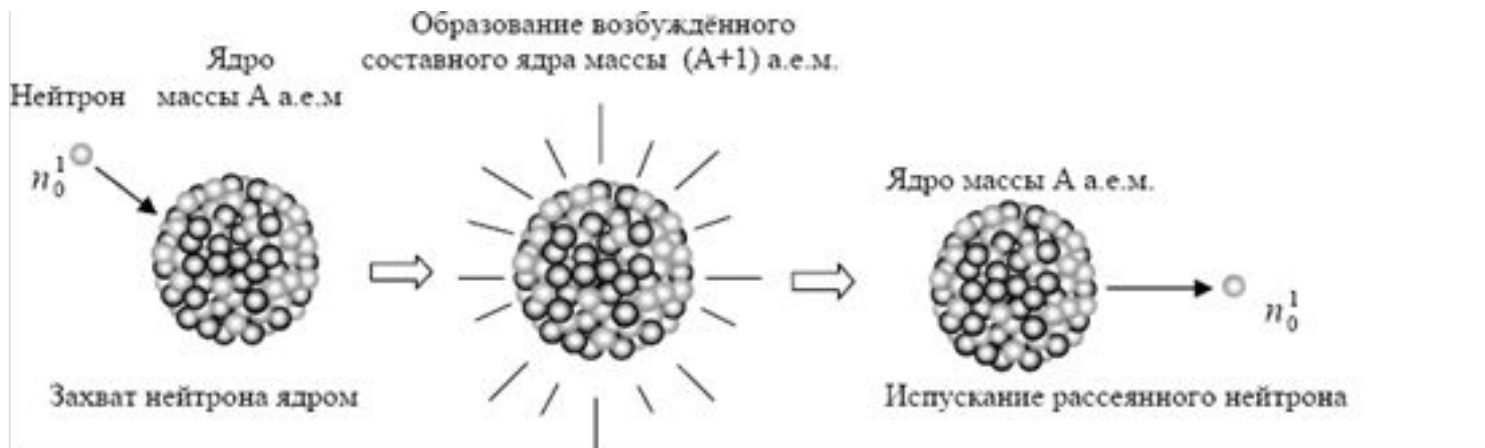
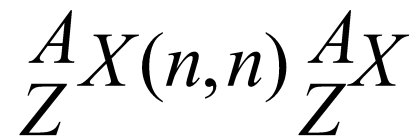


Рассеяние нейтронов на ядрах

Реакция рассеяния нейтронов на ядрах схематически записывается в виде:



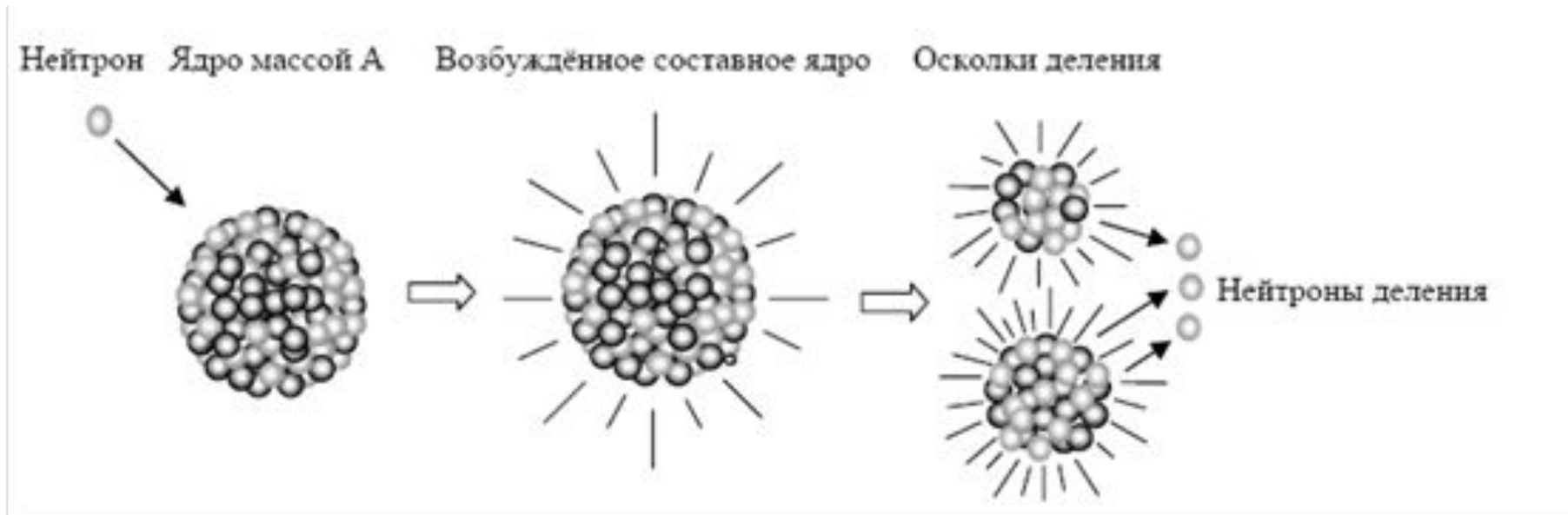
Реакция поглощения нейтронов.

