



Человек в мире атомных ядер

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Деление ядер. История

1934 г. — Э. Ферми, облучая уран тепловыми нейтронами, обнаружил среди продуктов реакции радиоактивные ядра.

1939 г. — О. Ган и Ф. Штрассман обнаружили среди продуктов реакций барий ($Z = 56$).

Л. Мейтнер и О. Фриш впервые объявили, что под действием нейтронов происходило деление урана на сравнимые по массе осколки.

Н. Бор и Дж. Уилер дали количественную интерпретацию деления ядра, введя параметр деления.

Я. Френкель развил капельную теорию деления ядер медленными нейтронами.

Л. Сцилард, Э. Вигнер, Э. Ферми, Дж. Уилер, Ф. Жолио-Кюри, Я. Зельдович, Ю. Харитон обосновали возможность протекания в уране цепной ядерной реакции деления.

1934 г. — Л. Сцилард выдвинул идею цепной ядерной реакции.

1940 г. — Г. Флеров и К. Петржак открыли явление спонтанного деления ядер U.

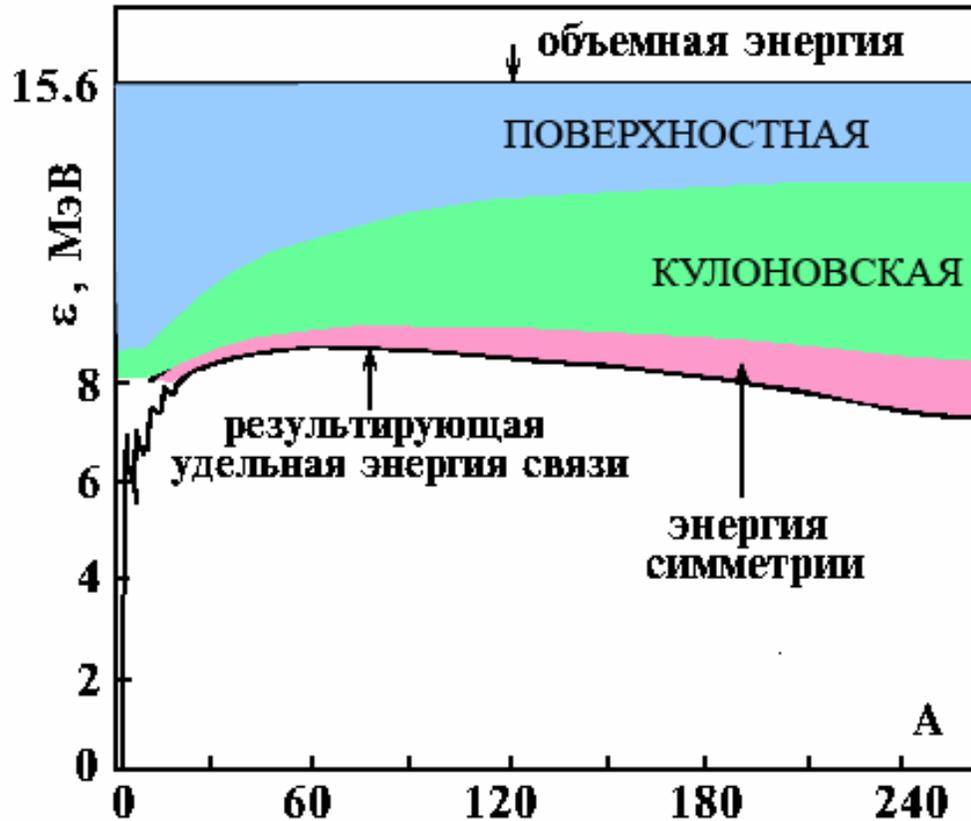
1942 г. — Э. Ферми. Первый ядерный реактор.

1946 г. — И. Курчатов. Реактор СССР.

1945 г. — Ядерный взрыв. Хиросима. Нагасаки.

1954 г. — Первая атомная электростанция. Обнинск.

Удельная энергия связи ядра



$$Q_f = 238(8.45 - 7.6) \approx 200 \text{ МэВ}$$

$$W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \rho \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \frac{\delta}{A^{3/4}}$$

$$\varepsilon = W / A$$

Симметричное деление

Энергия деления Q_f определяется изменением поверхностной $E_{нов}$ и кулоновской $E_{кул}$ энергий осколков деления относительно исходного ядра. В случае, когда ядро делится на два равных осколка, $A_1 = A_2 = A/2$ и $Z_1 = Z_2 = Z/2$.

$$\begin{aligned} Q_f &= 2W(A/2, Z/2) - W(A, Z) \approx [E_{нов}(A, Z) + E_{кул}(A, Z)] - 2[E_{нов}(A/2, Z/2) + E_{кул}(A/2, Z/2)] = \\ &= \beta \left[A^{2/3} - 2 \left(\frac{A}{2} \right)^{2/3} \right] + \gamma \left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 2 \frac{(Z/2)^2}{(A/2)^{1/3}} \right] = \beta A^{2/3} (1 - \sqrt[3]{2}) + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{4}} \right) \approx \\ &\approx 0,37 \beta \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0,26 \gamma A^{2/3} \end{aligned}$$

Деление ядер энергетически выгодно ($Q_f > 0$), когда

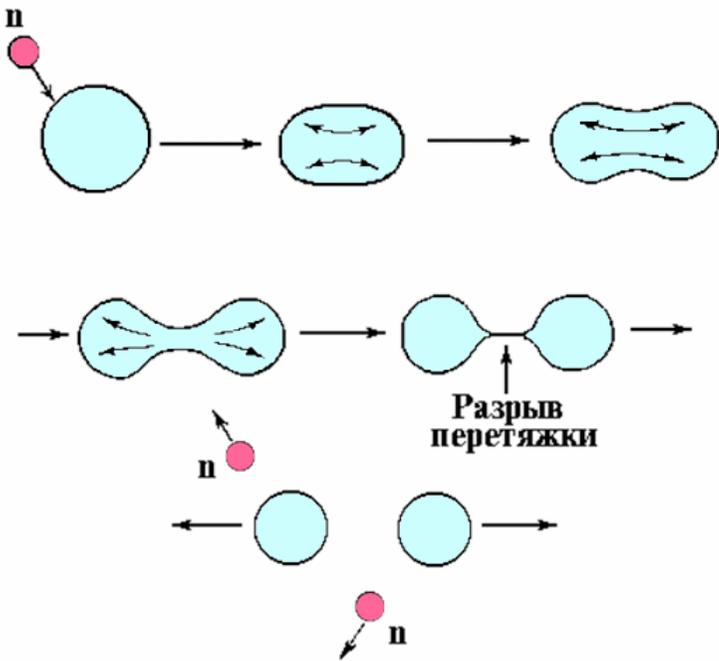
$$\left(0,37 \cdot \beta \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0,26 \cdot \gamma A^{2/3} \right) > 0,$$

$$\frac{Z^2}{A} > \frac{0,26 \beta}{0,37 \gamma} = \frac{0,26}{0,37} \cdot \frac{17,2}{0,72} \approx 17.$$

Величина Z^2 / A называется **параметром деления**.

$Z^2 / A > 17$ для ядер с $A > 90$.

Деление энергетически выгодно для тяжелых ядер.



Механизм деления

В процессе деления форма ядра изменяется, последовательно проходя несколько стадий — шар → эллипсоид → гантель → два грушевидных осколка → два сферических осколка.

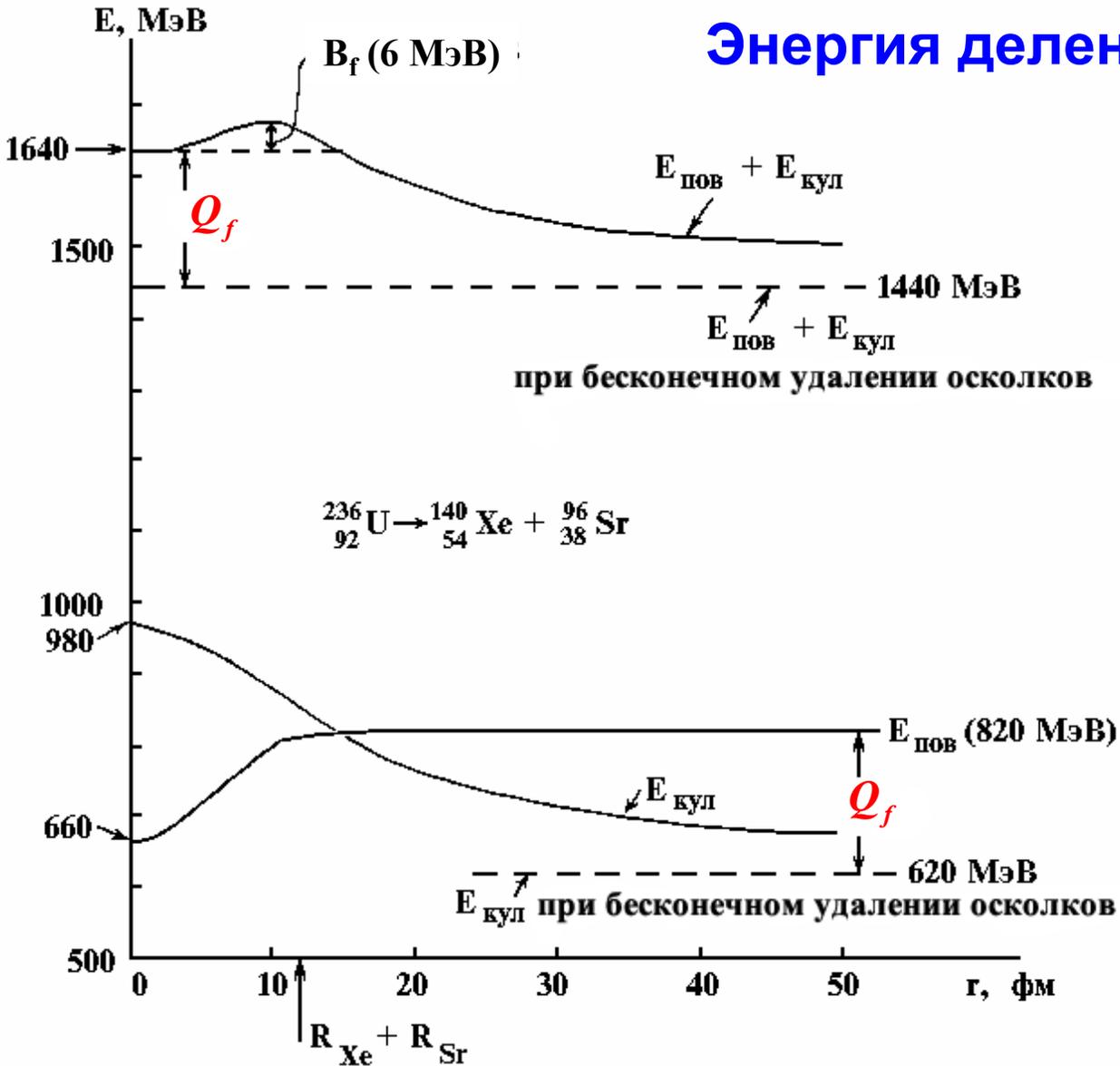
Изменение энергии ядра в процессе деления определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий $E_{пов} + E_{кул}$ начального ядра.

Изменение поверхностной $\tilde{E}_{пов}$ и кулоновской $\tilde{E}_{кул}$ энергий исходного сферически симметричного ядра зависит от величины параметра деформации ядра ε

$$\tilde{E}_{пов} = E_{пов} \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon^2\right)$$

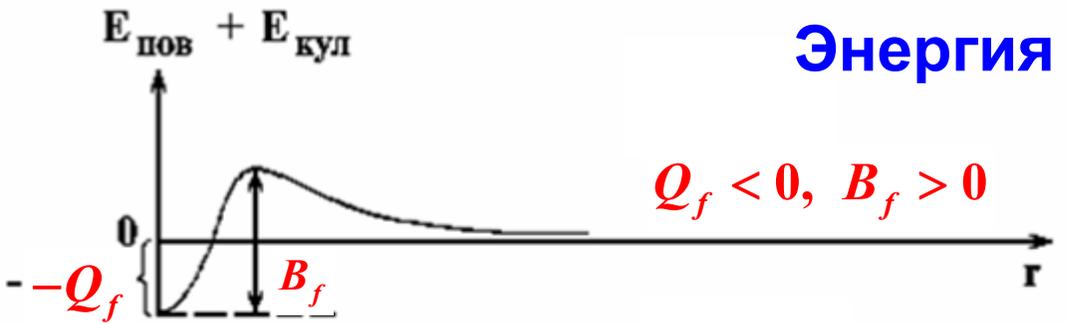
$$\tilde{E}_{кул} = E_{кул} \left(1 - \frac{1}{5} \varepsilon^2\right)$$

Энергия деления Q_f . Барьер деления B_f

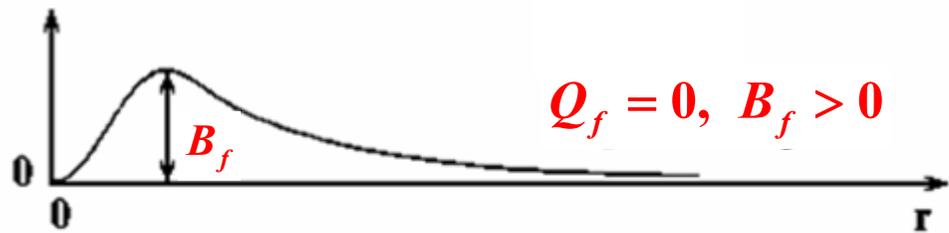


Зависимость поверхностной и кулоновской энергий осколков деления и их суммы от расстояния между центрами осколков для наиболее вероятного варианта деления ${}^{236}\text{U}$. Точка 12 Фм на оси расстояний отвечает сумме радиусов сферических осколков Xe и Sr, т.е. стадии необратимого деления ядра на два осколка.

