

Профессор  
И.Н.Бекман

## ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

### Лекция 19. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В РЕАКТОРЕ

Создание атомных бомб на основе неуправляемой ядерной реакции деления, наглядно продемонстрировало практическую ценность ядерной физики. Не менее важным оказалось и внедрение в промышленность управляемой цепной реакции вынужденного деления тяжёлых ядер. Были созданы ядерные реакторы различного типа: экспериментальные (для измерения физических величин, значение которых необходимо для проектирования ядерных реакторов), исследовательские реакторы (потоки нейтронов и  $\gamma$ -квантов, создаваемые в активной зоне, используются для исследований в области ядерной физики, физики твёрдого тела, биологии, для испытания материалов), промышленные (для наработки «оружейных» нуклидов – урана-233, плутония-239 и трития, а также «мирных» нуклидов), энергетические (для атомных электростанций, тепловых атомных электростанций, опреснителей морской воды, производства), транспортные (для подводных лодок, ледоколов, поездов, самолётов, космических аппаратов) и источники ионизирующих излучений для радиационной химии и материаловедения.

**Ядерный реактор** - устройство, в котором осуществляется управляемая цепная ядерная реакция, сопровождающаяся выделением энергии. Составными частями любого ядерного реактора являются: активная зона с ядерным топливом, обычно окруженная отражателем нейтронов, теплоноситель, система регулирования цепной реакции, радиационная защита, система дистанционного управления. Основной характеристикой ядерного реактора является его мощность. Мощность в 1 МВт соответствует цепной реакции, в которой происходит  $3 \times 10^{16}$  актов деления в 1 сек.

В данной лекции мы применим некоторые положения теоретической ядерной физики для описания работы атомного реактора.

В современной ядерной энергетике известны два основных топливных цикла – уран-плутониевый и уран-ториевый. Первый основывается на реакциях деления  $^{235}\text{U}$  и синтеза делящегося  $^{239}\text{Pu}$  из  $^{238}\text{U}$ , а второй – на делении  $^{233}\text{U}$  из  $^{232}\text{Th}$  в реакциях с нейтронами:

1.  $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$
2.  $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U}$

Мы, в основном, будем заниматься первым из них.

## 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

### 1.1 Свойства нейтронов

Важное свойство ядерных реакций с участием нейтронов – возрастание по параболическому закону сечения ядерной реакции при уменьшении энергии нейтронов. Поэтому, большинство современных энергетических ядерных реакторов работает на нейтронах, находящимися в тепловом равновесии с окружающей средой. Между тем при делении тяжёлых ядер выделяются быстрые нейтроны (энергия несколько МэВ). Необходимо их замедлить, но замедление нейтронов – не тривиальная задача. Остановимся на этом несколько подробнее.

Прежде всего, напомним свойства нейтрона.

**Нейтрон** - нейтральная (не обладающая электрическим зарядом) элементарная частица со спином  $1/2$  (в единицах постоянной Планка  $\hbar$ ) и массой, незначительно превышающей массу протона.

Основные свойства нейтрона:

**Масса:** 939,565346 МэВ,  $1,674927211 \times 10^{-27}$  кг, 1,00866491597 а.е.м.), что на 0,14 % больше, чем масса протона:  $m_n - m_p = 1,29344$  МэВ; ( $m_n = 1840 m_e$ , где  $m_e$  - масса электрона).

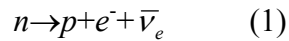
**Спин:** 1/2 (Как частица с полуцелым спином, нейтрон подчиняется статистике Ферми-Дирака, т.е. является фермионом)

**Время жизни** - в свободном состоянии: 885,7 секунды (период полураспада - 614 секунд)

**Магнитный момент** -1,91304273(45) ядерного магнетона (отрицателен, т. е. направлен противоположно механическому, спиновому, моменту количества движения). Наличие магнитного момента у нейтрона, так же как аномальная величина магнитного момента протона ( $m_p = 2,79m_n$ ), указывает на сложную внутреннюю структуру этих частиц, т. е. внутри них существуют электрические токи, создающие дополнительный "аномальный" магнитный момент протона  $1,79m_n$  и приблизительно равный ему по величине и противоположный по знаку магнитный момент нейтрона ( $-1,9m_n$ ). Несмотря на нулевой электрический заряд, нейтрон не является истинно нейтральной частицей. Античастицей нейтрона является антинейтрон, который

не совпадает с самим нейтроном. Нейтроны относятся к классу сильно взаимодействующих частиц (адронов) и входят в группу барионов, т. е. обладают особой внутренней характеристикой – барионным зарядом, равным, как и у протона ( $p$ ), + 1.

Нейтроны устойчивы только в составе стабильных атомных ядер. Свободный нейтрон - нестабильная частица, распадающаяся на протон, электрон ( $e^-$ ) и электронное антинейтрино ( $\bar{\nu}_e$ )



Среднее время жизни нейтрона  $\tau = 16$  мин. В веществе свободные нейтроны существуют ещё меньше (в плотных веществах единицы - сотни мксек) из-за сильного поглощения ядрами. Поэтому свободные нейтроны возникают только в результате ядерных реакций. Свободный нейтрон способен взаимодействовать с атомными ядрами; исчезая, нейтрон вызывает ту или иную ядерную реакцию, из которых особое значение имеет деление тяжёлых ядер, а также радиационный захват нейтрона, приводящий в ряде случаев к образованию радиоактивных изотопов. Большая эффективность нейтронов в осуществлении ядерных реакций, своеобразии взаимодействия с веществом медленных нейтронов делают нейтроны важным орудием исследования в ядерной физике. В практических приложениях нейтроны играют ключевую роль в ядерной энергетике производстве трансурановых элементов и радиоактивных изотопов, а также широко используются в химическом анализе и в геологической разведке.

Нейтроны участвуют во всех известных взаимодействиях элементарных частиц - сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном.

## 1.2 Свойства нейтронов различных энергий

Проходя сквозь вещество, нейтроны вызывают различные ядерные реакции и упруго рассеиваются на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество: замедление, диффузия, поглощение и т. д. Так как нейтрон имеет нулевой электрический заряд, он практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек. Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс.

Сечения различных нейтрон-ядерных реакций зависят от энергии нейтронов, сильно и нерегулярно изменяются от ядра к ядру при изменении  $A$  или  $Z$ . Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в среднем растут по закону " $1/v$ " при уменьшении энергии нейтрона ( $v$  – скорость движения нейтронов). По этому свойству нейтроны разделяются на две большие группы – **медленных** и **быстрых** нейтронов. Граница между этими группами не является строго определённой. Она лежит в области 1000 эВ.

**Замечание.** «Медленность» медленных нейтронов относительна: нейтрон с энергией 0.025 эВ имеет скорость 2 км/сек.

Медленные нейтроны принято подразделять на **холодные**, **тепловые** и **резонансные**.

Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 0.025 эВ:  $E_{\text{хол}} < 0.025$  эВ. У них сильно проявляются волновые свойства, т.к. длина волны холодного нейтрона намного больше междуатомных расстояний. Энергия  $E_{\text{тепл}} = 0.025$  эВ определяет порядок энергий **тепловых** нейтронов. В температурной шкале

$$E_{\text{тепл}} = kT, \quad (2)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана, для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение  $T = 300^0$ , т.е. комнатная температура. Энергия  $E_{\text{тепл}}$  соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре. Нейтроны с энергиями от 0.5 эВ до 1 кэВ называют **резонансными**, потому что в этой области для средних и тяжёлых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частотол резонансов.

**Табл. 1.** Реакции с участием нейтронов.

Тип реакции	Сечение реакции
Радиационный захват ( $n, \gamma$ )	Идёт на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до $10^3$ и даже $10^4$ барн ( $^{135}\text{Xe}$ ); для быстрых нейтронов – от 0.1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние ( $n, n$ )	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние ( $n, n'$ )	Пороговая реакция. Сечение по порядку величины несколько барн.
( $n, p$ )	Наиболее важные реакции:

	$n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0,76 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 5400 \text{ барн,}$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 1.75 \text{ барн.}$
(n,α)	<p>Наиболее важные реакции:</p> $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ МэВ,}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 945 \text{ барн,}$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$
(n,2n)	Пороговая реакция. Порог ~10 - 15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.
(n,f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи ${}_{92}^{235}\text{U}$ , ${}_{92}^{238}\text{U}$ и т.д.

Нейтроны с энергиями 1 - 100 кэВ называют **промежуточными**. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны. В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются лёгкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии. К **быстрым** относят нейтроны с энергиями от 100 кэВ до 14 МэВ. В **Табл. 1** приведены области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

### 1.3 Замедление нейтронов

**Замедление нейтронов** - уменьшение кинетической энергии нейтронов в результате многократных столкновений с атомными ядрами вещества. В ядерных реакциях, являющихся источниками нейтронов, образуются быстрые нейтроны (с энергией > 1 МэВ). Быстрые нейтроны при соударениях с атомными ядрами теряют энергию крупными порциями, расходуя её главным образом на возбуждение ядер или их расщепление. В результате одного или нескольких столкновений энергия нейтрона становится меньше минимальной энергии возбуждения ядра (от десятков кэВ до нескольких МэВ в зависимости от свойств ядра). После этого рассеяние нейтрона ядром становится упругим, т. е. нейтрон расходует энергию на сообщение ядру скорости без изменения его внутреннего состояния. Замедление нейтронов применяется, например, в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

При одном упругом соударении нейтрон теряет в среднем долю энергии, равную  $2A/(A + 1)^2$  где  $A$  - массовое число ядра - мишени. Эта доля мала для тяжёлых ядер ( $1/100$  для свинца) и велика для лёгких ядер ( $1/7$  для углерода и  $1/2$  для водорода). Поэтому замедление нейтронов происходит на лёгких ядрах гораздо быстрее, чем на тяжёлых (**Табл. 2**).

**Табл. 2.** Среднее число столкновений  $N$ , среднее время замедления  $t$  и среднее квадратичное удаление  $L_B$  нейтрона от источника при замедлении нейтрона в неограниченной среде от энергии 1 МэВ до энергии 0,1 эВ

Вещество	N	t, мксек	$L_B$ , см
Свинец	1600	1300	200
Графит	110	70	43
Вода	23	3	13

Здесь: среднее число столкновений  $N$ , среднее время замедления  $t$  и среднее квадратичное удаление  $L_B$  нейтрона от источника при замедлении нейтрона в неограниченной среде от энергии 1 МэВ до энергии 0,1 эВ

Замедление нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами, т.к. если до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление нейтронов не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения порядка  $kT$ . Если нейтрон замедлился до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Нейтроны с энергиями  $kT$  находятся в тепловом равновесии со средой. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Замедление нейтронов приводит к образованию тепловых нейтронов - газа нейтронов, находящегося в тепловом равновесии со средой. Средняя энергия теплового нейтрона при комнатной температуре равна 0,04 эВ. В процессе замедления часть нейтронов теряется, поглощаясь при столкновении ядрами или вылетая из среды наружу. В замедлителях нейтронов - веществах, содержащих лёгкие ядра, слабо захватывающие нейтроны, - при больших размерах замедлителя потери малы и большая часть нейтронов, испущенных источником, превращается в тепловые нейтроны (для этого размеры замедлителя должны быть велики по сравнению с размером  $L_B$  области, в которой нейтроны диффундируют за время замедления (**Табл. 2**)).

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевый источник и т. п.) нейтроны рождаются с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время, как большинство нейтронных реакций, согласно закону "1/v", наиболее интенсивно идёт при низких энергиях нейтронов. В процессе замедления часть нейтронов поглощается ядрами или вылетает из среды наружу, то есть теряется. В замедлителях, содержащих лёгкие ядра, потери на поглощение малы и большая часть нейтронов, испущенных источником, превращается в тепловые нейтроны, при условии, что размеры замедлителя достаточно велики, по сравнению с размером  $L_B$ .

Замедляющие свойства вещества определяются величиной скорости уменьшения кинетической энергии нейтронов в единичном объёме вещества в единицу времени. Это уменьшение кинетической энергии нейтронов происходит в реакциях рассеяния на ядрах среды. Чем больше реакций рассеяния происходит в 1 см<sup>3</sup> среды за 1 с, тем больше энергии отнимает этот единичный объём вещества за 1 с у замедляющихся в нём нейтронов, и тем, следовательно, лучшим замедлителем может служить это вещество. Но число рассеяний в 1 см<sup>3</sup> вещества за 1 с - это не что иное, как скорость реакции рассеяния на ядрах этого вещества:  $R_s^i = \Sigma_s^i \Phi$  следовательно, вещество будет тем лучшим замедлителем, чем выше величина его макросечения рассеяния  $\Sigma_s$ .

Можно было бы считать  $\Sigma_s$  определяющей характеристикой замедляющих свойств веществ, если бы ядра всех веществ в одиночных рассеяниях отнимали у любого одиночного нейтрона одинаковую порцию энергии. Но дело обстоит не так: 1) ядра различных атомов отнимают у замедляющихся нейтронов существенно различные количества кинетической энергии; 2) даже у одного определённого сорта ядер величина этой порции сильно зависит от величины энергии рассеиваемого нейтрона. Величина потерь энергии нейтроном в последовательных рассеяниях в процессе замедления от рассеяния к рассеянию падает даже при замедлении на ядрах одного сорта. Поэтому нужна ещё какая-то характеристика замедляющих свойств для каждого сорта ядер, которая бы отражала способность этих ядер отнимать у нейтрона в одиночном рассеянии определённую среднюю кинетическую энергию.

