

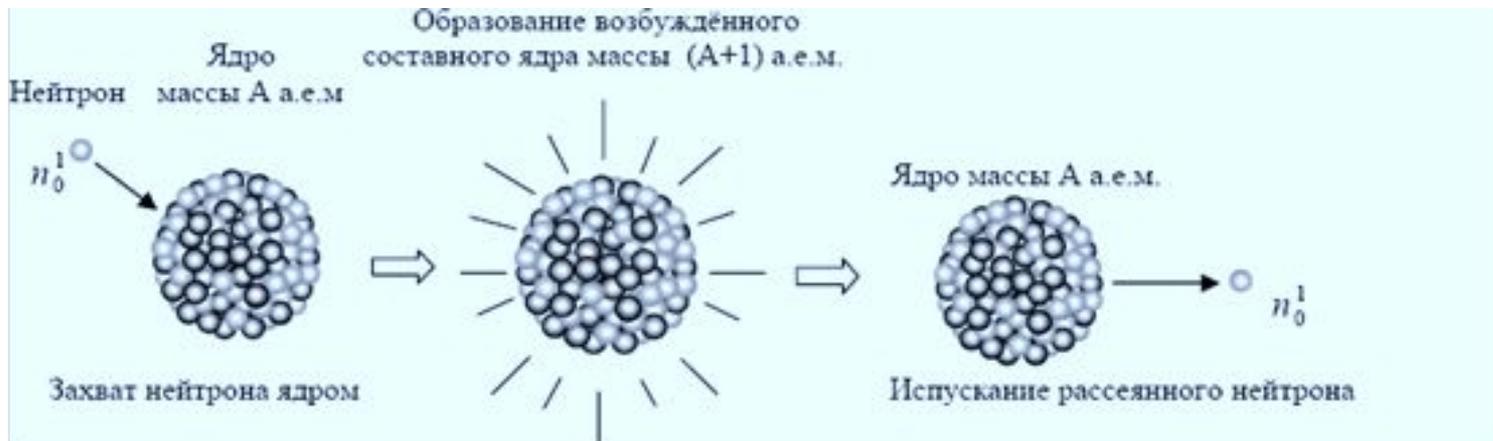
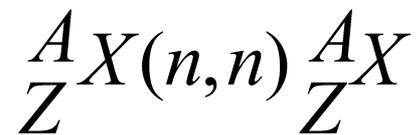
# **Физика ядерных реакторов**

# Содержание

- Ядерные реакции с нейтронами. Понятие о ядерных сечениях.
- Основы физической теории ядерных реакторов.
- Нейтронно-физический расчёт ядерных реакторов.
- Реализация нейтронно-физических расчётов в программных комплексах.

# Рассеяние нейтронов на ядрах

Реакция рассеяния нейтронов на ядрах схематически записывается в виде:



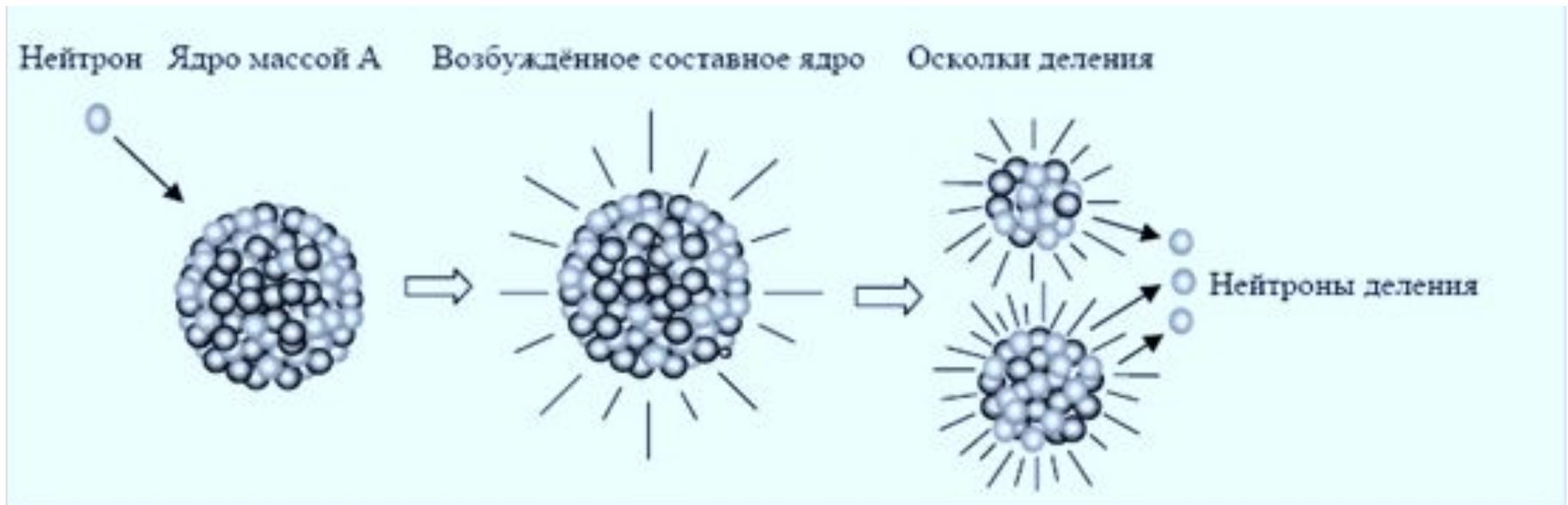
# Реакция поглощения нейтронов.

Схематическое представление о реакции радиационного захвата:

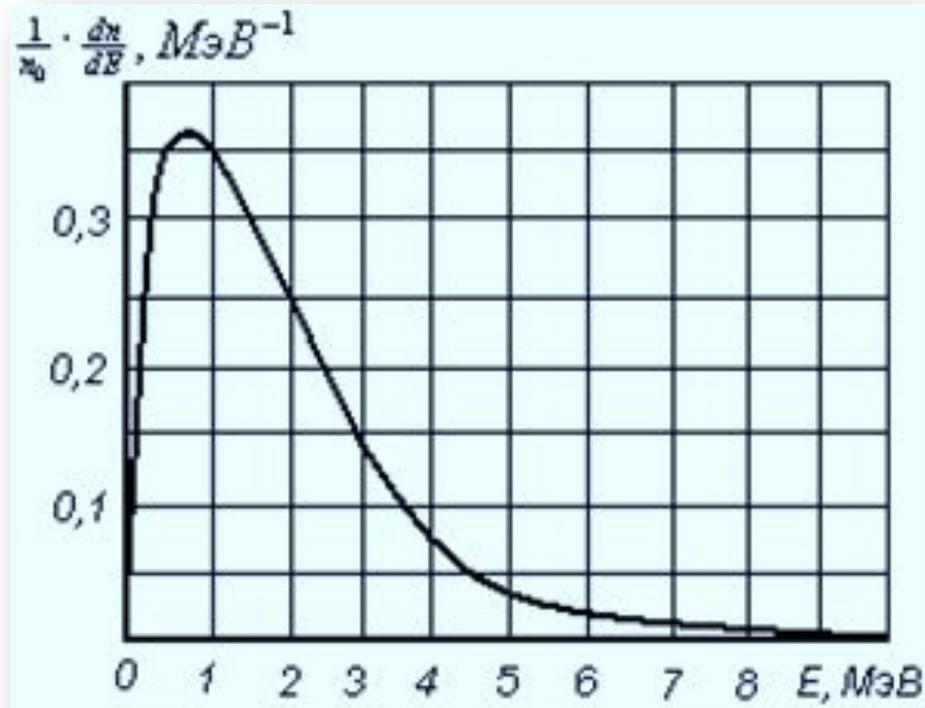


# Деление ядра

Схематическое представление о реакции деления:

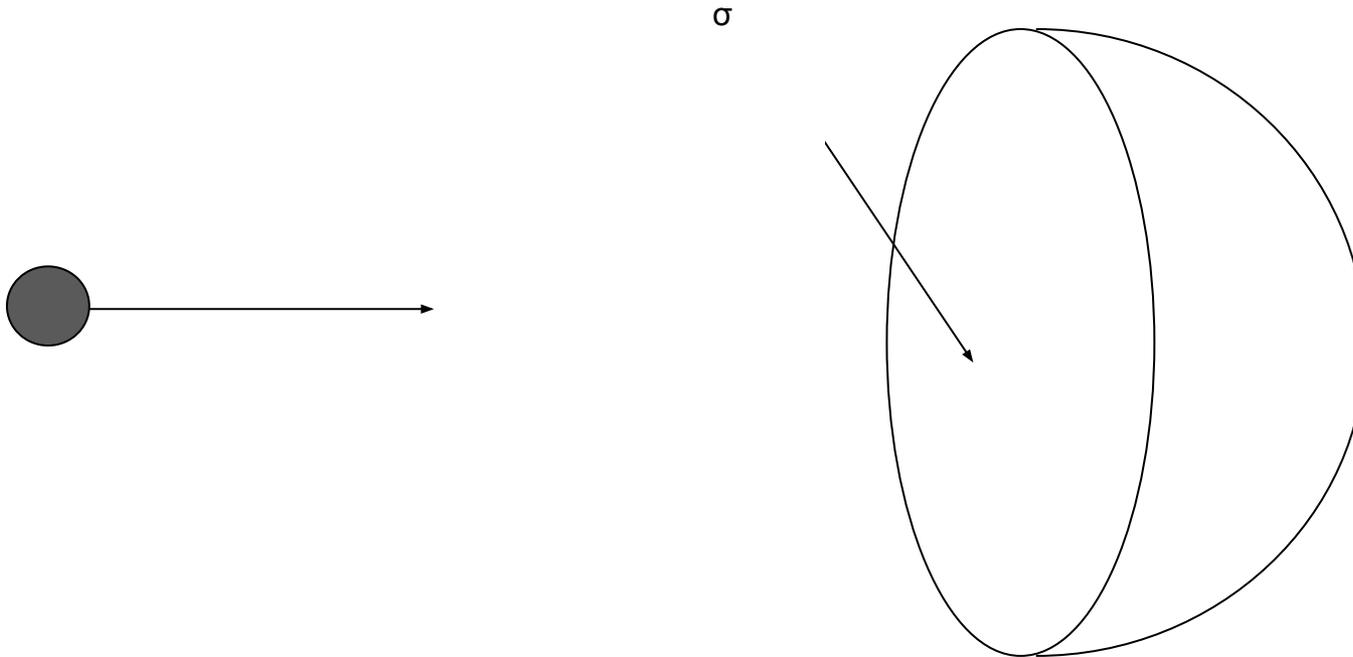


# Деление ядра



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

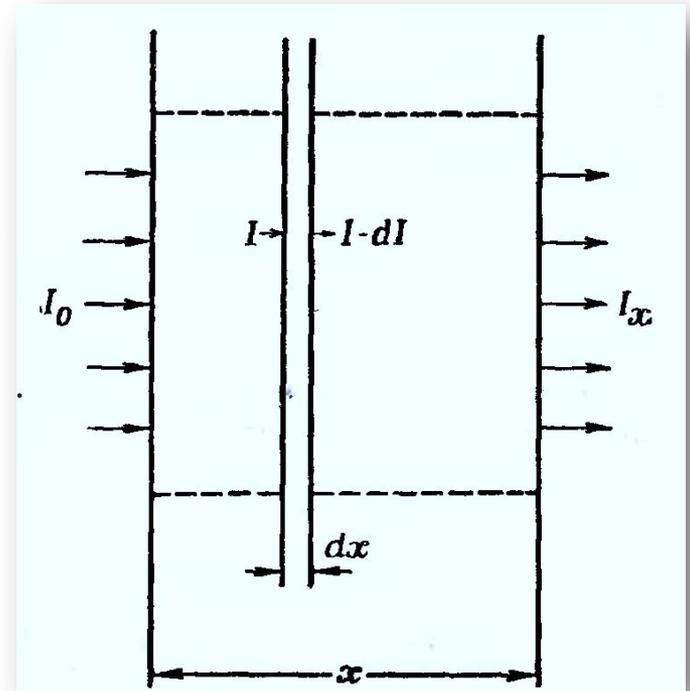
# Микроскопическое сечение взаимодействия



# 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  $\sigma$  и числу ядер в

$1 \text{ см}^3$ .

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

# 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:

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

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

$$R_x(r) = \Sigma_x \Phi(r) \text{ [см}^{-3} \text{ сек}^{-1}]$$

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;

$n(k_{eff}-1)$  – 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 больше единицы.

# 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  $\Sigma \sigma_{f,sh}$ .

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  $\eta$  быстрых нейтронов:

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

$\nu^5$  - среднее число нейтронов, образующихся при делении;

$\Sigma_a^8$  - сечение поглощения  $^{238}\text{U}$ ;

$\Sigma_a^5$  - сечение поглощения  $^{235}\text{U}$ .

# 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  $\phi$ .

Замедлившись до тепловых энергий, нейтроны начинают диффундировать и могут поглотиться в различных веществах. Коэффициент использования тепловых нейтронов  $\theta$  - 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  $\rho$  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  $\sim 13.3$  сек.

$\beta$  - 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/см<sup>3</sup> 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  $\Phi_s$  (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  $\Sigma$  [см<sup>-1</sup>].

Различают сечения:

$\Sigma_s$  - рассеяния (упругого и неупругого);

$\Sigma_a$  - захвата (с делением или без деления ядра-мишени);

$\Sigma_f$  - деления ядер тяжелых нуклидов и сечения других реакций, менее важных.

Плотность реакций типа  $i$  (кол-во актов в 1см<sup>3</sup> 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  $\sim 2$  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  $\Sigma_a$  и  $\Sigma_f$ . 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:

$$P \nu_f \Sigma_f \Phi(r) = \Sigma_a \Phi(r) \quad \text{или} \quad P \cdot K_{\infty} = 1$$

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

| Нуклид | $\nu_f$ |
|--------|---------|
| U-233  | 2.479   |
| U-235  | 2.416   |
| Pu-239 | 2.862   |
| U-238  | 2.9     |

# Баланс нейтронов и коэффициент размножения нейтронов

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

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

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

# 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  $\Gamma$  - 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.