Схематическое представление о реакции радиационного захвата:

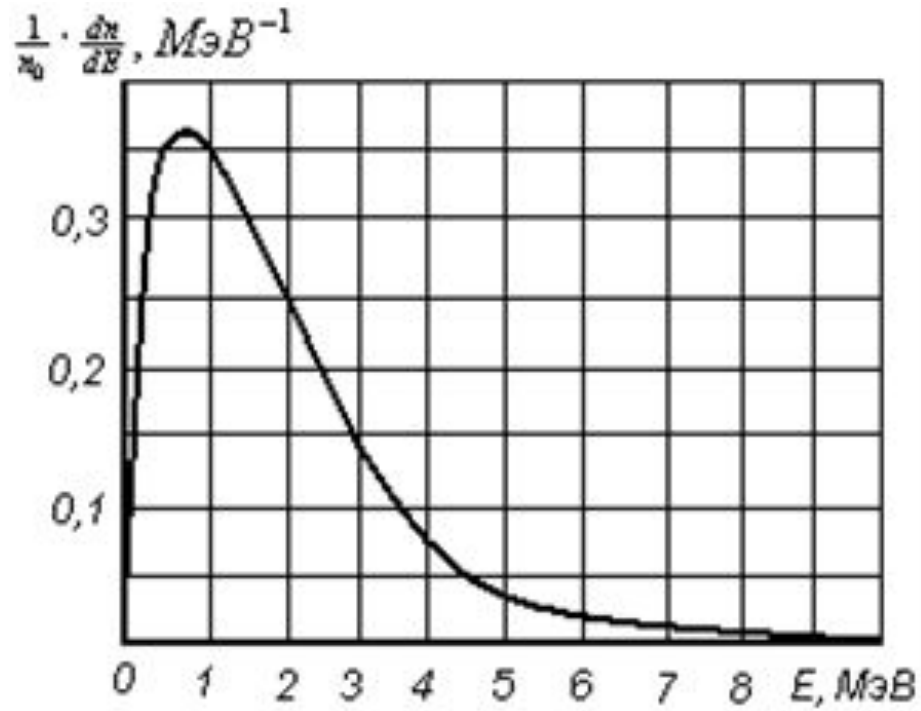


Деление ядра

Схематическое представление о реакции деления:



Деление ядра

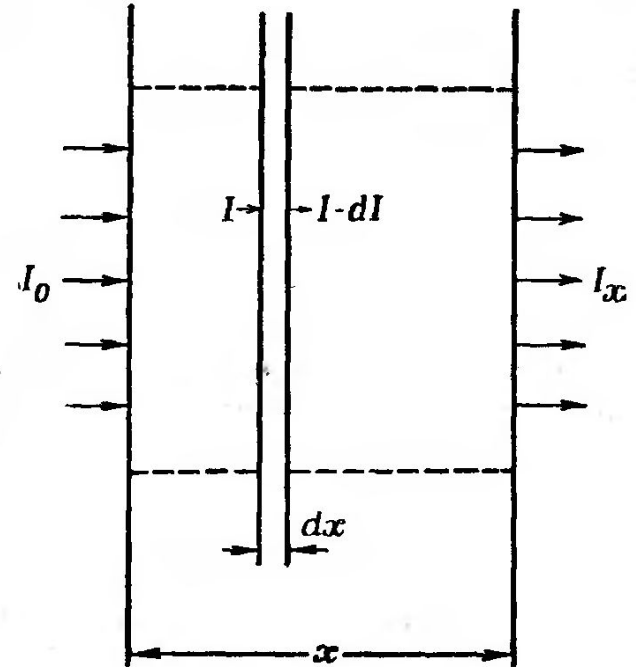


Спектр мгновенных нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

Макроскопическое сечение

Предположим, что однородный пучок нейтронов нормально падает на слой вещества толщиной x .

Пусть нейтронные свойства ядер мишени описываются сечениями поглощения и рассеяния.



Макроскопическое сечение

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s$$

Вероятность того, что нейтрон будет либо поглощен ядром, либо рассеян пропорциональна полному микроскопическому сечению.

Число нейтронов, которые прошли без взаимодействия слой толщиной x , равно $I(x)$. Доля нейтронов, провзаимодействовавших в слое толщиной dx , пропорциональна толщине слоя, сечению σ и числу ядер в

1 см^3 .

$$-\frac{dI}{I} = N\sigma dx$$

Макроскопическое сечение

- Интегрируя получаем:

$$I(x) = I(0)e^{-N\sigma x}$$

$N\sigma$ - макроскопическое сечение.

$$\Sigma = N\sigma \text{ [см}^{-1}\text{]}$$

Перепишем (2) в виде:

$$\frac{I(x)}{I(0)} = e^{-\Sigma x}$$

Макроскопическое сечение

$e^{-\Sigma x}$ Можно рассматривать как вероятность того, что нейтрон пролетает расстояние x без взаимодействия.

$\lambda = \Sigma^{-1}$ - средняя длина свободного пробега нейтрона;

$\lambda_s = (\sigma_s N)^{-1}$ - длина рассеяния;

$\lambda_c = (\sigma_c N)^{-1}$ - длина поглощения;

$\lambda^{-1} = \lambda_c^{-1} + \lambda_s^{-1}$ - полная длина.

Макроскопическое сечение

- Вещества, в которых $\lambda \ll \lambda_s$, называются поглощающими: в них нейтроны главным образом поглощаются.
- Вещества, в которых $\lambda_s \ll \lambda_c$, называются рассеивающими: в них нейтроны слабо поглощаются и сильно рассеиваются.