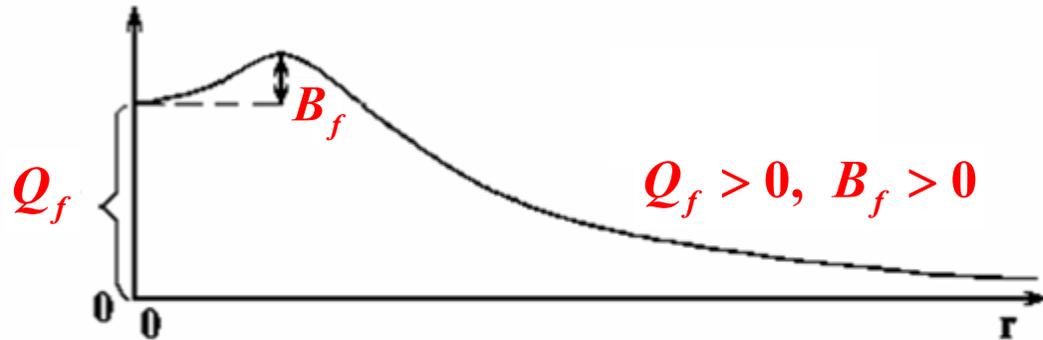
Энергия деления Q_f . Барьер деления B_f



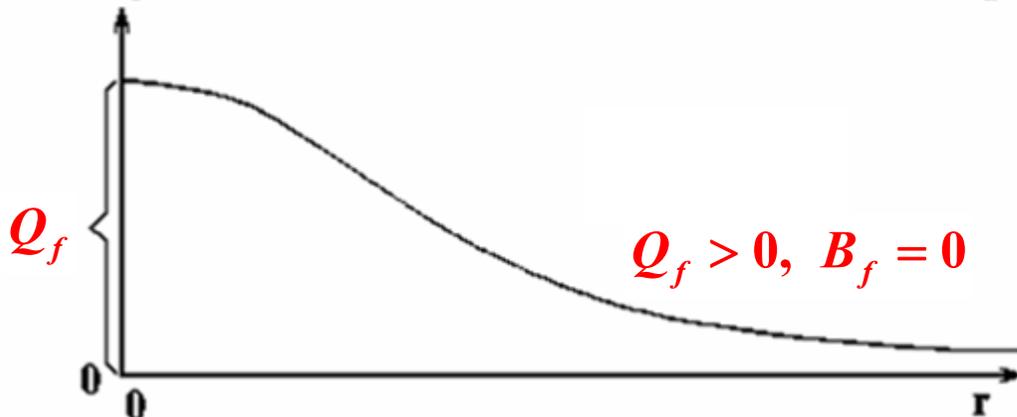
$$\frac{Z^2}{A} < 17$$



$$\frac{Z^2}{A} = 17$$



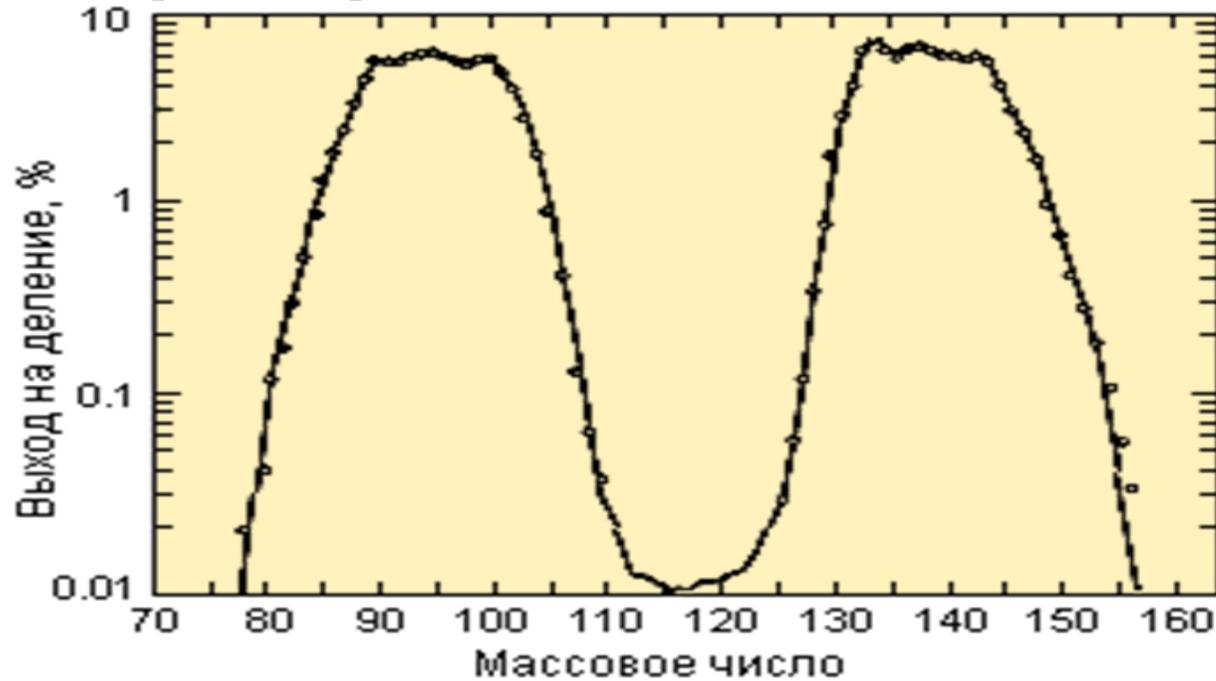
$$17 < \frac{Z^2}{A} < 48$$



$$\frac{Z^2}{A} > 48$$



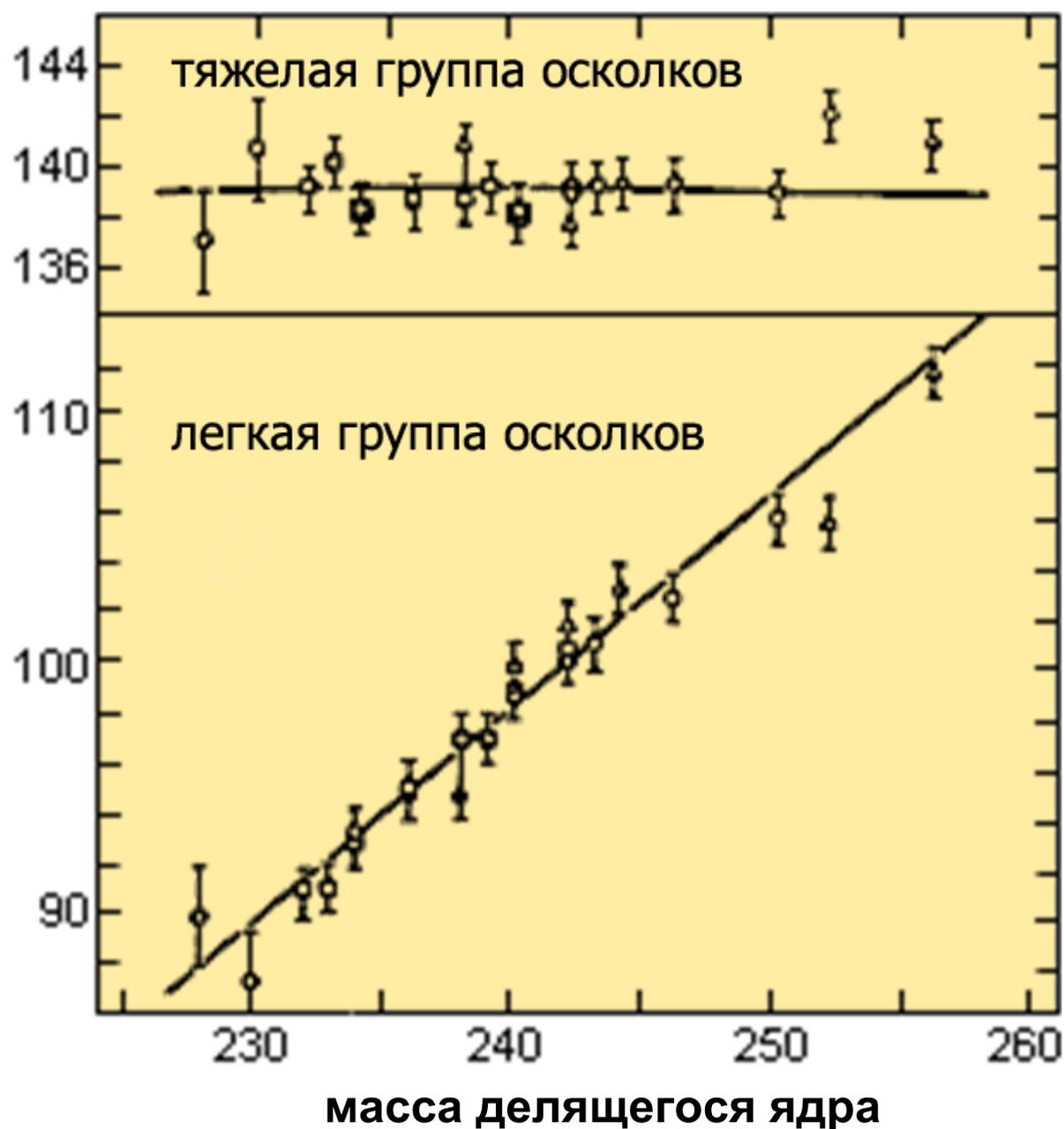
Массовое распределение осколков деления



Осколки деления образуются в широком диапазоне $A = 72\text{--}161$ и $Z = 30\text{--}65$. Асимметричное деление объясняется оболочечной структурой ядра. Ядро стремится разделиться так, чтобы основная часть нуклонов каждого осколка образовала устойчивые ядра близкие к магическому остову.

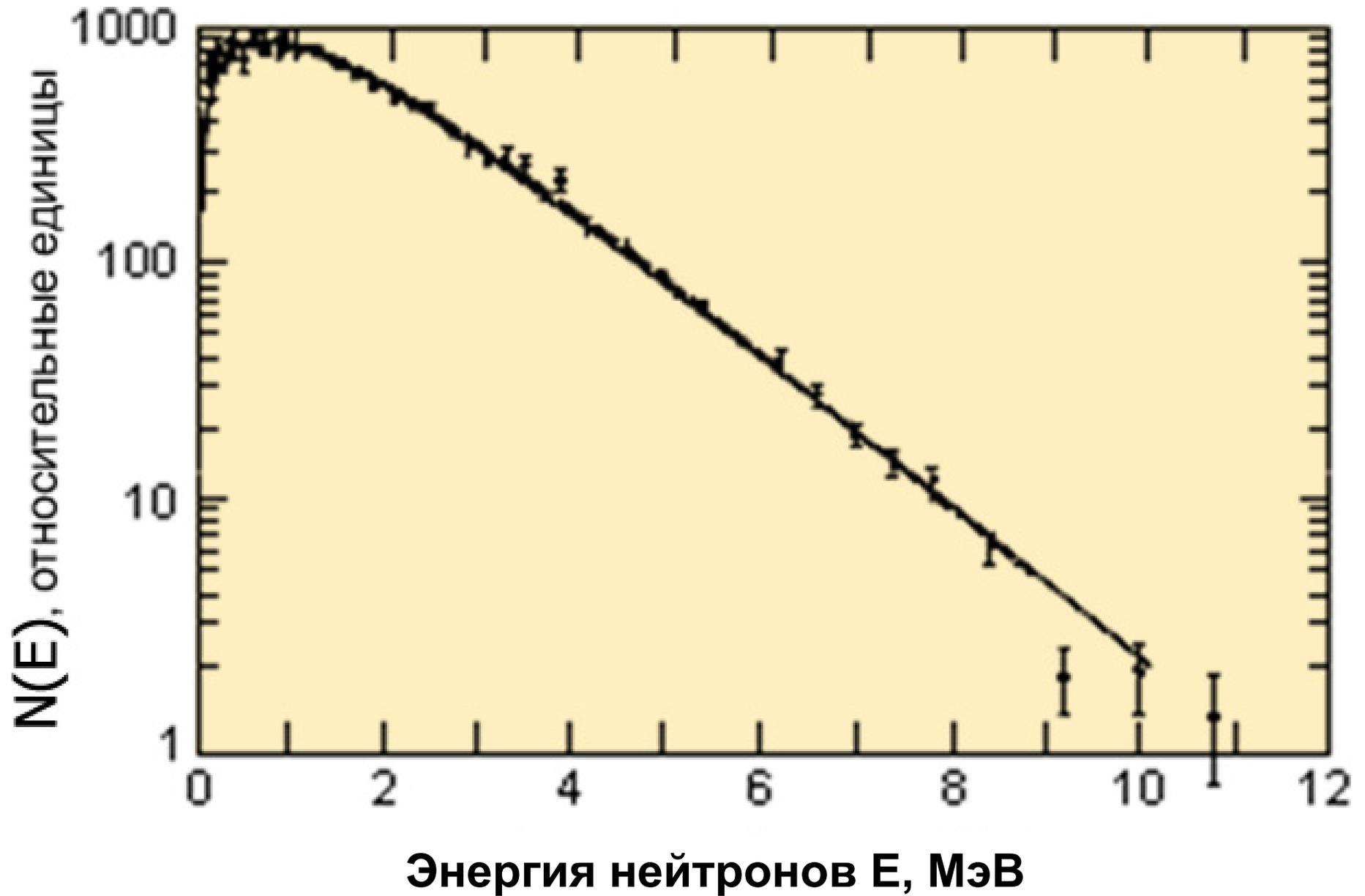
$$\frac{A_{\text{Л}}}{A_{\text{Т}}} \approx \frac{2}{3}, \quad \frac{Z_{\text{Л}}}{Z_{\text{Т}}} \approx \frac{2}{3}.$$

