

The background of the slide is a dynamic, abstract visualization of energy. It features a central, bright white-yellow point from which numerous blue and white rays radiate outwards, creating a starburst or explosion effect. The rays vary in thickness and intensity, with some appearing as thin, sharp lines and others as thicker, more diffuse clouds of light. The overall color palette is dominated by deep blues and whites, giving it a high-tech, scientific feel.

# ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ

# Общие положения замедления

$$k_{эфф} = \mu \cdot \varphi \cdot \theta \cdot \eta \cdot p_3 \cdot p_m$$

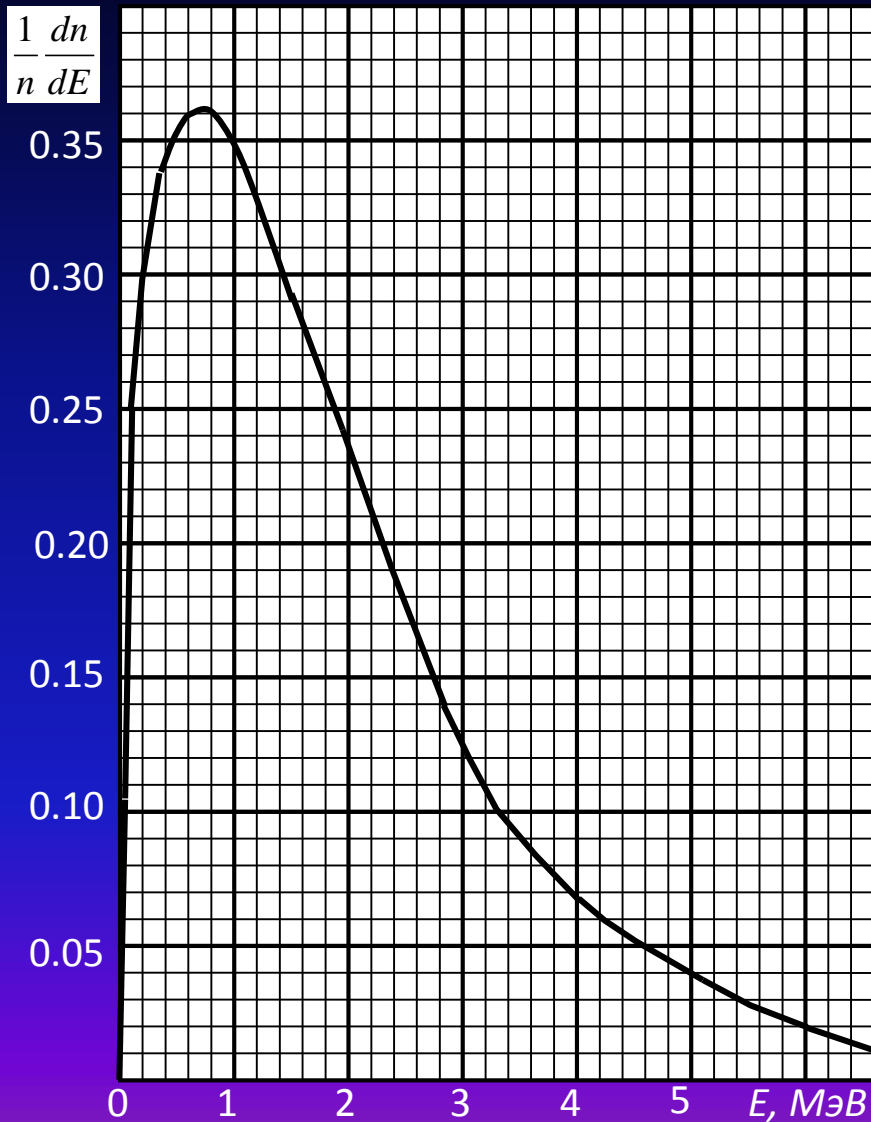
Непосредственно с процессом замедления нейтронов в реакторе связана величина  $p_3$  – вероятность избежать утечки замедляющихся нейтронов.

*Вероятность избежать утечки замедляющихся нейтронов - доля нейтронов, избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от всех нейтронов поколения, начавших процесс замедления в активной зоне.*

Какие факторы определяют  $p_3$ ?