Макросечения сложных сред

- Макросечение для гомогенной среды:

$$\Sigma_j^{CP} = \sum_{i=1}^k \Sigma_j^i = \Sigma_j^1 + \Sigma_j^2 + \Sigma_j^3 + \dots + \Sigma_j^k = \sigma_j^1 N_1 + \sigma_j^2 N_2 + \sigma_j^3 N_3 + \dots + \sigma_j^k N_k$$

Таким образом, эффективные макросечения сложных гомогенных сред (химических соединений, растворов, сплавов или просто хорошо перемешанных тонкодисперсных смесей) легко вычисляются, если известны значения микросечений компонентов и их ядерные концентрации.

Плотность потока и плотность ядерных реакций в среде

Плотность потока нейтронов:

$$\phi(r) = n(r)v \text{ [нейт./см}^2 \text{ сек]}$$

Интегральная по времени плотность потока нейтронов:

$$F(r, T) = \int_0^T \phi(r, t) dt$$

Число процессов типа x (под x можно понимать с-захват, f-деление и т.д.) определяется соотношением:

$$R(r) = \Sigma \phi(r) \text{ [c}^{-3} \text{сек}^{-1}]$$

и представляет собой число актов взаимодействия типа x , происходящих в 1 за 1 сек.

Условия протекания самоподдерживающейся цепной реакции

Минимальное условие поддержания цепной реакции состоит в том, чтобы каждое ядро, захватывающее нейтрон и испытывающее деление, в среднем давало по крайней мере один вторичный нейтрон, который вызывал бы деление другого ядра.

Коэффициент размножения (k_{eff}) определяется как отношение числа нейтронов некоторого поколения к соответствующему числу нейтронов поколения, непосредственно ему предшествующего.

Для практических целей, когда требуется получить заметную мощность, нужно чтобы коэффициент размножения мог превосходить единицу.

Условия протекания самоподдерживающейся цепной реакции

Изменение числа нейтронов во времени:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{l} = \frac{n\delta k}{l}$$

\bar{l} - среднее время между следующими друг за другом поколениями нейтронов;

$n(k_{\text{eff}}-1)$ – скорость роста за одно поколение;

После интегрирования получим:

$$n = n_0 e^{\frac{\delta k}{l} t}$$

где n_0 - число нейтронов в начале реакции, а n - число их через промежуток времени t . Следовательно, видно, что число нейтронов растет по экспоненциальному закону, если $k_{\text{eff}} > 1$.

Баланс нейтронов в реакторе

Значение коэффициента размножения в каждой системе, содержащей делящееся вещество и замедлитель, **зависит от того**, в какой мере нейтроны участвуют в следующих четырех главных процессах:

- а) чистая потеря за счет вылета или утечка;
- б) захват без деления изотопами $\Sigma \sigma_{nc}$ и $\Sigma \sigma_{nc} v$;
- в) захват нейтронов неделящимися изотопами, например, конструкционными материалами;
- г) захват с делением на медленных нейтронах $\Sigma \sigma_{f,sl}$ и на быстрых нейтронах $\Sigma \sigma_{f,fb}$.

В каждом из четырех процессов нейтроны удаляются из системы, но в четвертом, в реакции деления генерируются.

Формула для вычисления коэффициента размножения нейтронов

Сначала введем коэффициент размножения для гомогенной среды, в которой равномерно размешано ядерное горючее, замедлитель и конструкционные материалы.

При захвате теплового нейтрона в уране образуется η быстрых нейтронов:

$$\eta = \nu^5 \Sigma_f^5 / (\Sigma_a^5 + \Sigma_a^8)$$

ν^5 - среднее число нейтронов, образующихся при делении;

Σ_a^8 - сечение поглощения ^{238}U ;

Σ_a^5 - сечение поглощения ^{235}U .

Формула для вычисления коэффициента размножения нейтронов

Быстрый нейтрон может вызвать деление. Учет увеличения эффективного числа быстрых нейтронов, образующихся в результате этого процесса, коэффициентом $\mu > 1$.

Далее быстрые нейтроны начинают замедляться и могут поглотиться резонансным образом. Обозначим вероятность избежать резонансного захвата ϕ .

Замедлившись до тепловых энергий, нейтроны начинают диффундировать и могут поглотиться в различных веществах. Коэффициент использования тепловых нейтронов θ - вероятность того, что тепловой нейтрон захватится в уране, а не в других веществах.

$$\theta = (\sigma_5^T N_5 + \sigma_8^T N_8) / (\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8 + \sum_i \sigma_i N_i)$$

Формула четырех сомножителей

По физическому смыслу коэффициент размножения k есть произведение:

$$k_{\infty} = \eta \mu \varphi \theta$$

Выражение введено для бесконечной среды, где отсутствует утечка.

Утечка нейтронов

Для реактора конечных размеров введем p - вероятность того, что нейтрон избежит утечки. Тогда условие поддержания цепной реакции будет

$$k_{\infty} p = 1$$

Чтобы цепная реакция была самоподдерживающейся необходимо, чтобы вероятность нейтрону избежать утечки превосходила некоторое минимальное значение.

Критические размеры реактора

Критическим размером будет такой размер, для которого ρ такова, что выполняется соотношение:

$$k_{\infty} \rho = 1$$

При этом цепная реакция поддерживается при постоянном числе делений в 1 сек.

Данный реактор может иметь бесконечное число таких состояний, соответствующих различному числу делений в 1 сек и разным уровням мощности.

