

6. ОСНОВЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

6.1. Свойства и классификация 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). Для использования в цепной реакции деления их необходимо замедлить, но замедление нейтронов является не тривиальной задачей.

Ниже представлены основные 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:

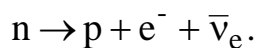
Масса: 939,565346 МэВ, $1,674927211 \cdot 10^{-27}$ кг, 1,00866491597 а.е.м., что на 0,14% больше, чем масса протона: $m_n - m_p = 1,29344$ МэВ; ($m_n = 1840 m_e$, где m_e – масса электрона).

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. Поскольку имеет отрицательную величину, то направлен противоположно механическому, спиновому, моменту количества движения. Наличие магнитного момента у нейтрона, так же как аномальная величина магнитного момента протона ($m_p = 2,79 m_j$), указывает на сложную внутреннюю структуру этих частиц, т.е. внутри них существуют электрические токи, создающие дополнительный "аномальный" магнитный момент протона $1,79 m_j$ и приблизительно равный ему по величине и противоположный по знаку магнитный момент нейтрона ($-1,9 m_j$). 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 $\tau \approx 16$ мин. В веществе свободные нейтроны существуют ещё меньше (в плотных веществах единицы – сотни мкс) 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 инструментом исследования в ядерной физике. В практических приложениях нейтроны играют ключевую роль в ядерной энергетике, при 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.

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 ядерных реакций с участием нейтронов 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 и может лежать в диапазоне энергий от 100 кэВ до 1 МэВ.

Необходимо отметить, что нейтрон с энергией 0,25 эВ имеет скорость около 2 км/с.

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, поскольку длина волны холодного нейтрона намного больше междуатомных расстояний.

Энергия $E_{\text{тепл}} = 0,025$ эВ определяет порядок энергий **тепловых** нейтронов. В температурной шкале

$$E_{\text{тепл}} = kT,$$

где k – постоянная Больцмана, для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение $T = 300 \text{ К}$, 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 $0,5 \text{ эВ}$ 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 частокол резонансов.

Нейтроны с энергиями $1 - 100 \text{ кэВ}$ 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 .

6.2. Ядерные реакции взаимодействия нейтронов с веществом. Упругие и неупругие взаимодействия. Замедление и диффузия нейтронов

В Таблице 6.1 приведены области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

Таблица 6.1 – Реакции с участием нейтронов

Тип реакции	Сечение реакции
Радиационный захват (n, γ)	Идёт на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от $0,1$ до 10^3 и даже 10^4 барн ($^{135}_{55}\text{Xe}$); 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: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{He} + p + 0,76 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 5400 \text{ барн}$, $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\text{тепл.нейтр}} = 1,75 \text{ барн}$

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

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 больше 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, как это следует из Таблицы 6.2, в которой представлены параметры, описывающие замедление нейтронов различными веществами. Такими параметрами являются среднее число столкновений N , среднее время замедления t и среднее квадратичное удаление L_B нейтрона от источника при замедлении нейтрона в неограниченной среде от величины энергии 1 МэВ до энергии 0,1 эВ.

Таблица 6.2 – Параметры, описывающие замедление нейтронов веществами

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

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 составляет величину порядка кТ. 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 кТ 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. Замедлителями нейтронов являются вещества, содержащих лёгкие ядра, слабо захватывающие нейтроны, но эффективно отбирающие их энергию. 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 (Таблица 6.2).

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 1см^3 среды за 1с, тем больше энергии отнимает этот единичный объём вещества за 1с у замедляющихся в нём нейтронов, и тем, следовательно, лучшим замедлителем может служить это вещество.

Число рассеяний в 1см^3 вещества за 1с – это скорость реакции рассеяния на ядрах этого вещества:

$$R_s^i = \sum_s^i \Phi.$$

Следовательно, вещество будет тем лучшим замедлителем, чем выше величина его макросечения рассеяния Σ_s .

Можно было бы считать параметр Σ_s основным параметром, определяющим характеристики замедляющих свойств веществ, если бы ядра всех веществ в одиночных рассеяниях отнимали у любого одиночного нейтрона одинаковую порцию энергии. Однако это не так: 1) ядра различных атомов отнимают у замедляющихся нейтронов 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 актах рассеяния уменьшается даже при замедлении на ядрах одного сорта. Поэтому используется еще одна характеристика замедляющих свойств для каждого сорта ядер, которая отражает способность этих ядер отнимать у нейтрона в одиночном рассеянии определённую среднюю величину кинетической энергии.

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

$$E_k = E_0 \exp(-\xi k).$$

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 описывается выражением:

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

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

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

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}.$$

Для тяжёлых ядер-замедлителей (при $A>10$) формула становится еще проще:

$$\xi \approx \frac{2}{A}.$$

Лёгкие ядра являются лучшими замедлителями нейтронов, по сравнению с более тяжёлыми. Чем больше A , тем меньше величина ξ , и тем меньше абсолютная средняя величина потери энергии в таком рассеянии, которая связана с ξ простой зависимостью:

$$\Delta E = \xi E.$$

Σ_s и логарифмический декремент энергии вещества ξ , взятые отдельно, характеризуют только одно из замедляющих свойств: одна из них учитывает только интенсивность рассеяний в единичном объёме вещества, другая – только энергетическую сторону процесса замедления на ядрах вещества.

Произведение этих двух величин даёт ответ на вопрос, какой замедлитель является лучшим. Действительно, лучшими замедляющими свойствами обладает то вещество, которое имеет более высокие значения ξ и Σ_s , а, значит, обладает более высоким значением произведения $\xi \cdot \Sigma_s$.

Произведение $\xi \cdot \Sigma_s$ называется **замедляющей способностью вещества**.

По величине замедляющей способности можно сравнивать замедляющие свойства различных замедлителей 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 возможность использовать это вещество в качестве замедлителя в реакторе на тепловых нейтронах. Важно, чтобы замедлитель не только интенсивно замедлял нейтроны, но и не поглощал их в процессе замедления. Необходимо помнить, что любой нуклид обладает ненулевым микроскопическим сечением радиационного захвата в диапазоне энергий замедления нейтронов в реакторе. Поэтому, при равных величинах замедляющей способности материалов с точки зрения сохранения числа замедляющихся нейтронов лучшим замедлителем будет тот из них, у которого меньше величина макроскопического сечения поглощения нейтронов с энергиями выше тепловой.

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, которая описывается величиной среднего значения макросечения поглощения вещества в этом интервале:

$$k_3 = \xi \Sigma_s / \Sigma_a,$$

где Σ_s и Σ_a – макросечения замедления и поглощения нейтронов.

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

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2},$$

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

$$E_1 = \frac{Mv_n^2}{2} = \frac{Mv_p^2}{2} = \frac{E_0}{2},$$

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

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

Например, если замедлителем является углерод ^{12}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 – D_2O . Несколько худшим замедлителем является обычная вода – H_2O , 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 реакции 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 $4 \cdot 10^{-4}$ с.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является **длина**

замедления, которая обозначается как $\tau^{1/2}$ [см]. Хотя размерностью τ является квадрат расстояния, её называли **возраст нейтронов**. Смысл этой величины следует из выражения

$$\tau = \overline{r_3^2} / 6,$$

где $\overline{r_3^2}$ – средний квадрат расстояния, 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.