Уменьшение нейтроном энергии в последовательных рассеяниях на ядрах однородной среды имеет экспоненциальный характер, т. е. начиная замедление с начального уровня энергии  $E_0$ , после  $k$  последовательных рассеяний нейтрон снижает свою кинетическую энергию до уровня:

$$E_k = E_0 \exp(-\xi k) \quad (3)$$

Единственной неизменной величиной в процессе экспоненциального замедления нейтрона является уменьшение натурального логарифма энергии нейтрона в одиночном рассеянии. Уменьшение натурального логарифма энергии замедляющегося нейтрона в одиночном рассеянии, усреднённое по всем рассеяниям на ядрах однородной среды, называется среднелогарифмической потерей энергии этих ядер.

Величина среднелогарифмической потери энергии для ядер различной массы:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (4)$$

где  $A$ , а.е.м. - массовое число ядра-рассеивателя (для водорода,  $A = 1$ , величина  $\xi = 1$ ).

С ростом  $A$  величина среднелогарифмической потери энергии ядер быстро уменьшается и уже при  $A > 3$  для вычисления её можно пользоваться упрощённой формулой:

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad (5)$$

Для ядер тяжёлых замедлителей (с  $A > 10$ ) формула ещё проще:

$$\xi \approx \frac{2}{A} \quad (6)$$

Итак, лёгкие ядра - лучшие замедлители нейтронов, чем более тяжёлые: чем больше  $A$ , тем меньше величина  $\xi$ , и тем меньше не только уменьшение логарифма энергии нейтрона в одном рассеянии, но и абсолютная средняя потеря энергии в этом рассеянии, которая связана с  $\xi$  простой зависимостью:

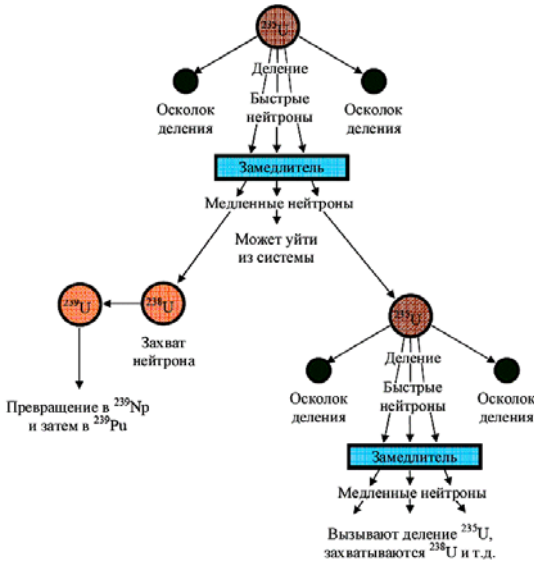
$$\Delta E = \xi E \quad (7)$$

$\Sigma_s$  и логарифмический декремент энергии вещества  $\xi$ , взятые порознь, являются однобокими характеристиками замедляющих свойств: одна из них учитывает только интенсивность рассеяний в единичном объёме вещества, другая - только энергетическую сторону процесса замедления на ядрах вещества. А вот произведение этих двух величин как раз и даёт ответ на вопрос, какой замедлитель является лучшим. Действительно, лучшими замедляющими свойствами обладает то вещество, которое имеет более высокие значения  $\xi$  и  $\Sigma_s$ , а, значит, обладает более высоким значением произведения  $\xi \Sigma_s$ .

**Произведение  $\xi\Sigma_s$  - замедляющая способность вещества.**

По величине замедляющей способности можно сравнивать замедляющие свойства различных замедлителей, составлять суждение, какой из замедлителей является лучшим, и подбирать материалы - замедлители для активных зон тепловых реакторов.

Если замедляющая способность вещества является исчерпывающей характеристикой природной склонности вещества к отбору энергии у замедляющихся в нём нейтронов, то это ещё не означает, что большая её величина даёт пропуск этому веществу для использования в качестве замедлителя в тепловом реакторе. Важно, чтобы замедлитель не только интенсивно замедлял нейтроны, но и не поглощал их в процессе замедления: не будем забывать, что любой нуклид обладает ненулевым микросечением радиационного захвата в диапазоне энергий замедления нейтронов в реакторе. Поэтому при равных величинах замедляющей способности материалов с точки зрения сохранения замедляющихся нейтронов лучшим замедлителем будет тот из них, у которого меньше величина макросечения поглощения надтепловых нейтронов.



**Рис. 1.** Влияние замедлителя нейтронов на ядерные реакции в реакторе.

Количественной мерой способности вещества хорошо замедлять и одновременно хорошо сохранять замедляющиеся нейтроны служит коэффициент замедления.

**Коэффициент замедления вещества** - отношение замедляющей способности вещества к его поглощающей способности в интервале энергий замедления (измеряемой величиной среднего значения макросечения поглощения вещества в этом интервале).

$$k_z = \xi\Sigma_s / \Sigma_a, \quad (8)$$

где  $\Sigma_s$  и  $\Sigma_a$  - макросечения замедления и поглощения нейтронов.

Для того чтобы понять основные закономерности процесса замедления нейтронов, рассмотрим сначала среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода – протоном. Так как массы нейтрона и протона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2}, \quad (9)$$

где  $E_0$ ,  $v$  – начальные энергия и скорость нейтрона,  $v_n$ ,  $v_p$  – соответственно скорости нейтрона и протона после столкновения. Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{Mv_n^2}{2} = \frac{Mv_p^2}{2} = \frac{E_0}{2} \quad (10)$$

где  $E_1$  – средняя энергия нейтрона после столкновения.

В водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжёлым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается. При рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом  $A$  средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \quad (11)$$

Например, если замедлителем является углерод  $^{12}\text{C}$ , то  $E_1 \approx 0.8E_0$ .

В углероде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое лишь после трёх столкновений. Замедление идёт тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т.е. имел малое сечение поглощения. Малы сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжёлая вода  $\text{D}_2\text{O}$ . Несколько худшим замедлителем является обычная вода  $\text{H}_2\text{O}$ , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, диоксид бериллия.

Важно, что потеря энергии на столкновение, пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ теряет 0.5 МэВ, а нейтрон с энергией в 10 эВ – всего 5 эВ. Длительность замедления и проходимый при замедлении путь слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Исключением являются водородосодержащие вещества. Сечение нейтрон – протон резко падает при повышении энергии выше 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородосодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии нейтрона. Время замедления нейтрона невелико. Даже в свинце нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ за  $4 \cdot 10^{-4}$  сек.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является **длина замедления**, обозначаемая через  $\tau^{1/2}$  [см]. Хотя размерность  $\tau$  вовсе не время, а квадрат расстояния, её называли (Э.Ферми) **возраст нейтронов**. Смысл этой величины состоит в том, что

$$\tau = \frac{\overline{r^2}}{6} \quad (12)$$

где  $\overline{r^2}$  - среднеквадратичное расстояние, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления в интервале энергий от 1 МэВ до 1 эВ. Длина замедления в хороших замедлителях имеет порядок десятков сантиметров (Табл. 4).

Начиная с энергий 0.5 – 1 эВ при столкновениях нейтронов с ядрами становится существенной тепловая энергия атомов. Распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, т.е. максвелловскому:

$$dN/dE \approx e^{-E/kT} E^{1/2}, E < 1 \text{ эВ}. \quad (13)$$

Этот процесс называется **термализацией** нейтронов.

### 1.4 Замедлители нейтронов

**Замедлитель нейтронов** - вещество с малой атомной массой, служащее для замедления, образующихся при делении ядер нуклидов, нейтронов с высокой энергией (0,5-10 МэВ) до тепловых энергий (менее 1 эВ). (Т.е. вещество в активной зоне ядерного реактора, служащее для уменьшения кинетической энергии быстрых нейтронов до величин энергии тепловых нейтронов, которые вызывают деление ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ .) Наиболее распространенные замедлители нейтронов - графит, обычная вода, тяжелая вода и бериллий, которые слабо поглощают тепловые нейтроны. В реакторах на быстрых нейтронах, в которых для деления используются нейтроны деления большой энергии, замедлитель отсутствует

По механизму замедления нейтронов среды разделяются на три группы: 1) «лёгкие»; 2) «тяжёлые»; 3) «резонансные». Эффективность вещества, как замедлителя нейтронов, характеризуется его замедляющей способностью. Чем выше замедляющая способность, тем меньший объем вещества нужен для замедления нейтронов до данной энергии.

В тепловом ядерном реакторе в качестве материала - замедлителя должен использоваться такой, который: 1) обладает высокими замедляющими свойствами; 2) имеет малое макросечение поглощения тепловых и резонансных нейтронов.

Последнее требование вытекает из соображений экономии нейтронов. Чем меньшую величину имеют макросечения поглощения замедлителя в тепловой области энергий нейтронов, тем выше соответственно коэффициент использования нейтронов в реакторе,  $\theta$ , и вероятность избежать нейтронный захват,  $\phi$ . Объем замедлителя в активной зоне теплового реактора выбирается из соображений получения в нём теплового (близкого к максвелловскому) спектра, а это значит, что выбор в качестве замедлителя слабопоглощающего материала является единственной возможностью для повышения  $\theta$  и  $\phi$ .

Кроме того, по условиям работы в активной зоне замедлитель должен обладать: 1) химической, термической и радиационной стойкостью; 2) не иметь при радиационном захвате таких дочерних продуктов, которые являлись бы более сильными поглотителями нейтронов.

**Табл. 3.** Характеристики шести лучших природных замедлителей.

Характеристики	Вещества					
	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	Be	BeO	C	Zr
$\rho, \text{г/см}^3$	1.0	1.10	1.85	2.96	1.6	6.4
$\xi$	0.926	0.509	0.207	0.174	0.158	0.0218
$\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.495	0.352	0.749	0.670	0.405	0.344
$\xi\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.35	0.179	0.155	0.120	0.064	0.0075
$k_3$	61	1900	125	170	170	0.93
$\tau_s, \text{см}^2$	26.9	118.0	90.0	95.0	297	2082.4

К числу лучших замедлителей, широко используемых в ядерной физике и ядерной технике для превращения быстрых нейтронов в тепловые, относятся вода, тяжёлая вода, бериллий, графит.

**Вода.** Достоинства обычной воды, H<sub>2</sub>O, как замедлителя - доступность и дешевизна. Она является первым замедлителем по величине замедляющей способности, но по величине коэффициента замедления - на пятом месте, уступая тяжёлой воде, бериллию, оксиду бериллия и графиту потому, что вода обладает более высоким значением макросечения поглощения замедляющихся нейтронов. Недостатки воды - низкая температура кипения и поглощение тепловых нейтронов. Первый недостаток устраняется повышением давления в первом контуре. Поглощение тепловых нейтронов водой компенсируют применением ядерного топлива из обогащённого урана. К недостаткам воды относится то, что в первичных процессах передачи тепла от источника к потребителю вода переносит твёрдые вещества и газы от реактора к другим частям системы. Замедление нейтронов сопровождается захватом нейтронов и протонов, в результате чего образуются нежелательные радиоактивные примеси. Вода реагирует с реакторными материалами, т.е. вода обладает химической агрессивностью, особенно при наличии примесей в ней. Большая часть затрат при использовании воды в реакторах обусловлена технологией её приготовления (двойная дистилляция) и необходимостью поддержания в реакторе особого водного режима, направленного на сохранение чистоты воды и создание в ней условий, способствующих минимизации коррозионных процессов в конструкционных материалах. Низкая температура кипения воды при атмосферном давлении (100°C) заставляет использовать её в энергетических реакторах при относительно высоких (16-18 МПа) давлениях.

Вода, как замедлитель, используется в легководных, в основном, водо-водяных реакторах, например, в отечественных ВВЭР.

**Тяжёлая вода.** Тяжёлая вода (HDO) по своим химическим и теплофизическим свойствам мало отличается от обычной воды. Она практически не поглощает нейтронов, что даёт возможность использовать в качестве ядерного топлива природный уран в реакторах с тяжеловодным замедлителем. Недостатки: редкая распространённость в природе, энергоёмкая и дорогостоящая технология получения чистой тяжёлой воды (0.5% примесей в тяжёлой воде снижают коэффициент замедления её почти на порядок). Тяжёлая вода – замедлитель нейтронов в канадском канальном графито-водном реакторе КАНДУ.

**Графит.** Графит относится к тяжёлым замедлителям. Применение графита в качестве замедлителя и конструкционного материала в строительстве ядерных реакторов обусловлено его лёгкостью механической обработки, радиационной стойкостью, малым сечением захвата нейтронов (~4 мбарн), и довольно хорошей замедляющей способностью, исключительно высокими тепловыми свойствами, теплостойкостью и достаточной прочностью. По величине замедляющей способности графит уступает воде, но коэффициент замедления у него существенно выше. По величине коэффициента замедления  $K_3$ , т. е. отношению замедляющей способности к макроскопическому сечению поглощения, реакторный графит ( $K_3=190$ ) хотя и далёк от D<sub>2</sub>O ( $K_3=3300$ ), но близок к Be ( $K_3=150$ ), BeO ( $K_3=200$ ) и значительно выше H<sub>2</sub>O ( $K_3=61$ ). Замедляющая способность графита объясняется его малым ( $A=12,01$ ) атомным весом. Природный графит содержит до 20% различных примесей, в том числе бор, хороший поглотитель. Поэтому природный графит непригоден как замедлитель нейтронов. Реакторный графит получают искусственно из смеси нефтяного кокса и каменноугольной смолы. Технология получения высокоочищенного реакторного графита сложна и энергоёмка, что обуславливает его высокую стоимость (>10 долл/кг). Нагретый в воздухе до 400°C графит загорается. Поэтому в энергетических реакторах он содержится в инертной атмосфере: использование для охлаждения графита азотно-гелиевой смеси позволяет поддерживать температуру графитовой кладки не выше 650°C. Ещё один недостаток графита связан с тем, что при облучении в ядерном реакторе свойства

графита значительно изменяются вследствие смещения быстрыми нейтронами атомов углерода из узлов кристаллической решетки и создания в ней структурных изменений.

