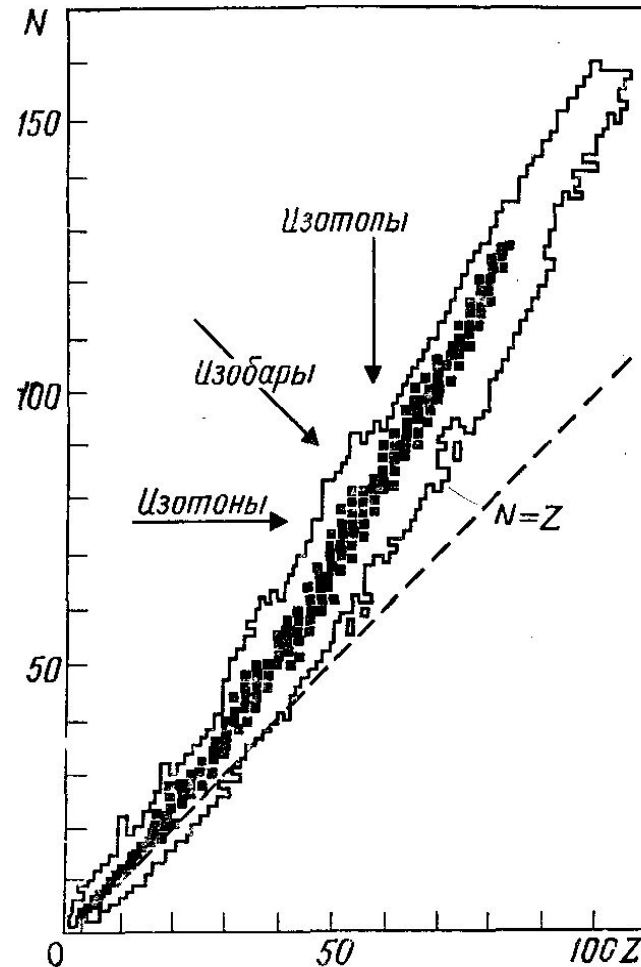
- Из факта убывания $E_{\text{св}}$ для нуклидов с массовыми числами больше или меньше 50-60 следует, что для ядер с малыми A энергетически выгоден процесс слияния - термоядерный синтез, приводящий к увеличению массового числа, а для ядер с большим A - процесс деления.
- В настоящее время оба эти процесса, приводящие к выделению энергии, осуществлены, причём последний лежит в основе современной ядерной энергетики, а первый используется в термоядерном оружии, его мирное применение находится в стадии освоения.

- Устойчивость ядер существенно зависит от $(A-Z)/Z$ - отношения чисел нейтронов и протонов. Ядра лёгких нуклидов наиболее устойчивы при $(A-Z)/Z = 1$.
- С ростом массового числа становится всё более заметным электростатическое отталкивание между протонами, и область устойчивости сдвигается к значениям $(A-Z)/Z > 1$.
- Для наиболее тяжёлых нуклидов $(A-Z)/Z = 1.5$.
- **Изобáры** — нуклиды разных элементов, имеющие одинаковое массовое число; например, изобарами являются ^{40}Ar , ^{40}K , ^{40}Ca
- **Изотóны** — нуклиды, имеющие одинаковое количество нейтронов, но различающиеся по числу протонов в ядре.
- **Изотóпы** — атомы (и ядра) какого-либо химического элемента, которые имеют одинаковый атомный (порядковый) номер, но при **этом** разные массовые числа.

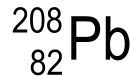
Рис.2.

Диаграмма протон-нейтронного состава нуклидов. Энергии связи ядра $E_{св}$.

На диаграмме все изотоны данного нуклида располагаются по горизонтальным рядам, изотопы - по вертикальным, а изобары - по диагоналям, перпендикулярным биссектрисе координатного угла.



- Приведенная диаграмма позволяет выявить ряд характерных закономерностей.
- 1. Стабильные нуклиды располагаются в виде узкой дорожки, показывающей протон - нейтронный состав ядра, которому соответствует минимальная внутренняя энергия ядра при данном числе A нуклонов. Все нестабильные нуклиды занимают достаточно широкую полосу, обрамляющую эту узкую дорожку (рис. 2).
- 2. Легкие стабильные ядра лежат на биссектрисе координатного угла ($N=Z$).. Последним стабильным ядром с равным числом нейтронов и протонов является $^{20}_{20}\text{Ca}$.
- 3. При значениях $Z > 20$ отношение N/Z начинает отклоняться вверх от прямой $N=Z$. Чем тяжелее ядро, тем больше отклонение. Например, $N/Z \approx 1,54$ для



- **Все нестабильные тяжелые нуклиды в результате α -распада переходят в стабильные нуклиды.**
- **5. Выше дорожки стабильных ядер располагаются β^- -активные нуклиды, перегруженные нейтронами. Они в результате β^- -распадов опускаются по изобарным линиям, пока не перейдут в соответствующие стабильные нуклиды. Ниже области стабильных ядер находятся β^+ -активные нуклиды, недогруженные нейтронами, которые в результате ядерных превращений сдвигаются по изобарным линиям вверх до превращения в стабильные ядра.**

- **Энергии связи ядра $E_{\text{св}}$.**
- **Энергии связи ядра $E_{\text{св}}$ соответствует дефект массы Δm ядра, который равен разности между суммой масс покоя нуклонов, составляющих ядро, и массой ядра:**
 - $\Delta m = Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}},$ (п. 1.6)
 - где $m_p, m_n, m_{\text{я}}$ — масса протона, нейтрона и ядра соответственно, а. е. м. В этом случае
 - $E_{\text{св}} = 931 \Delta m \text{ МэВ.}$ (п. 1.7)
- **Энергия связи может быть выражена через массы нейтральных атомов — исходного M и атомов водорода M_H :**
 - $E_{\text{св}} = 931 [ZM_H + (A - Z)m_n - M] \text{ МэВ.}$ (п. 1.8)
 - Формула (п 1.8) более удобна, так как в справочных таблицах обычно даются массы атомов, а не ядер. Массы электронов атомов, которые входят в эту формулу, автоматически исключаются, так как они берутся до и после реакции с разными знаками

- **Отношение полной энергии связи ядра к массовому числу дает среднее значение энергии связи на один нуклон и называется удельной энергией связи:**
- $\varepsilon = E_{\text{св}} / A = (Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}}) \text{ МэВ.} \quad (\text{п. 1.9})$
- Чем больше ε , тем устойчивее ядро.
- **Нейтрон, поглощенный ядром, увеличивает энергию на энергию связи**
- $\varepsilon_n = 931 [(m_{Z,A} + m_n) - m_{Z,A+1}] \text{ МэВ,} \quad (\text{п. 1.10})$
- где m_n , $m_{Z,A}$, $m_{Z,A+1}$ — масса нейтрона и ядра до и после поглощения нейтрона, а. е. м.

- При делении тяжелого ядра нейтроном на два осколка происходит изменение массы на величину
- $\Delta m_f = m_{\text{я}} + m_n - (m_1 + m_2 + \nu_f m_n)$, (п.1.11)
- где $m_{\text{я}}, m_n, m_1, m_2$ — масса исходного ядра, нейтрона и ядер-осколков соответственно, а. е. м.; ν_f — количество образовавшихся при делении свободных нейтронов. Соответственно энергия деления согласно (п.1.7)
- $E_f = 931 \Delta m_f$. (п.1.12)
- Поэтому при расчетах считают, что **на один акт деления ядра ^{235}U выделяется энергия 200 МэВ**. Ядерная энергия в миллионы раз больше энергии химических реакций.

