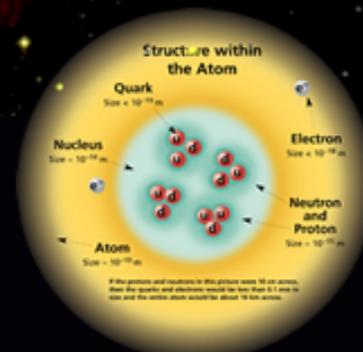




# Микромир и Вселенная



# Атомное ядро – связанная система протонов и нейтронов

$(A, Z)$

**Z** – заряд ядра – число протонов в ядре.

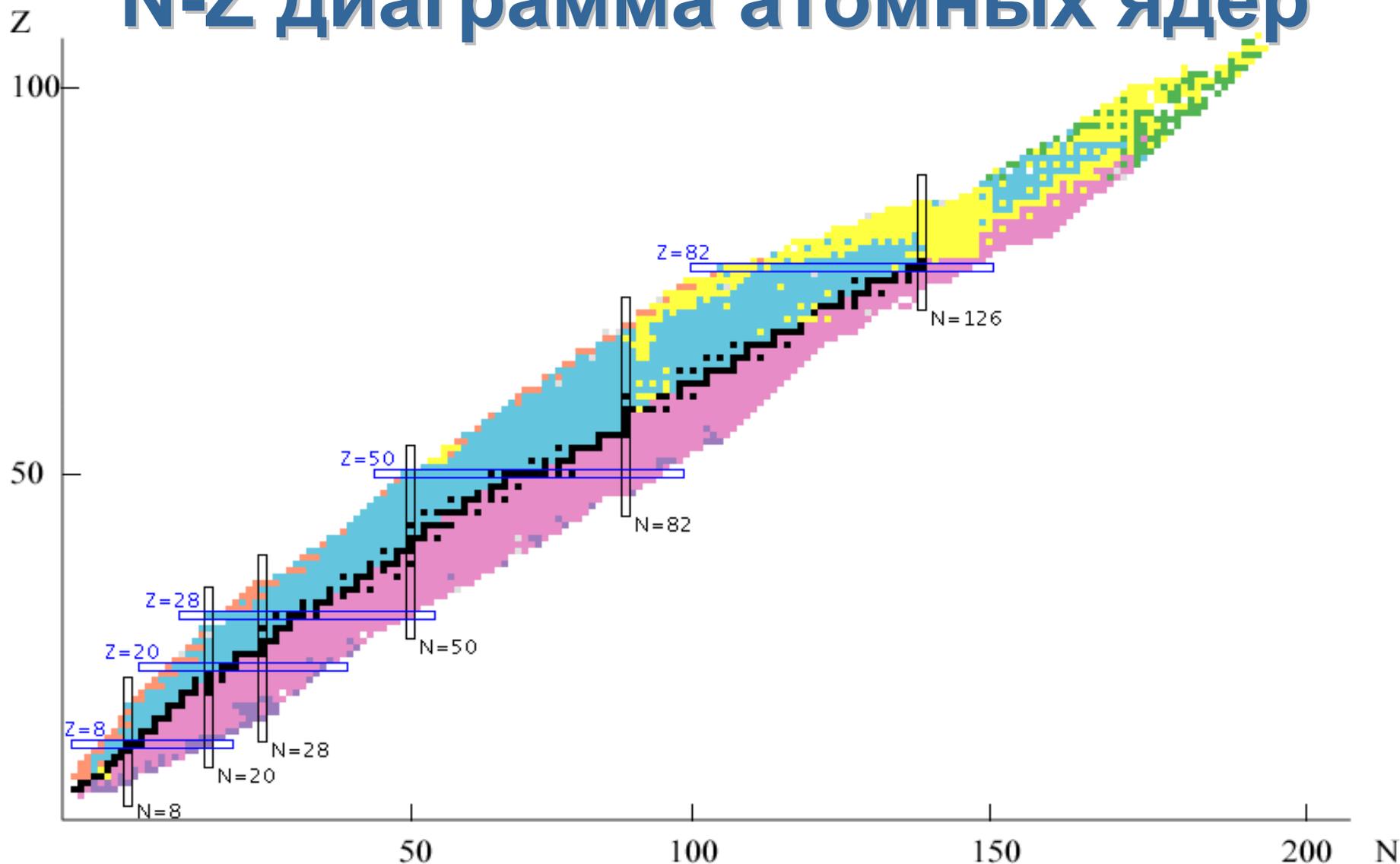
**N** – число нейтронов в ядре

**A** – массовое число – суммарное число протонов и нейтронов в ядре.

$$A = Z + N$$



# N-Z диаграмма атомных ядер



Известно ~300 стабильных ядер. Известно около 3500 радиоактивных ядер  
Это только часть радиоактивных ядер. Всего их может быть примерно 7000.

# Энергия связи ядра $W(A,Z)$

**Энергия связи ядра  $W(A,Z)$  –**  
минимальная энергия, которую  
необходимо затратить для того, чтобы  
разделить атомное ядро на отдельные  
составляющие его нейтроны и протоны.

$$\begin{aligned} M(A,Z)c^2 + W(A,Z) &= \\ &= Z \cdot m_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 \end{aligned}$$

# Масса атомного ядра

Масса  $m$  и энергия покоя  $E$  частицы связаны соотношением

$$E = mc^2.$$

Когда протон и нейтрон соединяются в ядро дейтрон, происходит рождение  $\gamma$ -кванта с энергией 2,2 МэВ.



Т.е. энергия дейтрона на 2,2 МэВ меньше суммы энергий покоя протона и нейтрона. Следовательно, масса дейтрона меньше суммы масс протона и нейтрона на  $2,2 \text{ МэВ}/c^2$ .

Зная величины  $m_p$ ,  $m_n$  и  $m_d$ , можно определить величину энергии выделяющейся при слиянии протона и нейтрона в дейтрон.

Источником энергии, выделяющейся на Солнце, является образование ядра  ${}^4\text{He}$  при слиянии 4 протонов.



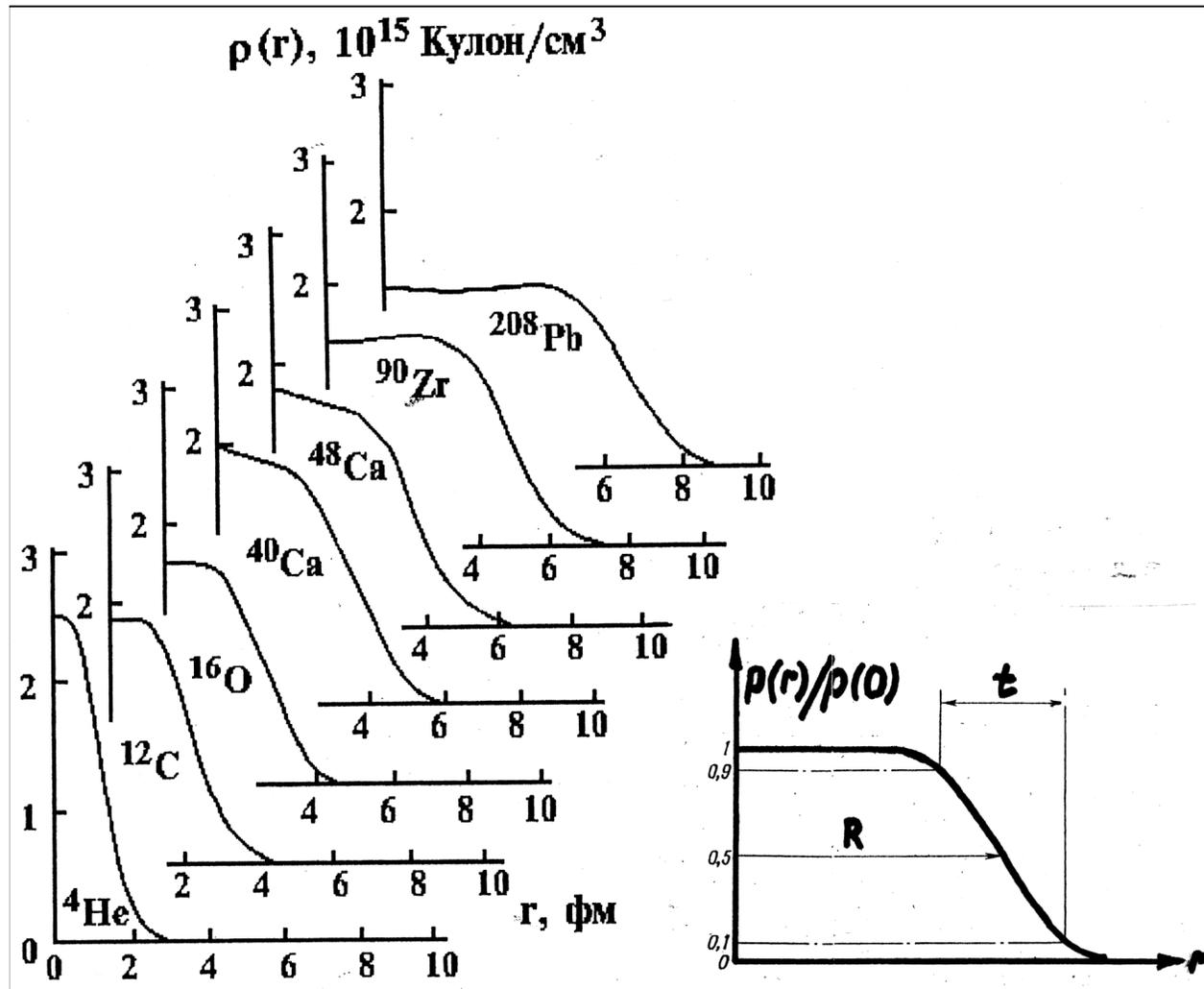
Масса ядра  ${}^4\text{He}$  на 0,6% меньше массы четырёх протонов. В результате синтеза  ${}^4\text{He}$  в процессе



выделяется энергия  $E \approx 25 \text{ МэВ}$ .

# Размер ядра

Радиальное распределение плотности заряда в различных ядрах



$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$$

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ Фм}$$

$$t = 4.4a = 2.5 \text{ Фм}$$

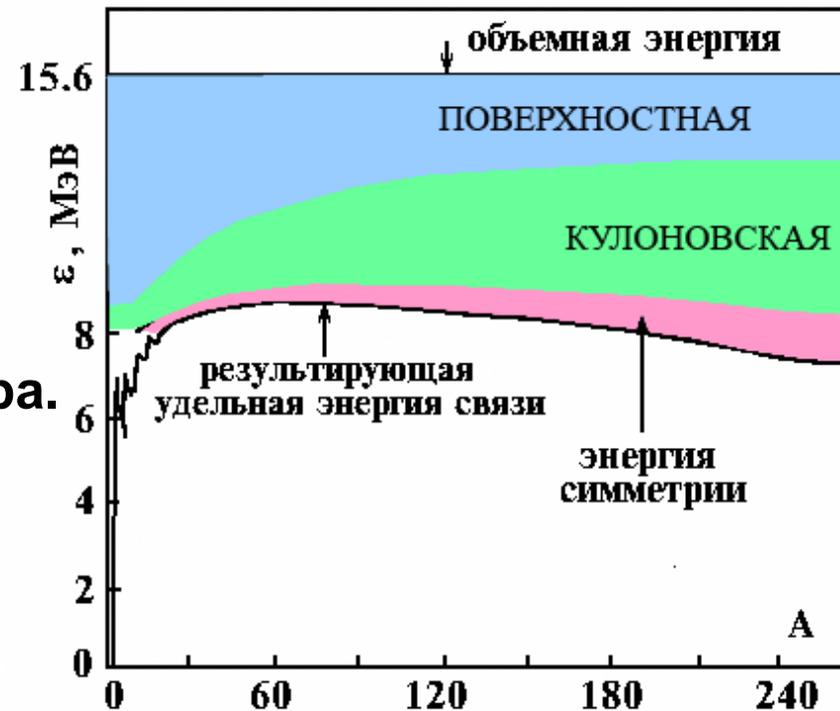
# Энергия связи ядра $W(A,Z)$

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

$\alpha = 15.6$  МэВ,  
 $\beta = 17.2$  МэВ,  
 $\gamma = 0.72$  МэВ,  
 $\delta = 23.6$  МэВ.

