

РАДИОАКТИВНОСТЬ

Р.М. Джилкибаев



РАДИОАКТИВНОСТЬ

- α - распад ядра
- β - распад ядра
- γ излучение ядер
- спонтанное деление тяжелых ядер

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

- $dN = -\lambda N dt$
- $N = N_0 e^{-\lambda t}$, λ - постоянная распада
- активность $A = \lambda N = -dN/dt$, 1 кюри = 3.7×10^{10} /сек
- период полураспада (T) $N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$, $T = \ln 2 / \lambda$
- вер. частицы не распасться за время t $p(t) = e^{-\lambda t}$
- среднее время жизни $\tau = \int t e^{-\lambda t} dt = 1/\lambda$

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

- одна частица
- вероятность не расп. за время t $p_0(t) = e^{-\lambda t}$
- вероятность расп. $p_1(t) = 1 - e^{-\lambda t}$
- две частицы
- $p_0 = e^{-2\lambda t}$
- $p_1 = 2 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})$
- $p_2 = (1 - e^{-\lambda t})^2$

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

- N частиц
- $p_0 = e^{-N\lambda t}$
- $p_1 = N e^{-(N-1)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})$
- $p_n = N! / (n!(N-n)!) e^{-(N-n)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n$
- $n \ll N, \quad \lambda t \ll 1$
- $p_n \approx N^n / n! e^{-N\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n \approx N^n / n! e^{-N\lambda t} (\lambda t)^n$
- $p_n = (N \lambda t)^n / n! e^{-N\lambda t}$ - Пуассон, $\max n = N \lambda t$

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

- $\sum (N \lambda t)^n / n! e^{-N \lambda t} = 1$
- $n \gg 1, n! = \sqrt{(2\pi n)} n^n e^{-n}$, вблизи $n = N \lambda t$
- $p_n = 1 / (\sqrt{(2\pi N \lambda t)} \exp(-(n - N \lambda t)^2 / 2 N \lambda t))$ - Гаусс
- среднее число распадов за время t n_{ave}
- $n_{ave} = \sum n p_n = \sum n (N \lambda t)^n / n! e^{-N \lambda t} = N \lambda t$
- 1 кюри (1Г радия) = $3.7 \cdot 10^{10}$ расп./сек, $T_{1/2} = \ln 2 T$
- $6.023 \cdot 10^{23} / 226 / (1602 \times 3.1 \cdot 10^7) * \ln 2 = 3.7 \cdot 10^{10}$

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

- $N = N_1 \exp(-\lambda_1 t) + N_2 \exp(-\lambda_2 t)$
- распад $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$, $\lambda_2 > \lambda_1$
- $dN_1/dt = -\lambda_1 N_1$, $dN_2/dt = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$
- $N_1 = N_{10} \exp(-\lambda_1 t)$,
- $N_2 = N_{10} \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \exp(-\lambda_1 t) (1 - \exp(-(\lambda_2 - \lambda_1)t))$
- $N_1/N_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1$ при $\lambda_1 t \gg 1$

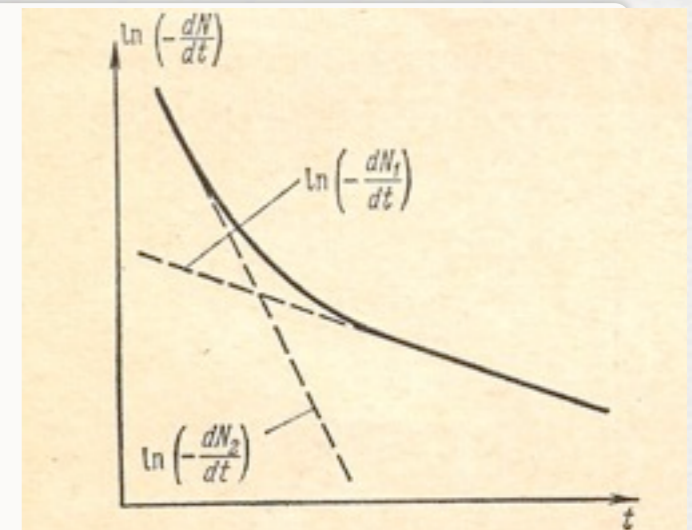


Рис. 6.2. Зависимость логарифма активности от t для двух типов N_1 и N_2 распадающихся ядер.

