

The background features a central, bright blue energy source that radiates outwards in all directions, creating a starburst effect with numerous light rays. The rays are most intense near the center and become more diffuse as they spread out. The overall color palette is a range of blues, from deep navy to bright cyan and white at the center.

# РАЗМНОЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА РЕАКТОРА

# Размножающие свойства среды

Характеристика размножающих свойств реактора:

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

с делящимися нуклидами связаны сомножители:

$\theta$  - коэффициент использования тепловых нейтронов

$\eta$  - число нейтронов, получаемых в процессе деления

# Константа $\eta$

$\eta$  - среднее число получаемых в делениях быстрых нейтронов, приходящееся на каждый поглощаемый тепловой нейтрон

Физический смысл:

$\eta$  = скорость генерации нейтронов при делении тепловыми нейтронами / скорость поглощения нейтронов делящимися ядрами

$$\eta_5 = \nu \frac{R_f}{R_a} = \nu \frac{\sigma_f N \Phi}{\sigma_a N \Phi}$$

В тепловом реакторе топливо бывает:

- однокомпонентное ( $U^{235}$  или  $Pu^{239}$ )
- двухкомпонентным ( $U^{235} + Pu^{239}$ )
- многокомпонентным ( $U^{235} + Pu^{239} + Pu^{241}$ )

# Константа $\eta$

Для однокомпонентного топлива  $\eta$  является константой :

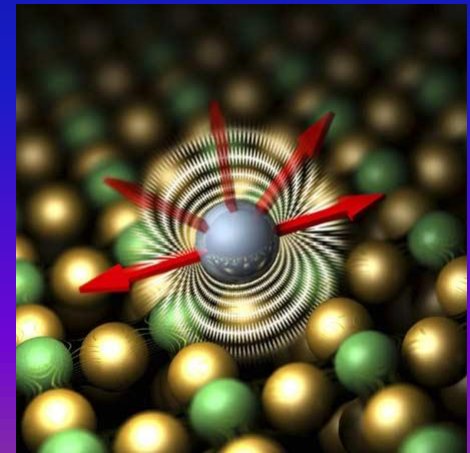
Для  $U^{235}$

$$\eta_5 = \nu_5 \frac{R_f^5}{R_a^5} = \nu_5 \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} = 2.416 \frac{583.5}{680.9} \approx 2.071$$

Для  $Pu^{239}$

$$\eta_9 = \nu_9 \frac{\sigma_f^9}{\sigma_a^9} = 2.862 \frac{744.0}{1011.2} \approx 2.106$$

$Pu^{239}$  как ядерное топливо более эффективен,  
чем  $U^{235}$



# Константа $\eta$

Реальное топливо теплового реактора в произвольный момент времени представляет собой смесь делящихся нуклидов:  $U^{235} + Pu^{239}$ .

Для двухкомпонентного топлива учитывается соотношение их концентраций в топливной смеси:

$$\eta_{59} = \frac{\nu_5 R_f^5 + \nu_9 R_f^9}{R_a^5 + R_a^9} = \frac{\nu_5 \sigma_f^5 N_5 \Phi + \nu_9 \sigma_f^9 N_9 \Phi}{\sigma_a^5 N_5 \Phi + \sigma_a^9 N_9 \Phi} = \frac{\nu_5 \sigma_f^5 + \nu_9 \sigma_f^9 \left( \frac{N_9}{N_5} \right)}{\sigma_a^5 + \sigma_a^9 \left( \frac{N_9}{N_5} \right)}$$

Увеличение  $\eta_{59}$  с ростом накопления  $Pu^{239}$  в топливной композиции:

$N_9/N_5, \%$	0	5	10	15	20	25	30	35
$\eta_{59}$	2.0704	2.0728	2.0750	2.0768	2.0785	2.0800	2.0813	2.0825

# Температурные эффекты

Зависимость  $\eta$  от эффективных микроскопических сечений взаимодействия обуславливает ее зависимость от температуры среды.

$$\eta(T_H) = \eta_o \cdot \left[ 1 - \frac{0.004}{0.912 + 0.25 \exp(-0.00475T_H)} \right]$$