$\zeta = +34$  МэВ – чётно-чётные ядра;  
 $\zeta = 0$  – нечётные ядра;  
 $\zeta = -34$  МэВ – нечётно-нечётные ядра.

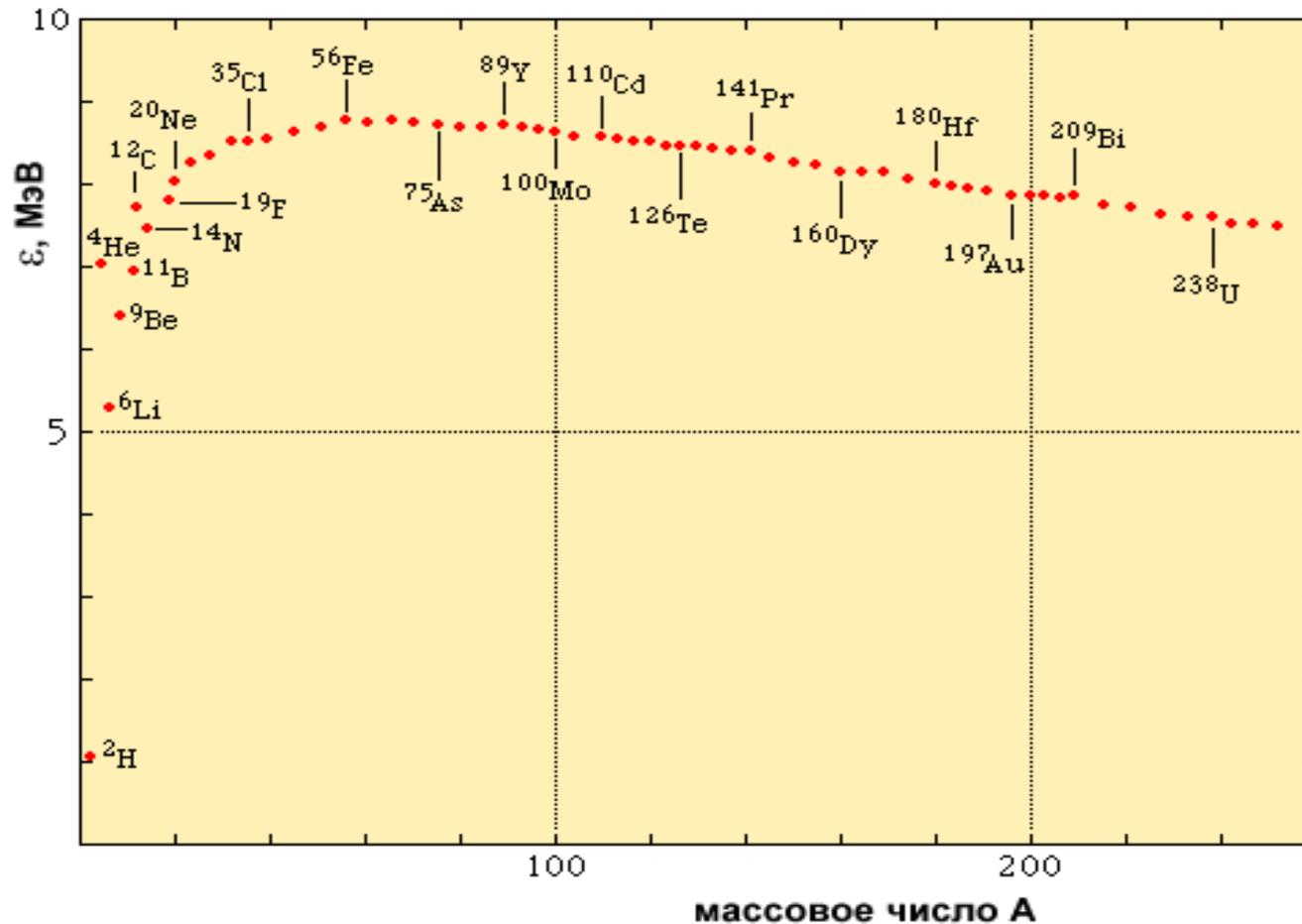
$$\varepsilon(A,Z) = \frac{W(A,Z)}{A}$$



# Удельная энергия связи ядра $\varepsilon(A,Z)$

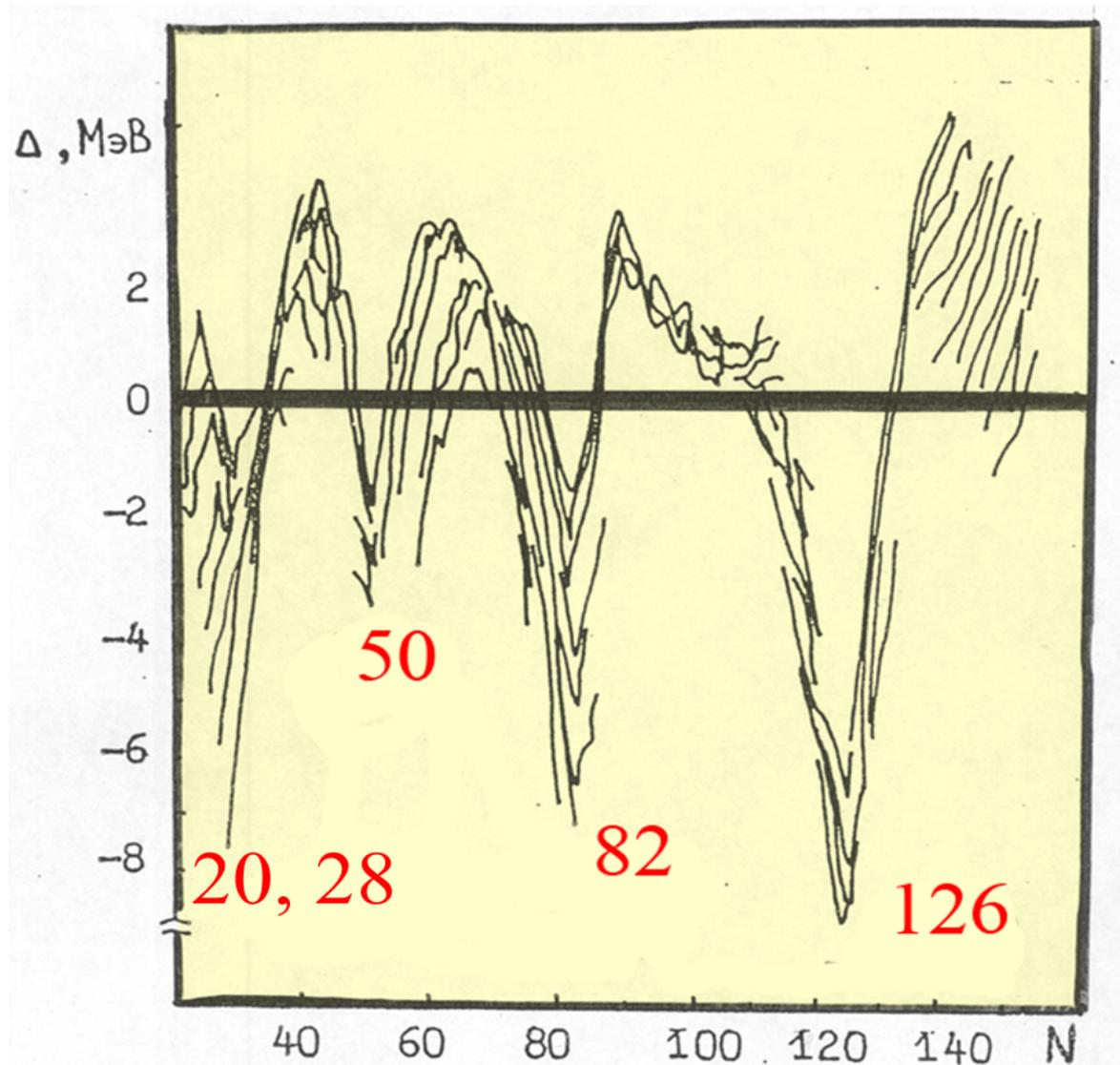
Удельная энергия связи ядра  $\varepsilon(A,Z)$  – средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон.

$$\varepsilon(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A}$$



Зависимость удельной энергии связи  $\varepsilon = W/A$  от массового числа

# Магические числа



## Магические числа

**2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**

# Энергия отделения нуклона

Энергию отделения нуклона определяют через энергию связи ядра. Отделению нейтрона отвечает процесс



Энергия, необходимая для этого, определяется разностью масс начального ядра и конечных продуктов (конечного ядра и нейтрона) в энергетических единицах, т. е.

$$B_n = [M(A-1, Z) + m_n - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A-1, Z).$$

