

Физика атома, атомного ядра и элементарных частиц

43.(2). Ядерные реакции под
действием нейтронов. Формулы
Брейта-Вигнера.

Реакции под действием нейтронов - самый большой и практически наиболее важный класс ядерных реакций. Объясняется это тем, что в отличие от протонов, взаимодействие нейтронов не затруднено кулоновским барьером, поэтому нейтроны могут взаимодействовать с ядрами и при низких энергиях, что имеет большое значение.

Способы получения нейтронов

Наиболее мощным источником нейтронов является ядерный реактор. Поток нейтронов в современных реакторах достигает плотности 10^{15} нейтронов/см²сек.

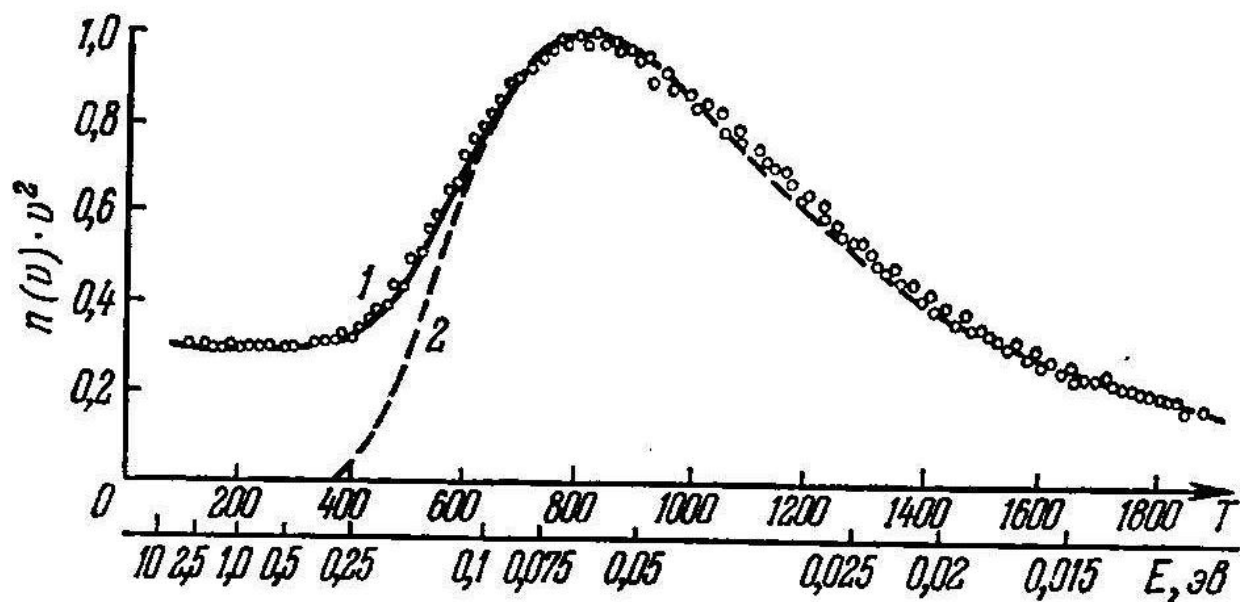
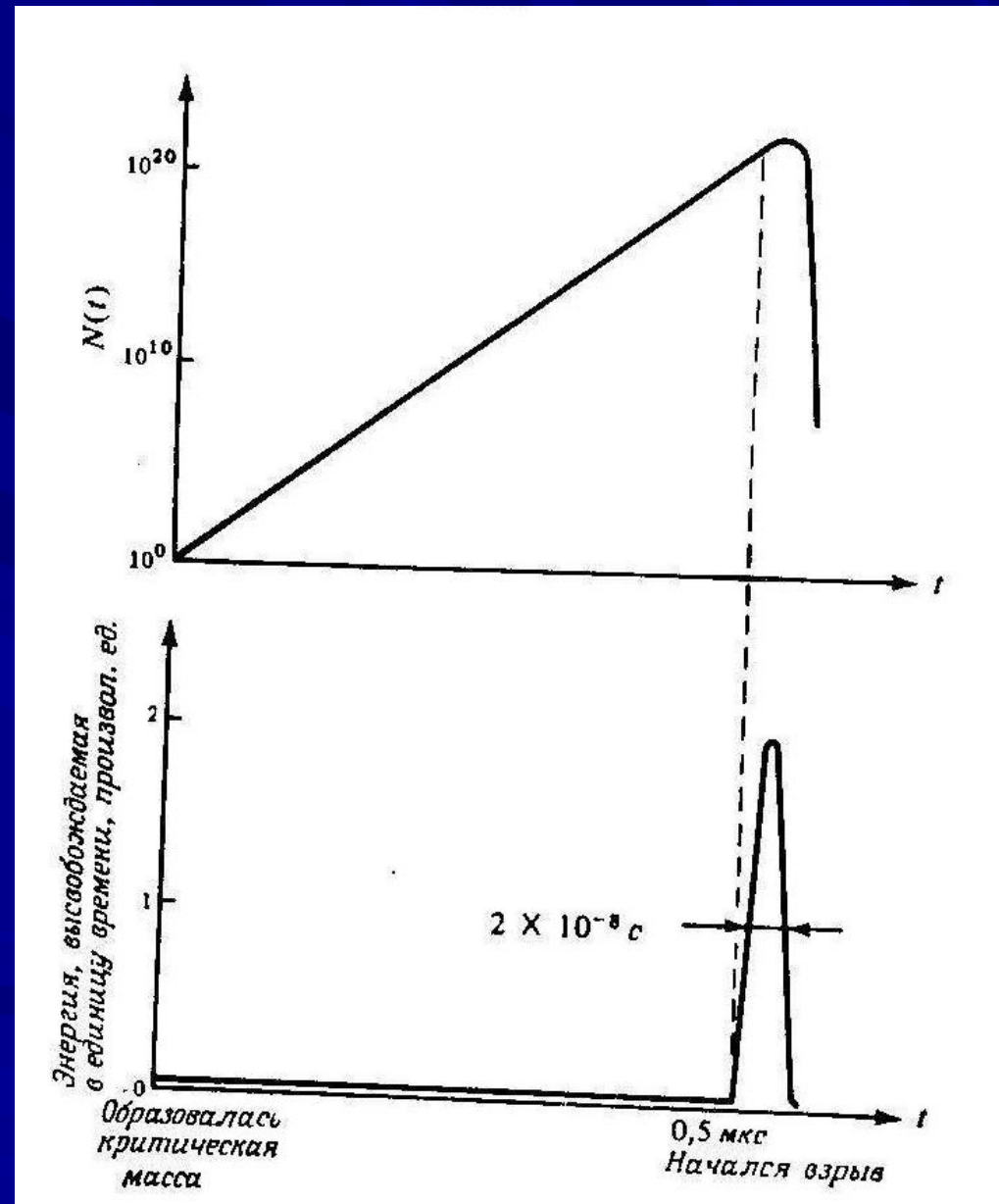