Графит применяется в промышленных реакторах, предназначенных для наработки оружейного плутония и энергетических графито-водяных реакторах, например, в РБМК.

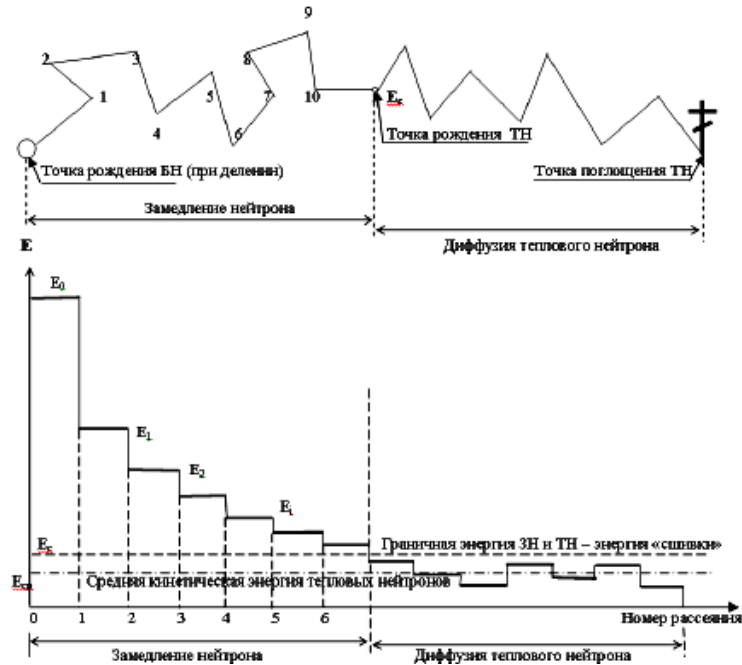
**Бериллий.** Бериллий один из лучших замедлителей. Он имеет высокую температуру плавления ( $1282^{\circ}\text{C}$ ) и теплопроводность, совместим с углекислым газом, водой, воздухом и некоторыми жидкими металлами. Однако, в пороговой реакции  ${}^9\text{Be}(n, 2n)2\alpha$  возникает гелий, поэтому при интенсивном облучении быстрыми нейтронами в бериллии накапливается газ, под давлением которого он распухает. Применение бериллия ограничено его высокой стоимостью. Из бериллия изготавливают отражатели и вытеснители воды в активной зоне исследовательских реакторов, он также используется в некоторых видах атомного оружия. Бериллий и оксид бериллия не получили широкого распространения в качестве замедлителя для энергетических реакторов из-за его высокой стоимости и малой радиационной стойкости.

Итак, наилучшей замедляющей способностью обладает обычная (легкая) вода вследствие большого сечения рассеяния тепловых нейтронов. Поэтому в лёгководных реакторах размеры активной зоны наименьшие. Однако при этом концентрация делящихся нуклидов в ядерном топливе должна быть достаточно высокой, т. е. оно должно быть обогащенным. Это обусловлено большим сечением поглощения нейтронов в обычной воде. Коэффициент замедления графита в 3 раза больше, чем легкой воды, но значительно ниже по сравнению с тяжелой водой. Поэтому в реакторах с графитовым замедлителем критическая масса меньше, чем в лёгководных реакторах, но больше, чем в тяжеловодных. Замедляющая же способность графита наименьшая из этих трех замедлителей. Таким образом, активные зоны реакторов с графитовым замедлителем имеют наибольшие размеры. В них используют топливо с низким обогащением по делящемуся нуклиду.

## 1.5 Диффузия нейтронов

Уцелевшие в процессе замедления в активной зоне реактора нейтроны становятся тепловыми и вступают в качественно новый процесс - диффузии.

**Диффузия тепловых нейтронов** - процесс пространственного переноса тепловых нейтронов в среде при постоянном среднем значении их кинетической энергии.



**Рис. 2.** Упрощённые (плоские) иллюстрации процессов замедления и диффузии нейтронов в однородной среде и характер изменения энергии нейтрона в этих процессах.

Источником движения тепловых нейтронов в процессе диффузии является кинетическая энергия ядер атомов среды, в которой они движутся, поскольку последние сами находятся в состоянии теплового движения. Получая энергию от одного ядра среды, тепловой нейтрон способен до следующего рассеяния увеличить свою скорость, а, испытывая встречное рассеяние, - уменьшить скорость ниже некоторого среднего уровня. Среднее значение энергии теплового нейтрона между последовательными рассеяниями при диффузии остаётся величиной постоянной и равной среднему значению кинетической энергии теплового движения ядер среды, которое определяется температурой среды. Наиболее характерный тип нейтронно-ядерной реакции нейтронов в процессе их диффузии определяется материалом активной зоны реактора, в объёме которого происходит диффузия. В замедлителях наиболее характерным является рассеяние, в поглотителях - радиационный захват тепловых нейтронов. При диффузии пространственный путь теплового нейтрона - ломаная линия. Скорости тепловых нейтронов достаточно высоки ( $>2.2$  км/с), что обуславливает безвозвратную утечку некоторой части тепловых нейтронов за пределы активной зоны реактора при их диффузии. Процесс диффузии тепловых нейтронов завершается поглощением их ядрами атомов среды активной зоны; это может быть потенциально-созидательное поглощение (делящимся под действием тепловых нейтронов ядром топлива), а может быть бесполезное



поглощение (неделяющимися ядрами любого другого, кроме топлива, материала активной зоны), приводящее к непроизводительной потере тепловых нейтронов.

Замедленные до тепловых энергий нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника. Этот процесс описывается уравнением диффузии с обязательным учётом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико. Основной характеристикой среды, описывающий процесс диффузии, является **длина диффузии**  $L$ :

$$L^2 = \frac{\overline{r_D^2}}{6} \quad (14)$$

где  $\overline{r_D^2}$  - среднеквадратичное расстояние, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до поглощения. Длина диффузии имеет тот же порядок, что и длина замедления  $\tau^{1/2}$ . Обе эти величины определяют расстояние от источника, на котором будет заметное количество тепловых нейтронов.

В **Табл. 4** приведены величины  $\tau$  и  $L$  для наиболее употребительных замедлителей. Из этой таблицы видно, что у обычной воды  $\tau^{1/2} > L$ , что указывает на сильное поглощение. У тяжёлой воды, наоборот,  $\tau^{1/2} \gg L$ . Поэтому она является лучшим замедлителем.

**Табл. 4.** Возраст нейтрона и длина его пробега в разных средах.

Замедлители	$\tau$ (см <sup>2</sup> )	$L$ (см)
H <sub>2</sub> O (вода)	31	2.72
D <sub>2</sub> O (тяжёлая вода)	125	159
Be (бериллий)	86	21
C (графит)	313	58

Величина  $L$  зависит не только от собственно диффузии, но и от поглощающих свойств среды. Поэтому  $L$  не полностью характеризует процесс диффузии. Дополнительной независимой характеристикой диффузии является среднее время  $\tau_D$  жизни диффундирующего нейтрона.

Рассмотрим теперь транспортный пробег нейтрона до рассеяния, т.е. среднее перемещение нейтрона в направлении первоначального движения. Пространственное смещение нейтрона в среде между двумя последовательными во времени актами рассеяния на ядрах среды, осреднённое по всем рассеяниям, принято называть транспортным смещением нейтронов в этой среде и обозначать  $\lambda_{tr}$ . Величину, обратную величине транспортного смещения

$$\Sigma_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}} \quad (15)$$

по аналогии с величиной макросечения рассеяния называют транспортным макросечением среды. И, поскольку тяжёлые ядра рассеивают нейтроны практически изотропно ( $\mu \approx 0$ ), то для них  $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s$ , в то время как у лёгких ядер величина  $\Sigma_{tr}$  существенно меньше величины  $\Sigma_s$ . (Например, для ядер водорода  $\mu_H = 0.667$  и  $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s/3$ , а для ядер графита  $\mu_C = 0.0556$  и  $\Sigma_{tr} \approx 0,944\Sigma_s$ ).

Средняя длина замедления нейтронов до произвольного уровня энергии  $E-l_3(E)$  - среднестатистическое пространственное смещение нейтрона в процессе его замедления от начальной энергии  $E_0$ , с которой нейтрон рождается в делении, до данной энергии  $E$ .

Среднеквадратичная величина смещения нейтронов в процессе замедления:

$$\bar{l}_3^2(E) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n l_{3i}^2(E) \quad (16)$$

Средняя длина замедления связана с характеристиками замедляющих свойств среды:

$$\bar{l}_3(E) = \sqrt{\frac{2C_s(E)}{\Sigma_s \Sigma_{tr}}} \quad (17)$$

где  $C_s(E) = \frac{\ln \frac{E_0}{E}}{\xi}$  - число рассеяний, необходимое для замедления нейтрона от начальной энергии  $E_0$  до данной энергии  $E$ .

В теории реакторов чаще используется не сама величина средней длины замедления, а шестая часть квадрата её, названная Ферми возрастом нейтронов в среде при энергии  $E$ .

**Возраст нейтронов с энергией  $E$**  - шестая часть среднего квадрата пространственного смещения нейтрона в среде при замедлении от начальной энергии  $E_0$  до данной энергии  $E$ . Величина возраста обозначается греческой буквой  $\tau(E)$  с указанием на энергию  $E$  замедляющихся нейтронов, которой соответствует возраст.

Итак,

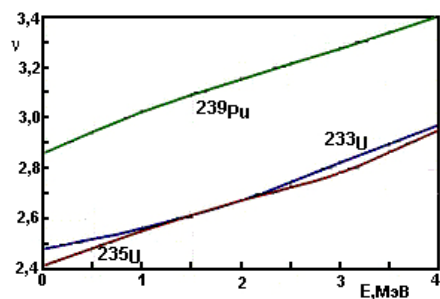
$$\tau(E) = \frac{1}{6} \bar{l}_s^2. \quad (18)$$

Возраст нейтронов, как квадрат длины замедления, имеет размерность площади -  $\text{см}^2$ . Важно с самого начала вникнуть в физический смысл этой величины и не воспринимать возраст как время процесса замедления нейтрона. Возраст нейтронов в среде непосредственно связан с хронологическим временем замедления нейтронов: чем больше времени идёт процесс замедления нейтрона, тем на большее расстояние смещается нейтрон в объёме среды от точки своего рождения при делении ядра.

Возраст нейтронов - характеристика не нейтронов, а замедляющих свойств среды: возраст - комбинация характеристик замедляющих свойств вещества (в знаменателе стоит утроенное произведение замедляющей способности  $\xi\Sigma_s$  и транспортного макросечения вещества  $\lambda_{tr}$ ). Величина возраста для вещества (среды) характеризует меру способности этого вещества (среды) давать определённое среднеквадратичное пространственное смещение в ней замедляющихся нейтронов. Поэтому каждое однородное вещество характеризуется своим значением возраста нейтронов любой энергии  $E$ . В частности возраст тепловых нейтронов:  $\tau_{mo} = 29.6; 90; 352 \text{ см}^2$  для воды в нормальных условиях, бериллия и графита, соответственно.

## 1.6 Альbedo нейтронов

Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название **альbedo** нейтронов для данной среды. А альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т.е. имеют альbedo до 0.9. Для обычной воды альbedo равно 0.8. Отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах. Возможность отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т.е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдёт из среды при последующих столкновениях. Концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, т.к. здесь вероятность для нейтрона уйти наружу велика.



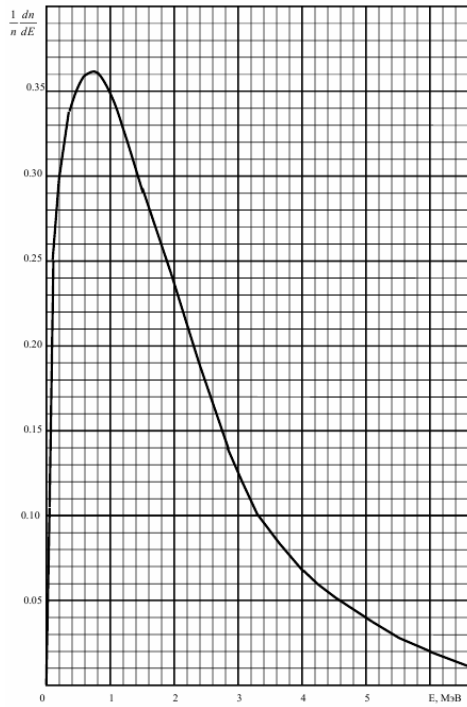
**Рис. 3.** Зависимость среднего числа нейтронов, испускаемых при делении от энергии нейтронов, вызывающих деление для различных ядер.

