



Человек в мире атомных ядер

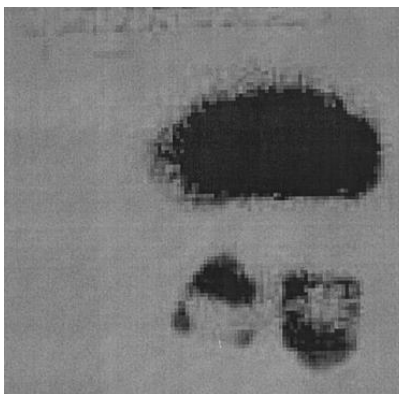
РАДИОАКТИВНОСТЬ

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** $R = (1,2-11,4)A^{1/3}$ 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».

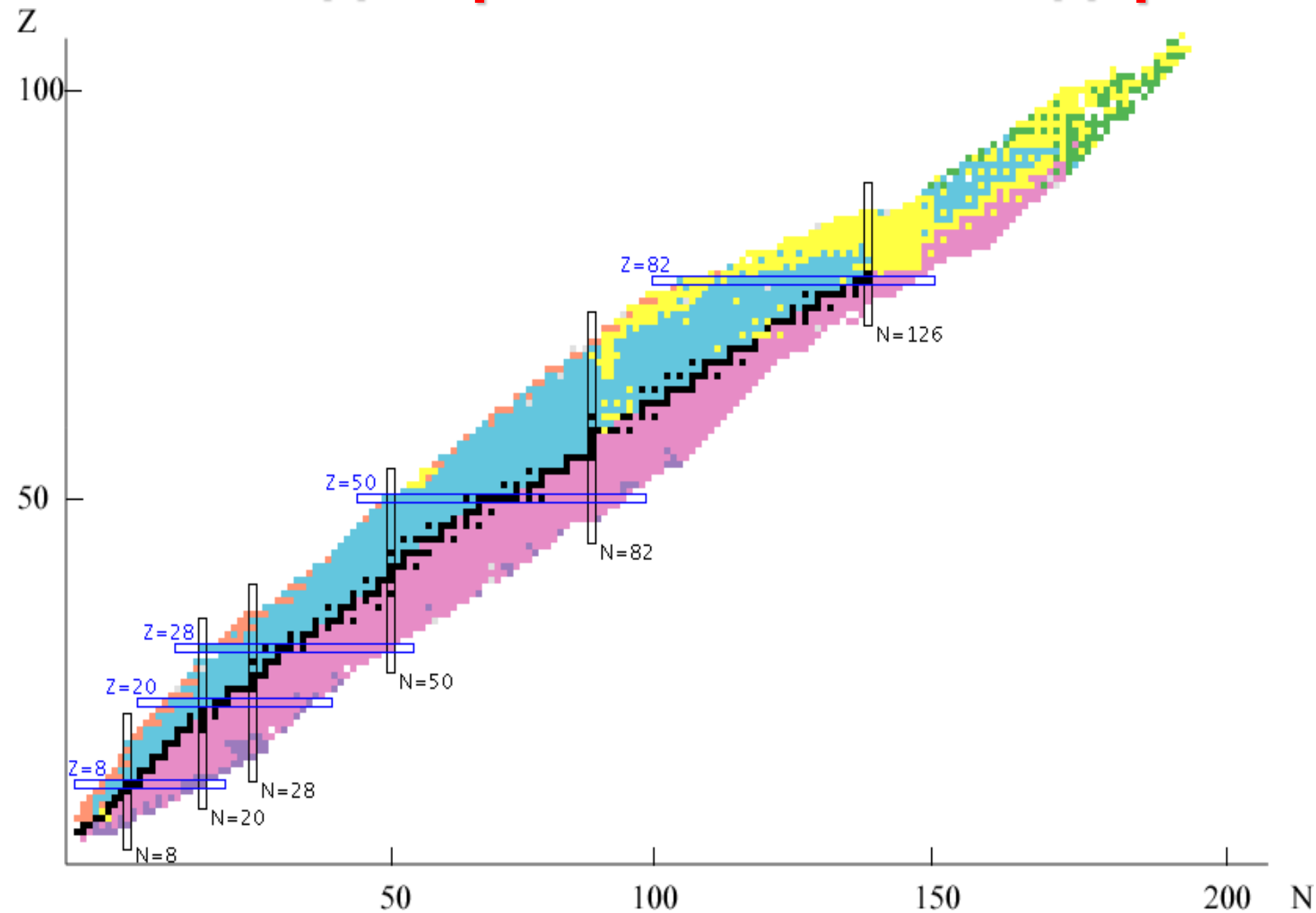
РАДИОАКТИВНОСТЬ

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

- **α -распад** – испускание ядрами α -частиц,
- **β -распад** – испускание (или поглощение) лептонов,
- **γ -распад** – испускание γ -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}C до ^{32}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 λ

Постоянная распада λ 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 ,

λ — постоянная распада.

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

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

Постоянная распада λ
Среднее время жизни τ
Период полураспада $T_{1/2}$

τ — среднее время жизни ядра

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

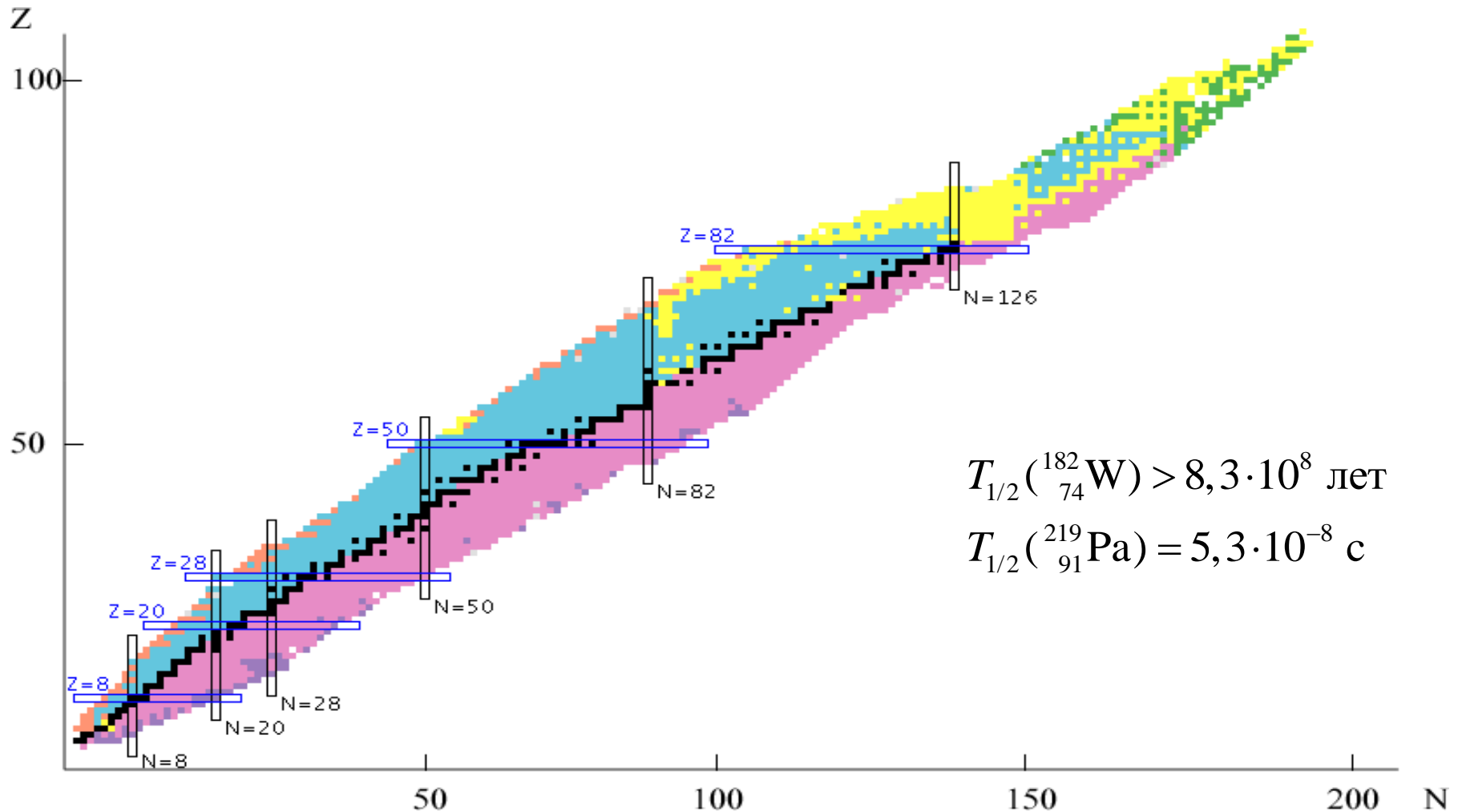
$T_{1/2}$ - период полураспада – время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое

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

α-распад

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

α-распад происходит в результате сильного взаимодействия.



Энергия α -распада Q_α

Необходимым условием α -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_α — масса α -частицы.

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

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

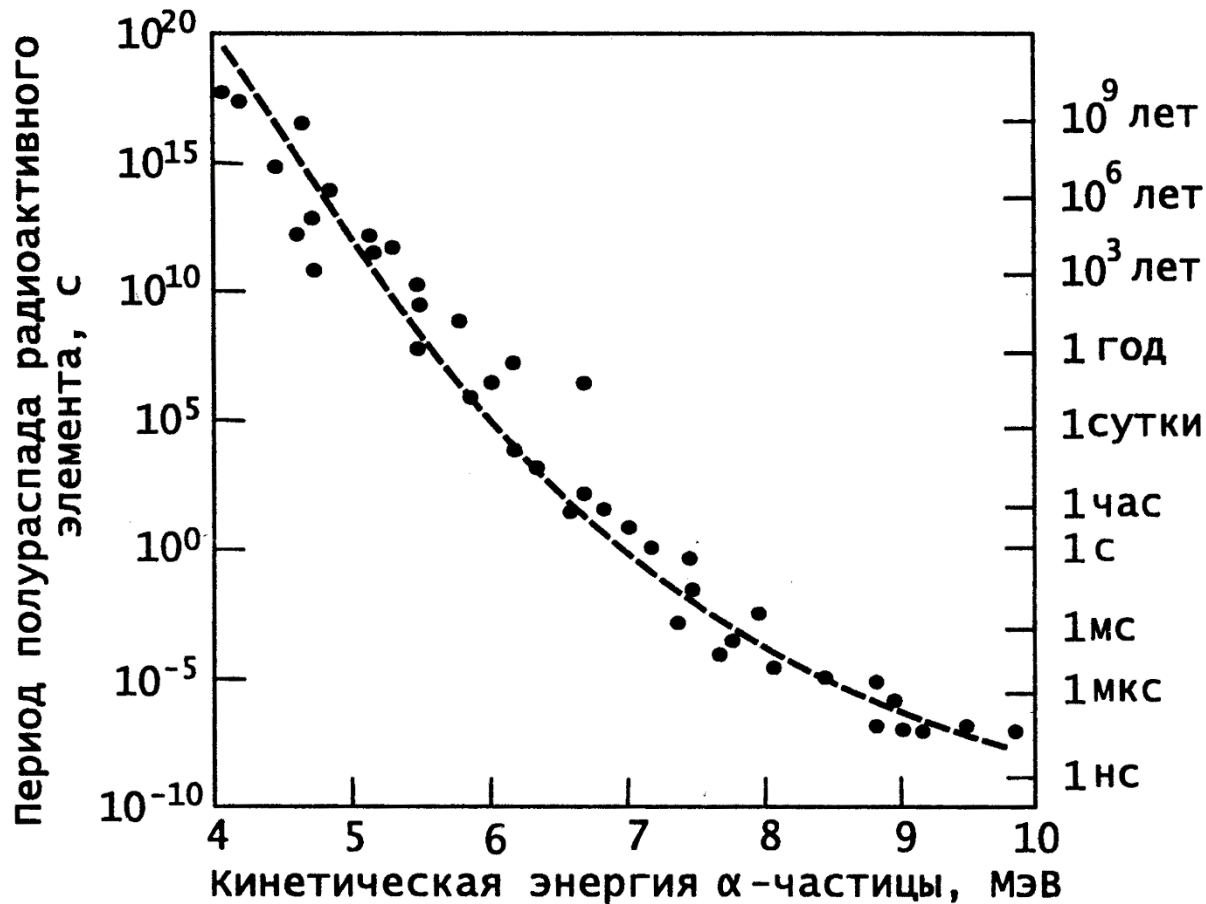
Q_α — энергия α -распада.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что энергия α -частицы T_α