Начиная с энергий 0,5-1 эВ при столкновениях нейтронов с ядрами существенное значение вносит тепловая энергия атомов. Распределение нейтронов стремится к равновесному, т.е. максвелловскому:

$$\frac{dN}{dE} \approx e^{-E/kT} E^{1/2}, \quad E \leq 1 \text{ эВ}.$$

Этот процесс называется **термализацией** нейтронов.

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

На рисунке 6.1 представлена схема замедления и диффузии нейтрона в однородной среде.

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

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 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 ядерной реакции с участием 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 приводит к безвозвратной утечке некоторой части тепловых нейтронов за пределы активной зоны реактора при их диффузии. Процесс диффузии тепловых нейтронов завершается поглощением их ядрами среды активной зоны; это может быть полезное для цепной реакции деления поглощение (делящимся под действием тепловых нейтронов ядром топлива), а может быть бесполезное поглощение (неделящимися ядрами любого другого, кроме

топлива, материала активной зоны), приводящее к непроизводительной потере тепловых нейтронов.

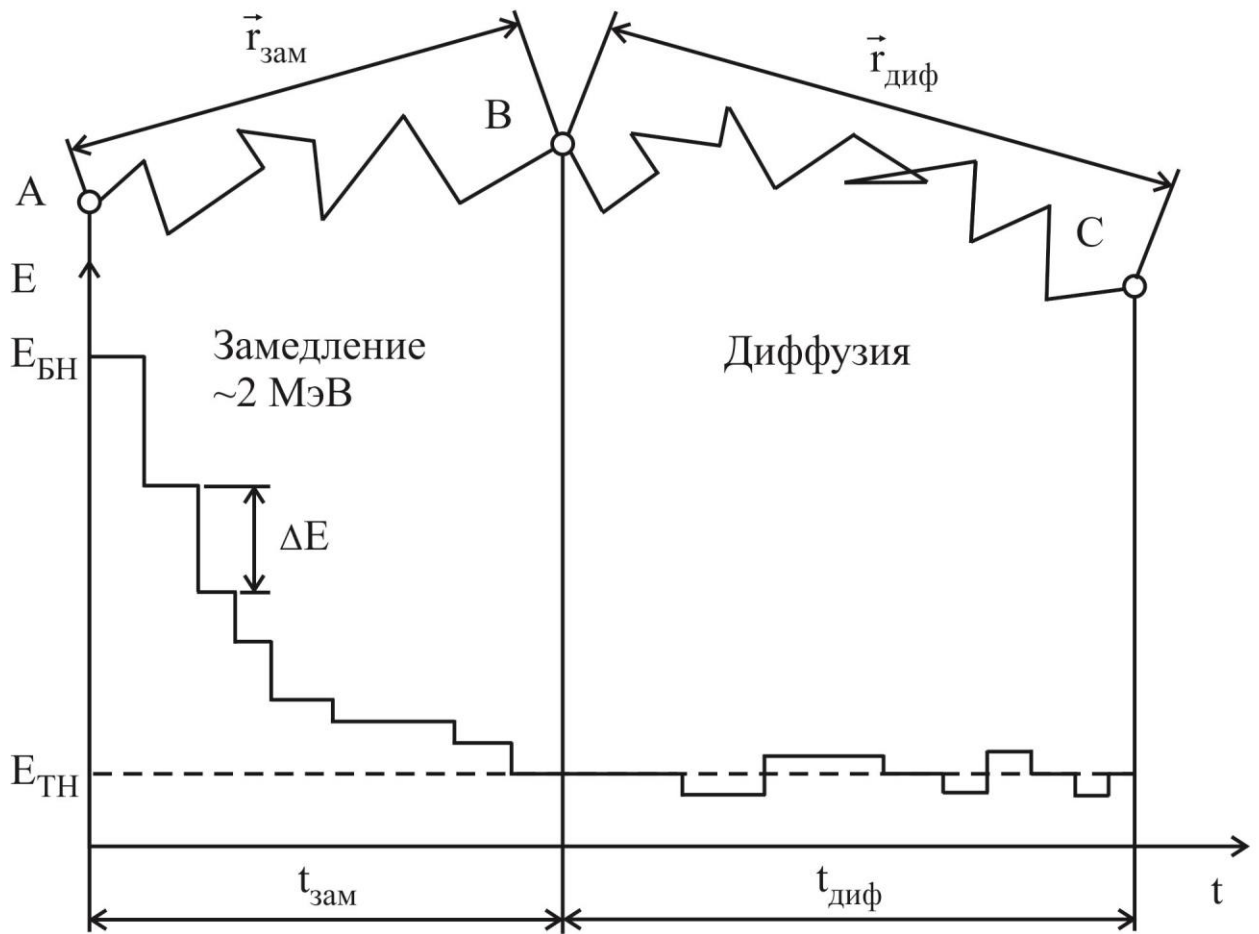


Рисунок 6.1 – Схема замедления и диффузии нейтронов в однородной среде и характер изменения энергии нейтрона в этих процессах

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**:

$$L^2 = \frac{\overline{r_D^2}}{6},$$

где $\overline{r_D^2}$ – средний квадрат расстояния, 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 таблице 6.3 приведены величины τ и L для наиболее употребительных замедлителей. Из этой таблицы видно, что у обычной воды $\tau^{1/2} \gg L$, что указывает на сильное поглощение. У тяжёлой воды, наоборот, $\tau^{1/2} \ll L$. Поэтому она является лучшим замедлителем.

Таблица 6.3 – Значения параметров, описывающих диффузию нейтронов в различных замедлителях

Замедлители	$\tau, \text{см}^2$	$L, \text{см}$
H ₂ O (вода)	31	2,72
D ₂ 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 τ_D жизни диффундирующего нейтрона.

Рассмотрим 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, усреднённое по всем рассеяниям, принято называть транспортным смещением нейтронов в этой среде и обозначать λ_{tr} . Величину, обратную величине транспортного смещения

$$\Sigma_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}}$$

по аналогии с величиной макросечения рассеяния называют транспортным макросечением среды. 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 Σ_{tr} существенно меньше величины Σ_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:

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

Средняя длина замедления связана с характеристиками замедляющих свойств среды:

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

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 заданной энергии E . Величина возраста обозначается греческой буквой $\tau(E)$ с указанием на энергию E замедляющихся нейтронов, которой соответствует возраст:

$$\tau(E) = \frac{1}{6} \bar{l}_3^2.$$

Возраст нейтронов, как квадрат длины замедления, имеет размерность площади – см^2 . 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 характеризует замедляющие свойства среды: возраст – комбинация характеристик замедляющих свойств вещества (в знаменателе стоит утроенное произведение замедляющей способности $\xi \Sigma_s$ и транспортного макросечения вещества λ_{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: $\tau_{T0} = 29,6; 90; 352 \text{ см}^2$ для воды в нормальных условиях, бериллия и графита, соответственно.