## 2. НЕЙТРОНЫ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

В ядерном реакторе нейтроны рождаются при делении тяжёлых ядер. Даже если ядерная установка состоит только из одного делящегося вещества – горючего (что невозможно), вторичные нейтроны при взаимодействии с ядрами горючего не обязательно будут приводить к их делению: они могут испытывать неупругое рассеяние, радиационный захвата, или, наконец, они могут вылететь за пределы ядерной установки. Такие процессы существенно затрудняют размножение нейтронов или делают цепную реакцию невозможной.

### 2.1 Генерация нейтронов

Как уже упоминалось, в процессе вынужденного деления нейтронами, тяжёлое ядро раскалывается на две части и возникает несколько вторичных нейтронов. Например, число вторичных (мгновенных) нейтронов равно 2,479, 2,416, 2,862 и 2,938 для  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , соответственно. Поэтому, первой характеристикой нейтронов деления, испускаемых при делении конкретных делящихся нуклидов, является свойственное этим нуклидам среднее число нейтронов деления, получаемых в акте деления  $\nu$ . При увеличении энергии  $E_n$  нейтрона, вызывавшего деление,  $\nu$  растёт по закону:  $\nu = \nu_t + 0,15 E_n$ , где  $\nu_t$  соответствует тепловым нейтронам (**Рис. 3**).



Если  $\nu > 1$ , то возникает перспектива осуществимости цепной нейтронной реакции деления. Ясно, что для реализации самоподдерживающейся цепной реакции деления необходимо создать условия, чтобы один из  $\nu$  получаемых в акте деления нейтронов обязательно вызывал следующее деление другого ядра, а остальные ( $\nu - 1$ ) нейтронов каким-то образом исключались из процесса деления ядер. В противном случае интенсивность делений во времени будет лавинообразно нарастать (что и имеет место в атомной бомбе).

**Рис. 4.** Энергетический спектр нейтронов деления – спектр Уатта.

Другая характеристика нейтронов деления - энергетический спектр нейтронов деления - представляет собой функцию распределения нейтронов деления по их кинетическим энергиям.

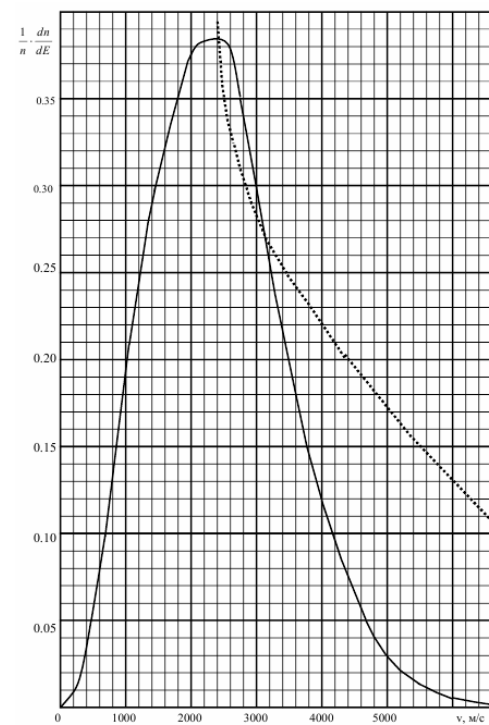
Распределение нейтронов деления по энергиям достаточно точно описывается спектральной функцией Уатта:

$$n(E) = 0,4839 \exp(-E) \cdot sh \sqrt{2E}, \quad (19)$$

графической иллюстрацией которой служит **Рис. 4.**

Спектр Уатта показывает, что, хотя нейтроны деления и рождаются с самыми различными энергиями, лежащими в очень широком интервале, больше всего нейтронов имеют начальную энергию, равную  $E_{нв} = 0.7104$  МэВ (максимум спектральной функции Уатта - наиболее вероятная энергия нейтронов деления). Средняя энергия нейтронов деления - величина энергии, которую имел бы каждый нейтрон деления, если бы всю суммарную реальную энергию всех нейтронов деления поровну разделить между ними.

Средняя энергия нейтронов деления  $E_{ср} = 2.0$  МэВ. Почти все нейтроны деления рождаются быстрыми (с энергиями  $E > 0.1$  МэВ). Но быстрых нейтронов с относительно высокими кинетическими энергиями ( $> 7$  МэВ) рождается мало ( $< 1\%$ ), хотя осязаемое количество нейтронов деления появляется с энергиями до 18 – 20 МэВ.



**Рис. 5.** Скоростной спектр тепловых нейтронов – спектр Максвелла и гипербола «const/v», по которой скользит максимум спектра с повышением температуры тепловых нейтронов.

Спектры нейтронов деления для разных делящихся нуклидов отличаются друг от друга незначительно. Так, для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  величины средних энергий нейтронов деления:  $E_{ср} = 1.935$  МэВ - для  $^{235}\text{U}$  и  $E_{ср} = 2.00$  МэВ - для  $^{239}\text{Pu}$ . Для  $^{238}\text{U}$ , несмотря на пороговый характер его деления, спектр нейтронов деления также практически совпадает со спектром Уатта.

Величина плотности замедляющихся нейтронов по энергиям в непоглощающей среде распределяется по закону " $E^{-3/2}$ ", т. е. плавно возрастает с уменьшением энергии нейтронов в процессе их замедления, и столь же плавно (без скачков и изломов) переходит при  $E = E_c$  в максвелловский спектр тепловых нейтронов (**Рис. 6**).



**Рис. 6.** Граница тепловых и замедляющихся нейтронов - энергия сшивки энергетических спектров Максвелла и Ферми.

Ещё одна характеристика нейтронных полей - плотность потока нейтронов ( $\Phi$ ), равная произведению плотности нейтронов на их скорость:

$$\Phi = n v \quad (20)$$

По физическому смыслу эта величина - суммарный

секундный путь всех нейтронов в 1 см<sup>3</sup> среды.

**Плотность потока нейтронов** - отношение числа нейтронов, ежесекундно падающих на поверхность элементарной сферы, к величине диаметрального сечения этой сферы.

Плотность потока нейтронов - величина векторная. Она даёт представление как о генеральном направлении перемещения больших количеств хаотично движущихся нейтронов, так и об интенсивности перемещения нейтронов в этом направлении.

**Плотность тока нейтронов** - вектор, модуль которого численно равен разности чисел нейтронов, ежесекундно пересекающих единичную плоскую площадку, перпендикулярную направлению этого вектора, в двух противоположных направлениях.

## 2.2 Радиационный захват

Возбуждённое составное ядро оказывается способным удержать в своём составе проникший в него нейтрон, а избыток энергии "сбросить" в виде испускаемого  $\gamma$ -кванта электромагнитного излучения. Результат подобного взаимодействия - захват нейтрона ядром.

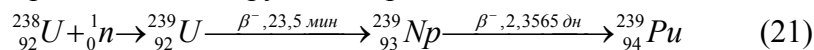
Поглотители нейтронов - наиболее склонные к радиационному захвату сорта атомных ядер. Примеры сильных поглотителей: <sup>10</sup>B, <sup>149</sup>Sm, <sup>135</sup>Xe, Eu и Gd. В тепловых реакторах сильными поглотителями нейтронов является <sup>238</sup>U, содержание которого в различных типах топлива варьируется от 94 до 99,3%, и некоторые продукты деления <sup>235</sup>U.

**Табл. 5.** Сечения захвата нейтрона некоторыми реакторными ядрами.

Изотоп	<sup>23</sup> Na	<sup>27</sup> Al	<sup>56</sup> Fe	<sup>90</sup> Zr	<sup>91</sup> Zr	<sup>112</sup> Cd	<sup>113</sup> Cd	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>238</sup> U
$\sigma_z$ , барн	0,5	0,2	2,6	$1 \times 10^{-2}$	1,2	2,2	$2 \times 10^{-4}$	100	270	2,7

В атомном реакторе, на всех ядрах, в том числе делящихся, а также на накапливающихся осколках происходит реакция *радиационного захвата*, при которой поглощается нейтрон и испускаются  $\gamma$ -кванты. Сечения радиационного захвата  $\sigma_z$  тепловых нейтронов некоторыми ядрами представлены в **Табл. 5**. Радиационный захват нейтронов в неделящихся материалах активной зоны приводит к образованию  $\beta$ -радиоактивных изотопов. При поглощении нейтронов ядрами <sup>238</sup>U после двух последовательных  $\beta$ -распадов образуются ядра <sup>239</sup>Pu, т. е. имеет место воспроизводство ядерного горючего.

Напомним, что в реакторе <sup>239</sup>Pu синтезируется по реакции:



В результате последовательного радиационного захвата нейтронов ядрами горючего в реакторе накапливаются высокордиоактивные трансурановые изотопы, в основном не делящиеся на тепловых нейтронах и слабо делящиеся на быстрых.

**Замечание.** Сечение захвата тепловых нейтронов для природной смеси изотопов урана (барн/атом) составляет 7,68, а для <sup>238</sup>U - 2,74 (Для сравнения, сечение деления <sup>235</sup>U равно 582).

Для тепловых нейтронов характерна значительная разница в сечениях захвата, в том числе и для соседних изотопов, связанная со случайной близостью к тому или иному резонансу. Энергетическая зависимость сечения захвата,  $\sigma_c$ , имеет тот же характер, что и сечения деления,  $\sigma_f(E)$ , для делящихся во всём диапазоне энергий ядер с резонансной структурой в области малых энергий. Для быстрых нейтронов различие в  $\sigma_z$  для разных ядер значительно меньше, чем для тепловых. Резонансная структура энергетической зависимости здесь практически полностью сглаживается. Для многих ядер  $\sigma_z$  при энергии нейтронов 1-2 МэВ-порядка 0,1 барна. Для лёгких ядер, а также некоторых средних и тяжёлых, т. н. магических,  $\sigma_z$  на 1-2 порядка ниже. Радиационный захват в материалах активной зоны, отрицательно влияющий на баланс нейтронов, сильнее сказывается в тепловых ядерных реакторах.

Из-за наличия интенсивной реакции захвата нейтронов <sup>238</sup>U, замедлять нейтроны самим природным ураном нельзя. Это очевидно из графика зависимости сечения деления <sup>235</sup>U от энергии нейтронов – вероятность деления урана в тепловой области сравнима с вероятностью резонансного захвата (т.е. радиационного захвата ядрами урана нейтронов в процессе их замедления). И это несмотря на то, что в процессе резонансного захвата участвуют все ядра урана, а в процессе деления только 1/140 их часть. Для устранения резонансного захвата, применяют в качестве замедлителя другое вещество с малым сечением радиационного захвата и большим сечением рассеяния. «Разбавление» урана замедлителем с такими свойствами снижает роль резонансного захвата (т. к. при столкновении с лёгкими ядрами замедлителя нейтрон будет терять свою энергию большими порциями, чем при столкновении с тяжёлыми ядрами урана), в результате чего основная часть нейтронов будет благополучно замедляться до тепловых энергий. Тем не менее, если смесь урана с замедлителем однородна, роль резонансного захвата остаётся довольно большой,

так как нейтрон любой промежуточной энергии (в том числе и резонансной) всегда может встретить на своём пути ядро  $^{238}\text{U}$ .

Это препятствие преодолевается при использовании вместо однородной смеси из урана и замедлителя решётки, состоящей из замедлителя с периодически расположенными в нём кусками (блоками) урана. Если расстояние между блоками достаточно велико, то вторичный нейтрон, вылетев из одного блока, попадает в другой только после того, как пройдёт достаточно большой путь замедления в замедлителе и выйдет за пределы резонансной области энергии. В связи с этим вероятность радиационного (резонансного) захвата нейтронов в уране существенно снижается и становится возможным цепной процесс в естественном уране.

### 2.3 Рассеяние нейтронов в реакторе

Помимо реакций радиационного захвата, в реакторе происходят процессы рассеяния нейтронов. В реакции рассеяния до, и после взаимодействия нейтрона с ядром имеются свободный нейтрон и одно и то же ядро, так что единственным результатом такого взаимодействия является лишь то, что кинетические энергии исходного и испущенного нейтронов неодинаковы: энергия испускаемого нейтрона в подавляющем большинстве случаев оказывается ниже энергии исходного нейтрона. Кроме того, направления движения исходного и испускаемого нейтронов также неодинаковы.

В тепловом реакторе за счёт реакций рассеяния идёт процесс уменьшения кинетической энергии нейтронов при их перемещении в среде активной зоны. Этот процесс коротко именуется замедлением нейтронов. Поэтому ядра - хорошие рассеиватели нейтронов оказываются хорошими замедлителями нейтронов. Например, ядра атомов водорода ( $^1\text{H}$ ), дейтерия ( $^2\text{H}$ ), бериллия ( $^9\text{Be}$ ), углерода ( $^{12}\text{C}$ ), кислорода ( $^{16}\text{O}$ ), циркония ( $^{91}\text{Zr}$ ) и ряд других ядер являются хорошими замедлителями рождаемых в реакторе быстрых нейтронов.

Рассеяние нейтронов бывает упругим и неупругим, причём, критерии оценки упругости рассеяния в обоих случаях одинаковы:

- если суммы кинетических энергий ядра и нейтрона до и после рассеяния равны между собой

$$(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} = (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}}, \quad (22)$$

рассеяние называют упругим;

- если же сумма кинетических энергий ядра и нейтрона после рассеяния оказывается ниже, чем их сумма до рассеяния,

$$(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} > (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}}, \quad (23)$$

рассеяние называют неупругим.