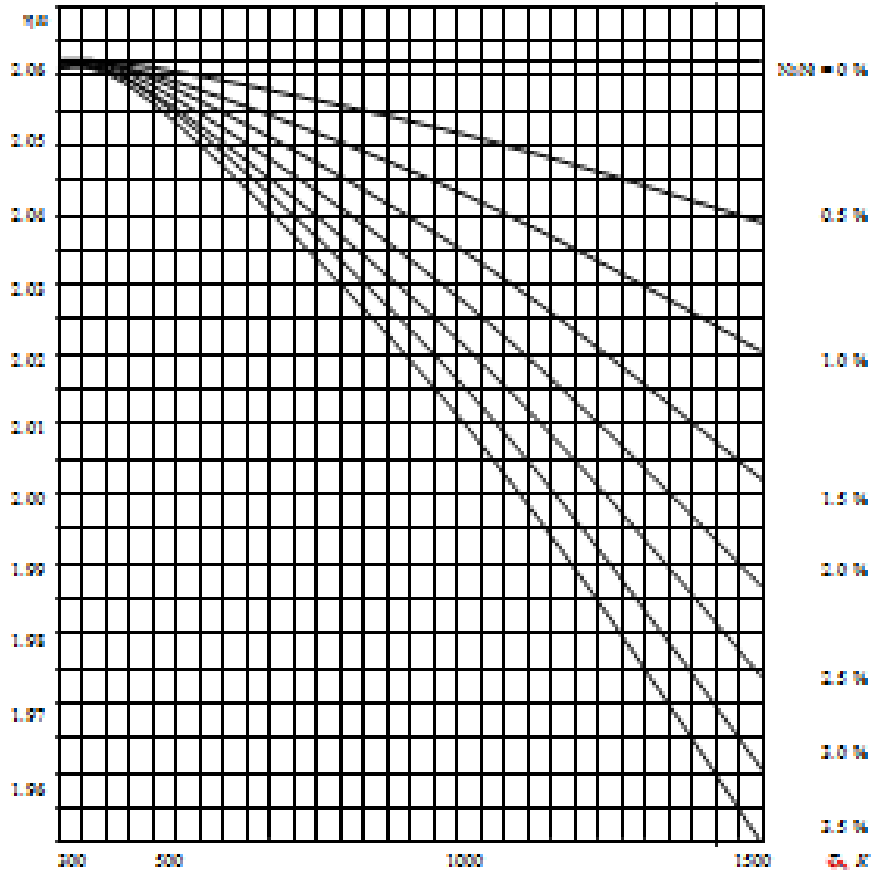
Для  $^{235}\text{U}$  эта зависимость малосущественна.

Для  $^{239}\text{Pu}$   $\eta(T_H)$  с ростом температуры падает существенно - более чем на 15% на интервале в 1100 К.

Для реального топлива температурная зависимость  $\eta_{59}$  имеет падающий характер с начала кампании активной зоны реактора.

Крутизна падения  $\eta_{59}(T_H)$  по мере накопления плутония в процессе кампании растёт.

# Температурные эффекты



С ростом температуры в активной зоне уменьшение величины константы  $\eta$  будет давать отрицательный вклад в величину эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе

# Коэффициент использования тепловых нейтронов

$\theta$  - доля тепловых нейтронов, поглощённых делящимися нуклидами топлива ( $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ ), от общего числа тепловых нейтронов поколения, поглощаемых всеми материалами активной зоны:

$$\theta = \frac{R_a^5 + R_a^9}{R_a^5 + R_a^9 + R_a^8 + R_a^p + R_a^{KM} + R_a^{mH} + R_a^3}$$

где  $R_a^i$  - скорости поглощения тепловых нейтронов:

$R_a^5$  - ядрами  $U^{235}$ ,  $R_a^9$  - ядрами  $Pu^{239}$ ,  $R_a^8$  - ядрами  $U^{238}$ ,  $R_a^p$  - ядрами разжижителя топлива,  $R_a^{KM}$  - ядрами конструкционных материалов активной зоны,  $R_a^{mH}$  - ядрами теплоносителя,  $R_a^3$  - ядрами замедлителя.