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

α -частица уносит 98% энергии α -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 α -распада

Вероятность α -распада λ равна произведению вероятности обнаружить α -частицу на границе ядра f на вероятность её прохождения через потенциальный барьер P .

$$\lambda = f \cdot P$$

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

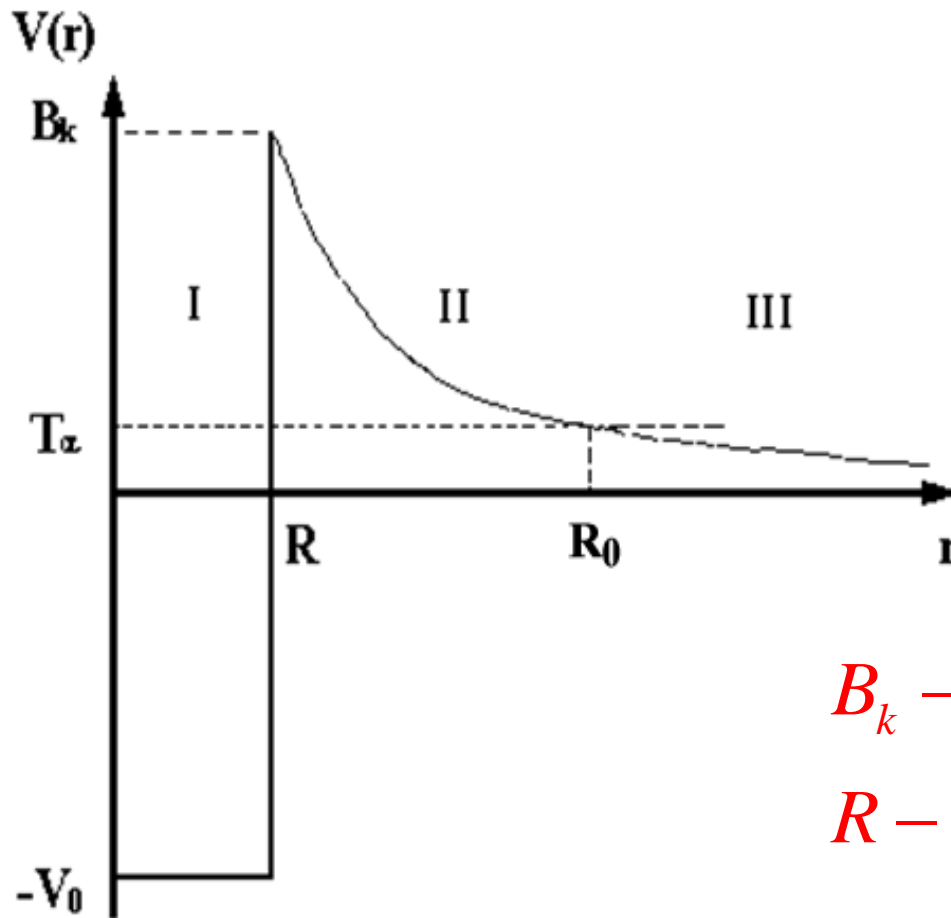
v — скорость α -частицы внутри ядра $v \approx (0,1 - 0,2)c$,

T_α — кинетическая энергия α -частицы,

μ_α — приведенная масса α -частицы,

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

Прохождение α -частицы через потенциальный барьер



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

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

Вероятность P прохождения α -частицы с энергией T_α через потенциальный барьер $V(r)$

