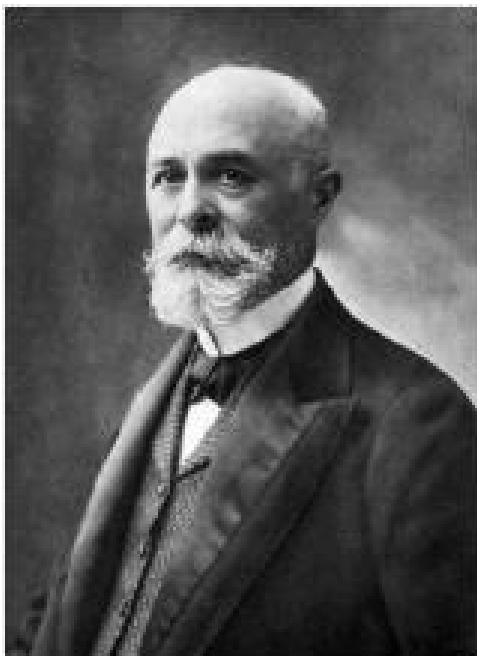


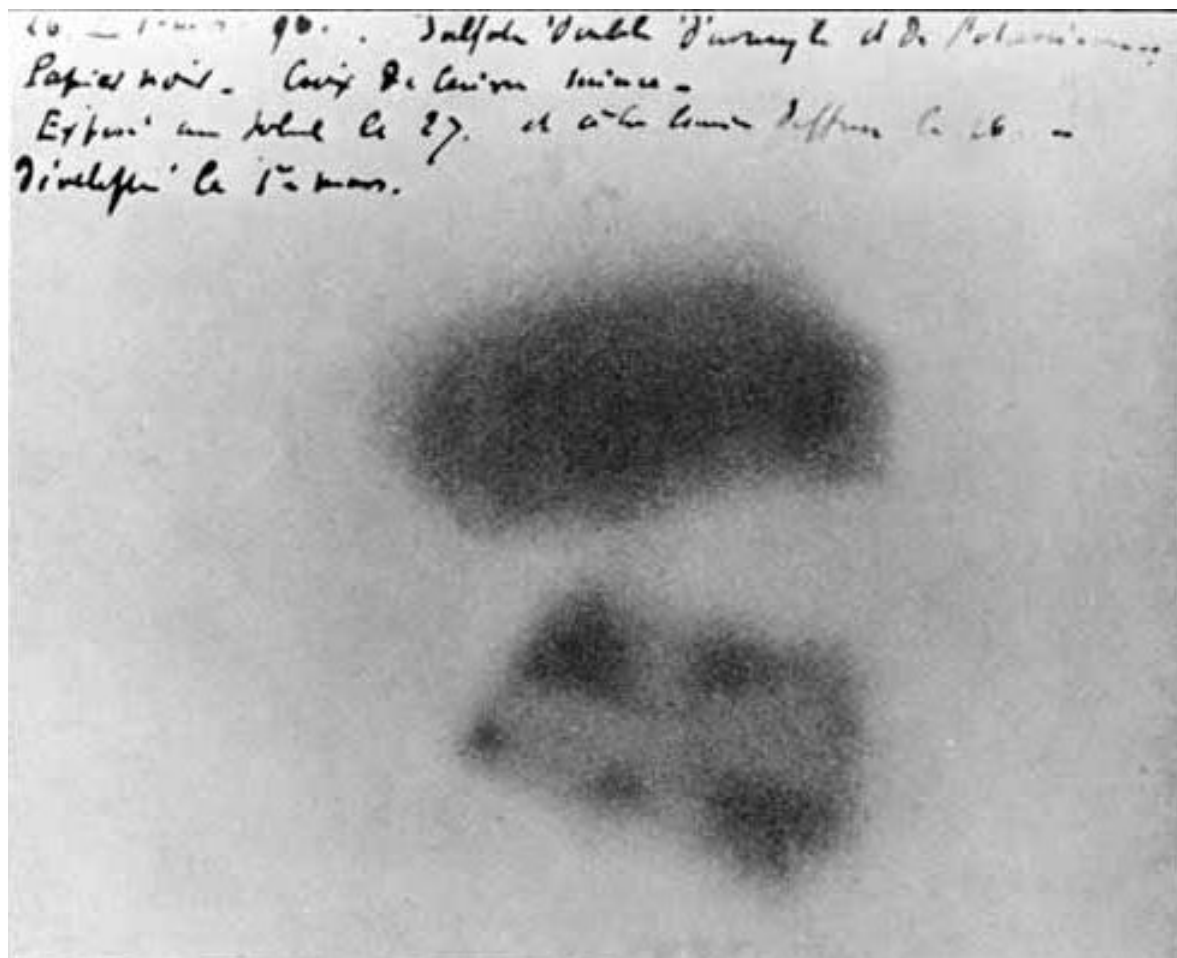
Мир атомных ядер

РАДИОАКТИВНОСТЬ

