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 $1,6*10^{-19}$ Кл (единичный заряд). Масса покоя протона равна $m_p = 1,6726*10^{-27}$ кг.

1. Протон — это ядро атома водорода.

- Нейтрон не имеет заряда.
- Масса покоя нейтрона равна = $1,6749* 10^{-27}$ 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: ${}_{z}^{A}X$. Например, ядро атома водорода записывается следующим образом ${}_{1}^{1}H$, гелия — ${}_{2}^{4}He$, урана — ${}_{92}^{235}U$ 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 ${}_{6}^{12}C$ и равна $1{,}6605 * 10^{-27}$ 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 $^{1}_{1}H$, дейтерий $^{2}_{1}D$, тритий $^{3}_{1}H$; изотопами урана являются $^{233}_{92}U$, $^{235}_{92}U$, $^{238}_{92}U$ и т. п.
- Для простоты описания ядерных реакций удобно представлять ядро в виде шара . Радиус ядра с массовым числом A равен:

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

- 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 ~ 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

$E = mc^2 = 1(3*10^8)^2 = 9*10^{16}$ Дж $= 2{,}5*10^{10}$ 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$1,6*10^{-19}$ Кл) при прохождении точек электрического поля, разность потенциалов между которыми равна 1В.
- Работа, совершаемая в этом поле над зарядом равным 1Кл, равна 1Дж;

  тогда 1эВ=$1,6*10^{-19}$ Дж, или 1Дж=$6,25*10^{18}$ эВ.
- При рассмотрении ядерных реакций, в которых участвуют ядерные силы намного превышающие силы атомных взаимодействий, используют единицу равную

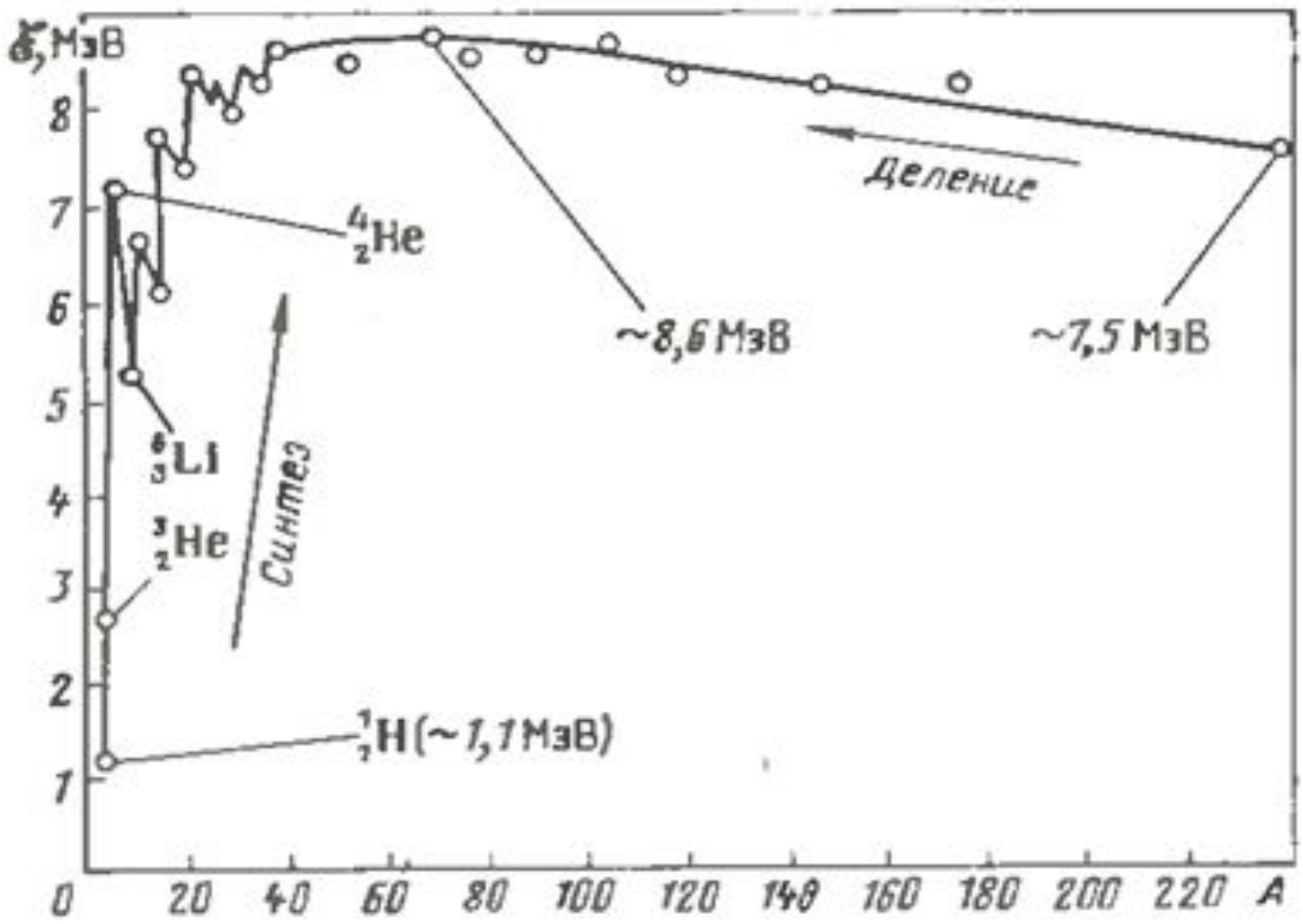
  10^6 эВ = 1 МэВ.
- Энергия массы, равной 1 а.е.м.:

$E = mc^2 = 1,6605 * 10^{-27}(3*10^8)^2 = 1,49*10^{-10}$ Дж=931m 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 $E=mc^2$ (с - 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: $\varepsilon_{св} \approx (8 \pm 1)$ 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 $\varepsilon_{св}$ быстро растет, достигая максимальных значений при A=50-60. Нуклиды с такими массовыми числами наиболее устойчивы. Для $^{60}_{28}Ni$ имеем $\varepsilon_{св}$ = 8,8 МэВ. .

Рис. 1. Зависимость средней удельной энергии (Есв) связи нуклона от массового числа.



2.1. Устойчивость ядер.

- Из факта убывания Есв для нуклидов с массовыми числами больше или меньше 50-60 следует, что для ядер с малыми А энергетически выгоден процесс слияния - термоядерный синтез, приводящий к увеличению массового числа, а для ядер с большим А -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.

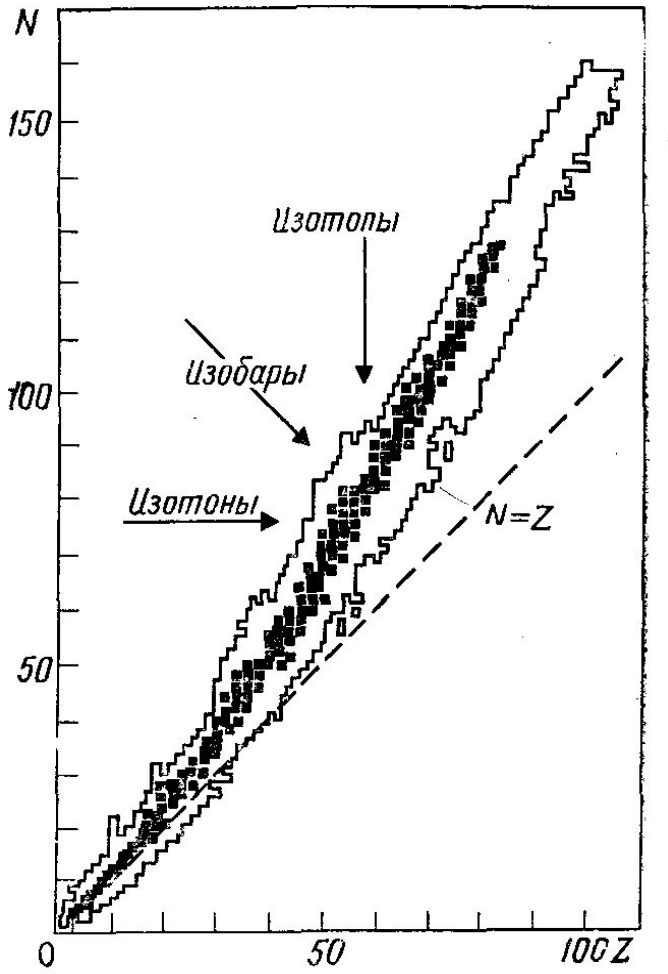
- Устойчивость ядер существенно зависит от (A-Z)/Z - отношения чисел нейтронов и протонов. Ядра лёгких нуклидов наиболее устойчивы при (A-Z)/Z = 1.
- С ростом массового числа становится всё более заметным электростатическое отталкивание между протонами, и область устойчивости сдвигается к значениям (A-Z)/Z > 1.
- Для наиболее тяжёлых нуклидов (A-Z)/Z = 1.5.