средняя масса
группы
осколков
деления

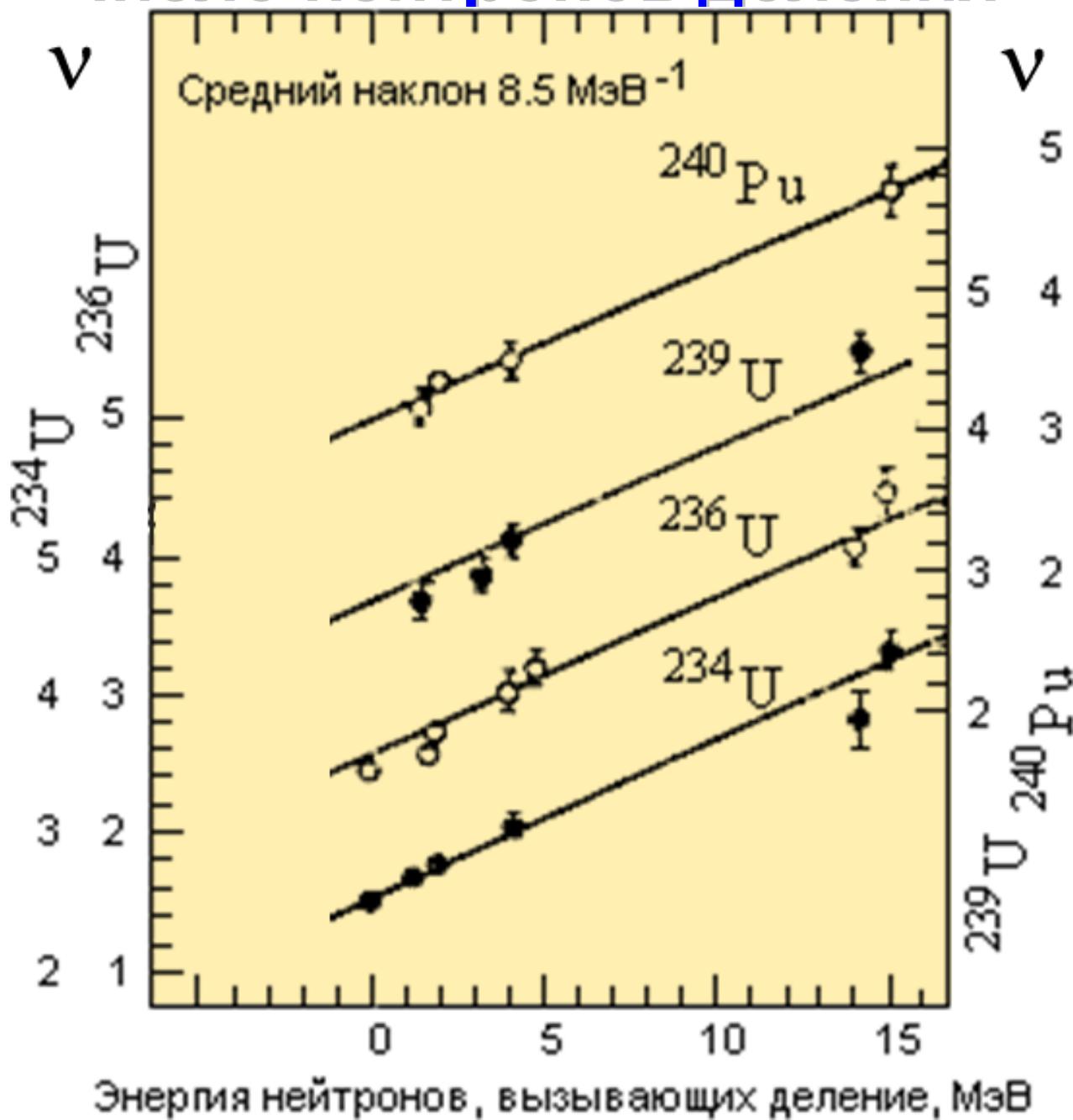


Зависимость средних масс легкой и тяжелой групп осколков от массы делящегося ядра.

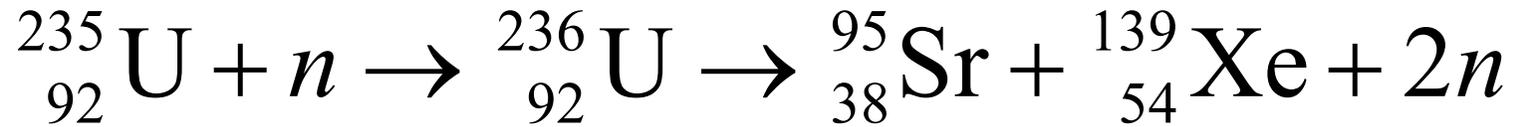
Спектр нейтронов деления



Число нейтронов деления



Радиоактивность осколков деления

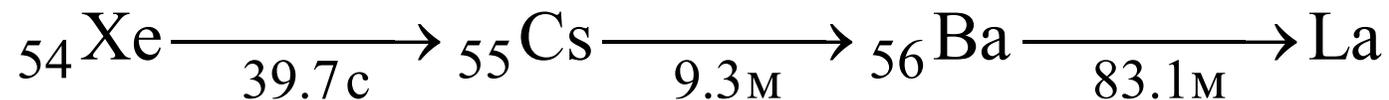


$$\frac{N}{Z} = 1 + 0.015 A^{2/3}$$

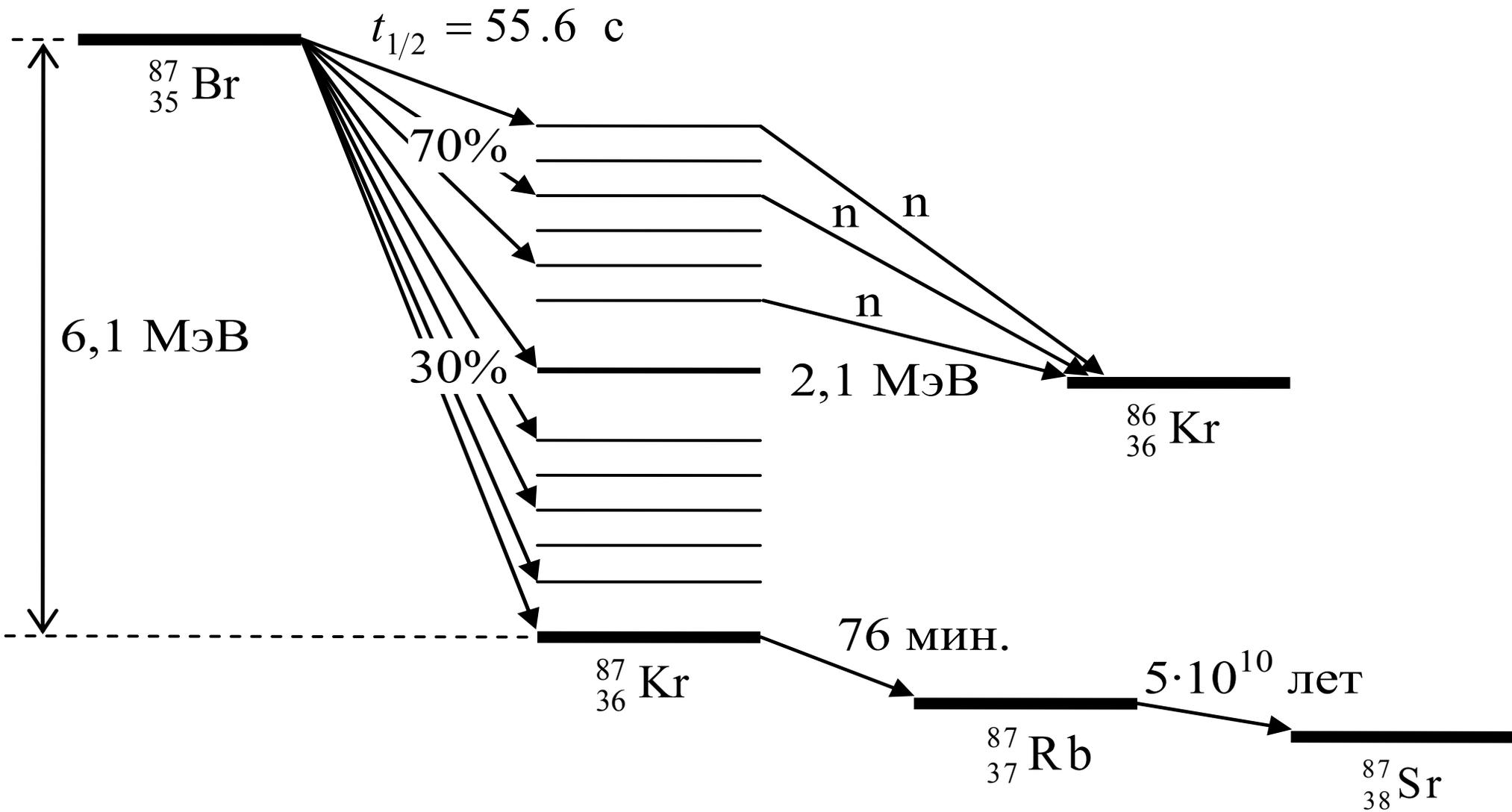
$$A = 95$$



$$A = 139$$



Запаздывающие нейтроны деления ^{87}Kr



Энергия деления

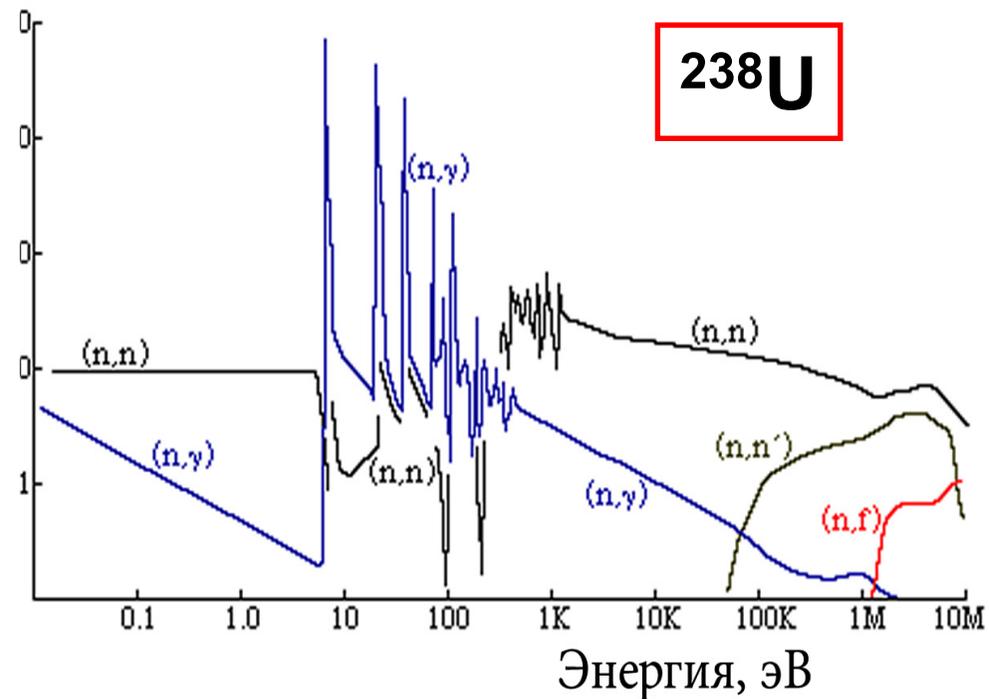
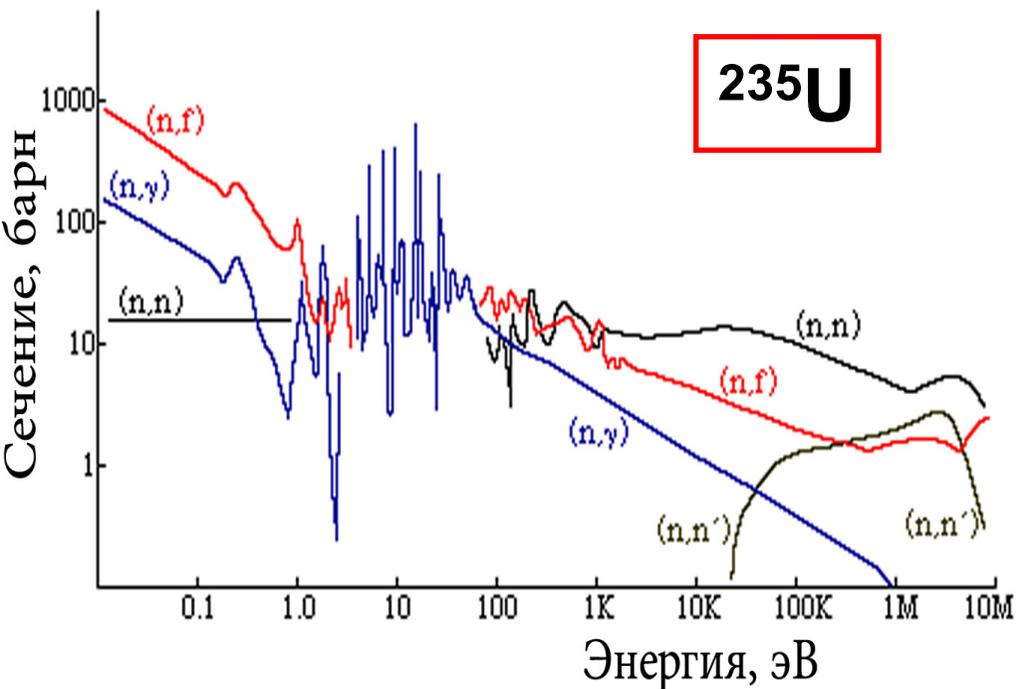
| Продукты распада | Энергия деления, МэВ |
|---------------------------------------|----------------------|
| Кинетическая энергия осколков | 167 |
| Мгновенные нейтроны | 5 |
| Электроны β -распада | 5 |
| Антинейтрино β -распада | 10 |
| Мгновенное γ -излучение | 7 |
| γ -излучение продуктов распада | 6 |
| Полная энергия деления | 200 |

Изотопы U, Th, Pu

^{235}U 0,72% $T_{1/2} = 7,0 \cdot 10^8$ лет, α -распад
 ^{238}U 99,28% $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ лет, α -распад

| Изотоп | Высота барьера деления H , МэВ | Изотоп | Энергия связи нейтрона ϵ_n |
|-------------------|----------------------------------|-------------------|-------------------------------------|
| ^{232}Th | 5.9 | ^{233}Th | 4.79 |
| ^{233}U | 5.5 | ^{234}U | 6.84 |
| ^{235}U | 5.75 | ^{236}U | 6.55 |
| ^{238}U | 5.85 | ^{239}U | 4.80 |
| ^{239}Pu | 5.5 | ^{240}Pu | 6.53 |

Реакции (n,f) , (n,γ) , (n,n) , (n,n') на изотопах ^{235}U , ^{238}U



При взаимодействии нейтрона с тяжелым ядром возможен радиационный захват нейтрона — реакция (n,γ) . Этот процесс будет конкурировать с делением и следовательно, уменьшать коэффициент размножения. Вероятность деления для моноэнергетических нейтронов определяется соотношением

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$$

| Делящееся ядро | | $^{234}_{92}\text{U}$ | $^{236}_{92}\text{U}$ | $^{240}_{94}\text{Pu}$ |
|--|--------|-----------------------|-----------------------|------------------------|
| Тепловые нейтроны ($E = 0.025$ эВ) | ν | 2.52 | 2.47 | 2.91 |
| | η | 2.28 | 2.07 | 2.09 |
| Быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ) | ν | 2.7 | 2.65 | 3.0 |
| | η | 2.45 | 2.3 | 2.7 |

Цепная реакция деления

ν - число нейтронов, образующихся на один акт деления

При взаимодействии нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват нейтрона (n, γ). Этот процесс будет конкурировать с делением (реакцией (n, f)) и тем самым уменьшать коэффициент размножения нейтронов. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов равна

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$$

σ_{nf} , $\sigma_{n\gamma}$ – соответственно сечения реакций деления и радиационного захвата. Для одновременного учета как числа нейтронов, образующихся в одном акте деления, так и вероятности радиационного захвата нейтронов вводится коэффициент η , равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}} .$$

Величина η зависит от типа горючего и от энергии нейтронов.