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

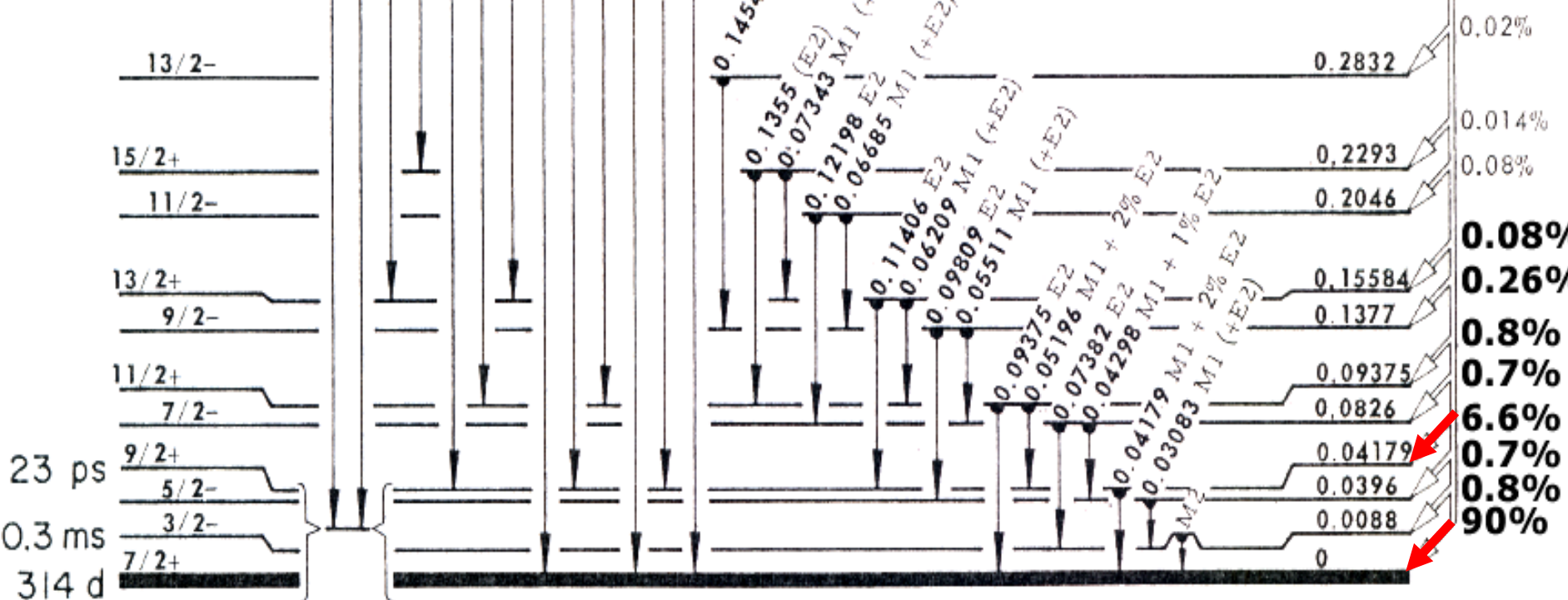
Пример. α -распад ^{253}Es

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

$$T_{1/2} = 20,5 \text{ дн}$$

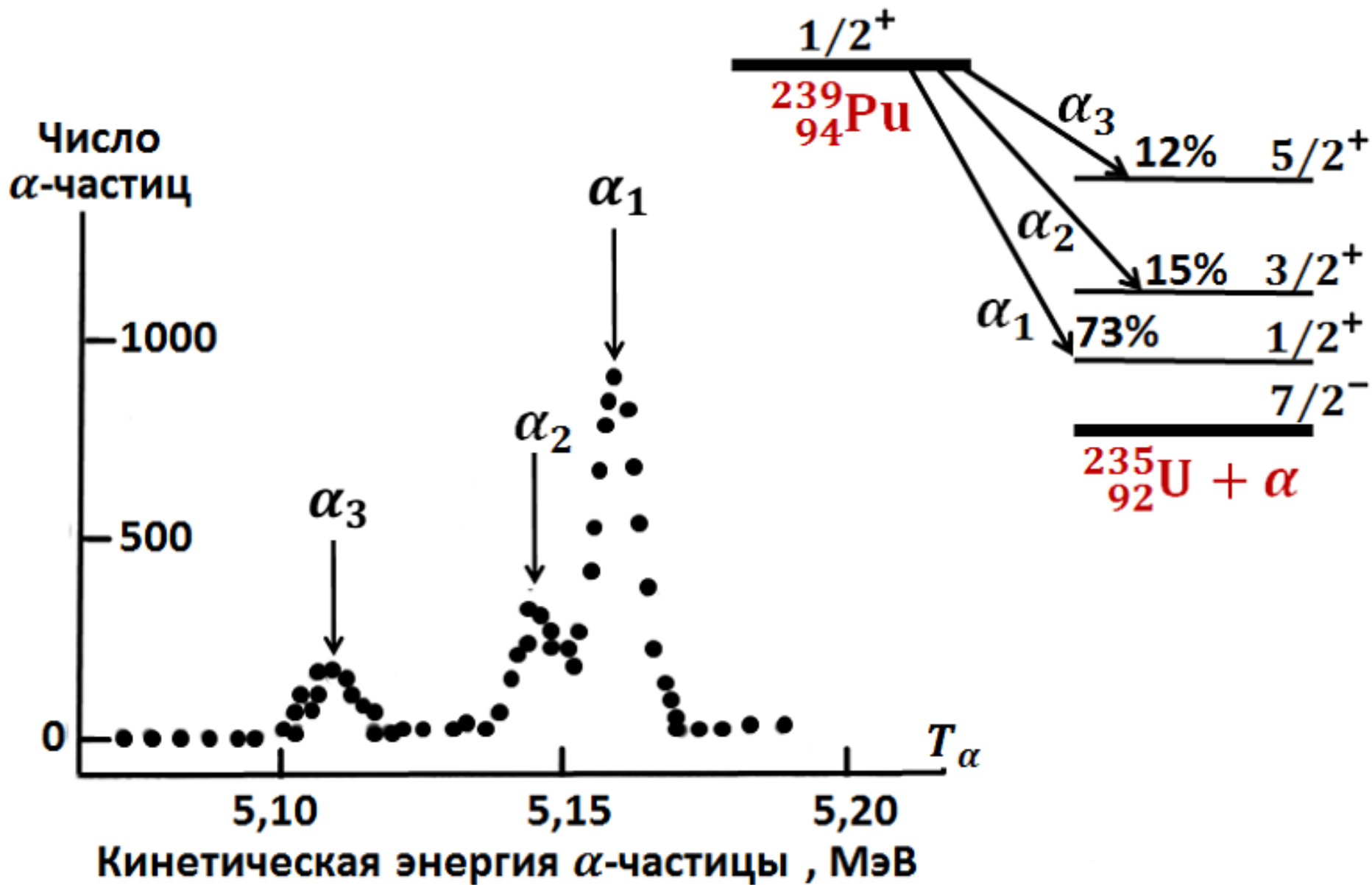
^{253}Es

M1

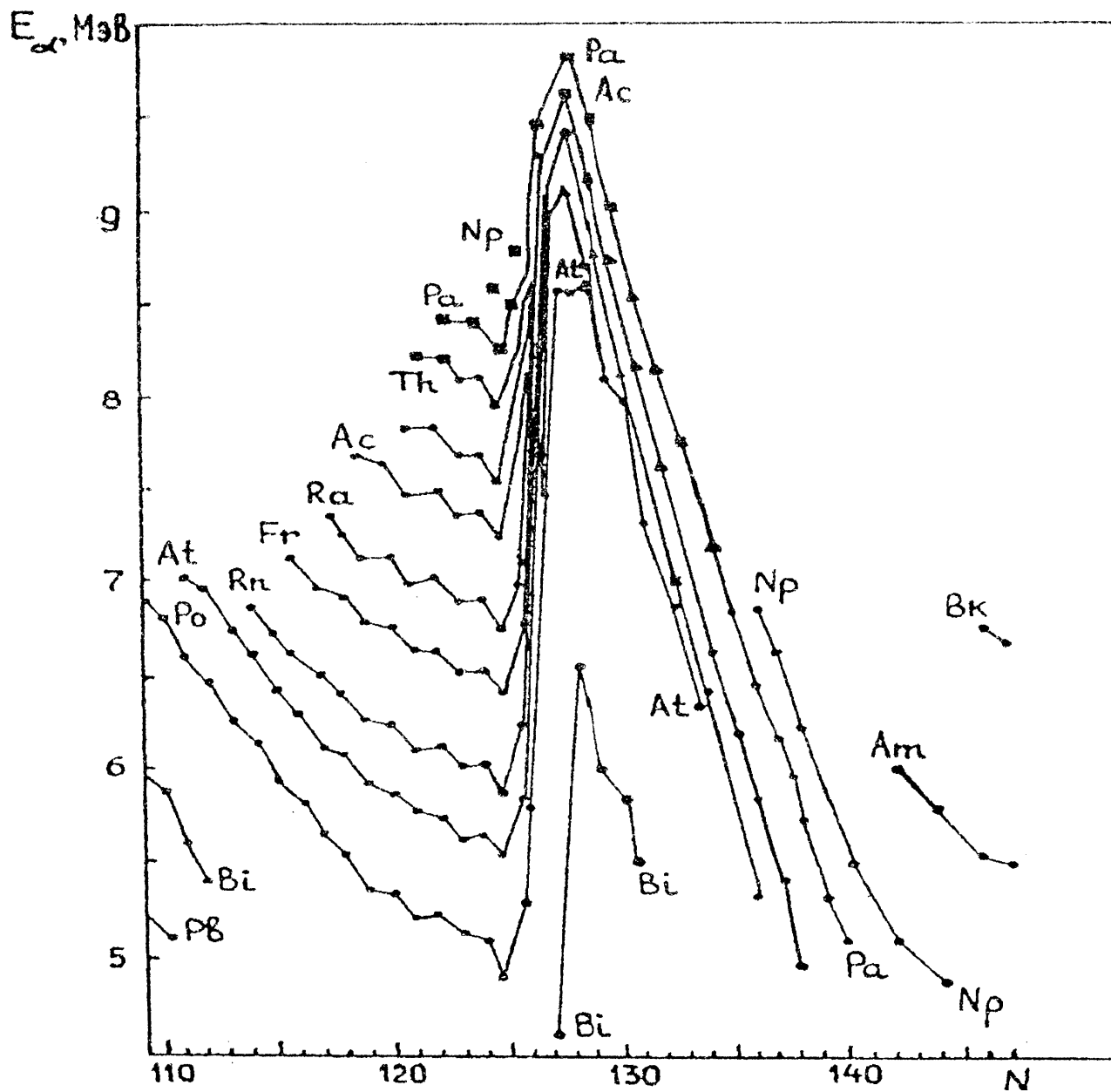


^{249}Bk

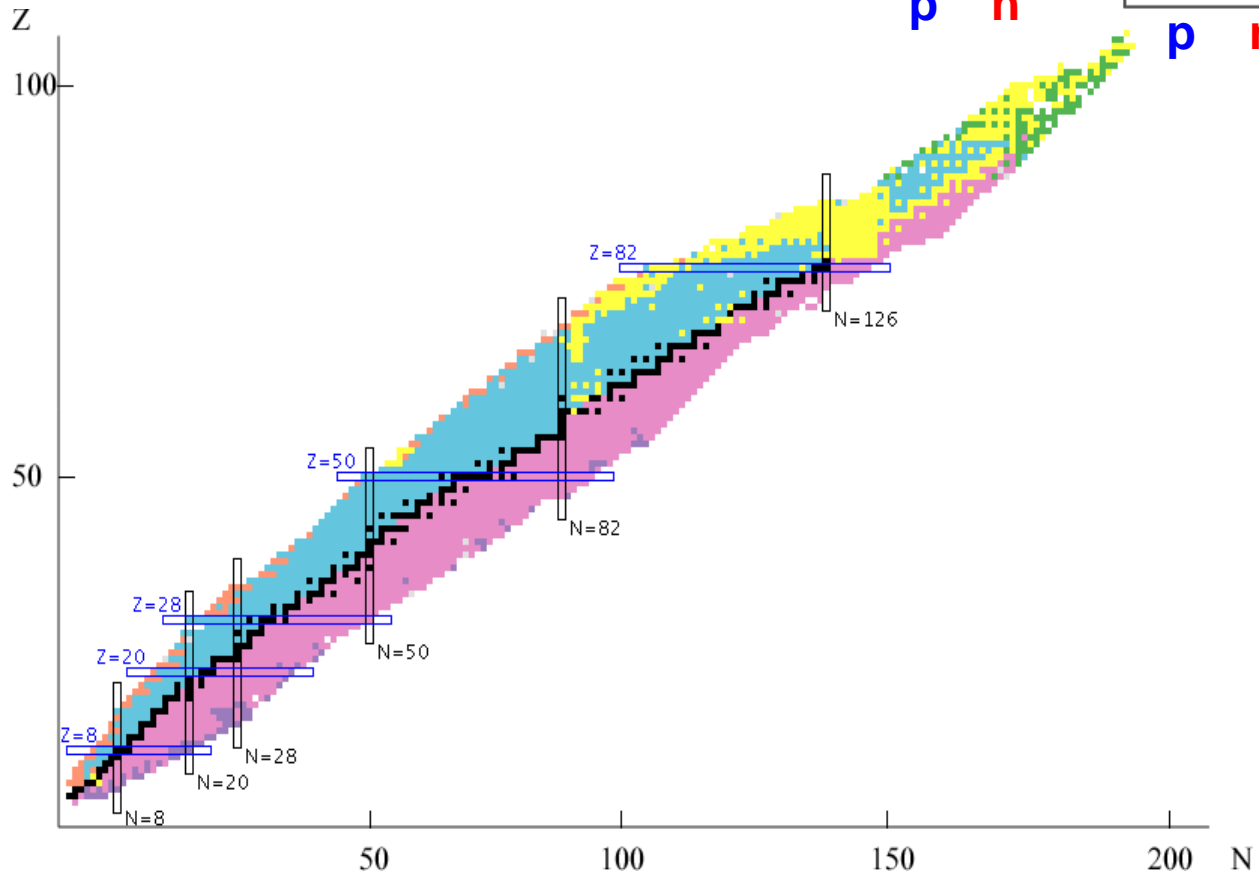
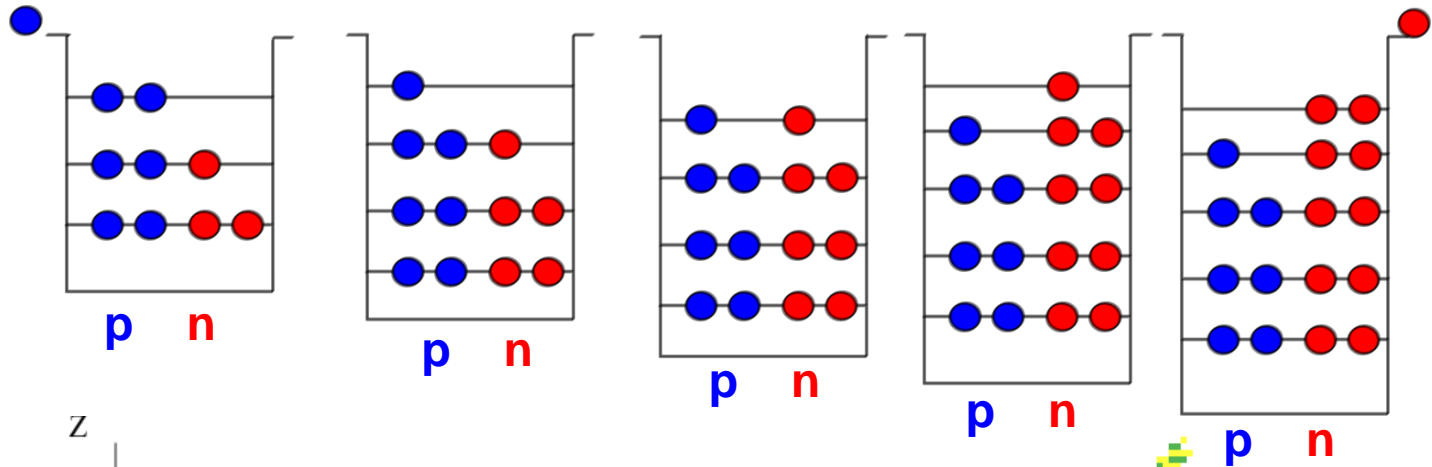
Пример. α -распад $^{239}_{94}\text{Pu}$



Энергия α -распада. Магическое число $N = 126$



N-Z диаграмма атомных ядер



Энергия β -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 β -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 β -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 β -распада:

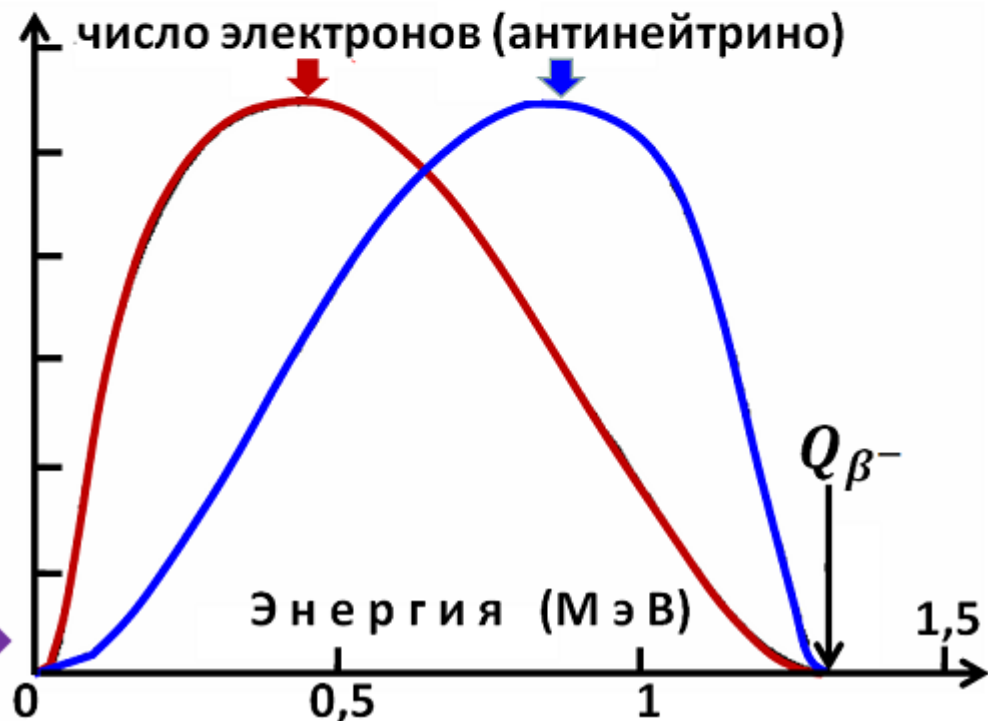
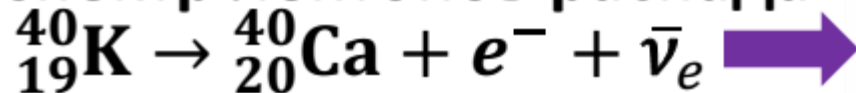
$$Q_{\beta} \approx 19 \text{ кэВ} \div 13,4 \text{ МэВ},$$

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

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

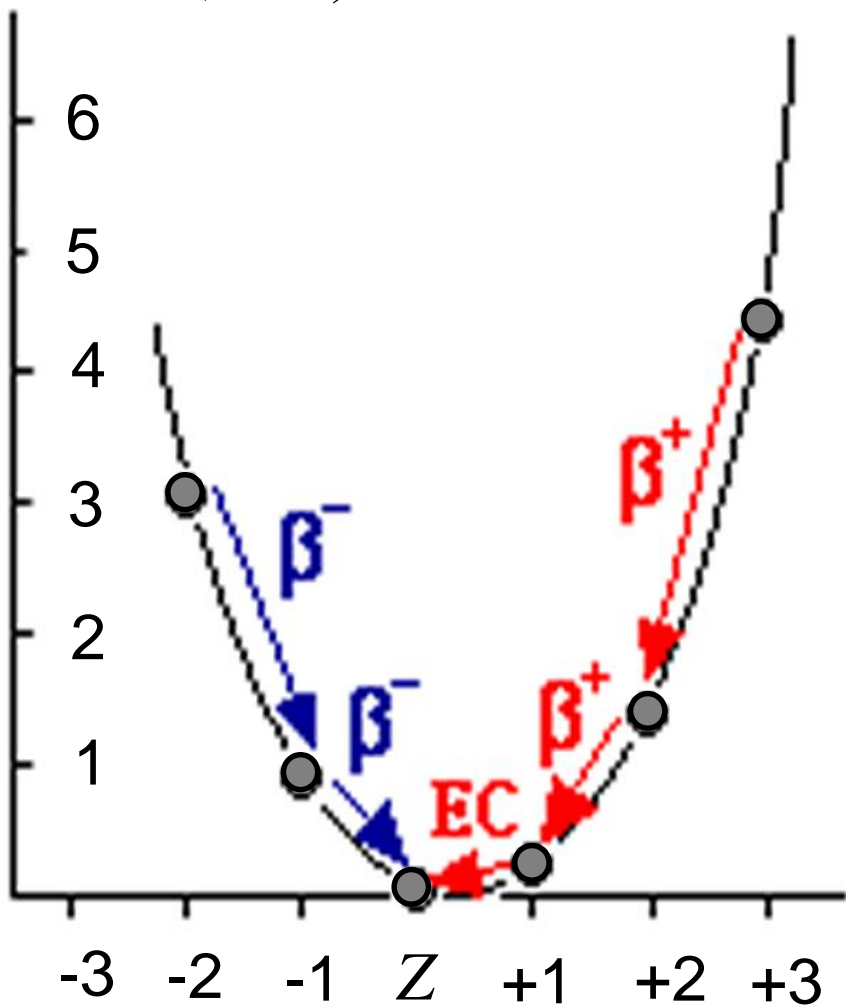
Спектры продуктов
при β^{\pm} -распаде
непрерывны

Спектр лептонов распада



β -распад ядер

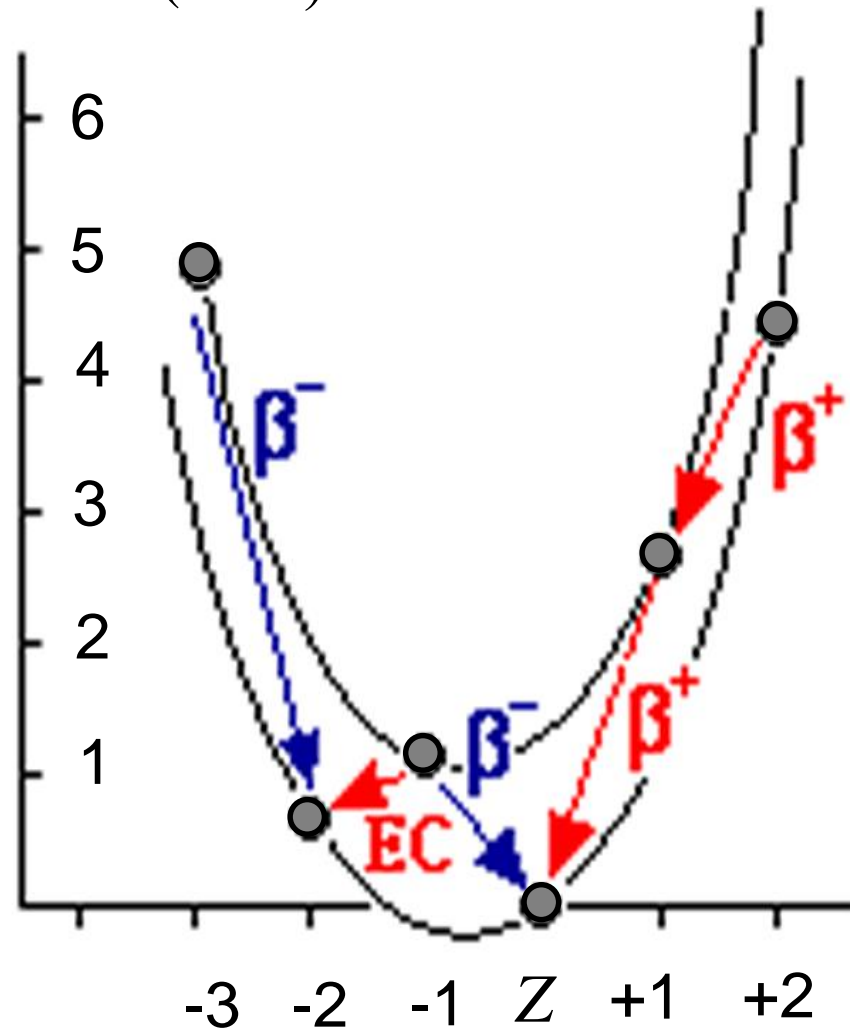
ΔMc^2 (МэВ)



Нечетные A

$\beta^- \rightarrow$

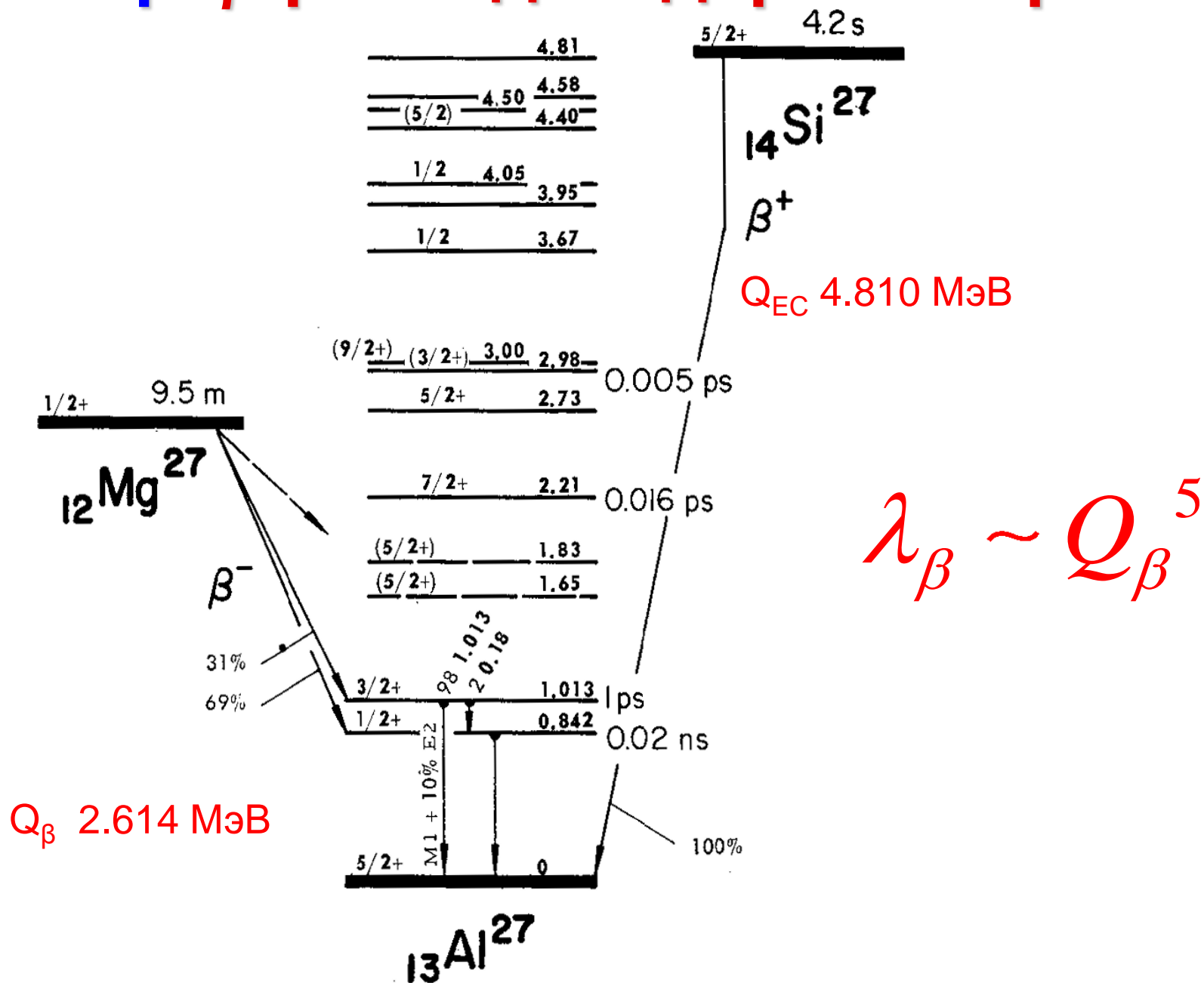
ΔMc^2 (МэВ)



