

# Ядерная физика и Человек

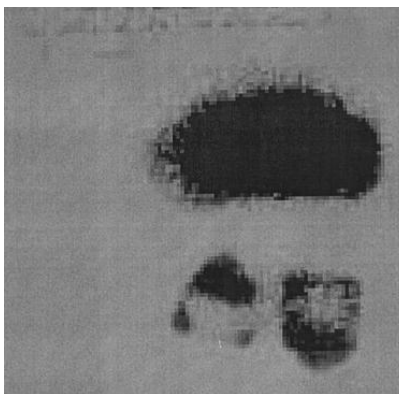
**РАДИОАКТИВНОСТЬ**

# Свойства атомных ядер

- Ядро — **связанная** система, состоящая из нейтронов и протонов.
- Нейтроны и протоны в ядре связывает **сильное (ядерное)** взаимодействие.
- **Радиус** сильного взаимодействия  $\sim 1,58$  Фм
- Размер  $R$  (протона)  $\approx R$  (нейтрона)  $\approx 0,8$  Фм
- **Размер атомного ядра**  $R = (1,2-1,4)A^{1/3}$  Фм
- В ядре нейтроны и протоны имеют свойства отличные от **свободных** частиц.
- Сильное взаимодействие можно описать **потенциалом**  
$$V = V_1(r) + V_2\vec{s}_1\vec{s}_2 + V_3(\vec{s}_1\vec{n})(\vec{s}_2\vec{n}) + V_4\vec{l}\vec{s}$$
- **Слабое** взаимодействие на ядре превращает протоны в нейтроны или нейтроны в протоны.

# Свойства атомных ядер

- **Магические числа** 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.  
Ядерные оболочки
- Форма атомного ядра может отличаться от сферически симметричной — **деформированные** ядра
- Атомные ядра могут находиться в **основном** и **возбужденных** состояниях
- Ядерные состояния характеризуются **набором квантовых чисел**  
 $E$  — энергия состояния,  
 $l$  — орбитальный момент ядерного состояния,  
 $J = (\vec{l} + \vec{s})$  — полный момент ядерного состояния,  
 $P = (-1)^l$  — четность ядерного состояния.
- **Радиоактивность** — свойство ядер испытывать различные превращения.



Первое свидетельство радиоактивного распада атомных ядер, обнаруженное А. Беккерелем в 1896 г. На фотопластинке отчетливо видны потемнения, образовавшиеся в результате того, что А. Беккерель положил на нее образцы урановой соли.

А. Беккерель дважды в начале 1896 г. выступал на заседании Парижской академии наук с сообщением об открытии им нового явления — радиоактивности. 24 февраля 1896 г. А. Беккерель сообщил о методе регистрации радиоактивности. 2 марта 1896 г. А. Беккерель впервые сообщил, что открытое им явление принципиально отличается от искусственной фосфоресценции, вызываемой облучением некоторых кристаллов под действием солнечного света.

### **Из выступлений А.Беккереля на заседании Парижской академии наук.**

Заседание 24 февраля 1896 г.

«Фотографическую бромосеребряную пластинку Люмьера обертывают двумя листками очень плотной черной бумаги... Сверху накладывают какое-нибудь фосфоресцирующее вещество (бисульфат урана и калия), а затем всё это выставляют на несколько часов на солнце. При проявлении фотопластинки на черном фоне появляется силуэт фосфоресцирующего вещества».

Заседание 2 марта 1896 г.

«Я особенно настаиваю на следующем факте, кажущемся мне весьма многозначительным... Те же кристаллы, содержащиеся в темноте, в условиях когда возникновение радиации под действием солнечного света исключается, дают, тем не менее, фотографические отпечатки. В среду 26-го и в четверг 27 февраля 1896 г. солнце появлялось лишь с большими перерывами. Я отложил совсем подготовленные опыты и, не трогая кристаллов соли урана, установил кассеты в ящике стола в темноте. В следующие дни солнце не появлялось вовсе, но, проявив пластинки 1 марта, я обнаружил на них совершенно отчетливые контуры».

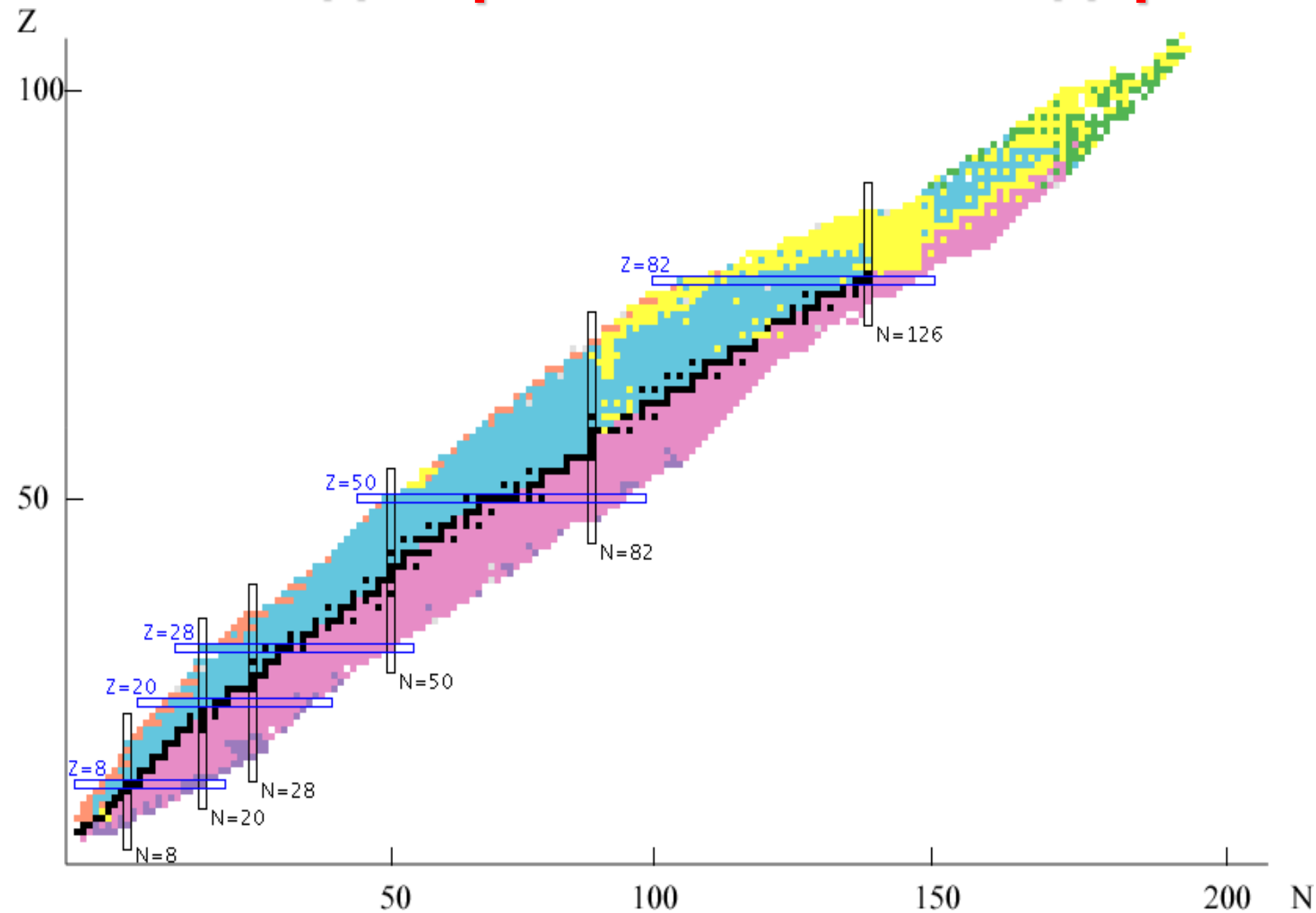
# РАДИОАКТИВНОСТЬ

М. Кюри

Анри Беккерель производил опыты с солями урана, так как некоторые из них обладают свойством флуоресцировать [H. Becquerel, Comptes Rendus, 1896]. Он получил фотографические оттиски сквозь черную бумагу при помощи флуоресцирующего двойного сульфата уранила и калия. Дальнейшие опыты показали, однако, что наблюдаемое явление никак не связано с флуоресценцией. Оказалось, что освещение соли не является необходимым условием и что на фотографические пластинки действуют и уран и все его, как флуоресцирующие, так и нефлуоресцирующие, соединения, причем наиболее сильно действует металлический уран. Беккерель обнаружил затем, что соединения урана, в течение нескольких лет находившиеся в полной темноте, продолжают действовать на фотографические пластинки сквозь черную бумагу. Тогда он пришел к заключению, что уран и его соединения испускают особые урановые лучи. Эти лучи обладают способностью проходить сквозь тонкие металлические экраны. Проходя через газы, урановые лучи ионизируют их и делают их проводниками электричества. Излучение урана самопроизвольно и постоянно, оно не зависит от таких внешних условий, как освещение и температура.

*Лучи тория.* Исследования, произведенные одновременно В. Шмидтом и Марией Кюри, показали, что соединения тория испускают лучи, подобные урановым. Такие лучи часто называют лучами Беккереля. Вещества, испускающие лучи Беккереля, назвали радиоактивными, а новое свойство вещества, обнаруженное по этому лучеиспусканию, — радиоактивностью (Мария Кюри). Элементы, обладающие этим свойством, называются радиоэлементами.

# N-Z диаграмма атомных ядер



# 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.

# Радиоактивность

Радиоактивный распад происходит 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**

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

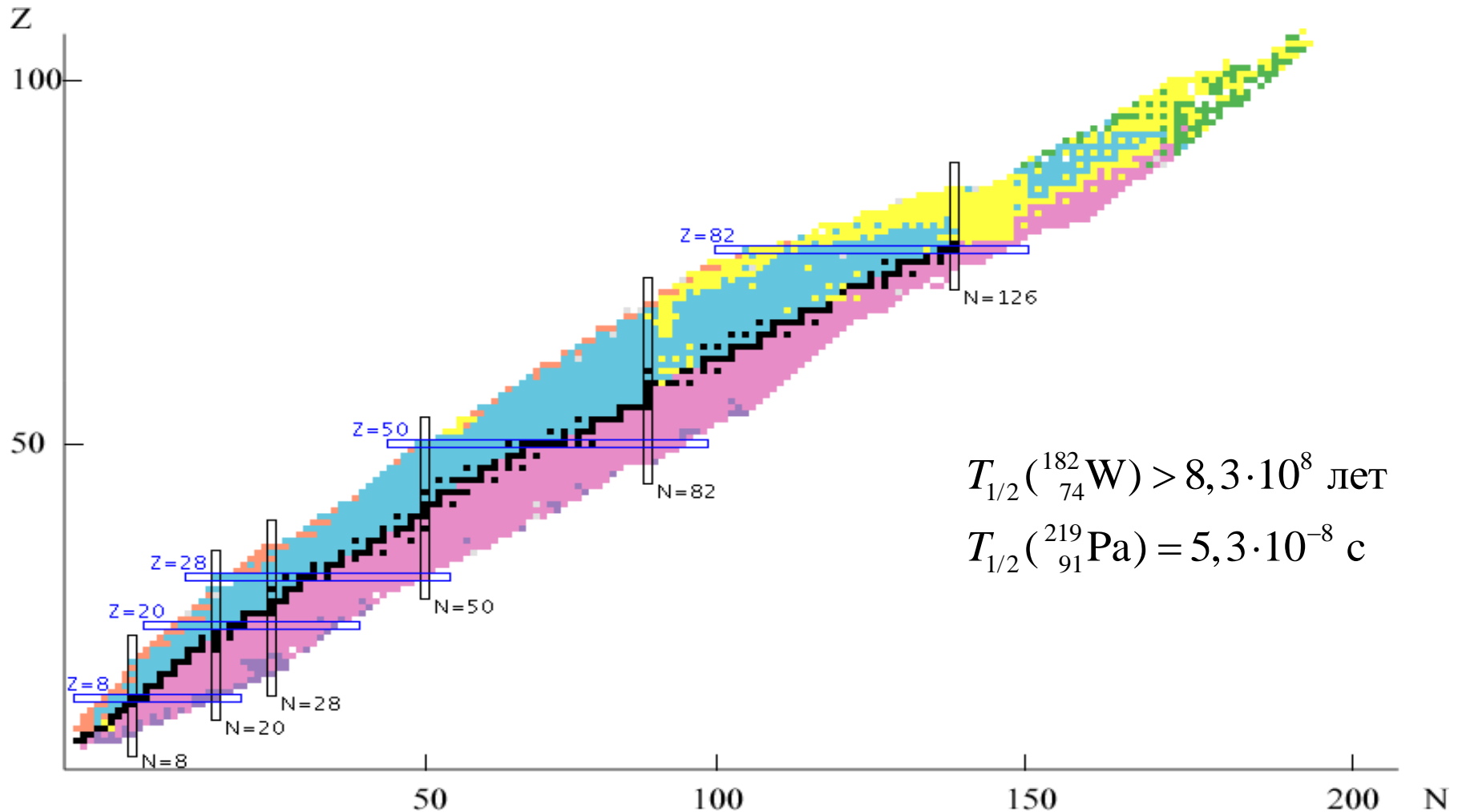
**$T_{1/2}$  - период полураспада – время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое**