Деление естественной смеси изотопов урана быстрыми нейтронами. ^{235}U

Природный уран содержит 99,28% изотопа $^{238}_{92}\text{U}$ и 0.72% изотопа $^{235}_{92}\text{U}$.

$$\bar{\sigma} = \sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238}),$$

При делении изотопа ^{235}U быстрыми нейтронами

$$\eta^{235} = \frac{\nu\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238})}$$

Для быстрых нейтронов $\nu = 2.65$, $\sigma_{nf}^{235} = 1.2-1.3$ барн,

$\sigma_{nf}^{238} = 0,6$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} \approx \sigma_{n\gamma}^{238} \approx 0.1$ барн.

Деление изотопа $^{235}_{92}\text{U}$

$$\eta_{\text{быстр}}^{235} \approx 0.03.$$

Деление естественной смеси изотопов урана быстрыми нейтронами. ^{238}U

Быстрые нейтроны с энергиями больше 1.4 МэВ могут делить ядра изотопа $^{238}_{92}\text{U}$, которого в естественной смеси гораздо больше. При делении $^{238}_{92}\text{U}$ $\nu \approx 2,5$. В спектре деления примерно 60% нейтронов имеют энергии выше порога 1.4 МэВ деления $^{238}_{92}\text{U}$. Но из этих 60% нейтронов только один нейтрон из 5 успевает вызвать деление $^{238}_{92}\text{U}$, не замедлившись до энергии ниже пороговой за счет упругого и неупругого рассеяния. Для быстрых нейтронов $\sigma_{\text{быстр}}^{238} \approx 0.6$ барн,

$$\eta_{\text{быстр}}^{238} = \frac{140 \cdot \nu \sigma_{nf}^{238}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{nf}^{238} + \sigma_{n\gamma}^{238})} \cdot 0,6 \cdot \frac{1}{5} \approx 0,27$$

Полный коэффициент $\eta_{\text{быстр}}^{\text{ест}}$ для реакции деления на быстрых нейтронах в естественной смеси изотопов урана равен сумме:

$$\eta_{\text{быстр}}^{\text{ест}} = \eta_{\text{быстр}}^{235} + \eta_{\text{быстр}}^{238} \approx 0,03 + 0,27 = 0,3 < 1$$

На быстрых нейтронах цепная реакция деления в естественной смеси изотопов $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ не происходит.

Деление естественной смеси изотопов урана тепловыми нейтронами

В естественной смеси под действием тепловых нейтронов делится только изотоп ^{235}U .

$$\frac{\sigma_{nf}^{235}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238})}$$

Умножив эту вероятность на число ν нейтронов, образующихся в среднем при делении одного ядра, получим коэффициент $\eta^{ест}$ для естественной смеси:

$$\eta^{ест} = \frac{\nu\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238})}$$

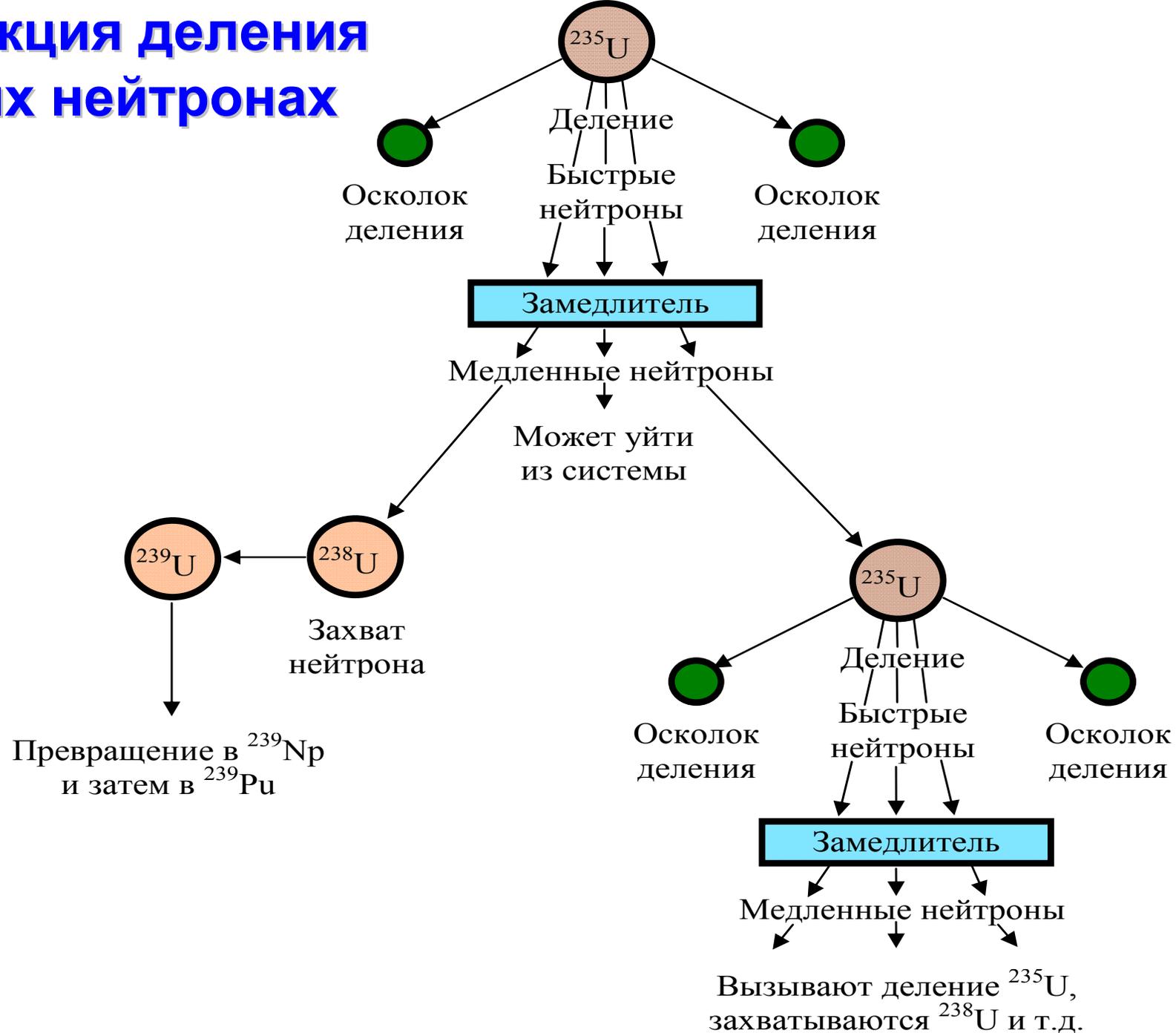
Для тепловых нейтронов $\nu = 2,47$, $\sigma_{nf}^{235} = 580$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} = 112$ барн,

$\sigma_{n\gamma}^{238} = 2,8$ барн, $\sigma_{nf}^{238} = 0$. Среднее число вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимися ядрами

$$\eta_{тепл}^{ест} = 1.32 > 1.$$

Для реального осуществления цепной реакции надо с малыми потерями замедлять образующиеся при делении нейтроны с энергиями от нескольких МэВ до тепловых.

Цепная реакция деления на тепловых нейтронах



Формула четырех сомножителей

$$K_{\infty} = \eta \cdot p \cdot f \cdot \varepsilon$$

η – число быстрых нейтронов, образующихся на 1 акт деления.

p – вероятность избежать резонансного захвата ядрами ^{238}U в процессе замедления нейтрона.

f – вероятность поглощения теплового нейтрона ядром горючего, а не замедлителя.

ε – коэффициент размножения на быстрых нейтронах.

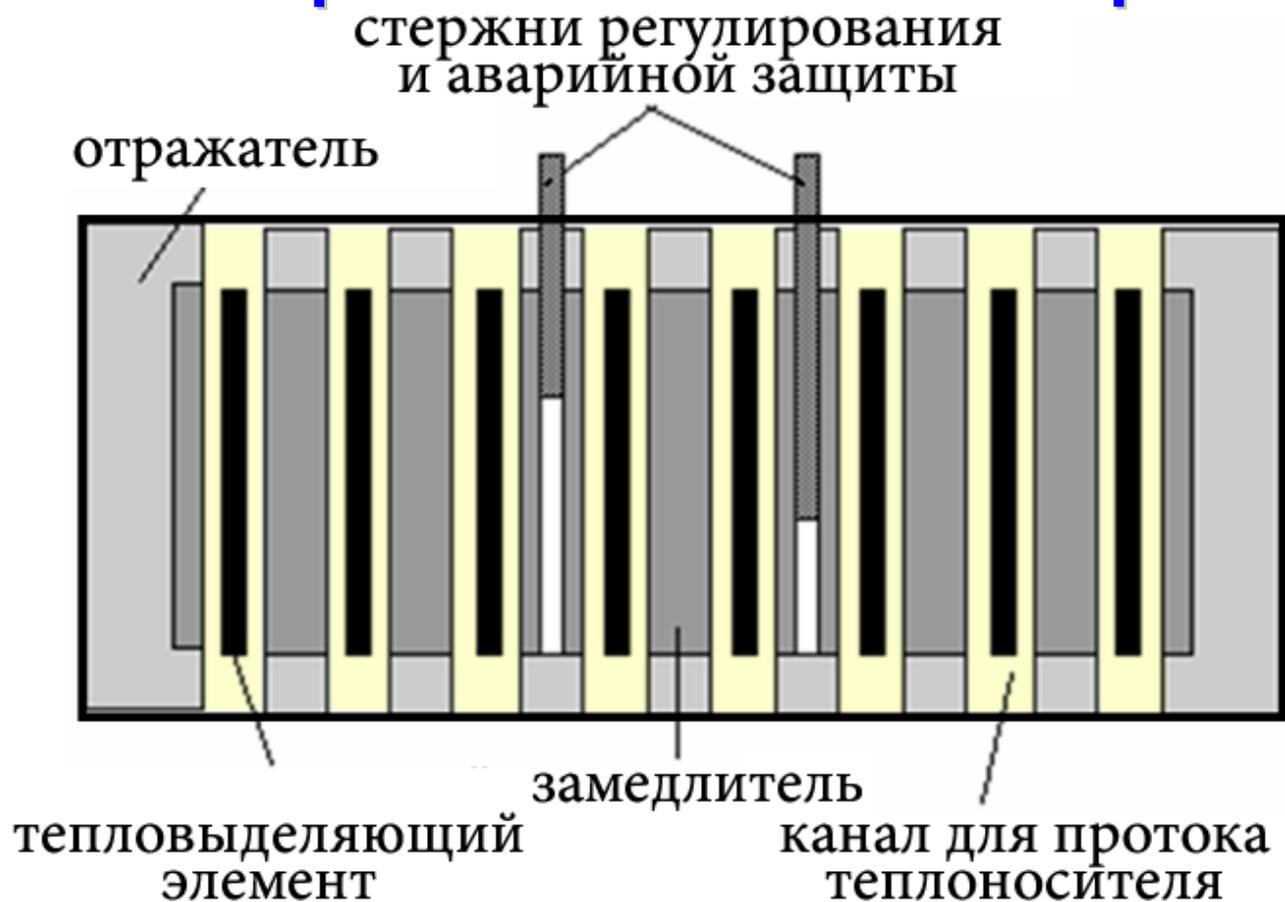
$$pf \sim 0.5 - 0.7$$

$$\varepsilon \sim 1.03$$

Отношение количества ядер замедлителя и урана

$$N_c/N_u \approx (2 - 4) \cdot 10^2$$

Схема гетерогенного теплового реактора



Основной частью реактора является активная зона, в которой происходит реакция деления и выделяется энергия. В гетерогенных тепловых реакторах активная зона состоит из замедлителя, в котором помещаются кассеты, в которых находится делящееся вещество. Т.к. энергия выделяется в этих кассетах, их обычно называют твелями — тепловыделяющими элементами. Расстояние между твелями не должно превышать суммарную длину замедления и диффузии нейтронов. Активная зона реактора обычно окружается отражателем. Для управления реактором в активной зоне располагаются стержни регулирования мощности реактора и аварийной защиты.