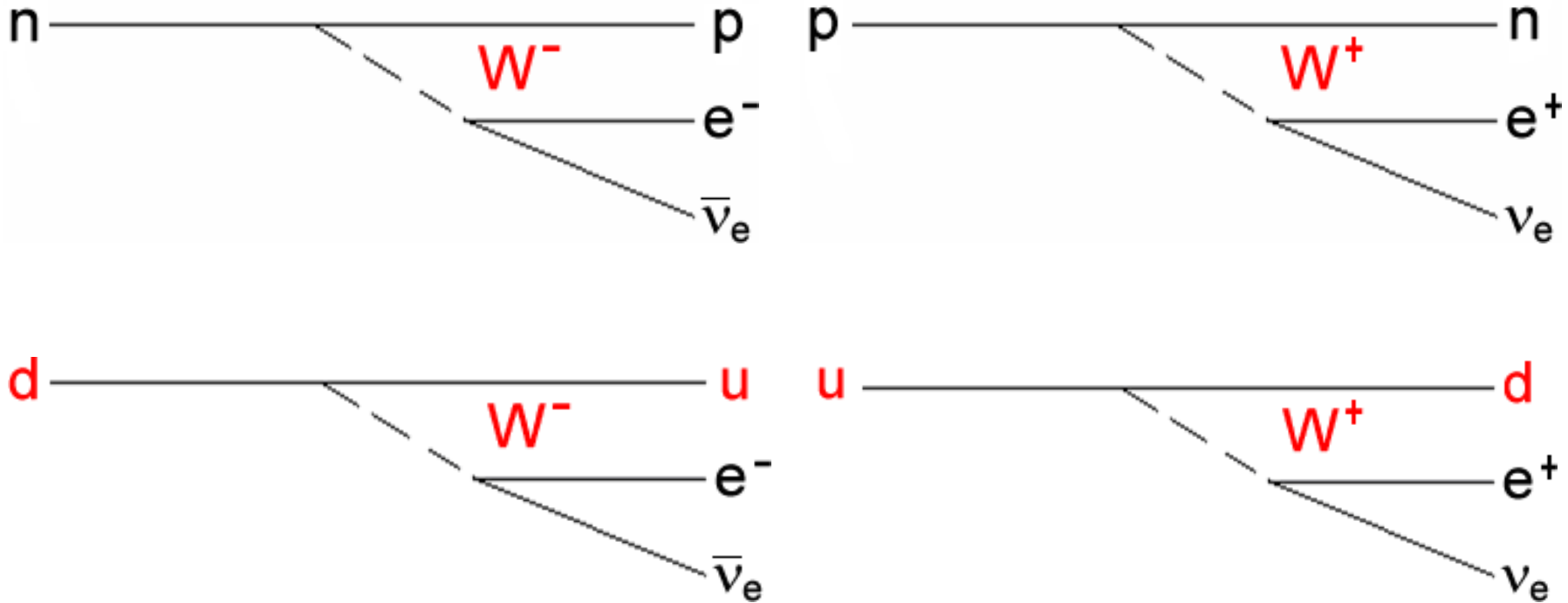
Четные A

$\leftarrow \beta^+, EC$

Пример. β -распады ядер-изобар $A=27$



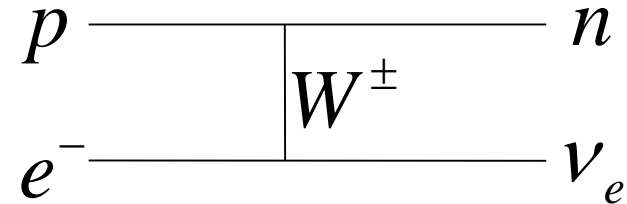
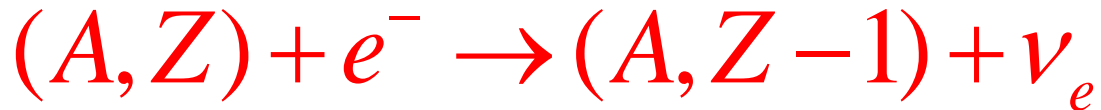
β -распад



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

На кварковом уровне при β -распаде происходит превращение **d**-кварка в **u**-кварк или превращение **u**-кварка в **d**-кварк.

e-захват

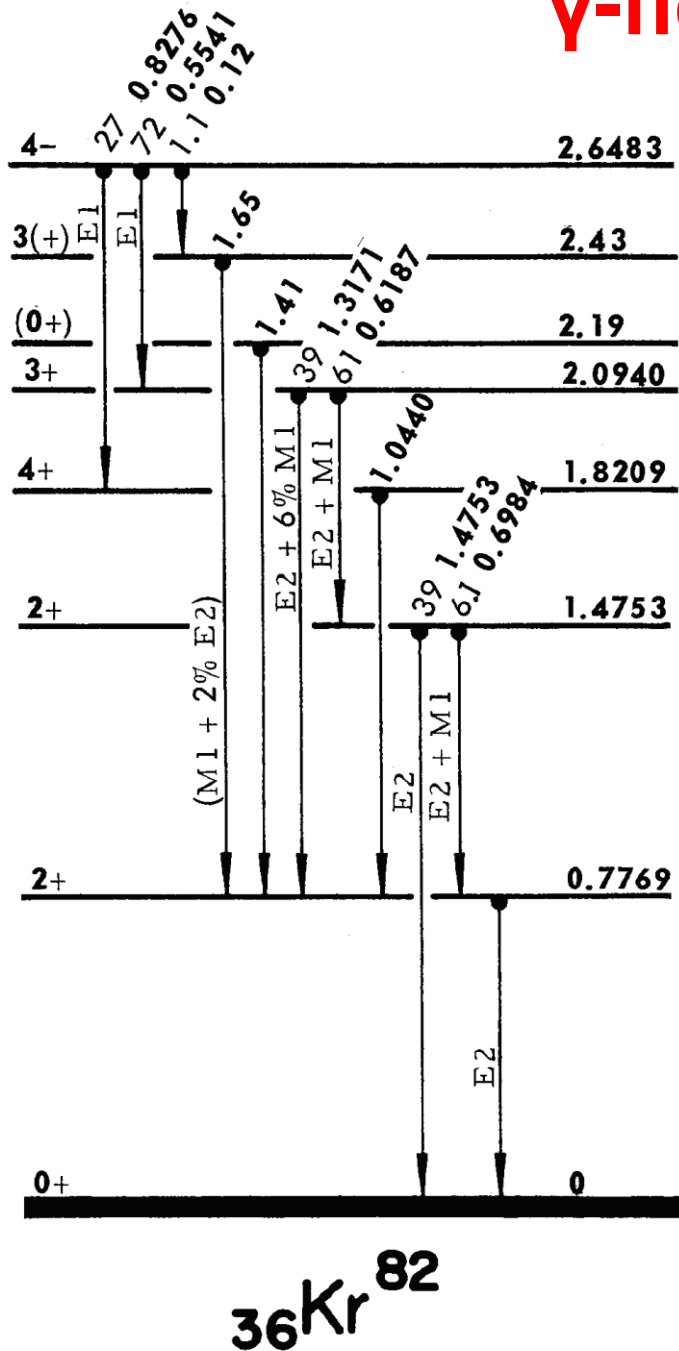


e-захват — захват ядром электрона из электронной оболочки собственного атома.

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.

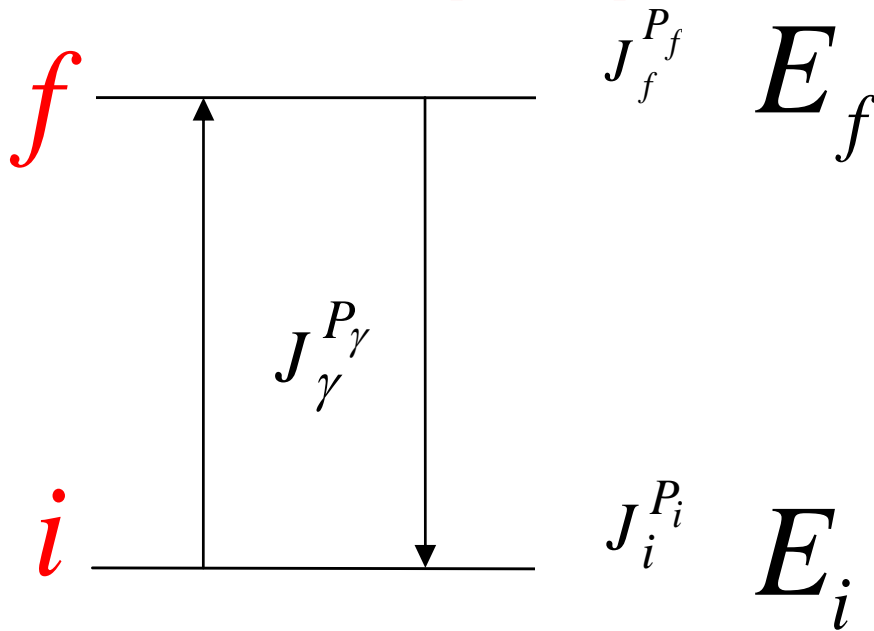
e-захват имеет существенное значение в тяжелых ядрах, в которых атомные K- и L-оболочки расположены близко к ядру.

γ-переходы в ядрах



Времена жизни γ -радиоактивных ядер обычно изменяются от 10^{-8} до 10^{-17} с, т.е. в среднем они гораздо меньше времени жизни по отношению к α - и β -распадам.

γ -переходы в ядрах



Квантовые числа фотона

$$J_\gamma = 1$$

$$P_\gamma = -1$$

γ -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.