Аналогично, энергия отделения протона

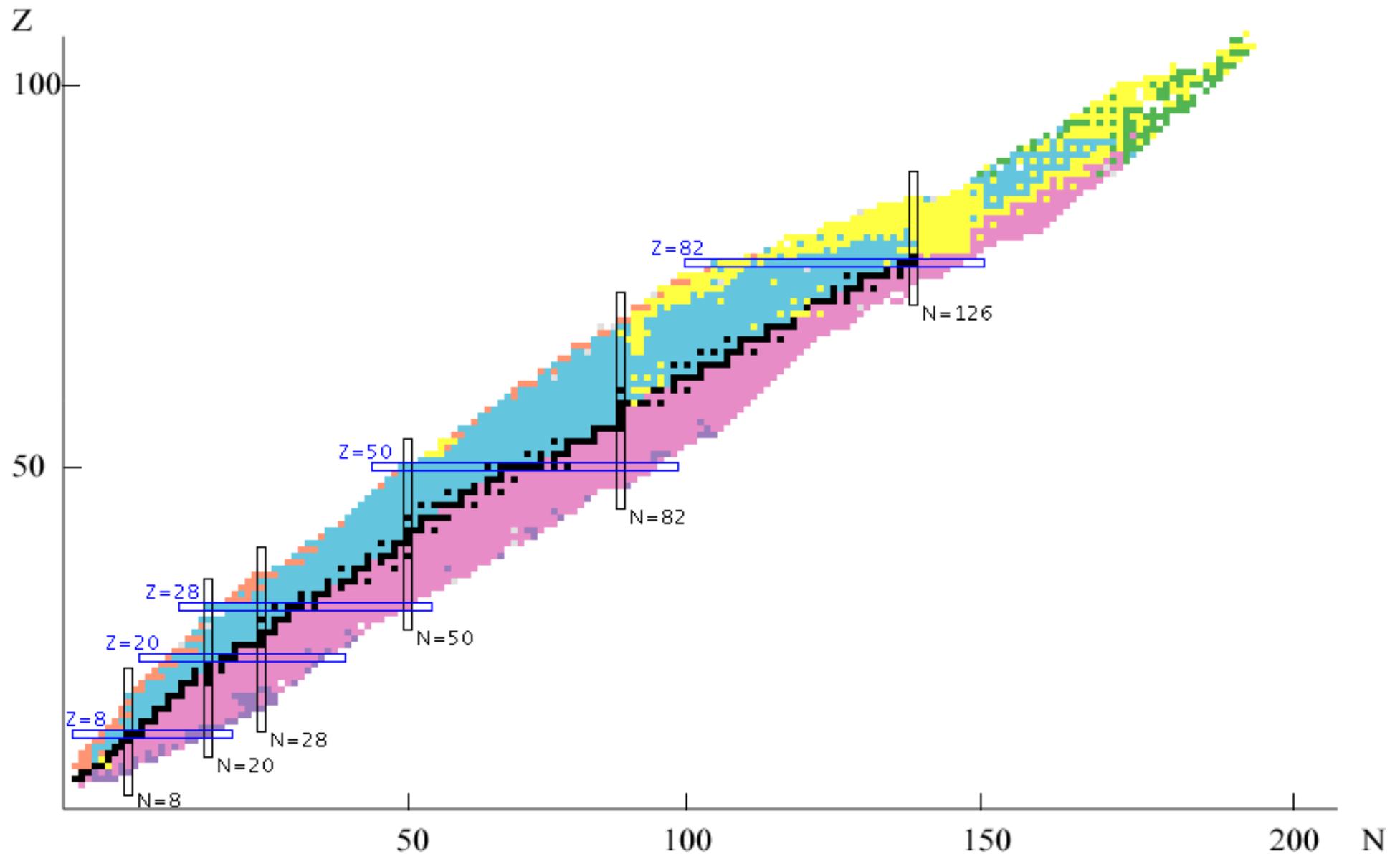
$$B_p = [M(A-1, Z-1) + m_p - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A-1, Z-1)$$

Ядро перестает быть связанным и, следовательно, существовать, когда энергия отделения нуклона становится меньше нуля:

$$B_n < 0, \quad B_p < 0,$$

т.е. существование ядра  $(A, Z)$  энергетически не выгодно.

# N-Z диаграмма атомных ядер



# Спин ядра J

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots + \vec{s}_A + \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{l}_A = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 + \dots + \vec{j}_A$$

Атомное ядро в каждом состоянии характеризуется **полным моментом количества движения J**. Этот момент в системе покоя ядра называется **спином ядра**.

Для спинов атомных ядер выполняются следующие закономерности:

- A – чётное  $J = n$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ), т. е. целое;
- A – нечётное  $J = n + 1/2$ , т. е. полуцелое.
- **Чётно-чётные ядра в основном состоянии имеют  $J = 0$ .** Это указывает на взаимную компенсацию моментов нуклонов в основном состоянии ядра – особое свойство межнуклонного взаимодействия.

# Четность ядра $P$

Четность ядерного состояния  $P$  указывает на симметрию волновой функции  $\Psi$  ядерного состояния относительно операции зеркального отражения пространства  $P$ .

$$\hat{P}\Psi = p\Psi$$

Четность ядра  $P$  как системы нуклонов определяется произведением четностей отдельных нуклонов  $p_i$ :

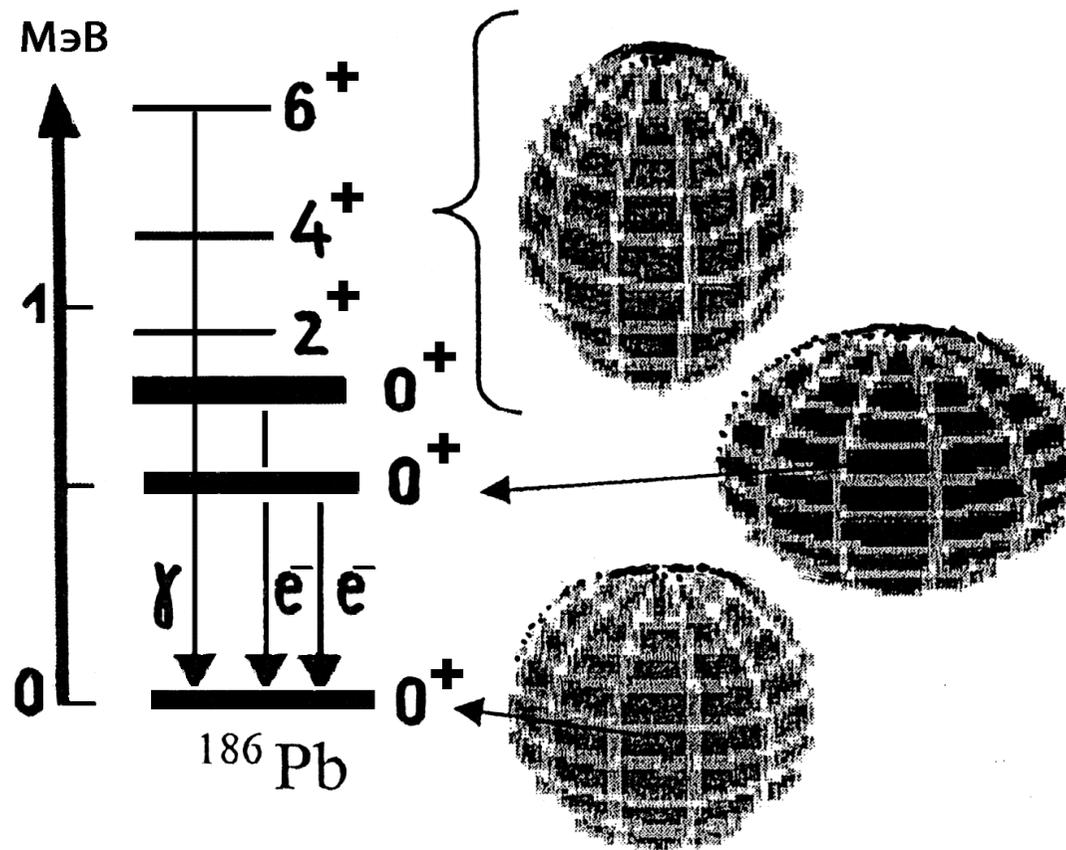
$$P = p_1 \cdot p_2 \cdots p_A$$

$$p_i = \pi_i \cdot p_i = \pi_i \cdot (-1)^{l_i},$$

$\pi_i$  – внутренняя четность нуклона равна +1. Четность ядра в сферически симметричном состоянии определяется произведением орбитальных четностей  $(-1)^{l_\alpha}$  нуклонов в этом состоянии:

$$P = (-1)^{l_1} (-1)^{l_2} \cdots (-1)^{l_A} = (-1)^{\sum l_\alpha}$$

# Форма ядра



Форма атомных ядер может изменяться в зависимости от того в каком возбужденном состоянии оно находится. Так, например, ядро  $^{186}\text{Pb}$  в основном состоянии ( $0^+$ ) сферически симметрично, в первом возбужденном состоянии  $0^+$  имеет форму сплюснутого эллипса, а в состояниях  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  форму вытянутого эллипсоида.

# Радиоактивность

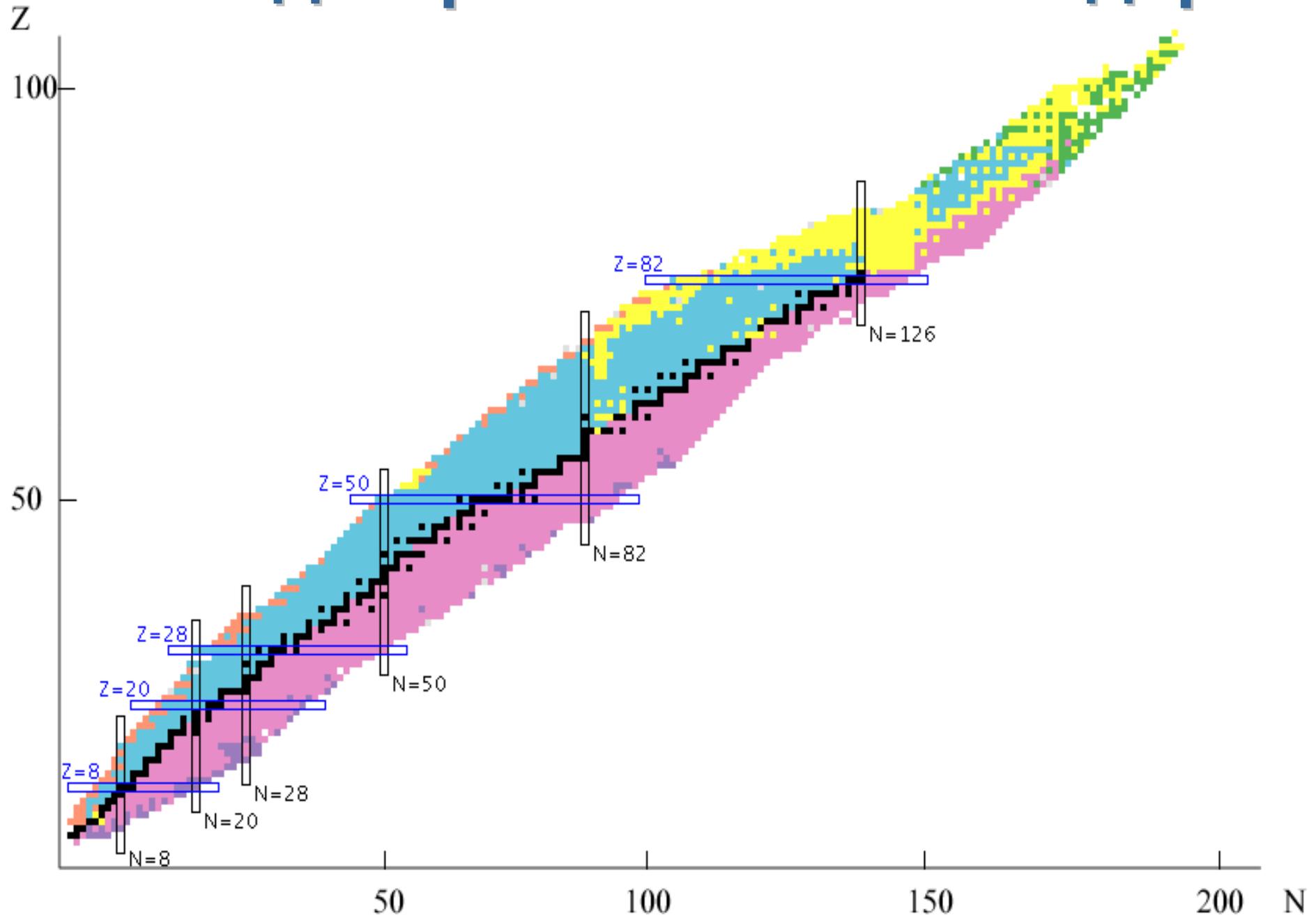
**Радиоактивность** – свойство атомных ядер самопроизвольно изменять свой состав в результате испускания частиц или ядерных фрагментов.

# Радиоактивный распад

- **$\alpha$ -распад** – испускание ядрами  $\alpha$ -частиц,
- **$\beta$ -распад** – испускание (или поглощение) лептонов,
- **$\gamma$ -распад** – испускание  $\gamma$ -квантов,
- **спонтанное деление** – распад ядра на два осколка сравнимой массы.