Изменение структуры исходного ядра в процессе неупругого рассеяния равноценно переходу ядра в новое квантовое состояние, в котором в общем случае всегда имеет место некоторый избыток энергии сверх уровня устойчивости, который "сбрасывается" ядром в виде испускаемого  $\gamma$ -кванта.

Упругое рассеяние в большей степени свойственно лёгким ядрам (с атомной массой  $A < 20$ ) при взаимодействии их с нейтронами сравнительно небольших кинетических энергий ( $E < 0.1$  МэВ), в то время как к реакциям неупругого рассеяния более склонны тяжёлые ядра при взаимодействии с нейтронами больших ( $E > 1$  МэВ) энергий.

Процесс упругого рассеяния происходит на всех ядрах и при всех энергиях нейтронов. При этом нейтрон изменяет направление движения и теряет часть своей энергии (если она выше тепловой), передавая её ядру отдачи. Сечение упругого рассеяния  $\sigma_s$  слабо зависит от энергии нейтрона и почти равен геометрическому поперечному сечению ядра (порядка нескольких барн). Угловое распределение нейтронов после рассеяния (в системе центра масс) в большинстве случаев изотропно; лишь на тяжёлых ядрах для быстрых нейтронов имеет место некоторая анизотропия с преимущественным рассеянием вперёд. Эффект упругого рассеяния непосредственно не влияет на баланс нейтронов, но косвенно сказывается на протекании цепной реакции, т. к. уменьшение энергии нейтронов в общем случае изменяет соотношение между вероятностью вызвать деление и вероятностью захватиться, кроме того, "запутывание" нейтрона в среде уменьшает вероятность его потери из-за вылета наружу. Среднюю потерю энергии нейтроном при одном соударении удобно характеризовать среднелогарифмическим декрементом

$$\xi = \ln \left( \frac{E_1}{E_2} \right), \quad (24)$$

где  $E_1$  и  $E_2$ -энергии нейтрона до и после соударения соответственно. Для ядер с атомным весом  $A > 10$  при изотропном рассеянии

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \quad (25)$$

Качество замедлителя можно характеризовать средним количеством столкновений  $P$ , которое требуется, чтобы нейтрон деления сделался тепловым:

$$P = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025} \approx \frac{18,2}{\xi}. \quad (26)$$

**Табл. 6.** Значения  $P$  для применяемых замедлителей и некоторых других веществ.

Вещество	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	Be	C	Na	Fe	Zr
P	19	35	86	114	213	510	816

Процесс неупругого рассеяния состоит в том, что нейтрон в общем случае теряет значительную часть своей энергии, которая идёт на возбуждение ядра, а затем излучается в виде  $\gamma$ -квантов. Часть энергии, как и в случае упругого рассеяния, передаётся ядру отдачи. Энергетического порог процесса определяется первым уровнем возбуждения ядра, ниже которого неупругое рассеяние невозможно. Сечение неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$  сначала растёт с ростом энергии падающего нейтрона выше порога, затем выходит на плато, достигая величины порядка геометрического поперечного сечения ядра. Наибольший вклад в смягчение нейтронного спектра за счёт неупругого рассеяния дают тяжёлые ядра, включая <sup>238</sup>U и <sup>232</sup>Th, для которых  $\sigma_{in}$  велико, а порог реакции низок. Для ядер <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu, <sup>233</sup>U  $\sigma_{in}$  мало из-за большой конкуренции реакции деления. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами равно сумме парциальных сечений:  $\sigma = \sigma_f + \sigma_s + \sigma_{sc} + \sigma_{in}$ .

Средняя длина пробега нейтрона до соударения с ядром  $l = (N_s)^{-1}$ . Длина пробега до взаимодействия того или иного рода определяется соответственным парциальным сечением. Длина пробега до рассеяния, в частности,  $l_s = (N_s)^{-1}$ . Величина  $l$  для реакторных сред - порядка нескольких см. Среднее расстояние, проходимое движущимся в данном направлении нейтроном в рассеивающей среде, выражается транспортной длиной  $l_{tr} = l_s / (1 - \overline{\cos \theta})$ , где  $\overline{\cos \theta}$  - средний косинус угла рассеяния в лабораторной системе. Если рассеяние изотропно, то  $l_{tr} = 1,5 l_s$ . При преимущественном рассеянии вперёд  $l_{tr} > l_s$ . Величина  $\xi / l_s$ , называется замедляющей способностью среды, характеризует среднюю потерю энергии нейтроном на единице длины пути.

Многокомпонентная среда может быть гомогенной или гетерогенной. В гомогенной среде сечения отд. компонент аддитивны и общее сечение взаимодействия  $\sigma = \sum_i \alpha_i \sigma_i$ , где  $\alpha_i$  - доля ядерной плотности  $i$ -

той компоненты; сумма берётся по всем компонентам. Условие гомогенности:  $r \ll 1$ , где  $r$  - размер участков различающихся по составу компонент. Отсутствие аддитивности в гетерогенной среде связано с возникновением локальных неоднородностей нейтронного потока. Так как в общем случае  $l = l(E)$ , то для одних нейтронов, например, быстрых, среда может быть гомогенной, а для других, тепловых, - гетерогенной.

## 2.4 Основные характеристики нейтронных полей

Для описания поведения совокупности нейтронов в среде вводятся следующие величины: плотность нейтронов  $n$  (число нейтронов в единице объёма) и поток нейтронов  $\Phi$  (число нейтронов, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную направлению их движения, в единицу времени). Величины  $n$  и  $\Phi$  носят статистический характер, однако они обычно достаточно велики, чтобы можно было пренебречь относительными флуктуациями и считать их равными средним значениям. Полное число взаимодействий нейтронов с ядрами в единице объёма среды в единицу времени равно  $N\sigma\Phi$  ( $N$  - концентрация ядер).

**Нейтронное поле** - совокупность свободных нейтронов, движущихся и определённым образом распределённых в объёме материальной среды.

Для того, чтобы охарактеризовать то или иное нейтронное поле и понять, чем одно нейтронное поле отличается от другого, необходимо ответить на несколько простых вопросов:

- сколько нейтронов в рассматриваемый момент времени находятся в единичном объёме среды?
- каковы эти нейтроны, чем они отличаются друг от друга, и каково подавляющее (определяющее) их большинство среди общего числа нейтронов различных качеств?
- каков характер движения этих нейтронов - хаотический, направленный или сложный?

Для получения ответа на эти вопросы необходимо ввести количественные характеристики нейтронных полей. Основными, определяющими различия нейтронных полей, характеристиками являются: плотность нейтронов -  $n$ ; скорость нейтронов -  $v$  (или их кинетическая энергия -  $E = mv^2/2$ ); плотность потока нейтронов -  $\Phi$ ;  $r$  - плотность тока нейтронов -  $I$ .

**Плотность нейтронов ( $n$ )** - число нейтронов, находящихся в данный момент времени в единичном объёме среды.

Из этого определения следует, что размерность плотности нейтронов - нейтр./см<sup>3</sup>, или формально - см<sup>-3</sup>. Плотность нейтронов является сугубо статической характеристикой: в определении нет и намёка на то, что нейтроны движутся. В нём внимание сосредоточено только на факте присутствия в данный момент времени в единичном объёме среды определенного числа нейтронов, фиксации их в этом единичном объёме, не давая при этом представления ни о характере, ни о направлении, ни о скорости их движения.

Средняя по объёму величина плотности нейтронов.

$$n = dN/dV. \quad (27)$$

В ядерном реакторе функционируют свободные нейтроны широкого диапазона кинетических энергий - от 10<sup>-4</sup> эВ до десятков МэВ. Для удобства их различий они классифицируются на:

- быстрые нейтроны (с кинетическими энергиями выше 0.1 МэВ);
- промежуточные нейтроны (с энергиями 0.625 эВ < E < 0.1 МэВ);
- медленные нейтроны (с энергиями ниже 0.625 эВ).

- Особую часть медленных нейтронов составляют тепловые нейтроны – т. е. нейтроны, находящиеся в кинетическом равновесии с ядрами среды, в которой они движутся. Энергетический спектр тепловых нейтронов – спектр Максвелла - описывается выражением:

$$n(E)dE = n_0 C E \exp(-E/kT_n) dE, \quad (28)$$

где:  $n(E)$  - плотность тепловых нейтронов, имеющих энергии в элементарном интервале  $dE$  вблизи значения  $E$ ;  $n_0$  - интегральная плотность тепловых нейтронов всех возможных энергий в среде с так называемой температурой нейтронов  $T_n$ ;  $k = 8.62 \cdot 10^{-5}$  эВ/К - постоянная Больцмана;  $C$  - постоянный множитель нормировки.

Максвелловский спектр тепловых нейтронов характеризуется следующими присущими ему энергиями тепловых нейтронов:

а) Наиболее вероятная энергия  $E_{нв} = kT_n$ , соответствует максимуму распределения тепловых нейтронов по энергиям при температуре нейтронов  $T_n$ . Это означает, что тепловых нейтронов с кинетической энергией  $E_{нв}$  в среде больше, чем тепловых нейтронов любых других энергий (до 36% от общего числа тепловых нейтронов).

б) Средняя энергия тепловых нейтронов:

$$E_{ср} = 4kT_n / \pi \approx 1.273 kT_n = 1.273 E_{нв} \quad (29)$$

В частности при температуре нейтронов  $T_{н0} = 293\text{К}$  (или 20°C), называемой стандартной температурой, наиболее вероятная и средняя энергии тепловых нейтронов соответственно равны:

$$E_{нв} = 0.0253 \text{ эВ} \text{ и } E_{ср} = 0.0322 \text{ эВ} \quad (30)$$

Итак, спектр нейтронов, то есть их энергетическое распределение в среде, является второй характеристикой нейтронного поля. Частные задачи теории реактора решаются на базе трёх энергетических спектров: спектр нейтронов деления (Уатта); спектр тепловых нейтронов (Максвелла) и спектр замедляющихся нейтронов (Ферми).

Нейтроны деления состоят из мгновенных (испускающихся в момент деления) и запаздывающих (появляющихся некоторое время спустя после деления).

**Мгновенные нейтроны** составляют более 99% нейтронов деления. Интервал энергий: 0,1 - 10 МэВ, средняя энергия 2 МэВ. Испускаются осколками деления практически мгновенно после деления составного ядра, в отличие от запаздывающих нейтронов, испускаемых продуктами деления через некоторое время после этого. Количество нейтронов, испускаемых в одном акте деления – случайная величина, распределённая по закону Гаусса около среднего значения (2-3 нейтрона на одно делящееся ядро). Среднее число нейтронов  $\nu_f^i$ , образующихся при делении, зависит от сорта ядра-мишени и энергии налетающего нейтрона. Наблюдается заметный рост  $\nu_f^i$  при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра. Экспериментальные данные хорошо описываются линейной зависимостью вида:

$$\nu_f^i(E) = \nu_{f0}^i + E_n \frac{d\nu_f^i}{dE}, \quad (31)$$

где  $\nu_{f0}^i$  - значение  $\nu_f^i$  для  $E=0,025$  эВ.

**Запаздывающие нейтроны** составляют менее 1% нейтронов деления. Некоторые осколки (<sup>87</sup>Br, <sup>88</sup>Br и др.) после β<sup>-</sup> распада образуют часть дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. После такого распада возбужденное дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Испускание запаздывающего нейтрона конкурирует с γ-излучением, однако в случае перегруженности ядра нейтронами более вероятно испускание нейтрона. Это нейтроны, испускаемые продуктами деления через некоторое время (от нескольких миллисекунд до нескольких минут) после реакции деления тяжёлых ядер, в

отличие от мгновенных нейтронов, испускаемых практически мгновенно после деления составного ядра. Время появления запаздывающих нейтронов связано с периодами полураспада их предшественников – осколков. Среднее время запаздывания нейтронов равно 12,4 сек. Несмотря на малый *выход*, запаздывающие нейтроны играют огромную роль в ядерных реакторах, обеспечивая их управляемость и безопасность. Благодаря большому запаздыванию, эти нейтроны существенно, примерно на два порядка и более, увеличивают время жизни нейтронов одного поколения в ядерном реакторе и тем самым создают возможность управления самоподдерживающейся цепной реакцией деления. Именно наличие запаздывающих нейтронов позволило конструкторам создать атомный реактор: если бы при делении урана выделялись лишь мгновенные нейтроны, управлять атомным реактором было бы не возможно.