Регулирование реактора

На практике реактор должен быть сконструирован так, чтобы его размеры значительно превосходили критические.

Одной из причин этого является необходимость иметь эффективный коэффициент размножения больше единицы, т. к. только при этом условии возможно увеличить число нейтронов, а потому и число делений в 1 сек, до значения, обеспечивающего достижение заданного уровня мощности.

Регулирование размножения нейтронов в тепловом реакторе достигается с помощью регулирующих стержней из поглощающих материалов. Изменяя положения стержней, можно в соответствующих пределах менять эффективный коэффициент размножения. Чтобы *выключить* реактор, регулирующие стержни устанавливаются в такое положение, в котором они способны поглотить добавочное количество нейтронов по сравнению со стандартным состоянием.

Действие запаздывающих нейтронов

Время запаздывания составляет от **0.4** до **80** сек.
Усредненное время запаздывания составляет ~ 13.3 сек.

β - есть доля запаздывающих нейтронов деления;

$1-\beta$ представляет долю мгновенных нейтронов.

Можно считать, что коэффициент размножения состоит из двух членов:

1. $K_{\text{eff}}(1-\beta)$ - представляет собой коэффициент размножения на мгновенных нейтронах;

2. $K_{\text{eff}}\beta$ - вызывается запаздывающими нейтронами.

Действие запаздывающих нейтронов

Если при работе реактора величина $(1-\beta)$ поддерживается равной единице или немного меньше, то скорость роста числа нейтронов от данного поколения к следующему определяется в **основном запаздывающими нейтронами**. Это условие для реактора на уране осуществляется, если коэффициент размножения будет лежать в интервале от 1 до 1.0075.

Когда это имеет место, поток нейтронов (или плотность) и уровень мощности реактора будут расти **сравнительно медленно**, так что будет **возможен соответствующий контроль**.

Действие запаздывающих нейтронов

Когда эффективный коэффициент размножения равен 1.0075, то говорят, что **реактор мгновенно-критический**, так как цепная реакция может поддерживаться за счет одних **мгновенных нейтронов**.

Если больше этой величины, то размножение будет обусловлено мгновенными нейтронами независимо от наличия запаздывающих нейтронов. При этих условиях **трудно управлять реактором**, и поэтому на практике **стремятся избегать подобных случаев**.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов

Плотность нейтронов в реакторной среде глобально описывается функцией $n(\vec{r})$ н/см³ а более детально функцией

$n(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, где

\vec{r} - пространственные координаты;

E - энергия ;

$\vec{\Omega}$ - направление полета нейтронов.

На практике, как правило, в расчетах вычисляют функцию:

$$\Phi(\vec{r}) = \iint F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega dE$$

как интеграл по всем направлениям и по некоторой области значений энергии E .

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов

При построении расчетных алгоритмов всю область значений E разбивают тем или иным способом на интервалы, называемые группами.

При этом функцией Φ_s (н/см (с)) описывается плотность потока нейтронов в группе номера g , $g = 1, 2, \dots, G$. **Метод расчета** в этом случае называют **групповым** - в зависимости от значения G , малогрупповым, многогрупповым или, в особых случаях, мультигрупповым.

Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

ИТАК:

1. Вероятность взаимодействия нейтрона со средой характеризуется макроскопическим сечением Σ [см^{-1}].

Различают сечения:

Σ_s - рассеяния (упругого и неупругого);

Σ_a - захвата (с делением или без деления ядра-мишени);

Σ_f - деления ядер тяжелых нуклидов и сечения других реакций, менее важных.

Плотность реакций типа i (кол-во актов в 1см^3 в течение 1с) представляется как произведение $\Sigma_i(\vec{r})\Phi(\vec{r})$.

$\Sigma_a(\vec{r})\Phi(\vec{r})$ - плотность захвата;

$\Sigma_f(\vec{r})\Phi(\vec{r})$ - плотность делений.

Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

2. Сечения существенно зависят от энергии взаимодействующего с ядром нейтрона, а также количество рождающихся в актах деления новых нейтронов тоже весьма сильно зависят от энергии.
3. Важное значение имеет тот факт, что нейтроны в актах деления рождаются быстрыми (с энергией ~ 2 мэВ), но после этого, прежде чем захватиться, тем или иным ядром (с делением или просто исчезнуть) они претерпевают процесс замедления вследствие упругих столкновений с легкими ядрами (водорода, графита и др.)

Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

4. Рассматривая баланс нейтронов в реакторе или только в его активной зоне (строго говоря, в каждом элементарном объеме среды), важно учитывать не только вероятность поглощения нейтрона ядрами среды, но и возможность безвозвратной потери его вследствие диффузии или прямого вылета за пределы рассматриваемого объема.

Например:

Рассмотрим однородный по составу реактор с сечениями Σ_a и Σ_f . Предположим, что в нем содержится всего один делящийся нуклид U-235.

Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

Тогда условием самоподдержания цепной ядерной реакции с постоянной плотностью потока нейтронов в каждой точке будет равенство:

$$P \phi \mu \nu \sum_f \Phi(r) = \sum_a \Phi(r) \quad \text{или} \quad P \cdot K_{\infty} = 1$$

ν_f - количество вторичных нейтронов, рождающихся (в среднем) в одном акте деления, т.е. с затратой одного первичного нейтрона.