- **Изоба́ры** — нуклиды разных элементов, имеющие одинаковое массовое число; например, изобарами являются 40Ar, 40K, 40Ca
- **Изото́ны** — нуклиды, имеющие одинаковое количество нейтронов, но различающиеся по числу протонов в ядре.
- **Изото́пы** —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 $^{40}_{20}Ca$.
- 3. При значениях Z>20 отношение *N/Z* начинает отклоняться вверх от прямой *N=Z.* Чем тяжелее ядро, тем больше отклонение. Например, *N/Z* ≈ 1,54 для $^{208}_{82}Pb$

- **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 $E_{св}$.**

- **Энергии связи ядра $E_{св}$ соответствует дефект массы Δm ядра, который равен разности между суммой масс покоя нуклонов, составляющих ядро, и массой ядра**:
- $\Delta m = Z m_p + N m_n - m_я$, (п. 1.6)
- где m_p, m_n, $m_я$ — масса протона, нейтрона и ядра соответственно, а. е. м. В этом случае
- $E_{св} = 931\ \Delta m$ МэВ. (п .1.7)
- **Энергия связи может быть выражена через массы нейтральных атомов — исходного М и атомов водорода $M_н$:**
- $E_{св} = 931\ [Z M_H + (A - Z) m_n - M]$ 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**:
- $\varepsilon = E_{св} / A = (Zm_p + Nm_n - m_я)$ Мэв. (п. 1.9)
- Чем больше ε, тем устойчивее ядро.
- **Нейтрон, поглощенный ядром, увеличивает энергию на энергию связи**
- $\varepsilon_n = 931 [(m_{Z,A} + m_n) - m_{Z,A+1}]$ МэВ , (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
- $\Delta m_f = m_я + m_n - (m_1 + m_2 + \nu_f m_n)$, (п.1.11)

- где $m_я$, 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 $T_{1/2}$
- $N_я / N_{я0} = \exp(-\lambda T_{1/2}) = 1/2.$ (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 ~10^{17} част./(м^2·с) 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 х 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.**

$$U-235+{}^{1}_{0}n \rightarrow U-236^{*} \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1}X+{}^{A_2}_{Z_2}Y$$

$$U-238+{}^{1}_{0}n \rightarrow U-239^{*} \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1}X+{}^{A_2}_{Z_2}Y$$

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 достигает18 МэВ, средняя энергия 2 МэВ.