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

# α-распад

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

**α-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  $Q_\alpha$

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

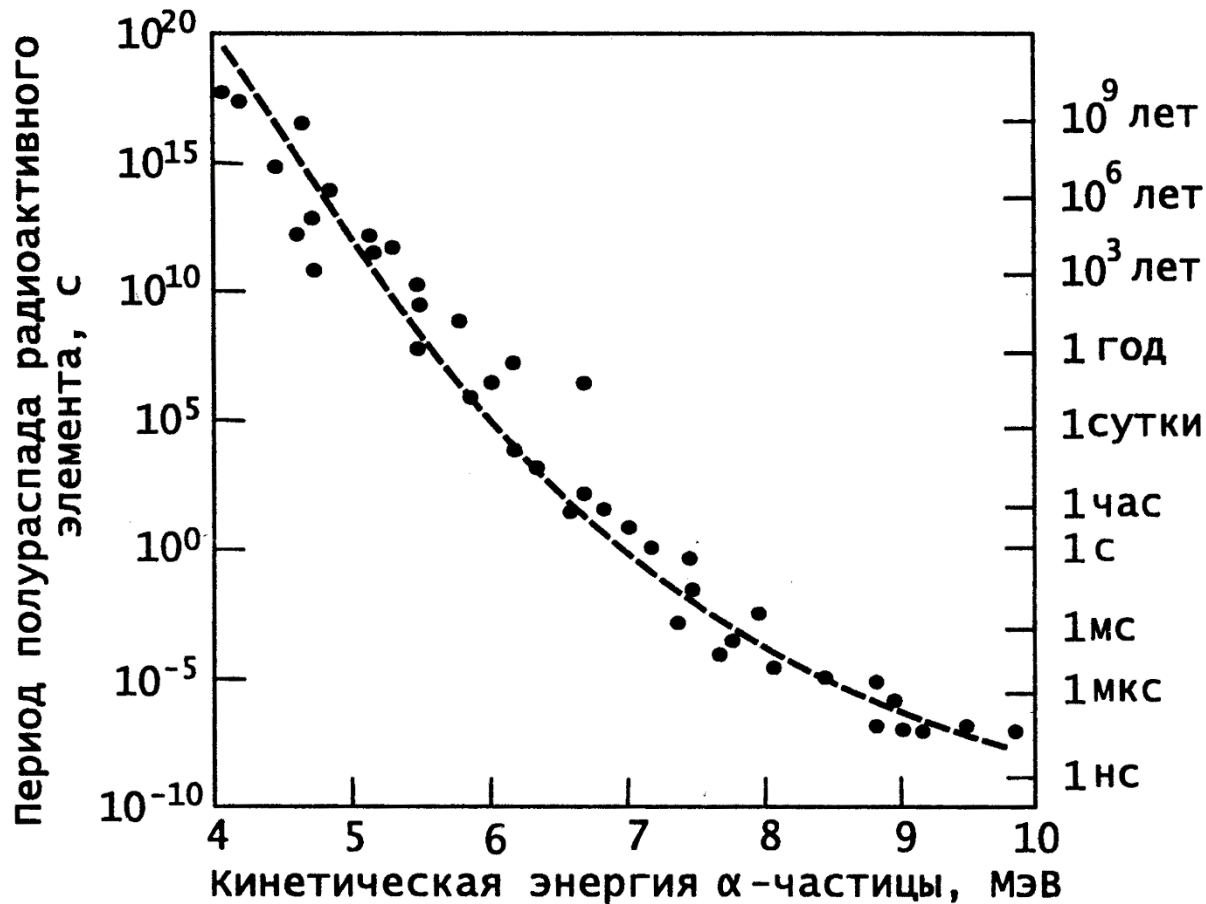
$Q_\alpha$  — энергия  $\alpha$ -распада.

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

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

$\alpha$ -частица уносит 98% энергии  $\alpha$ -распада.

# Закон Гейгера-Неттола



$$\lg T_{1/2} = \frac{A}{\sqrt{Q_\alpha}} + B$$

$$\lg T_{1/2} = 9,54 \frac{Z^{0,6}}{\sqrt{Q_\alpha}} - 51,4$$



# Физика процесса $\alpha$ -распада

Вероятность  $\alpha$ -распада  $\lambda$  равна произведению вероятности обнаружить  $\alpha$ -частицу на границе ядра  $f$  на вероятность её прохождения через потенциальный барьер  $P$ .

$$\lambda = f \cdot P$$

$$f = \frac{v}{2R} = \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \approx \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[ \frac{2(T_\alpha + V(r))}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2} \approx 10^{21} \text{ сек}^{-1}$$

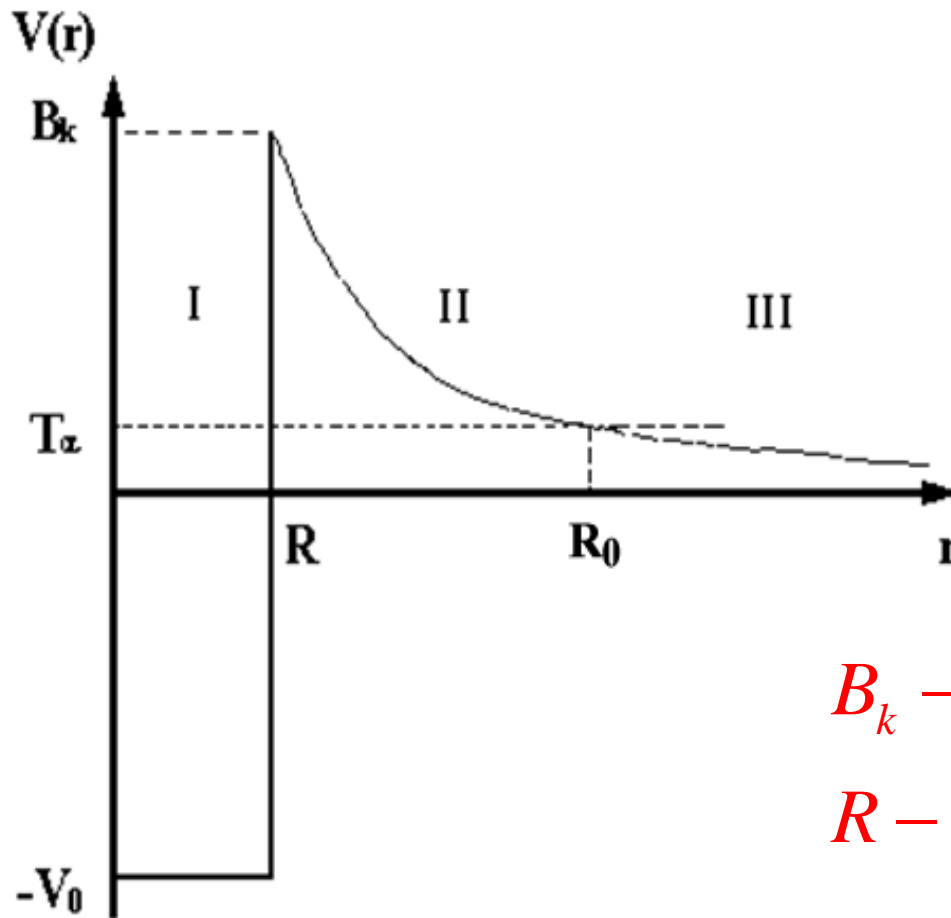
$v$  — скорость  $\alpha$ -частицы внутри ядра  $v \approx (0,1 - 0,2)c$ ,

$T_\alpha$  — кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы,

$\mu_\alpha$  — приведенная масса  $\alpha$ -частицы,

$V(r)$  — ядерный потенциал ( $V_0 \approx 30$  МэВ).

# Прохождение $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер



$$B_k - T_\alpha \approx 20 \text{ МэВ}$$

$$R - R_0 \approx 10^{-12} \text{ см}$$

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

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

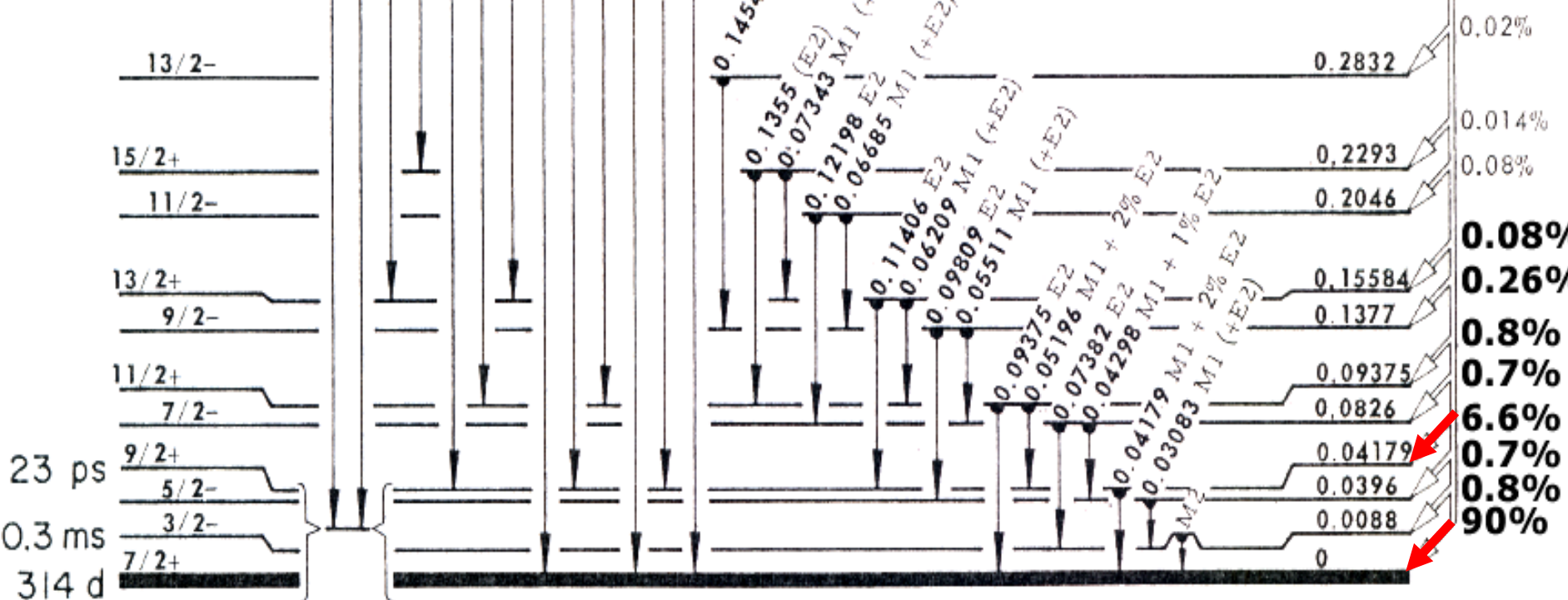
# Пример. $\alpha$ -распад $^{253}\text{Es}$