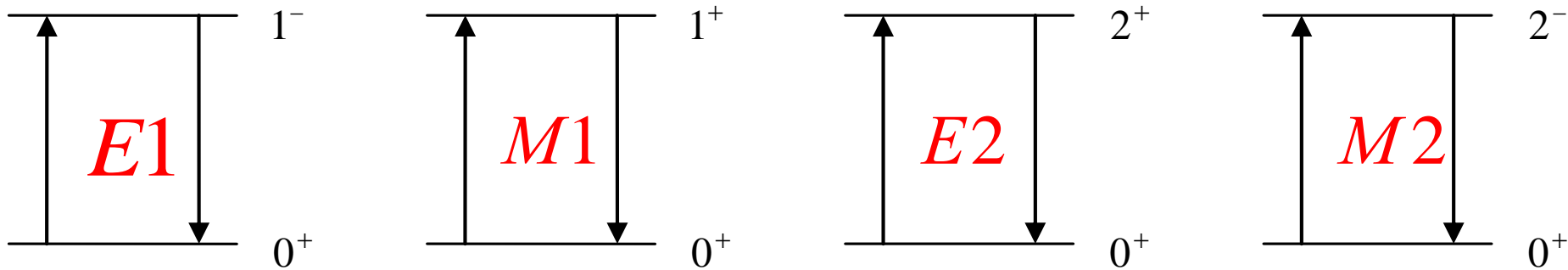
Магнитные и электрические фотоны

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 γ -переходов



Правила отбора по чётности

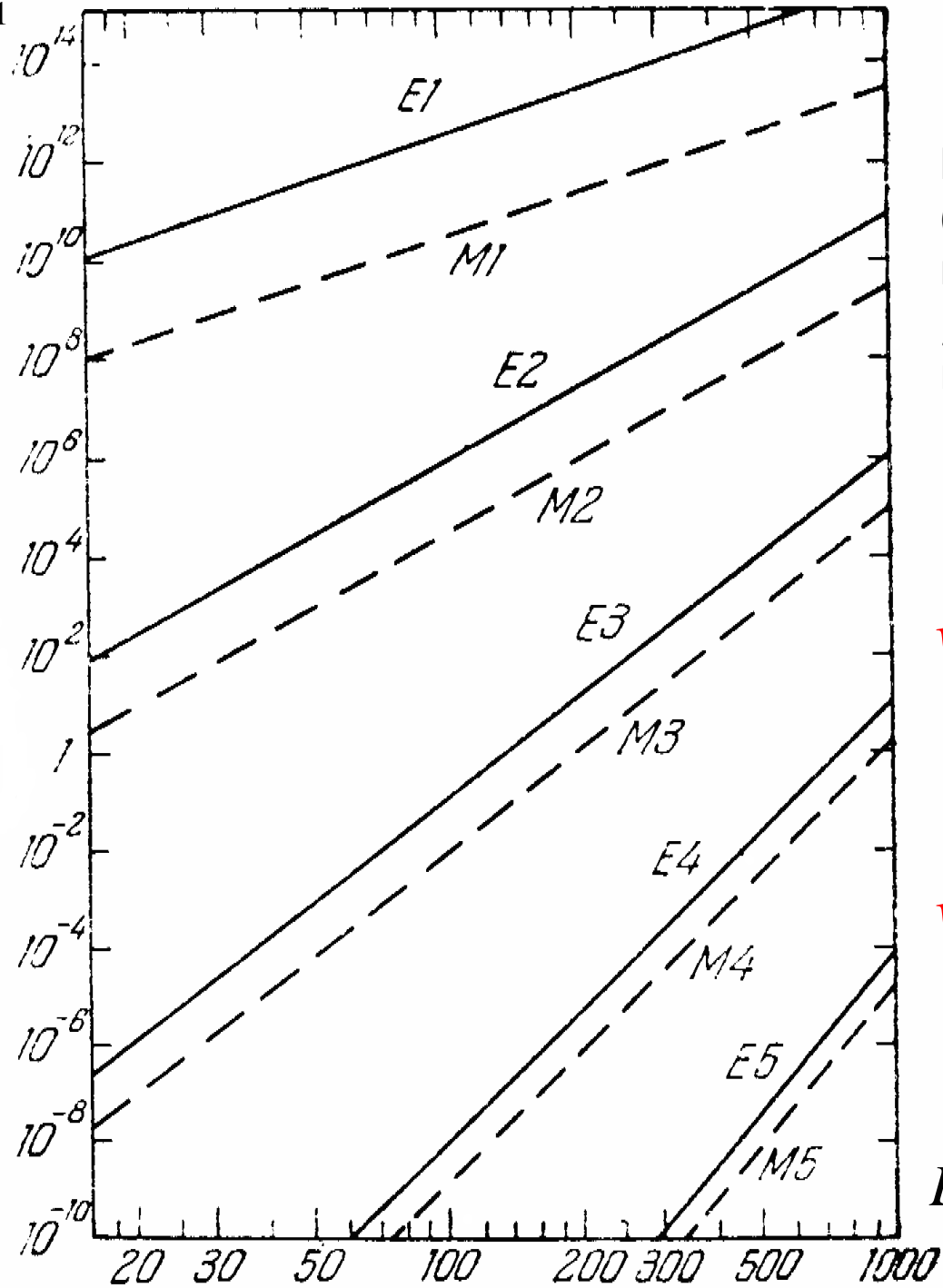
$$P_i P_f = (-1)^J \quad \text{для } EJ\text{-фотонов;}$$

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

Вероятности испускания или поглощения магнитных и электрических фотонов описываются приближенными соотношениями

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

$T_{SP}, \text{сек}^{-1}$



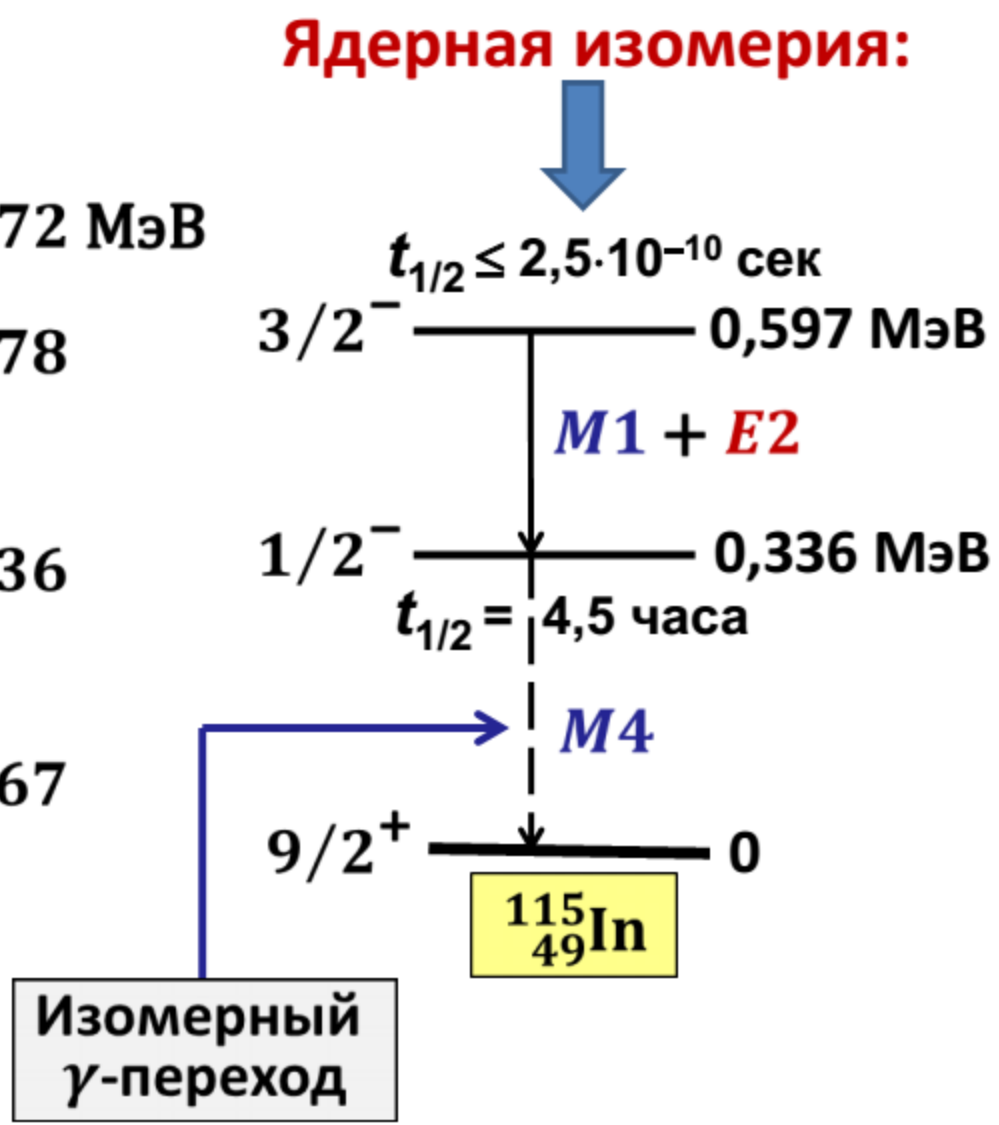
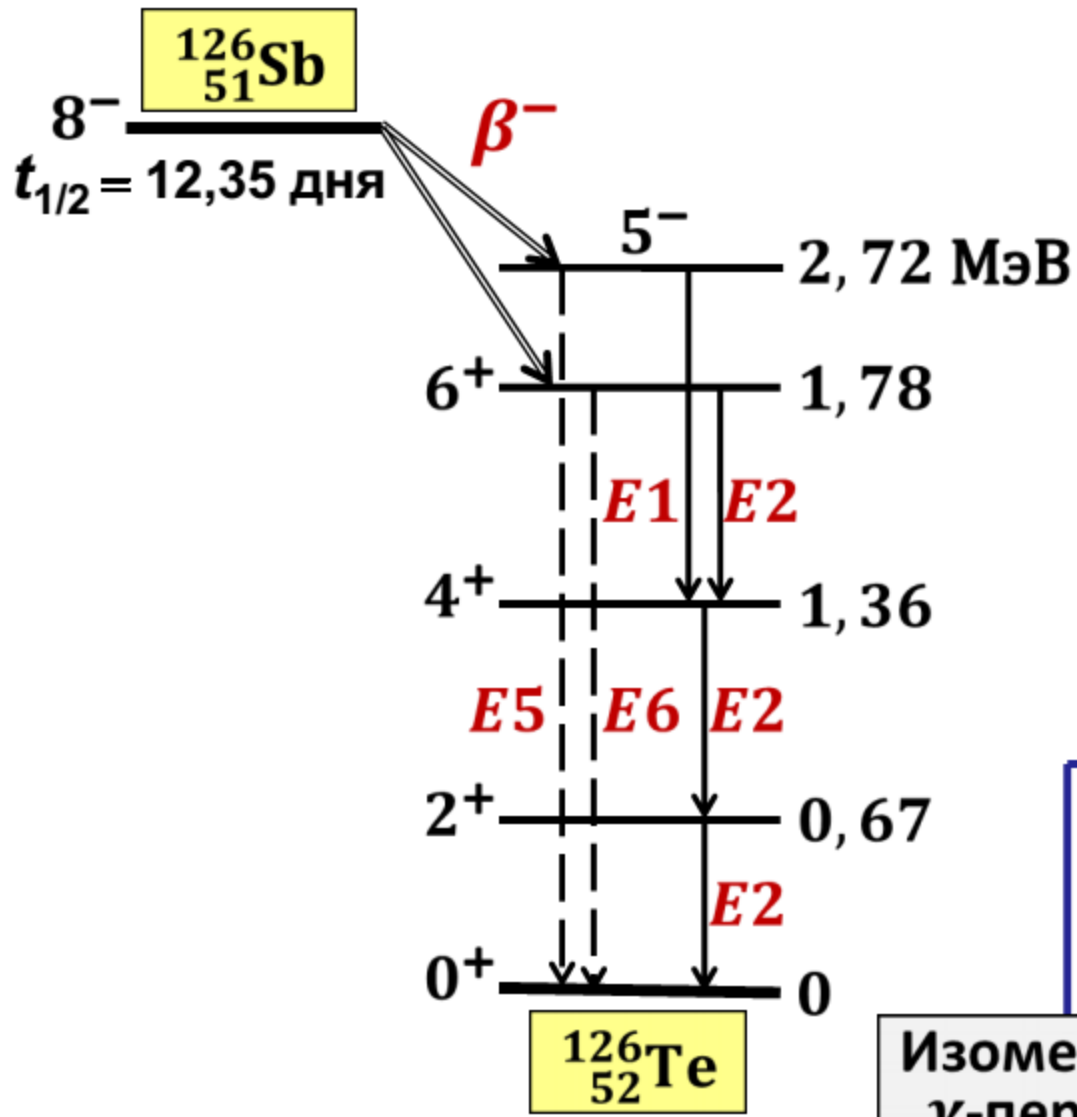
Вероятность γ -перехода
(в сек^{-1}) протона
в зависимости от энергии
 γ -квантов различных
мультипольностей