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

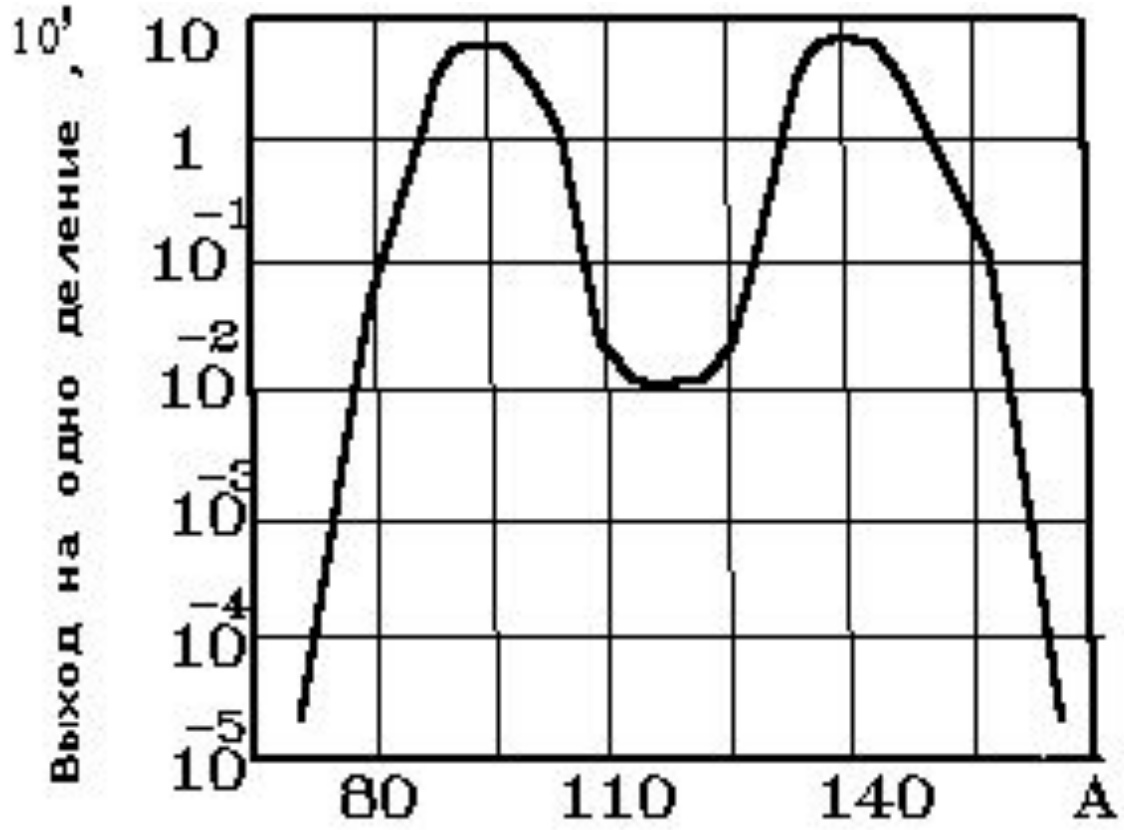
Ускорение осколков заканчивается при достижении ими границ исходного атома r приблизительно равно 10^{-11}м

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 $^{A_1}_{Z_1}X$ и воздействующую частицу *a*, а в правой части — продукты ядерной реакции (новое ядро $^{A_2}_{Z_2}Y$ и выделяющуюся частицу b):

$$^{A_1}_{Z_1}X + a \rightarrow C^* \rightarrow b + {}^{A_2}_{Z_2}Y$$

- 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 $E_к$ и энергии связи присоединившегося нуклона $E_{св}$:**
- $E^* = E_к + E_{св}$
- 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

$$P = \sigma \Phi N_{я,F},$$

- 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 б = $10^{-28}М^2$**

- 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, имеющее размерность обратной длины, определяют как число взаимодействий нейтронов с ядрами за единичное время и в единичном объеме среды:**

$$\Sigma = N_я \sigma, \qquad (2.20)$$

где $N_я$ — число ядер в единичном объеме.

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

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

- 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* $n_{зам}$ нейтрона с ядрами, которое приводит к его замедлению от начальной энергии до тепловой области ($E_т$):

- $n_{зам} = \ln(E_0/E_т)/\xi.$ (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 $\Sigma_{а,т}$. 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:
- $k_{зам} = \xi \Sigma_s / \Sigma_{а,т}$. (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 ‹$r_{зам}$› от места генерации (см. рис.3.1.).
- **Величину $L_s = [1/6 \langle r^2_{зам} \rangle]^{1/2}$ называют *длиной замедления,* а квадрат длины замедления — *возрастом нейтронов* т .**
- **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 ‹$r_{диф}$›. **Величину $L = [1/6 \langle r^2_{диф} \rangle]^{1/2}$ называют *длиной диффузии* тепловых нейтронов**.
- **Среднее расстояние, на которое смещается нейтрон от места своего рождения (быстрым) до места своего поглощения (тепловым), характеризуют *длиной миграции М:***
- $M^2 = т + L^2$. (2.26)

Таблица 2.2. Свойства замедлителей.

Вещество	$\xi \Sigma_s, м^{-1}$	$k_{бескон}$	$\tau \cdot 10^{-2}, м^2$	L, м	M, м
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 (10МэВ-1кэВ), промежуточных или резонансных (1кэВ-0,625эВ) и тепловых нейтронов (-эВ). Нейтроны, образующиеся при делении ядер в реакторах, имеют энергии выше нескольких кило электрон вольт, т.е. все они относятся к быстрым нейтронам.**

$0.625 \cdot 10^{-3}$

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.