- геометрия активной зоны (форма и размеры);
- физические свойства композиции материалов активной зоны.

# Рождение быстрых нейтронов



Спектр Уатта

Спектр *Уатта*:

$$n(E) = 0.4839 \exp(-E) \cdot sh\sqrt{2E}$$

Средняя энергия нейтронов деления:

$$E_{cp} = 2.0 \text{ МэВ}$$

Наиболее вероятная энергия  
нейтронов деления:

$$E_{нв} = 0.7104 \text{ МэВ}$$

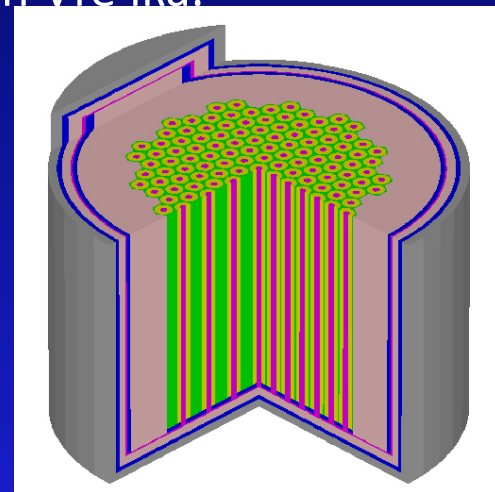
Кинетическая энергия нейтронов деления значительно превосходит энергию теплового движения ядер среды.

# Замедление нейтронов в реакторе

Быстрые нейтроны рождаются во всём объёме активной зоны, а утечку претерпевают нейтроны в ограниченном слое вблизи границ активной зоны. Чем больше размеры активной зоны, тем меньшую часть составляет периферийная часть, из которой происходит утечка.

Распределение  $\rho_3$  существенно зависит от формы активной зоны:

- в углах продольного сечения цилиндрической активной зоны утечка выше, чем на боковой цилиндрической поверхности;
- на цилиндрической части поверхности – больше чем в центральной части плоских торцов.



*Величина утечки быстрых нейтронов определяется не только геометрией активной зоны, но и физическими свойствами материалов среды активной зоны.*

# Длина замедления

Материалы активной зоны должны *замедлять* быстрые нейтроны.

Чем быстрее замедляющийся нейтрон превращается в тепловой, тем меньшее смещение в пространстве среды он испытывает, и тем меньше у него возможностей оказаться за пределами активной зоны во время замедления.

*Средняя длина замедления среды ( $l_z$ ) – величина пространственного смещения нейтронов за время замедления (т.е. от точки рождения быстрого нейтрона до точки, где он замедляется).*

$$l_z = f \left( \begin{array}{l} \text{геометрический параметр а.з.;} \\ \text{замедляющие свойства среды} \end{array} \right)$$

# Характеристики замедляющих свойств веществ

Замедляющие свойства вещества определяются скоростью уменьшения кинетической энергии нейтронов в единичном объёме в единицу времени .

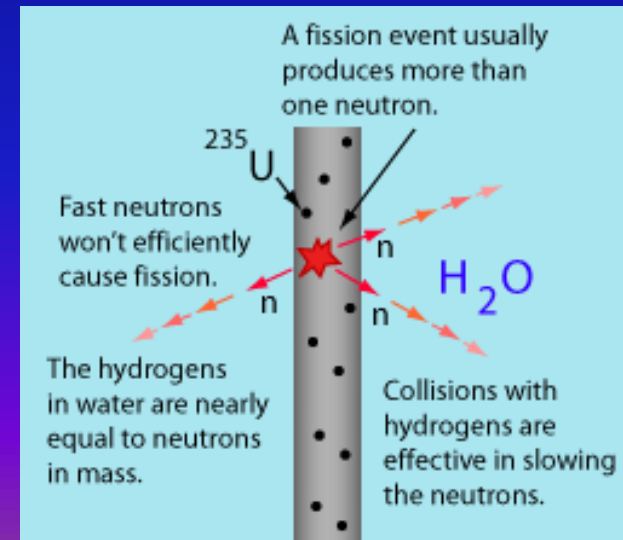
Скорость реакции рассеяния на ядрах вещества:

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

Вещество будет тем лучшим замедлителем, чем выше величина его макросечения рассеяния  $\sum_s^i$ .