$$J^P(^{253}\text{Es}) = 7/2^+$$

$$T_{1/2} = 20,5 \text{ дн}$$

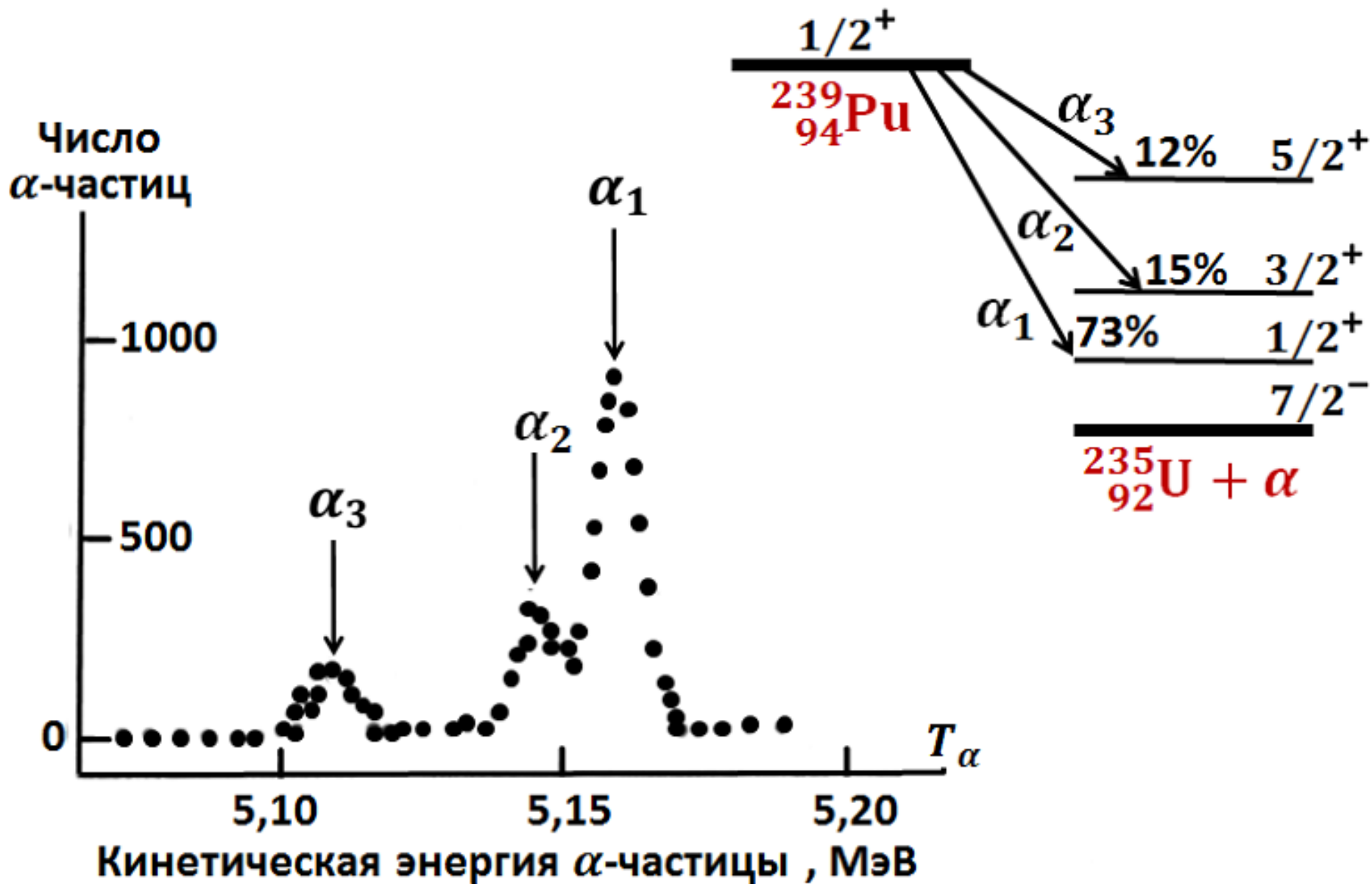
$^{253}\text{Es}$

M1

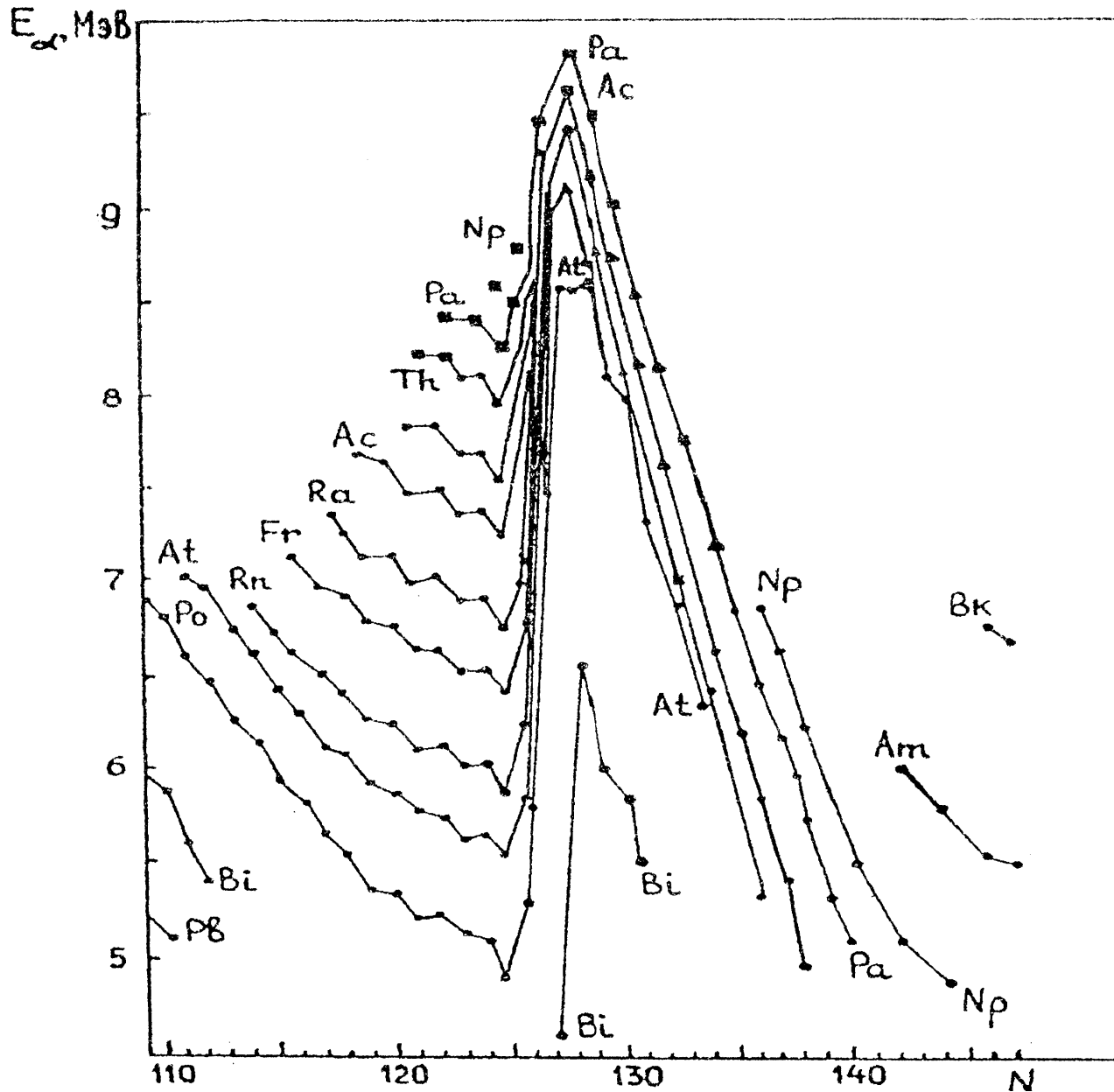


$^{249}\text{Bk}$

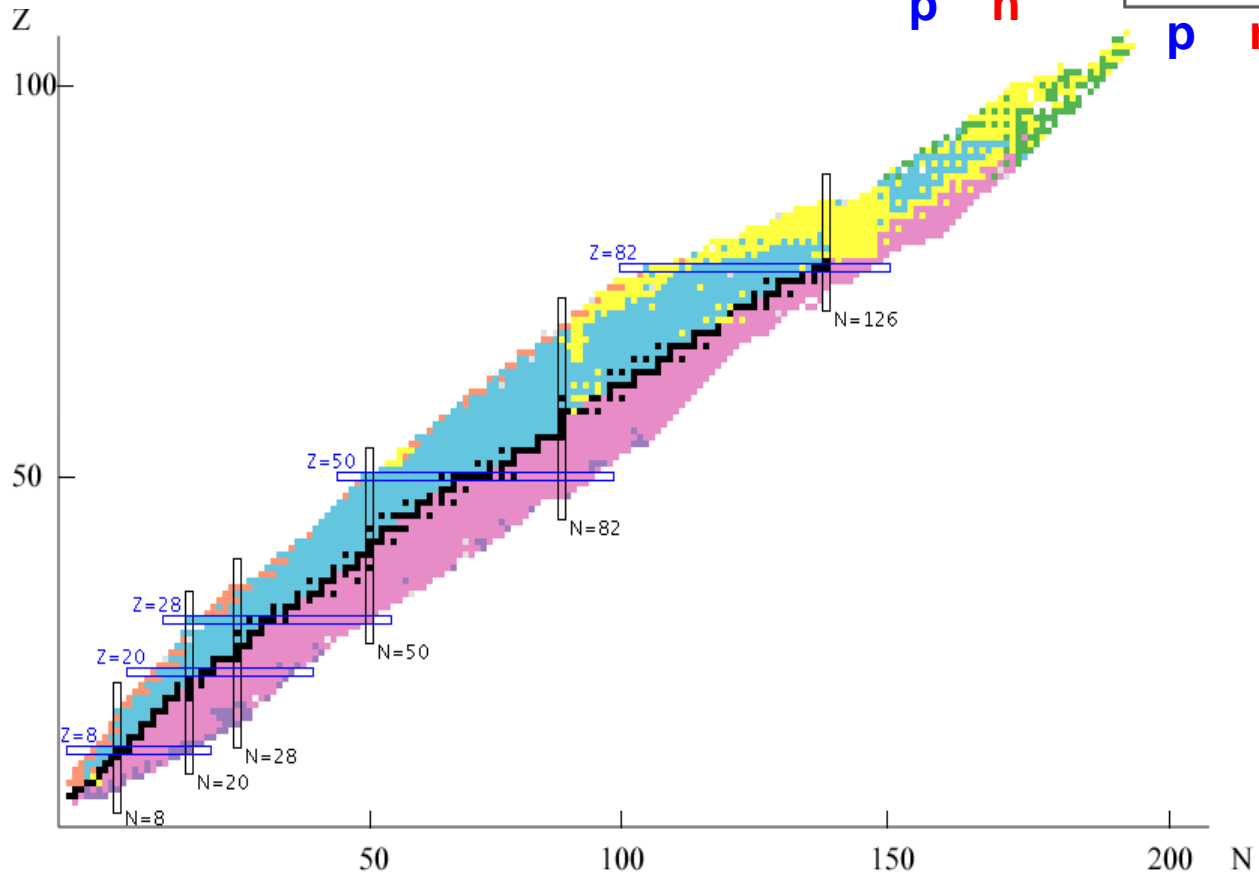
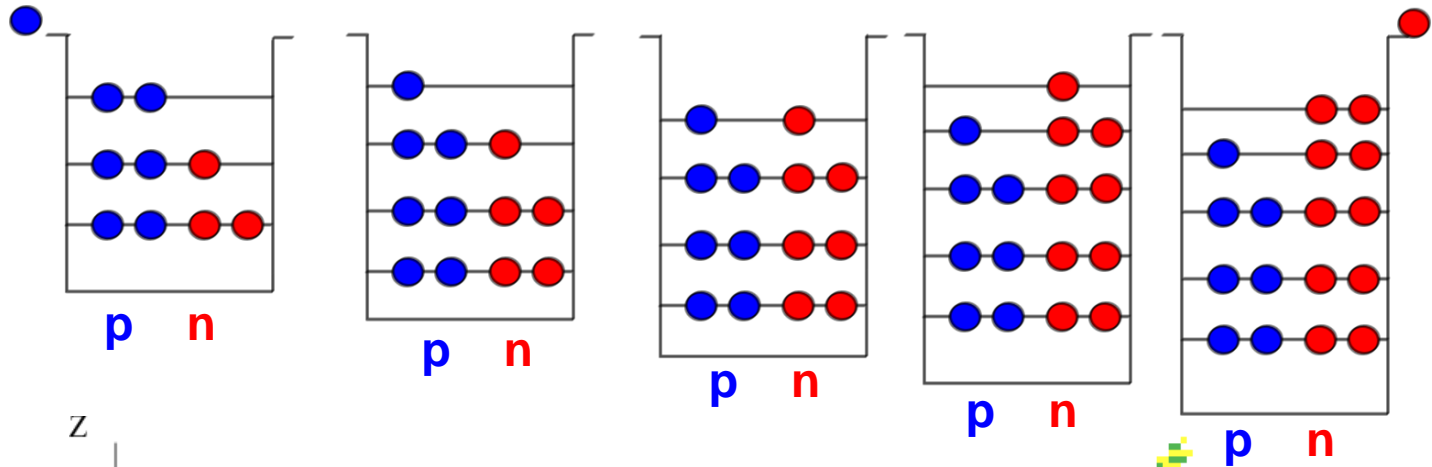
# Пример. $\alpha$ -распад $^{239}_{94}\text{Pu}$



# Энергия $\alpha$ -распада. Магическое число $N = 126$



# N-Z диаграмма атомных ядер



# 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.

### Энергия $\beta$ -распада:

$$Q_{\beta^{\pm}} = [M(A, Z) - M(A, Z \mp 1) - m_e]c^2,$$