6.3. Реакции деления ядер. Продукты реакции деления и их основные свойства

Многие ядерные реакции при невысоких энергиях проходят через стадию образования *составного ядра*.

Например, чтобы нейтрон пролетел сквозь ядро со скоростью 10^7 м/с, не испытав столкновений, требуется время $\approx 10^{-22}$ с, которым пользуются для определения длительности ядерных процессов, происходящих в ядре.

При уменьшении скорости нейтрона увеличивается время взаимодействия его с ядром, что повышает вероятность захвата нейтрона ядром, так как эффективное сечение обратно пропорционально скорости частицы ($\sigma \approx 1/v$).

Если суммарная энергия нейтрона и исходного ядра лежит в области расположения энергетических полос составного ядра, то вероятность образования квазистационарного уровня энергии составного ядра особенно велика. Сечение ядерных реакций при таких энергиях частиц резко возрастает, образуя резонансные максимумы.

В таких случаях ядерные реакции называют *резонансными*. Резонансное сечение захвата тепловых (медленных) нейтронов ($kT \approx 0,025$ эВ) может в 10^6 раз превосходить геометрическое сечение ядра $\sigma_0 = \pi R^2$.

Захватив частицу, составное ядро находится в возбужденном состоянии в течение $\approx 10^{-14}$ с, затем испускает какую-либо частицу. Известно несколько каналов радиоактивного распада составного ядра. Возможен также и конкурирующий процесс – радиационный захват, когда после захвата ядром частицы оно переходит в возбужденное состояние, затем, испустив γ – квант, переходит в основное состояние. При этом также может образоваться составное ядро.

Процесс деления радиоактивного урана изучен довольно хорошо. Точно измерено эффективное сечение реакции σ деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами – $\sigma = 582$ б. Предсказать путь реакции деления радиоактивного урана невозможно. Известно, что ядро урана делится примерно 50 различными способами, причем вероятности их сильно различаются, но не превышают 8% каждый. Один из вариантов деления может быть таким, как представлено на схеме, показанной на рисунке 6.2.

Силы кулоновского отталкивания между положительно заряженными частицами ядра (протонами) не способствуют, а препятствуют выходу этих частиц из ядра. Это вызвано влиянием *центробежного барьера*, т. к. силам отталкивания соответствует положительная энергия. Она увеличивает высоту и ширину кулоновского потенциального барьера. Выход положительно заряженной частицы из ядра есть *подбарьерный процесс*.

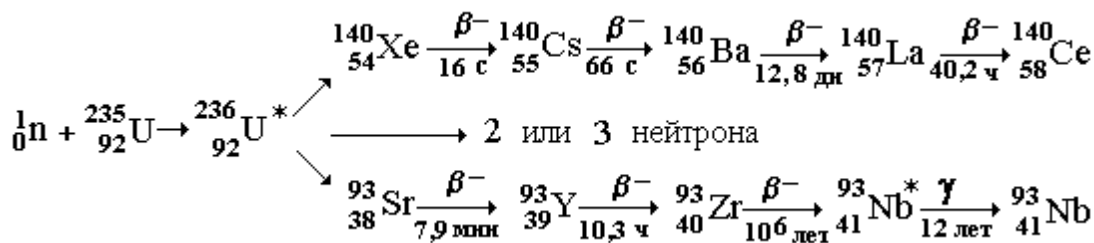


Рисунок 6.2 – Схема одного из вариантов деления ядра урана ${}_{92}^{235}\text{U}$

Он тем менее вероятен, чем выше и шире потенциальный барьер. Особенно это характерно для средних и тяжелых ядер.

Например, ядро изотопа урана ${}_{92}^{235}\text{U}$, захватив нейтрон, образует составное ядро ${}_{92}^{236}\text{U}$, которое переходит в сильно возбужденное состояние, затем разделяется на две части.

Под действием кулоновских сил отталкивания эти части разлетаются с большой кинетической энергией, порядка 200 МэВ, так как в этом случае электрические силы превосходят ядерные силы притяжения.

При этом осколки деления являются радиоактивными и находятся в возбужденном состоянии. Переходя в основное состояние, они испускают запаздывающие нейтроны, а также γ – кванты и другие частицы.

Вылетевшие нейтроны называют вторичными.

Из всех выделяющихся при делении ядер освобождается мгновенно 99% нейтронов, а на долю запаздывающих нейтронов приходится 0,75%.

Несмотря на это, запаздывающие нейтроны используют в ядерной энергетике, так как они позволяют осуществить *управляемые ядерные реакции*.

Ядерную реакцию деления можно представить схематически, как показано на рисунке 6.3.

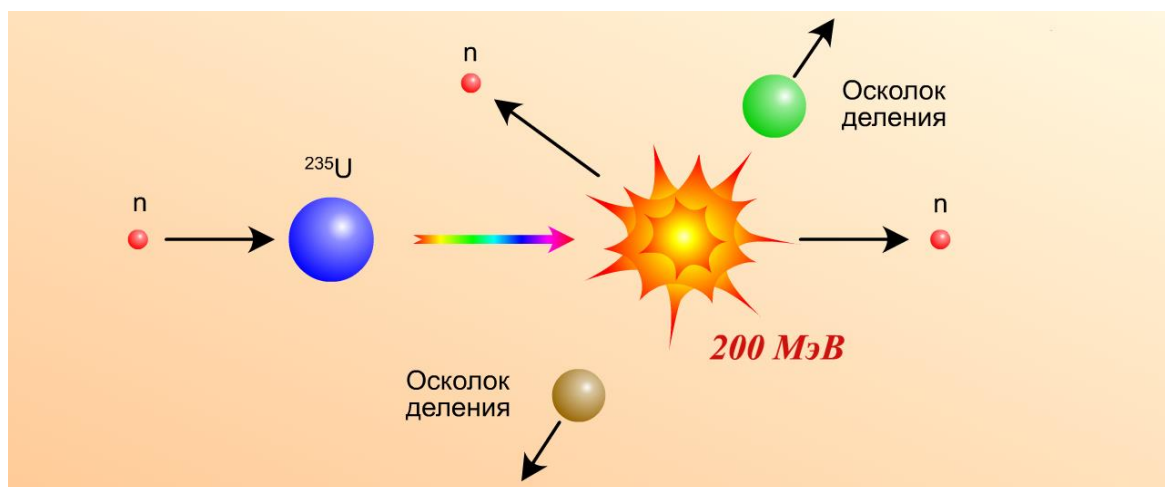


Рисунок 6.3 – Схема деления ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$

Наиболее вероятно деление урана ${}^{236}_{92}\text{U}$ на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого. Это объясняется влиянием ядерных нейтронных оболочек, так как ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число нейтронов в каждом из осколков было близко к одному из магических чисел – 50 или 82. В качестве таких осколков могут быть, например, ядра ${}^{87}_{36}\text{Kr}$, ${}^{93}_{38}\text{Sr}$, ${}^{137}_{54}\text{Xe}$.