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

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

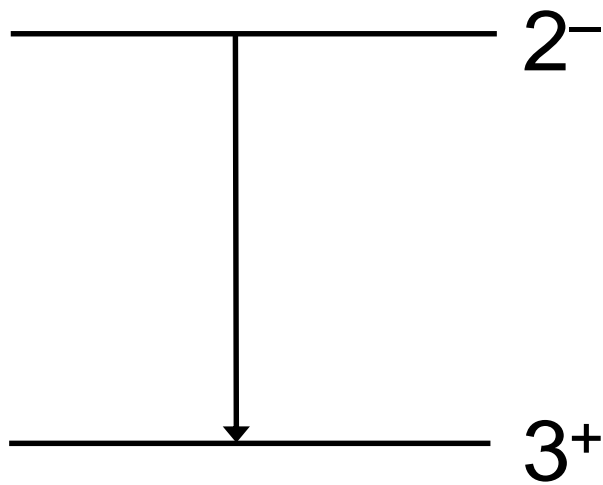
$E_\gamma, \text{кэВ}$

Каскады γ -переходов $t_{1/2} < 10^{-7}$ сек



Пример

Определить спин J , четность P и мультипольность γ -перехода

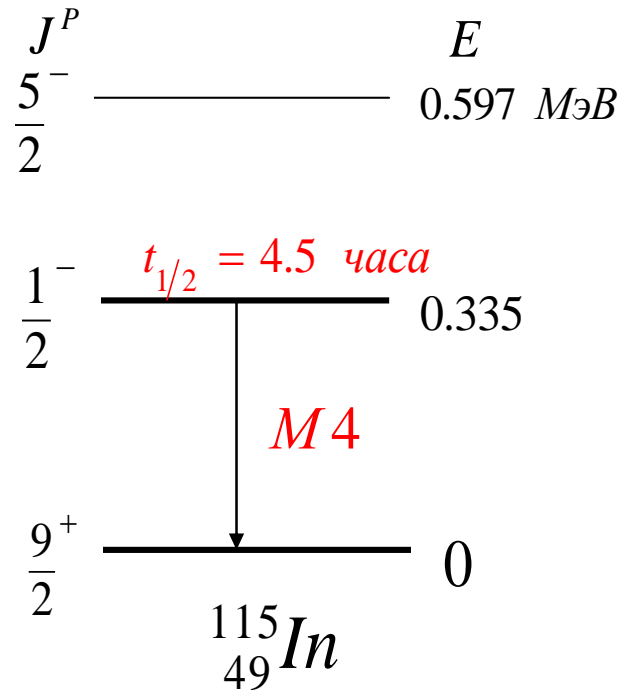


$$J = \vec{2} + \vec{3} = 1, 2, 3, 4, 5$$

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

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

Изомерные состояния в ядрах



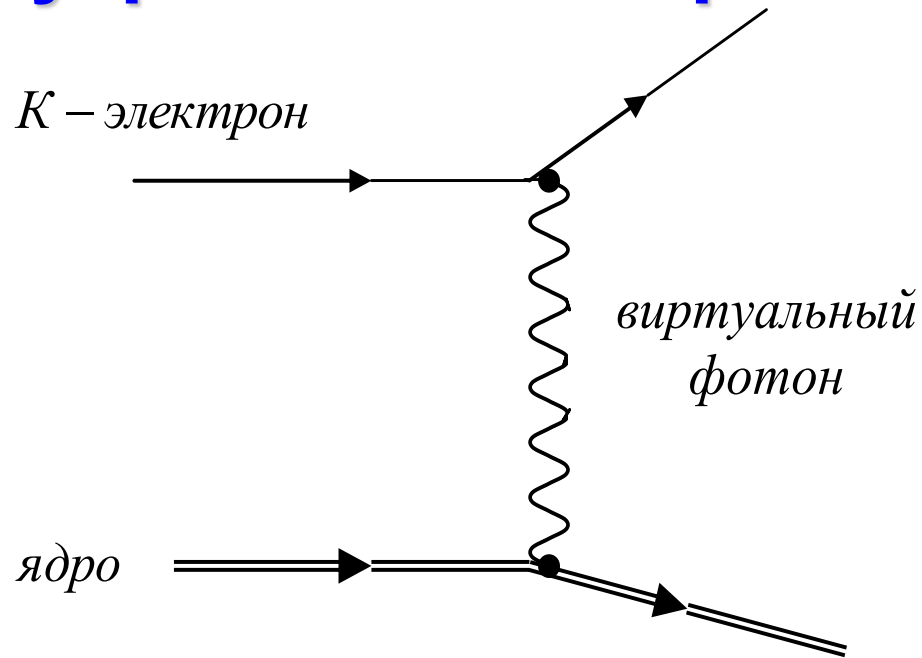
Времена жизни γ -радиоактивных ядер — 10^{-17} – 10^{-8} с.

Однако в некоторых случаях при сочетании высокой степени запрета с малой энергией перехода могут наблюдаться γ -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 $M4$ γ -кванта. Этот переход настолько сильно запрещен, что период полураспада возбужденного состояния 335 кэВ равен 4,5 часа.

Внутренняя конверсия γ -квантов



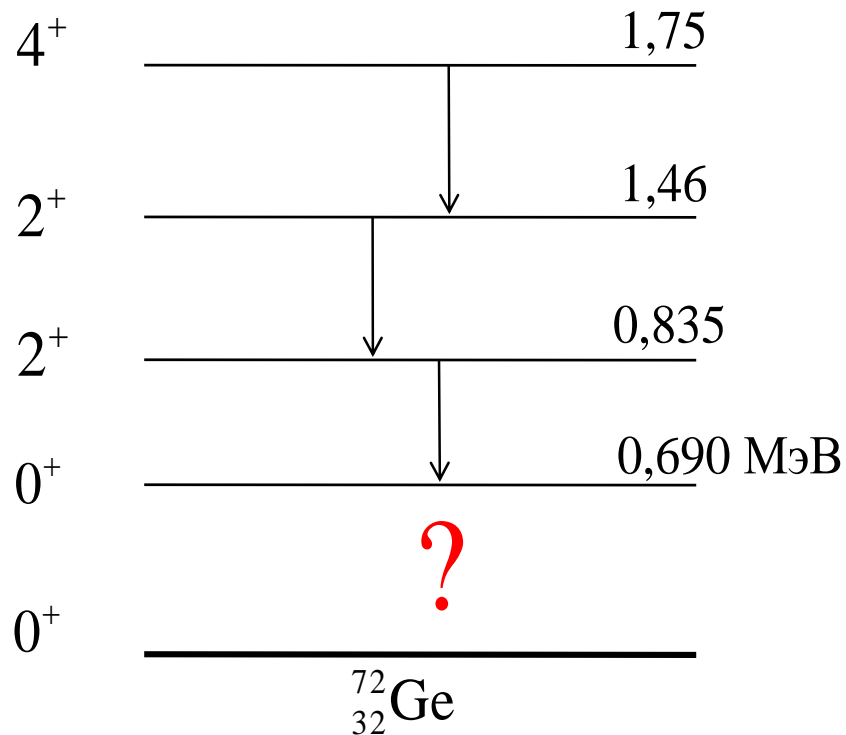
Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название **внутренней конверсии**. Фотон, участвующий в нем, является виртуальным.

$$E_e = E - \varepsilon.$$

Моноэнергетичность вылетающих при внутренней конверсии электронов позволяет отличить их от электронов β -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 γ -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 γ -квантов

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

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

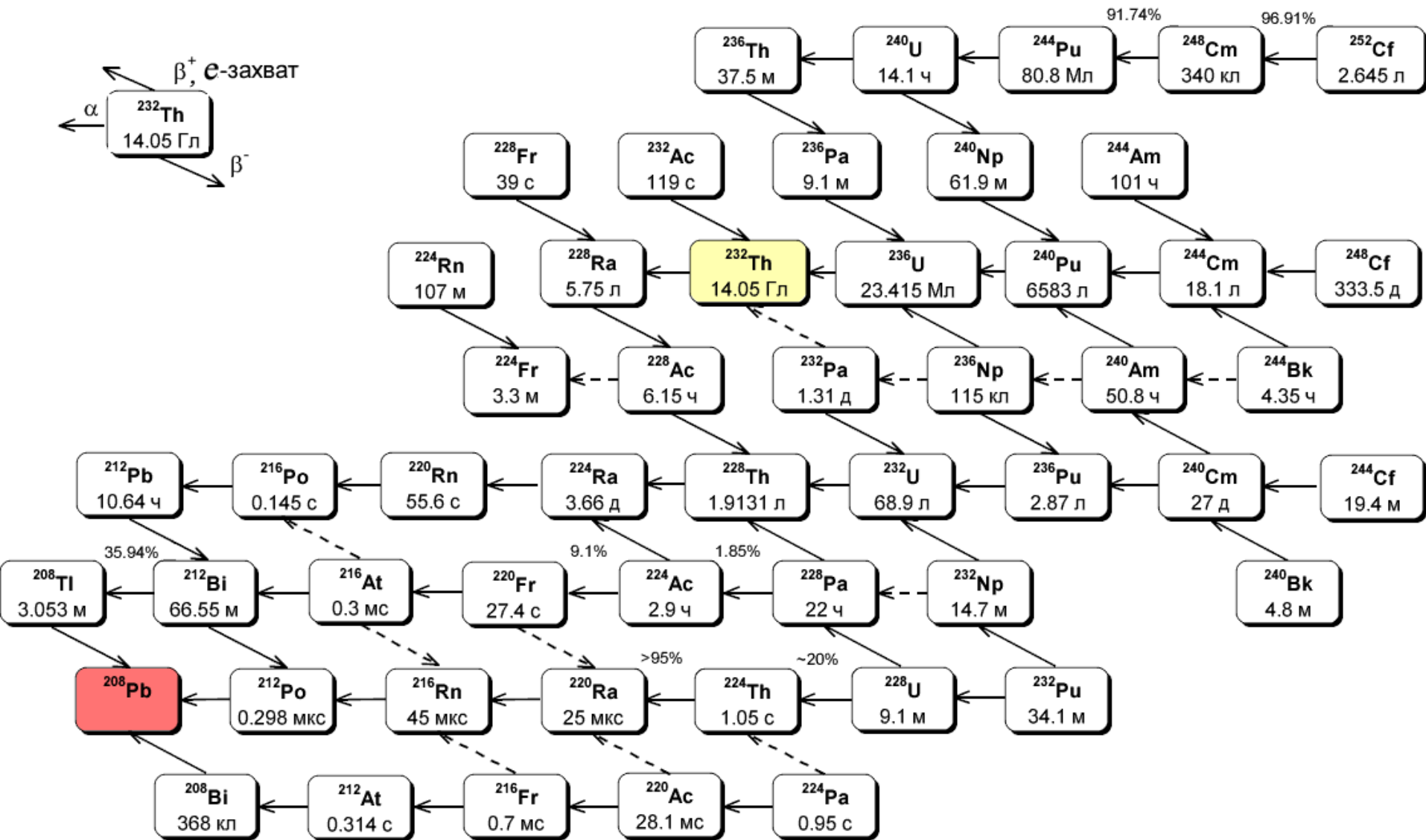
Для свободных ядер и ядер, связанных в кристаллической решётке условия отдачи при испускании γ -квантов существенно различны. В кристаллах возможны γ -переходы, при которых энергию отдачи получает не отдельное ядро, а весь кристалл.