Открытие радиоактивности (1896 г.)



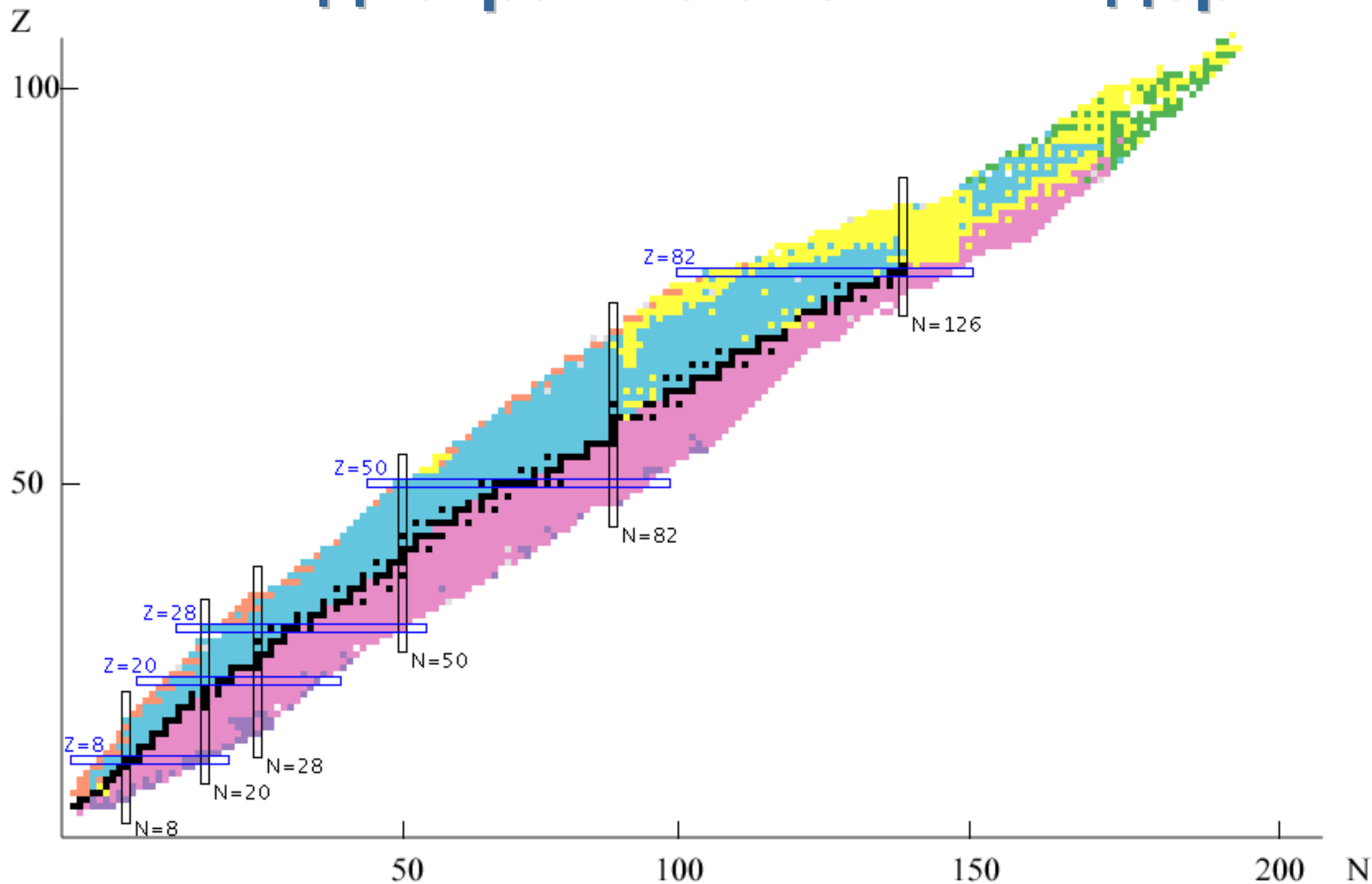
Антуан Анри Беккерель
(1852 — 1908)