# Гетерогенный и гомогенный реактор

## Гетерогенный реактор

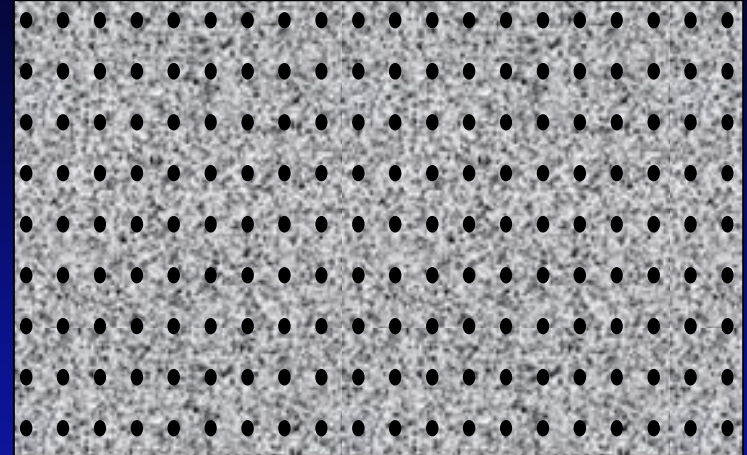
- каждый материал в активной зоне занимает различный по величине (и по форме) объём;
- распределение величины плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне и в объёме каждого материала существенно неравномерно;
- средние значения плотности потока тепловых нейтронов в объёмах различных материалов активной зоны различны.

Задача определения  $\theta$  для гетерогенного реактора является многопараметрической.

# Гомогенный реактор

## Гомогенный реактор

- это гомогенная смесь  $U^{235}$  и замедлителя
- ядра топлива и ядра замедлителя в пределах любого микрообъёма гомогенного ректора пронизываются потоком нейтронов одинаковой плотности  $\Phi$



$\theta$  определяется только соотношением макроскопических сечений поглощения замедлителя и  $U^{235}$  :

$$\theta_{\Gamma} = \frac{R_a^5}{R_a^5 + R_a^3} = \frac{\Sigma_a^5 \Phi}{\Sigma_a^5 \Phi + \Sigma_a^3 \Phi} = \frac{\Sigma_a^5}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^3} = \left(1 + \frac{\Sigma_a^3}{\Sigma_a^5}\right)^{-1}$$

# Гомогенный реактор - пример

Топливная композиция  $UO_2$  состоит из:

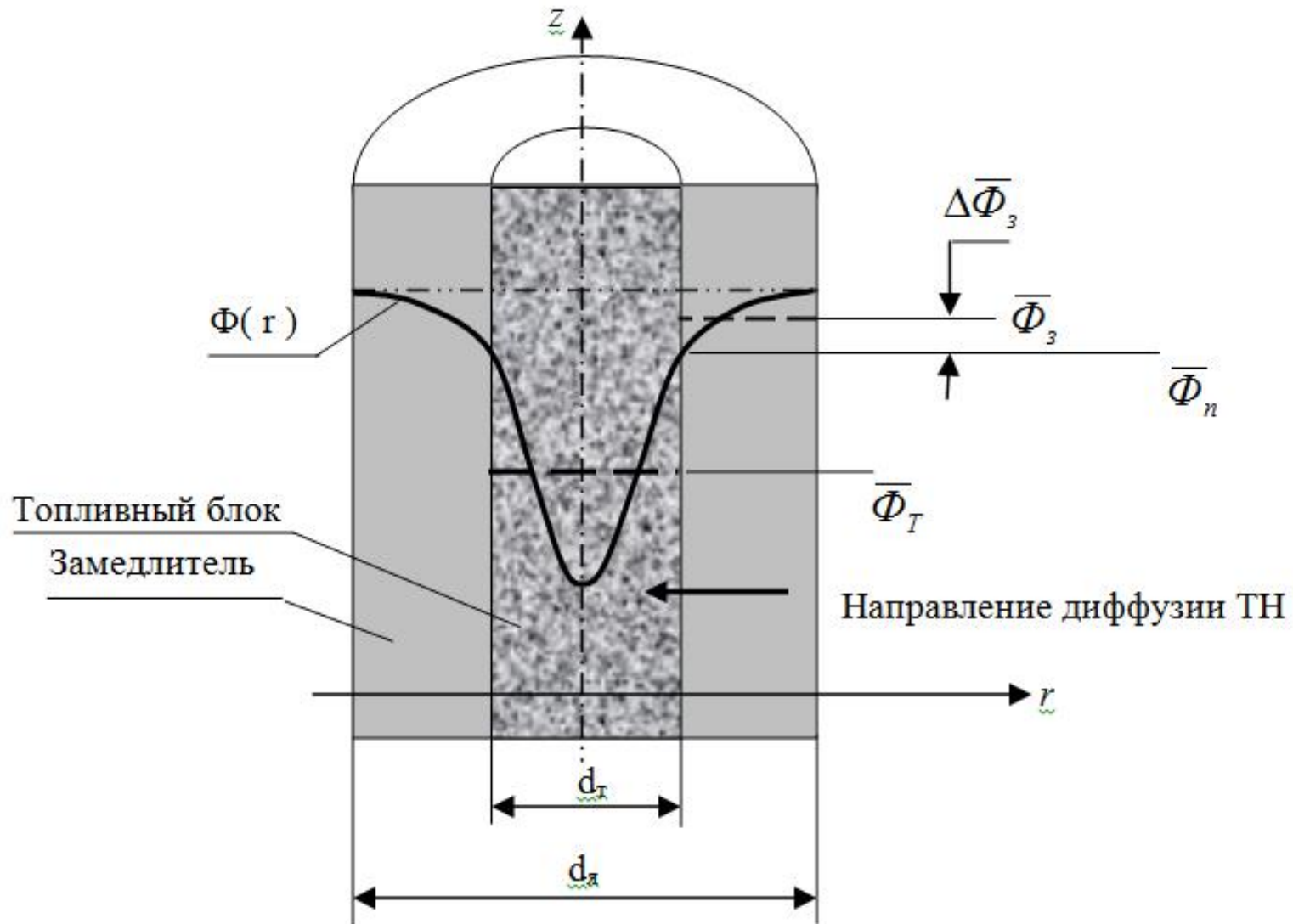
- в начале кампании реактора - ядра  $^{235}U$ ,  $^{238}U$ , разжижитель (O);
- в произвольный момент кампании -  $^{235}U$ ,  $^{238}U$ , O, воспроизводимое вторичное топливо ( $^{239}Pu$ ), осколки деления.