Для определенности предполагается, что $\lambda_2 < \lambda_1$. Пунктиром показаны активности каждого типа ядер.

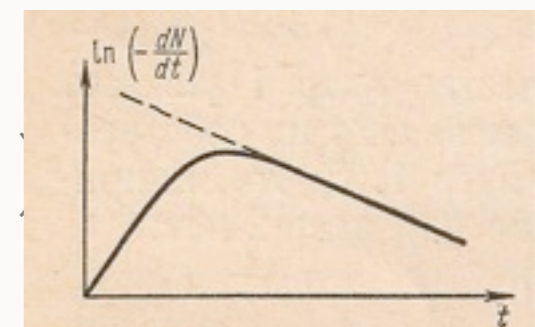


Рис. 6.3. Зависимость логарифма активности от t для распада $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ при $\lambda_2 > \lambda_1$.

Пунктирная прямая соответствует асимптотическому состоянию радиоактивного равновесия.

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

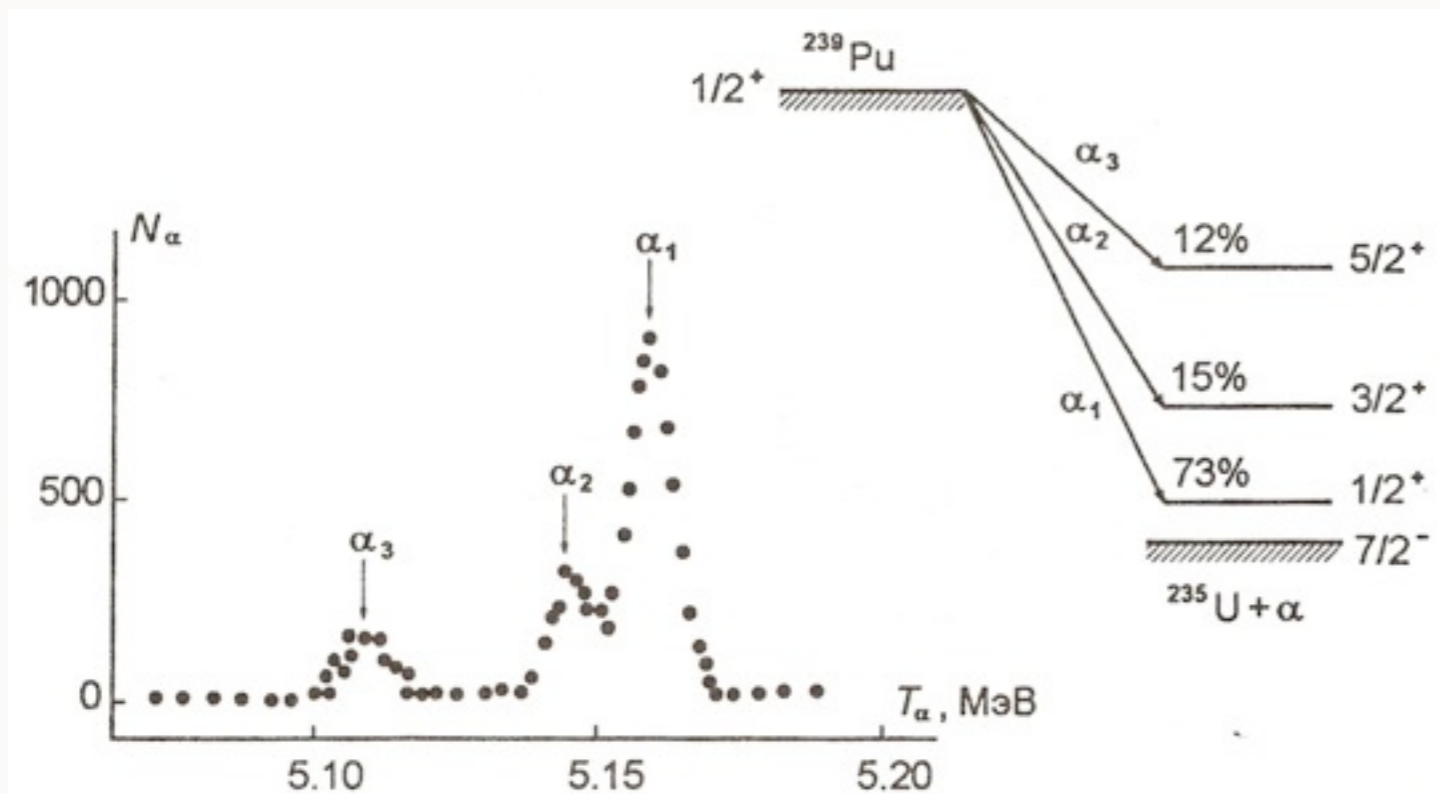
- $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$
- $T_1 \gg T_2, T_3 \quad \lambda = 1/T$
- $N_1/N_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1 \approx \lambda_2/\lambda_1 = T_1/T_2$
- $N_1 : N_2 : N_3 = T_1 : T_2 : T_3$
- ${}_{92}\text{U}^{238} = 4.5 \cdot 10^9 \text{ лет}, {}_{88}\text{Ra}^{226} = 1.6 \cdot 10^3 \text{ лет}$
- 1 г природного урана содержит $3.5 \cdot 10^{-7}$ г радия