Нобелевская премия по физике

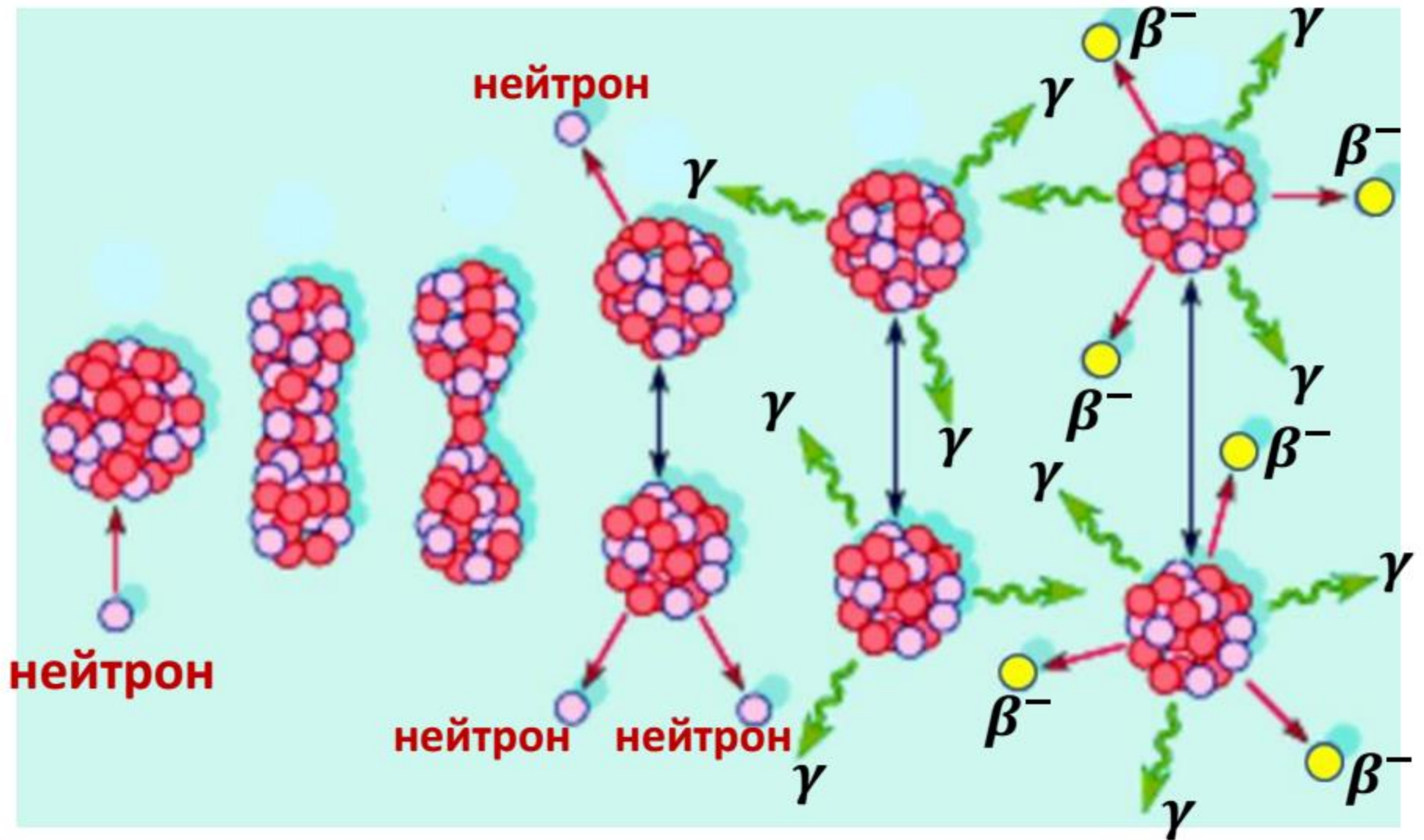
1961 г. – Р. Мессбауэр.

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

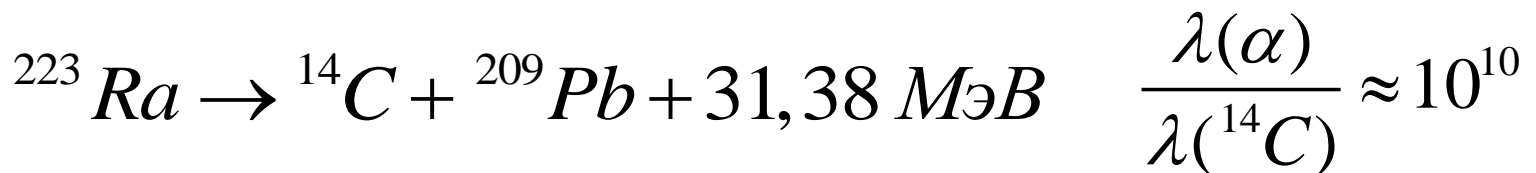
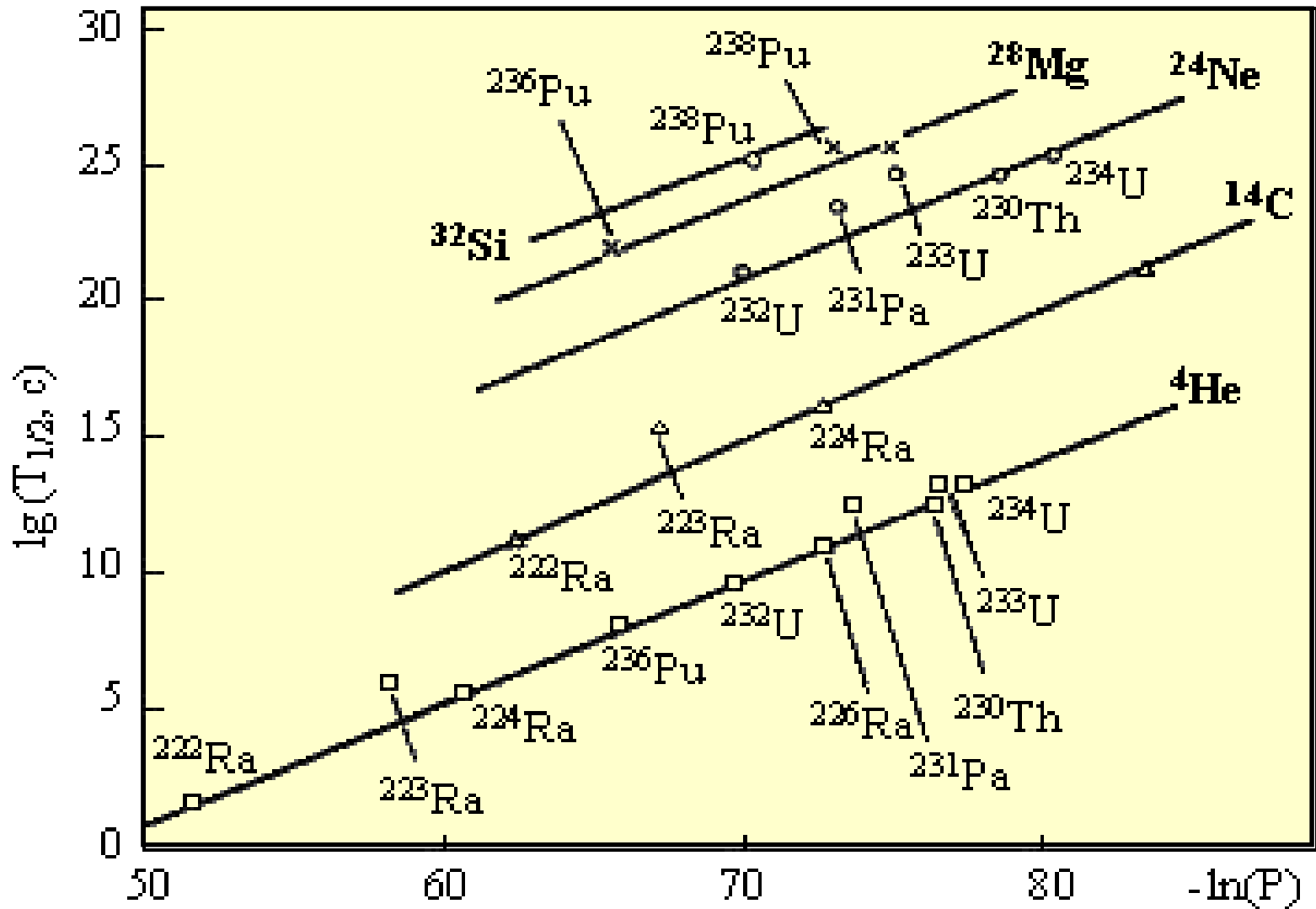
Радиоактивное семейство 4n



Деление ядер



Кластерная радиоактивность



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
β^- -распад	$e^- \tilde{\nu}$	1898	E. Rutherford
β^+ -распад	$e^+ \nu$	1934	I. et F. Joliot-Curie
e-захват	ν	1938	L. Alvarez
Гамма-распад	γ -квант	1900	P. Villard
Ядерная изомерия	γ , e-захват, β^+ , β^- , деление	1921	O. Hahn
Спонтанное деление	Два осколка сравнимой массы	1940	Г.Н. Флеров, К.А. Петржак
Двойной β -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.