Обнинск 1954

Активная зона

Диаметр = 1.5 м Высота = 1.7 м

Графитовый замедлитель

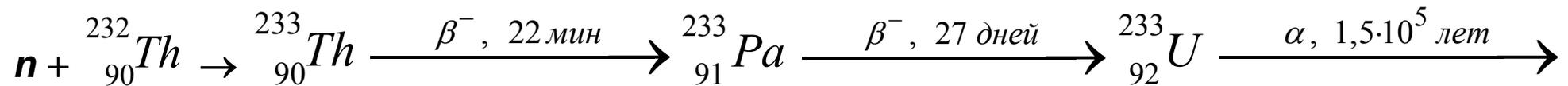
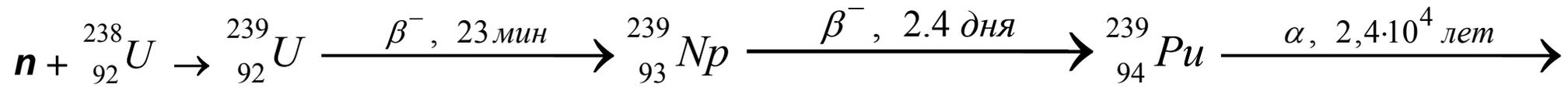
Горючее

130 твелов 550 кг обогащенного ^{235}U - 5%

Мощность реактора 5 МВт

$$1.5 \cdot 10^{17} \frac{\text{делений}}{\text{с}}$$

Воспроизводство ядерного горючего



Реакции $n + {}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{92}^{239}\text{U}$, $n + {}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{90}^{233}\text{Th}$ открывают возможность **воспроизводства ядерного горючего** в процессе цепной реакции деления.

Условие воспроизводства топлива

Интенсивность процесса воспроизводства ядерного топлива в реакторе характеризуется **коэффициентом воспроизводства КВ**, который равен отношению количества вновь образовавшихся за время t ядер к числу выгоревших ядер за то же время.

Необходимым условием осуществления расширенного воспроизводства ядерного топлива является условие $КВ > 1$. Для получения $КВ > 1$ необходимо, чтобы на одно поглощение нейтрона ядром ^{239}Pu или ^{233}U приходилось в среднем **больше двух рождающихся нейтронов** ($\eta > 2$). Но из-за поглощения нейтронов в конструкционных материалах и продуктах деления необходимо чтобы $\eta > 2,2-2,3$.

| Ядро | ^{233}U | ^{235}U | ^{239}Pu |
|--|------------------|------------------|-------------------|
| η , тепловые нейтроны ($E = 0,025$ эВ) | 2,28 | 2,07 | 2,09 |
| η , быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ) | 2,45 | 2,3 | 2,7 |

Воспроизводство топлива в уран-плутониевом цикле возможно только с помощью быстрых нейтронов, а в торий-урановом также и с помощью тепловых нейтронов.

Замкнутый ядерный топливный цикл

Реактор на быстрых нейтронах замкнет ядерный топливный цикл

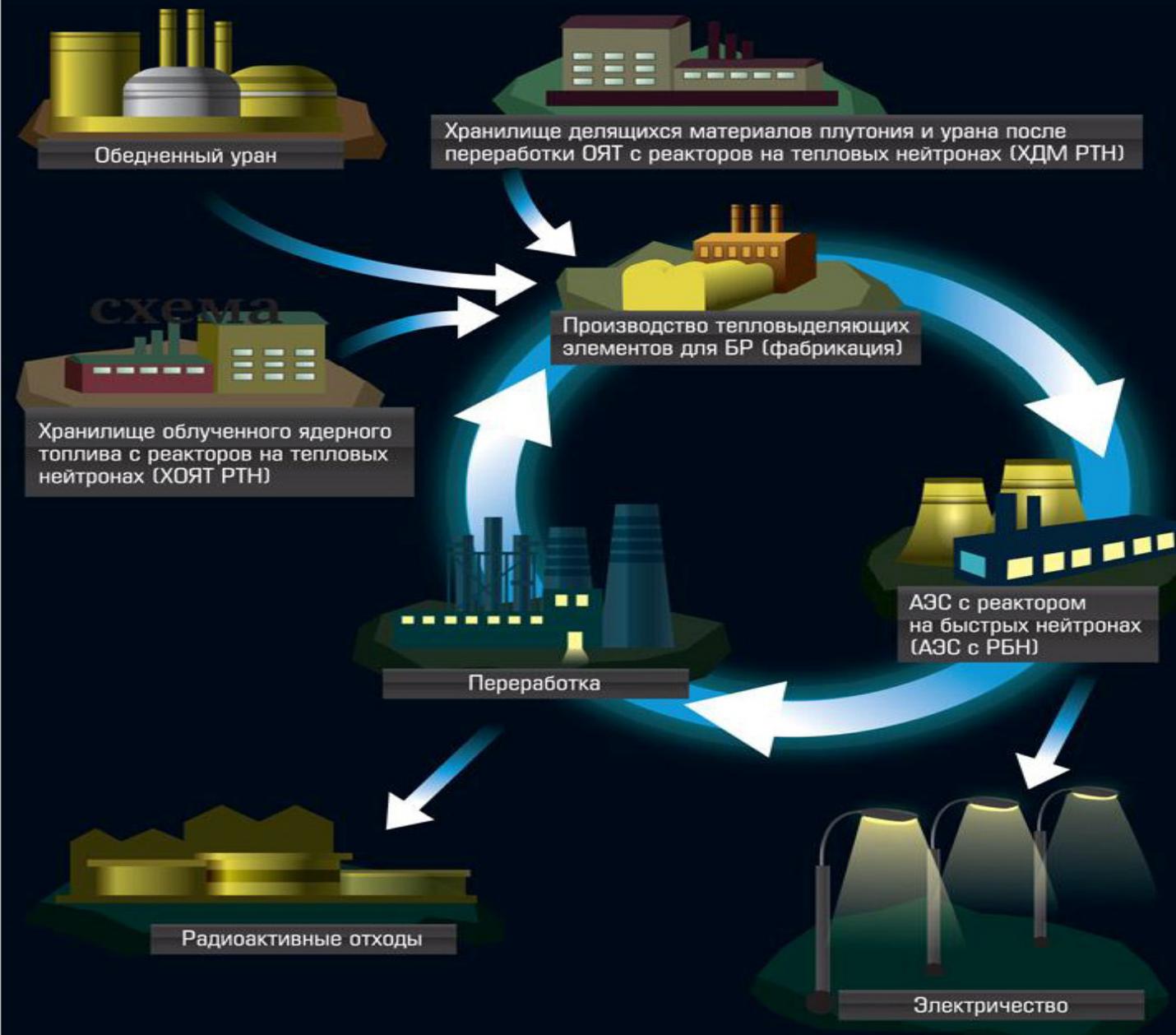
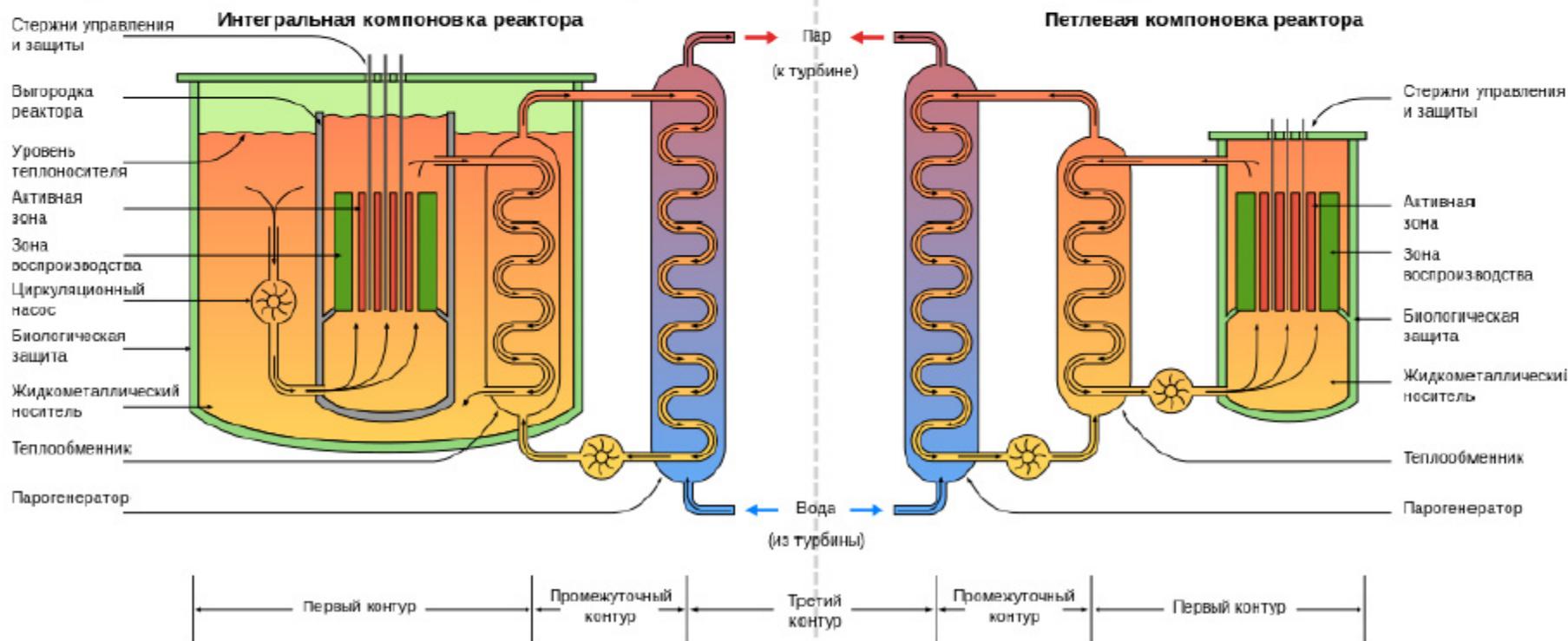
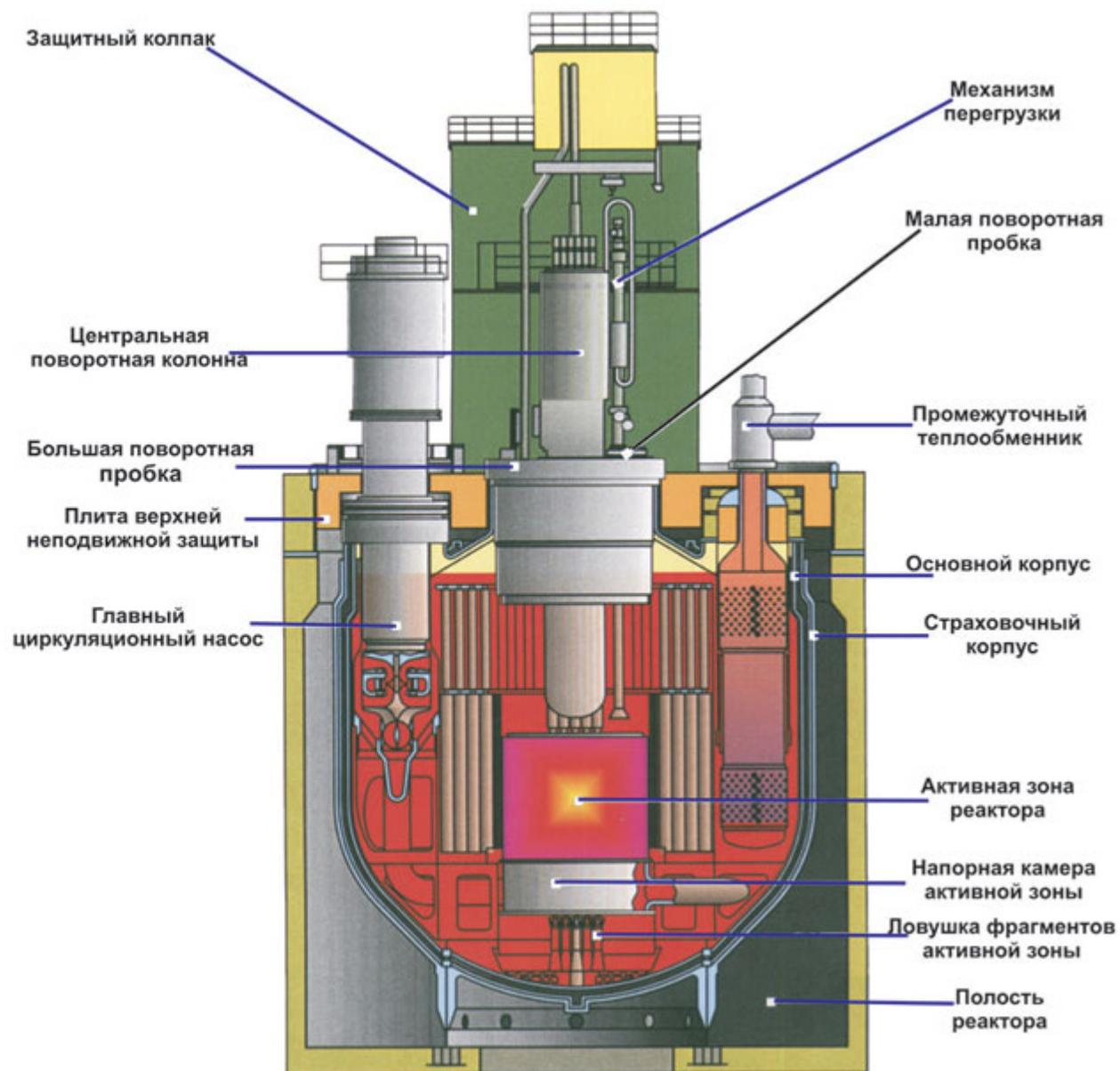


Схема устройства реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем

Схематическое изображение реакторов-размножителей на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем, с интегральной и петлевой компоновкой оборудования.