Нобелевская премия по физике 1903 г.

«В знак признания выдающихся заслуг, выразившихся в открытии самопроизвольной радиоактивности»

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 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 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

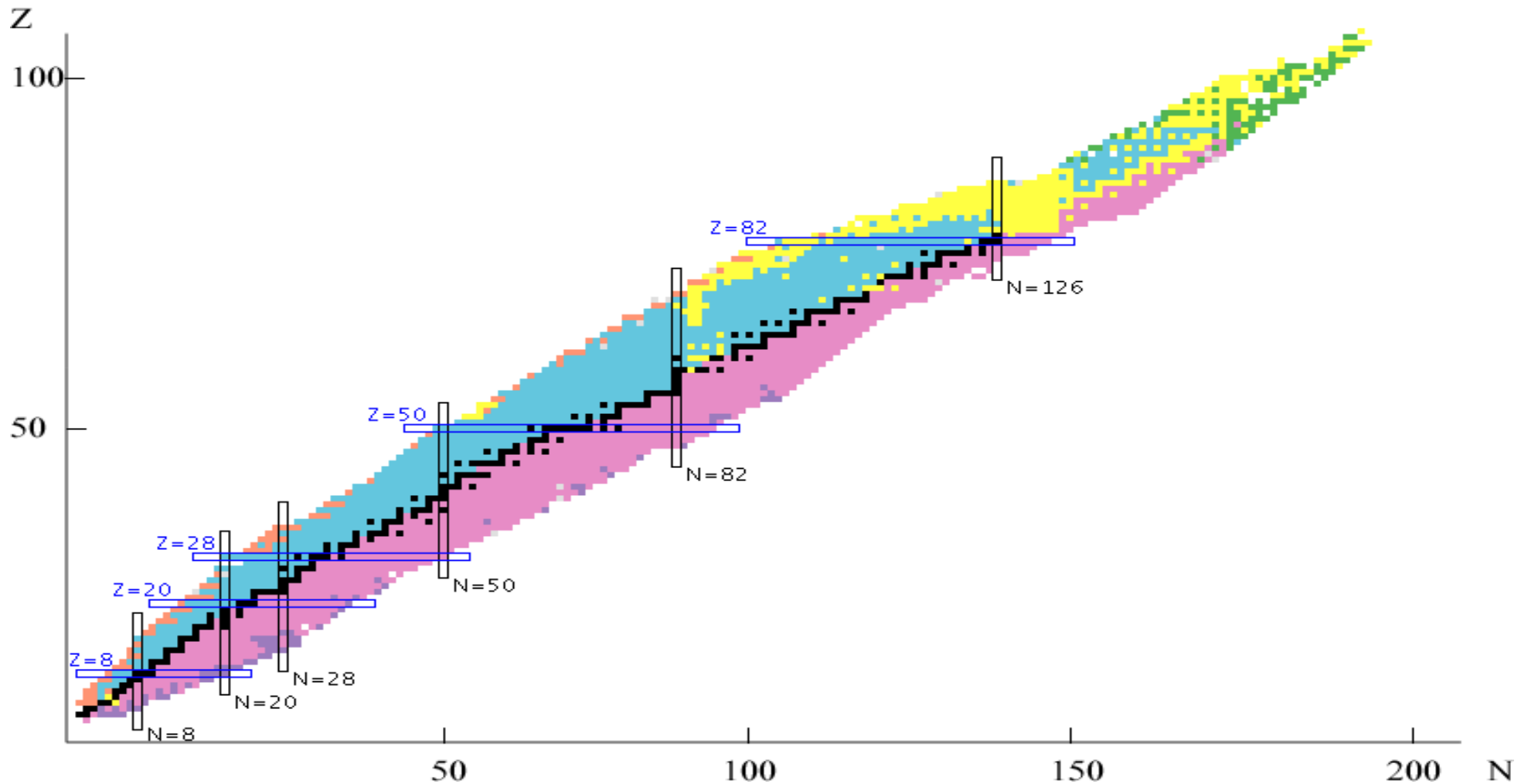
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = \tau \cdot \ln 2$$