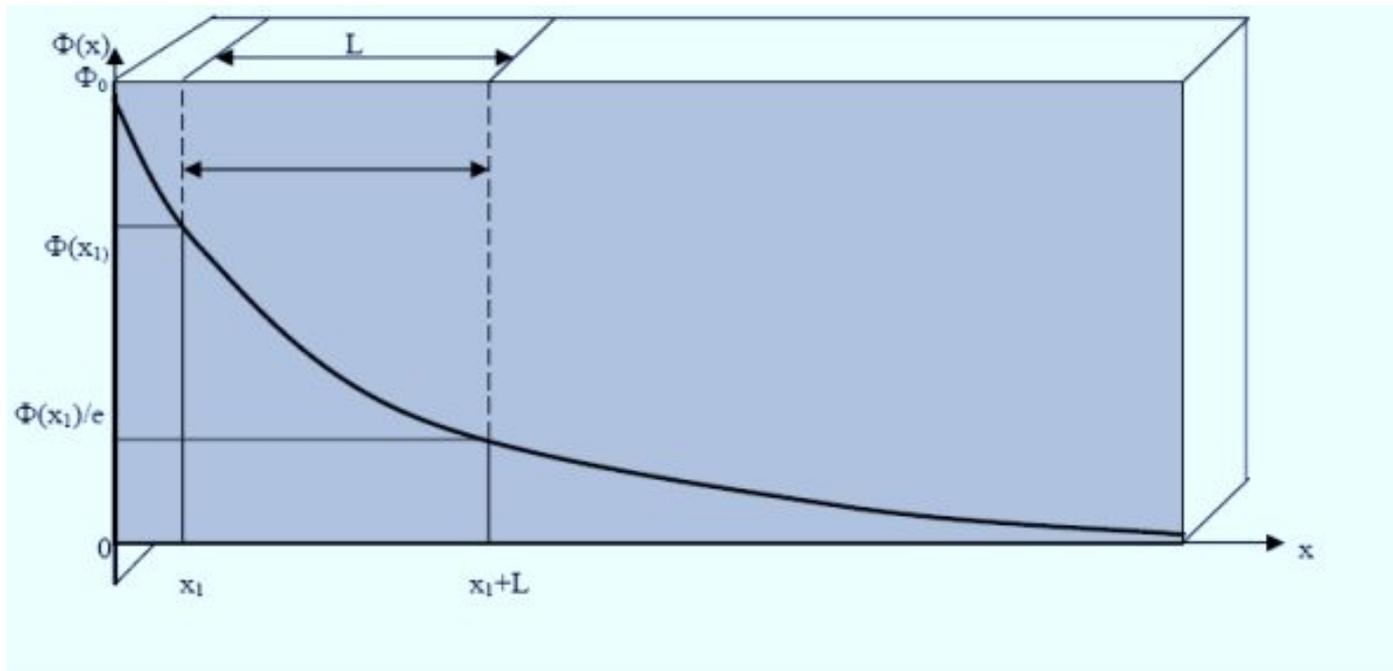
# Диффузионное уравнение баланса нейтронов

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

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  $K_{\text{eff}}$  над единицей, и состояние реактора характеризуется обычно не величиной  $K_{\text{eff}}$ , 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:

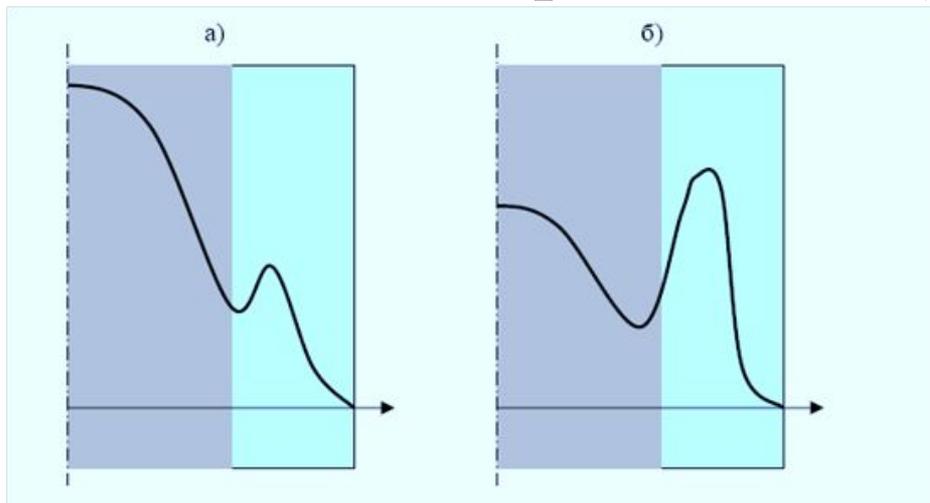
$$R_{\text{КРИТ}} = \sqrt{\frac{1}{B^2} \left[ 2.405^2 + (\pi/m)^2 \right]}$$

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  $\rho_3$  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 см<sup>3</sup> 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.

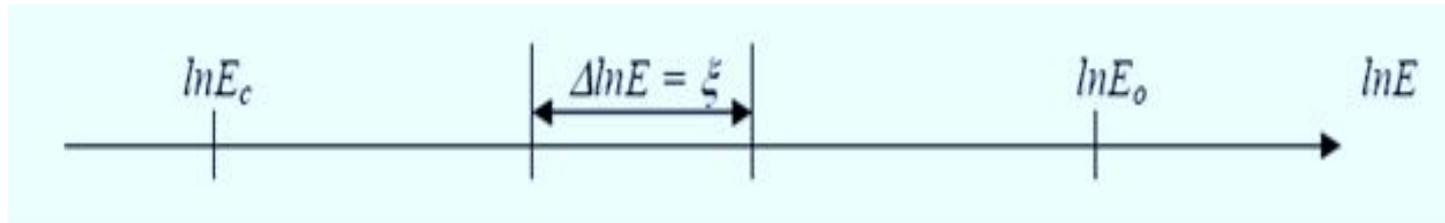
# Коэффициент замедления вещества

**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  $\xi$ , 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 <sub>2</sub> O | D <sub>2</sub> O | Be    | BeO   | C     | Zr     |
| 1. $\gamma, \text{г/см}^3$       | 1.0              | 1.10             | 1.85  | 2.96  | 1.6   | 6.4    |
| 2. $\xi$                         | 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. $k_s$                         | 61               | 1900             | 125   | 170   | 170   | 0.93   |
| 6. $C_s$                         | 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

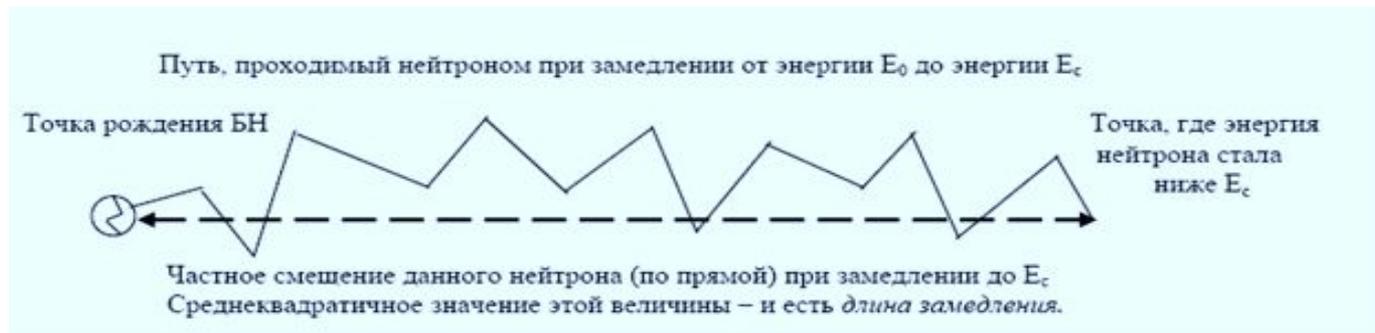
Пространственное смещение нейтрона в среде между двумя последовательными во времени актами рассеяния на ядрах среды, осреднённое по всем рассеяниям, принято называть **транспортным смещением нейтронов в этой среде** и обозначать  $\lambda_{tr}$ .

$\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}$  - 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  $\lambda$  - 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

К характеристикам относятся:

- масса загружаемых делящихся нуклидов;
- обеспечивающая необходимую реактивность реактора;
- длительность его кампании;
- характеристики органов регулирования;
- распределение энерговыделения по объёму реактора.

$$\rho = \frac{(K_{eff}^{max} - 1)}{K_{eff}^{max}} \quad - \text{максимальная реактивность}$$

# Задачи физических расчётов

Данная реактивность предусматривается для:

- обеспечения возможности разогрева реактора;
- компенсации равновесного отравления и работы на мощности в течение необходимого времени;
- оперативный запас реактивности на управление реактором и, если это необходимо, запас реактивности на выход из йодной ямы.

# Функции органов регулирования

- Компенсация, т.е. подавление до всей избыточной реактивности холодного неотравленного реактора при  $t=0$ ;
- создание необходимой (не менее 0.01) подкритичности;
- компенсации температурного выбега реактивности, т. е. разности максимальной в процессе прогрева и начальной в холодном состоянии;
- обеспечение ввода необходимой отрицательной реактивности (примерно ) для ручного и автоматического снижения мощности реактора специальным органом АР.

# **В физических расчётах определяются различные исходные данные**

- Многогрупповые плотности потоков нейтронов;
- Температурные и мощностные коэффициенты реактивности, эффективная доля запаздывающих нейтронов и время жизни мгновенных – для расчёта динамики переходных процессов;
- Показатели загружаемого топлива (обогащение и масса урана), годовой расчёт обогащённого топлива, нуклидный состав и накопление делящихся нуклидов в облучённом топливе – для экономических расчётов;
- Изменение реактивности в процессе перемещения органов регулирования реактивности, плотности потоков в остановленном реакторе и в местах расположения ионизационных камер – для проектирования системы управления и исполнительных механизмов СУЗ.

# Замедление нейтронов в бесконечных средах

$$E = E' \frac{A^2 + 2A\mu_c + 1}{(A + 1)^2} \quad \text{- соотношение для связи энергии до и после рассеяния}$$

Где  $E'$ ,  $E$  - энергии нейтрона соответственно до и после рассеянием;

- масса ядра в атомных единицах;
- косинус угла рассеяния в системе центра инерции.

Связь между косинусами рассеяния в системе центра инерции и лабораторной подчиняется следующему выражению:

$$\mu_L = \frac{A\mu_c + 1}{\sqrt{A^2 + 2A\mu_c + 1}}$$

# Замедление нейтронов в бесконечных средах

Максимальная потеря энергии за одно рассеяние:

$$\Delta E_{MAX} = E' - E_{MIN} = E'(1 - \alpha)$$

Заметим, что  $\Delta E_{max}$  зависит от энергии до столкновения. В то же время относительная потеря энергии при упругом рассеянии от энергии до столкновения не зависит:

$$\frac{\Delta E_{MAX}}{E'} = (1 - \alpha)$$

Параметр  $\alpha$  зависит только от массы ядра-мишени. Для водорода  $\alpha = 1$ , следовательно, при лобовом столкновении нейтрона с ядром он теряет всю кинетическую энергию.

# Замедление в водороде без поглощения

Рассмотрим бесконечную гомогенную среду, заполненную водородом без учёта поглощения с равномерно распределёнными источниками нейтронов.

Полное число нейтронов с энергией от  $E$  до  $E+dE$ :

$$dE \int_E^{E_{MAX}} \Sigma_S \Phi(E') dE' / E'$$

Уравнение баланса для таких нейтронов будет иметь вид:

$$\Sigma_S \Phi(E) = \int_E^{E_{MAX}} \Sigma_S \Phi(E') dE' / E' + S(E)$$

# Замедление в водороде без поглощения

Если предположить, что в данной системе вместо распределенного по энергии находится моноэнергетический источник нейтронов вида:

$$S(E) = F_0 \delta(E - E_F)$$

То решение уравнения баланса для энергий нейтронов ниже  $E_F$  будет иметь, аналогичный вид также соответствующий спектру Ферми:

$$\Phi(E) = F_0 / (\Sigma_s E)$$

# Замедление в водороде с учётом поглощения

Рассмотрим предыдущую систему, но уже учтём поглощение. Пусть это поглощение будет слабое, например, обусловленное небольшой примесью сильно поглощающих ядер. Тогда:

$$(\Sigma_A(E) + \Sigma_S) \Phi(E) = \int_E^{E_{MAX}} \Sigma_S \Phi(E') dE' / E' + S(E)$$

Решение данного уравнение представим в виде:

$$\Phi(E) = \frac{S_0}{\Sigma_S E} \exp\left(-\int_E^{E_F} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_t(E')} dE' / E'\right)$$

# Замедление в водороде с учётом поглощения

Введём обозначение для экспоненциального множителя:

$$\varphi(E) \equiv \varphi(E_f \rightarrow E) = \frac{S_0}{\Sigma_s E} \exp\left(-\int_E^{E_f} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_t(E')} dE' / E'\right)$$

Физический смысл этого множителя – это отношение числа нейтронов достигших энергии  $E$  к числу всех нейтронов, испущенных из источника при энергии  $E_f$ . Величину обычно называют вероятностью избежать резонансного захвата при замедлении до энергии  $E$ .