Энергия, освобождающаяся при делении одного ядра распределяется примерно следующим образом Таблица

1.1

| Составляющая энергии | Энергия | |
|---|---------|------|
| | МэВ | % |
| Кинетическая энергия осколков деления: | | |
| легкого ядра | 98 | 48 |
| тяжелого ядра | 67 | 33 |
| Энергия мгновенного γ -излучения | 7 | 3,5 |
| Кинетическая энергия нейтронов деления | 5 | 2,5 |
| Энергия β -излучения осколков и продуктов их распада | 9 | 4,5 |
| Энергия γ -излучения осколков и продуктов их распада | 7 | 3,5 |
| Энергия антинейтрино | 10 | 5 |
| Полная энергия деления | ~203 | ~100 |

- В настоящее время гелий синтезируют не из свободных нуклонов, а из изотопов водорода (дейтерия, трития), при этом на каждый нуклон выделяется энергия от 3,5 до 6 МэВ.
- При делении урана с учетом выхода различных осколков выделяется энергия примерно 200 МэВ на ядро, т. е. 0,85 МэВ на нуклон.
- Следовательно, в реакциях синтеза гелия может выделиться в 4—7 раз больше энергии, чем при делении такого же количества (по массе) изотопов урана.

Ядерные реакции

- **Радиоактивный распад**
- **Последовательность радиоактивных распадов, в которой дочерние ядра нуклидов, получающиеся в результате предыдущего распада, являются материнскими ядрами нуклидов для последующего распада.**
- **Эта последовательность, называемая *радиоактивным семейством или рядом*, заканчивается получением устойчивого ядра.**

- На практике для указания временных характеристик распада чаще всего используют период полураспада $T_{1/2}$
- $N_{\text{я}} / N_{\text{я}0} = \exp(-\lambda T_{1/2}) = 1/2.$ (2.11)
- Из этого соотношения вытекает связь между периодом полураспада и постоянной распада: $T_{1/2} = 0,693/\lambda.$
- Радиоактивный распад ядер разделяется на следующие виды:
- 1) α -распад; 2) β -распад; 3) γ -излучение; 4) вылет нуклонов. Он может происходить одновременно по нескольким каналам.

- **1. В процессе α -распада из радиоактивного ядра испускается ядро гелия**
- **2. В процессе β -распада из радиоактивного ядра самопроизвольно испускаются либо электрон (β^- -распад), либо позитрон (β^+ -распад), которые возникают непосредственно в момент распада (в ядре их нет). Третьим видом β -распада является захват ядром электрона из электронной оболочки своего атома (e-захват). В результате β^- -распада заряд ядра Z увеличивается, а в случае β^+ -распада или e-захвата уменьшается на единицу.**
- **Энергия β -распада распределяется между дочерним ядром и частицами в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Часть этой энергии может вызвать возбуждение материнского ядра или электронных оболочек дочернего атома. Затем эта энергия выделяется в виде γ -излучения.**
- **Среди продуктов β -распада имеется еще третья нейтральная частица нейтрино (ν), уносящая недостающую по балансу энергию. Ее масса покоя близка к нулю характерное свойство нейтрино — это огромная проникающая способность. Нейтрино может без взаимодействия с веществом пройти сквозь всю толщину Земли. Мощным источником потока нейтрино $\sim 10^{17}$ част./($m^2 \cdot c$) являются ядерные реакторы**

3. В процессе γ -излучения радиоактивное ядро самопроизвольно переходит из возбужденного состояния в менее возбужденное или основное состояние.

Излучение γ -квантов является основным процессом освобождения ядра от избыточной энергии. При этом не изменяется нуклонный состав ядра. Практически все дочерние ядра (продукты α - и β -распада) испускают γ -кванты, так как они образуются обычно в возбужденном состоянии. Энергия γ -квантов после α -распада в основном не превышает 0,5 МэВ, а после β -распада составляет 2 - 2,5 МэВ. Такое γ -излучение представляет основную радиационную опасность для людей при обращении с радиоактивными веществами.

4. Радиоактивный распад с вылетом нуклонов является сопутствующим процессом.

- После β -распада дочернее ядро иногда образуется в таком сильновозбужденном состоянии, что энергия возбуждения (8–11 МэВ) превышает энергию связи нуклона в ядре. Поэтому происходит испускание из дочернего ядра не γ -кванта, а нуклона, который в этом случае называют **запаздывающим**.
- При β^+ -распаде образуется запаздывающий протон, при β^- -распаде — запаздывающий нейтрон
- Испускания запаздывающих нуклонов обнаружены только у искусственных ядер, имеющих сильное отличие по составу нуклонов от стабильных значений.
- Период полураспада изменяется в очень широких пределах (10^{-7} с — $2 \cdot 10^{17}$ лет).
- Одной из характеристик радиоактивного вещества служит его активность - число распадов ядер этого вещества в единицу времени.
- За единицу измерения активности вещества принимают **Беккерель, равный 1 расп/сек. Другая единица - Кюри: 1 Кюри = $3,7 \times 10^{10}$ расп/сек.**

2. ПРОЦЕСС ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

2.1. Возможность деления.

Поскольку энергия связи ядра - это энергия, выделяющаяся при его образовании из протонов и нейтронов, **превращение тяжелого ядра в два более легких и таким образом более устойчивых, должно сопровождаться выделением свободной энергии.**

Если энергетически выгодный процесс в принципе возможен, но не происходит немедленно, это значит, что его течению препятствует **энергетический барьер.**

Барьер при делении определяется силами поверхностного натяжения, которые стремятся сохранить сферическую форму ядра, соответствующую минимуму поверхностной потенциальной энергии.

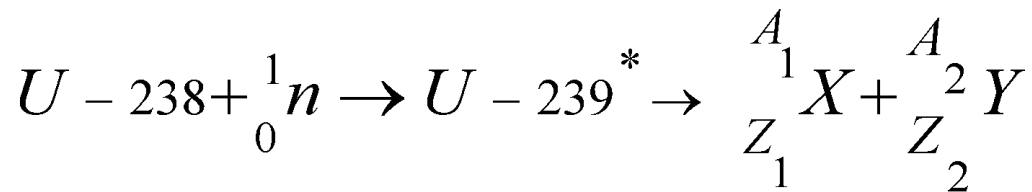
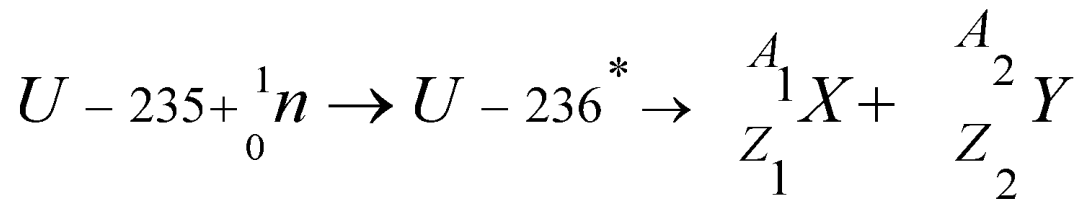
Следовательно, начальное изменение формы ядра, которое может привести к делению, возможно только при получении извне какого-то количества энергии, то есть при возбуждении ядра

2. ПРОЦЕСС ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

2.2. Делящиеся и сырьевые нуклиды.