Нуклид	ν_f
U-233	2.479
U-235	2.416
Pu-239	2.862
U-238	2.9

Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

φ - вероятность избежать резонансного захвата при замедлении (в области средних энергий, где сечения захвата имеют резонансный характер);

$$\varphi^{гом} = \exp\left(-\frac{N_U \cdot I_{a\,eff}}{\xi \Sigma_s}\right)$$

$$I_{a\,eff} = \int_{E_{cp}}^{E_f} \sigma_{a\,eff} \frac{dE}{E} \quad - \text{ эффективный резонансный интеграл поглощения нейтронов.}$$

Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

$$\varphi^{gem} = \exp\left(-\frac{N_U \cdot V_U \cdot I_{a\ eff}^{gem}}{\xi \Sigma_{sam} \cdot V}\right)$$

$$I_{a\ eff}^{gem} = 8.0 + 27.5 \frac{S}{M}$$

← приближенное значение полученное по экспериментальным данным.

примерная величина $I_{a\ eff}^{gom}$ в чистом уране

S – площадь боковой поверхности уранового блока [см]

M – масса уранового блока [г]


Диффузионное уравнение баланса нейтронов

Ток нейтронов через единичную площадку, поставленную перпендикулярно оси X_i :

$$I_i = -D d\Phi(\vec{r}) / dx_i$$

где D - так называемый коэффициент диффузии. Упрощенно можно считать, что $D = 1/3\Sigma_s$.

Диффузионное уравнение реактора:

$$-D\left(\frac{d^2}{dx_1^2} + \frac{d^2}{dx_2^2} + \frac{d^2}{dx_3^2}\right)\Phi(x) + \Sigma_a \Phi(x) = \rho \nu_f \mu \Sigma_f \Phi(x)$$


утечка

поглощение источник

Диффузионное уравнение баланса нейтронов

Диффузионное уравнение реактора, будучи дифференциальным, должно быть дополнено условиями, которым функция $\Phi(x)$ должна удовлетворять на внешних границах реактора.

Для простоты положим: $\Phi(x) = 0$, $x_0 \in \Gamma$, где Γ - граничная поверхность.

В однородной активной зоне большого энергетического реактора достаточно хорошо выполняется равенство:

$$\left(\frac{d^2}{dx_1^2} + \frac{d^2}{dx_2^2} + \frac{d^2}{dx_3^2} \right) \Phi(x) = -B^2 \Phi(x)$$

Диффузионное уравнение баланса нейтронов

B^2 - геометрический параметр или лапласиан.

Для цилиндрического реактора с высотой H и радиусом R :

$$B^2 \approx \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2.405}{R}\right)^2$$

Геометрический параметр реактора для различной геометрии активной зоны:

Форма реактора	Геометрический параметр, B^2
Прямоугольный параллелепипед	$\left(\frac{\pi}{a_s}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b_s}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c_s}\right)^2$
Сфера	$\left(\frac{\pi}{R_s}\right)^2$

Диффузионное уравнение баланса нейтронов

Запишем диффузионное уравнение баланса в виде:

$$(DB^2 + \Sigma_a) \Phi(x) = \rho \nu_f \mu \Sigma_f \Phi(x)$$

Как видно, ненулевое решение этого уравнения существует лишь в том случае, когда

$$DB^2 + \Sigma_a = \rho \nu_f \mu \Sigma_f$$

Существование ненулевой функции $\Phi(x)$ с физической точки зрения означает возможность стационарной работы реактора в состоянии критичности.

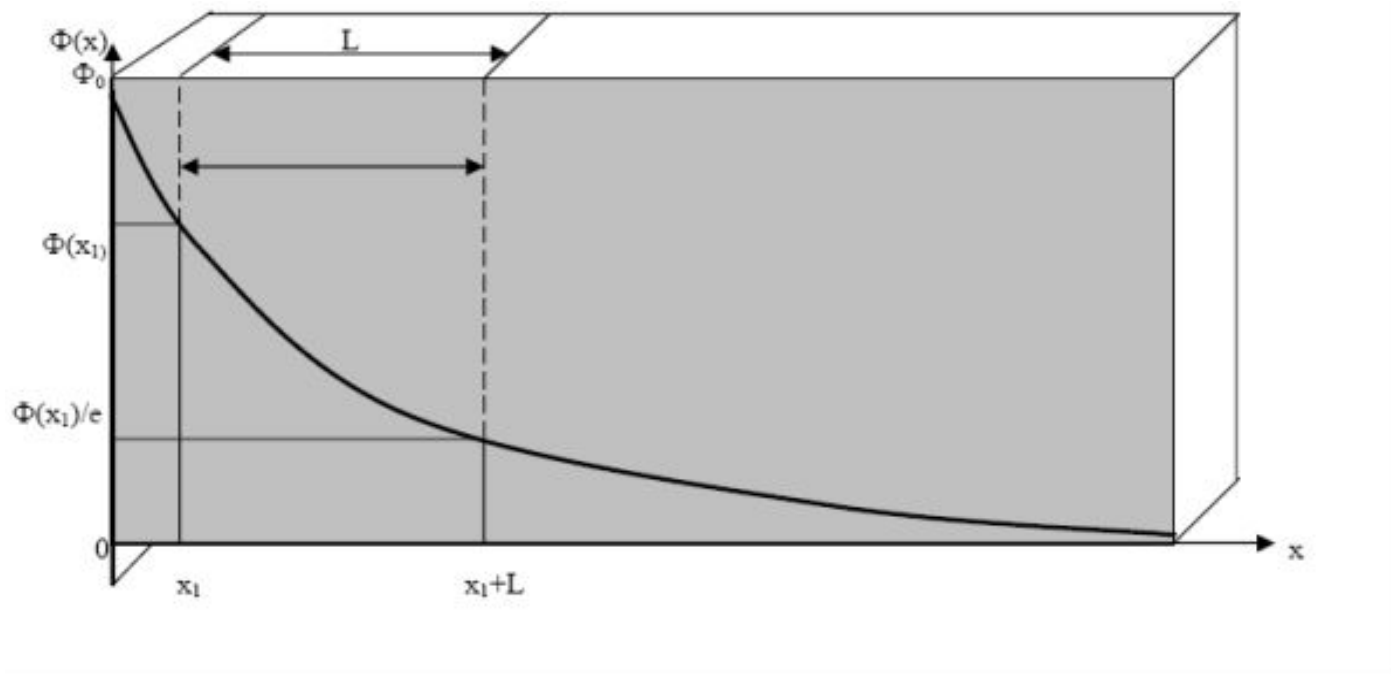
Диффузионное уравнение баланса нейтронов