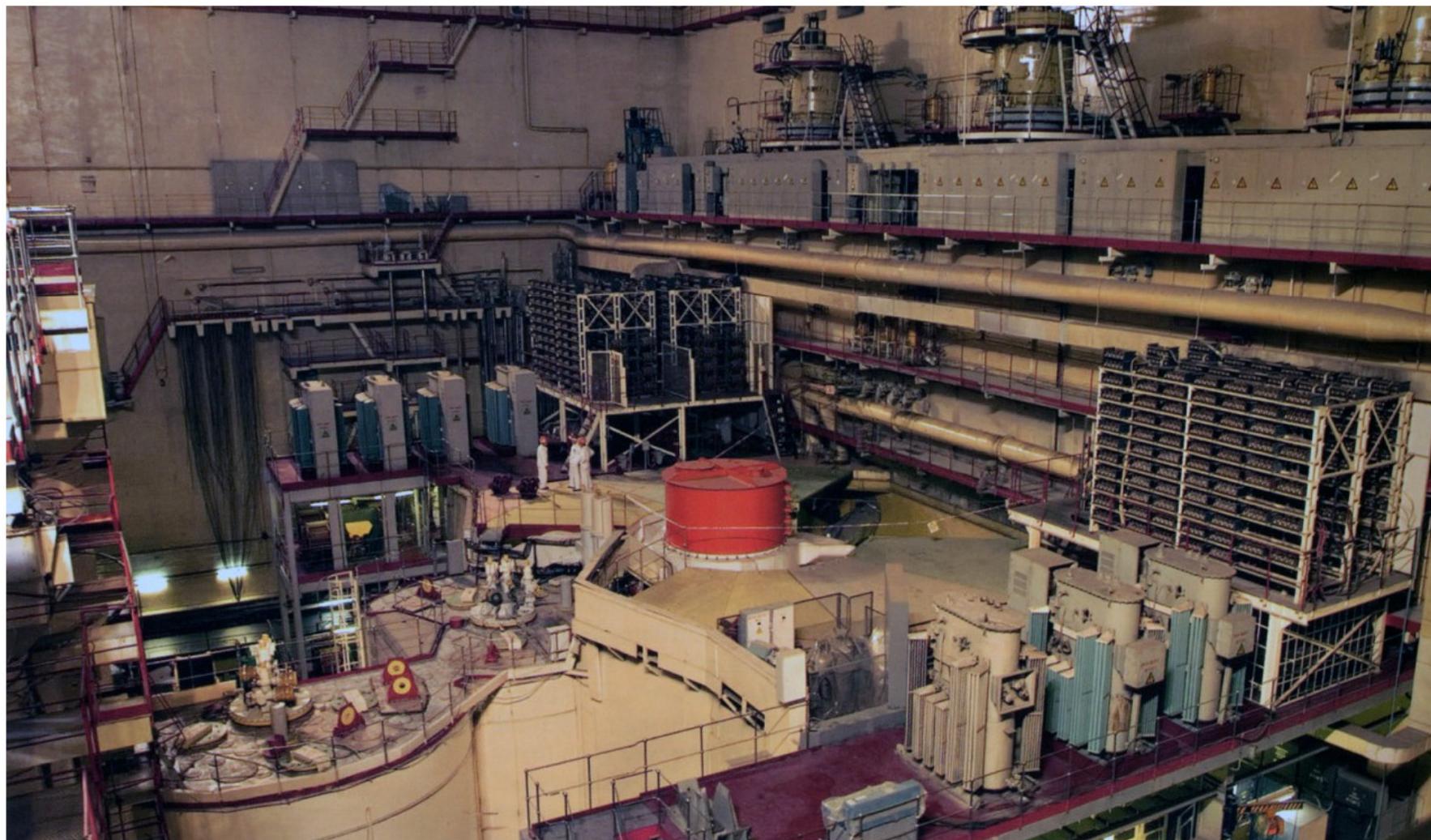
Устройство реактора серии БН



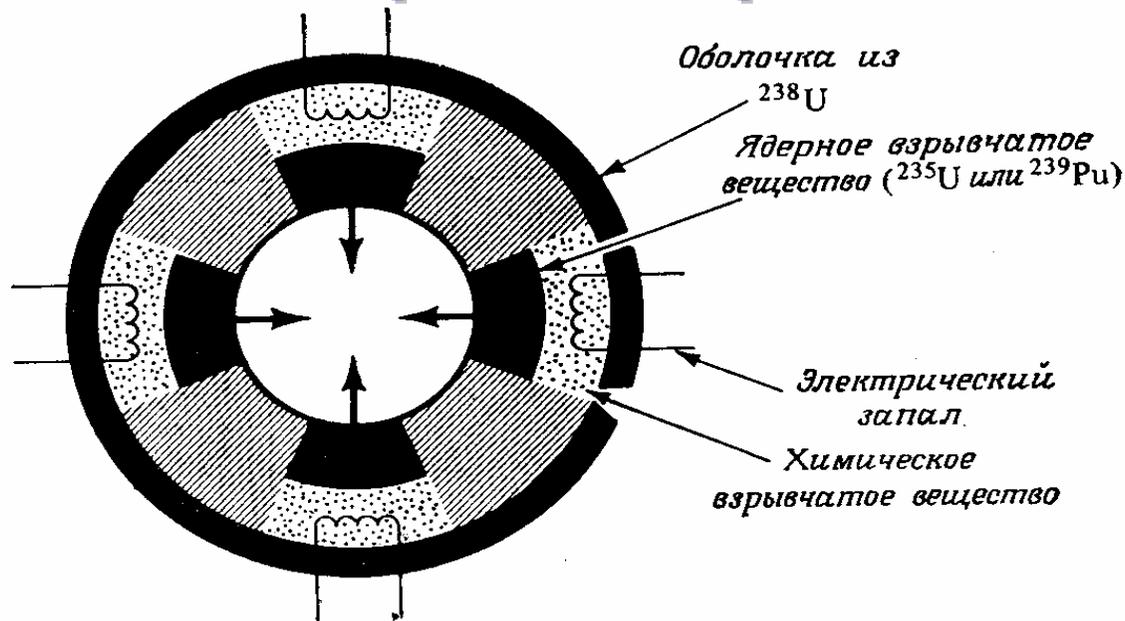
Белоярская АЭС



Реакторный зал БН-600



Ядерный взрыв

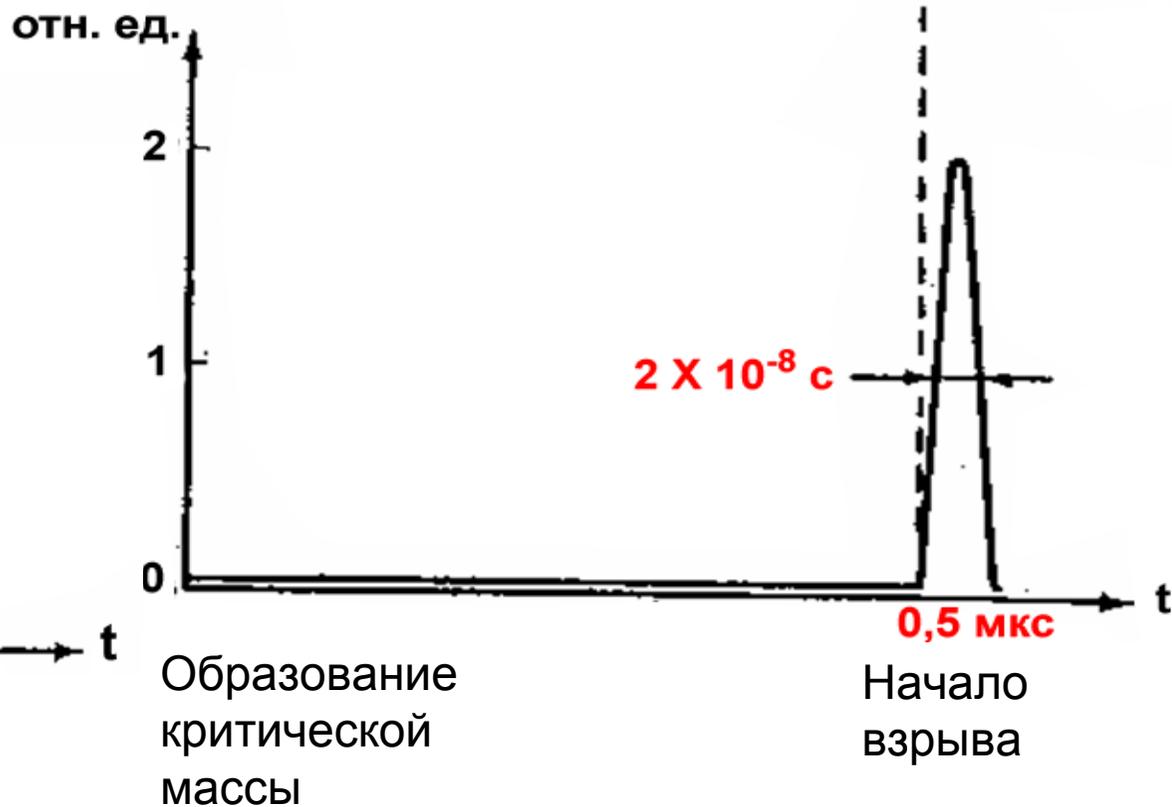
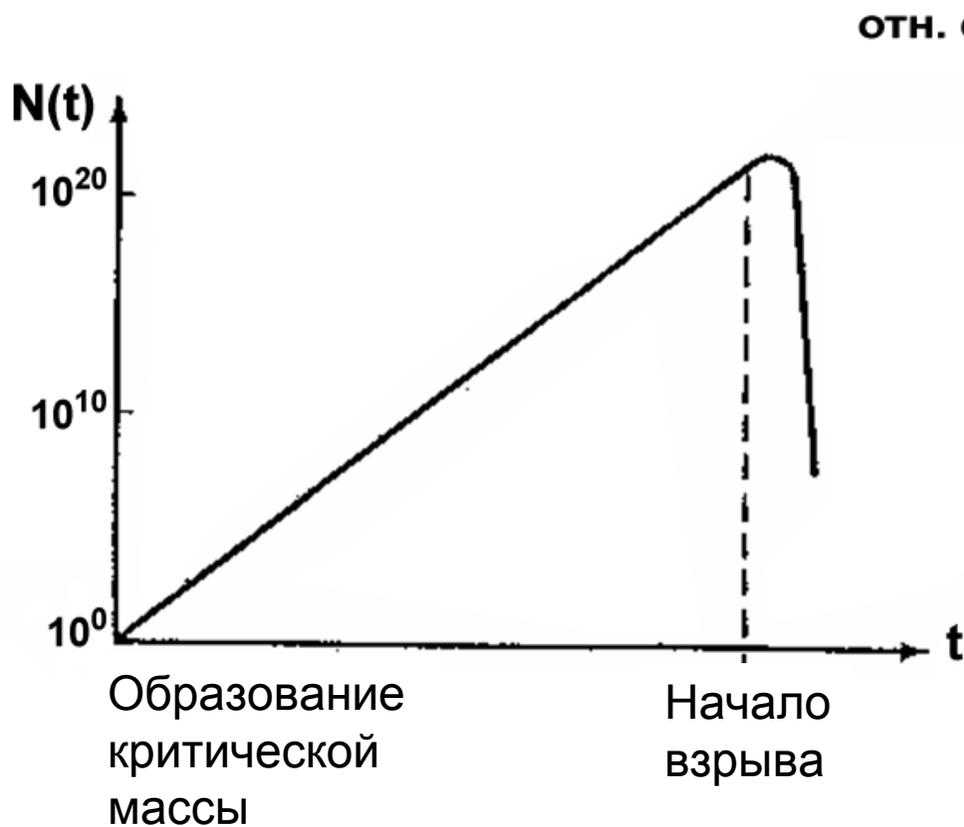


Для осуществления ядерного взрыва в результате цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества (урана-235, плутония-239 и др.) превышала критическую (50 кг для ^{235}U и 11 кг для ^{239}Pu). До взрыва система должна быть подкритической. Ядерный взрыв развивается за счёт экспоненциально растущего со временем числа разделившихся ядер:

$$N(t) = N_0 e^{t/\tau}$$

Среднее время τ между двумя последовательными актами деления — 10^{-8} с. Время полного деления 1 кг ядерной взрывчатки — 10^{-7} - 10^{-6} с. В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы температура поднимается до 10^8 К, а давление — до 10^{12} атм. При полном делении 1 кг урана выделяется энергия равная энерговыделению при взрыве 20 килотонн тротила.

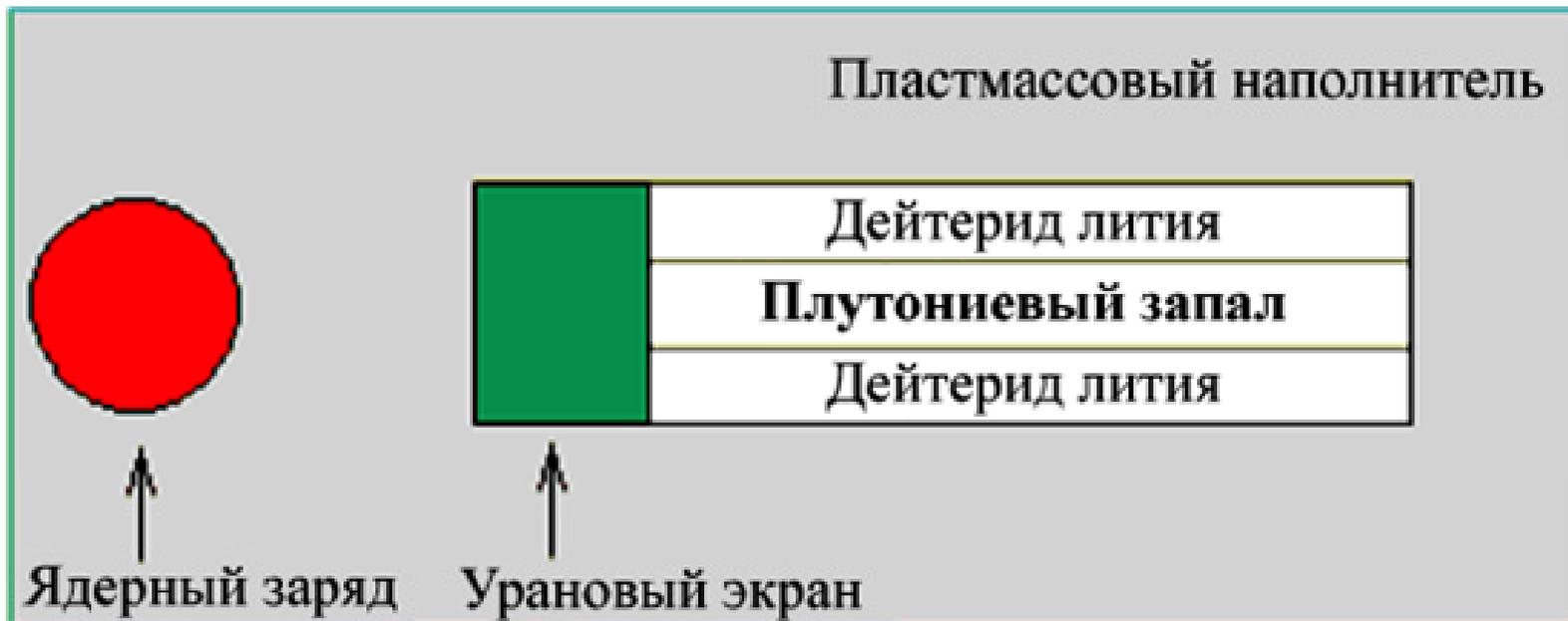
Ядерный взрыв



Зависимость от времени числа нейтронов при ядерном взрыве.