α -РАСПАД

α-распад

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

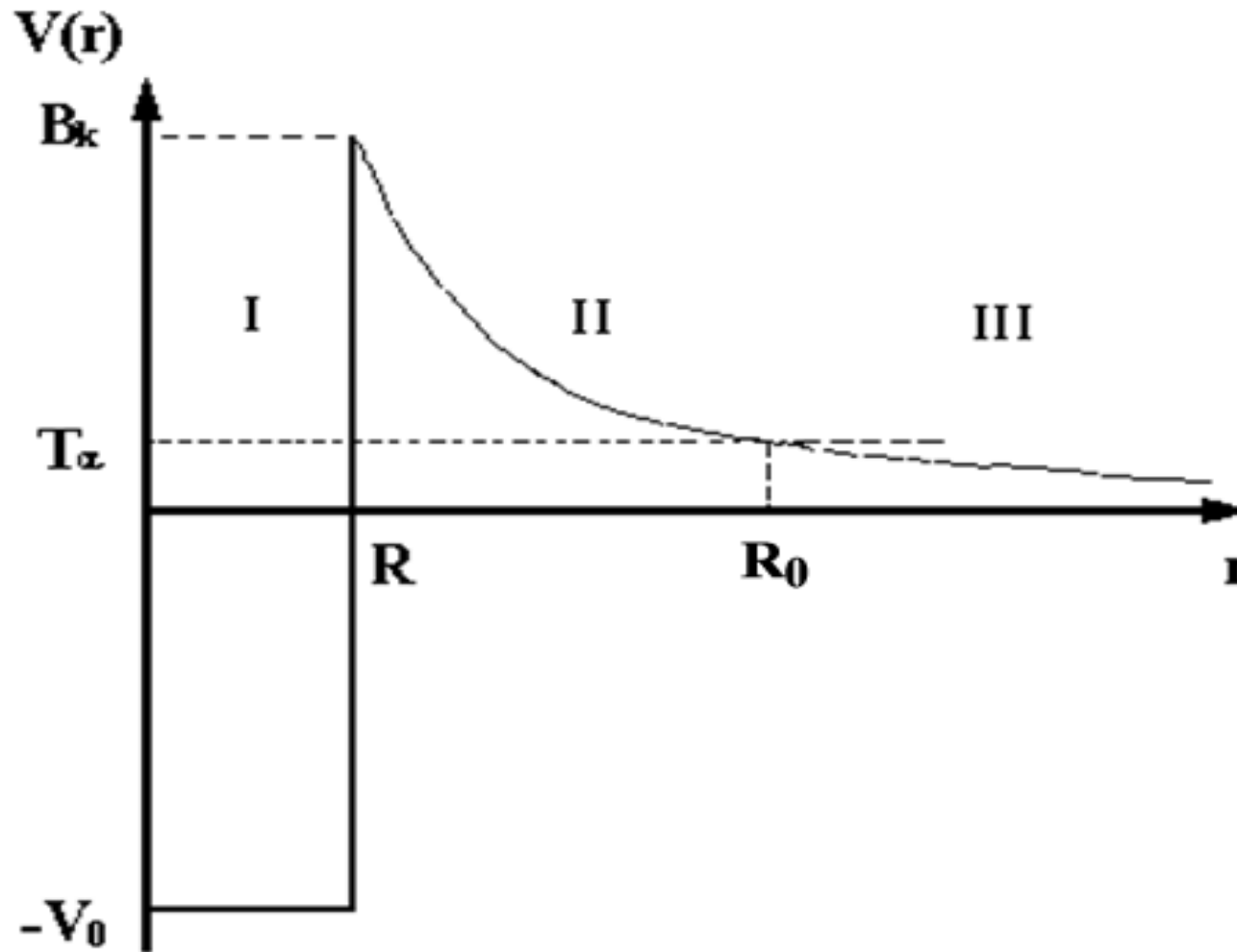
$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M_\alpha]c^2,$$

Q_α — энергия α -распада.