АЛЬФА - РАСПАД

- самое легкое ядро α -рад.
- ядро ${}_{60}\text{Nd}^{114}$ - $2.3 \cdot 10^{15}$ лет
- период распада ${}_{84}\text{Po}^{212}$
- $3 \cdot 10^{-7}$ сек

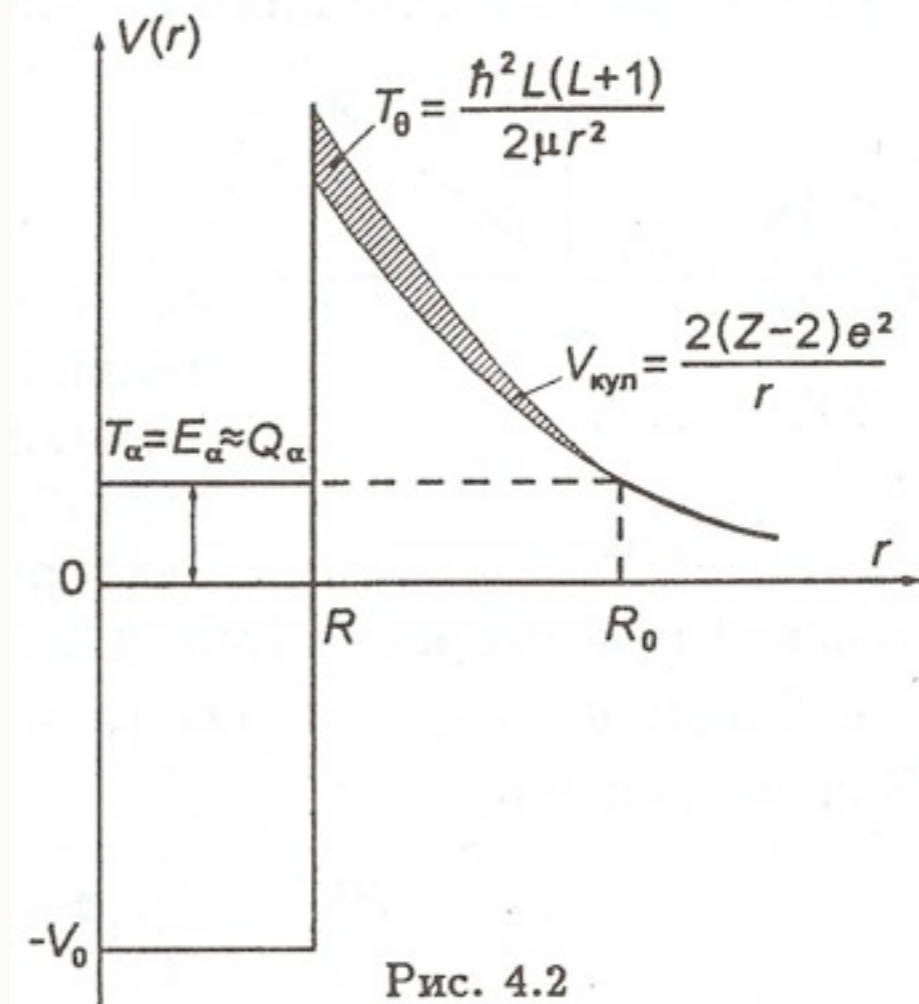


АЛЬФА - РАСПАД



АЛЬФА - РАСПАД

- $V(r) = 2(Z-2)e^2 / r, \quad r > R$
- $V(r) = V_0, \quad 0 < r < R$
- ${}_{92}\text{U}^{238}, \quad V_{\text{кул}}(R) = 35 \text{ MeV}$
- $[-\hbar^2 / 2m \Delta + V(r)]\psi(r) = E \psi(r)$
- $\psi(r) = u_L(r) / r Y_{Lm}(\theta, \phi)$