К более редким видам радиоактивного распада относятся испускание ядрами одного или двух протонов, а также испускание **кластеров** – лёгких ядер от  $^{12}\text{C}$  до  $^{32}\text{S}$ . Во всех видах радиоактивности (кроме гамма-радиоактивности) изменяется состав ядра – число протонов  $Z$ , массовое число  $A$  или то и другое одновременно.

# N-Z диаграмма атомных ядер



# Радиоактивность

Радиоактивный распад может происходить только в том случае, если масса исходного ядра  $M_i$  больше суммы масс продуктов распада  $\sum M_f$

$$M_i > \sum M_f .$$

Разность

$$Q = \left( M_i - \sum M_f \right) c^2$$

выделяется в виде энергии продуктов распада.

# Постоянная распада $\lambda$

Постоянная распада  $\lambda$  характеризует вероятность распада атомного ядра в единицу времени.

Если в образце в момент времени  $t$  содержится  $N$  радиоактивных ядер, то количество  $dN$  ядер, распадающихся в интервал времени  $t$  —  $t + dt$ , определяется соотношением

$$dN = -\lambda N dt .$$

Знак «минус» означает, что общее число радиоактивных ядер уменьшается в результате распада.

# Закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

$N_0$  — количество ядер в радиоактивном источнике в начальный момент времени  $t = 0$ ,

$N(t)$  — количество радиоактивных ядер, **оставшихся** в источнике в момент времени  $t$ ,

$\lambda$  — постоянная распада.

Количество ядер радиоактивного источника, **распавшихся** за время  $t$ ,

$$N_0 - N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

Постоянная распада  $\lambda$  Среднее время жизни  $\tau$   
Период полураспада  $T_{1/2}$

$\tau$  — среднее время жизни ядра

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \left| \frac{dN}{dt} \right| dt}{\int_0^{\infty} \left| \frac{dN}{dt} \right| dt}$$

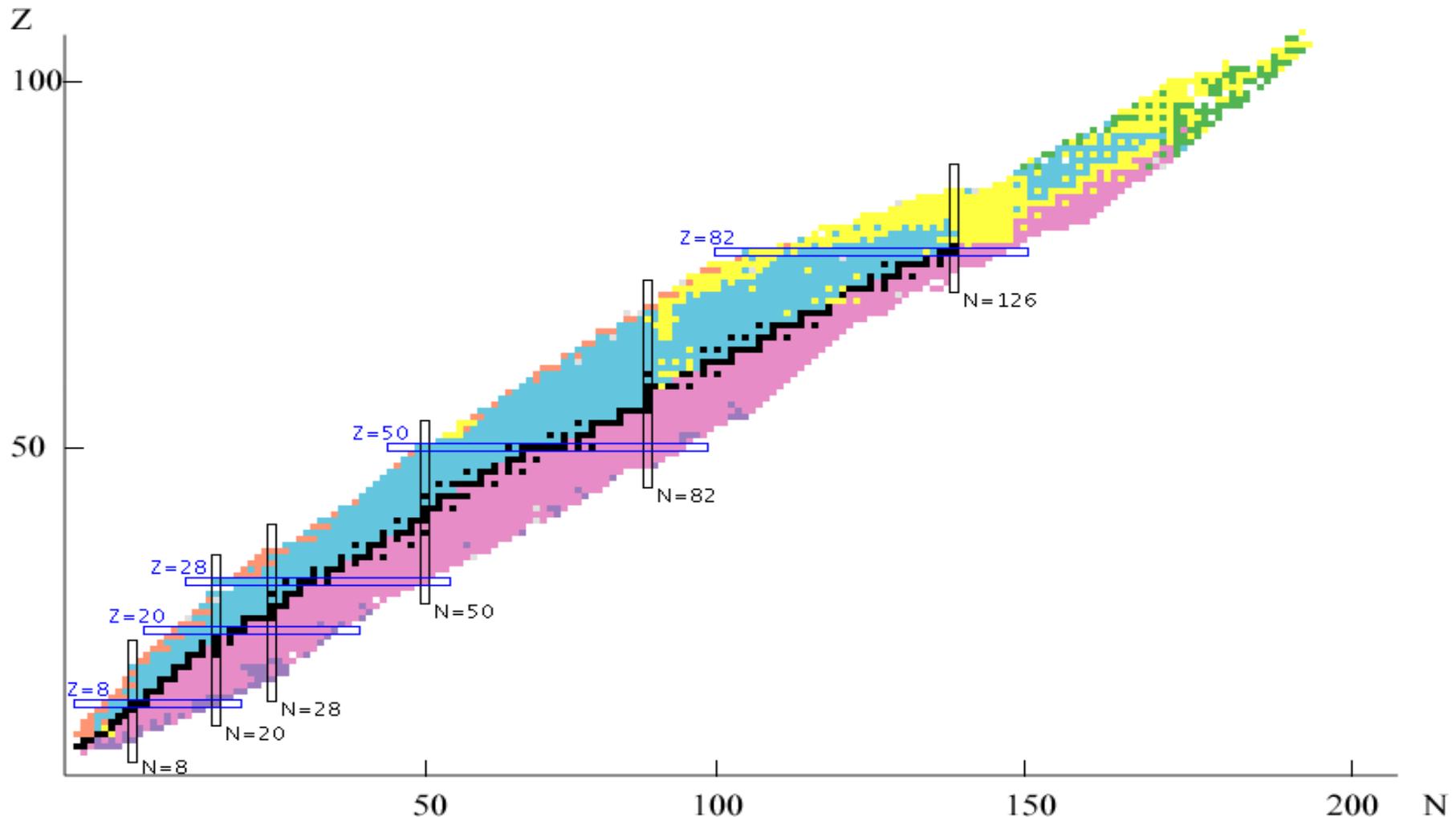
$T_{1/2}$  - период полураспада – время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = \tau \cdot \ln 2$$

# $\alpha$ -распад

$\alpha$ -распад — распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием  $\alpha$ -частицы (ядра  ${}^4\text{He}$ ).

$\alpha$ -распад происходит в результате сильного взаимодействия.



# Энергия $\alpha$ -распада $Q_\alpha$

Необходимым условием  $\alpha$ -распада ядра  $(A, Z)$  является

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M_\alpha,$$

$M(A, Z)$  — масса исходного ядра,

$M(A - 4, Z - 2)$  — масса конечного ядра,

$M_\alpha$  — масса  $\alpha$ -частицы.

В результате  $\alpha$ -распада конечное ядро  $(A - 4, Z - 2)$  и  $\alpha$ -частица приобретают суммарную кинетическую энергию  $Q_\alpha$

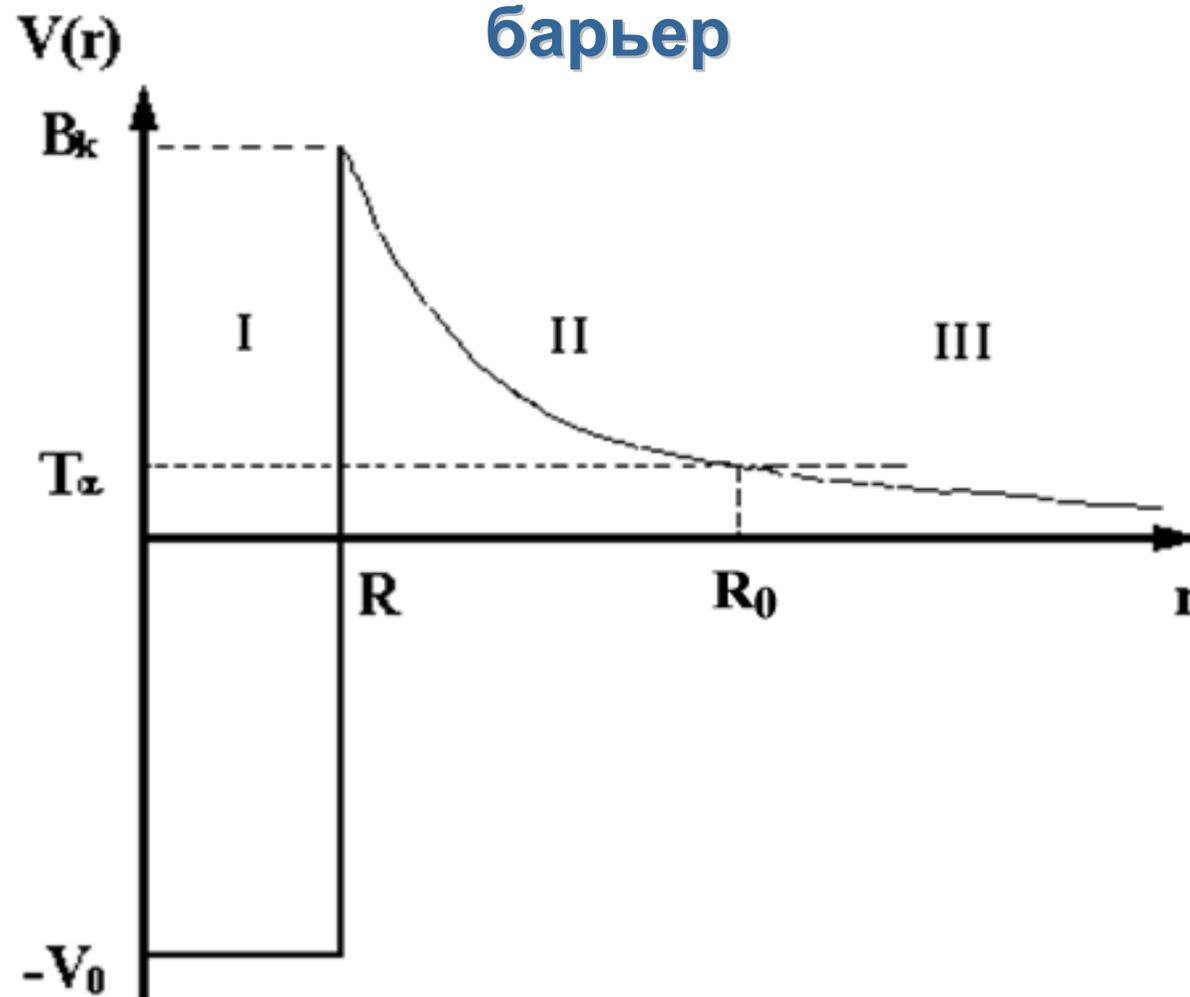
$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M_\alpha]c^2,$$

$Q_\alpha$  — энергия  $\alpha$ -распада.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что энергия  $\alpha$ -частицы  $T_\alpha$

$$T_\alpha = Q_\alpha \frac{M(A - 4, Z - 2)}{M(A - 4, Z - 2) + M_\alpha}.$$

## Прохождение $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер



Вероятность прохождения  $\alpha$ -частицы с энергией  $T_\alpha$  через потенциальный барьер  $V(r)$

$$P = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu[V(r) - T_\alpha]} dr\right) \approx e^{-84} \approx 10^{-36}.$$