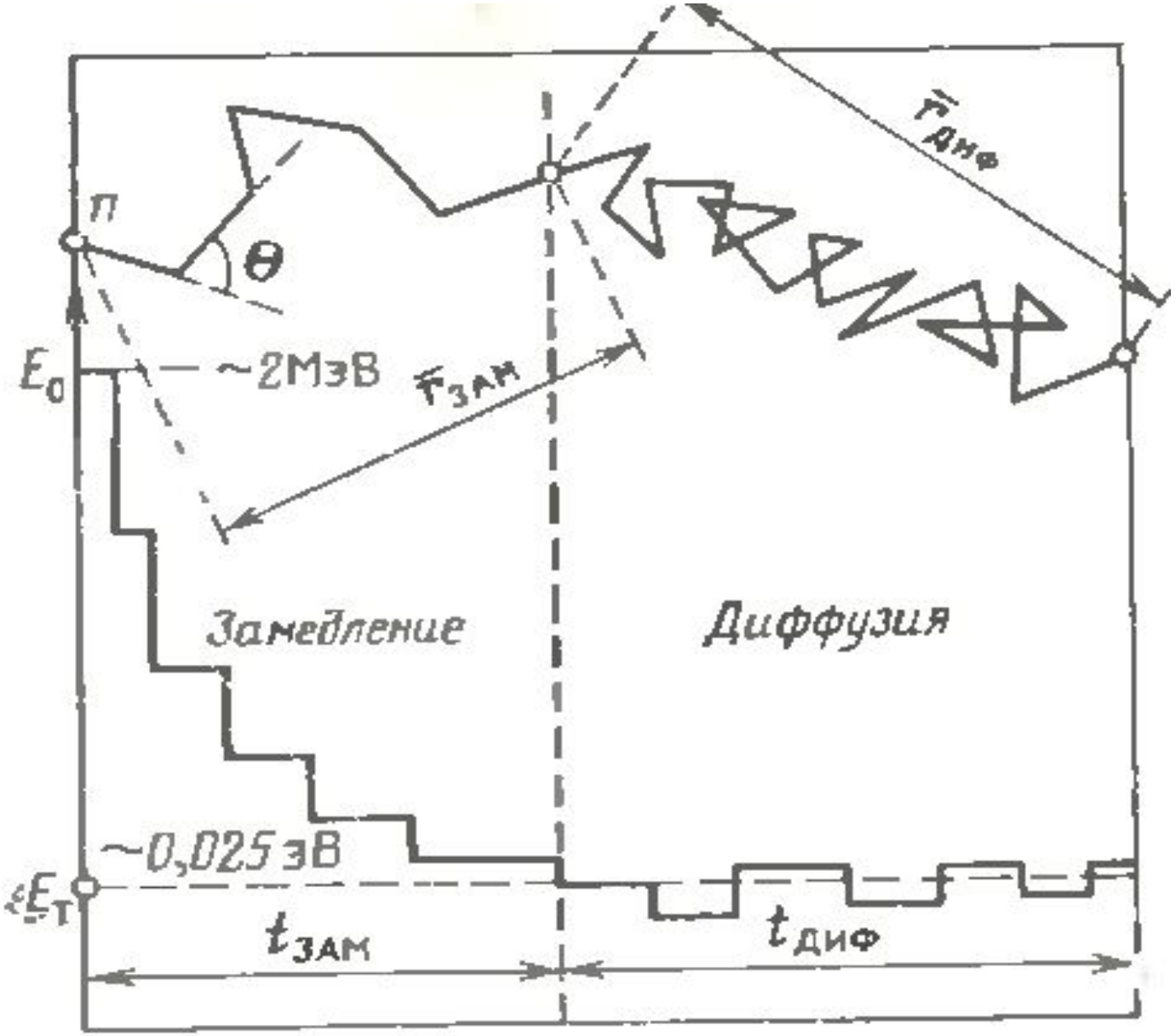


Таблица *Время замедления, диффузии и полное время жизни нейтрона в чистом замедлителе*