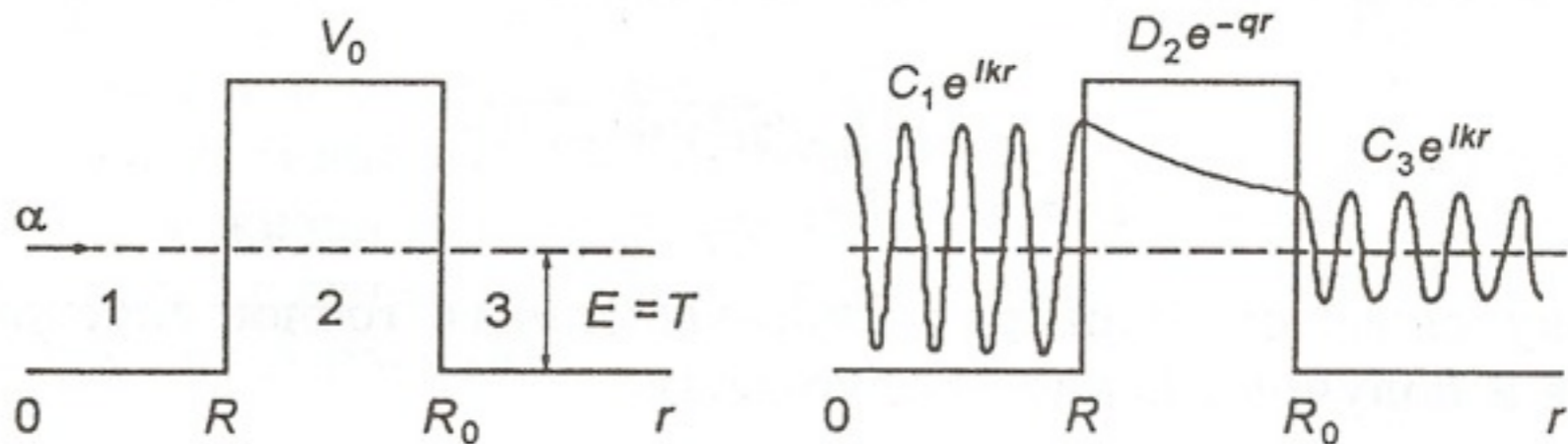
Уравнение для $u_L(r)$ имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} + V(r) \right] u_L(r) = E u_L(r),$$