Рис. 9.6. Энергетический спектр нейтронов в реакторе ВВР.

T — время пролета (в микросекундах) нейтронами некоторого стандартного расстояния,
 E — энергия, соответствующая времени пролета, $n(v)$ — плотность числа нейтронов со скоростью v . Пунктиром показано максвелловское распределение.

Способы получения нейтронов

Еще более мощные (но кратковременные) потоки нейтронов возникают при взрыве атомной и водородной бомбы: до 10^{30} нейтрон/сек.



Способы получения нейтронов

Пучки нейтронов больших энергий получают с помощью ускорителей, используя реакции вида (p,n) и (d,n) . Энергия получаемых таким способом нейтронов лежит в области от десятков кэВ до нескольких ГэВ.



Способы получения нейтронов

В лабораториях, не располагающих ускорителями и реакторами, применяются источники нейтронов, работа которых основана на применении радиоактивных изотопов. Чаще всего используются источники, в которых протекает реакция



В этих источниках альфа-частицы получают от какого-либо альфа-активного изотопа: ${}^{226}\text{Ra}_{88}$, ${}^{210}\text{Po}_{84}$, ${}^{239}\text{Pu}_{94}$. Соответственно источники называются: радий-бериллиевый, полоний-бериллиевый и плутоний-бериллиевый.