Ядра различных атомов отнимают у замедляющихся нейтронов различные количества кинетической энергии.

У одного определённого сорта ядер величина этой порции сильно зависит от величины энергии рассеиваемого нейтрона.



# Среднелогарифмическая потеря энергии

$\Sigma_s^i$  – вероятность рассеяния, характеристика качественная.

Необходима характеристика количественная: сколько энергии теряется в результате взаимодействия.

Закономерность снижения нейтроном кинетической энергии:

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

$\xi$ - среднелогарифмическая потеря энергии,

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

уменьшение натурального логарифма энергии замедляющегося нейтрона в одиночном рассеянии, усреднённое по всем рассеяниям на ядрах однородной среды.

# Среднеарифметическая потеря энергии

Для водорода ( $A = 1$ ) величина  $\xi$  принимается равной

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

С ростом  $A$  величина  $\xi$  быстро уменьшается

При  $A > 3$  можно использовать упрощённую формулу:

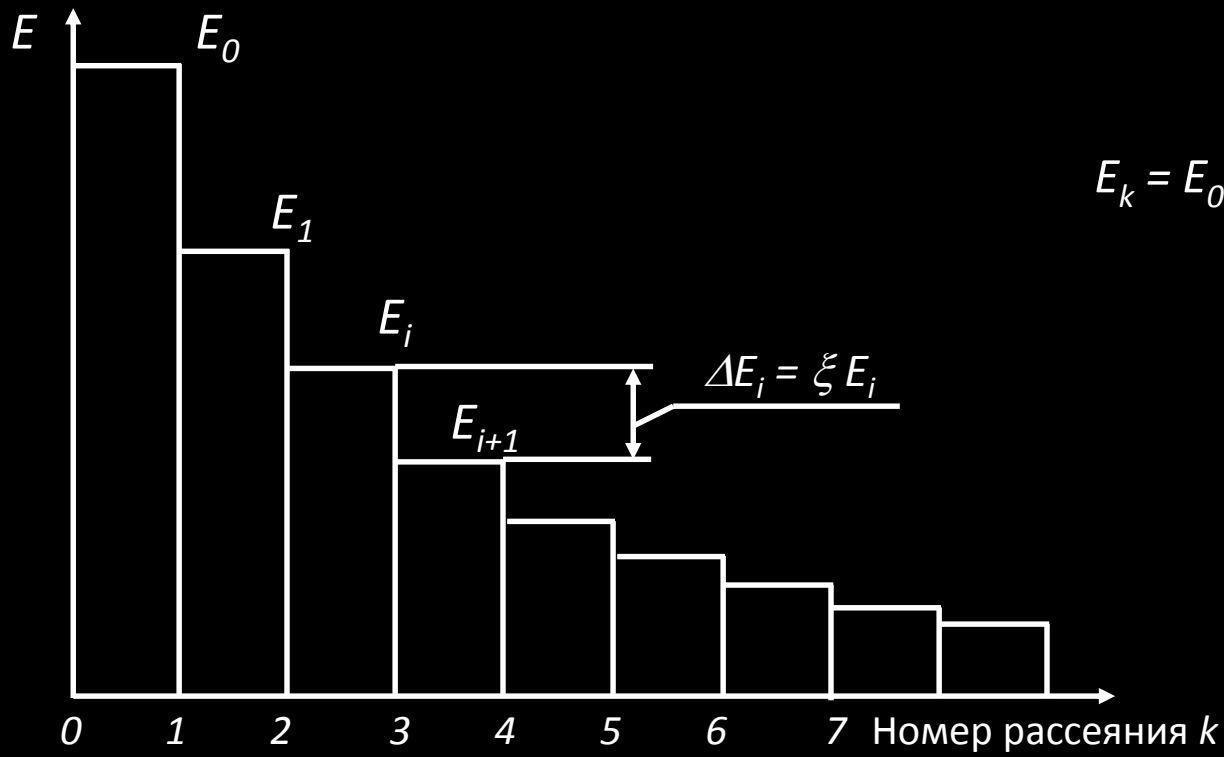
$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}$$

Для ядер тяжёлых замедлителей ( $A > 10$ )