Наибольший интерес представляет деление тяжёлых ядер под действием нейтронов, поскольку в результате каждого акта деления появляются новые свободные нейтроны, способные вызвать последующие акты деления, т. е. возникает основа для получения самоподдерживающейся цепной реакции.

Например, при поглощении нейтронов ядрами U-235 или U-238 фактически делятся составные ядра U-236 и U-239.



Минимальная энергия возбуждения составного ядра есть энергия связи присоединившегося к ядру нейтрона.

Если эта энергия связи больше величины энергетического барьера, то исходное ядро может делиться при поглощении нейтронов с любой кинетической энергией. **Если же энергия связи меньше величины барьера, то деление возможно лишь при условии, что кинетическая энергия нейтрона достаточно высока, чтобы в сумме с энергией связи превзойти величину барьера.**

При делении ядер U и Pu рождаются нейтроны в широком диапазоне энергий: максимальное число нейтронов имеют энергию —0,7 МэВ; максимальная энергия нейтронов достигает 18 МэВ, средняя энергия 2 МэВ.

В зависимости от энергии нейтроны относятся к одной из групп: 1) сверхбыстрые ($E > 20$ МэВ), 2) быстрые ($0,2 \text{ МэВ} < E < 20 \text{ МэВ}$), 3) промежуточные ($0,5 \text{ кэВ} < E < 0,2 \text{ МэВ}$), 4) надтепловые ($0,1 \text{ эВ} < E < 0,5 \text{ кэВ}$), 5) тепловые ($E < 0,1 \text{ эВ}$), 6) холодные ($E < 5^{-3} \text{ эВ}$).

ЯР, в которых преобладают нейтроны одной из трех групп (быстрые, промежуточные, тепловые), называют соответственно реакторами на быстрых, промежуточных и тепловых нейтронах.

Процесс уменьшения кинетической энергии нейтронов при их движении в среде называется замедлением.

Деление U-233, U-235, Pu-241 возможно нейтронами любых энергий. Такие нуклиды называются делящимися.

Пороги деления составляют у Th-232 около 1,2МэВ, а у U-238 - около 1 МэВ они не могут поддерживать цепную реакцию и называются пороговыми.

В результате захвата ядром нейтрона, не вызвавшего деления, может образоваться другой делящийся нуклид. В таком случае исходное ядро называется сырьевым.

В результате захвата нейтрона ядром U-238 и последующего двойного бета-распада (ядер U-239 и Np-239) образуется сырьевой нуклид Pu-239, делящийся при низких энергиях нейтронов.

Другим важным сырьевым нуклидом является широко распространенный в природе Th-232, ядро которого при захвате нейтрона образует ядро U-233.

2.3. Осколки и продукты деления.

В момент деления ядра электростатическое отталкивание разбрасывает осколки, и потенциальная энергия их кулонова поля переходит в **кинетическую энергию осколков деления, равную приблизительно 180 МэВ.**

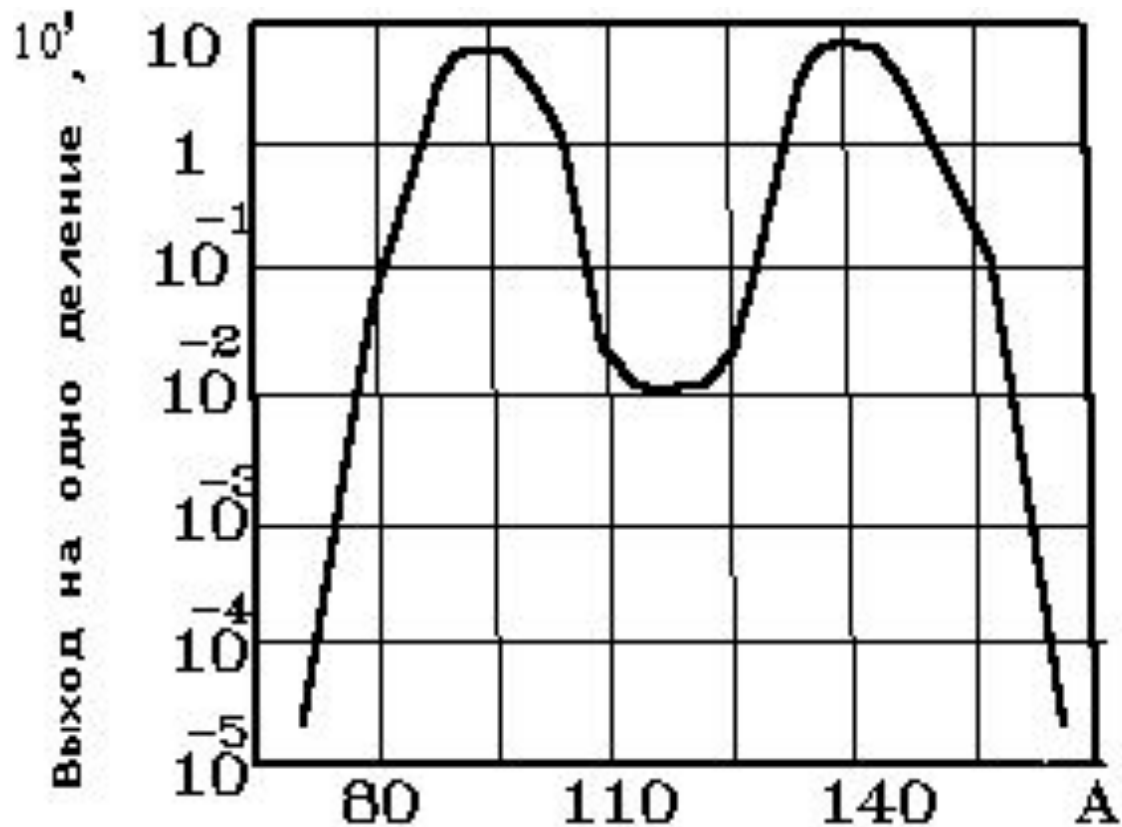
Ускорение осколков заканчивается при достижении ими границ исходного атома Γ приблизительно равно 10^{-11} м

Двигаясь в веществе, осколки ионизируют другие атомы, и их кинетическая энергия превращается в энергию теплового движения среды. Нейтроны и γ - кванты, испускаемые возбужденными осколками, называются мгновенными. При делении ядер образуются также - частицы и протоны .

После торможения в среде осколки деления превращаются в нейтральные атомы и называются продуктами деления.

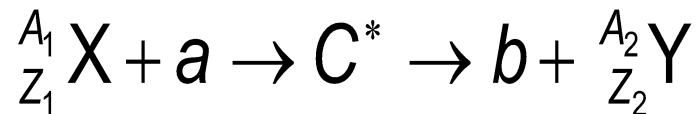
- При делении нейтронами отношение масс осколков примерно 3:2.
- Продукты деления перенасыщены нейтронами и являются - радиоактивными.
- Каждый из атомов -продуктов деления претерпевает в среднем по три -распада, прежде чем приобретает стабильность. Иногда эти распады сопровождаются гамма-излучением, а иногда - испусканием нейтронов.
- Нейтроны, появляющиеся спустя некоторое время (до десятков секунд) после деления, называются запаздывающими.
- Энергия радиоактивных распадов распределяется между - бета-частицами и нейтрино , и значительная часть её уносится гамма - квантами, сопровождающими бета - распад.
- Энергия бета-частиц и гамма - квантов превращается в теплоту, которая выделяется в течение длительного времени и обуславливает так называемое "остаточное тепловыделение".
- Бета- и гамма- излучения продуктов деления приводят к высокой радиоактивности отработанного ядерного топлива.