$$Q_e = [M(A, Z) - M(A, Z - 1) + m_e]c^2.$$

### Диапазон характеристик $\beta$ -распада:

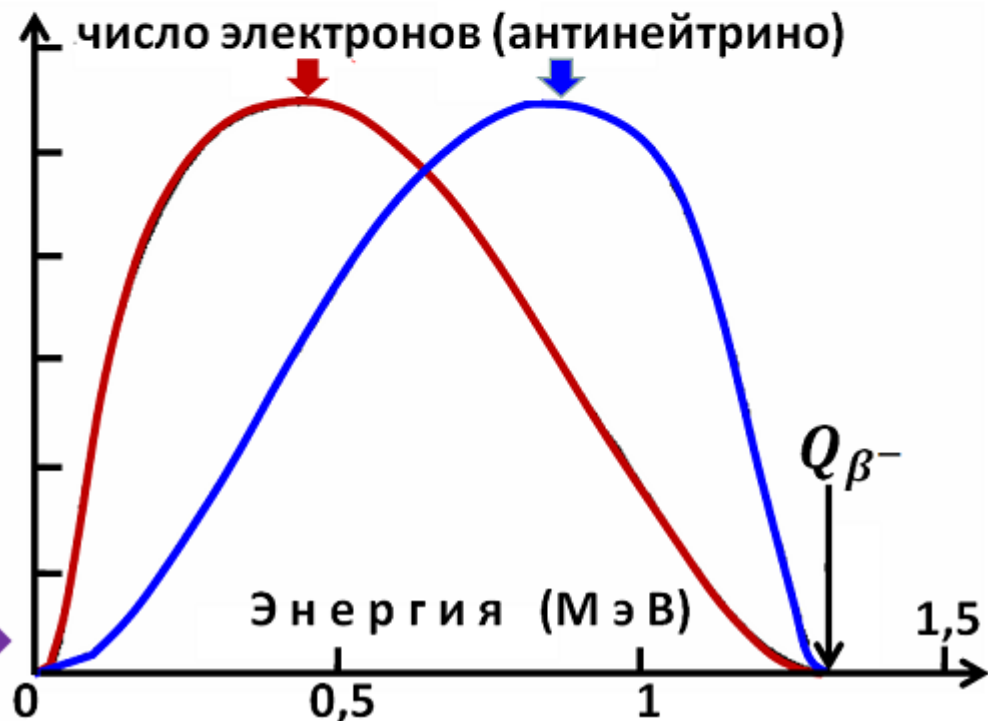
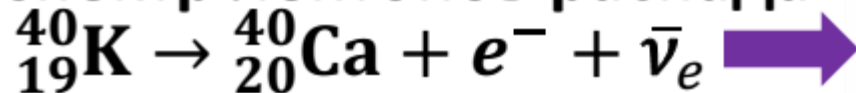
$$Q_{\beta} \approx 19 \text{ кэВ} \div 13,4 \text{ МэВ},$$

$$t_{1/2} \approx 10^{-6} \text{ сек} \div 10^{17} \text{ лет}.$$

Спектры продуктов при  
e-захвате (конечного  
ядра и нейтрино)  
**дискретны**

Спектры продуктов  
при  $\beta^{\pm}$ -распаде  
**непрерывны**

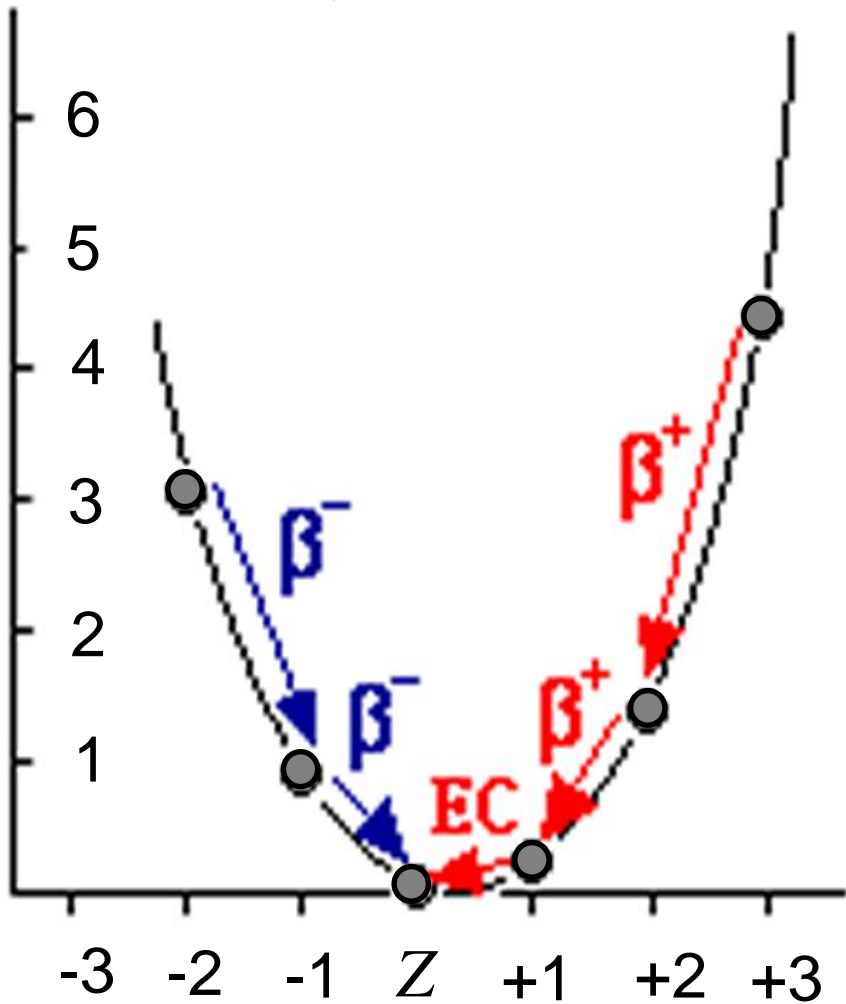
Спектр лептонов распада





# β-распад ядер

$\Delta Mc^2$  (МэВ)