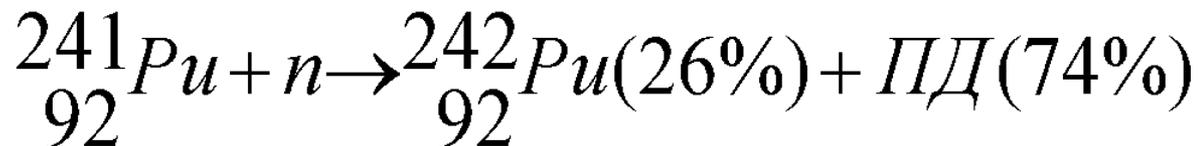
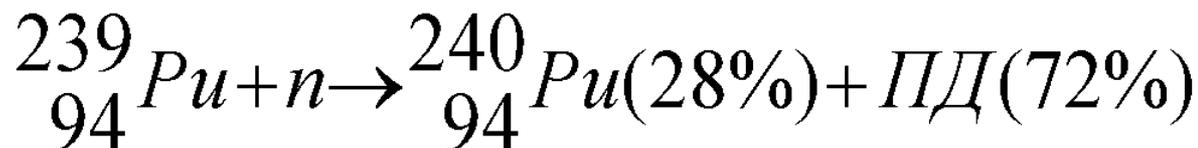
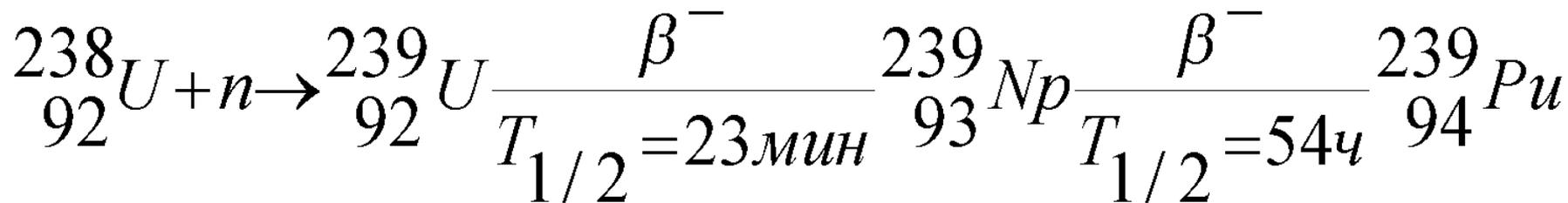
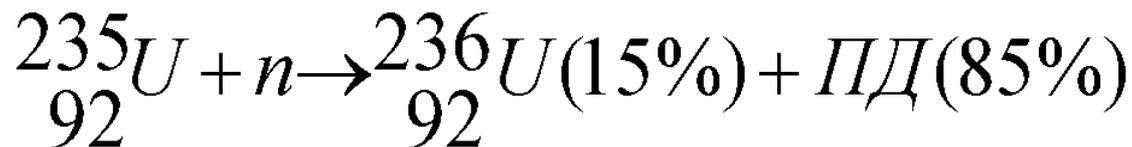
# Расчёт изменений нуклидного состава ТОПЛИВА

В процессе работы ядерного реактора на мощности происходит изменение нуклидного состава и шлакование реактора. При работе реактора избыточная реактивность обычно падает вследствие уменьшения количества делящегося нуклида при выгорании топлива и накопления шлаков, поглощающих нейтроны.



# Расчёт изменений нуклидного состава ТОПЛИВА

Упрощенный вид цепочки изменения изотопного состава:



# Расчёт изменений нуклидного состава ТОПЛИВА

Система дифференциальных уравнений, описывающих процесс изменения изотопного состава:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_5(t)}{dt} = -\Phi(t)\sigma_{a5}N_5(t) \\ \frac{dN_9(t)}{dt} = -\Phi(t)\sigma_{a9}N_9(t) + \Phi(t)N_8(t)\sigma_{c8} \\ \frac{dN_{40}(t)}{dt} = -\Phi(t)\sigma_{a40}N_{40}(t) + \Phi(t)N_9(t)\sigma_{c9} \\ \frac{dN_{41}(t)}{dt} = -\Phi(t)\sigma_{a41}N_{41}(t) + \Phi(t)N_{40}(t)\sigma_{40} \\ \frac{dN_{ул}}{dt} = \frac{W_T \omega_f}{V_{аз}}; \quad \omega_f = \frac{1}{E_f} \end{array} \right.$$

# Расчёт изменений нуклидного состава ТОПЛИВА

Приближённый метод решения системы основан на расчёте выгорания шагами и состоит в следующем:

1. Кампания реактора ( $T_p$ ) разбивается на  $n$  равных временных интервалов;
2. В пределах интервала плотность потока нейтронов считается постоянной и равной его значению на нижней границе:

$$\Phi(t_i, t_{i+1}) = \Phi(t_i)$$

3. В каждом из уравнений системы считаем, что от времени зависит лишь ядерная концентрация нуклида, к которому относится уравнение;
4. Для удобства интегрирование уравнений осуществляется в пределах от нижней до верхней границы временного интервала;
5. Плотность потока нейтронов на верхней границе интервала пересчитывается с учётом полученных ядерных концентраций делящихся нуклидов:

$$\Phi(t_{i+1})$$

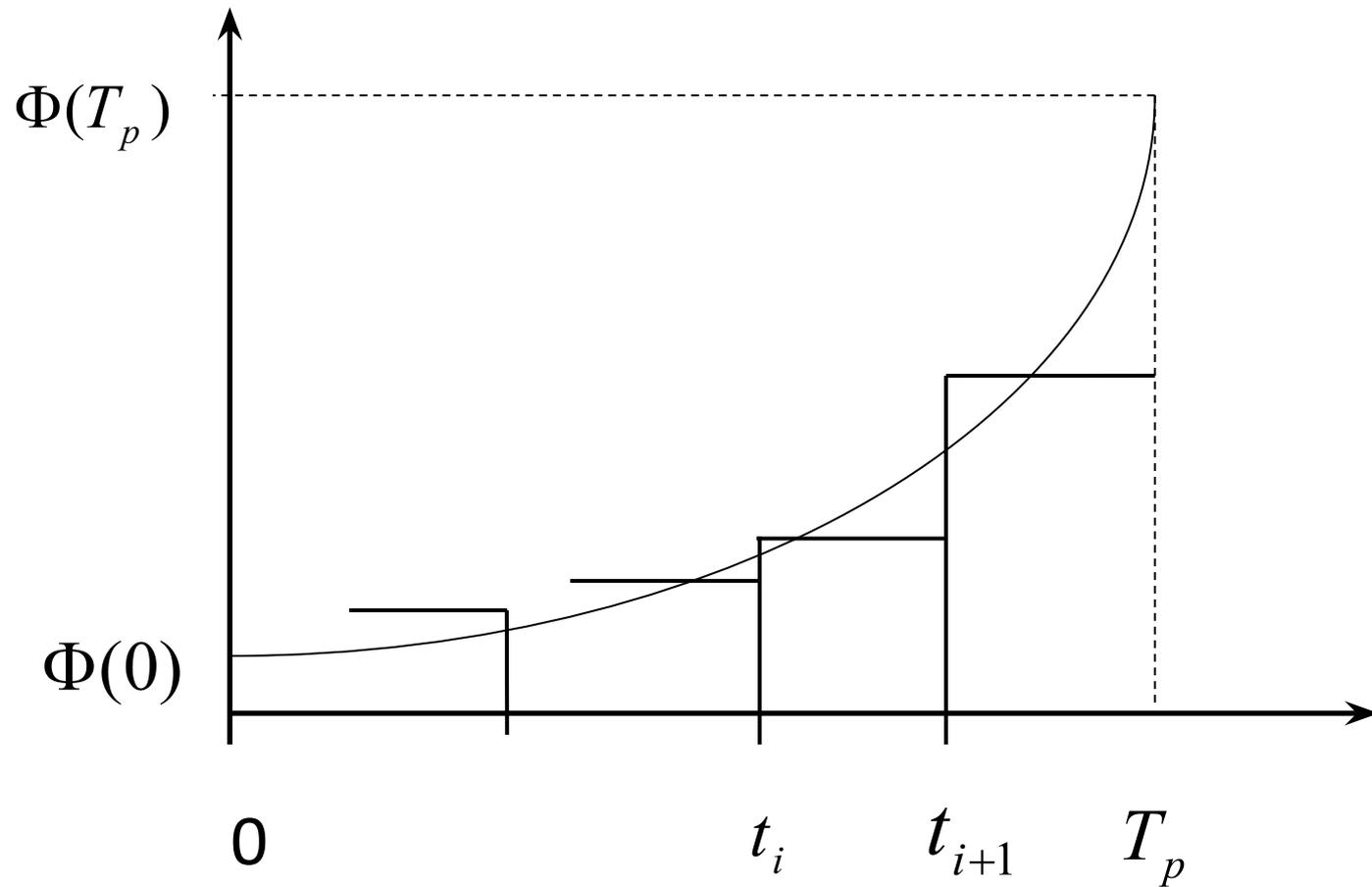


Схема временных интервалов при расчёте выгорания

С помощью данного метода, основанного на кусочно-постоянном представлении временных функций, запишем для  $i$ -го интервала решение уравнений системы

### Уран – 235

$$N_5(t_{i+1}) = N_5(t_i) \exp\left[-\Phi(t_i) \sigma_{a5} \Delta t_i\right]$$

### Плутоний – 239

$$N_9(t_{i+1}) = N_9(t_i) \exp\left[-\Phi(t_i) \sigma_{a9} \Delta t\right] + \frac{\Sigma_8^c}{\sigma_{a9}} \left(1 - \exp\left[-\Phi(t_i) \sigma_{a9} \Delta t_i\right]\right)$$

$$N_9^{равн}(t_i) = \frac{\Sigma_8^c}{\sigma_{a9}}$$

## Плутоний – 240

$$N_{40}(t_{i+1}) = N_{40}(t_i) \exp[-\Phi(t_i) \sigma_{a40} \Delta t] +$$
$$+ \frac{\sigma_{c9} N_9(t)}{\sigma_{a40}} \left( 1 - \exp[-\Phi(t_i) \sigma_{a40} \Delta t_i] \right)$$

## Плутоний – 241

$$N_{41}(t_{i+1}) = N_{41}(t_i) \exp[-\Phi(t_i) \sigma_{a41} \Delta t] + \frac{\sigma_{40} N_{40}(t)}{\sigma_{a41}} \left( 1 - \exp[-\Phi(t_i) \sigma_{a41} \Delta t_i] \right)$$

## Шлаки

$$N_{шл} = N_{шл}(t_i) + \frac{W T^{\omega} t}{V_{аз}} \Delta t$$

# Характеристики степени выгорания топлива

Удельные характеристики выгорания получаются делением показателей энерговыработки на объём или массу топлива. Наиболее употребительной характеристикой выгорания является энергосъём с единичной массой топлива

$$B = W_T t / M_{\text{топ}}$$

единицы измерения –  $\text{мвт} \cdot \text{сут} / \text{кг}$

# Коэффициент воспроизводства

Формула для вычисления коэффициента воспроизводства в многогрупповом приближении имеет вид:

$$KB = (C_{8,40} + C_{40,8}) / (A_{9,41} + A_{41,9})$$

где

$$C_{8,40} = \sum_k V_k \sum_j \bar{\Phi}_{jk} \sum_{c8,40}^{jk} ; \quad A_{9,41} = \sum_k V_k \sum_j \bar{\Phi}_{jk} \sum_{a9,41}^{jk}$$

Где

$k$  – индекс зоны, содержащей делящиеся и (или) сырьевые нуклиды;

$J$  – индекс энергетической группы.

# Коэффициент воспроизводства

Можно представить коэффициент воспроизводства в виде составляющих по отдельным зонам:

$$КВ = КВА + КВБ + КВТ$$

КВА – коэффициент воспроизводства активной зоны или внутренний коэффициент воспроизводства;

КВБ – КВ боковой зоны воспроизводства (БЗВ);

КВТ – КВ торцевых зон воспроизводства (ТЗВ);

Делящимся нуклидом в реакторах на тепловых нейтронах часто бывает U-235, а воспроизводящим U-238. Если делящийся U-235, а воспроизводимый Pu-239 (нуклиды не совпадают), то коэффициент воспроизводства называют **коэффициентом конверсии** – а реактор - **конвертором**

**Временем удвоения количества топлива** - момент времени, при котором избыточное количество делящихся материалов, наработанных в данном реакторе, станет равным количеству делящихся нуклидов в топливном цикле одного реактора.

# Топливные циклы

Топливным циклом называется циклический процесс облучения ядерного топлива нейтронами в реакторе, изготовления новых ТВЭЛОВ и повторения их облучения в реакторе.