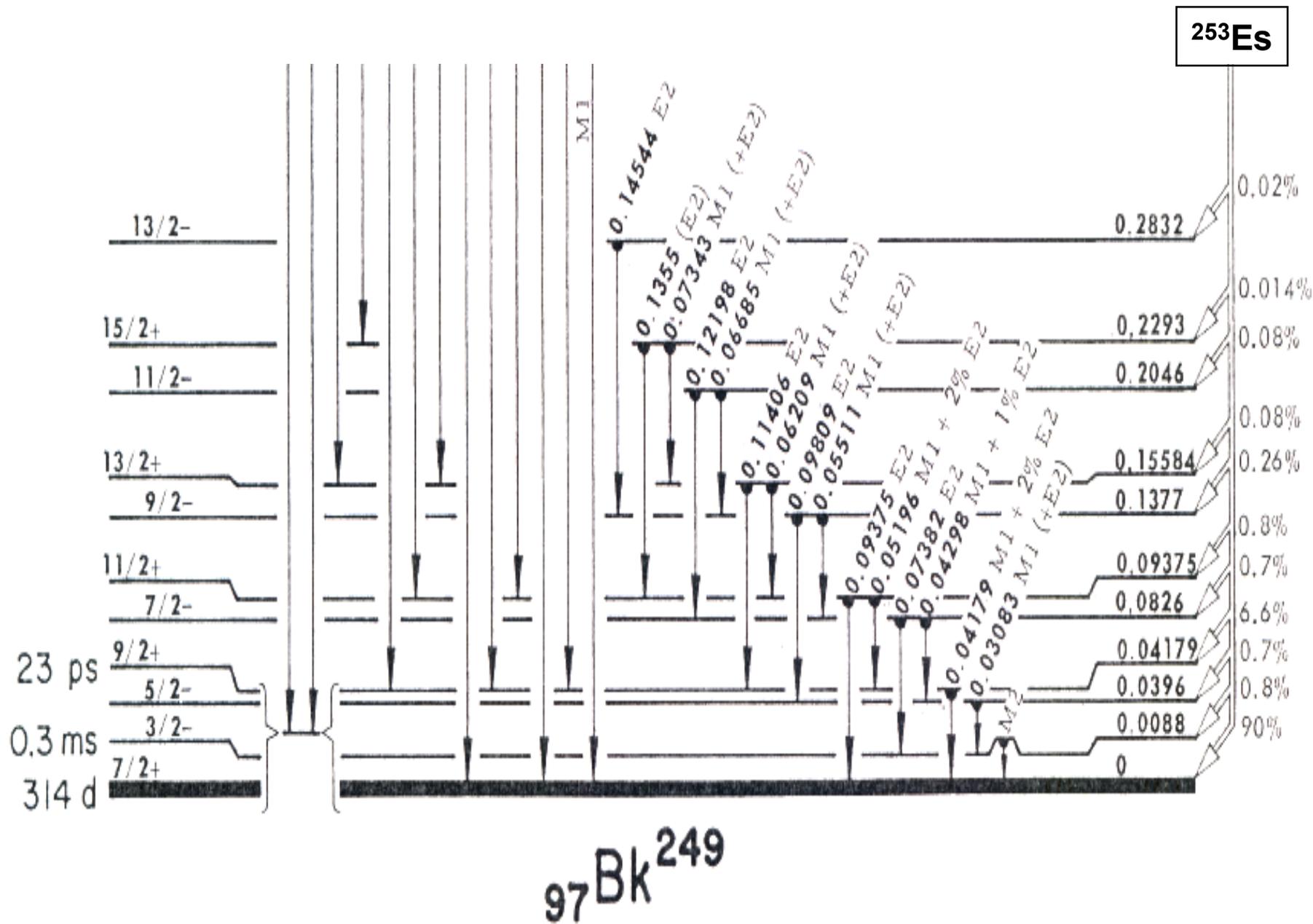
# **α-распад на возбужденные состояния ядра**

**Допустимые значения орбитального момента  $l$ , который может унести α-частица, ограничены законами сохранения момента количества движения и чётности**

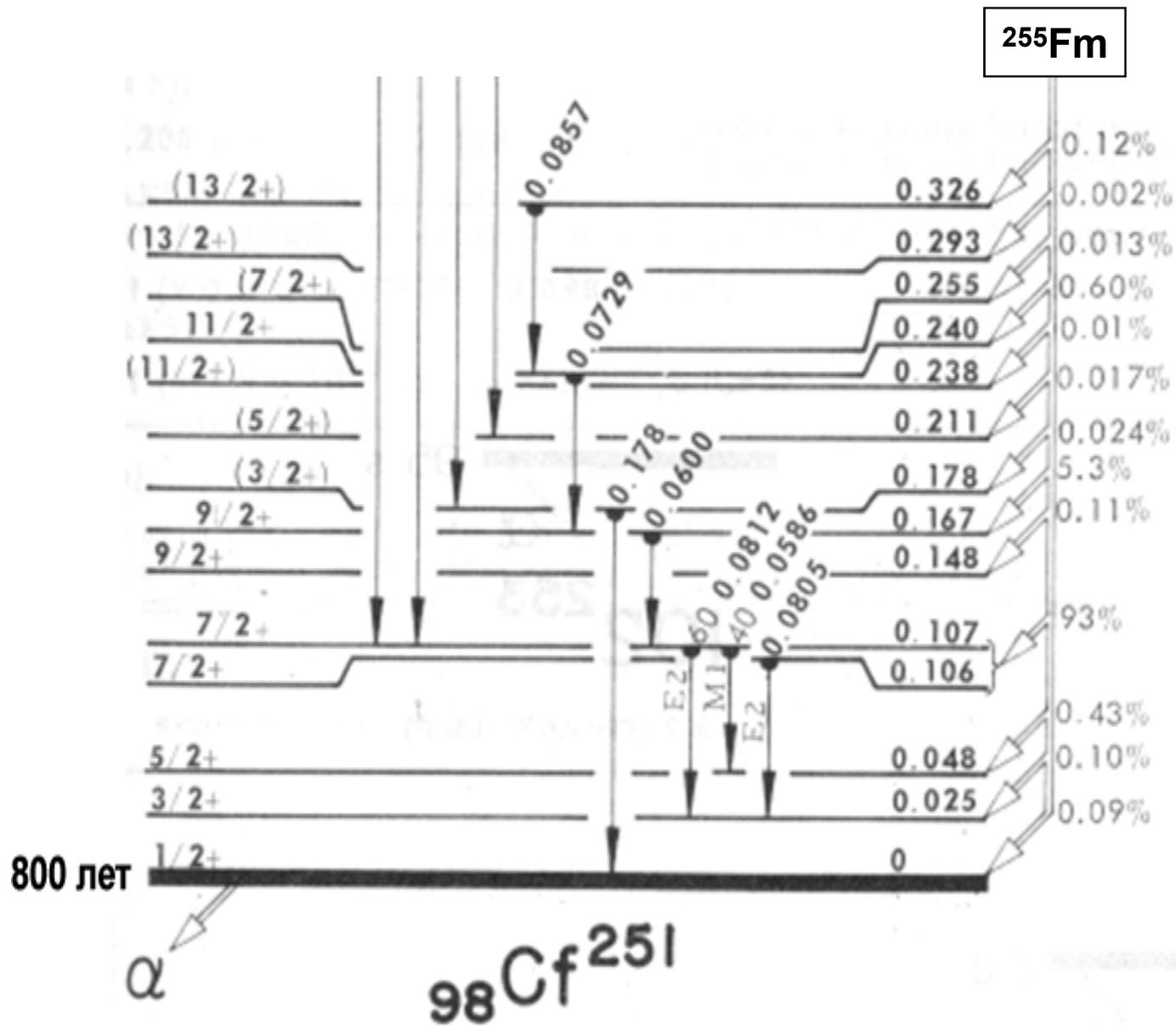
$$\left| J_f - J_i \right| \leq l \leq J_f + J_i .$$

**$J_f$  и  $J_i$  – спины конечного и начального ядер. Из закона сохранения чётности следует, что значение  $l$  должно быть чётным, если чётности начального и конечного ядер совпадают, и нечётным, если чётности различны.**

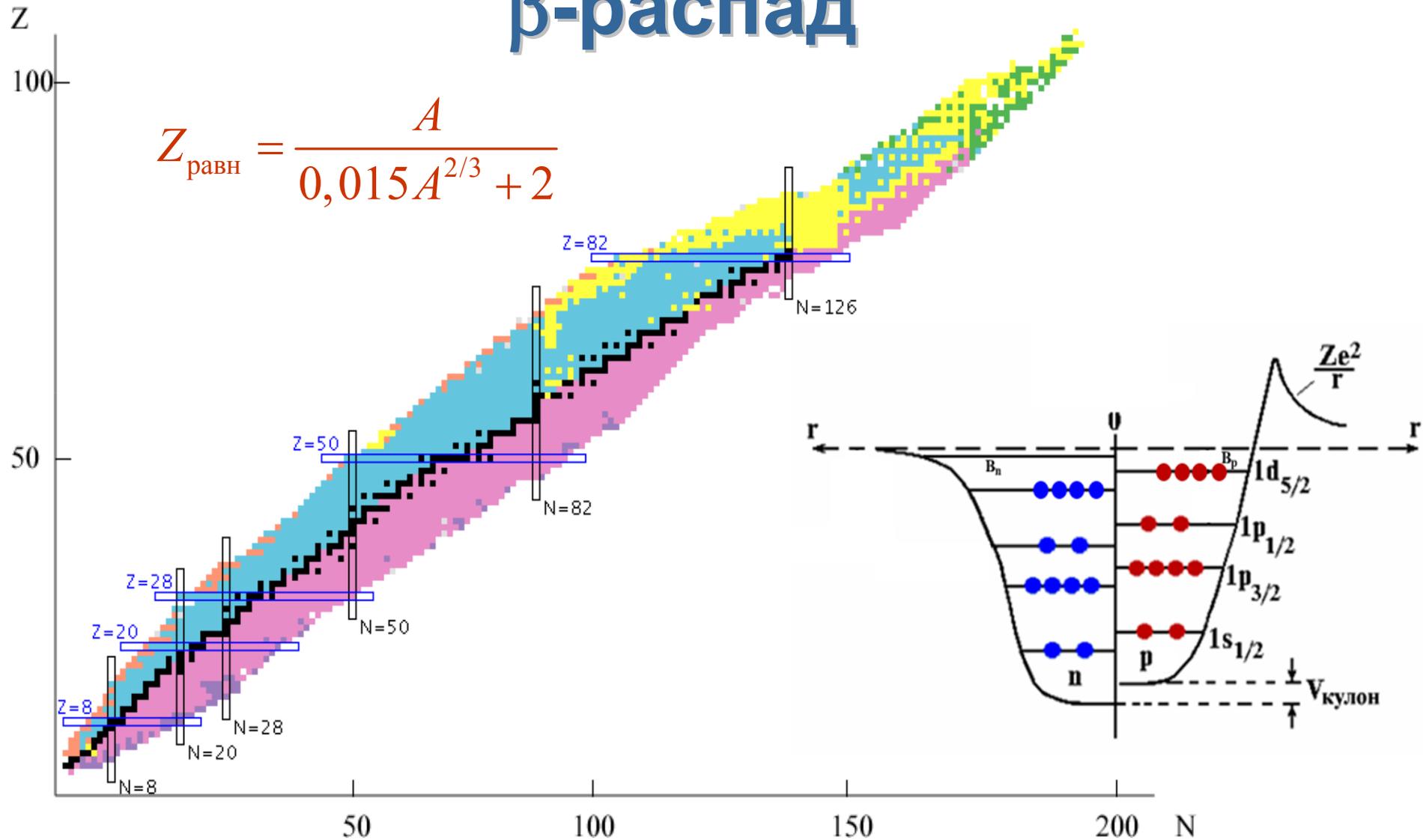
# Пример. $\alpha$ -распад $^{253}\text{Es}$ $J^P(^{253}\text{Es}) = 7/2^+$