Классификация нейтронов по энергиям

- Быстрые нейтроны: $T > 100$ кэВ,
- Промежуточные нейтроны: $1 \text{ кэВ} < T < 100 \text{ кэВ}$,
- Медленные нейтроны: $T < 1$ кэВ.

Медленные нейтроны подразделяются на:

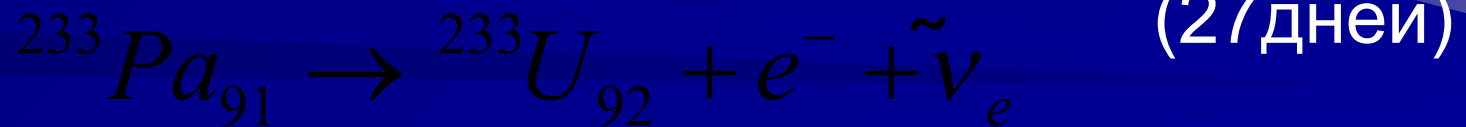
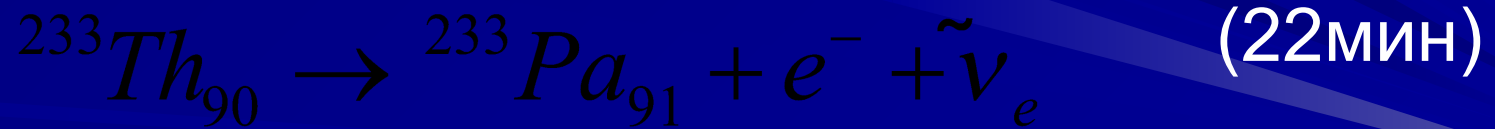
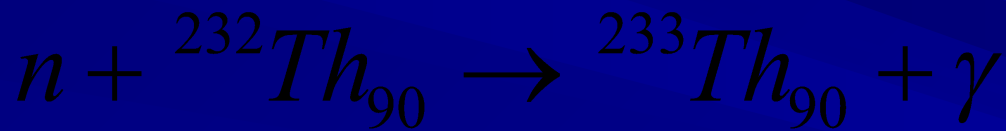
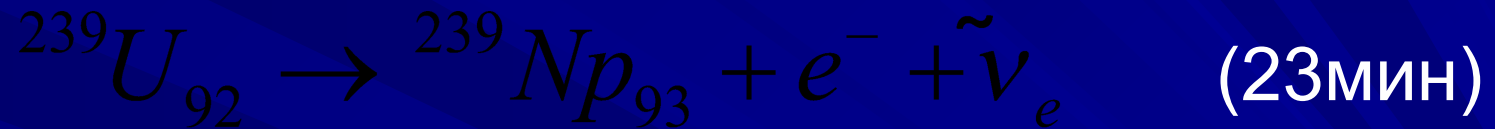
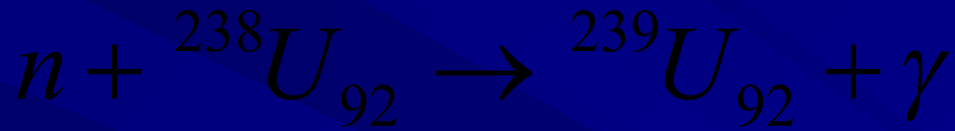
- резонансные: $0.5 \text{ эВ} < T < 1 \text{ кэВ}$,
- тепловые: $0.025 \text{ эВ} < T < 0.5 \text{ эВ}$,
- холодные: $3 \cdot 10^{-7} \text{ эВ} < T < 0.025 \text{ эВ}$,
- ультрахолодные: $T < 3 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$.

Название "тепловые нейтроны" связано с тем, что энергия 0.025 эВ соответствует комнатной температуре 300 К .

Реакции под действием нейтронов

Тип реакции	Сечения реакции
Радиационный захват (n, γ)	Идет на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^6 барн ($^{65}\text{Xe}^{135}$); для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговый процесс. Сечение по порядку величины равняется нескольким барн.