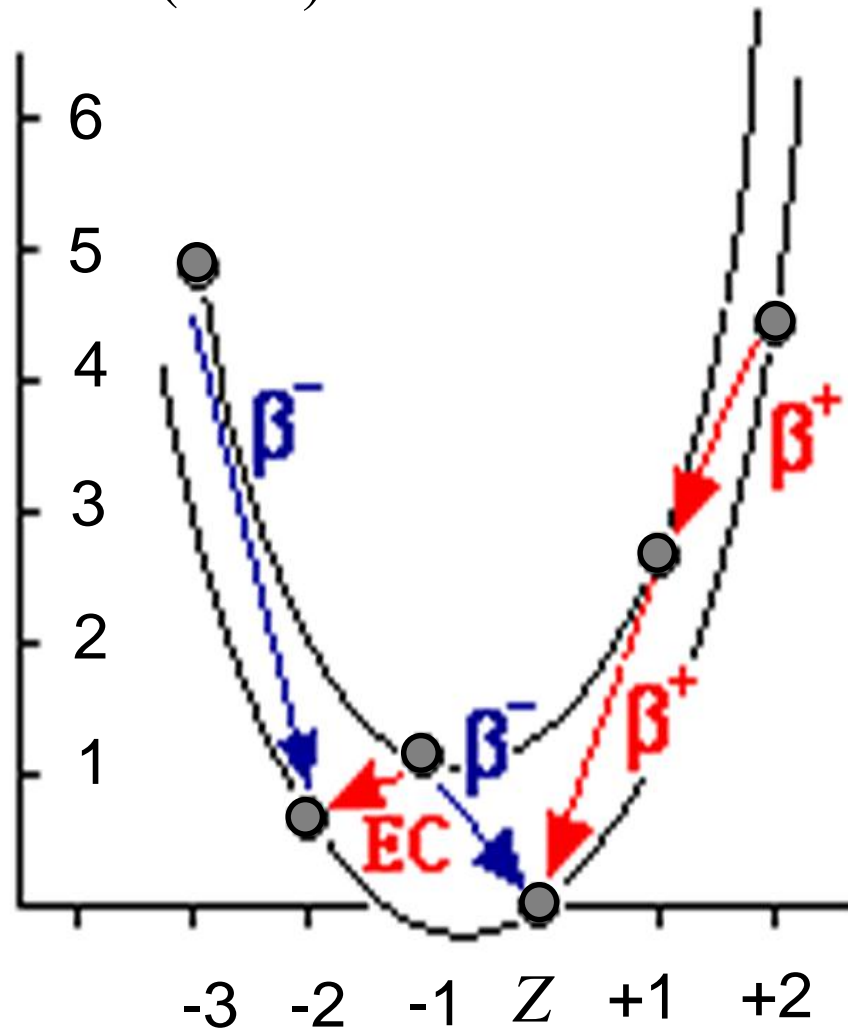
Нечетные  $A$

$\beta^- \rightarrow$

$\leftarrow \beta^+, EC$

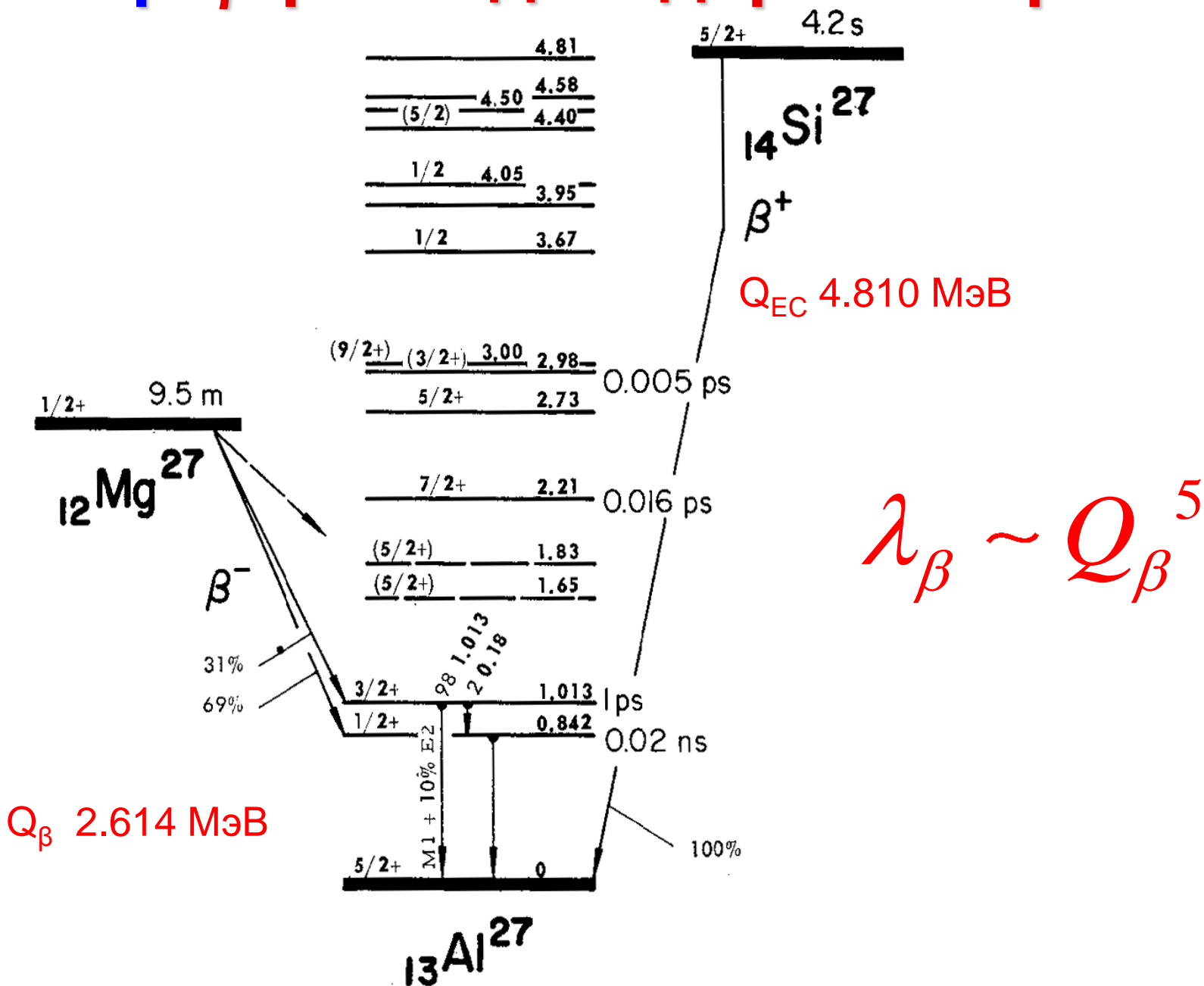
Четные  $A$

$\Delta Mc^2$  (МэВ)

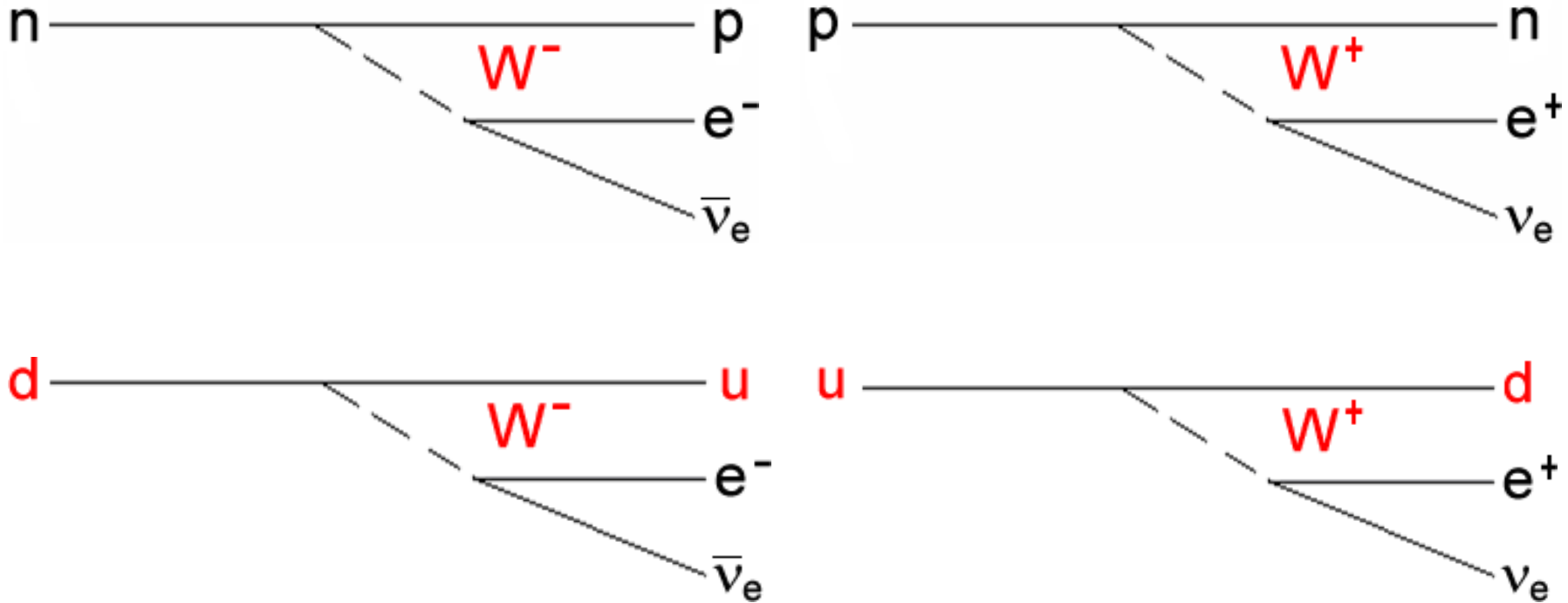


Четные  $A$

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



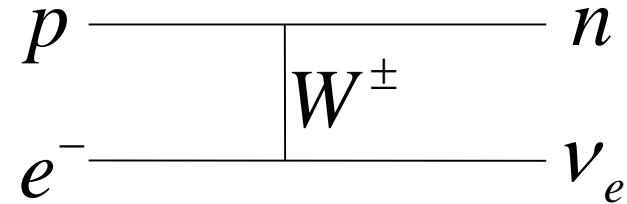
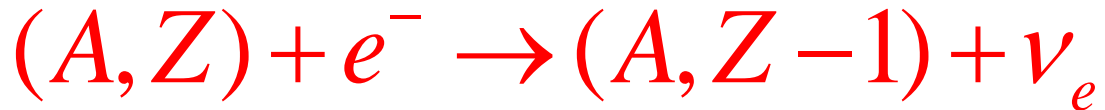
# $\beta$ -распад



$\beta$ -распад происходит в результате слабых взаимодействий. На нуклонном уровне это соответствует переходам нейтрона в протон или протона в нейтрон.

На кварковом уровне при  $\beta$ -распаде происходит превращение  $d$ -кварка в  $u$ -кварк или превращение  $u$ -кварка в  $d$ -кварк.

# e-захват

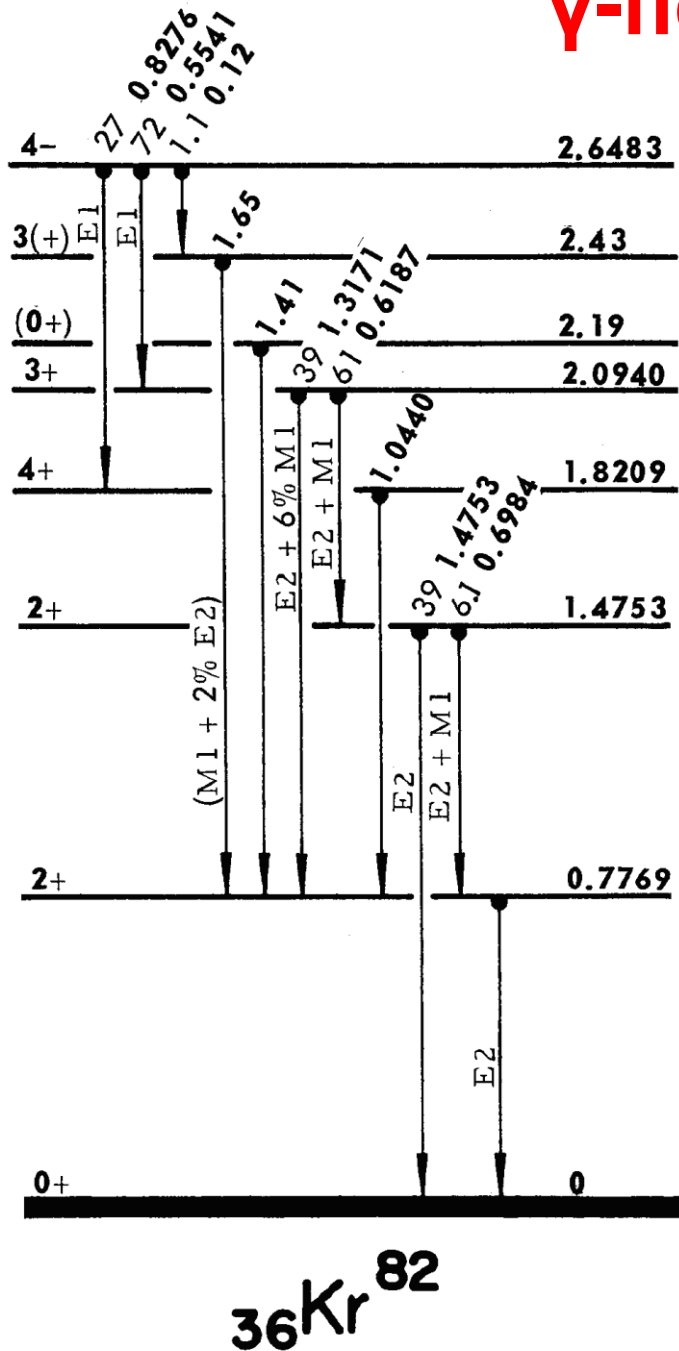


e-захват — захват ядром электрона из электронной оболочки собственного атома.