## Открытый

*Цикл, при котором после однократного облучения в реакторе топливо больше не используется.*

## Замкнутый

*Цикл, при котором производится переработка (после выдержки) топлива и извлекается недожжённый уран и накопленный плутоний с целью повторного их использования.*

# Комбинации топлива и сырьевого материала

| Делящийся нуклид | Сырьевой материал | Новый делящийся нуклид | Реактор                       |
|------------------|-------------------|------------------------|-------------------------------|
| U-235            | U-238             | Pu-239                 | Конвертор                     |
| Pu-239           | U-238             | Pu-239                 | Быстрый реактор-размножитель  |
| U-233            | U-238             | Pu-239                 | Конвертор                     |
| U-235            | Th-232            | U-233                  | Конвертор                     |
| Pu-239           | Th-232            | U-233                  | Конвертор                     |
| U-233            | Th-232            | U-233                  | Тепловой реактор-размножитель |

# Эффекты реактивности при отравлении реактора и их расчёт

1. Равновесное или стационарное отравление  $^{135}\text{Xe}$

$$\Delta\rho_{Xe}^0 = \rho(N_{Xe}^0) - \rho_0$$

2. Равновесное отравление самарием  $^{149}\text{Sm}$

$$\Delta\rho_{Sm}^0 = \rho(N_{Sm}^0) - \rho_0$$

# Отравление реактора

3. Отравление после остановки реактора – йодная яма

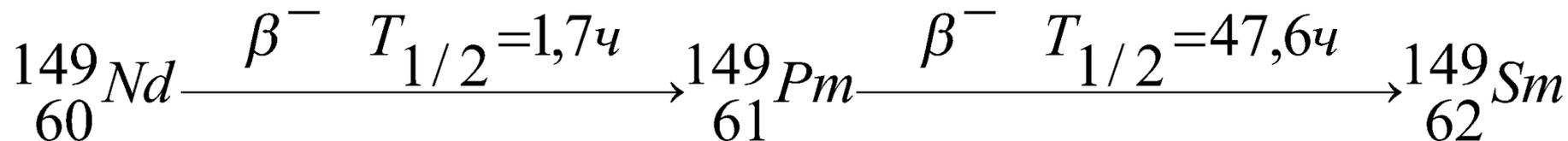
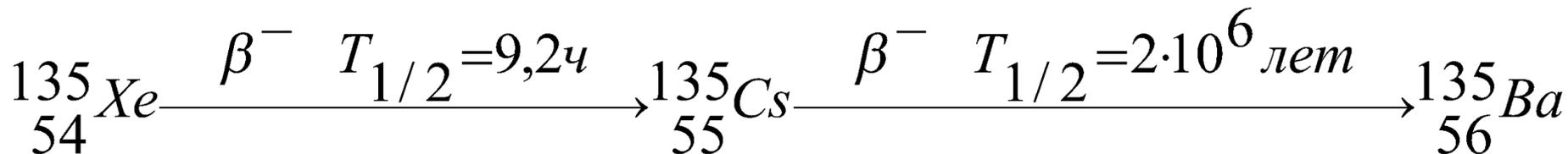
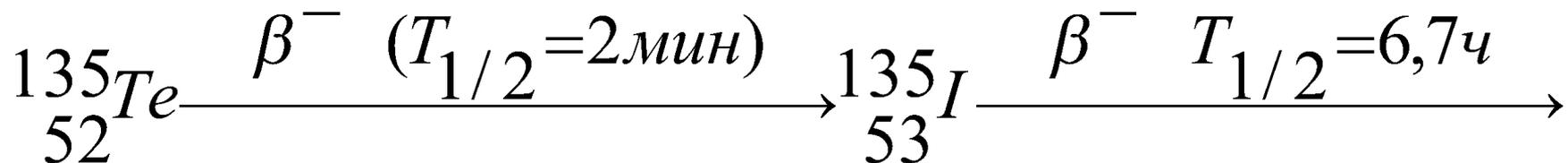
$$\Delta\rho_{Xe}^{max} = \rho(N_{Xe}^{max}) - \rho(N_{Xe}^0)$$

4. Отравление самарием после остановки – прометиевый провал реактивности

$$\Delta\rho_{Sm}^{max} = \rho(N_{Sm}^{max}) - \rho(N_{Sm}^0)$$

5. Спады или подъёмы реактивности после переходов реактора с большего на меньший (с меньшего на больший) уровень мощности.

# Реакции с образованием $^{135}\text{Xe}$ и $^{149}\text{Sm}$



# Характеристики нуклидов цепочки

| Нуклид            | <i>выход</i> $y_i \frac{\text{ядро}}{\text{дел}}$ | T1/2, час | $\sigma_a$ , барн |
|-------------------|---|-----------|-------------------|
| $^{135}\text{I}$  | 0.056   | 6.7       | 0                 |
| $^{135}\text{Xe}$ | 0.003   | 9.2       | $2,75 \cdot 10^6$ |
| $^{149}\text{Pm}$ | 0.014   | 47.0      | 0                 |
| $^{149}\text{Sm}$ | 0   | —         | $5,92 \cdot 10^4$ |

# Дифференциальные уравнения баланса ядер йода и ксенона в процессе работы реактора

$$\frac{dN_I}{dt} = y_I \Phi \Sigma_f - \lambda_I N_I(t)$$

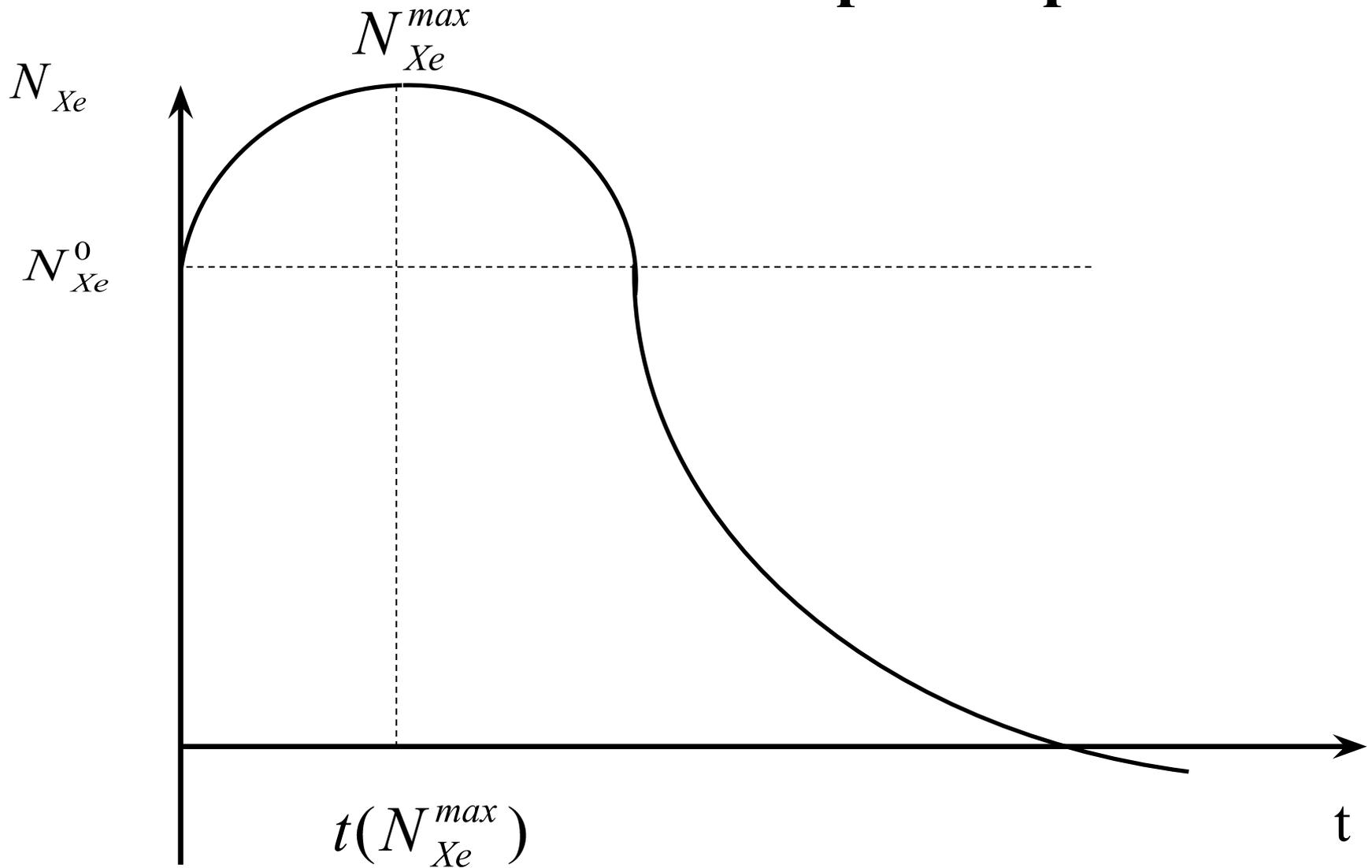
$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = y_{Xe} \Phi \Sigma_f - \lambda_I N_I(t) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t) - \Phi \sigma_{Xe} N_{Xe}(t)$$

# Дифференциальные уравнения баланса ядер йода и ксенона после останова реактора

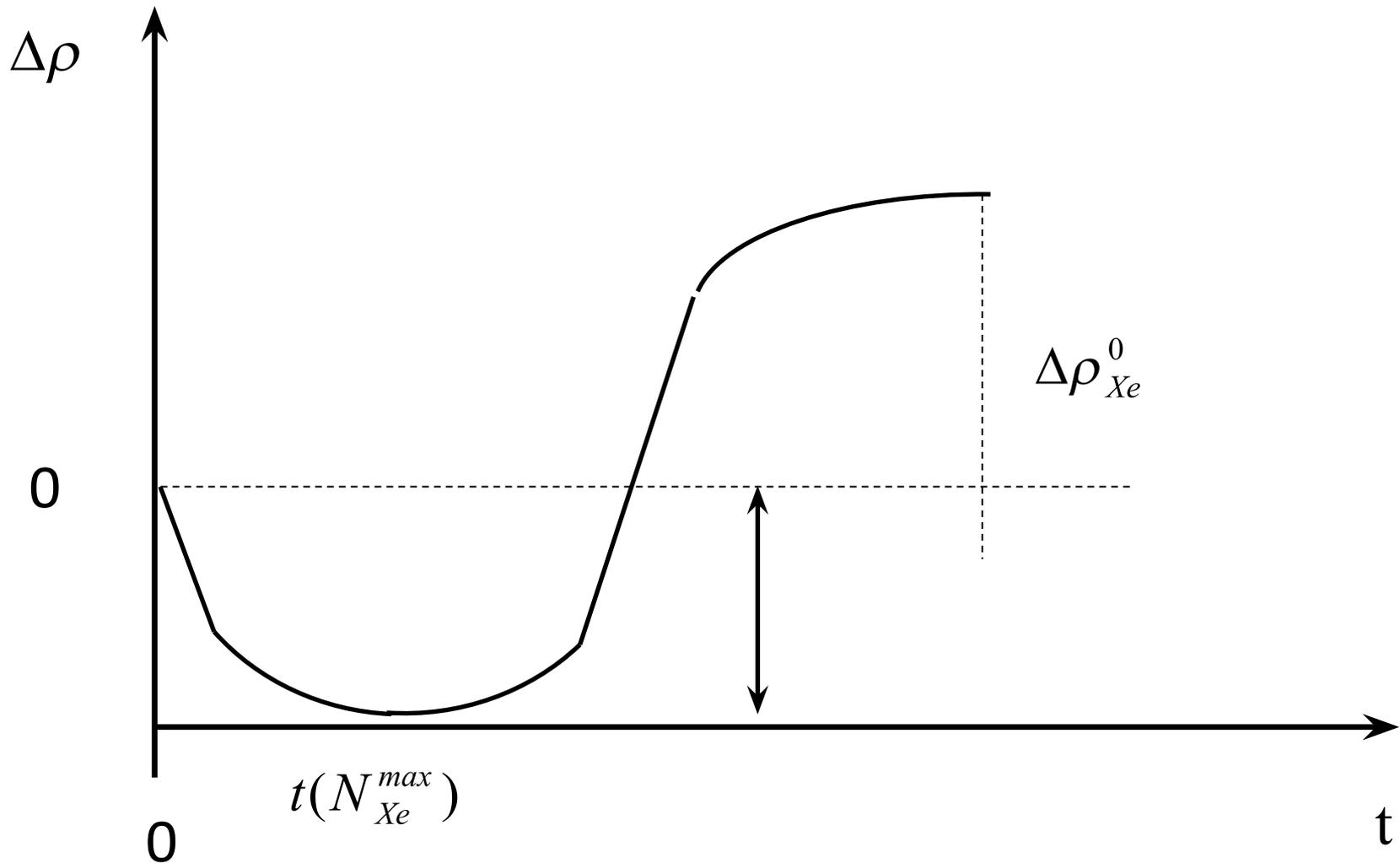
$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda_I N_I(t)$$

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \lambda_I N_I(t) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t)$$

# Изменение концентрации Хе со временем после остановки реактора



# Йодная яма реактивности после останова реактора



# Дифференциальные уравнения отравление реактора самарием

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = -\lambda_{Pm} N_{Pm}(t)$$

$$\frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm}(t)$$

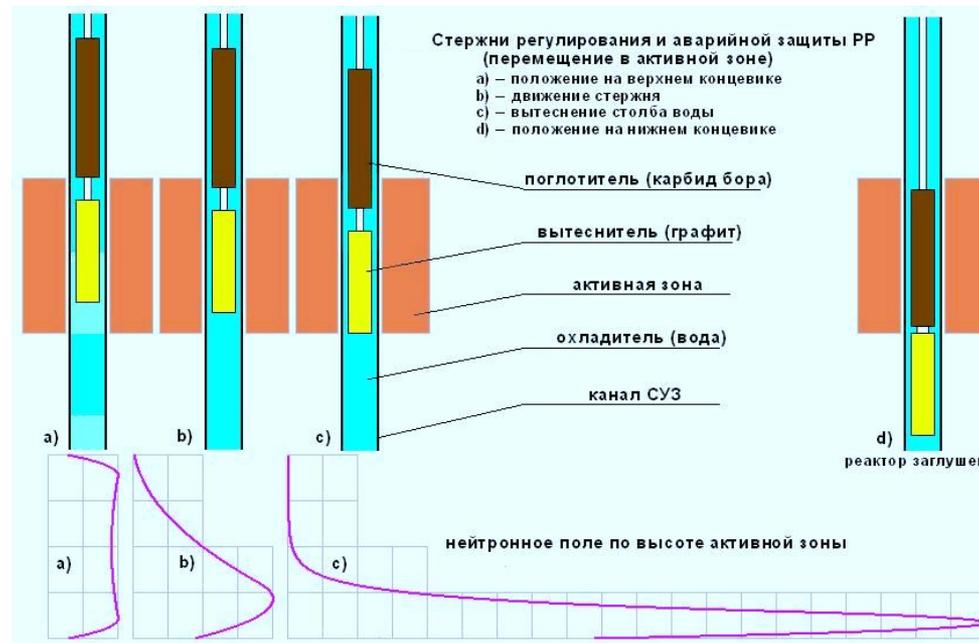
Самарий стабилен, поэтому его максимальная концентрация после останова реактора достигается при  $t \rightarrow \infty$  и равна суммарной концентрации самария и прометия:

$$N_{Sm}^{max} = N_{Sm}^0 + N_{Pm}^0$$

# **Эффективность органов регулирования**

# Регулирование реактивности

Регулирование реактивности — это подавление или высвобождение реактивности с помощью каких-либо устройств с целью компенсации (достижения равновесия) изменений реактивности, происходящих в активной зоне из-за внутренних ядерно-физических процессов, являющихся следствием различных технических действий (разогрева, работы на мощности и т.д.).