Наиболее важные из реакций радиационного захвата



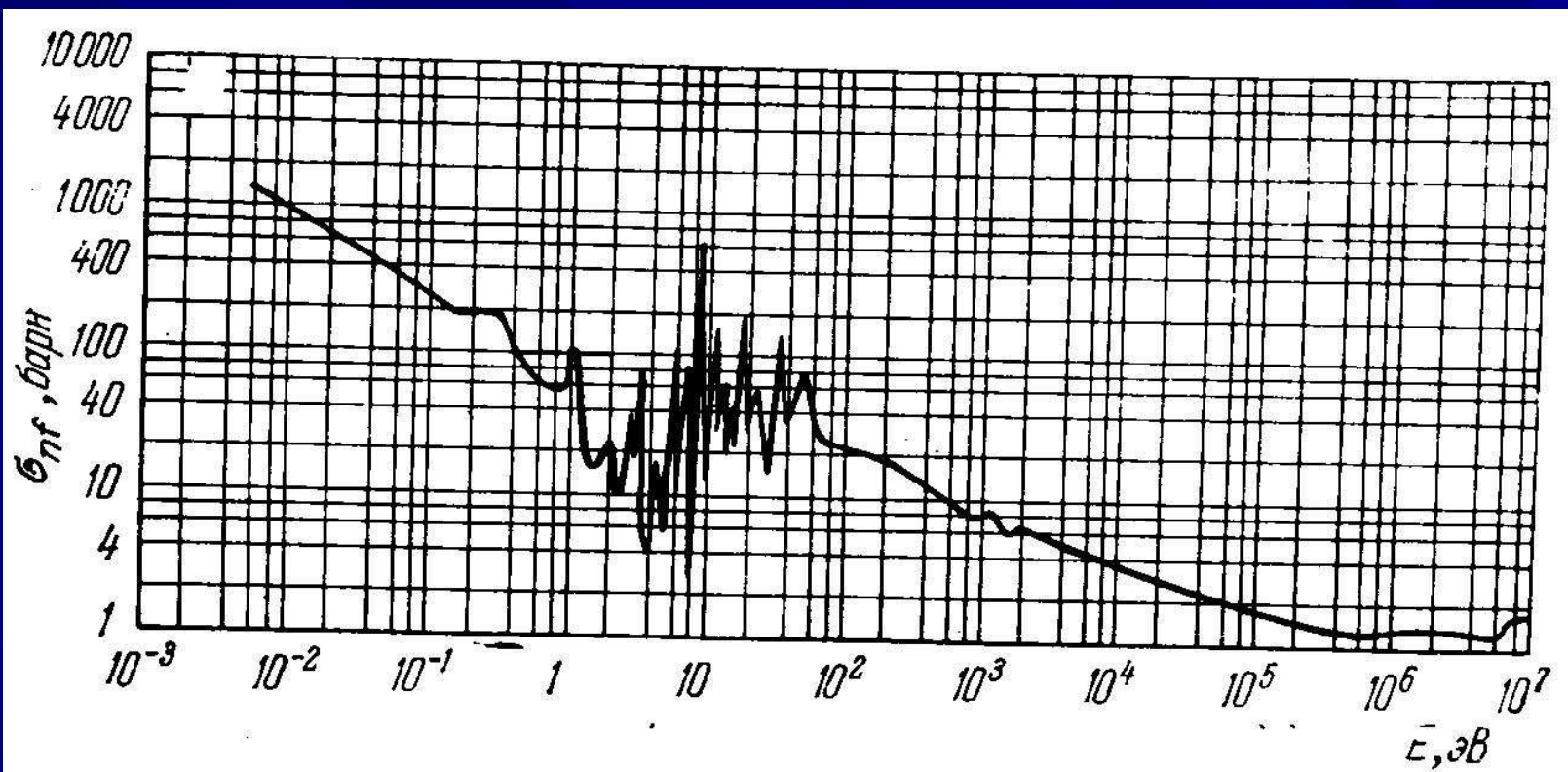
Реакции под действием нейтронов

<p>(n, p)</p>	<p>Наиболее важные реакции: $n + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + p + 0,76 \text{ МэВ},$ Степл. нейтр. = 5400 барн, $n + {}_7\text{N}^{14} \rightarrow {}_6\text{C}^{14} + p + 0,63 \text{ МэВ},$ Степл. нейтр. = 1,75 барн.</p>
<p>(n, α)</p>	<p>Наиболсе важные реакции: $n + {}_3\text{Li}^6 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + \alpha + 4,78 \text{ МэВ},$ Степл. нейтр. = 945 барн, $n + {}_5\text{B}^{10} \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + \alpha + 2,79 \text{ МэВ},$ Степл. нейтр. = 3840 барн.</p>
<p>(n, 2n)</p>	<p>Пороговая реакция. Порог по порядку величины равняется 10 — 15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.</p>

Реакция деления ядер под действием нейтронов

(n, f)

В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи (${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{239}$ и т. д.).