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

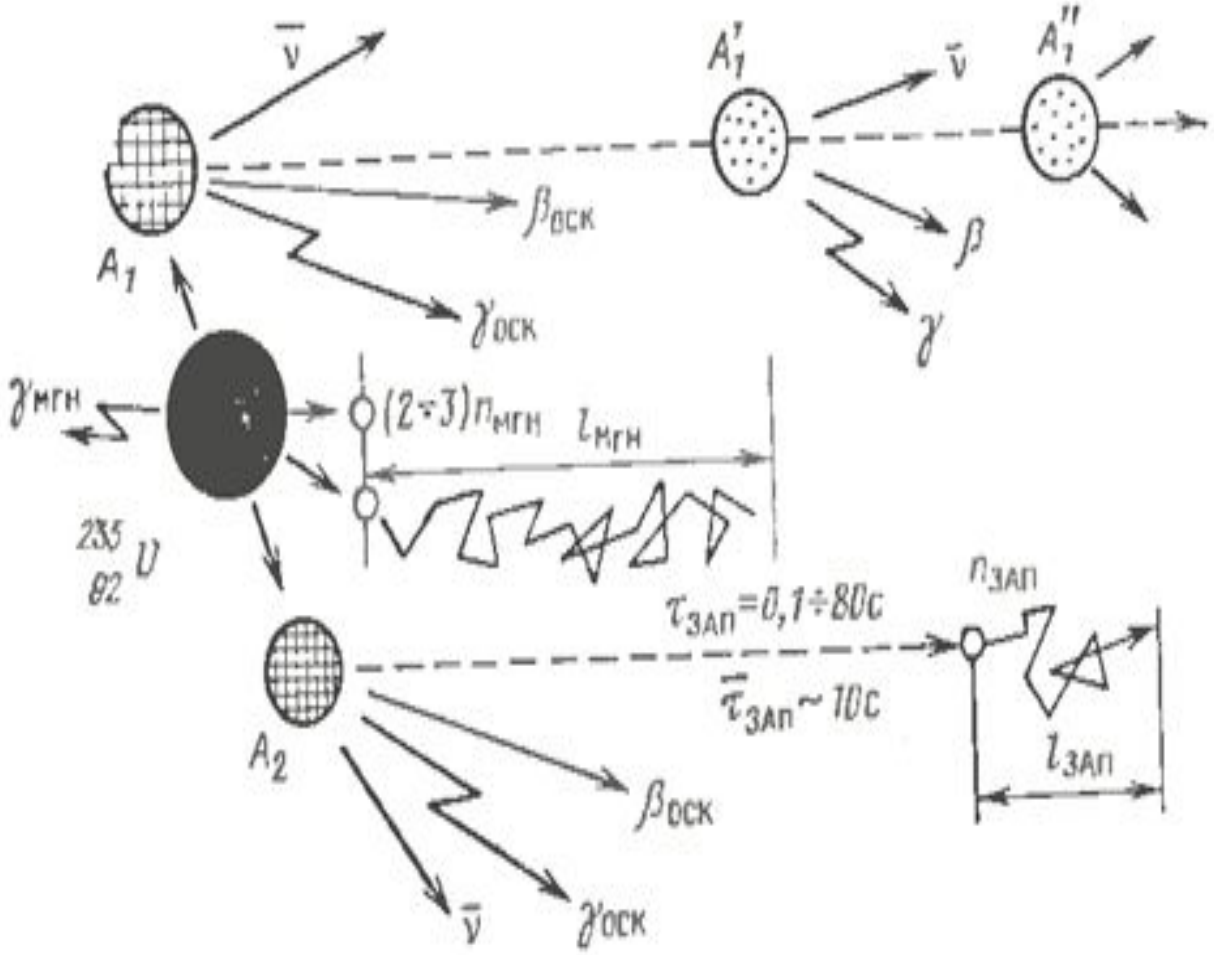
- **Значение k_∞** в размножающей среде, содержащей ядерное топливо и замедлитель, **определяется участием нейтронов в следующих четырех процессах,** представляющих различные фазы замкнутого нейтронного цикла:
- **1) деление на тепловых нейтронах,**
- **2) деление на быстрых нейтронах,**
- **3) замедление 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:
- $\eta = \nu\sigma_{f5}/(\sigma_{f5} + \sigma_{\gamma 5} + \sigma_{\gamma 8}N_8/N_5)$. **(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 (σ_{f5} = 583,5 б, $\sigma_{\gamma 5}$ = 97,4 б, N_8 = 0) значение η = 2,071. Для естественного урана (N_8/N_5 = 140) имеем η = 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)**