# Регулирование реактивности

Целью регулирования реактивности является поддержание реактивности в любых рабочих режимах реактора вблизи нуля с отклонениями, не превышающими примерно 1/2 эффективной доли запаздывающих нейтронов.

Для реактора, в котором делящимся материалом является  $^{235}\text{U}$

$$\rho = 0 \pm 0.003 \frac{\Delta K}{K}$$

В заглушенном состоянии в реакторе должна быть обеспечена подкритичность не ниже, чем примерно 0.05 или не ниже 0.01 в состоянии перед пуском с взведёнными стержнями аварийной защиты.

# Регулирование реактивности

Рассмотрим общие принципы расчёта на примере стержня, расположенного в центре реактора.

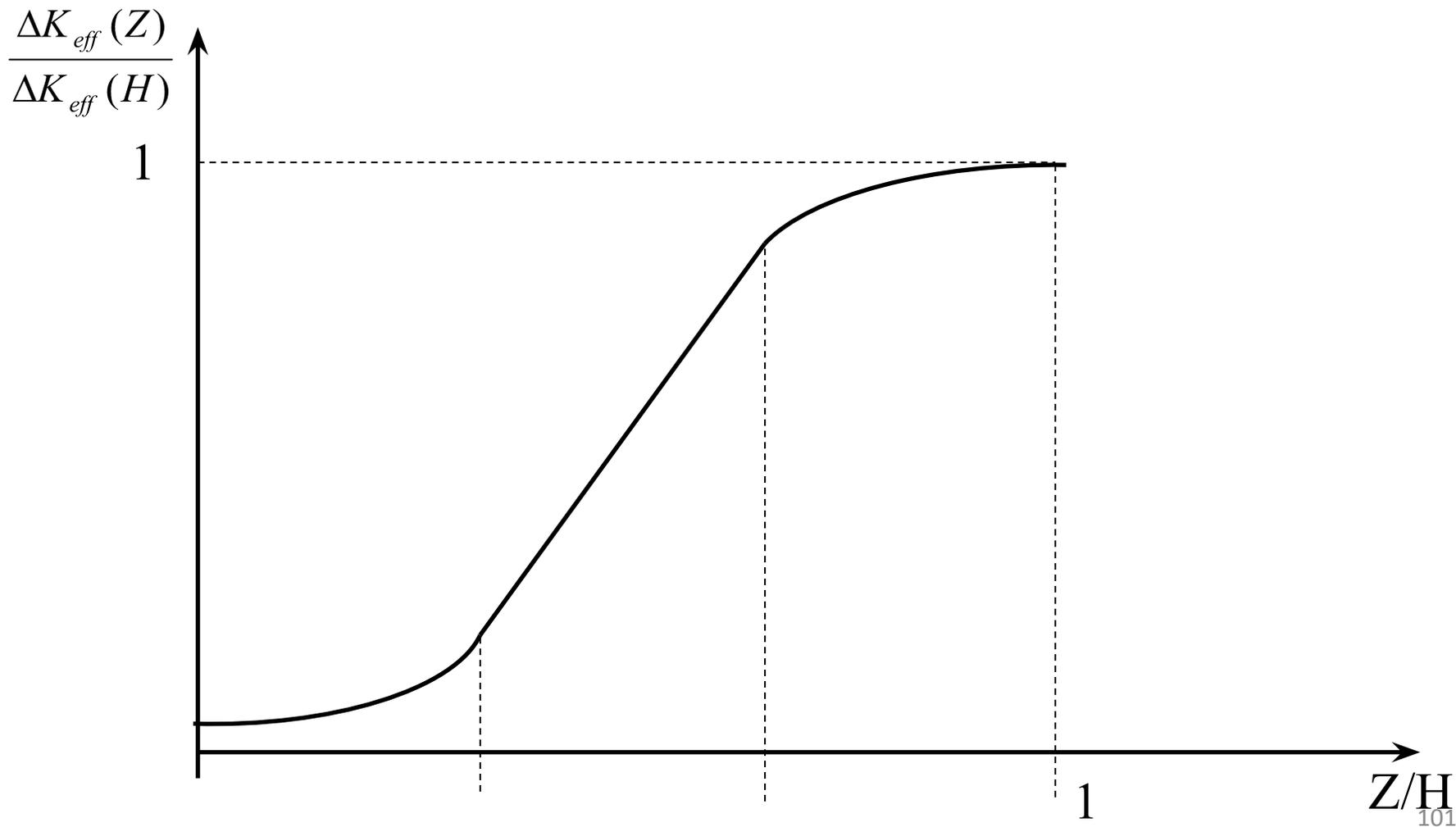
Определение эффективности поглощающего стержня введённого не на всю высоту реактора – одна из важных задач, её оценочное решение можно получить с помощью теории возмущений:

$$\Delta K_{eff}(z) = \Delta K_{eff}(H) \frac{\int_0^z \Phi^2(z) dz}{\int_0^H \Phi^2(z) dz} \quad \text{где}$$

$\Delta K_{eff}(H)$  - эффективность стержня, погружённого на глубину  $H$

$\Phi(z)$  - распределение плотности потока на высоте реактора (до введения стержня).

# Зависимость эффективности стержня СУЗ от глубины погружения его в реактор



При  $Z/H \ll 1$

$$\Delta K_{eff}(Z) = \Delta K_{eff}(H) \frac{2\pi^2}{3} \left( \frac{Z}{H} \right)^3$$

При  $Z \sim H/2$

$$\Delta K_{eff}(Z) = \Delta K_{eff}(H) Z / H$$

При  $Z=H/2$  зависимость стержня равна половине его полной эффективности

В реальные реакторы вводится много стержней СУЗ. Значит появляется необходимость рассчитывать эффективность стержня расположенного эксцентрично. Эффективность  $\Delta K_{eff}^{(r)}$  стержня, расположенного на расстоянии  $Z$  от оси симметрии связана с эффективностью  $\Delta K_{eff}^{(0)}$  этого же стержня, расположенного в центре реактора соотношением:

$$\Delta K_{eff}^{(r)} = \Delta K_{eff}^{(0)} \frac{\Phi^2(r)}{\Phi^2(0)}$$

где  $\Phi(r)$  и  $\Phi(0)$  - потоки на расстоянии  $r$  и в центре соответственно в реакторе без стержней

# Реализация нейтронно-физических расчётов в программных комплексах



# Основные задачи программных комплексов, реализующих расчёт реакторов, состоят в следующем:

- 1) *Определение запасов и эффектов реактивности в любом состоянии реактора*
- 2) *Вычисление нуклидного состава топлива в зависимости от энерговыработки*
- 3) *Расчёт эффективности СУЗ и системы ядерной безопасности*
- 4) *Нахождение распределения энерговыделения по объёму активной зоны в любой момент времени*

Нейтронно-физический расчёт связан теплогидравлическим, прочностным, технико-экономическим и другими расчётами

# Общая схема нейтронно-физического расчёта

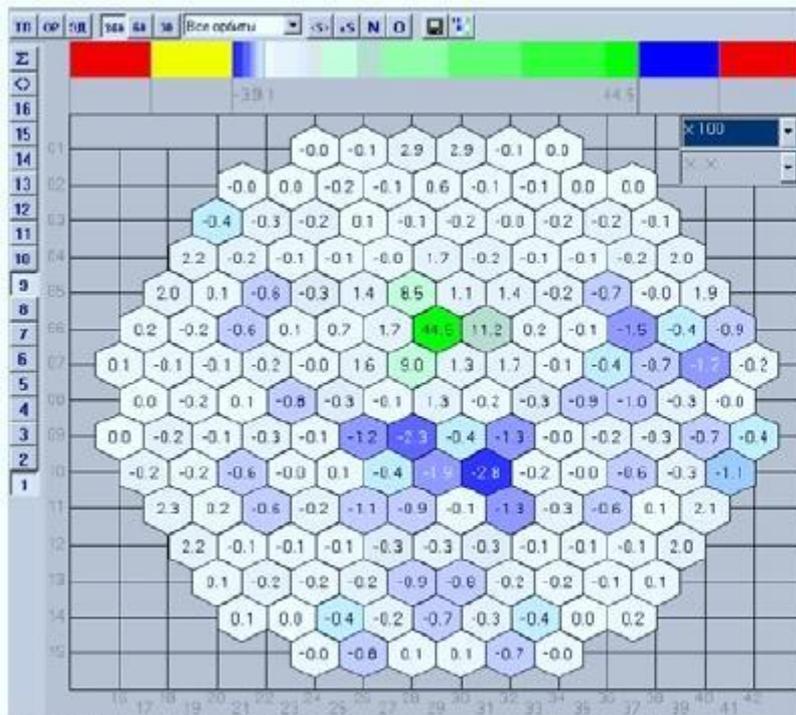


Рис.3.  $(KV_{СВРК} - KV_{этал}) * 100$  в 9 слое

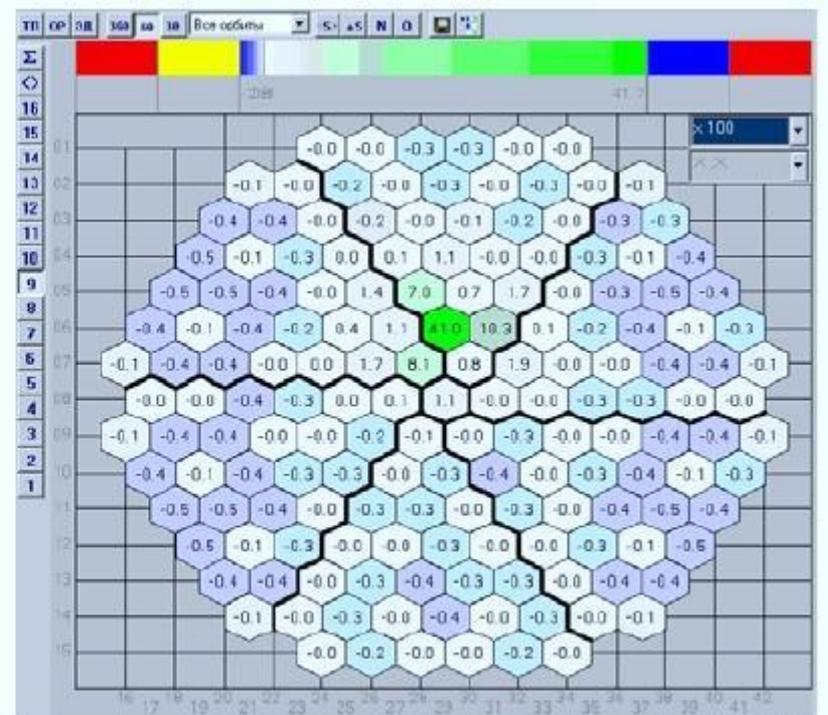


Рис.4. Разность между KV в 9 слое модельного (без датчиков) поля и восстановленного поля СВРК (\*100)

# Структурная схема расчёта

Физический расчёт начинается с выбора числа зон, вычисления и ввода ядерных плотностей нуклидов, входящих в состав рассчитываемой системы. Всё это сосредоточено в блоке 1



Блок 1

Подготовка констант для расчёта ячейки в блоке 2



Блок 2

При этом используются входные данные и системы групповых микроскопических констант (блок Т)



Блок Т

После подготовки констант проводится гомогенизация ячейки в блоке 3



Блок 3

После гомогенизации эквивалентной ячейки определяется спектр нейтронов и вычисляются гомогенизированные макроскопические и микроскопические константы в блоке 4



Блок 4

Эффективный коэффициент размножения и пространственно-энергетическое распределение плотности нейтронного потока определяется в блоке 5



Блок 5

В блоке 6 рассчитывается эффективность органов СУЗ



Блок 6

в блоке 7 предусмотрено проведение различных расчётов, связанных с нейтронно-физическим, например, теплогидравлический



Блок 7

В блоке 8 рассчитывается глубина выгорания топлива и определяется его нуклидный состав