Зависимость в %% выхода продуктов деления тепловыми нейтронами от массового числа



Ядерные реакции записывают в виде уравнения

- Ядерные реакции, как и химические, записывают в виде уравнения. В левой части уравнения указывают исходное ядро ${}_{Z_1}^{A_1}X$ и воздействующую частицу a , а в правой части — продукты ядерной реакции (новое ядро ${}_{Z_2}^{A_2}Y$ и выделяющуюся частицу b):



- где C^* — составное (промежуточное) ядро в возбужденном состоянии.

- Тип ядерной реакции определяется видом воздействующей и выделяющейся частиц (a, b).
- Если они совпадают (a, a), реакцию называют *рассеянием* частицы a . В этом случае состав ядра не изменяется.
- Если в ядерной реакции частица a исчезает (поглощается ядром), а вместо нее появляется новая частица b , состав ядра изменяется: происходит *ядерное превращение*.
- По механизму взаимодействия ядерные реакции можно разделить на два вида:
 - - прямые ядерные реакции;
 - - реакции с образованием составного ядра.

- Большинство ядерных реакций с кинетической энергией частиц менее 10 МэВ происходит с образованием составного ядра, Такое ядерное взаимодействие происходит в два этапа.
- Первый этап включает захват частицы ядром и возникновение составного ядра, которое находится в возбужденном состоянии. **Энергия возбуждения E^* складывается из кинетической энергии частицы E_k и энергии связи присоединившегося нуклона $E_{св}$:**
- $E^* = E_k + E_{св}$
- Энергия связи нуклона в среднем равна 8 МэВ, поэтому составное ядро приобретает достаточно высокую энергию возбуждения.

- **При захвате нейтрона с образованием составного ядра скорость вылетевшего вторичного нейтрона обычно меньше захваченного первичного нейтрона. Такой процесс носит название *неупругого (резонансного) рассеяния* частицы.**
- **В некоторых случаях после испускания γ -квантов возбужденное ядро переходит в основное энергетическое состояние. Такой процесс взаимодействия частицы с ядром называют *радиационным захватом* частицы.**
- **Образование составного ядра возможно только при определенных значениях кинетической энергии частицы. Если кинетическая энергия частицы отличается от этих значений, составное ядро не образуется. В этом случае при столкновении частицы с ядром происходит ее *упругое (потенциальное) рассеяние*.**

- **Во время ядерной реакции сохраняется общее число нуклонов и суммарный заряд, а происходит только перераспределение нуклонов и заряда между ядрами и частицами.**
- Ядерные реакции сопровождаются изменением кинетической энергии взаимодействующих частиц.
- Все ядерные реакции подчиняются законам квантовой механики. Поэтому можно рассматривать лишь вероятностные характеристики протекания тех или иных реакций. Эта **вероятность в ядерной физике определяется значением *эффективного сечения* (или просто *сечения*) реакции σ .**

\ Эффективное сечение (или просто сечение) реакции σ .

- Вероятностные характеристики протекания тех или иных реакций **в ядерной физике определяются значениями эффективного сечения (или просто сечения) реакции σ** . Количество ядерных реакций за единичное время определяют формулой

$$R = \sigma \Phi N_{\text{я, F}'}$$

- где $\Phi = n v$ — плотность потока нейтронов, падающего на пластину (n — концентрация, v — скорость нейтронов)

- Вероятность ядерной реакции характеризуется своим парциальным сечением, например σ_s — сечение рассеяния, σ_γ — сечение радиационного поглощения, σ_f — сечение деления и т. п. Сумму сечений всех возможных взаимодействий частицы с ядром, включая рассеяние, называют **полным эффективным сечением σ_t** .
- Сечения реакции и геометрические сечения ядер сравнимы с площадью 10^{-28}М^2
- . Поэтому за единицу ядерных сечений принят **барн: $1 \text{ б} = 10^{-28}\text{М}^2$**

- Значения эффективных сечений ядерных реакций σ не совпадают с максимальными по площади геометрическими сечениями ядра. **Так, полное эффективное сечение поглощения теплового нейтрона с нуклидом ^{235}U составляет 705 б, быстрого нейтрона — ~1 б, а геометрическое сечение ядра ^{235}U равно 2,5 б.**
- Такое отличие сечений ядерных реакций от геометрического сечения объясняется тем, что **при взаимодействии нейтронов с ядрами помимо специфических особенностей ядерных сил заметно проявляются волновые свойства частицы.**

- Поперечное сечение σ , которое относится к одному ядру, называют *микроскопическим* или *ядерным сечением*. *Макроскопическое сечение* ядерных реакций Σ , имеющие размерность обратной длины, определяют как число взаимодействий нейтронов с ядрами за единичное время и в единичном объеме среды:

$$\Sigma = N_{\text{я}} \sigma, \quad (2.20)$$

где $N_{\text{я}}$ — число ядер в единичном объеме.

- Макроскопическое сечение показывает также значение *средней длины, свободного пробега* нейтронов до своего взаимодействия

$$\lambda = 1/\Sigma \quad (2.21)$$

- В каждом акте рассеяния ядро получает импульс отдачи, а энергия нейтрона при этом уменьшается. **Процесс снижения средней кинетической энергии нейтронов при рассеянии на ядрах называют замедлением.**
- **Замедление прекращается после достижения нейтронами области энергии теплового движения атомов среды**

Лекция 3

- **Рассеяние нейтронов на ядрах может быть упругим или неупругим.** Упругое рассеяние происходит с сохранением суммарной кинетической энергии нейтрона и ядра.
- **Потерю энергии нейтроном $E_1 - E_2$ при одном упругом рассеянии обычно характеризуют средней логарифмической потерей энергии (параметром замедления)**
- $\xi = \langle \ln (E_1/E_2) \rangle \approx 2/(A + 2/3)$ (2.23)
- Используя ξ , можно рассчитать *среднее число столкновений* $n_{\text{зам}}$ нейтрона с ядрами, которое приводит к его замедлению от начальной энергии до тепловой области (E_T):
- $n_{\text{зам}} = \ln(E_0/E_T) / \xi$. (2.24)

- Для выбора веществ, которые могут быть использованы в качестве замедлителей, **вводят понятие замедляющей способности**, показывающее не только значение средней потери энергии при одном столкновении, но также учитывающее число таких столкновений в единичном объеме вещества.
- Произведение $\xi \Sigma_s$, где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния,
- учитывает оба вышеуказанных фактора, поэтому его значение характеризует замедляющую способность вещества. Чем выше значение $\xi \Sigma_s$, тем быстрее замедляются нейтроны и тем меньший объем вещества нужен для замедления нейтронов (табл. 2.2).