В случае захвата ядром электрона в конечном состоянии образуются две частицы — конечное ядро и нейтрино. Так как это двухчастичный распад распределение энергий между образовавшимся ядром и нейтрино является однозначным. Практически вся она уносится нейтрино.

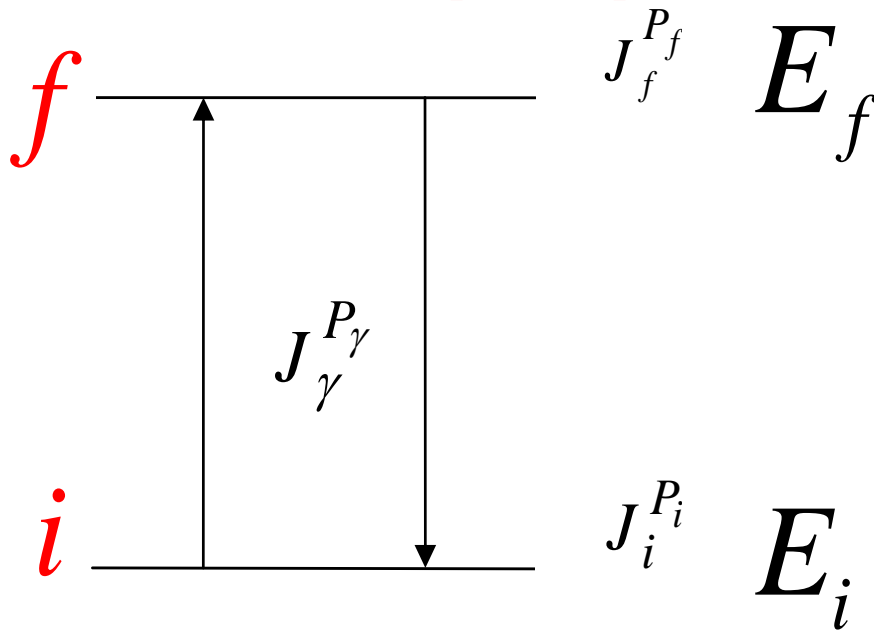
e-захват имеет существенное значение в тяжелых ядрах, в которых атомные K- и L-оболочки расположены близко к ядру.

# γ-переходы в ядрах



Времена жизни  $\gamma$ -радиоактивных ядер обычно изменяются от  $10^{-8}$  до  $10^{-17}$  с, т.е. в среднем они гораздо меньше времени жизни по отношению к  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадам.

# $\gamma$ -переходы в ядрах



Квантовые числа фотона

$$J_\gamma = 1$$

$$P_\gamma = -1$$

$\gamma$ -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.

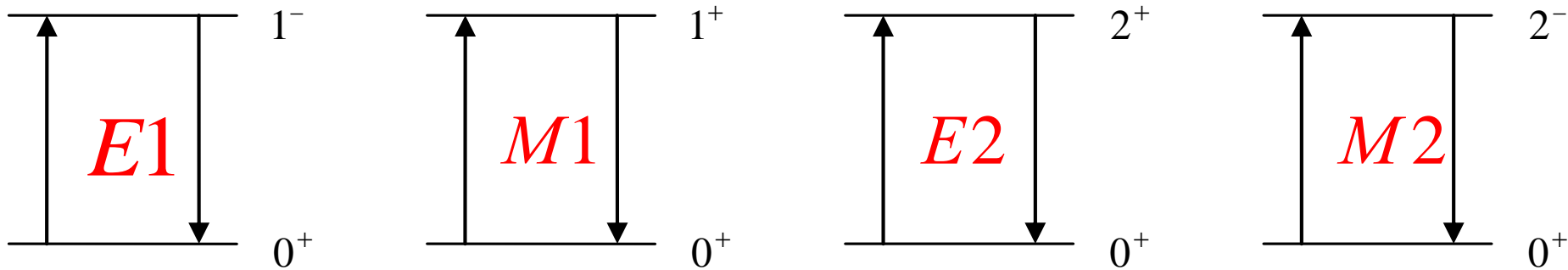
# Магнитные и электрические фотоны

Фотоны с определённым значением полного момента  $J$  имеют разные значения орбитального момента  $l$  и, следовательно, разные чётности. В зависимости от чётности при определенном значении  $J$  фотоны различают на *магнитные и электрические*:

$l = J, \quad P = (-1)^{J+1}$  – магнитные фотоны  $MJ$ ;

$l = J \pm 1, \quad P = (-1)^J$  – электрические фотоны  $EJ$ .

# Мультипольности $\gamma$ -переходов



## Правила отбора по чётности

$$P_i P_f = (-1)^J \quad \text{для } EJ\text{-фотонов;}$$

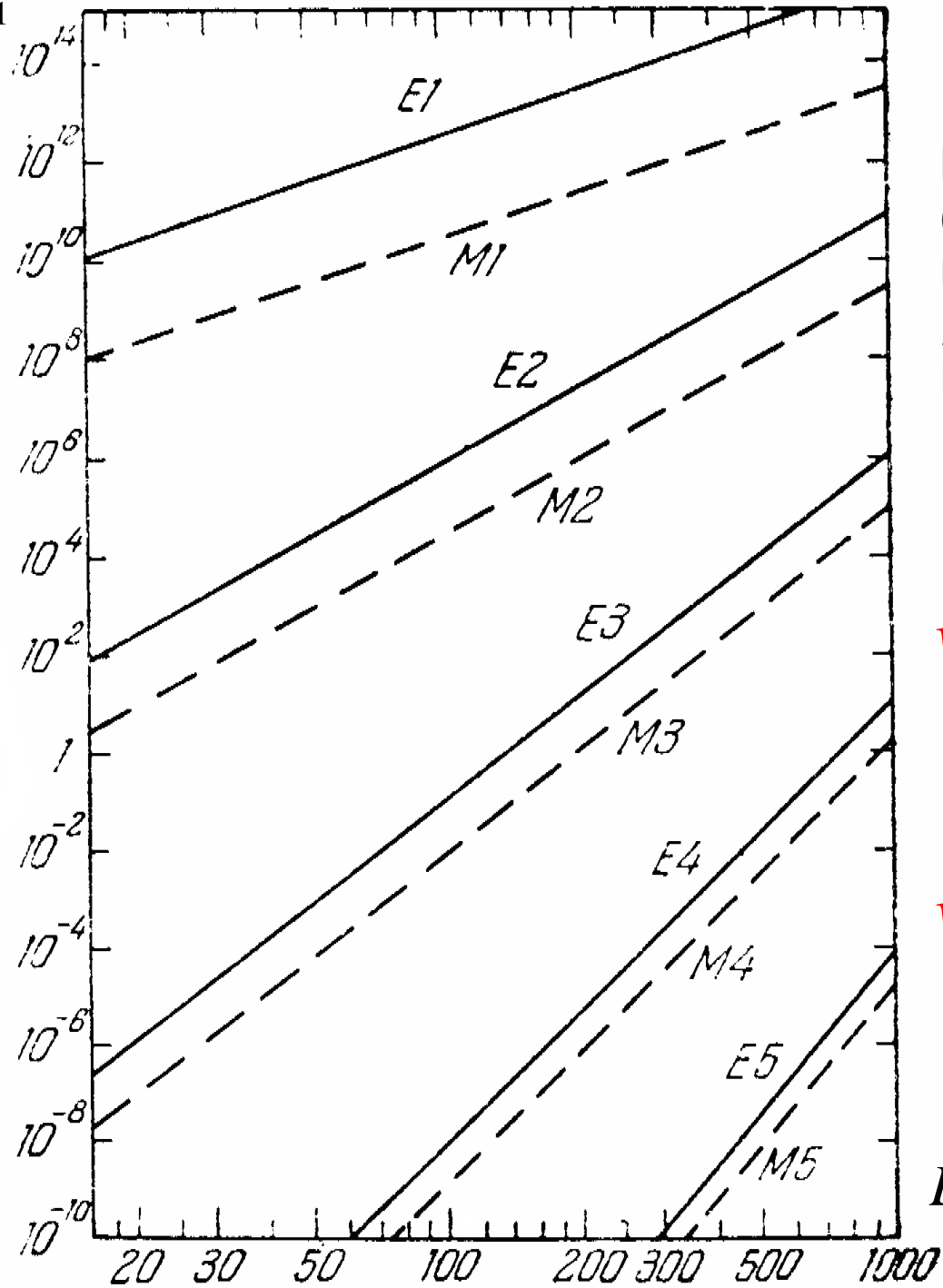
$$P_i P_f = (-1)^{J+1} \quad \text{для } MJ\text{-фотонов.}$$

Вероятности испускания или поглощения магнитных и электрических фотонов описываются приближенными соотношениями

$$w(MJ) \sim \frac{1}{\hat{\lambda}} \left( \frac{R}{\hat{\lambda}} \right)^{2J+2}, \quad w(EJ) \sim \frac{1}{\hat{\lambda}} \left( \frac{R}{\hat{\lambda}} \right)^{2J}.$$