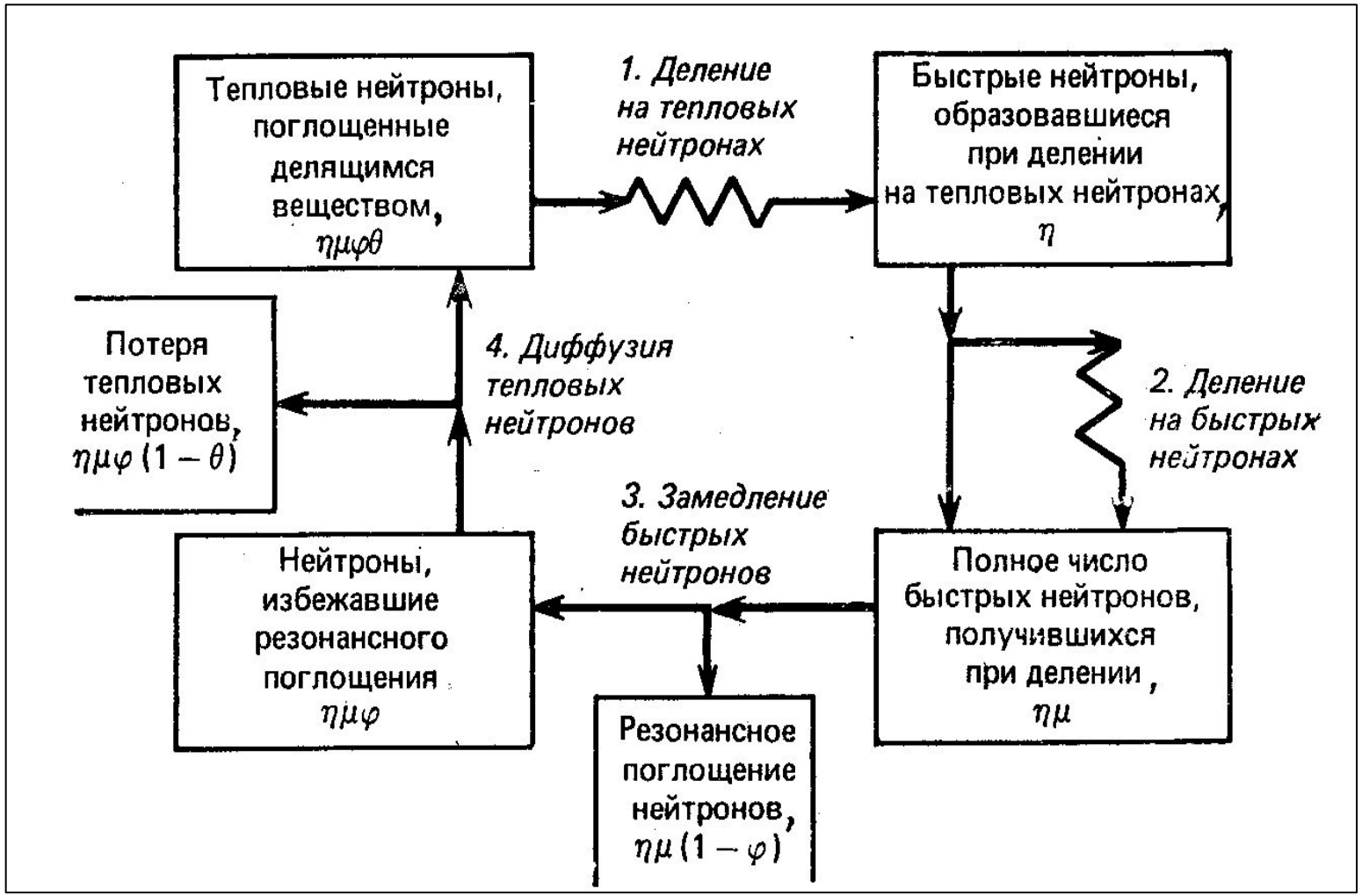
- В резонансной области энергий основным поглотителем замедляющихся нейтронов являются ядра ^{238}U. **Вероятность избежать резонансного поглощения (*коэффициент* φ) связана с плотностью N_8 ядер ^{238}U и замедляющей способностью среды $\xi\Sigma_s$ соотношением**
- $\varphi = \exp[- N_8 I_{а,эф} / (\xi\Sigma_s)]$. **(3.9)**
- Величину $I_{а,эф}$, 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.**