- **ЗАМЕДЛИТЕЛЬ** должен обладать минимальной поглощающей способностью в области тепловых энергий, а поглощающую способность вещества характеризует величина $\Sigma_{a,T}$. Поэтому основной характеристикой веществ, используемых в качестве замедлителя, является коэффициент замедления $k_{зам}$, который показывает способность вещества не только замедлять нейтроны, но и сохранять их после замедления:

- $$k_{зам} = \xi \Sigma_s / \Sigma_{a,T} \quad (2.25)$$

- Чем больше $k_{зам}$, тем интенсивнее накапливаются тепловые нейтроны в замедлителе ввиду большой замедляющей способности вещества и слабого поглощения в нем нейтронов. **Вещества, имеющие высокие значения $k_{зам}$, являются самыми эффективными замедлителями.** Наилучшим замедлителем является тяжелая вода, однако высокая стоимость тяжелой воды ограничивает ее применение. Поэтому **широкое распространение в качестве замедлителей получили обычная (легкая) вода и графит.**

- В процессе замедления до тепловой области нейтрон испытывает большое число столкновений при этом происходит его среднее смещение (по прямой) на расстояние $\langle r_{\text{зам}} \rangle$ от места генерации (см. рис.3.1.).
- Величину $L_s = [1/6 \langle r_{\text{зам}}^2 \rangle]^{1/2}$ называют *длиной замедления*, а квадрат длины замедления — *возрастом нейтронов* τ .
- Нейтроны после своего замедления до тепловой области относительно длительное время хаотическим образом перемещаются в среде, обмениваясь кинетической энергией при столкновениях с окружающими ядрами. Такое движение нейтронов в среде, когда их энергия в среднем остается постоянной, называют *диффузией*. Диффузионное движение теплового нейтрона продолжается до тех пор, пока не произойдет его поглощения. В процессе диффузии тепловой нейтрон смещается от места своего рождения до места поглощения в среднем на расстояние $\langle r_{\text{диф}} \rangle$. Величину $L = [1/6 \langle r_{\text{диф}}^2 \rangle]^{1/2}$ называют *длиной диффузии* тепловых нейтронов.
- Среднее расстояние, на которое смещается нейтрон от места своего рождения (быстрым) до места своего поглощения (тепловым), характеризуют *длиной миграции* M :
- $M^2 = \tau + L^2.$ (2.26)

Таблица 2.2. Свойства замедлителей.

| Вещество | $\xi \Sigma_s, \text{M}^{-1}$ | $k_{зам}$ | $\tau \cdot 10^{-2}, \text{M}^2$ | L, M | M, M |
|--------------|-------------------------------|-----------|----------------------------------|---------------|---------------|
| Легкая вода | 135 | 61 | 0,273 | 0,027 | 0,059 |
| Тяжелая вода | 18,8 | 5700 | 1,25 | 1,6 | 1,61 |
| Графит | 6,1 | 205 | 3,52 | 0,52 | 0,56 |

Разделение диапазона энергий нейтронов в ядерном реакторе

Из всего многообразия процессов, происходящих при взаимодействии нейтронов с ядрами, для работы ядерного реактора важны три: деление, радиационный захват и рассеяние. Сечения этих взаимодействий и соотношения между ними существенно зависят от энергии нейтронов. Обычно выделяются интервалы энергии быстрых ($10\text{МэВ}-1\text{кэВ}$), промежуточных или резонансных ($1\text{кэВ}-0,625\text{эВ}$) и тепловых нейтронов ($0,625\text{эВ}$). Нейтроны, образующиеся при делении ядер в реакторах, имеют энергии выше нескольких кило электрон вольт, т.е. все они относятся к быстрым нейтронам.

Тепловые нейтроны называются так потому, что они находятся в тепловом равновесии с веществом реактора (в основном, замедлителя), т.е. средняя энергия их движения приблизительно соответствует средней энергии теплового движения атомов и молекул замедлителя.

Рис. Схема замедления и диффузии нейтронов.

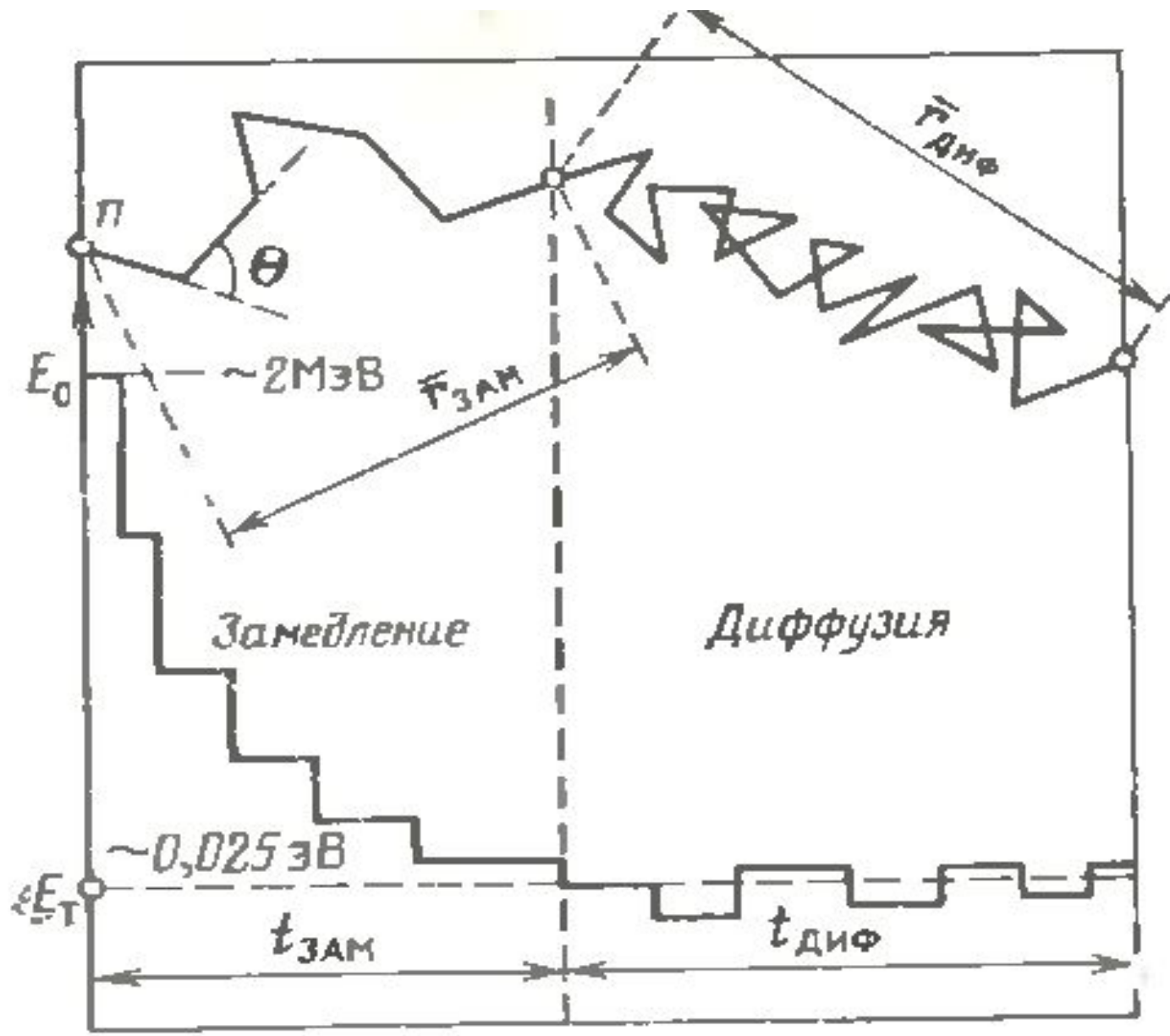


Таблица *Время замедления, диффузии и полное время жизни нейтрона в чистом замедлителе*

| Замедлитель | Плотность | Время замедления , мкс | Время диффузии в чистом замедлителе, мс |
|--------------|-----------|---------------------------|---|
| Лёгкая вода | 1.0 | 10 | 0.23 |
| Тяжёлая вода | 1.1 | 50 | 116 |
| Бериллий | 1.85 | 70 | 5 |
| Графит | 1.6 | 150 | 17 |

- Как видно, для всех замедлителей время диффузии значительно больше времени замедления, причём наибольшая разница имеет место для тяжёлой воды.
- Это означает, что в большом объёме замедлителя число нейтронов с тепловой энергией приблизительно в 100 раз больше числа всех остальных нейтронов с более высокой энергией.