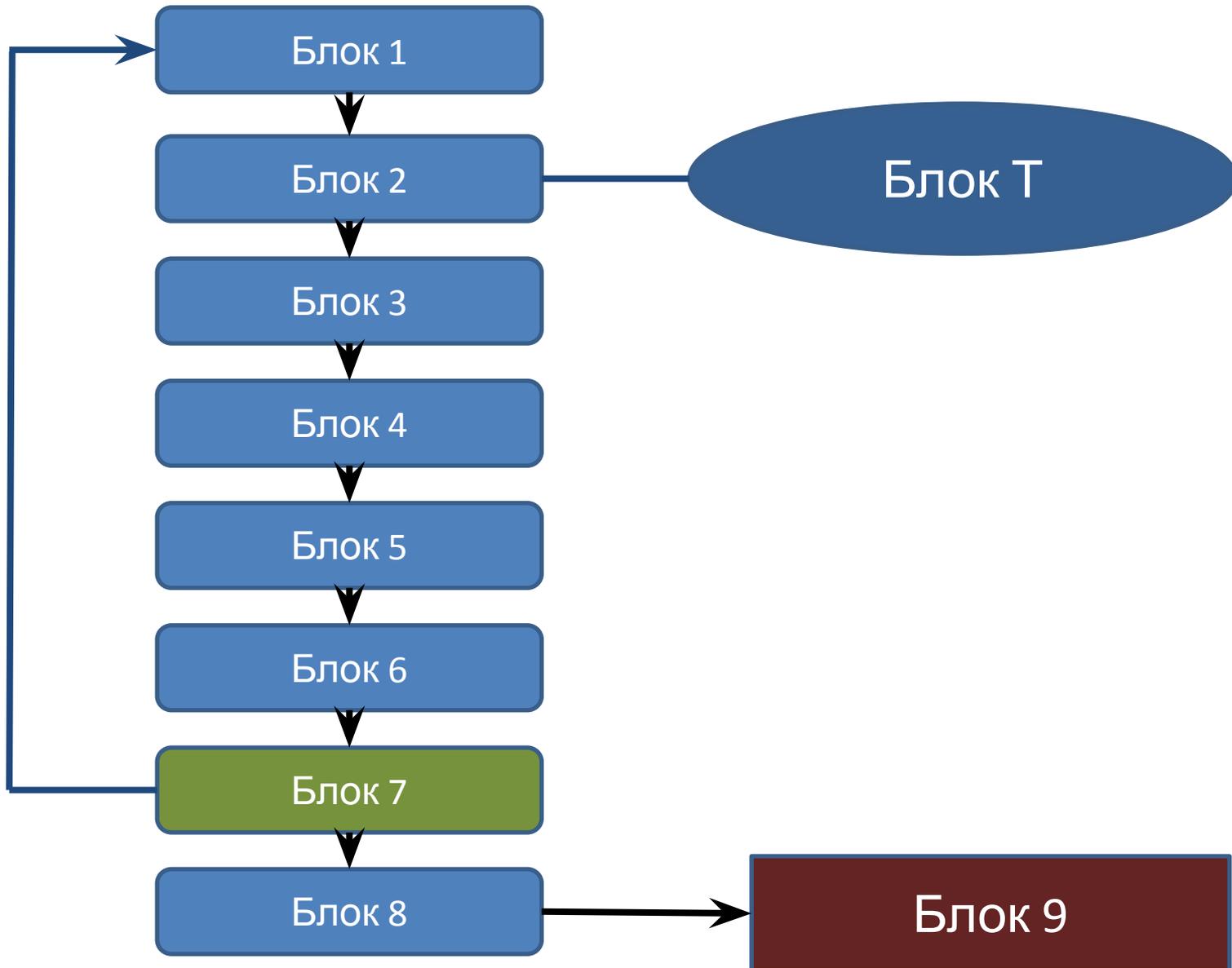
Блок 8

В блоке 9 выводятся результаты

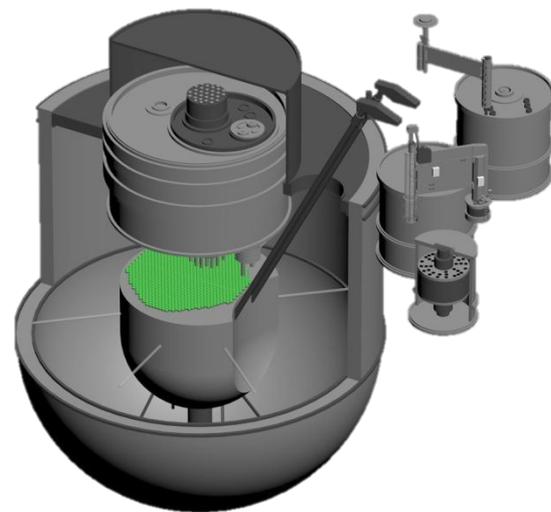
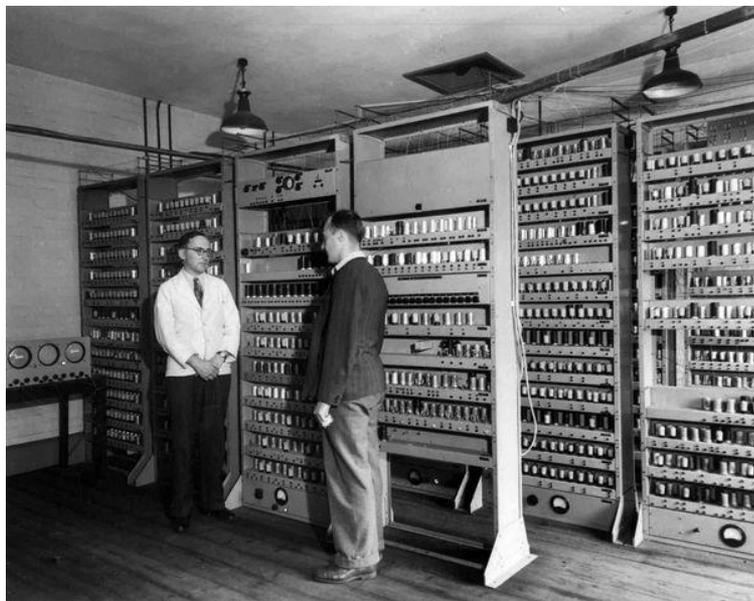


Блок 9

# Приближенная принципиальная схема расчёта реактора



# Программы, используемые для расчёта реакторов



# Программа УНИРАСОС

Программа использует метод эквивалентной ячейки. Выделение эквивалентной ячейки основано на двух основных положениях: возможности расчёта распределения плотности потока нейтронов по ячейке независимо от расчёта по реактору и физической симметрии ячейки (равенство нулю производной в центре и на границе ячейки). Длина замедления тоже меньше ширины кассеты, а значит каждую кассету можно при подготовке малогрупповых констант рассматривать как изолированную от своего окружения, т.е. нейтронно-физические характеристики ТВС определяются составом среды. Малогрупповые сечения получаются из расчёта трёхзонной цилиндрической эквивалентной ячейки: топливный стержень, его покрытие, прилегающий замедлитель, материал стенки кассеты, вода из межкассетного зазора и т.п. при таком подходе равномерно размещаются в соответствующих зонах эквивалентной ячейки.

# Программа КАССЕТА

В данной программе сечение ТВС разбивается на одинаковые гексагональные ячейки с шагом, равным шагу между твэлами в ТВС. При этом предполагается, что шаг расположения твэлов внутри ТВС постоянен (это выполняется для всех конструкций ТВС ВВЭР). Центр каждой ячейки рассматривается как узел расчётной сетки. Такое разбиение соответствует реальному расположению твэлов, кластеров типа ВВЭР.

Расчёт пространственно-энергетического распределения нейтронов в ТВС производится в четырёх энергетических группах с использованием библиотеки ОМБРЕЛЛАРО в трёх верхних энергетических группах и дифференциальной модели термализации в тепловой области.

# Трёхмерная диффузионная программа БИПР

Программа является основным инструментом для проектных и эксплуатационных расчётов реакторов ВВЭР. Программа БИПР предназначена для расчёта энерговыделения, выгорания топлива и ксеноновых переходных процессов в активной зоне ВВЭР. Решается одностепенное уравнение диффузии, записанное относительно плотности потока, замедляющихся нейтронов для трёхмерной области. Учитывается зависимость размножающих свойств среды от глубины выгорания топлива, плотности и температуры теплоносителя, удельной мощности, концентрации жидкого поглотителя; учитывается отравление ксеноном и самарием.

# Круг задач, решаемых с помощью программы БИПР

- Расчёт состояния реактора
- Расчёт состояния с последующим выходом в критическое состояние.
- Расчёт эффективности органов регулирования
- Расчёт выгорания
- Расчёт ксенонового переходного процесса

# Комплекс программ АКАДЕМ

Предназначен для проведения нейтронно-физических расчётов стационарных (или медленно меняющихся – выгорание, ксеноновое отравление и т. п.) режимов работы тепловых реакторов с учётом обратных связей по теплогидравлике в объёме, необходимом для проектирования. Гомогенизация ячеек и подготовка групповых констант для нейтронно-физического расчёта осуществляется по программе WINS-D4.

# Методы расчётов высокой точности

- Диффузионное приближение

- Метод дискретных ординат

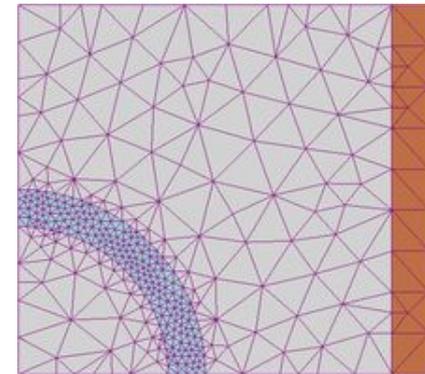
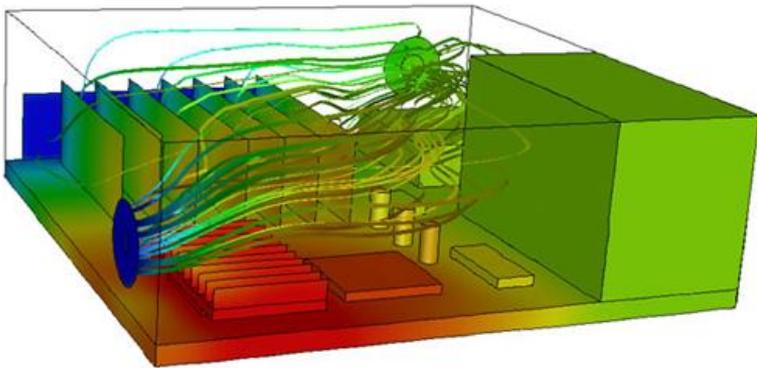
- Метод Монте-Карло

# Диффузионное приближение

Основан на решении кинетического уравнения переноса нейтронов, в котором плотности потока нейтронов представлена в виде двух первых членов разложения по сферическим функциям, зависящим от угловых координат вектора скорости нейтронов. Данный метод имеет довольно серьёзные ограничения. Если использовать диффузионное приближение для расчёта реактора, содержащего пустоты, или области с низкой концентрацией материала, то полученные результаты могут иметь грубые ошибки.

# Методы дискретных ординат

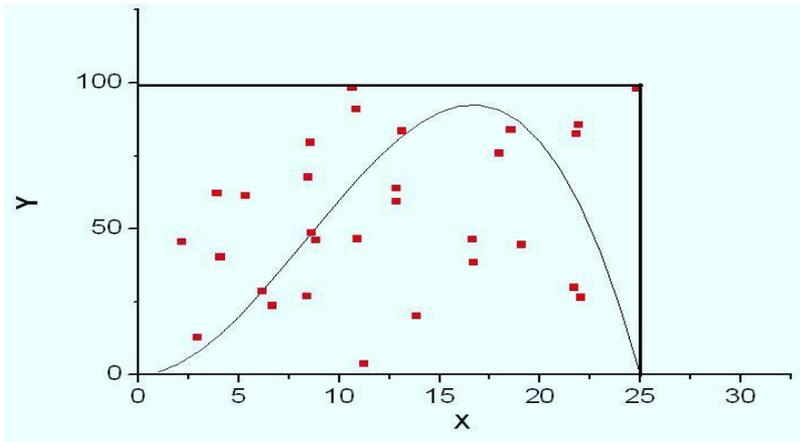
Данный метод решения уравнения переноса нейтронов основан на том, что в отличие от диффузионного приближения угловое распределение потока нейтронов оценивается в различных дискретных направлениях. При рассмотрении достаточного количества направлений можно получить результаты с любой точностью, ограничения – мощность ЭВМ.



Программные комплексы, реализующие данный метод - ANISN, DOT, TWODANT и TORT.

# Метод Монте-Карло

В основе его лежит использование вероятностного характера элементарных актов взаимодействия излучения с веществом. Одна из важнейших особенностей метода состоит в том, что для решения многих задач переноса излучения формулирования уравнения переноса не требуется. Достаточно лишь задать вероятности взаимодействия с веществом и геометрию рассчитываемой системы.



Программные комплексы, реализующие данный метод – MCU, MCNP, SERPENT



## MCNP

Программный комплекс разработан в Лос-Аламосской национальной лаборатории (Los Alamos National Laboratory) в США, написан на языках программирования ANSI C и FORTRAN (90 и 95).

Программа моделирует взаимодействие частиц (нейтронов, фотонов и электронов) с веществом системы. Рассматриваются реакции рассеяния и захвата, а также деления ядер нейтронами. Генерирует источник вторичных частиц, образующихся в ядерных реакциях (нейтроны деления, фотоны, электроны) или при электрон-электронном взаимодействии.



Technical Research  
Centre of Finland

# Serpent

Программный комплекс созданный командой разработчиков Центра технических исследований Финляндии VTT и предназначенный для определения нейтронно-физических характеристик систем, содержащих ядерные делящиеся материалы, основанный на методе Монте-Карло и не имеющий самостоятельных модулей

Программный комплекс Serpent позволяет задать цилиндрические и сферические твэлы, квадратные и гексагональные решетки легководных реакторов и круговые кластеры для реакторов типа РБМК и CANDU.

Расчет эффективного коэффициента размножения нейтронов с использованием Serpent производится на основе моделирования реальных нейтронно-физических процессов, происходящих в реакторе с использованием статистического подхода.



Разработан в России в НИТИ, РНЦ «Курчатовский институт», реализует метод Монте-Карло.