- $$\theta_{гет} = \Sigma_{а,ят}\Phi_{ят}/(\Sigma_{а,ят}\Phi_{ят} + \Sigma_{а,зам}\Phi_{зам}) \qquad (3.13)$$

- **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 $\eta\mu\varphi\theta$ нейтронов.
- Таким образом, **коэффициент размножения в бесконечной среде количественно выражается формулой четырех сомножителей:**
- $k_\infty = n\,\eta\mu\varphi\theta/n = \eta\mu\varphi\theta.$ (3.14)

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



- **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 φθ и, следовательно, k_∞, имеют максимальные значения при оптимальном отношении $N_{зам}/N_{ят}$.**

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 Ф нейтронного потока зависит от ее исходного значения и количества вторичных нейтронов, образующихся за 1 с:

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

где τ_n — среднее время жизни нейтронов одного поколения **с учетом $k_{эф}$ –1≈ρ**

- *Время жизни одного поколения мгновенных нейтронов* $\tau_{мгн}$ складывается из трех величин: *времени вылета быстрых нейтронов* при делении ($\tau_{дел} \sim 10^{-14}$ с); *времени замедления быстрых нейтронов* до тепловых ($\tau_{зам} \sim 10^{-4}$ с); *времени диффузии тепловых нейтронов* до их захвата делящимся ядром ($\tau_{диф} \sim 10^{-3}$ с).
- Таким образом, значение $\tau_{мгн}$ в цепной реакции деления на тепловых нейтронах определяется процессом диффузии: $\tau_{мгн} \sim \tau_{диф} \sim 10^{-3}$ 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 $\tau_n = \tau_{мгн} = 10^{-3}$ 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 τ_n возрастает:
- $$\tau_n = \tau_{зап}\beta + \tau_{мгн}(1 - \beta). \qquad (4.9)$$
- Для нуклида ^{235}U имеем $\tau_n \approx 0{,}1$ с при значениях $\beta = 0{,}0065$ и $\tau_{зап} = 13$ с. При $\tau_n \approx 0{,}1$ 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:
- $k_{эф} = k_{мгн} + k_{зап}$. (4.10)
- Первое слагаемое представляет собой коэффициент размножения на мгновенных нейтронах
- $k_{мгн} = k_{эф} (1 – \beta)$. (4.11)
- Второе слагаемое — это коэффициент размножения на запаздывающих нейтронах
- $k_{зап} = k_{эф} \beta$. (4.12)
- **Если $k_{мгн}<1$, 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 $k_{мгн}>1$ цепная реакция деления развивается на одних мгновенных нейтронах и становится неуправляемой.
- Реактор, у которого $k_{мгн}=1$, называют мгновенно-критическим. Для такого реактора из соотношения (4.11) находим, что $k_{эф} \approx 1 + \beta$ или $\rho \approx \beta$.

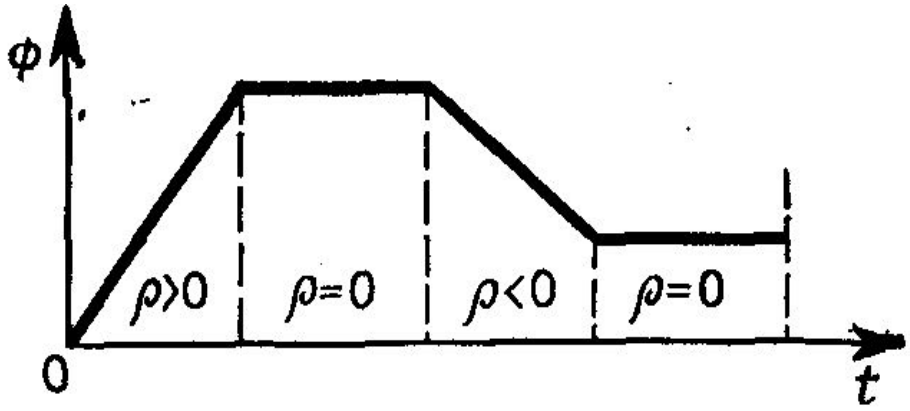
Три основные функции СУЗ:

- 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