Топливо обладает внутренним коэффициентом использования тепловых нейтронов:

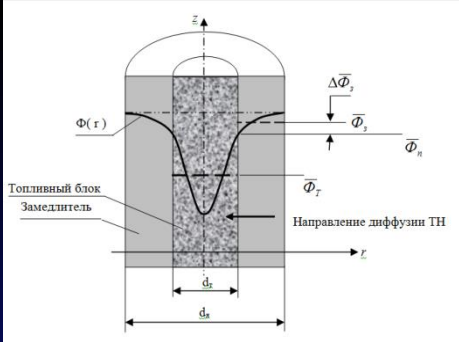
$$\theta_{TK} = \left[ 1 + \frac{\Sigma_a^O + \Sigma_a^8 + \sum_{i=1}^n \Sigma_a^i}{\Sigma_a^5 + \Sigma_a^9} \right]^{-1}.$$

$^{238}U$ , кислород и осколки деления относятся к неделящимся компонентам.

# Гетерогенная двузонная цилиндрическая ячейка



# Гетерогенная двузонная цилиндрическая ячейка



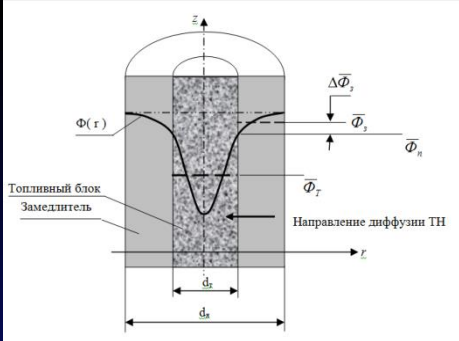
Элементарная ячейка а.з. - одиночный твэл вместе с относящимся к нему объёмом замедлителя.

Быстрые нейтроны рождаются в делениях  $^{235}\text{U}$  в топливном блоке, но получающиеся в результате замедления тепловые нейтроны рождаются в замедлителе.

Тепловые нейтроны накапливаются в слое замедлителя до установления стационарного распределения  $\Phi(r)$ .

В твэле тепловых нейтронов образуется мало, следовательно, по направлению диффузии тепловые нейтроны попадают в твэл из замедлителя.

В радиальном распределении  $\Phi(r)$  имеет место значительная неравномерность - относительно небольшая в замедлителе, но существенная - в топливном блоке.