- **Конструкционные материалы и топливо слабо замедляют нейтроны по сравнению с тяжёлой или легкой водой.**
- **В графитовых реакторах объём замедлителя в ячейке значительно превосходит объём ТВС, и возраст нейтронов в реакторе близок к возрасту нейтронов в графите**

Управление реактором

- *Коэффициент размножения*
- Для анализа цепной реакции деления вводят *коэффициент размножения*, показывающий отношение числа нейтронов n_i любого поколения к их числу n_{i-1} в предыдущем поколении:
- $k = n_i / n_{i-1}$ (3.6)

ФАЗЫ ЗАМКНУТОГО НЕЙТРОННОГО ЦИКЛА

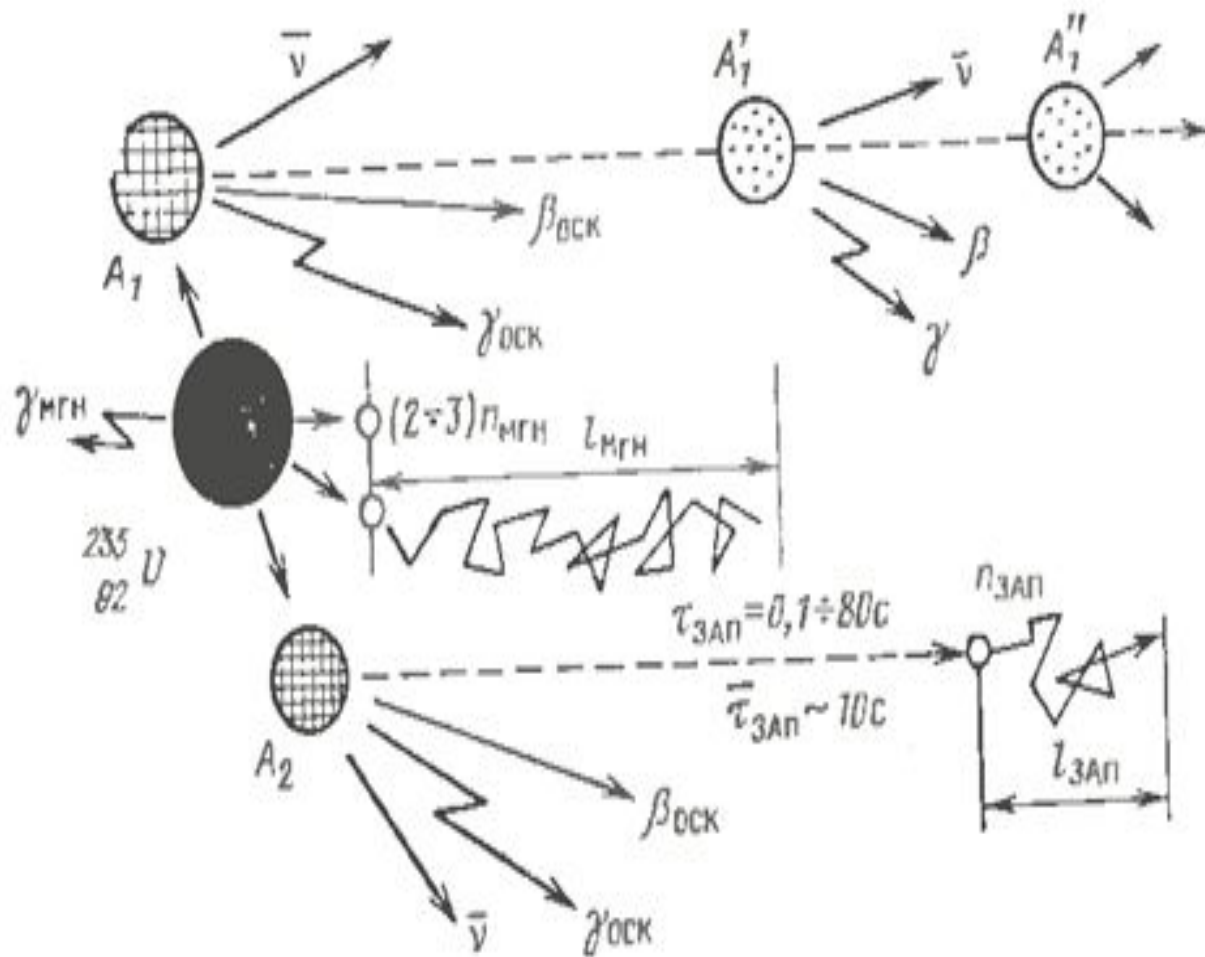
- **Значение k_{∞} в размножающей среде, содержащей ядерное топливо и замедлитель, определяется участием нейтронов в следующих четырех процессах, представляющих различные фазы замкнутого нейтронного цикла:**
 - **1) деление на тепловых нейтронах,**
 - **2) деление на быстрых нейтронах,**
 - **3) замедление быстрых нейтронов до тепловой области,**
 - **4) диффузия тепловых нейтронов до поглощения в ядерном топливе**

1. Деление на тепловых нейтронах (10^{-14} с).

- 1) Деление на тепловых нейтронах характеризуется **коэффициентом деления на тепловых нейтронах η** , который показывает число образующихся вторичных нейтронов на один поглощенный тепловой нейтрон. Значение η зависит от свойств делящегося вещества и его содержания в ядерном топливе:
- $$\eta = \nu \sigma_{f5} / (\sigma_{f5} + \sigma_{\gamma5} + \sigma_{\gamma8} N_8 / N_5). \quad (3.8)$$
- Снижение η по сравнению с числом ν вторичных нейтронов, возникающих при делении), обусловлено радиационным захватом нейтронов ядрами ^{235}U и ^{238}U , имеющими концентрации N_5 и N_8 соответственно (для краткости в нижнем индексе будем указывать последнюю цифру массового числа нуклида).
-

- Для нуклида ^{235}U ($\sigma_{f5} = 583,5$ б, $\sigma_{\gamma5} = 97,4$ б, $N_8 = 0$) значение $\eta = 2,071$. Для естественного урана ($N_8/N_5 = 140$) имеем $\eta = 1,33$.

Рис. Схема деления ядра урана (плутония).



2. Деление на быстрых нейтронах (10^{-14} с.).