## 2.5 Размножение нейтронов

Возможность осуществления цепной реакции деления и её параметры определяются ядерно-физическими свойствами среды и геометрией системы. Влияние свойств среды можно изучать независимо, введя представление о бесконечно протяжённой среде. Основным параметром -  $K_\infty$  -коэффициент размножения нейтронов для бесконечной среды, равный отношению количества нейтронов одного поколения к предыдущему. При этом подразумевается, что нейтроны данного поколения исчезают как при поглощении с последующим делением ядра, так и в результате радиационного захвата. Вторичные нейтроны деления относятся к следующему поколению. Время жизни нейтронов одного поколения весьма мало ( $10^{-3}$ - $10^{-5}$  с в тепловых ядерных реакциях и до  $10^{-8}$  с в быстрых), поэтому потерей нейтрона за счёт его собственного  $\beta$ -распада (время жизни  $\sim 15$  мин) можно пренебречь. В гомогенной среде

$$K_\infty = \frac{\sum_i v_i \sigma_{fi} \alpha_i}{\sum_i (\sigma_{fi} + \sigma_s) \alpha_i}. \quad (32)$$

В чистом природном уране, где неупругое рассеяние быстро снижает энергию нейтронов ниже порога деления  $^{238}\text{U}$ , радиационный захват настолько превалирует, что  $K_\infty$  оказывается существенно меньше единицы и цепная реакция невозможна. Для её осуществления нужно либо повысить содержание изотопа  $^{235}\text{U}$  (до 10% и более), либо изменить спектр нейтронов с помощью замедлителя. В обоих случаях цепная реакция в основном будет происходить на  $^{235}\text{U}$ . Для смеси урана с замедлителем упрощённый расчёт  $K_\infty$  основывается на том, что прослеживается вся "судьба" нейтрона, начиная от его образования в виде быстрого, далее в процессе замедления вплоть до поглощения, с определением необходимых параметров для каждого этапа в отдельности. В результате получается известная **формула четырёх сомножителей**:

$$K_\infty = \eta \epsilon \phi. \quad (33)$$

Величина  $\eta$  определяет среднее количество вторичных нейтронов, образующихся в результате поглощения в уране одного теплового нейтрона с последующим делением ядра;  $\epsilon$  определяет вклад в  $K_\infty$  эффекта размножения быстрых нейтронов в  $^{238}\text{U}$ ;  $\phi$  - вероятность избежать резонансного (радиационного) захвата в  $^{238}\text{U}$  в процессе замедления нейтрона;  $\theta$  - вероятность поглощения теплового нейтрона в уране, а не в замедлителе или др. материалах.

В гомогенной среде существует оптимальное соотношение между концентрациями ядерного топлива и замедлителя, при котором  $K_\infty$  наибольший. Дальнейшее увеличение  $K_\infty$  может быть достигнуто за счёт использования гетерогенной структуры активной зоны. Обычно активная зона - правильная решётка стержневых ТВЭЛов, погружённых в массив замедлителя. Если, например, в гомогенной смеси природного урана с графитом  $K_\infty < 1$ , то при гетерогенной структуре  $K_\infty$  может доходить до 1,1. На природном уране в смеси с обычной водой, которая заметно поглощает тепловые нейтроны, нельзя достигнуть  $K_\infty = 1$  ни при какой структуре активной зоны. Водяной замедлитель обязательно требует применения обогащённого урана.

Для конечной среды вводится эффективный коэффициент размножения нейтронов  $K_{ef}$ , который меньше  $K_\infty$  за счёт утечки нейтронов за пределы активной зоны:  $K_{ef} = K_\infty l$ , где  $l$  - вероятность избежать утечки (для нейтронов данного поколения). Величина  $l$  зависит от свойств среды и геометрии системы. С увеличением объёма активной зоны относительная величина поверхности, через которую происходит утечка, уменьшается и  $l$  растёт. При заданном объёме утечка зависит от формы системы; для сферы - системы с минимальной относительной поверхностью -  $l$  максимальна.

При  $K_{ef} = 1$  осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Это состояние, а также сама система и её параметры называются критическими.



## 2.6 Критичность реактора

Мощность ядерного реактора определяется по формуле:

$$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} R_f^{295} V_m, \quad (34)$$

где  $R_f^{295}$  - средняя по объёму топлива ( $V_m$ ) активной зоны скорость реакции деления ядер  $^{235}\text{U}$ . С учётом выражения для скорости реакции деления имеем:

$$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} \nu V_m \Sigma_f^{295} n = C_N n, \quad (35)$$

где  $C_N = 3.204 \cdot 10^{-11} \nu V_m \Sigma_f^{295}$  - постоянная для каждого конкретного реактора величина, а  $n$  - средняя по объёму топливной композиции в активной зоне величина плотности тепловых нейтронов со средней скоростью  $\nu$ ,  $\Sigma_f^i = \sigma_j^i N_j$  (размерность  $\text{см}^{-1}$ ) - макроскопическое сечение взаимодействия вещества для ( $j$ -ой) нейтронной реакции. По физическому смыслу это – вероятность взаимодействия частицы с ядрами на единицу объема вещества.

Мощность реактора - величина, прямо пропорциональная средней по объёму топлива плотности нейтронов в его активной зоне. Поэтому для того, чтобы реактор работал на постоянном уровне мощности, необходимо создать и поддерживать в его активной зоне такие условия, чтобы средняя по объёму топлива плотность нейтронов была неизменной во времени. Это состояние реактора принято называть критическим состоянием или просто критичностью.

**Критичность реактора** – рабочее его состояние, в котором средняя по объёму топлива плотность нейтронов в нём постоянна во времени.

**Критическая масса в энергетическом реакторе** - наименьшая масса топлива, в которой может протекать самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер при определенной конструкции и составе активной зоны (зависит от многих факторов, например: состава топлива, замедлителя, формы активной зоны и др.).

**Критическая сборка** - исследовательская ядерная установка с такой конфигурацией ядерного материала, в которой при соответствующих мерах может поддерживаться цепная ядерная реакция.

**Критическое состояние реактора** - стационарное состояние реактора, при котором количество нейтронов не изменяется во времени.

**Критичность** - условия, при которых в ядерной установке может поддерживаться цепная ядерная реакция.

Из определения критичности следует:

а) Реактор может быть критичным на любом уровне мощности. Действительно, каждому конкретному значению средней по объёму топлива плотности нейтронов  $n(t) = \text{const}$  соответствует свой постоянный уровень мощности реактора  $N_p(t) = \text{const}$ ; повышая  $n$ , мы автоматически повышаем  $N_p$ , и на любом уровне мощности реактор в соответствии с данным определением фактически оказывается критичным.

б) Первичным условием поддержания реактора в критическом состоянии, вытекающим из определения критичности, является  $n(t) = \text{const}$ , что равносильно условию:

$$dn/dt=0, \quad (36)$$

то есть скорость изменения во времени средней плотности нейтронов по объёму топлива в реакторе должна быть нулевой.

Здесь важно, что скорость изменения плотности нейтронов - разница скоростей их появления и исчезновения в рассматриваемом единичном объёме. Существуют два канала исчезновения нейтронов из единичного объёма среды: 1) поскольку нуклиды веществ, составляющих активную зону реактора, в разной степени (определяемой величинами микросечений поглощения) поглощают нейтроны, то первый канал исчезновения нейтронов из единичного объёма любой среды - нейтронная реакция поглощения; 2) т. к. нейтроны в среде активной зоны реактора движутся с приличными скоростями (выше 2200 м/с), неизбежна их утечка - второй канал исчезновения нейтронов из единичного объёма активной зоны.

С учётом сказанного логическое уравнение баланса плотности нейтронов в единичном объеме среды активной зоны реактора можно записать так:

$$dn/dt = (\text{скорость генерации нейтронов}) - (\text{скорость поглощения их}) - (\text{скорость утечки их}),$$

причём, это логическое уравнение справедливо как для полного числа нейтронов в активной зоне, так и для каждого единичного (и не только единичного) её объёма.

Поскольку  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  делятся нейтронами любых энергий, то условие критичности реактора равноценно условию постоянства плотности нейтронов любой энергии в любом единичном объёме активной зоны. Получаются же нейтроны любой энергии  $E$  не только за счёт реакции деления, но и за счёт замедления нейтронов из области более высоких энергий. Кроме того, они исчезают внутри единичного объёма не только за счёт поглощения в этом объёме, но и за счёт замедления до более низких энергий.

Замечание. Наименьшей критической массой обладают ядерные реакторы с топливом в виде растворов солей чистых делящихся изотопов в воде и с водяным отражателем нейтронов. Для  $^{235}\text{U}$  критическая масса 0,8 кг, для  $^{239}\text{Pu}$  – 0,5 кг, для  $^{252}\text{Cf}$  – 10 г.

## 2.7 Распространение нейтронов в среде

Движение нейтронов в реакторной среде похоже на хаотическое движение молекул в газе. Однако максимальная концентрация нейтронного газа соответствует вакууму с давлением 10 мм рт. ст. Поэтому взаимодействие нейтронов между собой на много порядков ниже, чем с ядрами, и им можно пренебречь, так что уравнения переноса нейтронов являются линейными относительно  $n$  и  $\Phi$ . Пространственное энергетическое распределение нейтронов находится из решения газокинетического интегродифференциального уравнения Больцмана, получаемого при учёте нейтронного баланса в элементарном объёме среды. Это уравнение решают численными методами. Уравнение диффузии выводится в предположении, что угловое распределение потока нейтронов мало меняется на расстояниях порядка  $l$ . При подведении баланса нейтронов учитываются изменение количества нейтронов в данном объёме за счёт обмена с соседними объёмами, размножения и исчезновения нейтронов при ядерных взаимодействиях, а также возможное образование нейтронов от внутренних источников, не зависящее от величины  $\Phi$ .

Для стационарных состояний, представляющих наибольший практический интерес, в отсутствие внешних источников уравнение диффузии в одномерной геометрии имеет вид

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{K_\infty - 1}{L^2} n = 0, \quad (37)$$

**Табл. 7.** Длины замедления и диффузии для типичных замедлителей.

Вещество	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	Be	C
L <sub>m</sub>	5,7	11,0	9,9	18,7
L	2,9	100	24	50

Величина

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_r \lambda_c}{3}} \quad (38)$$

называется длиной диффузии и равна среднему расстоянию, которое проходит тепловой нейтрон в данном направлении до поглощения. Необходимые граничные условия устанавливаются для каждого конкретного случая. Для тех областей, где  $K_\infty < 1$ , решение одномерной задачи даёт экспоненциальную зависимость  $n$  (и  $\Phi$ ) от  $x$ , для  $K_\infty = 1$  – линейную, для  $K_\infty > 1$  – синусоидальную.

Из рассмотрения баланса нейтронов в процессе непрерывного замедления следует:

$$\Delta S = \frac{\partial S}{\partial \tau}, \quad (39)$$

где  $S = {}^x\Phi E/l_s$  – плотность замедления (число нейтронов в единичном объёме, пересекающих уровень энергии  $E$  в единицу времени). Величина

$$\tau = \frac{L^2}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (40)$$

называемая возрастом нейтронов, связана с временем замедления от начальной энергии  $E_0$  до  $E$  (хотя сама и не имеет размерности времени). Среднее расстояние, на которое уходит нейтрон в данном направлении в процессе замедления (от энергии деления до тепловой), называется длиной замедления  $L_m = \sqrt{6\tau_0}$  ( $t_0$  – возраст теплового нейтрона).

## 3. УПРАВЛЕНИЕ ЯДЕРНЫМ РЕАКТОРОМ

### 3.1 Реактивность реактора

**Реактивность ядерного реактора  $\rho$**  – величина, характеризующая динамику цепной реакции в активной зоне ядерного реактора. Реактивность выражается через коэффициент размножения нейтронов:  $\rho = (k-1)/k$ . Понятие реактивности широко используется при описании некритических состояний реакторов. Поскольку  $k$  обычно мало отличается от единицы,  $\rho \approx k-1$ , то реактивность показывает превышение  $k$  над единицей. В критическом реакторе  $\rho = 0$ , в надкритическом реактивность положительна, в подкритическом – отрицательна. Если какое-либо явление приводит к снижению коэффициента размножения, говорят, что оно порождает *отрицательную реактивность*. Если в результате некоторого эффекта  $k$  увеличивается, эффект сопровождается появлением *положительной реактивности*.

При описании процесса размножения нейтронов в реакторе нет необходимости изучать поведение каждого индивидуального нейтрона; достаточно исследовать, как себя ведёт один среднестатистический

нейтрон одного поколения и как физические свойства среды, в которой движется этот усредненный по свойствам нейтрон, влияют на величину его времени жизни.

**Поколение нейтронов в реакторе** - совокупность нейтронов, рождаемых в активной зоне реактора одновременно или в очень короткий (по сравнению со временем их свободного существования) промежуток времени.

Поколения усреднённых нейтронов можно перенумеровать в соответствии с последовательными моментами времени их появления:  $n_1, n_2, n_3, \dots, n_{i-1}, n_i, n_{i+1}, \dots$ . Если плотности нейтронов различных поколений равны:  $n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_{i-1} = n_i = n_{i+1} = \dots$ , то реактор критичен: средняя плотность нейтронов  $n$  в нём в любой момент времени постоянна и уровень мощности реактора - не изменяется. Если плотность нейтронов от поколения к поколению возрастает:  $n_1 < n_2 < n_3 < \dots < n_{i-1} < n_i < n_{i+1} < \dots$ , то реактор надкритичен: плотность нейтронов в нём в любой момент времени - функция возрастающая, а, следовательно, мощность реактора во времени растёт. Если же плотность нейтронов последовательно сменяющих друг друга поколений уменьшается:  $n_1 > n_2 > n_3 > \dots > n_{i-1} > n_i > n_{i+1} > \dots$ , то реактор подкритичен, и его мощность со временем падает.

Понятие "поколение нейтронов" даёт меру оценки состояния реактора. Поскольку характер изменения мощности реактора определяется тенденцией изменения плотностей нейтронов непосредственно следующих друг за другом поколений, то отношение плотностей нейтронов любого рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений может дать ответ на вопрос, критичен, подкритичен или надкритичен реактор. Величина:

$$K_{ef} = \frac{n_i}{n_{i-1}} = \frac{n_{i+1}}{n_i} \quad (41)$$

представляющая собой отношение чисел нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений, называется эффективным коэффициентом размножения нейтронов в реакторе. Понятно, что в критическом реакторе  $K_{ef} = 1$ , в надкритическом реакторе  $K_{ef} > 1$ , а в подкритическом -  $K_{ef} < 1$ , а величина эффективного коэффициента размножения (по тому, насколько она отклоняется от единицы) должна позволить нам оценить, с какой интенсивностью идут процессы нарастания или убывания мощности реактора.