$$K_{eff} = \frac{\varphi \nu_f \mu \Sigma_f}{\Sigma_a + DB^2} = 1 \quad \text{либо} \quad K_{eff} = \frac{K_{\infty}}{1 + B^2 L^2}$$

Где $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ L^2 – квадрат длины диффузии.

Чем выше величина L , тем больше направленное удаление теплового нейтрона от места его рождения до места поглощения, и тем большую толщину слоя этого вещества могут пронизать тепловые нейтроны до их поглощения.

Диффузионное уравнение баланса нейтронов



Характер снижения плотности потока тепловых нейтронов от бесконечного плоского источника тепловых нейтронов в среде и интерпретация длины диффузии этой среды.

Диффузионное уравнение баланса нейтронов

Плотность потока тепловых нейтронов с удалением от источника в среде падает по экспоненциальному закону:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-x/L)$$

Длина диффузии в среде - это толщина слоя этой среды, в пределах которого величина плотности потока тепловых нейтронов от бесконечного плоского источника тепловых нейтронов снижается в e раз:

$$\Phi(x_1)/\Phi(x_1+L) = \exp(-x_1/L)/\exp[-(x_1+L)/L] = e = 2.7182818...$$

Диффузионное уравнение баланса нейтронов

Вероятность избежать утечки нейтронов для реактора определенных размеров и геометрии представляется:

$$P = \frac{1}{1 + B^2 L^2}$$

Особое место с точки зрения операторов АЭС занимает случай $K_{\text{eff}} > 1$. Допускается лишь небольшое превышение K_{eff} над единицей, и состояние реактора характеризуется обычно не величиной K_{eff} , а именно отклонением ее от единицы. В связи с этим вводится более удобное понятие реактивности.

Диффузионное уравнение баланса нейтронов

$$\rho = \frac{K_{eff}^{-1}}{K_{eff}} = 1 - \frac{1}{K_{eff}}$$

В случае >0 (реактор надкритический) или <0 (реактор подкритический) плотность потока нейтронов зависит уже не только от E (в общем случае также от E), но и от времени t .

Роль отражателей

Условие возникновения цепной реакции в реакторе конечных размеров:

$$B^2 = (\rho \mu \nu_f \Sigma_f - \Sigma_a) / D$$

В классической литературе по теории реакторов последнее соотношение представляется так:

$$k_{\infty} = 1 + B^2 L^2$$

$L^2 = \bar{r}^2 / 6$ \bar{r}^2 - средний квадрат расстояния по прямой, на которое удаляются диффундирующие нейтроны от места своего возникновения до захвата.

Роль отражателей

Критический радиус реактора:

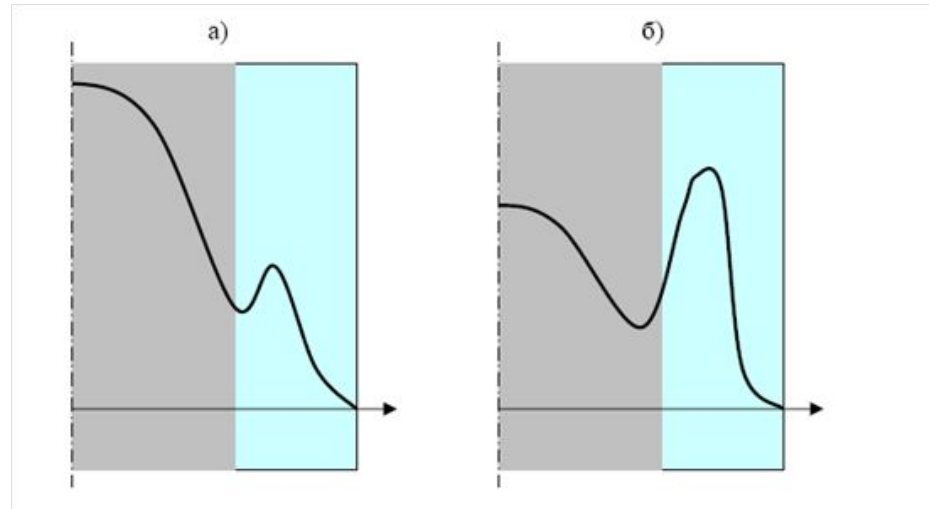
$$R_{\text{КРИТ}} = \sqrt{\frac{1}{B^2} \left[2.405^2 + (\pi/m)^2 \right]}$$

Критическая высота реактора:

$$H_{\text{крит}} = mR_{\text{крит}}$$

При проектировании энергетического реактора обычно сразу же задают его диаметр и высоту исходя из мощности, теплогидравлических требований и конструкционных соображений.