Детальное изучение процесса деления ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами показало, что ядро ${}^{236}\text{U}$ может распасться более, чем 40 разными путями, и произвести более 80 различных продуктов деления. Массовые числа продуктов деления изменяются от 72 до 160.

Образуются осколки с такими массовыми числами с разными вероятностями. Эти вероятности принято описывать параметром, который называется выходом осколков Y_A с данным массовым числом A :

$$Y_A = N_A / N_F,$$

где N_A – число осколков с массовым числом A , возникших при числе делений ядер N_F . Обычно величину Y_A выражают в процентах.

На рисунке 6.4 показан выход продуктов деления в зависимости от их массовых чисел.

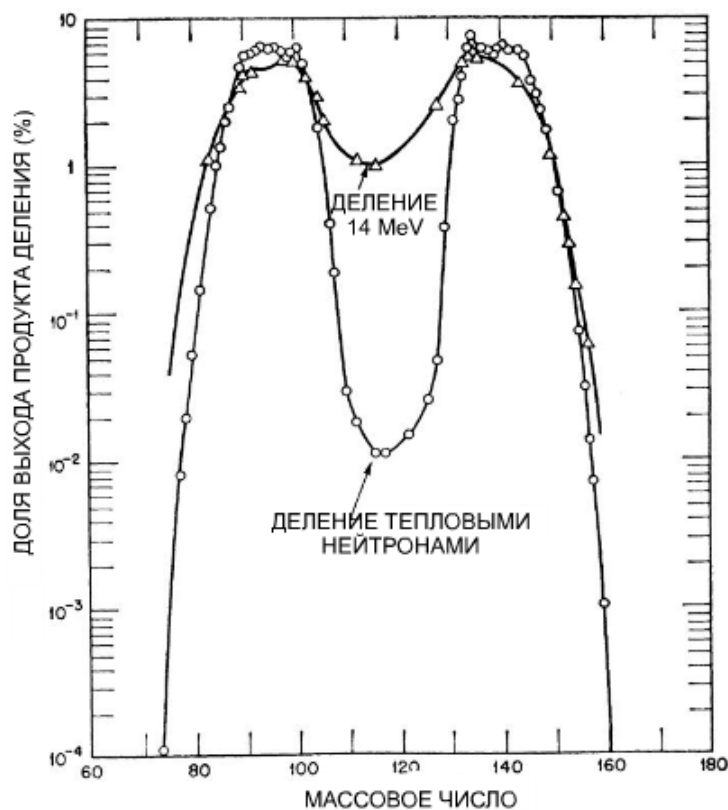


Рисунок 6.4 – Выход продуктов деления в зависимости от их массовых чисел

Кривые на рисунке 6.4 представляют вероятности распределения продуктов деления ^{235}U по массовым числам при делении тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 14 МэВ. По оси ординат отложены доли выхода продуктов деления или вероятности их образования, выраженные в процентах, а по оси абсцисс – массовые числа продуктов деления.

Продукты деления можно разделить на две группы по их массовым числам: группу лёгких элементов с массовыми числами от 80 до 110 и группу тяжёлых элементов с массовыми числами от 125 до 155. Вне этих групп остаётся лишь очень малая доля продуктов деления. Наиболее вероятным является выход продуктов деления на уровне примерно 6,4%, который приходится на массовые числа 95 в лёгкой группе и 139 в тяжёлой группе.

Из рисунка 6.4 следует, что вероятность деления ^{235}U тепловым нейтроном на осколки с равными массовыми числами (симметричное деление) составляет лишь 0,01%.

Распределение вероятности образования продуктов деления с заданными массовыми числами соответствует распределению их кинетических энергий. Так двум группам продуктов деления по массовым числам соответствуют две группы осколков по их кинетическим энергиям: примерно 67 МэВ для тяжёлой группы и 98 МэВ для лёгкой группы.

Отношение наиболее вероятных кинетических энергий двух групп продуктов деления $\frac{98\text{МэВ}}{67\text{МэВ}} = 1,46$ равно отношению наиболее вероятных массовых чисел этих групп ($\frac{139}{95} = 1,46$).

Это следует из простых математических выкладок. Учитывая, что количество движения сохраняется при разлете осколков:

$$m_1 \cdot v_1 = m_2 \cdot v_2 \quad \text{или} \quad v_1 = \frac{m_2 \cdot v_2}{m_1}.$$

Для кинетической энергии первого осколка можно записать

$$E_1 = \frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 \cdot \frac{m_2^2 \cdot v_2^2}{m_1^2} = \frac{m_2}{m_1} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v_2^2 \right) = \frac{m_2}{m_1} \cdot E_2.$$

В итоге получаем, что

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

На кривой зависимости потенциальной энергии от расстояния до ядра $W_p = W_p(r)$, показанной на рисунке 6.5, существует максимум, характеризующий высоту потенциального барьера, который должен быть преодолен, чтобы произошло деление ядра.

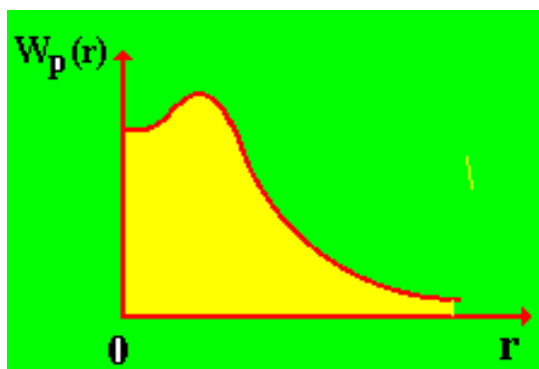


Рисунок 6.5 – Потенциальный барьер, препятствующий делению ядра

Разность между максимальным значением потенциальной энергии $W_p(r)$ и ее значением при $r = 0$ для стабильных ядер называют *энергией активации*. Для деления ядра необходимо сообщить ему энергию, не меньшую энергии активации, которую приносят нейтроны, при поглощении которых, образуются возбужденные составные ядра.

Исследования показали, что ядра изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$ испытывают деление после захвата любых, в том числе и тепловых нейтронов. Для деления же изотопа урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ требуются быстрые нейтроны с энергией > 1 МэВ. Такое различие в поведении ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$ и ${}_{92}^{238}\text{U}$ связывают с эффектом спаривания нуклонов.

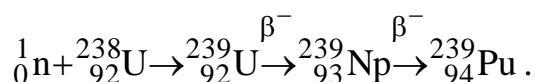
Возможно и спонтанное деление радиоактивных ядер при отсутствии внешнего возбуждения. В этом случае деление ядра может произойти путем просачивания продуктов деления через потенциальный барьер за счет туннельного эффекта.

Другой характерной особенностью ядерных реакций, протекающих через составное ядро при определенных условиях, является симметрия в системе центра масс углового распределения разлетающихся частиц, которые образуются при распаде составного ядра.