$T_{SP}, \text{сек}^{-1}$



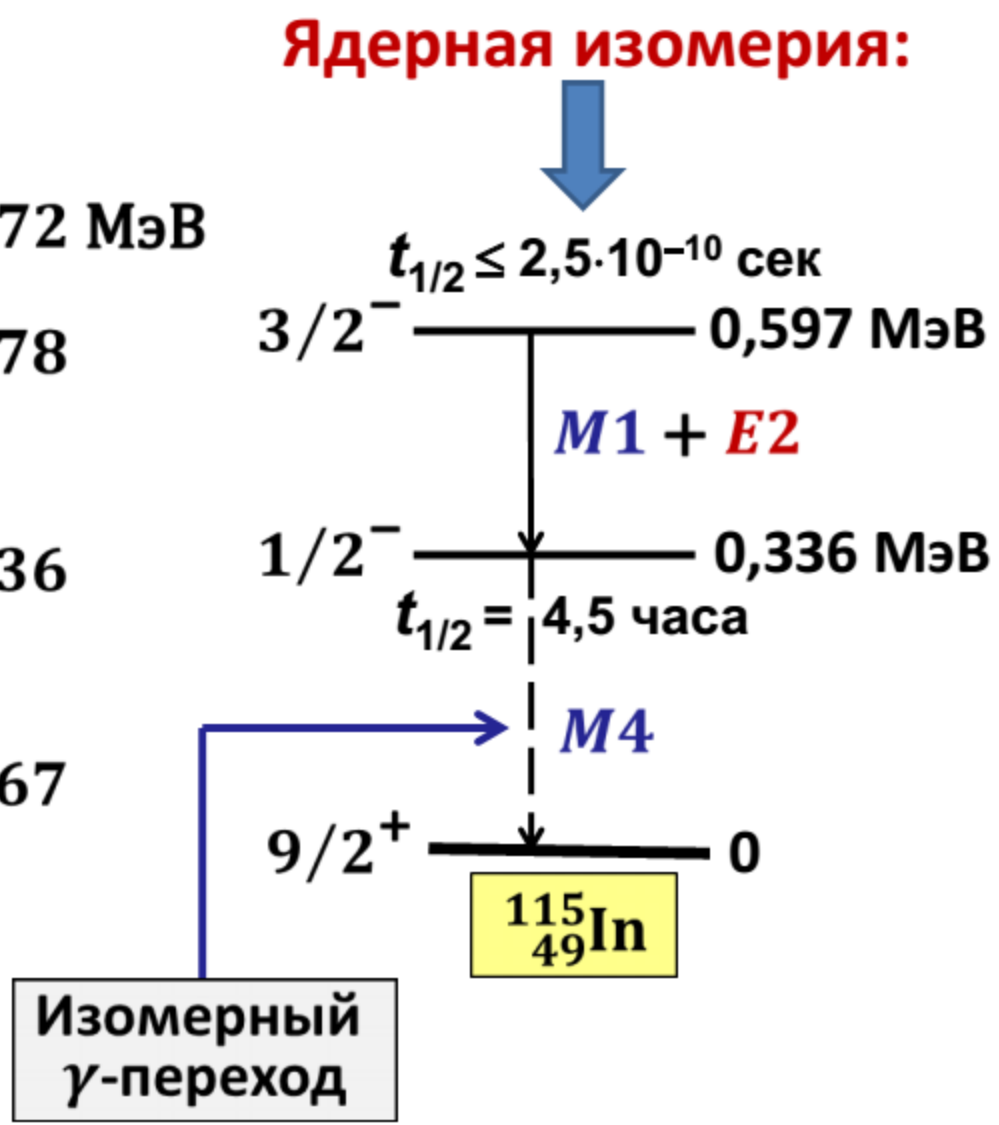
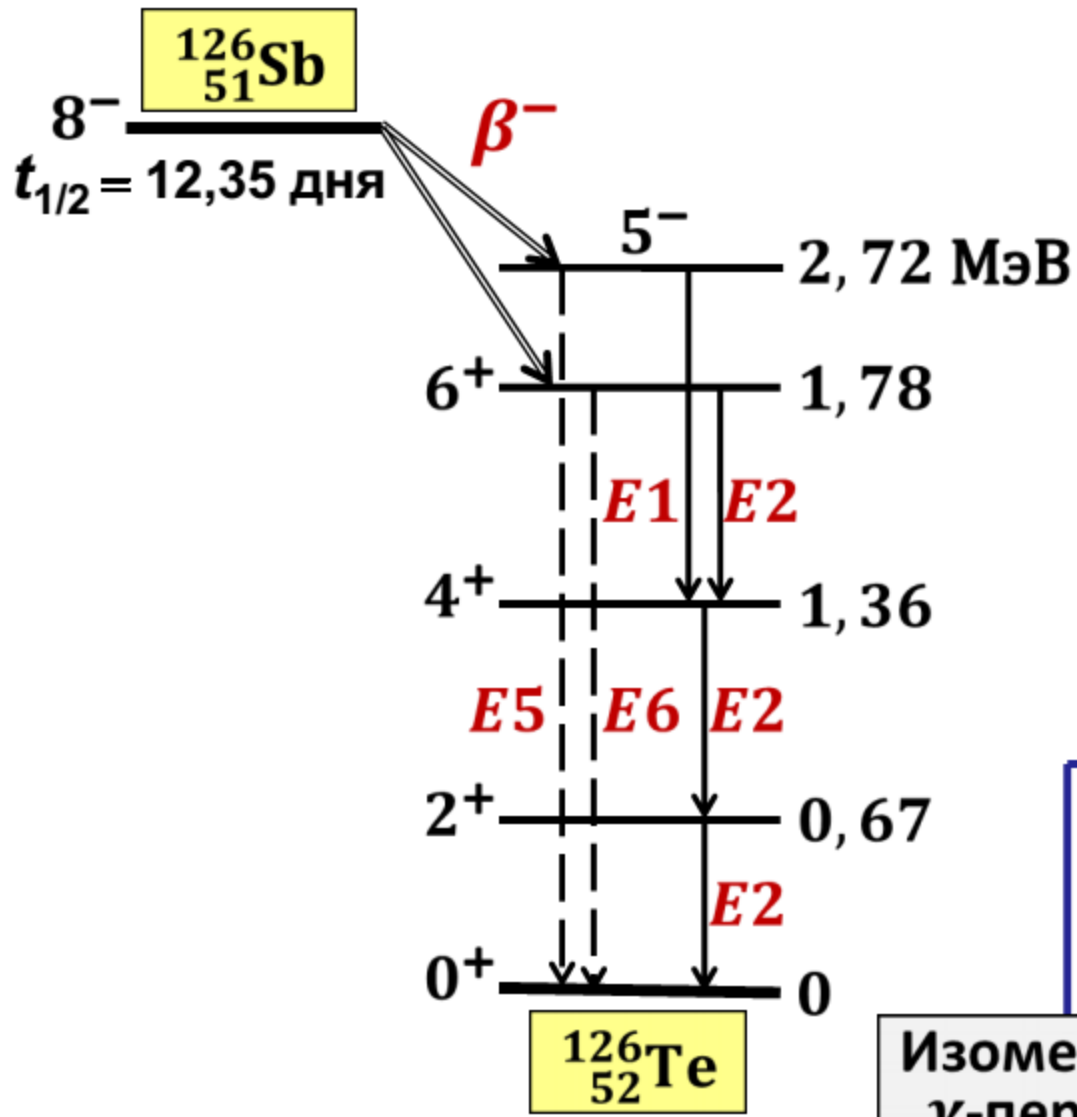
Вероятность  $\gamma$ -перехода  
(в  $\text{сек}^{-1}$ ) протона  
в зависимости от энергии  
 $\gamma$ -квантов различных  
мультипольностей

$$w(MJ) \sim \frac{1}{\hat{\lambda}} \left( \frac{R}{\hat{\lambda}} \right)^{2J+2}$$

$$w(EJ) \sim \frac{1}{\hat{\lambda}} \left( \frac{R}{\hat{\lambda}} \right)^{2J}$$

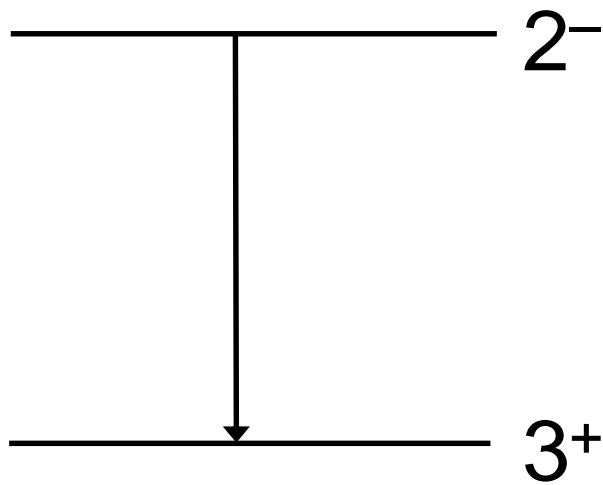
$E_\gamma, \text{кэВ}$

# Каскады $\gamma$ -переходов $t_{1/2} < 10^{-7}$ сек



# Пример

Определить спин  $J$ , четность  $P$  и мультипольность  $\gamma$ -перехода

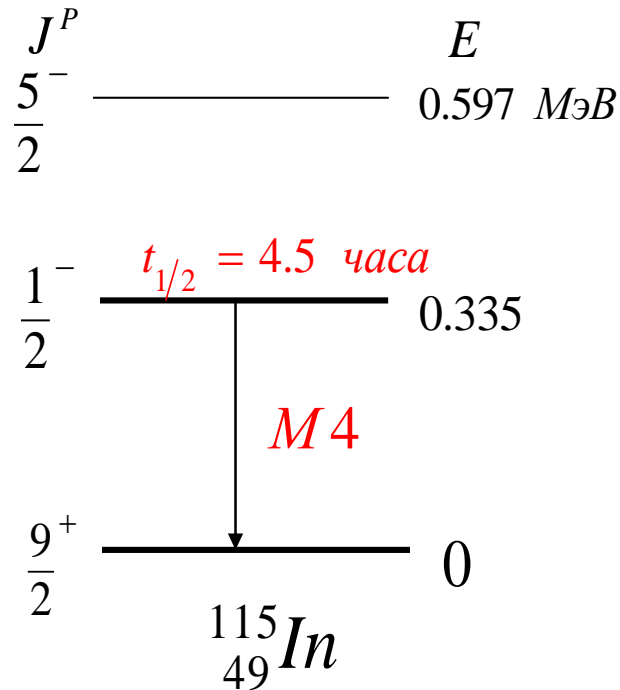


$$J = \vec{2} + \vec{3} = 1, 2, 3, 4, 5$$

$$P = (-1)(+1) = -1$$

$$E1, M2, E3, M4, E5$$

# Изомерные состояния в ядрах



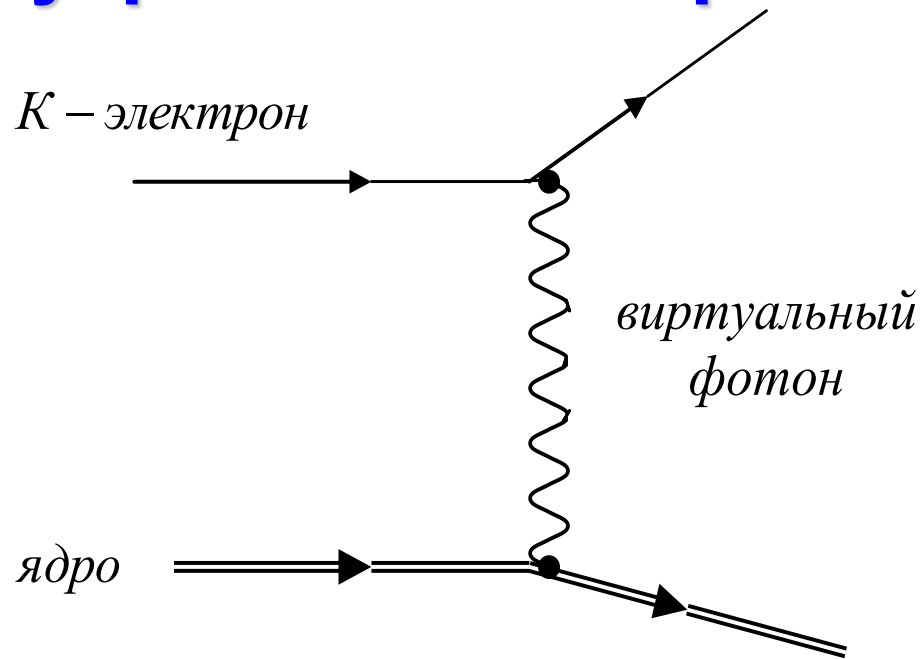
Времена жизни  $\gamma$ -радиоактивных ядер —  $10^{-17}$ – $10^{-8}$  с.

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 энергию 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.