Зависимость от времени энергии ядерного взрыва.

Термоядерный взрыв



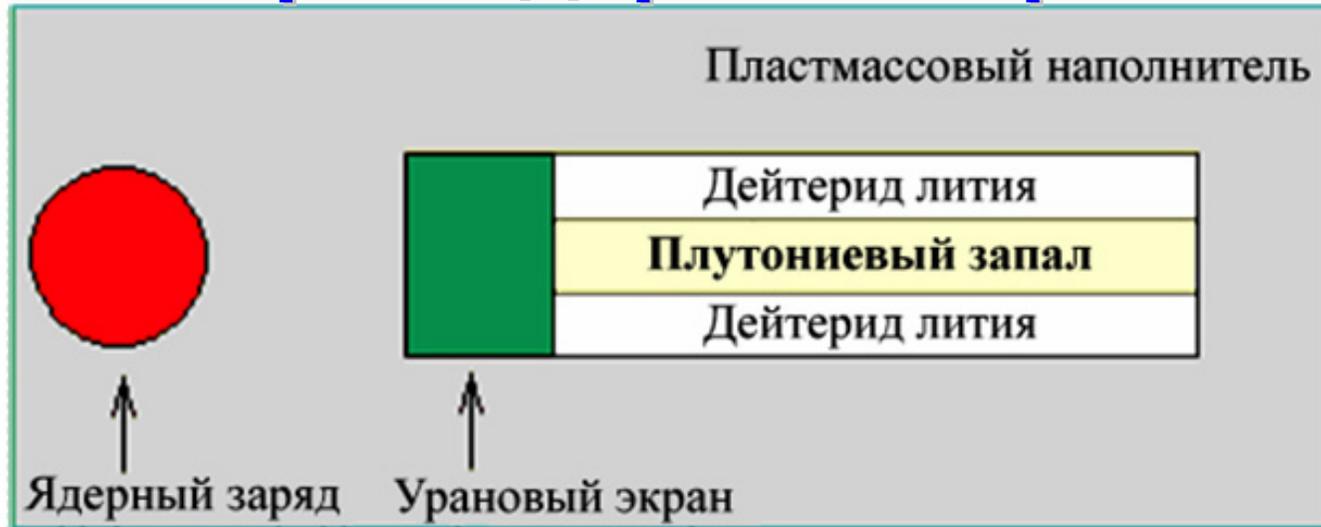
Термоядерный взрыв

Для осуществления термоядерного взрыва используются реакции синтеза лёгких ядер.



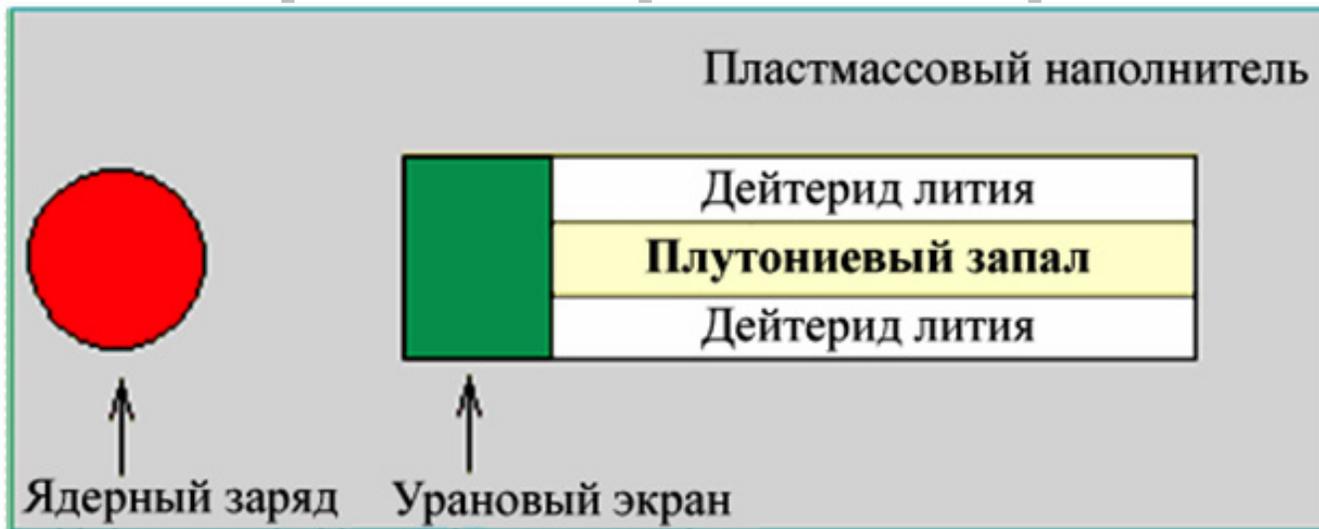
Идея устройства термоядерной бомбы чрезвычайно проста. Это цилиндрический контейнер с жидким дейтерием (${}^2\text{H}$). Дейтерий нагревается после взрыва ядерной бомбы. При достаточно сильном нагреве выделяется большое количество энергии в результате реакции термоядерного синтеза между ядрами дейтерия. Температура, необходимая для начала термоядерной реакции должна составлять миллион градусов. Однако детальное исследование величины сечения реакции синтеза ядер дейтерия, от которой зависит скорость распространения реакции горения, показало, что она протекает недостаточно эффективно и быстро. Тепловая энергия, которая высвобождается за счет термоядерных реакций, рассеивается гораздо быстрее, чем пополняется за счет последующих реакций синтеза. В этом случае взрывной процесс происходить не будет — произойдет разброс горючего материала.

Термоядерный взрыв



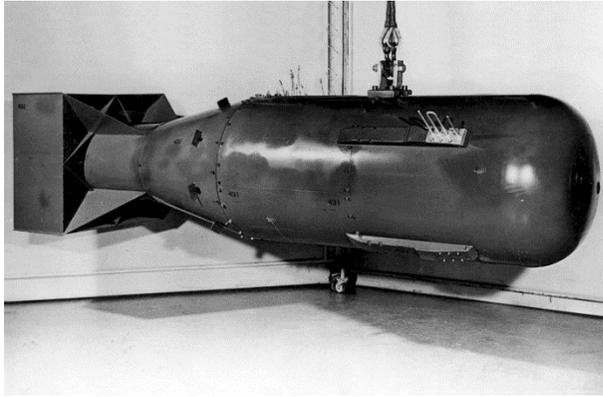
Принципиально новое решение состоит в том, что инициирование термоядерной реакции происходит в результате создания сверхплотной среды дейтерия. Был предложен способ создания сверхплотной среды дейтерия под действием рентгеновского излучения, образующегося при взрыве ядерной бомбы. В качестве исходного горючего вещества для термоядерного синтеза использовалось твердое соединение – дейтерид лития ${}^6\text{Li}^2\text{H}$. В результате сжатия горючего вещества происходит самоподдерживающаяся реакция термоядерного синтеза.

Термоядерный взрыв

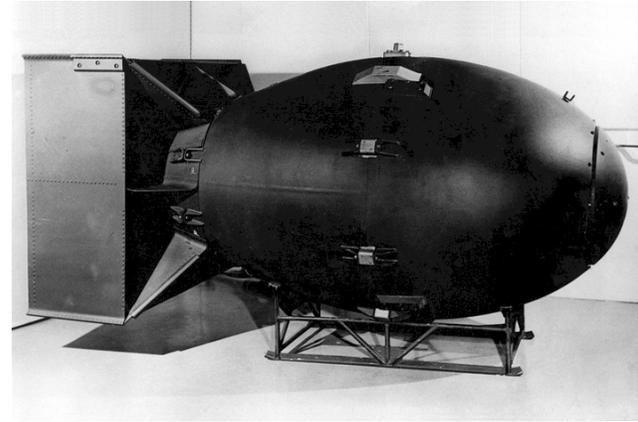


После взрыва ядерного заряда, рентгеновские лучи, испущенные из области ядерного заряда распространяются по пластмассовому наполнителю, ионизуя атомы углерода и водорода. Урановый экран, расположенный между областью ядерного заряда и объемом с дейтеридом лития предотвращает преждевременный нагрев дейтерида лития. Под действием рентгеновских лучей и высокой температуры возникает огромное давление, сжимающее капсулу с дейтеридом лития. Плотность материала капсулы возрастает в десятки тысяч раз. Находящийся в центре плутониевый запал в результате сильной ударной волны также сжимается в несколько раз и переходит в надкритическое состояние. Быстрые нейтроны, образовавшиеся при взрыве ядерного заряда, замедлившись в дейтериде лития до тепловых скоростей, приводят к цепным реакциям деления плутония, что действует наподобие дополнительного запала, вызывающего рост давления и температуры. Температура, возникающая в результате термоядерной реакции повышается до 300 млн. К, что и приводит в конечном счете к взрывному процессу. Весь процесс взрыва длится в течение десятых долей микросекунды.

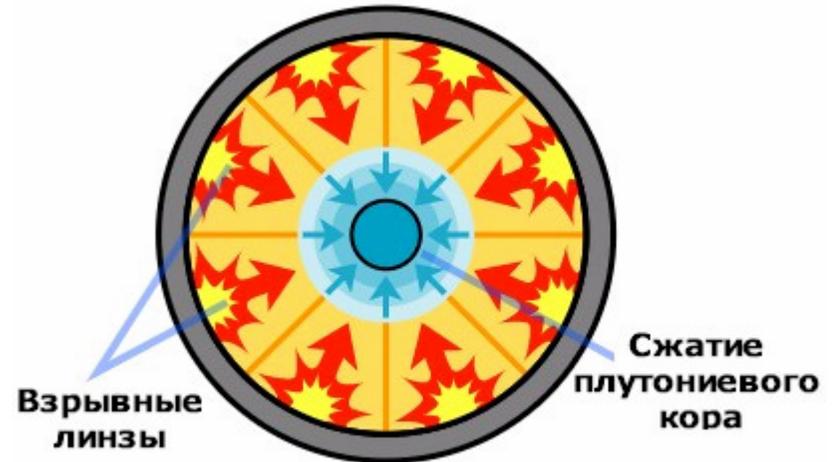
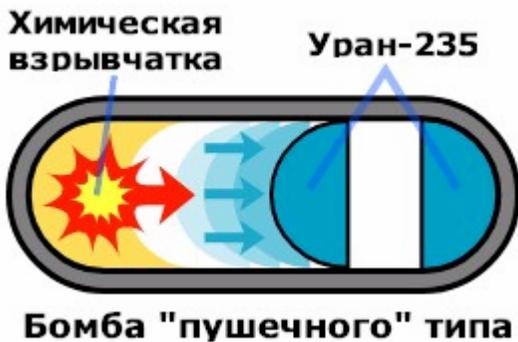
Хиросима и Нагасаки



«Little Boy» Длина – 3 м,
диаметр – 0.7 м, вес -- ~4.4 т, 64 кг ^{235}U ,
тротильный эквивалент 13 кт.



«Fat Man» Длина – 3.3 м,
диаметр – 1.5 м, вес -- ~4.7 т, 6.4 кг Pu,
тротильный эквивалент 13 кт.

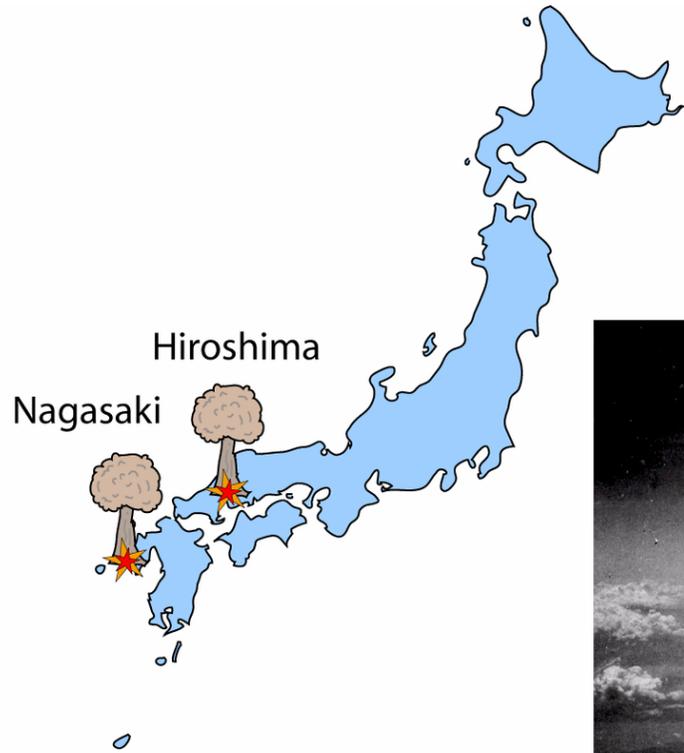


Бомба имплозионного типа

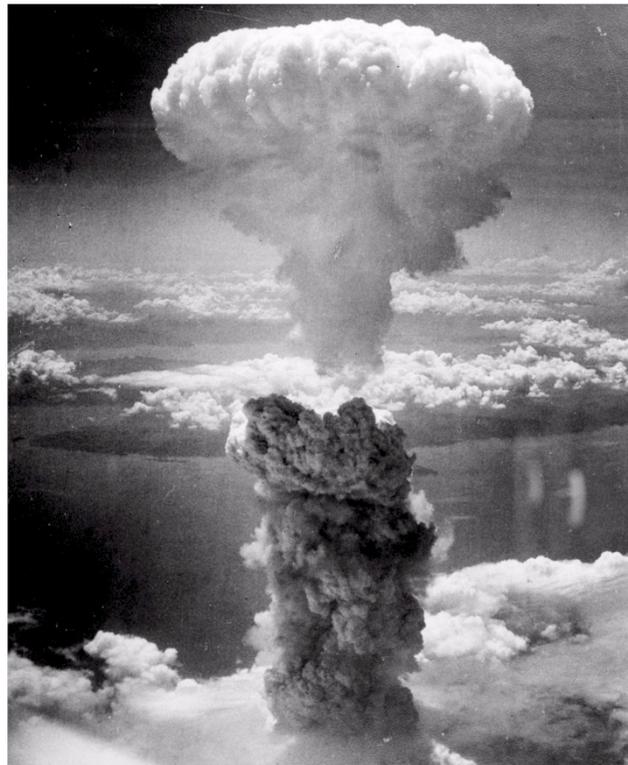
Хиросима 6 августа 1945 года.