- Часть рождающихся при делении вторичных нейтронов имеет энергию больше энергии порога деления ^{238}U . Это вызывает деление ядер ^{238}U .
- Однако после нескольких столкновений с ядрами замедлителя энергия нейтронов становится ниже этого порога и деление ядер ^{238}U прекращается.
- Поэтому **размножение нейтронов за счет деления ^{238}U наблюдается только при первых столкновениях родившихся быстрых нейтронов с ядрами ^{238}U .**
- **Число образующихся вторичных нейтронов на один поглощенный быстрый нейтрон характеризуется коэффициентом деления на быстрых нейтронах μ .**

3. Замедление быстрых нейтронов до тепловой области (10^{-4} с)

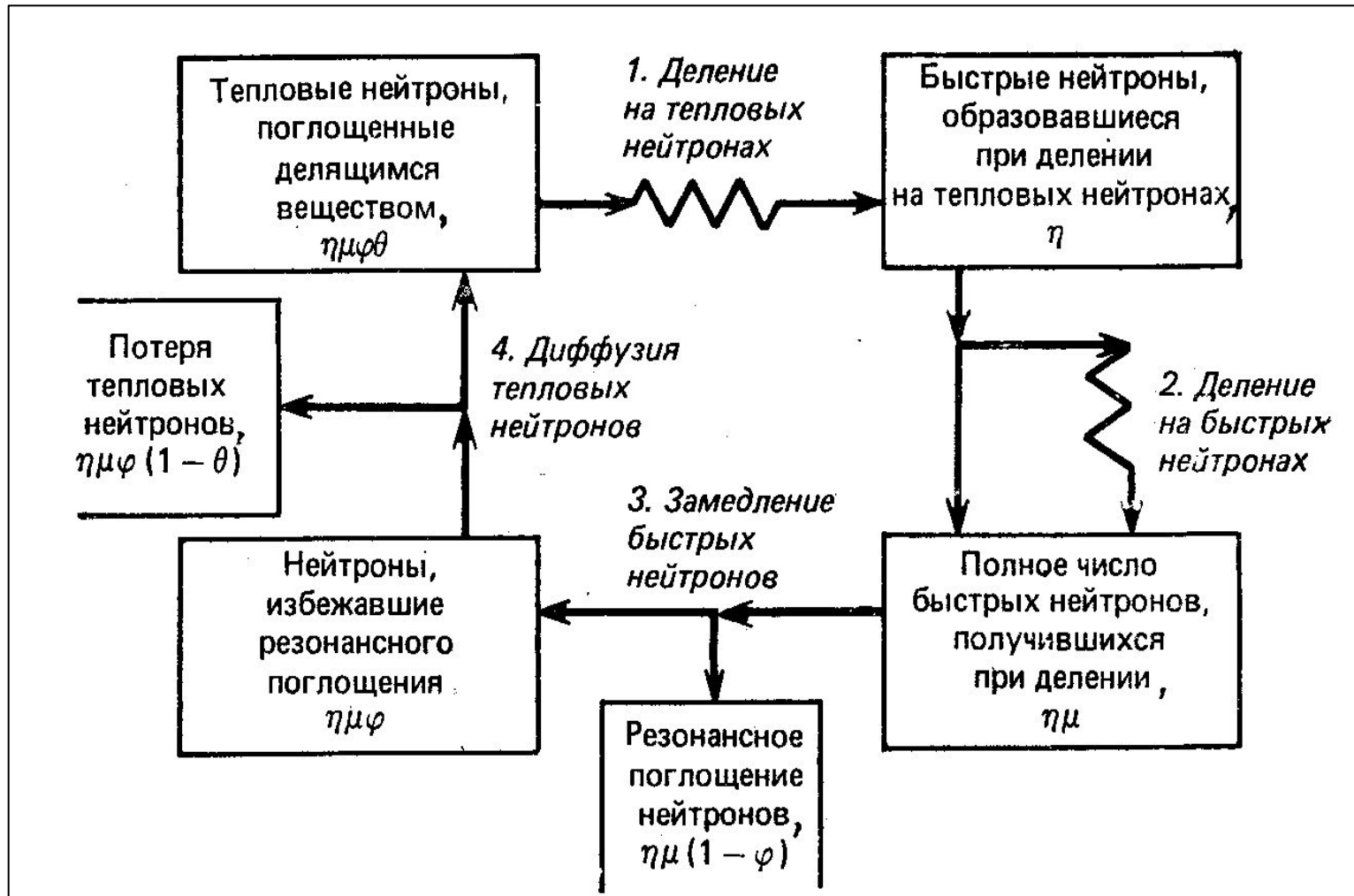
- В резонансной области энергий основным поглотителем замедляющихся нейтронов являются ядра ^{238}U . Вероятность избежать резонансного поглощения (*коэффициент φ*) связана с плотностью N_8 ядер ^{238}U и замедляющей способностью среды $\xi\Sigma_s$ соотношением
- $\varphi = \exp\left[-N_8 I_{a,\text{эф}}/(\xi\Sigma_s)\right]$. (3.9)
- Величину $I_{a,\text{эф}}$, характеризующую поглощение нейтронов отдельным ядром ^{238}U в резонансной области энергий, называют *эффективным резонансным интегралом*.

- Диффузия тепловых нейтронов до поглощения в ядерном топливе (10^{-3} с).
- Нейтроны, достигшие тепловой области, поглощаются либо ядрами топлива, либо ядрами замедлителя. **Вероятность захвата тепловых нейтронов ядрами топлива называют коэффициентом использования тепловых нейтронов θ .**

- $$\theta_{\text{гет}} = \frac{\sum_{\text{а,ят}} \Phi_{\text{ят}}}{(\sum_{\text{а,ят}} \Phi_{\text{ят}} + \sum_{\text{а,зам}} \Phi_{\text{зам}})} \quad (3.13)$$

- **Рассмотренные четыре процесса определяют баланс нейтронов в размножающей системе (см. рис. 3.9).**
- В результате поглощения одного теплового нейтрона любого поколения в следующем поколении появляется $\eta\mu\phi\theta$ нейтронов.
- Таким образом, **коэффициент размножения в бесконечной среде количественно выражается формулой четырех сомножителей:**
- $k_{\infty} = n \eta\mu\phi\theta / n = \eta\mu\phi\theta.$ (3.14)

Рис. Нейтронный цикл цепной реакции деления на тепловых нейтронах в критическом состоянии ($k_{\infty} = \eta\mu\phi\theta = 1$).



- Первые два коэффициента зависят от свойств используемого ядерного топлива и характеризуют рождение нейтронов в процессе цепной реакции деления.
- Коэффициенты ϕ и θ характеризуют полезное использование нейтронов, однако их значения зависят от концентраций ядер замедлителя и топлива противоположным способом.
- Поэтому произведение $\phi\theta$ и, следовательно, k_{∞} , имеют максимальные значения при оптимальном отношении $N_{\text{зам}}/N_{\text{ят}}$.

цепную реакцию деления можно осуществить с использованием разных видов ядерного топлива и замедлителя:

- 1) естественного урана с тяжеловодным или графитовым замедлителем;
- 2) слабообогащенного урана с любым замедлителем;
- 3) сильнообогащенного урана или искусственного ядерного топлива (плутония) без замедлителя (цепная реакция деления на быстрых нейтронах).

В процессе работы реактор в основном находится в нестационарном состоянии. Это вызвано либо переходными процессами, связанными с изменением мощности реактора, либо очень малыми колебаниями реактивности под влиянием различных внутренних или внешних факторов.

- Изменение во времени плотности Φ нейтронного потока зависит от ее исходного значения и количества вторичных нейтронов, образующихся за 1 с:

$$\Phi(t) = \Phi_0 \exp[(\rho/\tau_n) t] - \text{уравнение кинетики реактора,}$$

где τ_n — среднее время жизни нейтронов одного поколения с учетом $k_{эф} - 1 \approx \rho$

- *Время жизни одного поколения мгновенных нейтронов $\tau_{\text{мгн}}$ складывается из трех величин: времени вылета быстрых нейтронов при делении ($\tau_{\text{дел}} \sim 10^{-14}$ с); времени замедления быстрых нейтронов до тепловых ($\tau_{\text{зам}} \sim 10^{-4}$ с); времени диффузии тепловых нейтронов до их захвата делющимся ядром ($\tau_{\text{диф}} \sim 10^{-3}$ с).*
- Таким образом, значение $\tau_{\text{мгн}}$ в цепной реакции деления на тепловых нейтронах определяется процессом диффузии: $\tau_{\text{мгн}} \sim \tau_{\text{диф}} \sim 10^{-3}$ с. При делении на быстрых нейтронах это время снижается до 10^{-7} с.