# Пример. $\alpha$ -распад $^{255}\text{Fm}$ $J^p(^{255}\text{Fm}) = 7/2^+$

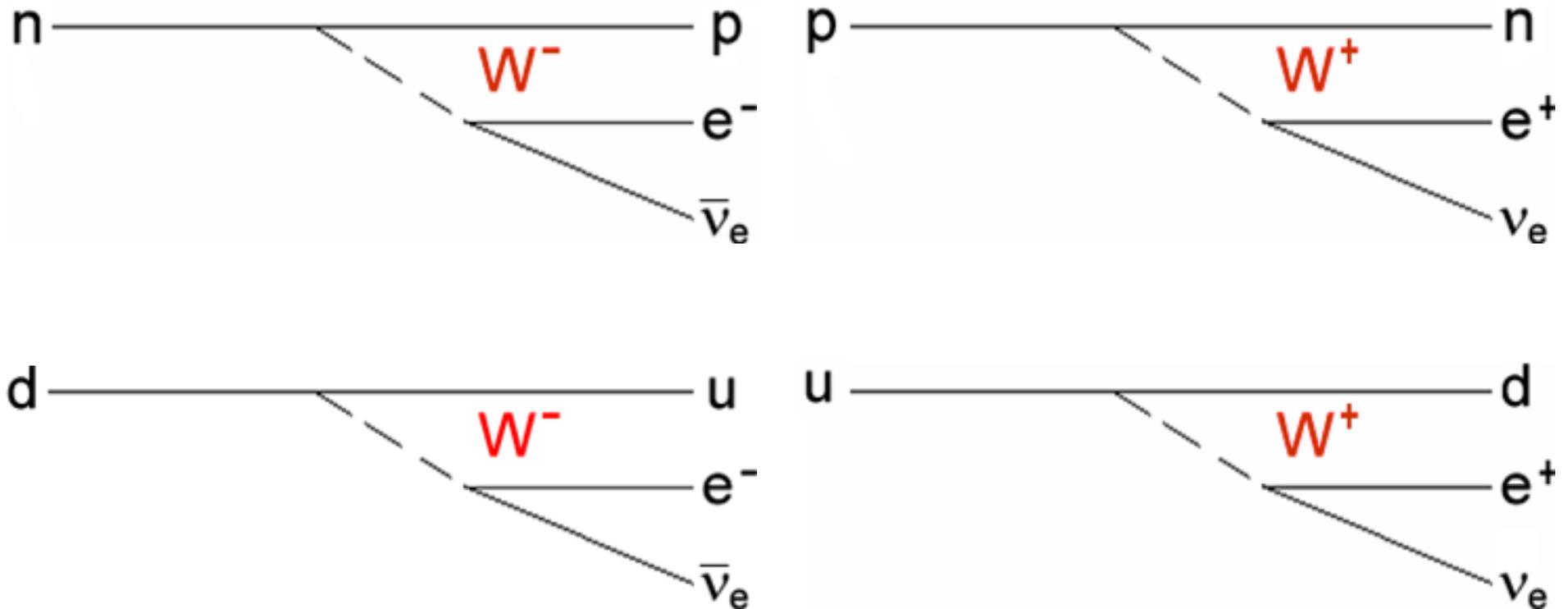


# β-распад



β-радиоактивные ядра наблюдаются во всей области значений массового числа  $A$ , начиная от свободного нейтрона и кончая массовыми числами самых тяжёлых ядер.

# $\beta$ -распад



$\beta$ -распад происходит в результате слабых взаимодействий. На кварковом уровне при  $\beta$ -распаде происходит превращение  $d$ -кварка в  $u$ -кварк или превращение  $u$ -кварка в  $d$ -кварк. На нуклонном уровне это соответствует переходам нейтрона в протон или протона в нейтрон.

# Энергия $\beta$ -распада

$$Q_{\beta^-} = \left[ M^{\text{Я}}(A, Z) - M^{\text{Я}}(A, Z + 1) - m_e \right] c^2 \quad - \beta^- \text{-распад}$$

$$Q_{\beta^+} = \left[ M^{\text{Я}}(A, Z) - M^{\text{Я}}(A, Z - 1) - m_e \right] c^2 \quad - \beta^+ \text{-распад}$$

$$Q_{e^-} = \left[ M^{\text{Я}}(A, Z) + m_e - M^{\text{Я}}(A, Z - 1) \right] c^2 \quad - \text{e-захват}$$

$M^{\text{Я}}$  - массы ядер,  $m_e$  - масса электрона.

В справочных таблицах обычно приводятся массы или избытки масс **атомов**, поэтому для энергий  $\beta$ -распадов в этом случае

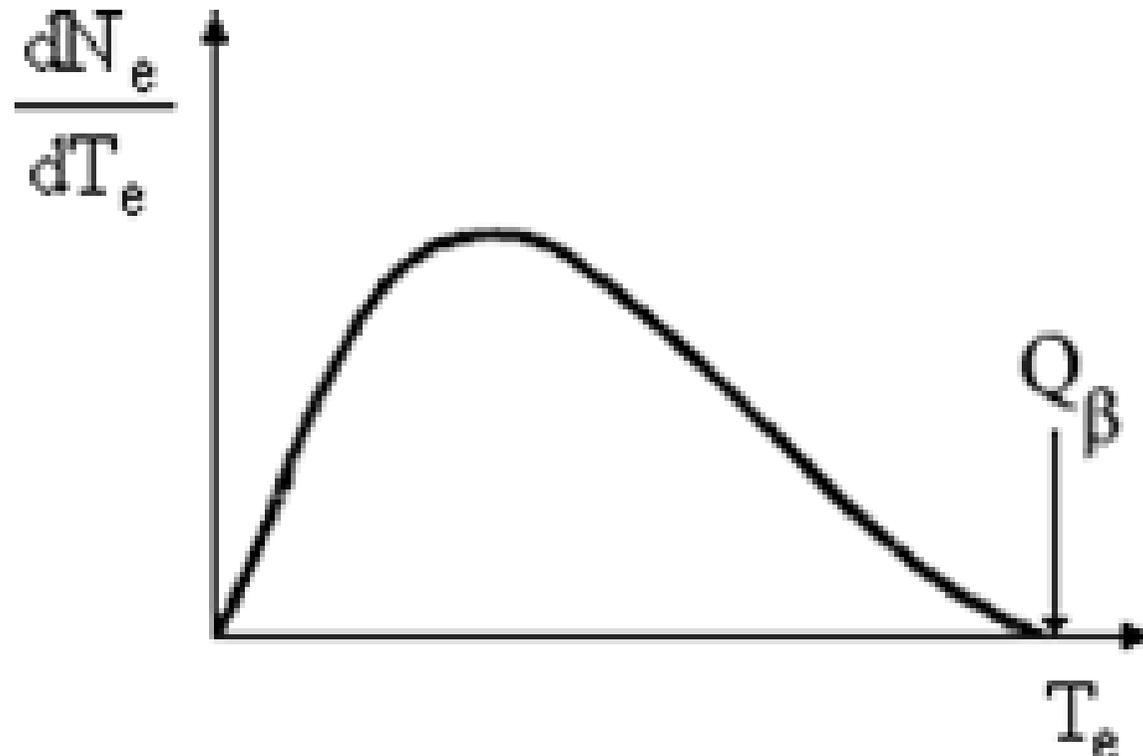
$$Q_{\beta^-} = \left[ M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z + 1) \right] c^2 \quad - \beta^- \text{-распад}$$

$$Q_{\beta^+} = \left[ M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z - 1) \right] c^2 - 2m_e c^2 \quad - \beta^+ \text{-распад}$$

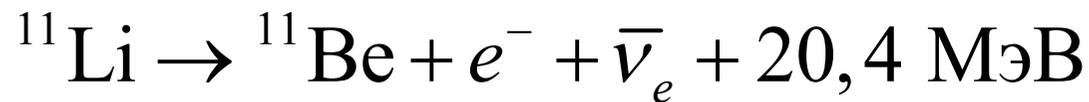
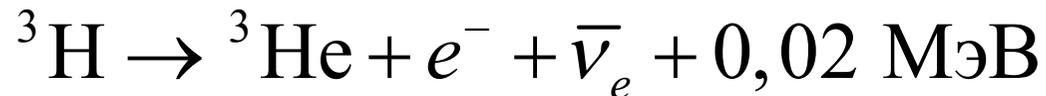
$$Q_{e^-} = \left[ M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z - 1) \right] c^2 \quad - \text{e-захват}$$

$M^{\text{ат}}$  - массы атомов.

# Спектр электронов $\beta$ -распада

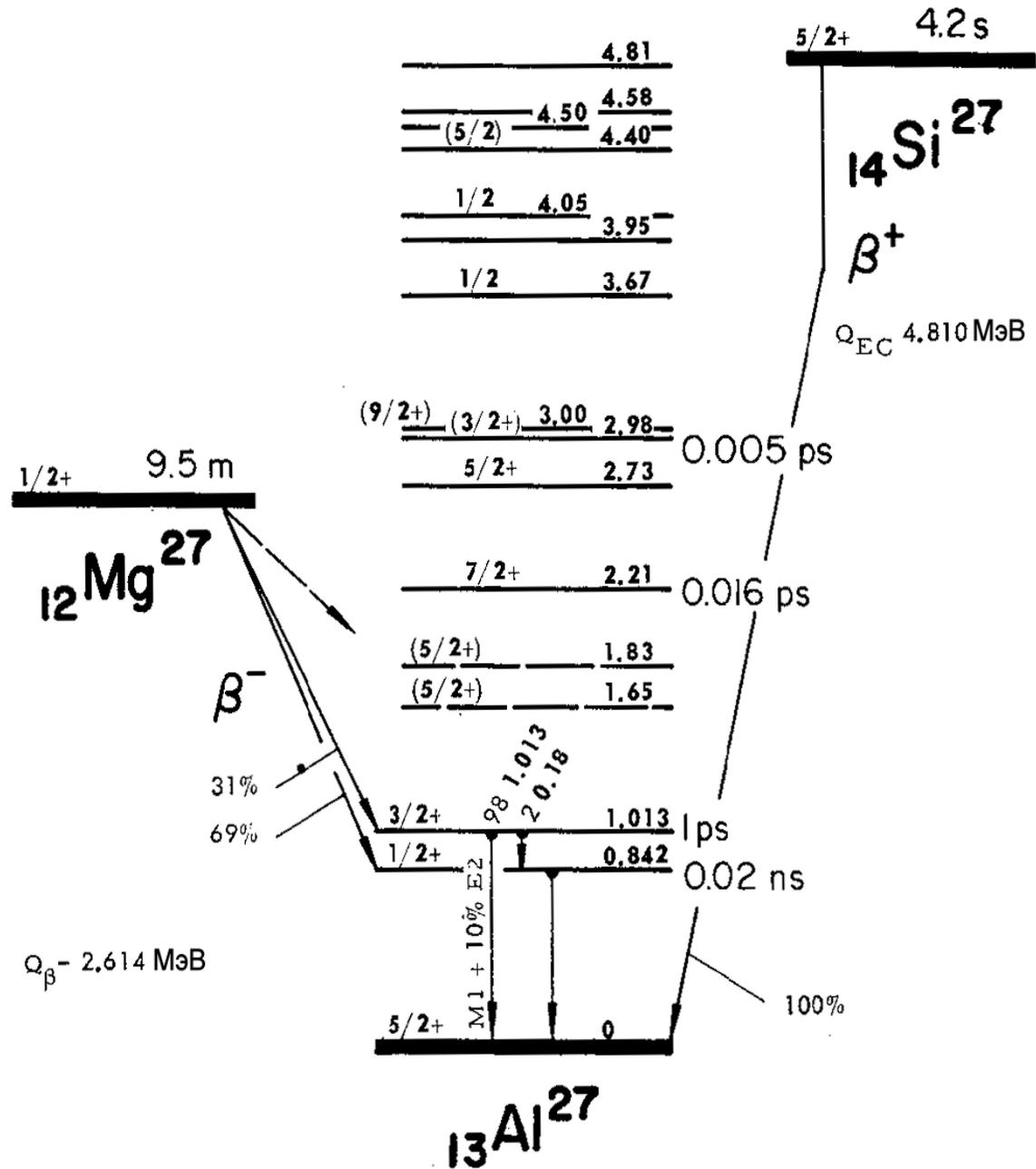


Энергии  $\beta$ -распада изменяются от 0.02 МэВ до ~20 МэВ.