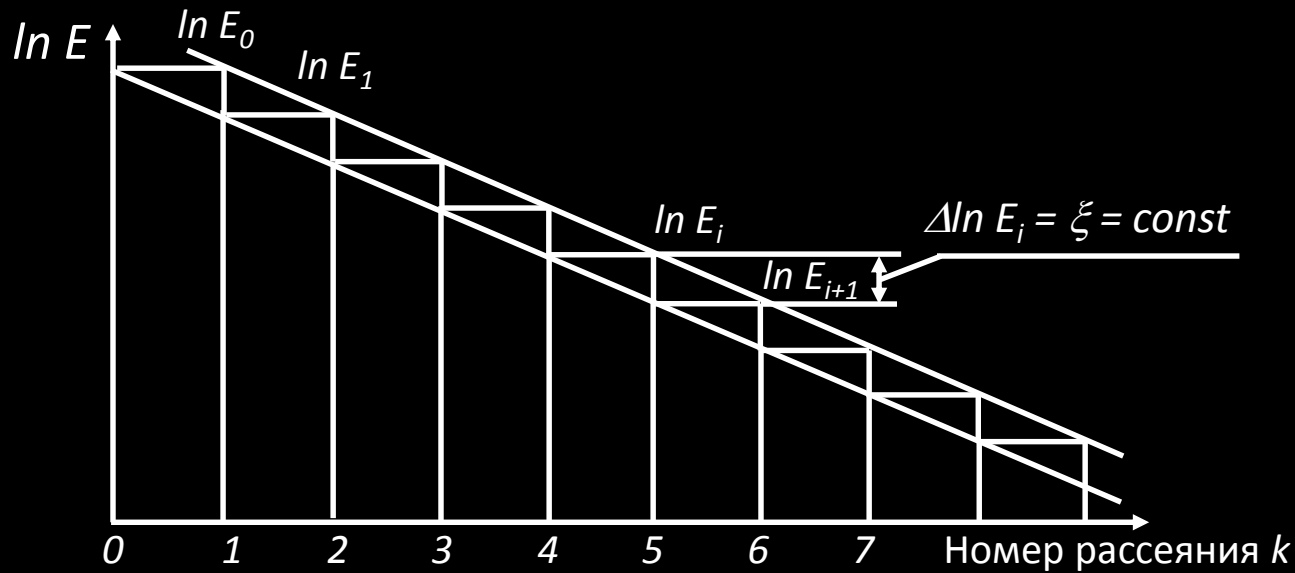
$$\xi \approx \frac{2}{A}$$

**Лёгкие ядра - лучшие замедлители нейтронов, чем более тяжёлые**





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



$$\ln E_k = \ln E_0 - \xi k$$

# Характеристики замедляющих свойств веществ

$\xi\Sigma_s$  - замедляющая способность вещества

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

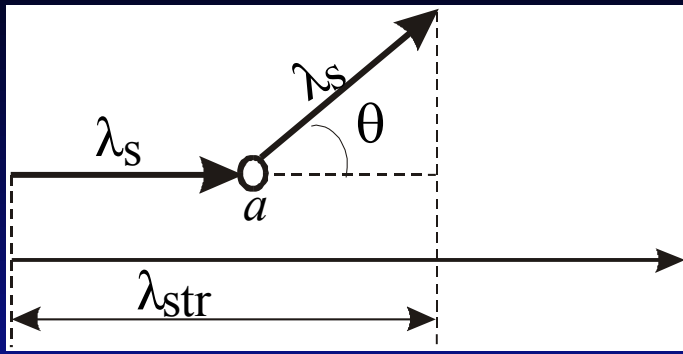
**Коэффициент замедления вещества** - отношение замедляющей способности вещества к его поглощающей способности.