# Внутренняя конверсия $\gamma$ -квантов



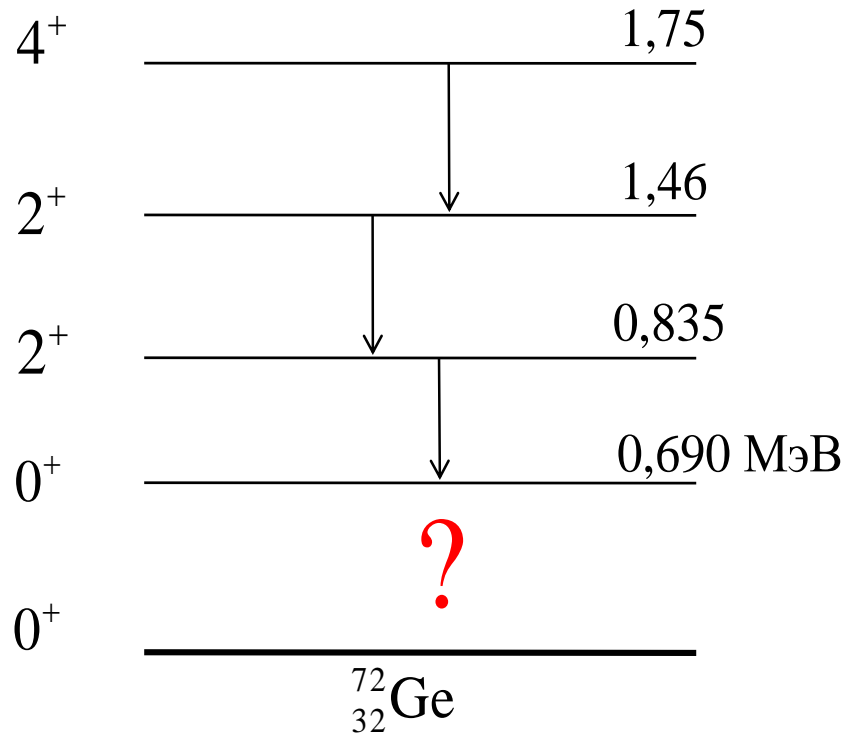
Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания  $\gamma$ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название **внутренней конверсии**. Фотон, участвующий в нем, является виртуальным.

$$E_e = E - \varepsilon.$$

Моноэнергетичность вылетающих при внутренней конверсии электронов позволяет отличить их от электронов  $\beta$ -распада, спектр которых непрерывный.

При внутренней конверсии наблюдаются кванты рентгеновского излучения, возникающие при переходе одного из наружных электронов на уровень K- или L-оболочки, освобожденный вылетевшим из атома электроном.

# 0–0-переходы



Явление 0–0-перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0. Если ядро оказывается в первом возбужденном состоянии, оно не может перейти в основное состояние путём испускания  $\gamma$ -кванта, так как реального фотона  $E0$  с нулевым моментом не существует. Виртуальный  $E0$ -квант с нулевым моментом и положительной четностью может существовать. И этот квант обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии.

# Резонансное поглощение $\gamma$ -квантов

1958 г. Р. Мессбауэр открыл явление ядерного резонанса (эффект Мессбауэра)

$$E_{яо} = \frac{mv^2}{2} = \frac{m^2 v^2}{2m} = \frac{E^2}{2mc^2} \quad mv = \frac{E}{c}$$

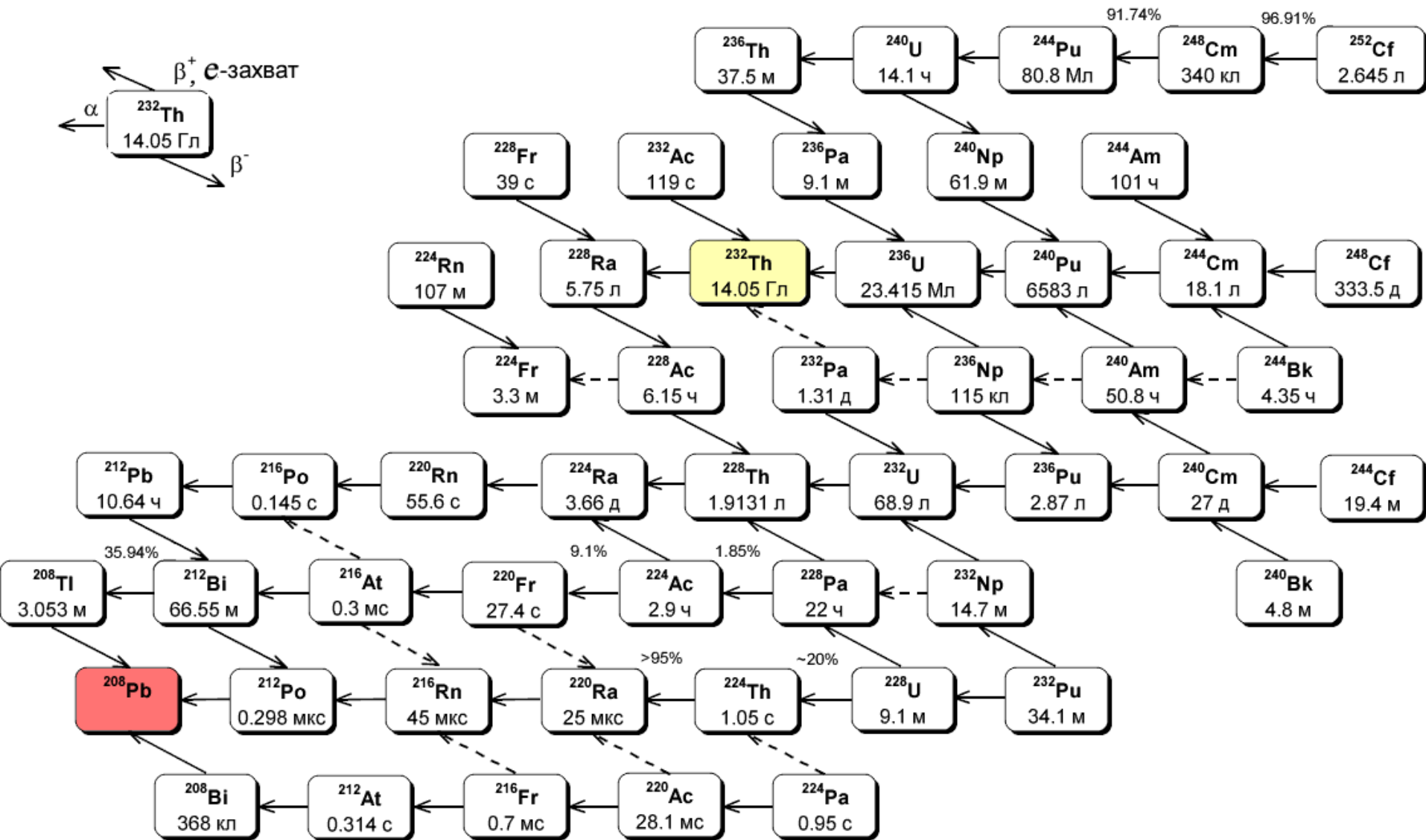
Для свободных ядер и ядер, связанных в кристаллической решётке условия отдачи при испускании  $\gamma$ -квантов существенно различны. В кристаллах возможны  $\gamma$ -переходы, при которых энергию отдачи получает не отдельное ядро, а весь кристалл.

**Нобелевская премия по физике**

1961 г. – Р. Мессбауэр.

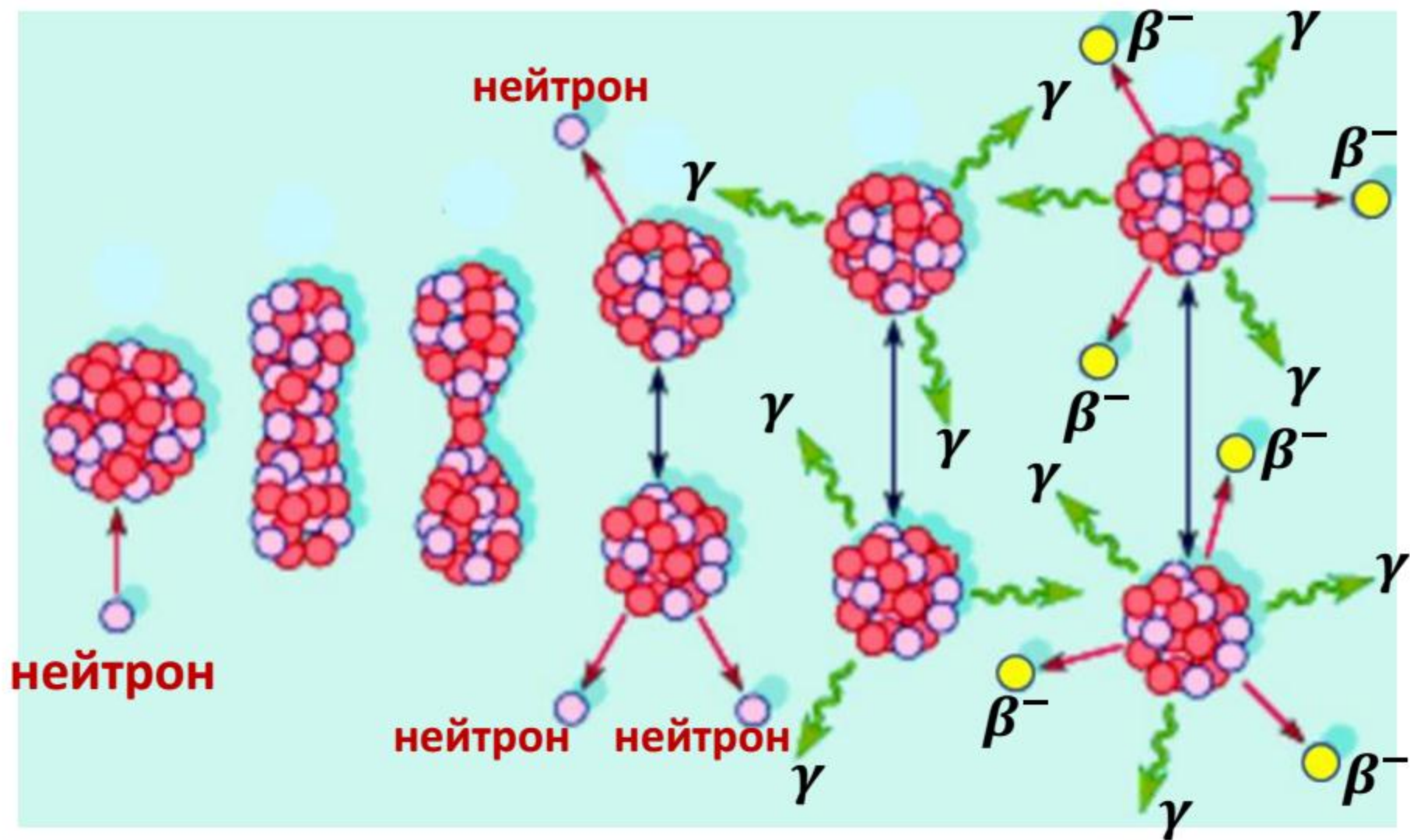
За исследования в области резонансного поглощения гамма-излучения и открытия в этой связи эффекта, носящего его имя

# Радиоактивное семейство 4n





# Деление ядер





# Типы радиоактивного распада ядер

Тип радиоактивности ядер	Тип испускаемых частиц	Год открытия	Авторы открытия
Радиоактивность атомных ядер	Излучение, вызвавшее потемнение фотопластинок	1896	A. Becquerel
Альфа-распад	${}^4\text{He}$	1898	E. Rutherford
$\beta^-$ -распад	$e^- \tilde{\nu}$	1898	E. Rutherford
$\beta^+$ -распад	$e^+ \nu$	1934	I. et F. Joliot-Curie
e-захват	$\nu$	1938	L. Alvarez
Гамма-распад	$\gamma$ -квант	1900	P. Villard
Ядерная изомерия	$\gamma$ , e-захват, $\beta^+$ , $\beta^-$ , деление	1921	O. Hahn
Спонтанное деление	Два осколка сравнимой массы	1940	Г.Н. Флеров, К.А. Петржак
Двойной $\beta$ -распад	$e^- e^- 2\tilde{\nu}_e$	1950	M.G. Ingram, J.H. Reynolds
Протонная радиоактивность	p	1981	S. Hofmann
Кластерная радиоактивность	${}^{14}\text{C}$	1984	H. Rose, G. Jones, Д.В. Александров
Двухпротонная радиоактивность	2p	2002	J. Giovinazzo, B. Blank et al. M.Pfutzner, E.Badura et al.