Управление ядерным реактором становится возможным благодаря наличию **запаздывающих нейтронов**

- Из уравнения кинетики реактора следует, что при значении $t_n = t_{\text{МГН}} = 10^{-3}$ с, если даже принять $\rho = 5 \cdot 10^{-3}$, плотность потока нейтронов возрастает за 1 с в 150 раз ($\Phi/\Phi_0 = e^{5 \sim 150}$). Поэтому цепная реакция деления на мгновенных нейтронах является **неуправляемой**.
- Управление ядерным реактором становится возможным благодаря наличию **запаздывающих нейтронов**. β – доля запаздывающих нейтронов. Хотя количество таких нейтронов мало, время их выхода достаточно велико. Поэтому среднее время жизни всех нейтронов t_n возрастает:
- $$t_n = t_{\text{зап}} \beta + t_{\text{МГН}} (1 - \beta). \quad (4.9)$$
- Для нуклида ^{235}U имеем $t_n \approx 0,1$ с при значениях $\beta = 0,0065$ и $t_{\text{зап}} = 13$ с. При $t_n \approx 0,1$ с возрастание плотности нейтронов за 1 с составляет всего 5% ($\Phi/\Phi_0 = e^{0,05} \approx 1,05$) и **цепная реакция деления становится надежно управляемой**.

- Эффективный коэффициент размножения реактора можно представить в виде суммы:
- $$k_{\text{эф}} = k_{\text{мгн}} + k_{\text{зап}} \quad (4.10)$$
- Первое слагаемое представляет собой коэффициент размножения на мгновенных нейтронах
- $$k_{\text{мгн}} = k_{\text{эф}} (1 - \beta). \quad (4.11)$$
- Второе слагаемое — это коэффициент размножения на запаздывающих нейтронах
- $$k_{\text{зап}} = k_{\text{эф}} \beta. \quad (4.12)$$
- **Если $k_{\text{мгн}} < 1$, то протекание цепной реакции зависит как от мгновенных, так и от запаздывающих нейтронов.** В этом случае при отсутствии делений на запаздывающих нейтронах происходит затухание цепной реакции. При $k_{\text{мгн}} > 1$ цепная реакция деления развивается на одних мгновенных нейтронах и становится неуправляемой.
- Реактор, у которого $k_{\text{мгн}} = 1$, называют мгновенно-критическим. Для такого реактора из соотношения (4.11) находим, что $k_{\text{эф}} \approx 1 + \beta$ или $\rho \approx \beta$.

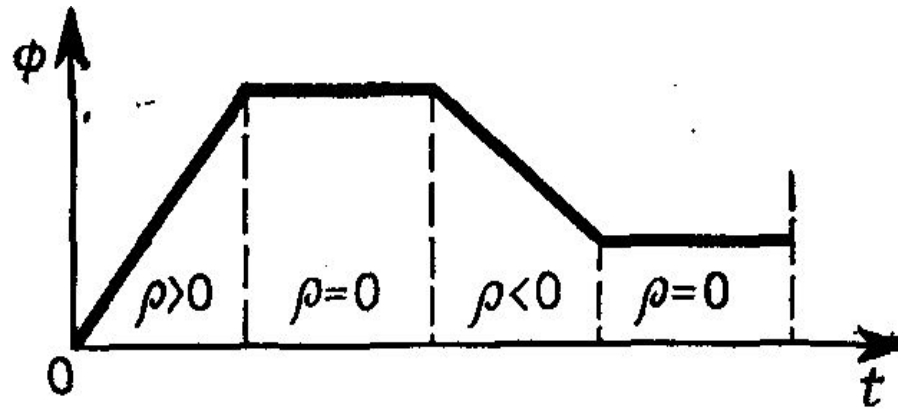
Три основные функции СУЗ:

- 1) компенсация избыточной реактивности;
- 2) изменение мощности реактора, включая его пуск и останов, а также регулирование (поддержание) мощности при малых, но достаточно быстрых отклонениях от критичности, вызванных случайными колебаниями параметров;
- 3) аварийная защита реактора (быстрое и надежное гашение цепной реакции деления).

Органы СУЗ

- Основной частью СУЗ являются *рабочие органы*, представляющие собой поглощающие стержни, которые вводят в активную зону.
- Чем глубже в активной зоне находится поглощающий стержень, тем больше захват нейтронов и ниже коэффициент размножения. В качестве поглощающих материалов используют бор, кадмий и др. Наибольшее распространение получил карбид бора B_4C , имеющий необходимую термическую и радиационную стойкость.
- В соответствии с функциями СУЗ поглощающие стержни разделяют на три группы: *стержни автоматического регулирования (АР)*, *компенсирующие стержни (КС)* и *стержни аварийной защиты (АЗ)*.
- Стержни АР служат для изменения мощности реактора и поддержания ее на заданном стационарном уровне. Перемещение стержней АР изменяет реактивность активной зоны и тем самым переводит реактор в различные состояния: надкритическое (рост мощности), критическое (стационарный уровень мощности) и подкритическое (снижение мощности).

Рис. Изменение плотности нейтронного потока при различных значениях реактивности.



- Компенсирующие стержни служат для компенсации запаса реактивности во время работы реактора и создания необходимой подкритичности в остановленном реакторе. В начальный период работы реактора они находятся в крайнем нижнем положении, т.е. полностью введены в активную зону. По мере работы реактора запас реактивности уменьшается и КС постепенно выводятся из активной зоны. Вывод их в крайнее верхнее положение свидетельствует о выработке всего запаса реактивности, о завершении кампании реактора.
- Для продолжения работы реактора требуется замена отработавшего ядерного топлива на свежее. Введение в активную зону большого числа КС с целью увеличения кампании реактора сопряжено с физическими и техническими трудностями. Поэтому при наличии КС в различные компоненты активной зоны дополнительно вводят *выгорающий поглотитель*. Во время работы реактора количество ядер выгорающего поглотителя непрерывно уменьшается вследствие захвата нейтронов и превращения их в другие нуклиды с низким сечением поглощения.

Система борного регулирования

- В реакторах с водяным охлаждением без кипения *система борного регулирования*, обеспечивает компенсацию медленных изменений реактивности в течение всей кампании. В водный теплоноситель,, добавляют борную кислоту. Ее концентрация зависит от времени работы реактора и определяется темпом и глубиной выгорания ядерного топлива. Концентрация борной кислоты максимальна (до 1%) в начале кампании, затем ее постепенно снижают до нуля (в конце кампании).
- Достоинством борного регулирования является то, что оно не искажает поле нейтронного потока в активной зоне и приводит к снижению числа компенсирующих стержней в реакторе.
- Для прекращения цепной реакции деления при возникновении аварийных ситуаций, требующих немедленного останова реактора, в активную зону с максимальной скоростью вводят стержни аварийной защиты. Стержни АЗ находятся в работающем реакторе вне активной зоны, а при необходимости под действием собственного веса или специальных устройств быстро падают в АЗ , снижая ее реактивность и прекращая цепную реакцию деления