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

# Характеристики природных замедлителей

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

# Анизотропия рассеяния



$\lambda_s = 1/\Sigma_s$  – длина свободного пробега до рассеяния

$\lambda_s(1 + \mu)$  – пройдет нейтрон вдоль оси x до второго столкновения

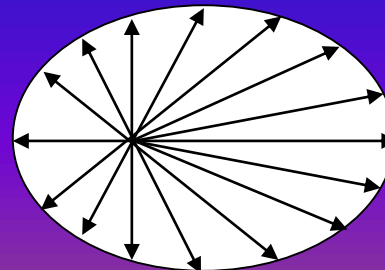
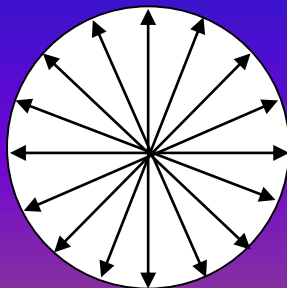
$$\lambda_{str} = \lambda_s / (1 - \cos \theta) = \lambda_s / (1 - \mu)$$

В этом случае полное сечение перейдет в транспортное:

$$\sigma_{tr} = \sigma_a + \sigma_s (1 - \mu)$$

При рассеянии нейтронов на ядрах с малым  $A$  наблюдается **анизотропия** рассеяния.

При рассеянии на тяжелых ядрах рассеяние **изотропно**



# Анизотропия рассеяния

$\lambda_{tr}$  – транспортное смещение нейтрона, пространственное смещение нейтрона в среде между двумя последовательными актами рассеяния

$\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}$  – транспортное макроскопическое сечение среды

Для тяжелых ядер рассеяние изотропно ( $\mu \approx 0$ ) и  $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s$

Для легких ядер  $\Sigma_{tr} \ll \Sigma_s$

Пример:

для водорода:  $\mu_H = 0.667$  и  $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s/3$

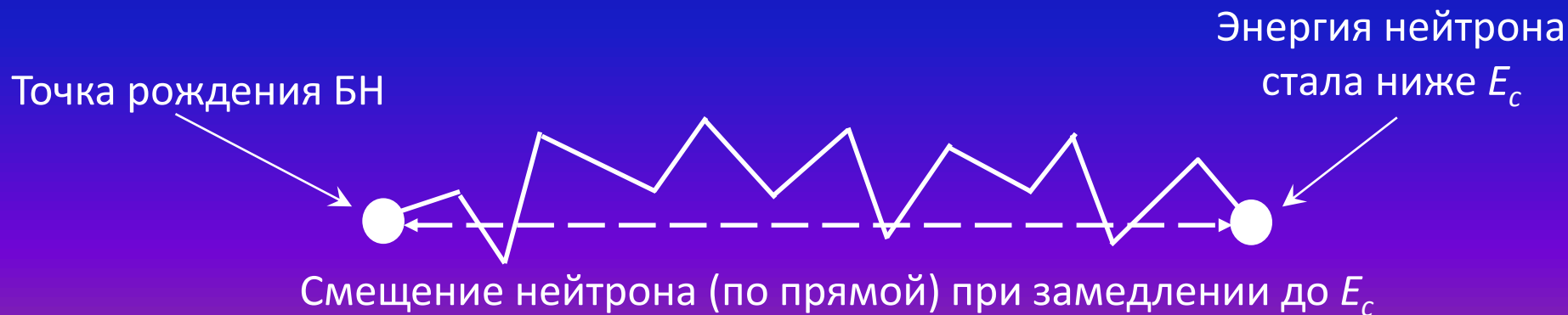
для графита:  $\mu_C = 0.0556$  и  $\Sigma_{tr} \approx 0.944 \Sigma_s$

# Длина замедления нейтронов в среде

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

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

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



# Возраст нейтронов в среде

Среднеквадратичная величина смещения нейтронов в процессе замедления:

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

В теории реакторов используется **возраст нейтронов** в среде при энергии  $E$  - шестая часть среднего квадрата пространственного смещения нейтрона в среде при замедлении от начальной энергии  $E_0$  до данной энергии  $E$ :

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

Возраст тепловых нейтронов:

- для воды в нормальных условиях  $\tau_{\text{ТО}} = 29.6 \text{ см}^2$
- для бериллия  $\tau_{\text{ТО}} = 90 \text{ см}^2$
- для графита  $\tau_{\text{ТО}} = 352 \text{ см}^2$