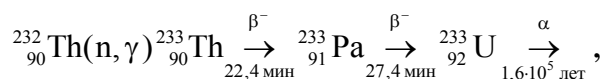
При делении тяжелых ядер освобождается энергия, равная в среднем 200 МэВ на каждое делящееся ядро, называемая *ядерной, или атомной энергией*. Получение такой энергии производится в ядерных реакторах.

Естественный уран содержит 99,3% изотопа ${}_{92}^{238}\text{U}$ и 0,7% изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$, который и является ядерным горючим. Изотопы урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ и тория ${}_{90}^{232}\text{Th}$ являются сырьевыми материалами, из которых искусственно получают изотоп ${}_{92}^{233}\text{U}$ и изотоп ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, являющиеся также ядерным топливом и в естественном состоянии в природе не встречающиеся.

Изотоп плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ получают, например, в реакции



Изотоп урана $^{233}_{92}\text{U}$ – в реакции



где $^{232}_{90}\text{Th}(n, \gamma) ^{233}_{90}\text{Th}$ означает реакцию $^1_0\text{n} + ^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{233}_{90}\text{Th} + \gamma$.

Изотопы ядер $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{232}_{90}\text{Th}$ делятся только быстрыми нейтронами с энергией $> 1\text{МэВ}$.

6.4. Энергия деления ядер

Как было сказано выше при делении ядер выделяется примерно 200 МэВ тепловой энергии. Однако надо различать полную энергию, выделяющуюся в процессе деления, и ту энергию, которую можно использовать в реакторе для производства тепловой, а затем и электрической энергий, т.е. используемую энергию. При делении ядер, кроме осколков, выделяется еще несколько различных частиц, которые уносят остальную энергию.

Примерное распределение энергии между различными частицами при делении ядер урана тепловыми нейтронами приведено в Таблице 6.4.

Таблица 6.4 – Высвобождающаяся и используемая энергия деления ^{235}U

Вид		Высвобождающаяся энергия, МэВ	Используемая энергия, МэВ
Осколки деления		165	165
Распад продуктов деления	β излучение	7	7
	γ излучение	7	7
Нейтрино		12	–
Мгновенные γ -кванты		7	7
Нейтроны		5	5
Захватные γ -кванты		–	8 – 12
ВСЕГО		202	194 – 203

Почти вся энергия деления (более 80%) выделяется в виде кинетической энергии продуктов деления. Средняя длина свободного пробега продуктов деления в топливе составляет лишь около 0,001 см. Поэтому вся эта энергия сразу же выделяется в топливе в виде тепла.

Энергия β -частиц и γ -излучения, высвобождающаяся при распаде продуктов деления, энергия мгновенных и запаздывающих нейтронов, энергия мгновенных γ -квантов – всё это используемые виды энергии, поскольку практически ни один из этих видов излучения не выходит за пределы реактора. Однако энергия нейтрино (около 12 МэВ), образующихся при β -распаде, не

может быть использована, так как вероятность взаимодействия нейтрино с веществом крайне мала. Нейтрино просто улетают из реактора, унося указанную энергию.

Энергия захватного γ -излучения выделяется следующим образом. Один из нейтронов деления поглощается расщепляющимся материалом, вызывает новое деление и тем самым поддерживает работу реактора. Оставшиеся нейтроны могут подвергнуться радиационному захвату материалами реактора. При каждом радиационном захвате образуется один или несколько γ -квантов с полной энергией от 8 до 12 МэВ, которая в конце концов превращается в тепло. Точная величина энергии захватных γ -квантов зависит от материалов, использованных при строительстве реактора.

В результате полная энергия реакции деления, которая может быть использована, составляет примерно 200 МэВ.

6.5. Основы цепного процесса. Нейтронные эффективные сечения

Цепная реакция деления – последовательность реакции деления ядер тяжелых атомов при взаимодействии их с нейтронами, в результате которых образуются более легкие ядра, новые нейтроны или другие элементарные частицы и выделяется ядерная энергия.

Механизм цепной реакции при ядерных превращениях могут обеспечить нейтроны, не имеющие кулоновского барьера и возбуждающие ядра при поглощении. Появление в среде необходимой частицы вызывает цепь следующих, одна за другой реакций, которая продолжается до обрыва цепи вследствие потери частицы-носителя реакции. Основных причин потерь две: поглощение частицы без испускания вторичной и уход частицы за пределы объёма вещества, поддерживающего цепной процесс. Если в каждом акте реакции появляется только одна частица-носитель, то цепная реакция называется *неразветвлённой*. Неразветвлённая цепная реакция не может привести к энерговыделению в больших масштабах.

Если в каждом акте реакции появляется более одной частицы, то возникает разветвленная цепная реакция, т.к. одна из вторичных частиц продолжает начатую цепь, а другие дают новые цепи, которые снова ветвятся. С процессом ветвления конкурируют процессы, приводящие к обрывам цепей, что порождает специфические для разветвленных цепных реакций предельные или критические явления. Если число обрывов цепей больше, чем число появляющихся новых цепей, то цепная самоподдерживающаяся реакция оказывается невозможной. Даже если её возбудить искусственно, введя в среду какое-то количество необходимых частиц, то, поскольку число цепей в этом случае может только убывать, начавшийся процесс быстро затухает. Если же число образующихся новых цепей превосходит число обрывов, цепная реакция быстро распространяется по всему объёму вещества при появлении хотя бы одной начальной частицы. Область состояний вещества с развитием цепной

самоподдерживающейся реакции отделена от области, где цепная реакция вообще невозможна, *критическим состоянием*. Критическое состояние характеризуется равенством между числом новых цепей и числом обрывов.

Достижение критического состояния определяется рядом факторов. Деление тяжелого ядра возбуждается одним нейтроном, а в результате акта деления появляется более одного нейтрона. Следовательно, процесс деления может породить разветвлённую цепную реакцию, носителями которой служат нейтроны. Если скорость потерь нейтронов (захватов без деления, вылетов из реакционного объёма и т.д.) компенсирует скорость размножения нейтронов так, что коэффициент размножения нейтронов равен единице, то цепная реакция идёт в стационарном режиме. Введение отрицательных обратных связей между эффективным коэффициентом размножения и скоростью энерговыделения позволяет осуществить управляемую цепную реакцию. Если коэффициент размножения больше единицы, цепная реакция развивается экспоненциально; неуправляемая цепная реакция деления используется в ядерном оружии.

После открытия (1939) немецкими учёными О. Ганом и Ф. Штрассманом деления ядер нейтронами Ф. Жолио-Кюри с сотрудниками, Э. Ферми, У. Зинн и Л. Сцилард (США) показали, что при делении ядра вылетает больше одного нейтрона:



где А и В – осколки деления с массовыми числами А от 90 до 150, $\nu > 1$ – число вторичных нейтронов. Ядерная цепная реакция впервые была осуществлена Э. Ферми (1942).