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

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

Прохождение α -частицы через потенциальный барьер



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

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

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 .

$$\lambda = f \cdot P$$

$$f = \frac{V}{2R} = \frac{V}{2r_0 A^{1/3}} \approx \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(T_\alpha + V_0)}{M_\alpha c^2} \right]^{1/2},$$

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

T_α — кинетическая энергия α -частицы,

M_α — приведенная масса α -частицы,

V_0 — ядерный потенциал.

α-распад на возбужденные состояния ядра

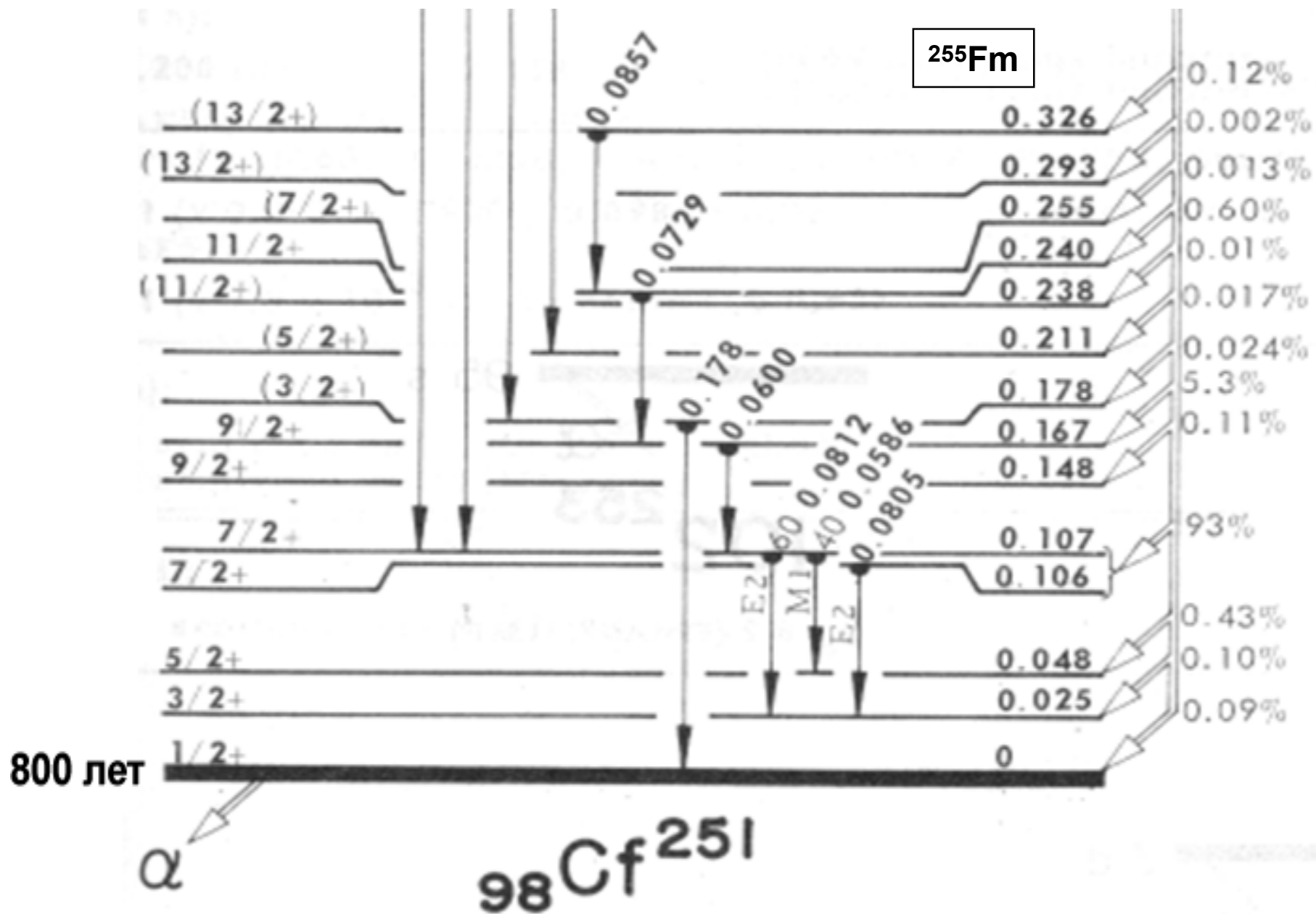
Допустимые значения орбитального момента l , который может унести α-частица, ограничены законами сохранения момента количества движения и чётности