# Спектр замедляющихся нейтронов Ферми

Плотность потока замедляющихся нейтронов в непоглощающих средах :

$$\Phi(E) = \frac{q_f}{\xi \Sigma_s \cdot E}$$

$q_f = q(E_o)$  - скорость генерации нейтронов деления

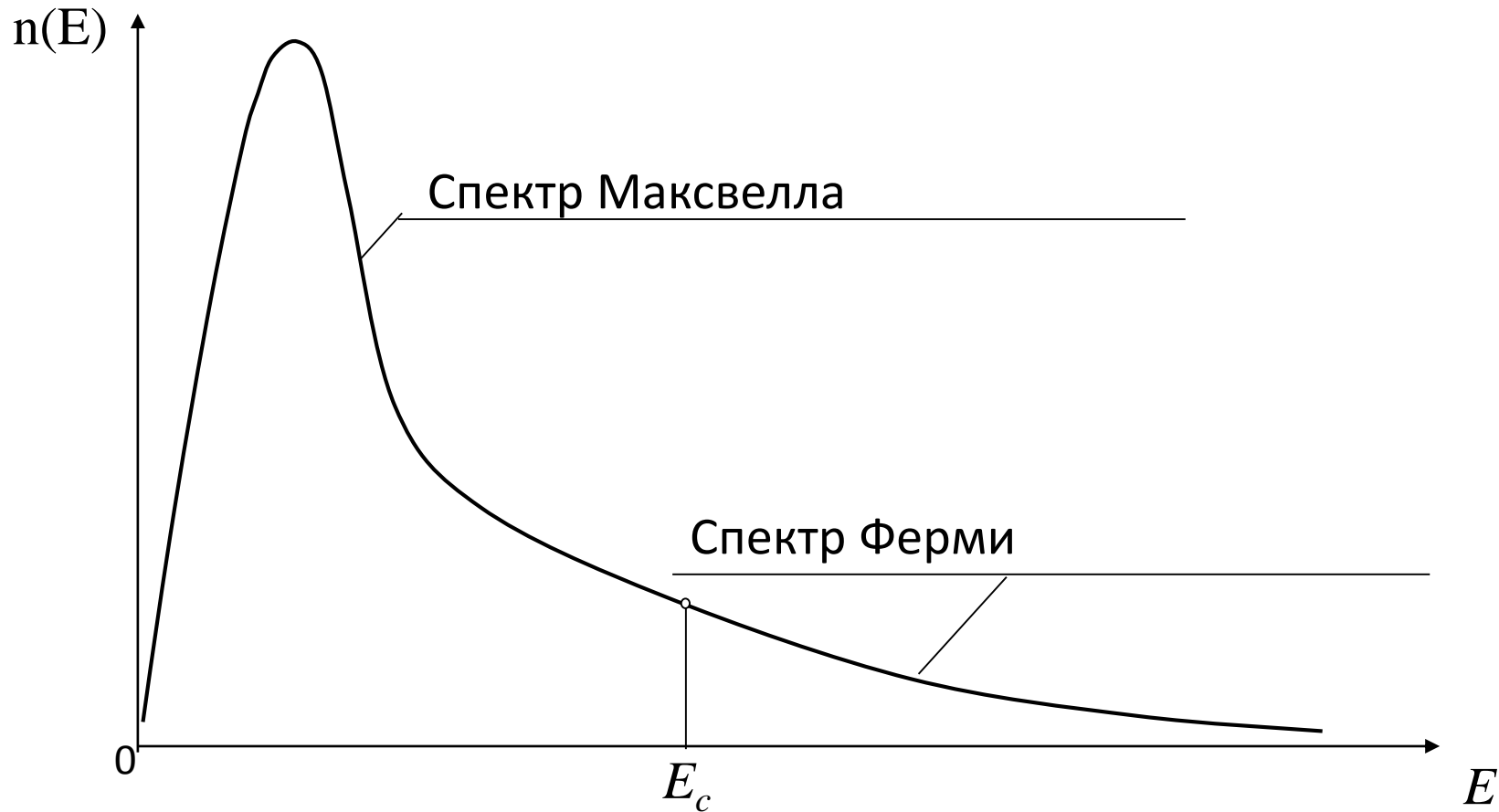
Спектр замедляющихся нейтронов:

$$n(E) = \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{q_f}{\xi \Sigma_s E^{3/2}}$$

Распределение плотности замедляющихся нейтронов по энергиям в непоглощающей среде распределяется по закону  $E^{-3/2}$



# Спектр Ферми в гомогенной непоглощающей среде



Граница спектров Максвелла и Ферми

***Продолжение следует...***