С помощью программного комплекса MCU возможно определение нейтронно-физических характеристик трехмерных ячеек, полячеек и фрагментов активных зон реакторов:

- расчет эффективного коэффициента размножения  $K_{эфф}$ ;
- расчет плотности потока нейтронов;
- расчет эффектов реактивности;
- расчет скоростей реакций;
- расчет изменения  $K_{эфф}$ , изотопного состава топлива и выгорающих поглотителей в процессе работы реактора

# Реакторы на быстрых нейтронах

Энергия делящихся нейтронов – более 0,1 МэВ

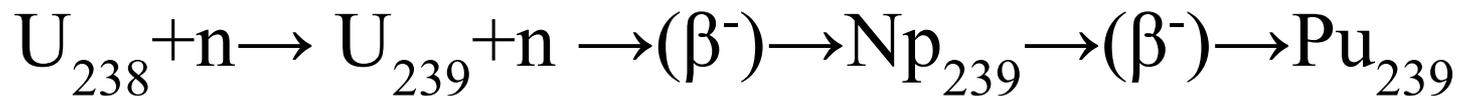
Делящиеся изотопы - U-235, U-238 и Pu-239

В каждом акте деления ядер образуется большее количество нейтронов (по сравнению с тепловым), которые могут быть использованы для интенсивного превращения U-238 в делящийся изотоп плутония Pu-239

Отсутствие замедлителя

Натриевый теплоноситель

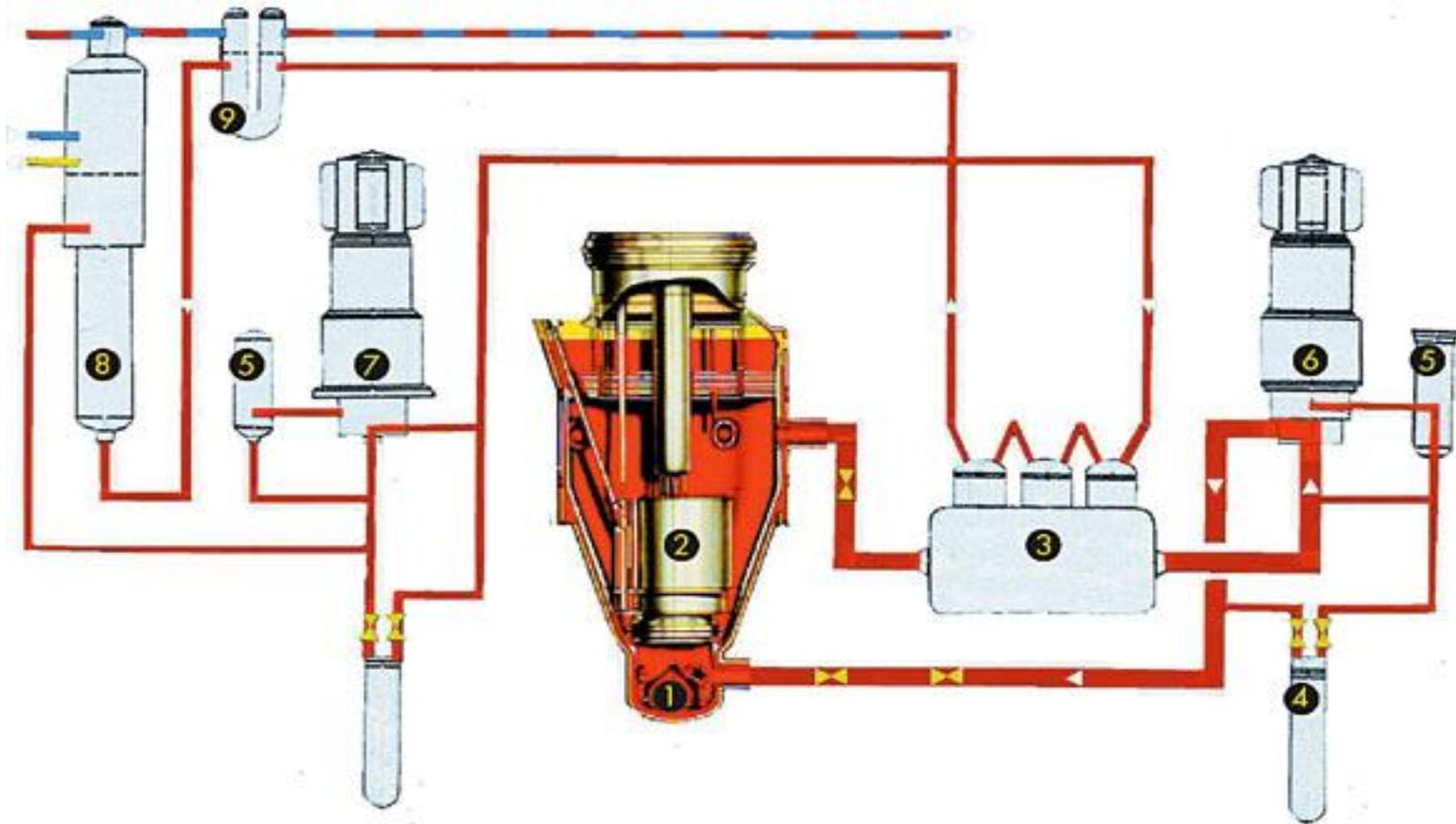
Реакция получения Pu-239:



# Реакторы на быстрых нейтронах

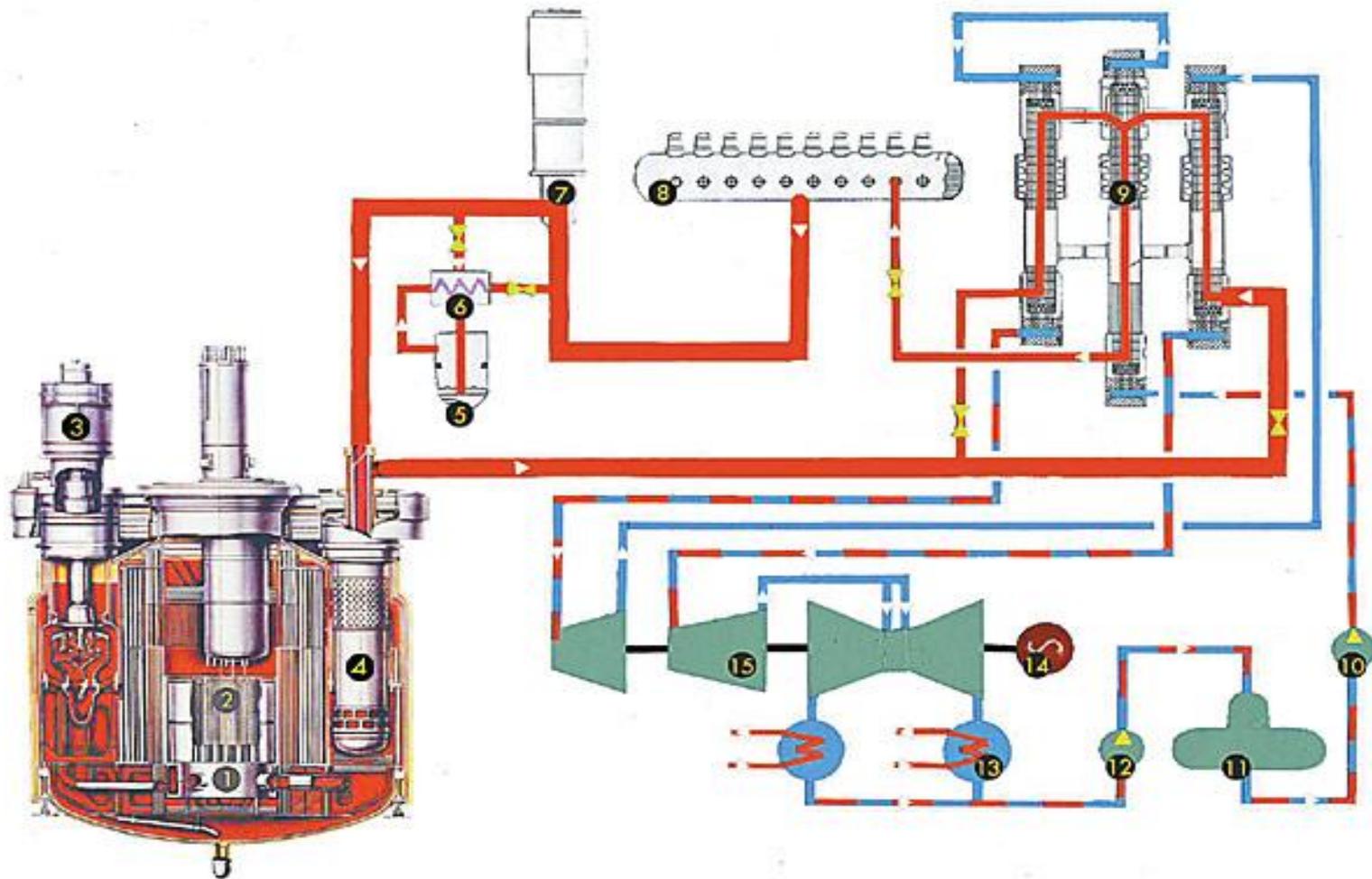
Нейтронно-физические особенности быстрого реактора таковы, что процесс образования в нем плутония может иметь характер расширенного воспроизводства, когда в реакторе образуется вторичного плутония больше, чем выгорает первоначально загруженного. Процесс образования избыточного количества делящихся изотопов в ядерном реакторе получил название "бридинг" (от англ. breed - размножать). С этим термином связано принятое в мире название быстрых реакторов с плутониевым топливом - реакторы-бридеры, или размножители.

# БН-350



- 1 - напорная камера реактора; 2 - активная зона;  
3 - промежуточный теплообменник; 4 - фильтр системы очистки натрия;  
5 - баки для слива протечек циркуляционных насосов;  
6 - циркуляционный насос натрия первого контура;  
7 - циркуляционный насос натрия второго контура;  
8 - испаритель парогенератора; 9 - перегреватель пара.

# БН-600



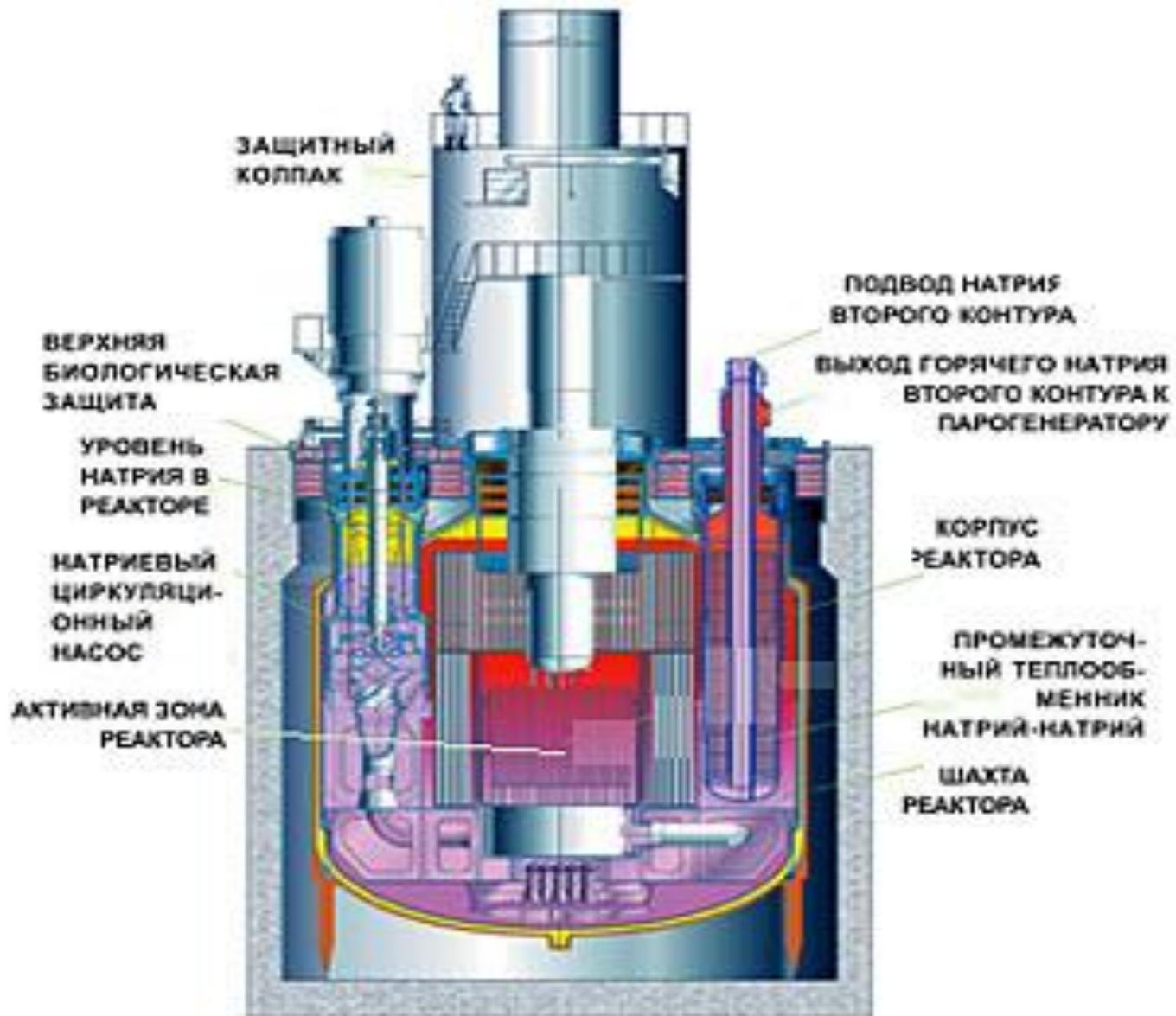
- 1 - напорная камера теплоносителя; 2 - активная зона реактора;  
3 - насос первого натриевого контура; 4 - промежуточный теплообменник;  
5 - фильтр системы очистки натрия; 6 - рекуператор; 7 - насос второго контура;  
8 - буферная емкость; 9 - парогенератор; 10 - питательный насос; 11 - деаэратор;  
12 - конденсатный насос; 13 - конденсатор; 14 - турбогенератор; 15 - турбина

# Безопасность реактора

Основным требованием было исключить недопустимые воздействия на окружающую среду и население. Это было решено за счет внутренней самозащищенности реактора, применения эффективных систем локализации потенциально возможных аварий, ограничивающих их последствия.