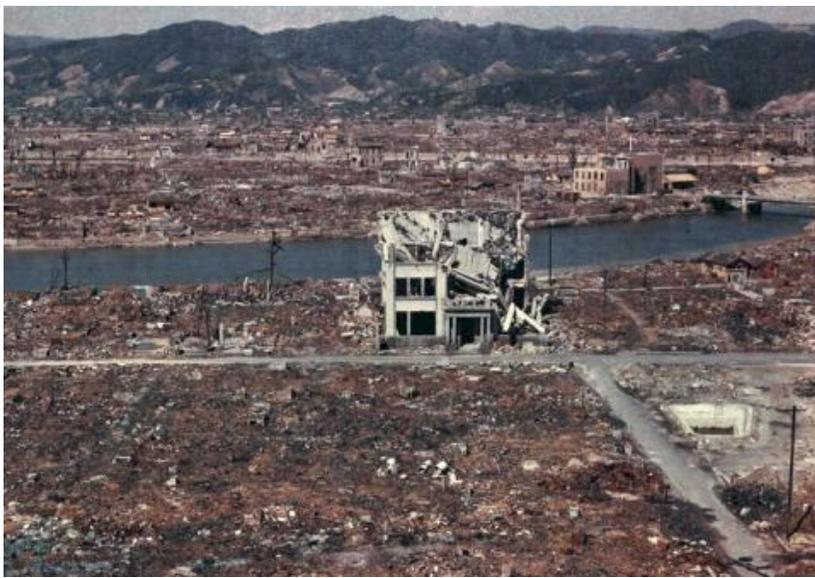
Нагасаки 9 августа 1945 года.

Бомбы взрывались на высоте ~500 м.



Тяжелый бомбардировщик В-29

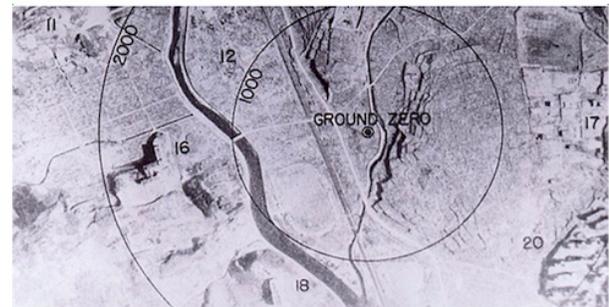




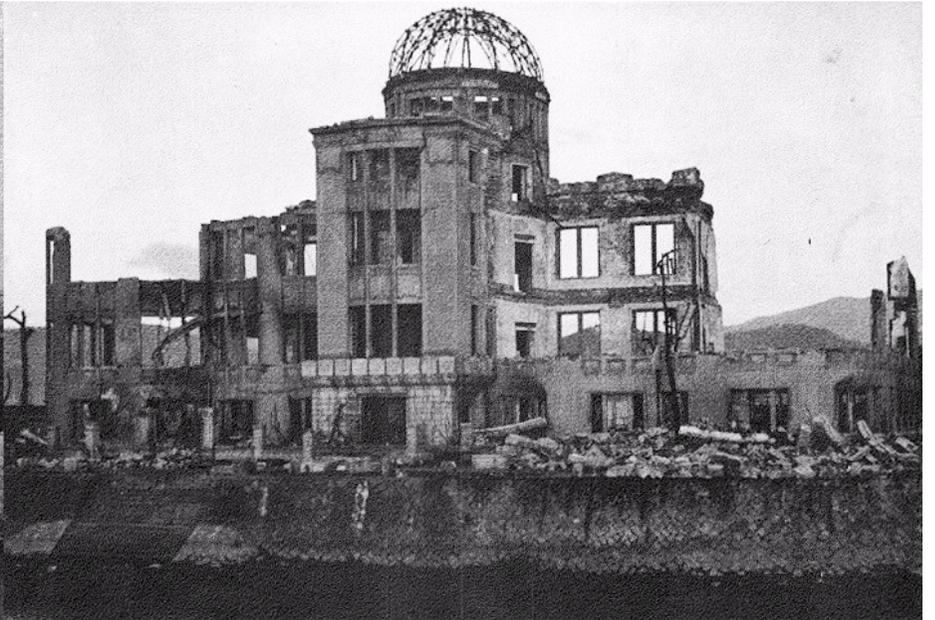
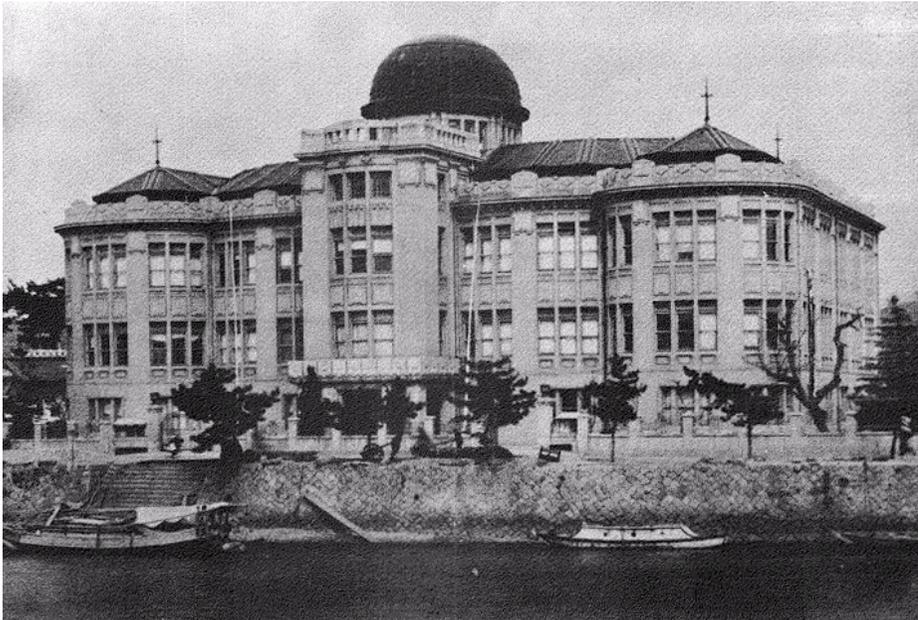
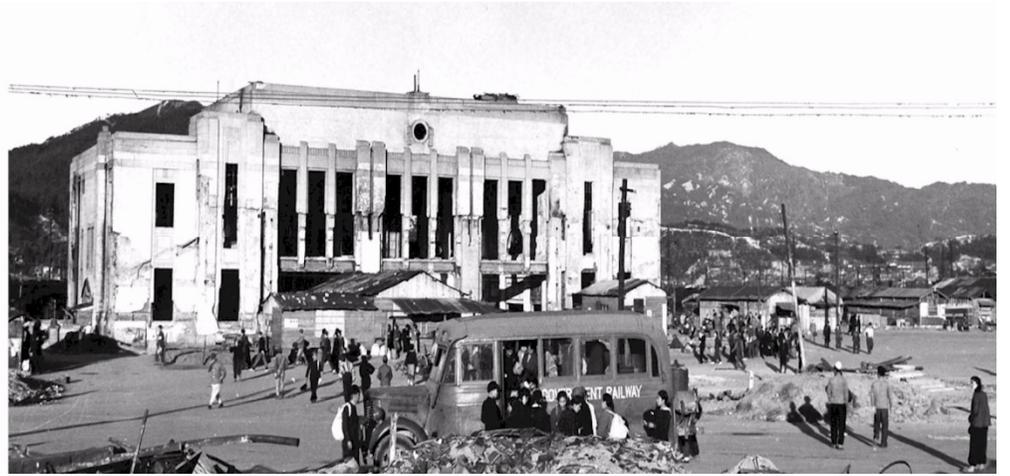
Хиросима после взрыва



Нагасаки после взрыва



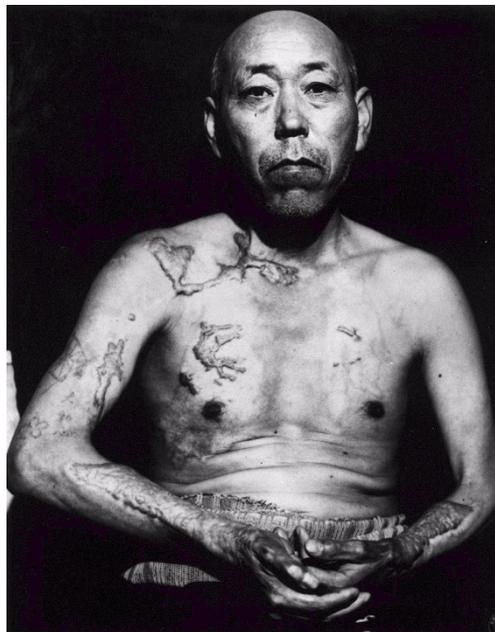
Нагасаки до и после взрыва



В Хиросиме в радиусе 1-1,5 км от эпицентра взрыва в доли секунды люди просто испарились, оставив в память о себе лишь тени. Чуть дальше высокотемпературное пламя сохранило пепел и обгорелые кучи костей. Из общего количества погибших в Хиросиме (140—200 тысяч) примерно 70—80 тысяч человек погибли одновременно, в момент взрыва бомбы Пронесшаяся сразу ударная волна разрушила в радиусе 3 км то, что не успело расплавиться при вспышке, и понеслась дальше, превратив город в пустыню.

В Нагасаки все сложилось по-другому. Хотя сброшенная 9 августа на этот город бомба была мощнее хиросимской, но холмистый рельеф района Нагасаки погасил основную часть ударной волны, а многочисленные складки местности помогли жителям избежать и части светового излучения. Число жертв в Нагасаки вдвое меньше, чем в Хиросиме, 60 - 70 тыс. человек.

Много месяцев спустя многие люди продолжали умирать от последствий ожогов, лучевой болезни и других травм, осложненных болезнью и недоеданием. Смерти от лучевой болезни достигли пика через 3-4 недели после взрыва и начали снижаться только через 7-8 недель.



7 июня 1945 года Мидори Нака — японская актриса театра приехала в Хиросиму, собираясь там провести очередной театральный сезон. Актёры труппы арендовали дом, который находился примерно в 750 метрах от эпицентра взрыва атомной бомбы. Мидори и 16 её коллег находились в том доме, когда взорвалась атомная бомба. 13 человек умерли мгновенно, а их трупы сгорели. У Мидори ни ожогов, ни серьезных травм не было, но она оказалась в ловушке под упавшим зданием. Однако ей удалось оттуда выбраться. И она бросилась бежать к реке Киобасигава, чтобы спастись от огня. Уже когда она прибежала к реке, у нее была сильная боль в груди, рвота, и в рвоте была кровь. Физическое состояние ее день ото дня ухудшалось и она умерла через 18 дней после взрыва.



Болезнь Мидори и её популярность позволили людям узнать правду о возникшей «новой болезни». Вплоть до кончины Мидори никто не придавал значения загадочным смертям людей, выживших в момент взрыва и умерших при неизвестных в то время науке обстоятельствах. Смерть Мидори стала стимулом для ускорения исследований в области ядерной медицины, которые вскоре сумели спасти жизни многих людей от радиационного облучения.

По официальным японским данным на 31 марта 2013, в живых числилось 201 779 «хибакуся» — людей, пострадавших от воздействия атомных бомбардировок Хиросимы и Нагасаки. Это число включает в себя детей, родившихся у женщин, подвергшихся воздействию радиации от взрывов (преимущественно проживавших на момент подсчёта данных в Японии). Из них 1 %, по данным правительства Японии, имели серьёзные онкологические заболевания, вызванные радиационным облучением после бомбардировок. Количество умерших по состоянию на 31 августа 2013 составляет порядка 450 тысяч: 286 818 в Хиросиме и 162 083 в Нагасаки.

Помимо ударной волны и высоких температур поражающими факторами взрывов были нейтронное и гамма-излучение. От высоких доз радиации и ожогов в первые дни и недели после бомбардировок скончались до 10 процентов от общего числа жертв. Многие оставшиеся в живых получили различные дозы облучения.

Риск рака — основного отдаленного последствия облучения — среди оставшихся в живых сильно зависел от возраста (выше у молодых), пола (выше у женщин) и дозы облучения (поскольку участники исследования помнили, где они находились в момент взрыва, рассчитать ее можно с высокой точностью). Общая заболеваемость злокачественными новообразованиями с 1958 по 1998 год, как и следовало ожидать, несколько повысилась, но менее чем на 10 процентов по сравнению с контрольной группой.

Значительный рост заболеваемости раком — 42 процента — наблюдался только среди получивших дозу в один грей и более (грей — доза поглощенного излучения, которая соответствует одному джоулю энергии на килограмм массы тела). Однако это имело незначительное действие на продолжительность их жизни: по сравнению с контрольной группой она уменьшилась в среднем всего на 1,3 года.



24 марта 2009 года японское правительство официально признало Цутому Ямагучи двойным хибакусей. 6 августа 1945 г. в момент взрыва в Хиросиме он был в 3 км от эпицентра и получил серьезные ожоги левой стороны туловища.

8 августа он прибыл в свой родной город Нагасаки и после взрыва подвергся облучению, когда искал своих родственников. Он был первым официально признанным выжившим в результате обоих взрывов. Он умер 4 января 2010 года в возрасте 93 лет от рака желудка.