Наряду с эффективным коэффициентом размножения, являющимся мерой оценки состояния реактора, используются ещё две меры оценки отклонения реактора от критического состояния. Первая из них - превышение величины эффективного коэффициента размножения над единицей

$$\delta K_{ef} = K_{ef} - 1 \quad (42)$$

называется избыточным коэффициентом размножения.

Вторая мера отклонения реактора от критичности, представляющая собой отношение величин избыточного коэффициента размножения к эффективному

$$\rho = \frac{\delta K_{ef}}{K_{ef}} = \frac{K_{ef} - 1}{K_{ef}} = 1 - \frac{1}{K_{ef}} \quad (43)$$

называется реактивностью реактора.

При  $\rho = 0$  состояние стационарно. В критическом реакторе величины избыточного коэффициента размножения и реактивности равны нулю, в надкритическом реакторе они положительны, а в подкритическом - отрицательны. Каждому значению  $\rho$  отвечает определённая скорость изменения мощности с характерным временем  $T$  (период реактора), устанавливающаяся после некоторого переходного этапа. При  $\rho < 0$  мощность снижается, при  $\rho > 0$  - растёт. Если  $|\rho| \ll \beta$  ( $\beta$ -доля запаздывающих нейтронов), то период реактора определяется запаздывающими нейтронами и оказывается достаточно большим, чтобы обеспечить регулирование цепной реакции. С увеличением положительной реактивности период реактора быстро уменьшается. При  $\rho > \beta$  период реактора почти полностью определяется временем жизни мгновенных нейтронов  $T_0$  и уже не зависит от временных параметров запаздывающих нейтронов:

$$T \approx \frac{T_0}{\rho - \beta}. \quad (44)$$

Если  $\rho$  заметно превосходит  $\beta$ , то будет иметь место недопустимо быстрый (аварийный) разгон ядерного реактора на мгновенных нейтронах.

В процессе работы ядерного реактора происходят изменения реактивности - относительно быстрые, связанные с изменением температуры реактора в переходных режимах, и сравнительно медленные, обусловленные изменением состава активной зоны за счёт выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Температурный эффект реактивности определяется различным влиянием температуры на вероятности элементарных процессов (деление, захват нейтронов) и, как следствие, на величину  $K_\infty$ , а также изменением утечки нейтронов из-за термической деформации конструкций и всей активной зоны в целом.

Этот эффект характеризуется мощностным коэффициентом реактивности, который равен изменению реактивности при изменении мощности на единицу, а также температурным коэффициентом реактивности, равным отношению изменения реактивности к температуре теплоносителя (при постоянной мощности).

Из-за конечных теплопроводности и теплоёмкости изменения температуры в разных частях и элементах активной зоны происходят с разной скоростью. Соответственно коэффициенты реактивности состоят из компонент различной величины, а также знака, с разными периодами установления. Наиболее быстрая компонента обусловлена нагреванием топлива, при котором за счёт доплеровского уширения резонансов происходит перераспределение парциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами реакторных материалов. Значения коэффициентов реактивности изменяются с мощностью, а также в процессе выгорания горючего. Порядок величины асимптотических коэффициентов реактивности: мощностного -  $10^{-5} \text{ МВт}^{-1}$  температурного -  $10^{-5} \text{ К}^{-1}$ .

Влияние температуры и мощности на реактивность означает наличие в реакторе внутренней обратной связи. В большинстве случаев эта обратная связь отрицательна, что способствует стабильности реактора в аварийных ситуациях, в том числе при выходе системы управления из строя. На величину этой обратной связи можно влиять соответствующими конструктивными мерами. Правила ядерной безопасности устанавливают жёсткие требования к параметрам внутренней устойчивости реактора.

Связанные с накоплением осколков эффекты влияния на реактивность - отравление и шлакование. Отравление имеет место только в тепловых реакторах и обусловлено образованием  $^{135}\text{Xe}$  (с выходом 6-7% на акт деления), обладающего колоссальным сечением поглощения тепловых нейтронов -  $2,7 \cdot 10^6$  барн. Исчезает  $^{135}\text{Xe}$  как за счёт распада (с периодом 9,2 ч), так и из-за выгорания-превращения при захвате нейтрона в слабопоглощающий  $^{136}\text{Xe}$ . При большой мощности, отвечающей потоку  $10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·с и выше, второй эффект становится преобладающим. После остановки реактора, количество  $^{135}\text{Xe}$  растёт, т. к. продолжается радиоактивный распад его предшественника -  $^{135}\text{I}$  (с периодом 6,7 ч), а выгорание отсутствует, до тех пор пока не установится равновесие с его собственным  $\beta$ -распадом. Связанное с этим временное снижение реактивности после остановки теплового реактора носит название йодной ямы. Более слабый эффект - отравление  $^{149}\text{Sm}$ , сечение поглощения тепловых нейтронов для которого составляет  $5,3 \cdot 10^4$  барн. Потеря реактивности за счёт накопления других, слабо поглощающих нейтроны осколков, шлакование практически не зависит от уровня мощности и пропорционально достигнутой степени выгорания топлива. В быстрых реакторах, где нет сильных поглотителей нейтронов, отравление отсутствует, а шлакование относительно мало.

Система управления и защиты реактора включает в себя: подсистему оперативного регулирования, управляющую относительно небольшой положительной и отрицательной реактивностью, достаточной для обеспечения необходимых переходных режимов; подсистему аварийной защиты, быстро вводящую по сигналу о выходе технологических параметров за допустимые пределы большую отрицательную реактивность и останавливающую цепную реакцию; подсистему компенсации, медленно вводящую положительную реактивность для компенсации её снижения как за счёт температурных эффектов, так и из-за выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Изменение реактивности в нужную сторону осуществляется движением регулирующих стержней по показаниям технологических датчиков.

## 3.2 Нейтронный цикл

Проследим подробно за изменением количества нейтронов одного произвольного (*i*-го) поколения в тепловом реакторе, в активной зоне которого имеются  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , замедлители, теплоноситель и необходимые конструкционные материалы.

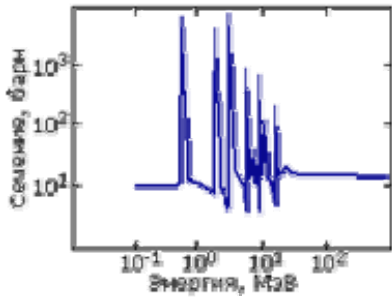
Пусть в таком реакторе в результате делений ядер  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами рождается  $n_{6i}$  быстрых нейтронов деления *i*-го поколения, имеющих среднюю энергию  $E_{cp} = 2 \text{ МэВ}$ .

а) Эти быстрые нейтроны начинают процесс замедления и в начале интервала замедления ( $2 \div 1.1 \text{ МэВ}$ ), т. е. выше порога деления ядер  $^{238}\text{U}$ , имеют возможность взаимодействовать с ядрами  $^{238}\text{U}$  и вызывать их деления, в результате которых появляются дополнительные быстрые нейтроны деления. Число  $\mu$ , показывающее, во сколько раз число нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива нейтронами всех энергий, больше числа нейтронов деления, полученных в делениях ядер  $^{235}\text{U}$  только тепловыми нейтронами, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Общее число нейтронов деления *i*-го поколения равно  $n_{6i}\mu$ .

б) Эти  $n_{6i}\mu$  быстрых нейтронов продолжают замедление в активной зоне реактора, но лишь  $p_3$ -ая часть их останется в её объёме в конце процесса замедления, а  $(1-p_3)$ -ая часть их - претерпит утечку из активной зоны во время замедления. Доля нейтронов  $p_3$ , избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от числа

нейтронов поколения, начавших замедление в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки замедляющихся нейтронов. К концу процесса замедления в активной зоне реактора должно было бы остаться  $n_{6i}\mu p_3$  нейтронов  $i$ -го поколения.

в) Поглощающая способность надтепловых (быстрых и промежуточных) нейтронов для подавляющего большинства нуклидов в активной зоне очень низка по сравнению с поглощающей способностью их в области тепловых энергий. Но так как в надтепловой области величины микросечений поглощения всех нуклидов не нулевые, некоторая часть замедляющихся нейтронов будет теряться за счёт реакций радиационного захвата. Кроме того, в составе активной зоны реактора есть  $^{238}\text{U}$ , который является сильным поглотителем замедляющихся нейтронов в области энергий ( $6 \div 600$ ) эВ, т. е. почти в конце интервала замедления.



**Рис. 7.** Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа урана  $^{238}\text{U}$  в резонансной области энергий.

На графике зависимости микросечения радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  от энергии нейтронов (**Рис. 7**) просматриваются несколько десятков аномальных "пиков" — резонансов. Эту разновидность радиационного захвата замедляющихся нейтронов, в отличие от радиационного захвата тепловых нейтронов назвали резонансным захватом. Не все  $n_{6i}\mu p_3$  замедляющихся нейтронов  $i$ -го поколения благополучно завершат замедление и станут тепловыми, а только некоторая  $j$ -ая их часть:  $(1-\varphi)$ -ая часть замедляющихся нейтронов в активной зоне в процессе замедления испытает резонансный захват, и, следовательно, будут потеряны. Доля нейтронов, избежавших резонансного захвата при замедлении, от числа нейтронов поколения, замедляющихся в пределах активной зоны реактора, называется вероятностью избежания резонансного захвата. Количество нейтронов поколения, благополучно завершающих в активной зоне процесс замедления (= становящихся тепловыми) равно  $n_{6i}\mu p_3\varphi$ .

г) Утечка из активной зоны свойственна не только замедляющимся, но и тепловым нейтронам. Поэтому не все указанные  $n_{6i}\mu p_3\varphi$  тепловых нейтронов останутся до конца процесса диффузии в пределах активной зоны, а только  $p_m$ -ая часть их:  $(1-p_m)$ -ая часть покинет при диффузии активную зону и будет безвозвратно утеряна. Доля тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны при диффузии, от числа тепловых нейтронов поколения, начавших процесс диффузии в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки тепловых нейтронов ( $p_m$ ). К концу диффузии (т. е. к моменту поглощения) в активной зоне останется  $n_{6i}\mu p_3\varphi p_m$  тепловых нейтронов  $i$ -го поколения.

д) Конец процесса диффузии тепловых нейтронов в реакторе — гибель в результате их поглощения. Так как различные ядра — компоненты активной зоны — в различной степени поглощают тепловые нейтроны, то либо тепловые нейтроны поглощаются делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, либо поглощаются компонентами активной зоны. Первая из этих возможностей таит в себе нечто созидательное: поглощение теплового нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$  может вызвать деление этого ядра и появление новых быстрых нейтронов деления, но вторая возможность ведёт к непроизводительной потере тепловых нейтронов. Доля тепловых нейтронов, поглощаемых делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, от всех тепловых нейтронов поколения (поглощаемых всеми компонентами активной зоны) называется коэффициентом использования тепловых нейтронов ( $\theta$ ). Количество тепловых нейтронов  $i$ -го поколения, поглощенных ядрами  $^{235}\text{U}$ , равно  $n_{6i}\mu p_3\varphi p_m\theta$ .

е) Но из этих  $n_{6i}\mu p_3\varphi p_m\theta$  поглощений тепловых нейтронов ядрами  $^{235}\text{U}$  лишь  $\eta$ -ая часть завершится делениями ядер, а  $(1-\eta)$ -ая часть закончится бесполезным для дела радиационным захватом тепловых нейтронов этими ядрами. Величина  $\eta^{235}$  — вероятность того, что поглощение теплового нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$  завершится делением последнего. В рассматриваемом простом случае однокомпонентного топлива (состоящего лишь из одного типа делящихся тепловыми нейтронами ядер  $^{235}\text{U}$ ) эта вероятность может быть легко сосчитана как отношение скоростей реакций деления и поглощения тепловых нейтронов ядрами  $^{235}\text{U}$ :

$$\eta = \nu^{235} \frac{\sigma_f^{235} N^{235} \Phi}{\sigma_a^{235} N^{235} \Phi} = \frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_a^{235}} = \frac{583,5}{680,9} \approx 0,857 \quad (45)$$

Таким образом, в указанном выше количестве делений ядер  $^{235}\text{U}$  под действием тепловых нейтронов  $i$ -го поколения будет рождено

$$n_{6i}\mu p_3\varphi p_m\theta\eta = n_{6i+1} \quad (46)$$

нейтронов деления, но это уже – быстрые нейтроны нового, (i+1)-го поколения.

Константа  $\eta$  - среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый ядрами  $^{235}\text{U}$  тепловой нейтрон. Когда топливо в реакторе состоит из нескольких типов делящихся под действием тепловых нейтронов ядер,  $\eta$  - среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися нуклидами топлива тепловой нейтрон. С учётом последнего замечания формулу (46) можно записать так:

$$n_{i+1} = n_{\sigma i} \mu \varphi \theta \eta p_3 p_T. \quad (47)$$

Но если разделить обе части выражения (47) на величину  $n_{\sigma i}$ :

$$\frac{n_{\sigma i+1}}{n_{\sigma i}} = \mu \varphi \theta \eta p_3 p_T \quad (48)$$

то в левой части получается отношение плотностей нейтронов двух последовательных поколений, в точности совпадающее с определением величины эффективного коэффициента размножения:

$$K_{ef} = \mu \varphi \theta \eta p_3 p_T \quad (49)$$

Формула (49) выражает характеристику эффективных размножающих свойств активной зоны теплового ядерного реактора ( $K_{ef}$ ), которая является и мерой нейтронно-физического состояния реактора, через характеристики отдельных физических процессов нейтронного цикла.