Самозащищенность реактора основана в первую очередь на действии отрицательных обратных связей, стабилизирующих процесс деления ядерного топлива при повышении температуры и мощности реактора, а также на свойствах, используемых в реакторе материалов

# БН-800



# Технико-экономические показатели быстрых реакторов

Особенности натриевой технологии и повышенные меры безопасности первых реакторов - БН-350 и БН-600 стали причинами более высокой их стоимости по сравнению с реакторами, охлаждаемыми водой.

При создании следующей реакторной установки - БН-800, предназначенной для массового использования, больше внимания уделили технико-экономическим характеристикам, и в результате по удельным капитальным затратам удалось существенно приблизиться к ВВЭР-1000.

# МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ РАСЧЁТА БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

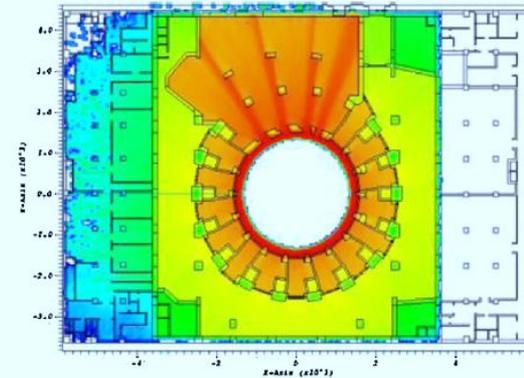
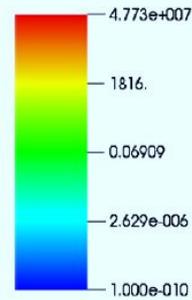
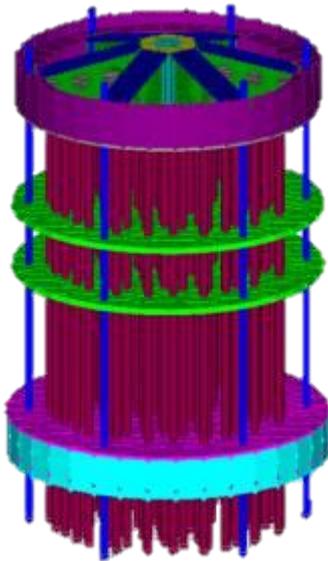


Fig. 2. Biological dose rate  $\mu\text{Sv/h}$ , neutrons during plasma operation – example results, level L2.

# Программа CONSYST TRIGEX, JAR и GEFEST

В России для расчёта быстрых энергетических реакторов с натриевым охлаждением используются, в основном, три независимо разработанных программы решения уравнения диффузии в трёхмерной гексагональной геометрии – TRIGEX, JAR и GEFEST.

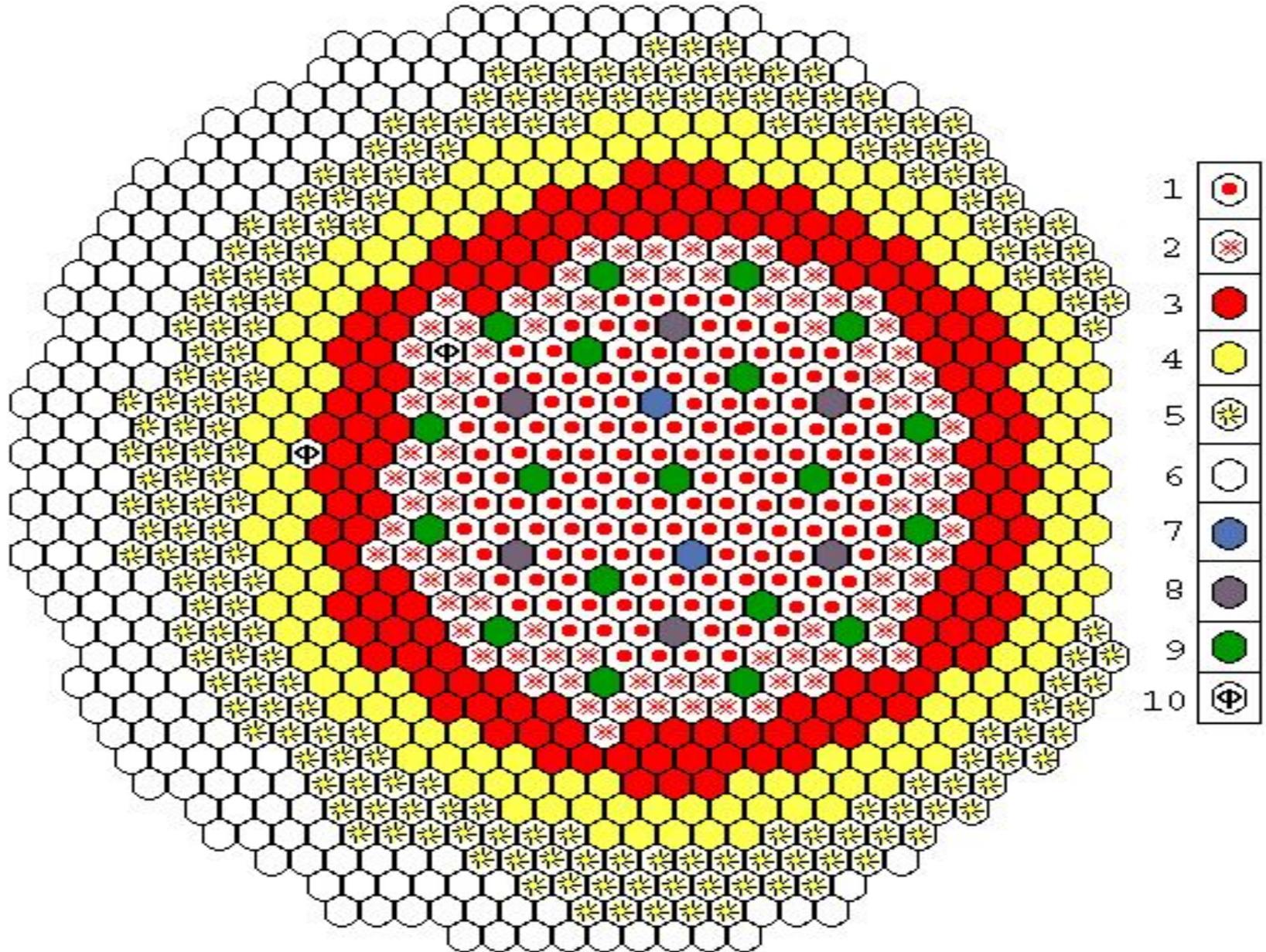
В горизонтальной плоскости эти программы позволяют описать реальную геометрию активной зоны, а по вертикали реактор разбивается на слои.

# Программа CONSYST TRIGEX, JAR и GEFEST

Уравнение диффузии записывается в конечно-разностном представлении, и его решение при заданных составах зон и граничных условиях сводится к решению системы линейных уравнений относительно нейтронных потоков в узлах конечно-разностной сетки.

$$-\frac{1}{3\Sigma_{tr,m}^g} \nabla^2 \Phi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{t,m}^g \Phi_g(\mathbf{r}) = \sum_{g'=1}^g \Phi_{g'}(\mathbf{r}) \Sigma_{s,m}^{g'} \tilde{P}^{g' \rightarrow g} + \frac{1}{k} \sum_{g'=1}^N \Phi_{g'}(\mathbf{r}) \nu \Sigma_{f,m}^{g'} \chi^{g' \rightarrow g}$$

# Расчётная модель АЗ реактора БН-600



# Этапы расчёта

В расчётах по диффузионным программам рассчитанные макроконстанты физических зон свёртываются в малогрупповые константы с весом спектров. В программе TRIGEX предусмотрена возможность уточнения малогрупповых констант путём замены спектра, оцененного в  $V^2$ -приближении, на спектр нейтронов, полученный путём сглаживания малогрупповой гистограммы интегрального спектра каждой физической зоны, рассчитанной по исходным малогрупповым константам. Сглаживание производится кусочно-линейной функцией с двумя узлами на группу. На основе оцененного таким образом спектра пересчитываются только сечения упругого замедления из одной широкой группы в другую, наиболее сильно зависящие от спектра усреднения.

Следующей задачей является расчёт распределения энерговыделения в критическом реакторе:

$$Q_m = \sum_g \Phi_m^g Q_m^g$$

$\Phi_m^g$  - средняя плотность потока нейтронов группы  $g$  в зоне  $m$ , рассчитываемая самой программой TRIGEX

Величины

рассчитываются программой подготовки констант

$$Q_m^g = \sum_i c_i^m (\bar{\sigma}_{e,m,i}^g E_{e,i}^g + \bar{\sigma}_{c,m,i}^g T_{c,i}^g + \bar{\sigma}_{f,i}^g T_{f,i}^g + \sigma_{in,i}^g T_{in,i}^g)$$

Дальнейшая задача состоит в выравнивании тепловыделения путём вариации параметров расчётной модели реактора, совместимой с технологическими ограничениями.

Так же важной задачей является расчёт эффективности органов регулирования – стержней аварийной защиты, стержней-компенсаторов эффектов реактивности, регулирующих стержней.

# Расчёт «эффектов реактивности»

- температурный эффект реактивности – обусловлен изменением температуры и плотности натрия (натриевый плотностной эффект реактивности – часть полного температурного эффекта),
- доплеровский эффект реактивности – часть полного температурного эффекта, обусловленная температурной зависимостью факторов самоэкранировки,
- натриевого пустотного эффекта реактивности, знание которого необходимо для оценки аварий, приведших к закипанию натрия,
- эффекта реактивности, связанного с изменением нуклидного состава топлива в процессе выгорания

# Расчёт функции ценности и использование теории возмущений

Ценностью нейтронов (точнее ценностью по отношению к асимптотической мощности) называется решение уравнения, сопряженного уравнению переноса. Если последнее записано в диффузионном приближении, то сопряженное уравнение будет иметь вид:

$$-\frac{1}{3\Sigma_{tr,m}^g} \nabla^2 \Phi_g^+(\mathbf{r}) + \Sigma_{t,m}^g \Phi_g^+(\mathbf{r}) = \Sigma_{s,m}^g \sum_{g'=1}^g \Phi_{g'}^+(\mathbf{r}) \tilde{P}^{g \rightarrow g'} + \frac{\nu \Sigma_{f,m}^g}{k} \sum_{g'=1}^N \Phi_{g'}^+(\mathbf{r}) \chi^{g \rightarrow g'}$$

Одно из главных применений функции ценности состоит в её использовании для построения теории возмущений.

Пусть в реактор внесено некоторое возмущение, отражающееся в том, что фигурирующие в нём макроконстанты несколько изменили свои значения. Это, разумеется, приведёт и к возмущению собственного числа уравнения. Используя функцию ценности можно прийти к простому выражению для изменения коэффициента размножения:

$$\rho \equiv \Delta \frac{1}{k} = \frac{1}{k^*} - \frac{1}{k} =$$

Разность обратных коэффициентов размножения является реактивностью.

$$\rho = \Delta(1/k) = \Delta k / k k^*$$

Величина, стоящая в знаменателе, представляет собой суммарную ценность всех нейтронов деления, образуемых в реакторе. Нередко её обозначают ЦНД. Поскольку решения прямого и сопряженного уравнений определены с точностью до постоянного множителя, ЦНД является, по существу, нормировочным знаменателем.

# Программы, реализующие сеточные методы решения многогруппового уравнения переноса

Программы, использующиеся на практике в России: двумерные программы TWODANT и РАДУГА и трёхмерные программы TORT и КАТРИН. Использование сложных программ, разработанных независимыми группами специалистов, позволяет путём сравнения результатов выявлять методические погрешности (или удостоверяться в их отсутствии). Для этого, конечно, в тестовых расчётах должны использоваться одни и те же константы. Чтобы это обеспечить все названные программы обеспечиваются константами БНАБ с помощью программы CONSYST.

# Программы оценки реакторных параметров методом Монте-Карло

Широко используется и другая группа программ, позволяющая непосредственно вычислять функционалы нейтронного поля, обходя стадию вычисления функции

$$F(r, E, \Omega)$$

Это программы, основанные на непосредственном моделировании нейтронных траекторий методом Монте-Карло. Две из них, осуществляющие расчёты во многогрупповом приближении, ММКFK и KENO объединены в единый комплекс ММККЕНО с единым константным обеспечением на базе программы CONSYST.

# Программы оценки реакторных параметров методом Монте-Карло

В отличие от программ, реализующих сеточные методы решения уравнения переноса, программы, основанные на методе Монте-Карло, не позволяют определить пространственно-угловые распределения нейтронных потоков; вычисляются лишь функционалы от этих потоков – скорости реакций, энерговыделения в определённых пространственных зонах, токи нейтронов через заданные поверхности и, конечно, такой важный функционал как коэффициент размножения нейтронов. Поскольку моделирование нейтронных траекторий осуществляется в строгом соответствии с уравнением переноса, а описание геометрических особенностей рассчитываемого реактора в современных программах может быть сколь угодно детальным, погрешности расчётных результатов определяются, главным образом, погрешностями используемых констант и статистическими погрешностями.

# Программы, моделирующие нейтронные траектории с детальным слежением за энергией нейтрона

Существует несколько программ, реализующих детальное слежение за энергией нейтронов и прямой учёт оцененных нейтронных данных – БРАНД, MCNP, MCSU , использующихся для получения особо точных, реперных, расчётных данных. В практике расчёта быстрых энергетических реакторов чаще всего используется вторая из этих программ. Для обеспечения сравнимости с данными групповых расчётов предусмотрена возможность передачи на вход этой программы групповых констант БНАБ, сформированных на основе той библиотеки оцененных данных, по которой проводился прецизионный расчёт.

**Спасибо за внимание**