Пусть только часть f общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления. Тогда на один нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придётся $K = \nu f$ нейтронов следующего поколения, которые вызовут деление, и если K , называемый коэффициентом размножения нейтронов, больше 1, то число таких нейтронов будет возрастать во времени t по закону: $n = n_0 e^{(K-1)t/t}$, где t – время жизни поколения нейтронов. Если $K-1=1$, то число делений в единицу времени постоянно, и может быть осуществлена самоподдерживающаяся ядерная цепная реакция. При достаточно больших значениях $K-1$ реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к ядерному взрыву.

Природный уран состоит из ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%), содержание ^{234}U ничтожно, ^{238}U делится высокоэнергетическими нейтронами, ^{235}U – любыми, в том числе – тепловыми. В оружии применяется уран, обогащённый по ^{235}U до концентрации выше 95%. В таком уране цепная ядерная реакция деления идёт как на тепловых, так и на быстрых нейтронах. Другим ядерным горючим оружейного назначения является ^{233}U , образующийся при облучении ^{232}Th нейтронами. Наконец, третьим делящимся оружейным

нуклидом является ^{239}Pu . При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}Np , а из него после двух β -распадов – ^{239}Pu , который делится под действием тепловых нейтронов, с $\nu = 2,9$.

Выделение при делении более одного нейтрона открыло перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях: 1) управляемая ядерная реакция деления – создание атомных реакторов; 2) неуправляемая ядерная реакция деления – создание ядерного оружия.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трёх нейтронов, как показано на рисунке 6.6. Полное энергосодержание на один акт деления ядра ^{235}U равно 200 МэВ. Такое энергосодержание определяет огромную теплотворную способность ядерной взрывчатки, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химических взрывчатых веществ.

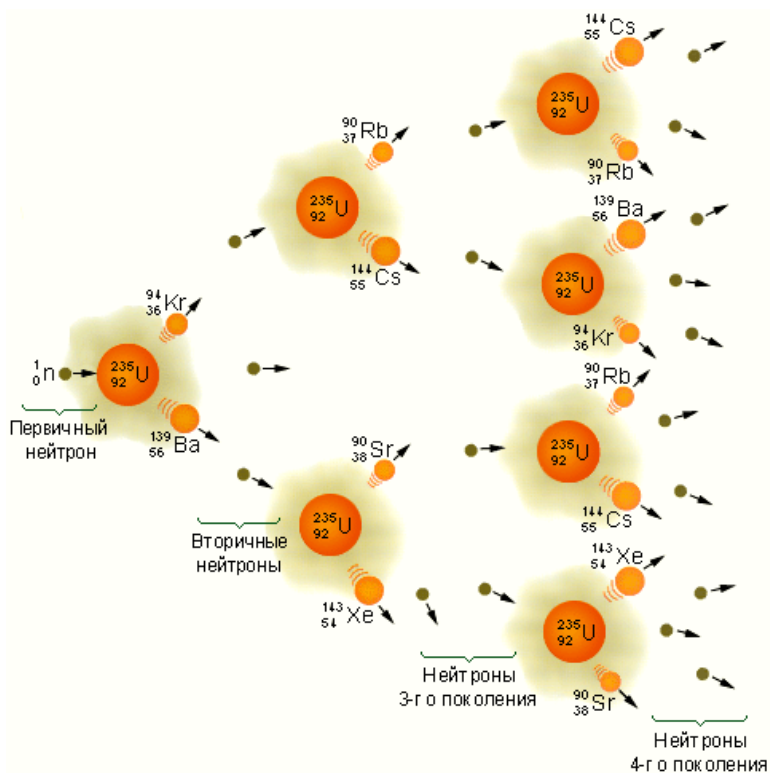


Рисунок 6.6 – Схема развития цепной реакции деления

Как и всякие разветвленные цепные реакции, ядерные цепные реакции – экзотермические. Реальные условия протекания ядерной цепной реакции определяются соотношением вероятностей процессов разветвления реакции и её обрыва. Преобладание разветвления обеспечивает самоподдерживающийся процесс, преобладание обрыва означает отсутствие ядерной цепной реакции. К разветвлению цепей приводит лишь деление, тогда как обрыв цепей (т.е.

уничтожение нейтронов, без появления новых) может происходить при различных побочных ядерных реакциях с ядрами как самого делящегося вещества, так и других веществ, присутствующих в системе, а также вследствие вылета нейтрона за пределы системы.

Для выяснения принципиальной возможности получения цепной ядерной реакции чрезвычайно важно знать число вторичных нейтронов ν , возникающих в одном акте деления. Эта информация для ряда нуклидов приведена в Таблице 6.5.

Таблица 6.5 – Число вторичных нейтронов, возникающих при делении некоторых нуклидов

Вынужденное деление	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
	2,58	2,47	3,05
Спонтанное деление	^{240}Pu	^{244}Cm	^{252}Cf
	2,26	2,80	3,87

Величина ν зависит от энергии нейтронов. Не каждый захват нейтрона ядром приводит к делению ядра. Некоторую часть нейтронов ядра захватывают по реакции (n, γ) без какого-либо деления. Поэтому число нейтронов η , идущих на деление, меньше ν и определяется отношением поперечного сечения процесса деления σ_f к общему поперечному сечению $\sigma_f + \sigma_c$.

Поперечные сечения много меньше для нейтронов высокой энергии, особенно по отношению к (n, γ) захвату. При высокой энергии нейтронов большая часть их захватывается делящимся материалом и вызывает деление, а меньшая часть поглощается по (n, γ) реакции захвата.

В Таблице 6.6 представлены основные параметры делящихся изотопов. Полное сечение характеризует вероятность взаимодействия любого типа между нейтроном и данным ядром. Сечение деления характеризует вероятность деления ядра нейтроном. От того, какая доля ядер не участвует в процессе деления, зависит выход энергии на один поглощенный нейтрон. Число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, важно с точки зрения поддержания цепной реакции. Число новых нейтронов, приходящихся на один поглощенный нейтрон, важно, поскольку характеризует интенсивность деления. Доля запаздывающих нейтронов, испускаемых после того, как деление произошло, связана с энергией, запасенной в данном материале.

Таблица 6.6 – Характеристики делящихся изотопов

Изотоп	Уран-235		Уран-233		Плутоний-239	
Энергия нейтрона	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ
Полное сечение	6,6	695	6,2	600	7,3	1005
Сечение деления	1,25	581	1,85	526	1,8	751

Изотоп	Уран-235		Уран-233		Плутоний-239	
Доля ядер, неучаствующих в делении	0,077	0,174	0,057	0,098	0,08	0,37
Число нейтронов, испускаемых в одном акте деления	2,6	2,43	2,65	2,50	3,03	2,84
Число нейтронов на один поглощенный нейтрон	2,41	2,07	2,51	2,28	2,8	2,07
Доля запаздывающих нейтронов, %	0,64	0,65	0,26	0,26	0,21	0,22
Энергия деления, МэВ	200		197		207	
Все сечения приведены в барнах (10^{28} м^2).						

Для практического осуществления цепной реакции знания одной величины ν недостаточно, так как судьба возникших нейтронов деления не одинакова из-за многообразия видов взаимодействия нейтронов с веществом. Обычно нейтрон претерпевает три превращения: выделяется из системы и теряется; захватывается любым материалом в активной зоне неделящимся материалом; захватывается делящимся материалом, продолжая цепную реакцию.