Наглядная схема баланса нейтронов в продолжение одного цикла размножения нейтронов в тепловом реакторе показана на **Рис. 8**.

Последние два сомножителя в формуле (49) и ( $p_3$  и  $p_m$ ) определяются формой и размерами активной зоны реактора, и фактом своего существования они обязаны только тому, что реальные активные зоны имеют конечные размеры: в гипотетической активной зоне бесконечных размеров обе указанных вероятности равны единице, поскольку и замедляющимся, и тепловым нейтронам в бесконечной активной зоне утекать некуда. Размножающие свойства бесконечной активной зоны определяются только совокупностью компонентов среды этой активной зоны безотносительно к её размерам. Вот почему величину произведения в выражении (49)

$$K_{\infty} = \mu \varphi \theta \eta \quad (50) - \text{формула четырёх сомножителей.}$$

при анализе обычно выделяют и называют коэффициентом размножения в бесконечной среде.

$K_{\infty}$  – служит характеристикой собственных размножающих свойств среды активной зоны определённого состава, указывая предельную, максимально возможную, величину эффективного коэффициента размножения в активной зоне этого состава при бесконечном увеличении её размеров. Поэтому эффективный коэффициент размножения реальной активной зоны конечных размеров может быть записано кратко

$$K_{\text{эфф}} = K_{\infty} p_3 p_T \quad (51)$$

Величина эффективного коэффициента размножения реактора с определённым составом активной зоны конечных размеров есть произведение коэффициента размножения в бесконечной среде на величины вероятностей избежания утечки нейтронов для этой конечной активной зоны. Эффективные размножающие свойства активной зоны (характеризуемые величиной  $K_{\text{эфф}}$ ) - сложная комбинация свойств отдельных сторон нейтронного цикла в реакторе.

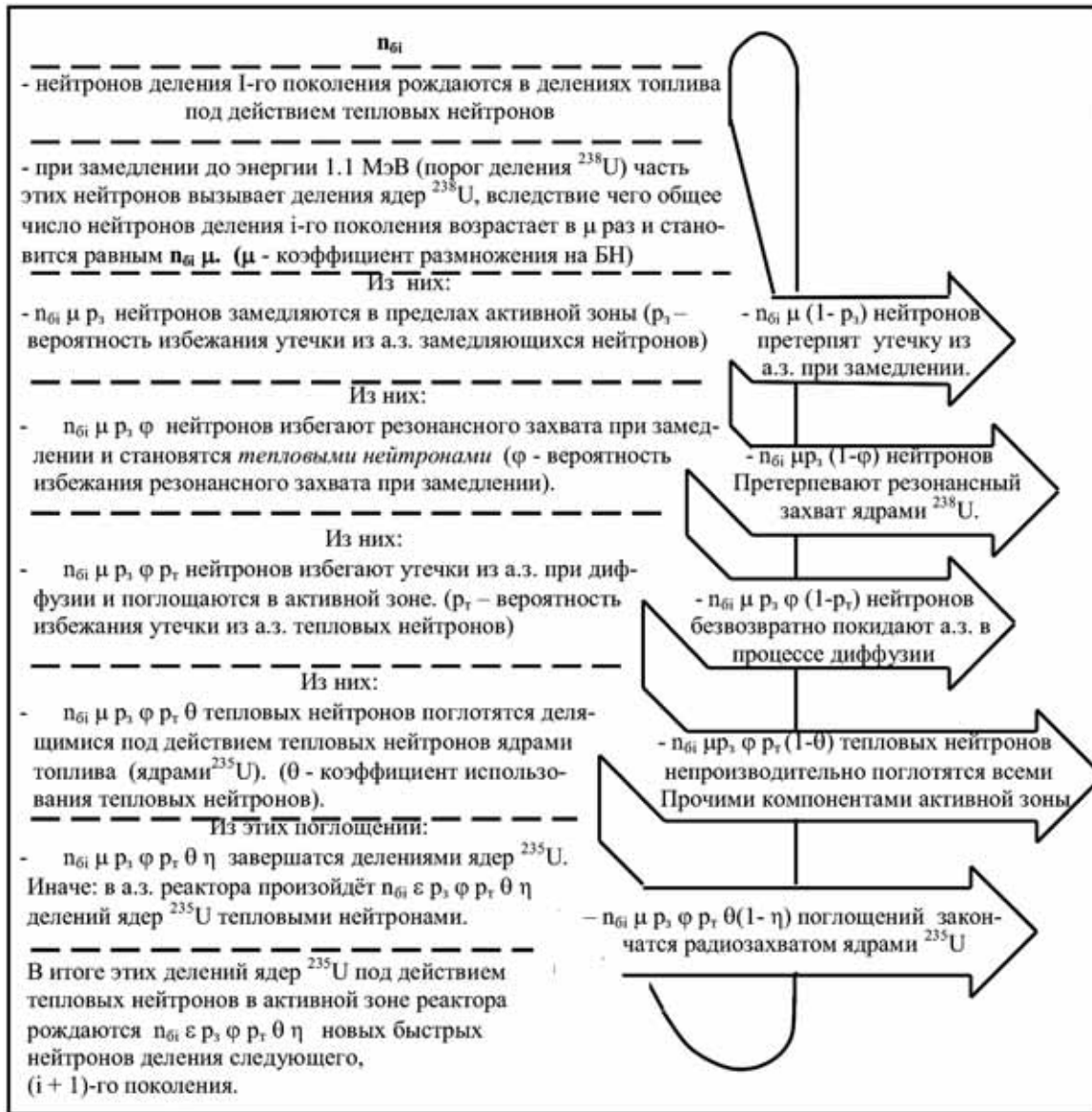


Рис. 8. Схематическое изображение нейтронного цикла в тепловом ядерном реакторе.

### 3.3 Управление реактором на тепловых нейтронах

В качестве примера рассмотрим управление цепной реакцией деления в реакторе, работающем на природном уране (первые промышленные реакторы, современные канадские и английские энергетические реакторы). Природный уран содержит два изотопа:  $^{238}\text{U}$  (99,29%) и  $^{235}\text{U}$  (0,71%), содержание  $^{234}\text{U}$  ничтожно. Ядро  $^{238}\text{U}$  делится только под действием быстрых нейтронов с энергией  $> 1$  МэВ и малым эффективным поперечным сечением  $\sigma_f = 0,3$  барна. Ядро  $^{235}\text{U}$  делится под действием нейтронов любых энергий, причём с уменьшением энергии сечение его деления резко возрастает. При делении  $^{238}\text{U}$  или  $^{235}\text{U}$  быстрым нейтроном вылетает 2,5 нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ, т.е. при отсутствии потерь ядерная цепная реакция могла бы развиться в природном уране. Однако потери есть: ядра  $^{238}\text{U}$  могут захватывать нейтроны с образованием  $^{239}\text{U}$ . Кроме того, при столкновении нейтронов с ядром  $^{238}\text{U}$  происходит неупругое рассеяние, при котором энергия нейтронов становится ниже 1 МэВ, и они уже не могут вызвать деление  $^{238}\text{U}$ . Большая часть таких нейтронов испытывает радиационный захват или вылетает наружу. Поэтому в этих условиях не может развиться цепная реакция.

Для возбуждения цепной реакции в естественном уране используется замедление нейтронов при их столкновении с лёгкими ядрами ( $^2\text{H}$ ,  $^{12}\text{C}$  и др. замедлители). Сечение деления  $^{235}\text{U}$  на тепловых нейтронах  $\sigma_f^{295} = 582$  барна, сечение радиационного захвата в  $^{235}\text{U}$  (с образованием  $^{236}\text{U}$ )  $\sigma_3^5 = 100$  барн, а в  $^{238}\text{U}$   $\sigma_f^{298} = 2,73$  барна. При делении тепловыми нейтронами  $\nu = 2,44$ . Отсюда следует, что число нейтронов  $\eta$ , которые могут вызвать деление  $^{235}\text{U}$ , приходящееся на 1 поглощённый тепловой нейтрон предыдущего поколения, равно:

$$\eta = \frac{\nu \sigma_f^{295}}{\sigma_f^{295} + \sigma_3^{295} + \frac{C^{298}}{C^{295}} \sigma_3^{298}} = 1,33 \quad (52)$$

Здесь  $\rho^{298}/\rho^{295}$  - отношение концентраций  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ .

Поскольку  $\eta > 1$ , то при наличии замедлителя нейтронов реактор может работать на природном уране с замедлителем.

Проблема в том, что при делении урана тепловыми нейтронами рождаются быстрые нейтроны, которые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  имеет резонансный характер, т. е. достигает очень больших значений в определённых узких интервалах энергии. В однородной смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы ядерная цепная реакция на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение нейтронов в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому внутренняя часть блока экранирована и значительная часть атомов урана не принимает участия в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а, замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, "уйти" из опасного интервала энергии. При поглощении теплового нейтрона в блоке рождается  $\eta$  вторичных быстрых нейтронов, каждый из которых до выхода из блока вызовет небольшое количество делений  $^{238}\text{U}$ . В результате число быстрых нейтронов, вылетающих из блока в замедлитель, равно  $\epsilon\eta$ , где  $\epsilon$  - коэффициент размножения на быстрых нейтронах. Если  $\phi$  - вероятность избежать резонансного поглощения, то только  $\epsilon\eta\phi$  нейтронов замедлится до тепловой энергии. Часть тепловых нейтронов поглотится в замедлителе. Пусть  $\theta$  - вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране (коэффициент теплового использования нейтронов). В гомогенной системе:

$$\theta = \frac{C_U \sigma_3^U}{C_U \sigma_3^U + C_S \sigma_3^S}, \quad (53)$$

в гетерогенной системе:

$$\theta = \frac{C_U \sigma_3^U \Phi^U}{C_U \sigma_3^U \Phi^U + C_S \sigma_3^S \Phi^S}. \quad (54)$$

Здесь  $C_U$  и  $C_S$  - концентрации урана и замедлителя,  $\sigma_3$ - соответствующие сечения поглощения,  $\Phi$  - потоки нейтронов. В результате на 1 тепловой нейтрон первого поколения, совершающий деление, получается  $K_{\text{эф}} = \epsilon\eta\phi\theta$  нейтронов следующего поколения, которые могут вызвать деление.  $K_{\infty}$  - коэффициент размножения нейтронов в бесконечной гетерогенной системе. Если  $K_{\infty} > 1$ , то реакция деления в бесконечной решётке будет нарастать экспоненциально.

Если система имеет ограниченные размеры, то часть нейтронов может покинуть среду. Обозначим долю нейтронов, вылетающих наружу, через  $1-p$ , тогда для продолжения реакции деления остаётся  $K_{\text{эф}} = K_{\infty}p$  нейтронов, и если  $K_{\text{эф}} > 1$ , то число делений растёт экспоненциально и реакция является саморазвивающейся. Так как число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорционально её объёму, а их вылет (утечка) пропорционален поверхности окружающей среды, то цепная реакция возможна только в среде достаточно больших размеров. Например, для шара радиуса  $\sqrt{R}$  отношение объёма к поверхности равно  $R/3$ , и, следовательно, чем больше радиус шара, тем меньше утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе проходила стационарная цепная реакция, т. е.  $K_{\text{эф}} - 1 = 0$ , то такую систему называют критической, а её радиус критическим радиусом.

Для осуществления цепной реакции в природном уране на тепловых нейтронах используют в качестве замедлителя вещества с малыми сечением радиационного захвата (графит или тяжёлую воду  $\text{D}_2\text{O}$ ). В замедлителе из обыкновенной воды цепная реакция на природном уране невозможна из-за большого поглощения нейтронов в водороде.

Чтобы интенсивность цепной реакции можно было регулировать, время жизни одного поколения нейтронов должно быть достаточно велико. Время жизни  $t_0$  тепловых нейтронов мало ( $t_0 = 10^{-3}$  сек). Однако наряду с нейтронами, вылетающими из ядра мгновенно (за время  $10^{-16}$  сек), существует небольшая доля  $\mu$  запаздывающих нейтронов, вылетающих после  $\beta$ -распада осколков деления со средним временем жизни  $t_c = 14,4$  сек. Для запаздывающих нейтронов при делении  $^{235}\text{U}$   $\mu \sim 0,75 \cdot 10^{-2}$ . Если  $K_{\text{эф}} > 1 + \mu$ , то время  $T$  «разгона» ядерной цепной реакции (равное времени, за которое число деления увеличивается в  $e$  раз) определяется соотношением:

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{\text{эф}} - (1 + \mu)}{\tau_0}, \quad (55)$$



где  $\tau_0$  – время жизни тепловых нейтронов.

Здесь запаздывающие нейтроны не участвуют в развитии цепной реакции. Практически важен другой предельный случай:  $K_{эф} - 1 \ll \mu$ , тогда:

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{эф} - 1}{(1 + \mu - K_{эф})\tau} \quad (56)$$

где  $\tau$  – время жизни поколения нейтронов.

Здесь мгновенные нейтроны не играют роли в развитии реакции. Таким образом, если  $K_{эф} < 1 + \mu$ , то ядерная цепная реакция будет развиваться только при участии запаздывающих нейтронов за время порядка минут и будет хорошо регулируемой.