# Гетерогенная двузонная цилиндрическая ячейка

Эффект уменьшения  $\Phi(r)$  при диффузии нейтронов в замедлителе по направлению к топливному блоку, обусловленный поглощающими свойствами реального замедлителя, называемый **внешним блок-эффектом**.

Эффект более значительного уменьшения  $\Phi(r)$  при диффузии нейтронов от периферии к оси топливного блока, определяемый сильными поглощающими свойствами материала топливного блока, называемый **внутренним блок-эффектом**.

# $\Theta$ в двухзонной ячейке

$$\theta = \frac{\text{скорость поглощения ТН в объёме топливного блока}}{\text{сумма скоростей поглощения ТН в объёмах топлива и замедлителя}}$$
$$= \frac{R_a^5 \cdot V_T}{R_a^5 \cdot V_T + R_a^3 V_3} = \frac{\Sigma_a^5 \bar{\Phi}_T V_T}{\Sigma_a^5 \bar{\Phi}_T V_T + \Sigma_a^3 \bar{\Phi}_3 V_3} = \left( 1 + \frac{\Sigma_a^3}{\Sigma_a^5} \cdot \frac{\bar{\Phi}_3}{\bar{\Phi}_T} \cdot \frac{V_3}{V_T} \right)^{-1}$$

$\theta$  в гетерогенной ячейке ниже, чем  $\theta$  гомогенной смеси.

В гетерогенном случае среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе двухзонной ячейки выше, чем в топливном блоке.

# $\theta$ в двухзонной ячейке с топливным блоком сложного состава

Реальная топливная композиция состоит из ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{16}\text{O}$  и множества типов поглощающих тепловые нейтроны осколков деления.

Полезными поглощениями тепловых нейтронов внутри топливного блока будут только поглощения их ядрами  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ .

Следовательно,  $\theta$  в реальной ячейке будет меньше по величине сравнительно с коэффициентом использования тепловых нейтронов в ячейке с одним  $^{235}\text{U}$ .

$$\theta = \frac{\text{скорость поглощения ТН ядрами } ^{235}\text{U и } ^{239}\text{Pu}}{\text{сумма скоростей поглощения ТН ядрами всех материалов ячейки}}$$



# Зависимости $\theta$ от определяющих её факторов

## Обогащение топлива.

С увеличением обогащения топлива ( $x$ ) в нём возрастает концентрация  $^{235}\text{U}$ . Следовательно, возрастает доля поглощаемых  $^{235}\text{U}$  тепловых нейтронов.

$$x \uparrow \rightarrow N^5 \uparrow \rightarrow \theta \uparrow$$

## Соотношение количеств ядер урана и замедлителя в ячейке.

В общем случае:  $u = N_U V_T / N_3 V_3$  (уран-водное или уран-графитовое соотношение)

Чем выше  $u$ , тем выше число ядер урана в ячейке, и выше и количество  $^{235}\text{U}$ . Следовательно, выше доля поглощаемых ядрами  $^{235}\text{U}$  тепловых нейтронов, то есть  $\theta$ .

$$u \uparrow \rightarrow N_U V \uparrow \rightarrow N_5 V \uparrow \rightarrow \theta \uparrow$$

# Зависимости $\theta$ от определяющих её факторов

Момент кампании активной зоны.

В процессе кампании а.з.  $^{235}\text{U}$  выгорает, уступая место осколкам деления, которые бесполезно поглощают тепловые нейтроны.

Можно заключить, что  $\theta$  в процессе кампании должна падать, но это не так.

Для обеспечения постоянного критического режима работы реактора из активной зоны его непрерывно извлекаются штатные регулирующие поглотители, т.е.  $\theta$  в процессе кампании поддерживается практически неизменной в силу необходимости поддержания критичности реактора.

# Зависимости $\theta$ от определяющих её факторов

Температура в активной зоне.

Средние температуры топлива и замедлителя в работающем на мощности энергетическом реакторе прямопропорциональны.

Если температура топливной композиции в твэлах возрастает, то в топливной композиции увеличивается длина диффузии тепловых нейтронов, значит, поступающие из замедлителя тепловые нейтроны могут глубже проникать внутрь топливной композиции.

$\theta$  - растёт, поскольку твэл начинает более эффективно поглощать тепловые нейтроны всем своим объёмом.

***Продолжение следует...***