Радиальные распределения плотности потока тепловых нейтронов в легководном ВВР (а) и в реакторе с тяжеловодным отражателем (б):



Окружение активной зоны реактора бесконечно-толстым слоем хорошего замедлителя, называемого отражателем, даёт возможность уменьшить критические размеры активной зоны и, тем самым, добиться экономии ядерного топлива и конструкционных материалов.

Уточнение односкоростного рассмотрения

Более детальное представление условия критичности реактора имеет вид:

$$k_{eff} = \eta \mu \phi \theta P_3 P_T$$

Где p_3 - вероятность избежать утечки замедляющимся нейтронам;

P_T - вероятность избежать утечки тепловым нейтронам.

Вероятность избежать утечки замедляющимся нейтронам - это доля нейтронов, избежавших утечку из активной зоны при замедлении, от всех нейтронов поколения, начавших процесс замедления в активной зоне.

Уточнение односкоростного рассмотрения

Величина ρ_3 явно должна зависеть от:

- геометрии активной зоны (то есть от её формы и размеров);
- физических свойств композиции материалов активной зоны реактора.

Средняя длина замедления среды (L_3) - это осреднённая для всех замедляющихся нейтронов величина пространственного смещения их за время замедления (т.е. от точки рождения быстрого нейтрона до точки, где он замедляется до теплового уровня).

$\rho_3 = f(\text{какого-то геометрического параметра а.з.; какой-то характеристики замедляющих свойств среды а.з.})$

Характеристики замедляющих свойств веществ

Средняя длина замедления - сложная характеристика, представляющая собой комбинацию более простых характеристик замедляющих свойств веществ.

Познакомимся с самыми основными из них, нужными нам для дела.

Макросечение рассеяния вещества

Замедление - это уменьшение кинетической энергии нейтронов происходит в реакциях рассеяния на ядрах среды. Чем больше рассеяний происходит в 1 см³ 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.

Скорость реакции рассеяния на ядрах этого вещества:

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

Среднелогарифмический декремент энергии

Закономерность уменьшения нейтроном энергии в последовательных рассеяниях на ядрах однородной среды имеет экспоненциальный характер, то есть, начиная замедление с начального уровня энергии E_0 , после k последовательных рассеяний нейтрон снижает свою кинетическую энергию до уровня:

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

Уменьшение натурального логарифма энергии замедляющегося нейтрона в одиночном рассеянии, усреднённое по всем рассеяниям на ядрах однородной среды, называется **среднелогарифмическим декрементом энергии** этих ядер

Замедляющая способность вещества

Произведение $\xi\Sigma_s$ называется замедляющей способностью 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.

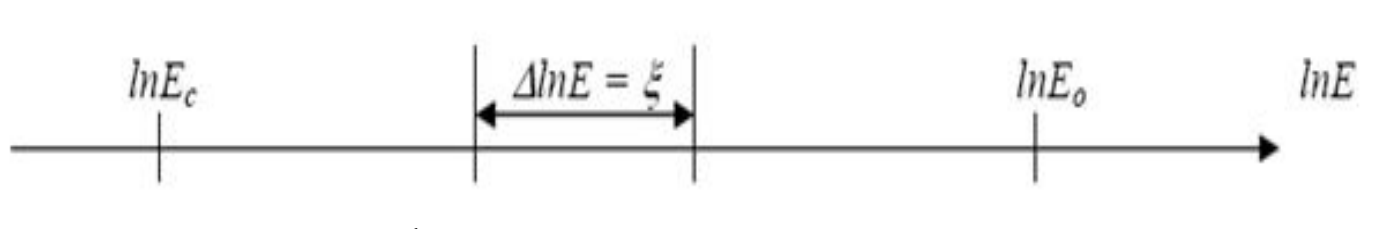
Коэффициент замедления вещества

Важно, чтобы замедлитель не только интенсивно замедлял нейтроны, но и не поглощал их в процессе замедления.

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

$$k_z = \xi \Sigma_s / \Sigma_a$$

Число рассеяний, потребное для замедления нейтронов до теплового уровня



Если среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона в одиночном рассеянии равна ξ , то, очевидно, что для замедления нейтрона от E_0 до E_c необходимо, чтобы нейтрон испытал за весь процесс замедления

$$C_s = (\ln E_0 - \ln E_c) / \xi = \ln(E_0 / E_c) / \xi$$

рассеивающих соударений с ядрами замедляющей среды. Это число рассеяний, потребное для полного замедления нейтрона деления до теплового уровня, также может служить характеристикой замедляющих свойств среды, составляющей активную зону теплового реактора.