Характеристика развития ядерной цепной реакции в данной системе – **коэффициент размножения нейтронов** k системы, равный отношению числа нейтронов, поглощаемых делящимся веществом в данном и предыдущем звеньях цепи. Наличие самоподдерживающегося цепного процесса возможно лишь при $k \geq 1$. Системы, в которых $k = 1$, (цепная реакция протекает при постоянной мощности) называются **критическими**, системы с $k > 1$ (мощность реакции нарастает) – **надкритическими** и системы с $k < 1$ – **подкритическими**; k зависит от изотопного состава, размеров и формы системы, в которой осуществляется ядерная цепная реакция.

Масса делящегося изотопа и размеры (объем) критической системы, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления, называют критическими.

Коэффициент размножения определяется величиной ν , вероятностями различных взаимодействий (приводящих и не приводящих к делению) нейтронов с ураном и примесями, а также конструкцией и размерами устройства. Поэтому очень важно знать сечения для процессов деления,

неупругого рассеяния и захвата нейтронов ураном при тех энергиях, с которыми они образуются, и, следовательно, энергетический спектр вторичных нейтронов. Одной из важнейших характеристик цепной реакции является скорость её нарастания, которая определяется не только коэффициентом размножения нейтронов k , но и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т.е. средним временем жизни одного поколения нейтронов, τ_n .

Среднее время жизни одного поколения, или средний промежуток времени между двумя последовательными актами деления, складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра. Для сокращения τ_n , т.е. для получения цепной реакции взрывного типа, процесс размножения нейтронов ведут на мгновенно вылетающих и быстро движущихся нейтронах, а для получения управляемой цепной реакции нужно, чтобы время запаздывания вылета и время перемещения нейтронов было большим. Первая составляющая определяется механизмом возникновения вторичных нейтронов, вторая – характером ее взаимодействия с окружающими ядрами после вылета из делящегося ядра, т.е. процессами замедления, диффузии и захвата.

Ядра, делящиеся тепловыми нейтронами, способны также делиться промежуточными и быстрыми нейтронами, поэтому для них, как и при радиационном захвате, необходимо рассмотреть особенности поведения сечений деления во всех трех областях.

В области тепловых нейтронов сечения деления изменяются с ростом энергии также по закону $1/v$. Усредненные по этой области значения сечений деления σ_f приведены в Таблице 6.7.

Таблица 6.7 – Сечения деления некоторых ядер тепловыми нейтронами

Параметр	Единица измерения	Делящиеся нуклиды			
		^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
σ_f	б	529,1	582,6	748,0	1011,1
$\sigma_{n,\gamma}$	б	45,5	98,3	269,3	358,2
$\alpha = \sigma_{n,\gamma}/\sigma_f$	–	0,086	0,169	0,360	0,354

При попадании нейтрона в ядро урана или плутония может происходить не только деление, но и радиационный захват нейтрона без деления, например $^{235}\text{U}(n, \gamma)^{236}\text{U}$. Этот процесс для работы реактора вреден, притом вдвойне:

1) теряется нейтрон, который не сможет участвовать в цепной реакции деления;

2) теряется ядро ядерного топлива ^{235}U , превращающееся в четно-четное

ядро ^{236}U , которое, как отмечалось выше, тепловыми нейтронами не делится.

Но как видно из данных Таблицы 6.7, сечения деления во всех случаях оказываются больше сечений радиационного захвата, поэтому полезный процесс деления происходит с большей вероятностью, чем нежелательный процесс радиационного захвата. Особенно наглядно это демонстрируют отношения сечений этих двух процессов (последняя строка в Таблицы 6.7).

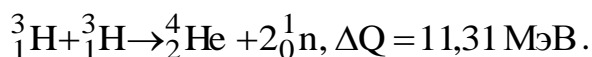
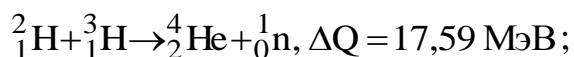
В области промежуточных нейтронов в зависимости сечений деления от энергии, также как и при радиационном захвате, проявляются резонансные пики. В среднем в этой области значения параметра «альфа» оказываются даже несколько больше, чем в области тепловых нейтронов, поэтому реакторы на промежуточных нейтронах хотя и строятся, но большого распространения не получили.

В области быстрых нейтронов зависимость сечений деления от энергии нейтронов становится гладкой, но в отличие от сечений радиационного захвата сечения деления не только не убывают с ростом энергии нейтронов, а даже несколько увеличиваются. Это приводит к значительному улучшению отношения вероятностей радиационного захвата нейтронов и деления, особенно для плутония, для которого на быстрых нейтронах отношение $\alpha = 0,029$, т.е. более чем в 12 раз лучше, чем для тепловых нейтронов. С этим обстоятельством связано одно из основных преимуществ ядерных реакторов, работающих на быстрых нейтронах, по сравнению с тепловыми.

Сечения деления четно-четных нуклидов до порога деления равны, естественно, нулю, а выше порога они хотя и отличаются от нуля, но никогда не приобретают больших значений. Так, сечение деления ^{238}U при энергиях выше 1 МэВ оказывается порядка 0,5 б.

6.6. Ядерные реакции синтеза

Ядерным синтезом называется реакция слияния протонов и нейтронов или отдельных легких ядер, в результате которой образуется более тяжелое ядро. Простейшими ядерными реакциями синтеза являются:



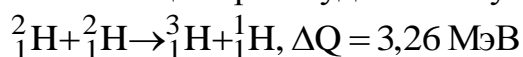
Расчеты показывают, что энергия, которая выделяется в процессе ядерных реакций синтеза в расчете на единицу массы, значительно превышает энергию, выделяющуюся в реакциях ядерного деления. В процессе реакции деления ядра урана-235 выделяется примерно 200 МэВ, т.е. $200:235=0,85$ МэВ на нуклон, а в процессе реакции синтеза выделяется энергия примерно 17,5 МэВ, т.е. $3,5$ МэВ на нуклон ($17,5:5=3,5$ МэВ). Таким образом, в расчете на один нуклон ядра, участвующего в реакции деления, **процесс синтеза примерно в 4 раза эффективнее процесса деления урана.**

Большая скорость протекания этих реакций и относительно высокое энерговыделение делают равнокомпонентную смесь дейтерия и трития наиболее перспективной для решения проблемы *управляемого термоядерного синтеза*.

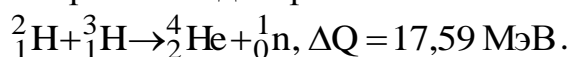
Термоядерные реакции – реакции слияния (синтеза) легких ядер, протекающие при высоких температурах (10^8 К и выше).

Высокие температуры, т.е. большие относительные энергии сталкивающихся ядер, необходимы для преодоления кулоновского отталкивания. Без этого невозможно сближение ядер на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил. В природных условиях термоядерные реакции протекают в недрах звезд. Для осуществления термоядерной реакции в земных условиях необходимо сильно разогреть вещество либо ядерным взрывом, либо мощным газовым разрядом, либо импульсом лазерного излучения большой мощности и др.