Сечение реакции деления ядер урана-235 нейтронами в зависимости от энергии нейтронов.

Формулы Брейта-Вигнера

Реакции под действием нейтронов идут через составное ядро и являются резонансными. Сечение резонансной реакции описывается формулой:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (43.1)$$

где $\lambda_a = \lambda / 2\pi$ - приведенная дебройлевская длина волны налетающей частицы, T - кинетическая энергия налетающей частицы, T_0 - резонансная энергия (значение уровня энергии составного ядра), Γ_a, Γ_b - парциальная ширина уровня по каналам a и b , Γ - полная ширина уровня, g - статистический фактор.

Полная ширина уровня Γ связана с вероятностью распада W и средним временем жизни ядра τ соотношениями:

$$\Gamma\tau \approx 1, \quad \tau = \frac{1}{\Gamma}, \quad W = \frac{1}{\tau} = \Gamma$$

Если ядро распадается по каналам a, b, b', \dots , то

$$W = W_a + W_b + W_{b'} + \dots = \frac{\Gamma_a}{\Gamma} + \frac{\Gamma_b}{\Gamma} + \frac{\Gamma_{b'}}{\Gamma} + \dots$$

и величины Γ_a, Γ_b - называются парциальными ширинами уровня по каналам a, b, b', \dots

Статистический фактор:

$$g = \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)}$$

где J - спин промежуточного ядра, J_a - спин налетающей частицы, J_A - спин ядра-мишени.

Статистический фактор g обычно имеет величину порядка 1, поэтому при решении задач, если в условии нет особых указаний, можно считать $g = 1$.

Если сложить сечения реакций (формула (43.1)) по всем каналам, то получится полное сечение образования составного ядра:

$$\begin{aligned}\sigma_{aC} &= \pi \lambda_a^2 g \frac{\Gamma_a (\Gamma_b + \Gamma_{b'} + \Gamma_a + \dots)}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} = \\ &= \pi \lambda_a^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}\end{aligned}\tag{43.2}$$

Для реакций под действием нейтронов формулы (43.1) и (43.2) принимают вид:

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (43.3)$$

$$\sigma_{nC} = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (43.4)$$

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (43.5)$$

Последняя формула определяет сечение упругого рассеяния нейтронов.

В резонансе при $T = T_0$ сечение имеет максимум, и формула (43.4) принимает вид:

$$(\sigma_{nC})_0 = \sigma_0 = \pi \lambda_0^2 g \frac{\Gamma_{n0} \Gamma}{(\Gamma/2)^2} = 4\pi \lambda_0^2 g \frac{\Gamma_{n0}}{\Gamma} \quad (43.6)$$

где Γ_{n0} - парциальная ширина при резонансном значении энергии налетающего нейтрона.

При $T \neq T_0$ ширина $\Gamma_n \neq \Gamma_{n0}$, а зависит от длины волны нейтрона:

$$\Gamma_n = \Gamma_{n0} \frac{\lambda_0}{\lambda_n} \quad (43.7)$$

Подставляя (43.7) в (43.4) и учитывая (43.6) после ряда преобразований получаем:

$$\sigma_{nC} = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (43.8)$$

В этой формуле учтено, что

$$\lambda_n = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mT}}, \quad \lambda_0 = \frac{h}{\sqrt{2mT_0}}$$

Закон " $1/v$ "

Из формулы (43.8) следует, что вдали от резонанса сечение реакции обратно пропорционально квадратному корню из кинетической энергии налетающего нейтрона, т.е. обратно пропорционально скорости нейтрона:

$$\sigma \approx \frac{const}{v} \quad (43.9)$$

Этот результат очень важен: он объясняет, почему реакции под действием нейтронов в ядерных реакторах наиболее интенсивно идут на медленных нейтронах.