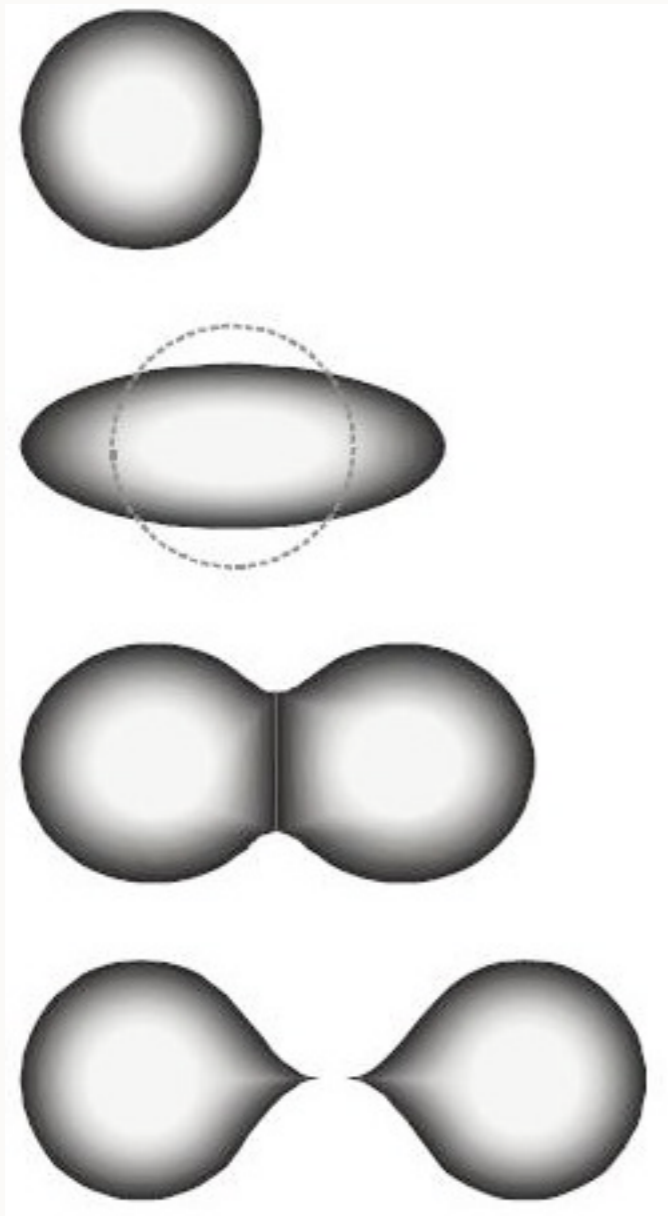
АЛЬФА - РАСПАД

- $P = \exp(-2q\Delta r) = \exp(-2(R_0 - R)/\hbar \sqrt{2m(V_0 - E)})$
- $\lg t_{1/2} = A/\sqrt{T} - B$, $A \sim 150$, $B \sim 55$, $T = 4 - 9 \text{ MeV}$
- $t_{1/2} \sim 10^{20} \text{ сек}$, $T = 4 \text{ MeV}$
- $t_{1/2} \sim 10^{-5} \text{ сек}$

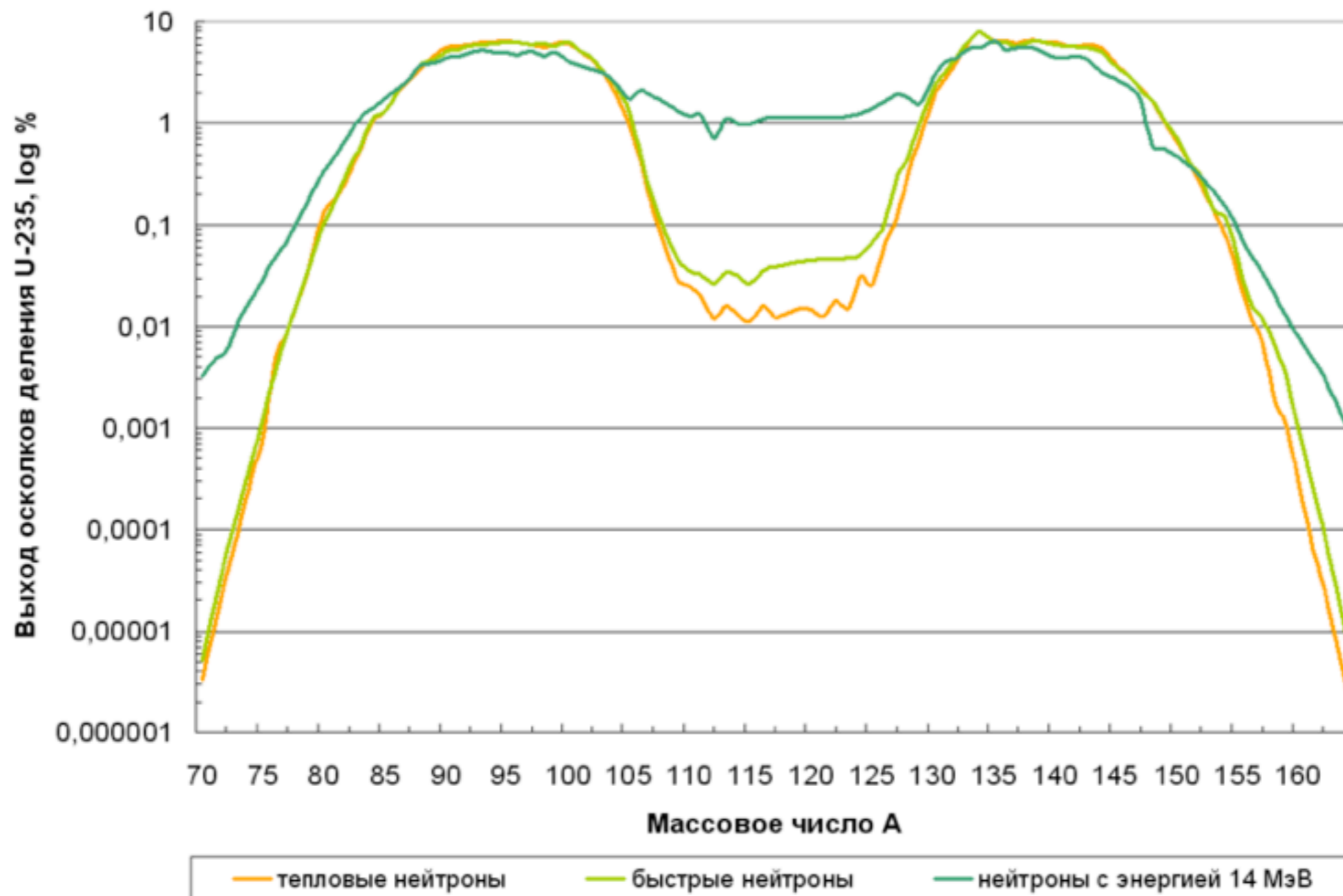
$$P = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu[V(r) - T]} dr}$$



СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДРА КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

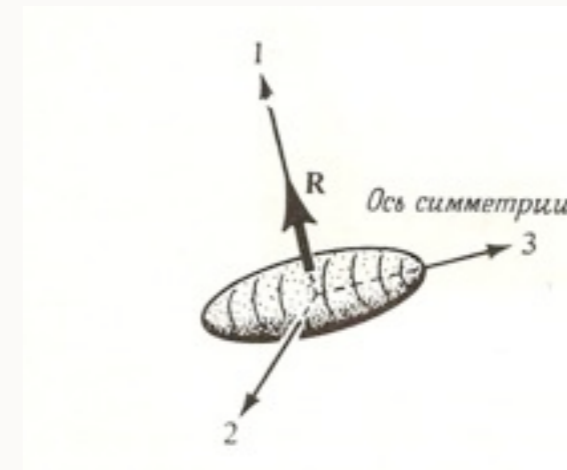


ДЕЛЕНИЕ ЯДРА ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ



КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

- $E_{\text{CB}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 / A^{1/3} - a_4 (A/2 - Z)^2 / A + a_5 A^{-3/4}.$
- $W_{\text{кул}} = 3/5 (Ze)^2 / A^{1/3} = a_3 (Ze)^2 / A^{1/3}, a_3 = 0.72 \text{ MeV}$
- $W_{\text{пов}} = a_2 A^{2/3}, a_2 = 17.2 \text{ MeV}$
- $a = R_0(1 - \varepsilon/2), b = R_0(1 + \varepsilon)$
- $W_{\text{пов}} = a_2 A^{2/3} [1 + (2/5)\varepsilon^2 + \dots], W_{\text{кул}} = a_3 Z^2 A^{-1/3} [1 - (1/5)\varepsilon^2 + \dots]$
- $\Delta E_{\text{CB}} = W_{\text{пов}} + W_{\text{кул}} = (1/5) \varepsilon^2 [2a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3}] > 0$
- $Z^2 / A < (2a_2) / a_3 = 48$



КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

$$\begin{aligned}
 E_{\text{дел}} &= 2W\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) - W(A, Z) \approx \\
 &\approx [E_{\text{пов}}(A, Z) + E_{\text{кул}}(A, Z)] - 2\left[E_{\text{пов}}\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) + E_{\text{кул}}\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right)\right] = \\
 &= a_s \left[A^{2/3} - 2\left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} \right] + a_c \left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 2\left(\frac{Z}{2}\right)^2 \cdot \left(\frac{A}{2}\right)^{-1/3} \right] = \\
 &= a_s A^{2/3} (1 - \sqrt[3]{2}) + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{4}}\right) \approx \\
 &\approx 0.37 a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0.26 a_s A^{2/3}. \tag{Г.4}
 \end{aligned}$$

Отсюда следует, что деление энергетически выгодно ($E_{\text{дел}} > 0$) в том случае, когда $0.37 a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} > 0.26 a_s A^{2/3}$, т. е. когда

$$\frac{Z^2}{A} > \frac{0.26}{0.37} \frac{a_s}{a_c} = \frac{0.26}{0.37} \frac{17.2}{0.72} \approx 17. \tag{Г.5}$$

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