В настоящее время удалось осуществить слияние двух дейтронов:

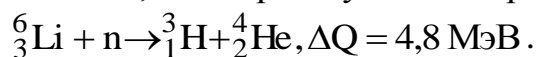


и синтез тритона и дейтрона



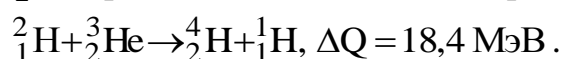
С управляемым термоядерным синтезом связаны надежды человечества на решение своих энергетических проблем. Ситуация заключается в том, что запасы урана, как сырья для атомных электростанций, на Земле ограничены. А вот дейтерий, содержащийся в воде океанов, представляет собой практически неисчерпаемый источник дешевого ядерного горючего. Несколько сложнее обстоит ситуация с тритием. Тритий радиоактивен (его период полураспада составляет 12,5 лет, реакция распада имеет вид: ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \tilde{\nu}$), не встречается в природе. Следовательно, для обеспечения работы термоядерного реактора, использующего в качестве ядерного горючего тритий, должна быть предусмотрена возможность его воспроизводства.

С этой целью рабочая зона реактора должна быть окружена слоем легкого изотопа лития, в которой будет идти реакция



В результате этой реакции образуется изотоп водорода тритий ${}^3_1\text{H}$.

В перспективе рассматривается возможность создания малорадиоактивного термоядерного реактора на смеси дейтерия и изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$, реакция синтеза для которого имеет вид:



В результате этой реакции из-за отсутствия нейтронов в продуктах синтеза биологическая опасность реактора может быть снижена на четыре-пять порядков величины как по сравнению с ядерными реакторами деления, так и с термоядерными реакторами, работающими на топливе из дейтерия и трития.

При этом отпадает необходимость промышленной обработки радиоактивных материалов и их транспортировки, качественно упрощается захоронение радиоактивных отходов. Впрочем, перспективы создания в будущем экологически чистого термоядерного реактора на смеси дейтерия ${}^2_1\text{H}$ с изотопом гелия ${}^3_2\text{He}$ осложняются проблемой сырья: естественные запасы изотопа гелия на Земле незначительны.

На пути реализации реакций синтеза в земных условиях возникает проблема электростатического отталкивания легких ядер при их сближении до расстояний, на которых начинают действовать ядерные силы притяжения, т.е. порядка 10^{-15} м, после чего процесс их слияния происходит за счет туннельного эффекта. Для преодоления потенциального барьера сталкивающимся легким ядрам должна быть сообщена энергия ≈ 10 кэВ, что соответствует температуре $T \approx 10^8$ К и выше. Поэтому термоядерные реакции в природных условиях протекают лишь в недрах звезд. Для их осуществления в земных условиях необходим сильный разогрев вещества либо ядерным взрывом, либо мощным газовым разрядом, либо гигантским импульсом лазерного излучения или бомбардировкой интенсивным пучком частиц. Термоядерные реакции осуществлены пока только в испытательных взрывах термоядерных (водородных) бомб. Основные требования, которым должен удовлетворять термоядерный реактор, как устройство для осуществления управляемого термоядерного синтеза, заключаются в следующем.

Во-первых, необходимо надежное удержание горячей плазмы ($\approx 10^8$ К) в зоне реакции. основополагающая идея, определившая на долгие годы пути решения этой проблемы, была высказана в середине 20-го столетия в СССР, США и Великобритании практически одновременно. Эта идея состоит в использовании магнитных полей для удержания и термоизоляции высокотемпературной плазмы.

Во-вторых, при работе на топливе, содержащем тритий, представляющий собой изотоп водорода с высокой радиоактивностью, будут возникать радиационные повреждения стенок камеры термоядерного реактора. По оценкам экспертов механическая стойкость первой стенки камеры вряд ли сможет превышать 5-6 лет. Это означает необходимость периодического полного демонтажа установки и последующей ее новой сборки с помощью дистанционно действующих роботов из-за исключительно высокой остаточной радиоактивности.

В-третьих, основное требование, которому должен удовлетворять термоядерный синтез, заключается в том, чтобы энерговыделение в результате термоядерных реакций с избытком компенсировало затраты энергии от внешних источников на поддержание самой реакции. Большой интерес представляют собой «чистые» термоядерные реакции, не дающие нейтронов:



Термоядерные реакции можно осуществлять в ядерных реакторах – системах закрытого типа. Например, *токамак*, *стелларатор*, в которых удержание высокотемпературной плазмы осуществляется: магнитным полем (магнитные ловушки), или с использованием импульсных лазеров, работы с которыми были начаты в 1964 г, или *мюонным катализом* (*холодный термоядерный синтез*) и др.

Рассмотрим управляемый термоядерный синтез за счет нагревания термоядерной мишени мощными лазерными импульсами, схема которого показана на рисунке 6.7.

В отличие от систем с магнитным удержанием неплотной высокотемпературной плазмы, в этой системе сжатие плазмы до сверхвысоких плотностей, чтобы реакция синтеза легких ядер успела произойти за короткое время (микроядерные взрывы), производится лазерными импульсами следующим образом.

На термоядерную мишень – полый стеклянный или металлический шарик диаметром 0,1–1 мм с толщиной стенок 10^{-6} м, наполненный газовой смесью дейтерия и трития под давлением нескольких атмосфер – фокусируют одновременно несколько лазерных импульсов длительностью 10^{-9} с и суммарной энергией $10^4 - 10^5$ Дж (рисунок 6.7, а).

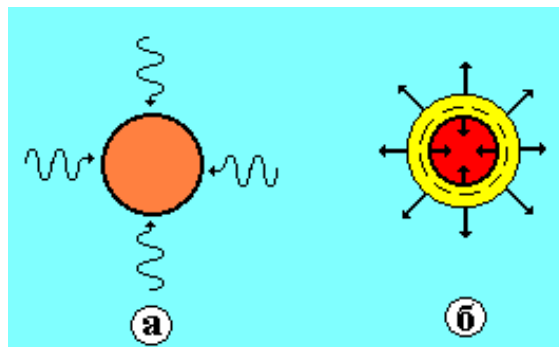


Рисунок 6.7 – Схема нагрева термоядерной мишени мощными лазерными импульсами

Под действием лазерных импульсов высокой интенсивности ($J = 10^{16}$ Вт/см²) происходит бурное (взрывное) испарение оболочки мишени. Возникает, так называемая корона, стремительно расширяющаяся во все стороны навстречу лазерным импульсам (рисунок 6.7, б).

Согласно закону сохранения импульса внутренние слои мишени стремительно движутся к центру, сжимаясь, уплотняясь и нагреваясь до температуры, необходимой для термоядерного синтеза дейтерия с тритием (рисунок 6.7, б). В результате термоядерной реакции удалось получить поток нейтронов до 10^6 на один микровзрыв.