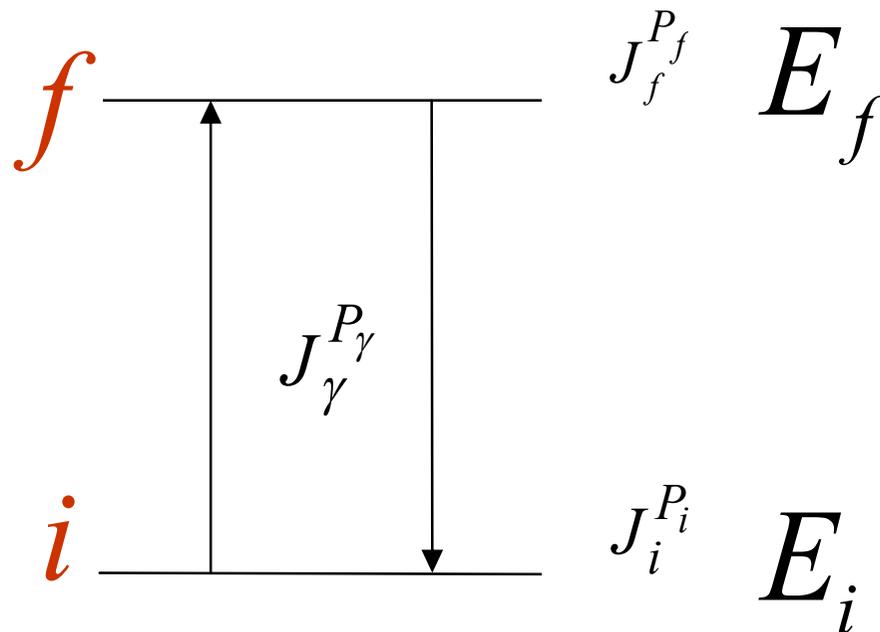


Периоды полураспада изменяются от  $10^{-3}$  с до  $10^{16}$  лет.

# Пример. $\beta$ -распады ядер-изобар $A=27$



## $\gamma$ -переходы в ядрах



$\gamma$ -переходы происходят в результате электромагнитного взаимодействия.

Законы сохранения энергии  $E$ , момента количества движения  $J$  и четности  $P$  в электромагнитных переходах:

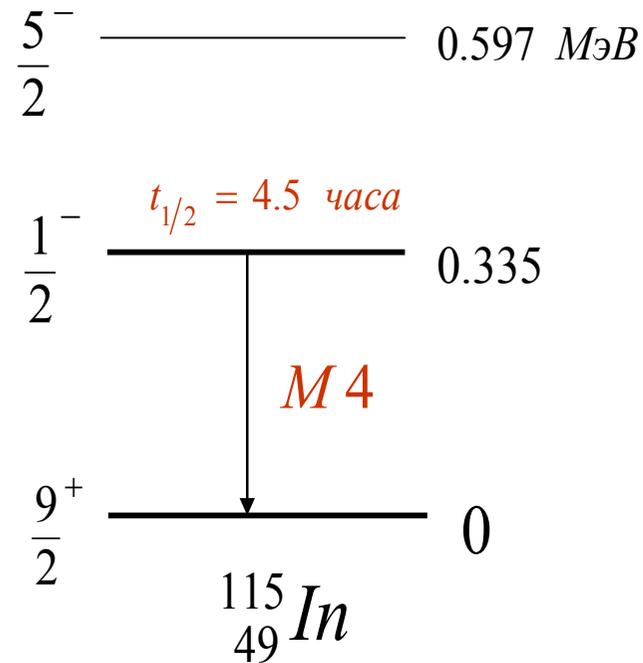
$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma \quad \text{или} \quad |J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f,$$

$$P_f = P_i \cdot P_\gamma \quad \text{или} \quad P_\gamma = P_i \cdot P_f,$$

$$E_f = E_i + E_\gamma + T_R.$$

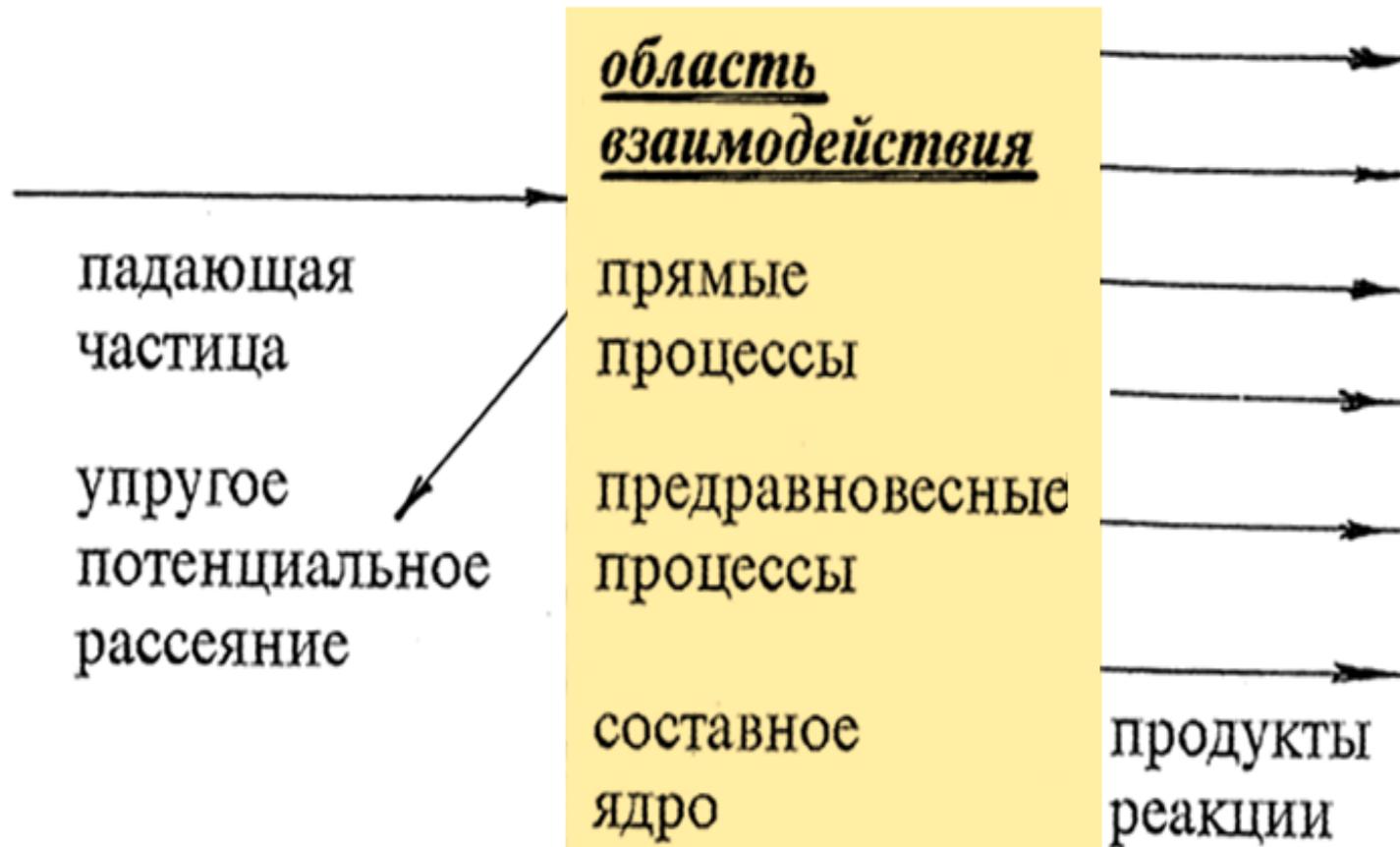
$T_R$  - энергия ядра отдачи.

# Изомерные состояния в ядрах



Времена жизни  $\gamma$ -радиоактивных ядер в среднем имеют порядок не более  $10^{-17}$ – $10^{-11}$  с. Однако в некоторых случаях при сочетании высокой степени запрета с малой энергией перехода могут наблюдаться  $\gamma$ -радиоактивные ядра с временами жизни до нескольких часов и даже лет. Такие долгоживущие возбужденные состояния ядер называются **изомерами**. Примером изомера может служить изотоп индия  $^{115}_{49}\text{In}$ . Основное состояние  $^{115}_{49}\text{In}$  имеет характеристики  $9/2^+$ . Первый возбужденный уровень имеет небольшую энергию, равную 335 кэВ, и характеристики  $1/2^-$ . Поэтому переход между этими состояниями происходит в результате испускания  $M4$   $\gamma$ -кванта. Этот переход настолько сильно запрещен, что период полураспада возбужденного состояния 335 кэВ равен 4,5 часа.

# Ядерные реакции

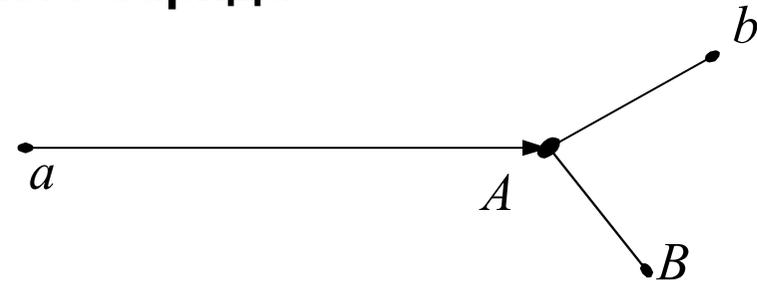


**ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ**

# Законы сохранения в ядерных реакциях



1. Закон сохранения числа нуклонов
2. Закон сохранения электрического заряда
3. Закон сохранения энергии
4. Закон сохранения импульса



## Энергия реакции $Q$

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$$

## Порог реакции

$$E_{\text{порог}} = \frac{(m_a + m_A - m_b - m_B)(m_a + m_A + m_b + m_B)c^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left( 1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{Q}{2m_A} \right)$$

# Составное ядро

Важнейшей особенностью составного ядра является независимость процесса его распада от способа образования.

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} W_b \quad (*)$$

$\sigma_{aC}$  – сечение образования составного ядра частицей  $a$ ,  $W_b$  – вероятность распада составного ядра (с вылетом частицы  $b$ ).  $\sum_b W_b = 1$ .