Характеристики шести природных замедлителей

Характеристики	Вещества					
	H ₂ O	D ₂ O	Be	BeO	C	Zr
1. $\gamma, \text{г/см}^3$	1.0	1.10	1.85	2.96	1.6	6.4
2. ξ	0.926	0.509	0.207	0.174	0.158	0.0218
3. $\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.495	0.352	0.749	0.670	0.405	0.344
4. $\xi\Sigma_s, \text{см}^{-1}$	1.35	0.179	0.155	0.120	0.064	0.0075
5. k_3	61	1900	125	170	170	0.93
6. C_5	17.4	31.7	78.2	92.6	102	739.3
7. $\tau_T, \text{см}^2$	26.9	118.0	90.0	95.0	297	2082.4

Возраст нейтронов в среде

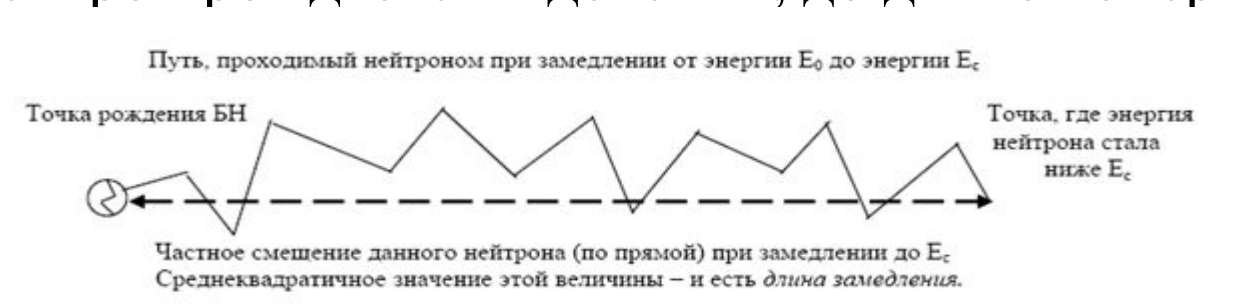
Пространственное смещение нейтрона в среде между двумя последовательными во времени актами рассеяния на ядрах среды, осреднённое по всем рассеяниям, принято называть **транспортным смещением нейтронов в этой среде** и обозначать λ_{tr} .

$\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}$ - транспортное макросечение среды

$\lambda_{tr} = \lambda_s/(1-\mu)$ - взаимосвязь транспортного смещения и средней длины свободного пробега нейтрона между рассеяниями

Длина замедления и возраст нейтронов в среде

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



Возраст нейтронов с энергией E - это шестая часть среднего квадрата пространственного смещения нейтрона в среде при замедлении от начальной энергии E_0 до данной энергии E .

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

Вероятность избежать утечки замедляющимся нейтронам

Вероятность избежать утечки замедляющимся нейтронам p_z - это доля нейтронов, избежавших утечку при замедлении, от общего числа нейтронов поколения, начавших процесс замедления в активной зоне.

$$p_z = \frac{\text{скорость} \cdot \text{генерации} \cdot \text{ТН} \cdot v \cdot 1 \cdot \text{см}^3 \cdot \text{реальной} \cdot \text{а.з.}}{\text{скорость} \cdot \text{генерации} \cdot \text{ТН} \cdot v \cdot 1 \cdot \text{см}^3 \cdot \text{а.з.} \cdot \text{бесконечных} \cdot \text{размеров}} = \frac{q_T}{q_{T\infty}}$$

Окончательное выражение для вероятности избежать утечки в процессе замедления имеет вид:

$$p_z = \exp(-B^2\tau_T)$$

Вероятность избежать утечки для тепловых нейтронов

Вероятность избежать утечки для тепловых нейтронов - это доля тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны в процессе диффузии, от общего числа генерируемых в активной зоне тепловых нейтронов поколения.

$$p_T = \frac{1}{1 + B^2 L^2} = (1 + B^2 L^2)^{-1}$$

Общее соотношение условия критичности с учётом обеих утечек:

$$\frac{k_{\infty} \exp(-B^2 \tau_T)}{1 + B^2 L^2} = 1$$

Особенности расчета гетерогенных реакторов

- Для расчета таких мелких структур как ячейка, диффузионная теория, строго говоря, неприменима;
- не всегда можно обоснованно полагать, что гомогенизация указанным выше способом позволит рассматривать гетерогенный реактор на дальнейших этапах расчета точно так же, как гомогенный.

Эти обстоятельства приводят к необходимости использовать более сложные методы расчета гомогенизированного реактора или вообще отказаться от гомогенизации.

Роль запаздывающих нейтронов

Предположим, что все нейтроны, в количестве N , рождаются при делении ядра мгновенно.

Уравнение баланса нейтронов в однородном по составу реакторе без отражателей:

$$(DB^2 + \Sigma_a) \Phi(x, t) = \nu \Sigma_f \Phi(x, t - T_0)$$

Здесь для простоты $\beta=1$, и введено новое понятие α - время жизни нейтронов в реакторной среде. Предположим, что

$$\Phi(x, t) = \Phi(x, 0) \exp(\alpha t)$$

После преобразований получим:

$$\alpha \approx \frac{1}{T_0} \left(1 - \frac{1}{K_{eff}} \right) = \rho / T_0$$

Роль запаздывающих нейтронов

ИТАК:

Время жизни нейтронов в реакторе, в зависимости от типа реактора и номера энергетической группы, составляет величину порядка 10^{-6} и менее секунд. Пусть, например, $\beta = 0,0001$, т.е. $\rho = 0,0001$. По формуле получим в этом случае $\alpha \approx 100$ (или больше).

Таким образом, если бы все нейтроны рождались при делении ядра мгновенно, мощность реактора при указанной положительной реактивности возросла бы в течение 1 сек. в $\exp(100)$ раз!

Задачи физических расчётов