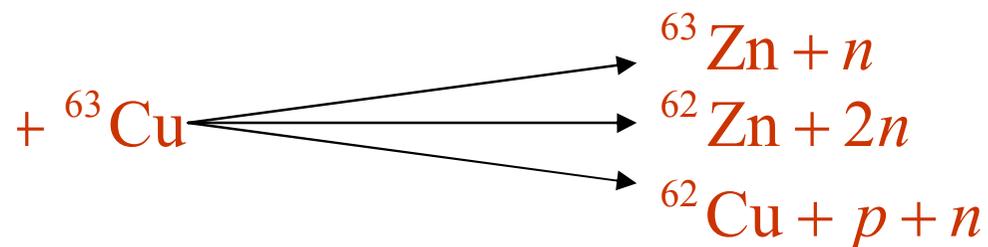
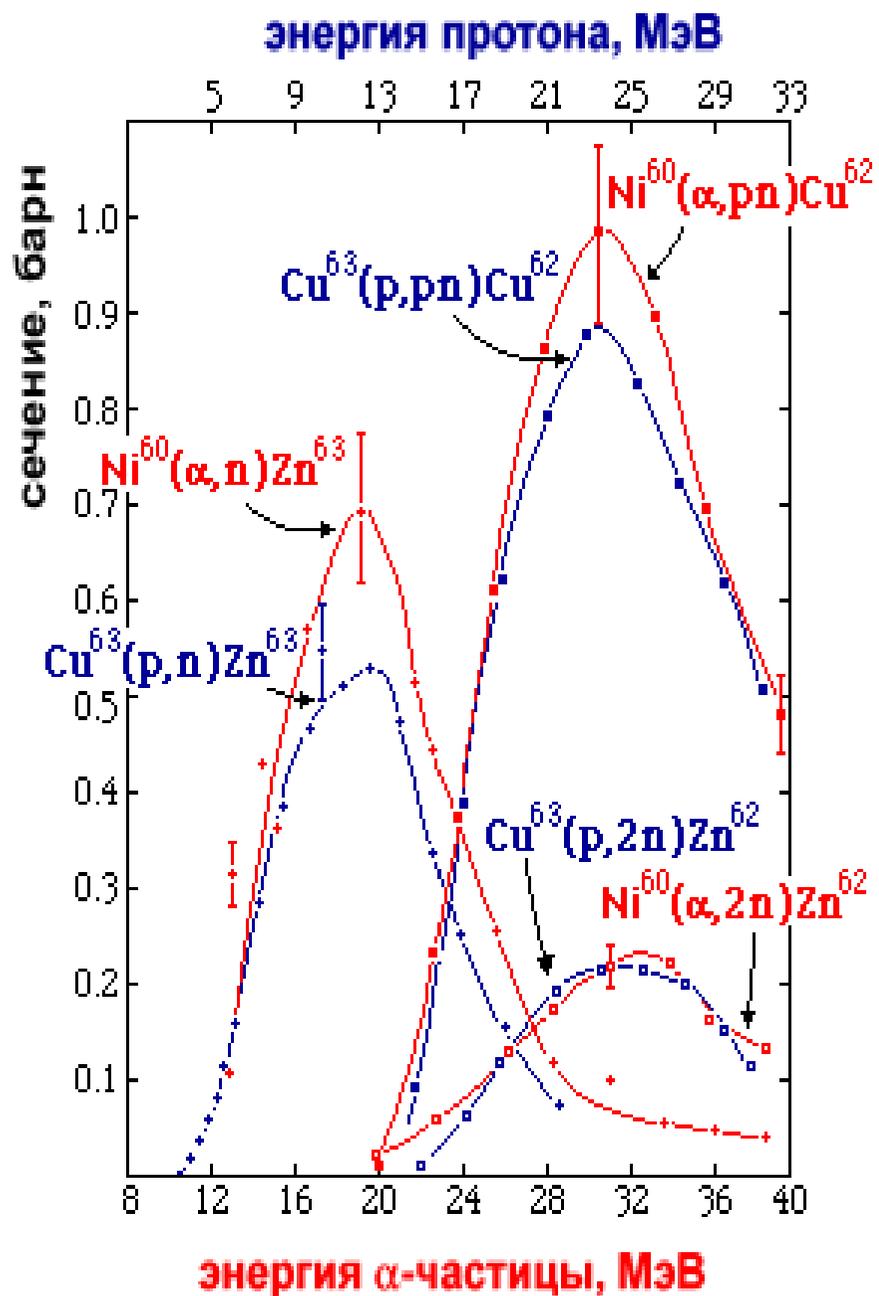
Если ядерное состояние может распадаться с вылетом различных частиц, то полная ширина  $\Gamma$  является суммой *парциальных ширин*

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \dots = \Gamma_a + \sum_b \Gamma_b = \sum_i^{\text{все}} \Gamma_i .$$

Учитывая то, что  $W_b = \Gamma_b / \Gamma$ , (\*) можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} .$$

# Составное ядро $^{64}\text{Zn}$



# Составное ядро

## Какие причины делают составное ядро долгоживущим?

**Во-первых**, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

**Во-вторых**, малая проницаемость кулоновского барьера для заряженных частиц на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

**В-третьих**, вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

**В-четвертых**, в реакциях с испусканием  $\gamma$ -квантов, на средних и тяжелых ядрах в ядре происходит сильная перестройка структуры при испускании  $\gamma$ -кванта. Время перестройки значительно превышает характерное ядерное время  $10^{-22}$  с.

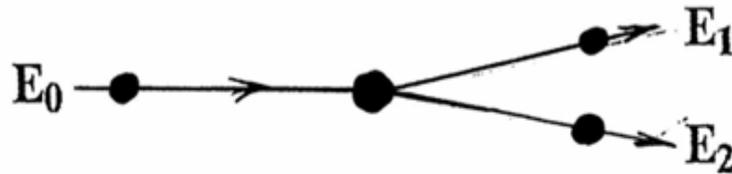
# Реакции срыва и подхвата



Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата ( $d, p$ ), ( $d, n$ ), ( $p, d$ ), ( ${}^3\text{He}, \alpha$ ), ( $d, t$ ) и т. д. Эти реакции называют также **реакциями однонуклонной передачи**, так как в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном.

$$\lambda_p \ll R_{\text{ядра}}$$

$$E_p \approx 100 \text{ МэВ}$$



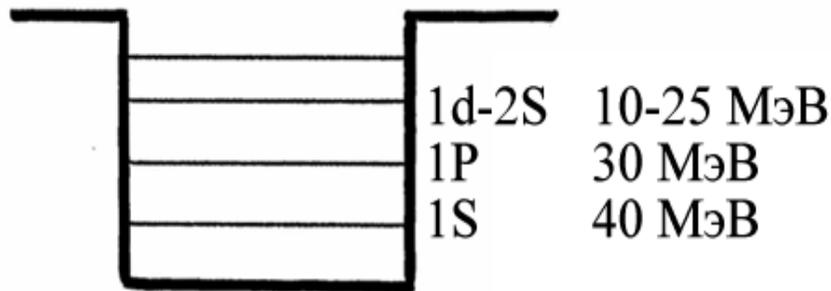
$$E_L = E_0 - (E_1 + E_2) - E_R$$

$E_L$  - энергия связи нуклона на оболочке (n, L, j)

$E_0$  - энергия налетающего протона

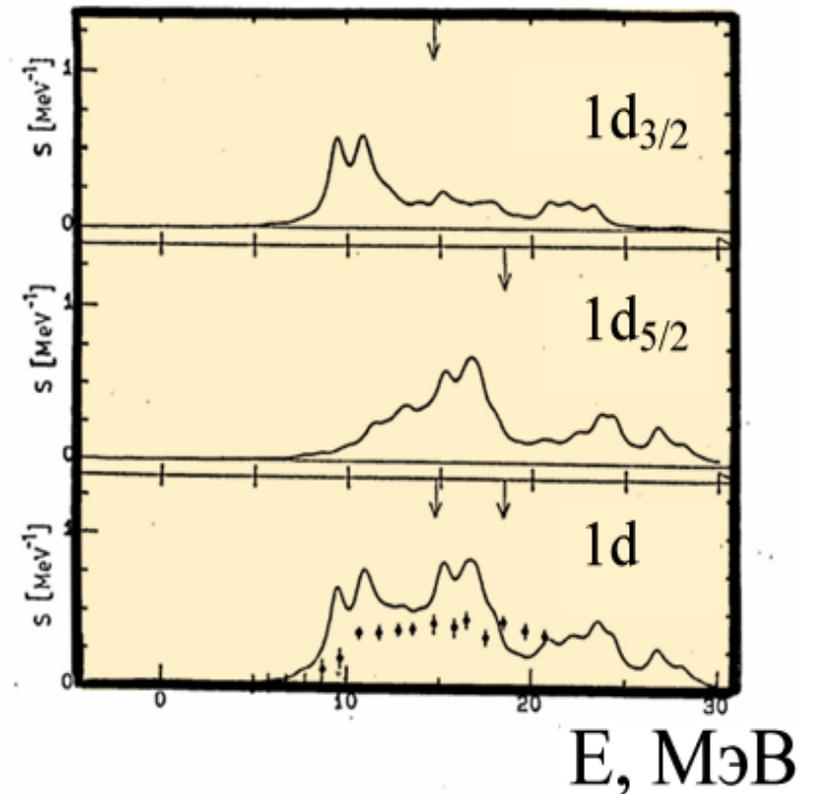
$E_{1,2}$  - энергии вылетающих протонов

$E_R$  - энергия ядра отдачи

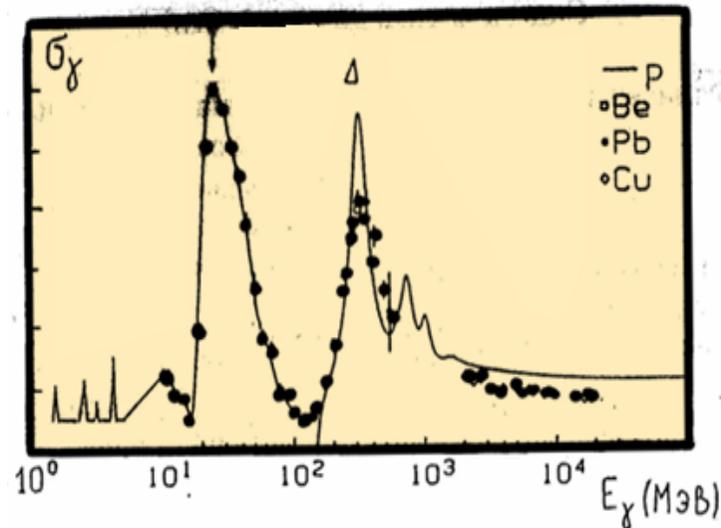


<sup>40</sup><sub>20</sub>Ca

# Реакции (p,2p)



# Взаимодействие $\gamma$ -квантов с ядрами



При небольших энергиях  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma < 5 \div 10$  МэВ в сечении реакции наблюдаются чётко выраженные резонансы, соответствующие возбуждению отдельных уровней ядра. В области энергий  $E_\gamma \approx 10 \div 40$  МэВ в ядре возбуждается гигантский дипольный резонанс, который можно интерпретировать как колебания протонов относительно нейтронов под действием электромагнитной волны. В результате поглощения  $\gamma$ -кванта из возбужденного состояния ядра испускаются протоны и нейтроны. При энергиях  $E_\gamma > 100$  МэВ  $\gamma$ -кванты взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра. При этом образуются возбужденные состояния нуклона —  $\Delta$  и N-резонансы, распадающиеся с испусканием  $\pi$ -мезонов.