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

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.

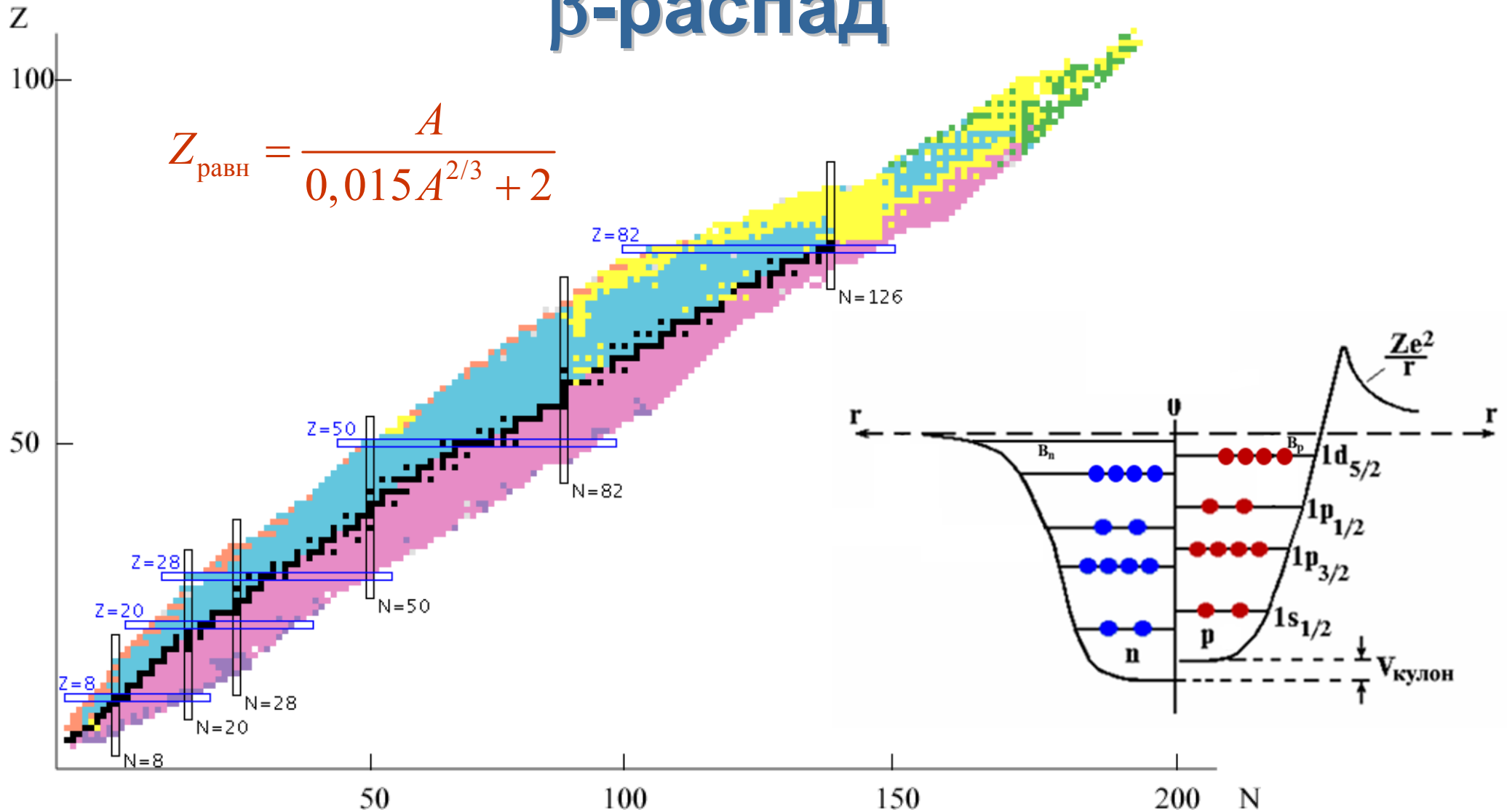
α -распад ^{255}Fm

$$J^p(^{255}\text{Fm}) = 7 / 2^+$$



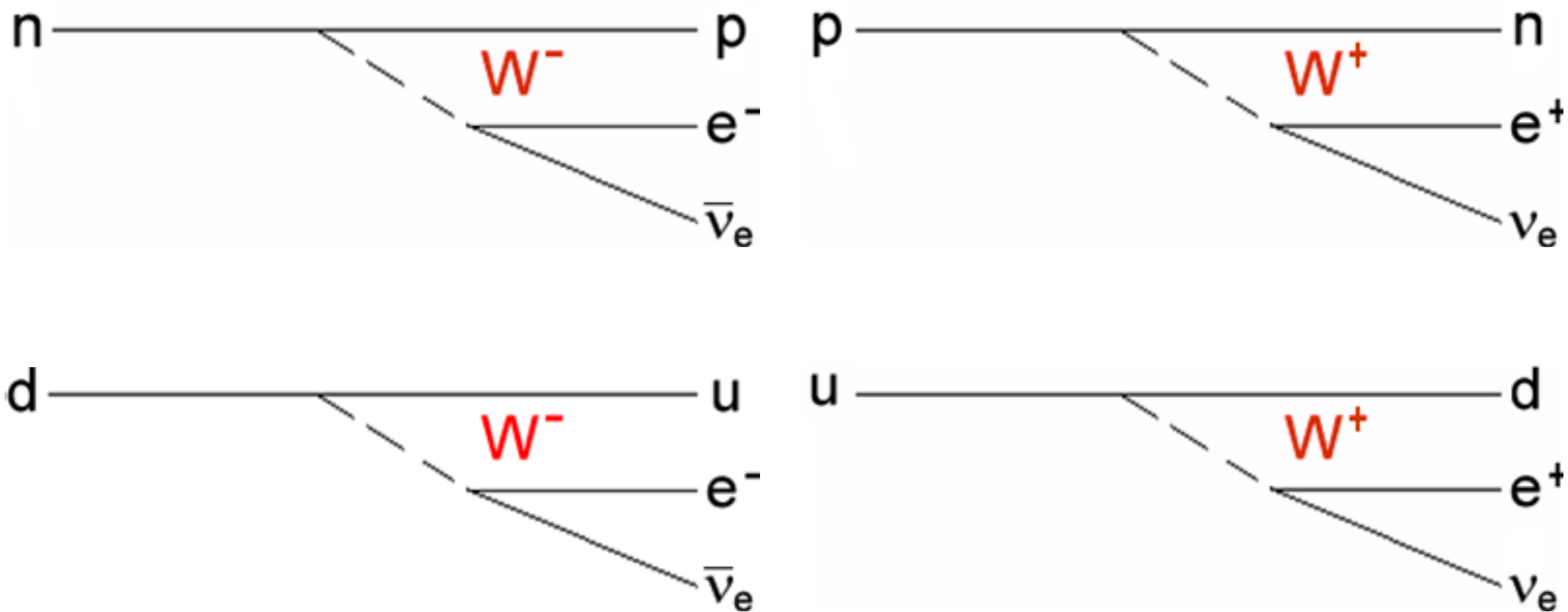
β -РАСПАД

β-распад



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

β -распад



β -распад происходит в результате слабых взаимодействий. На кварковом уровне при β -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 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

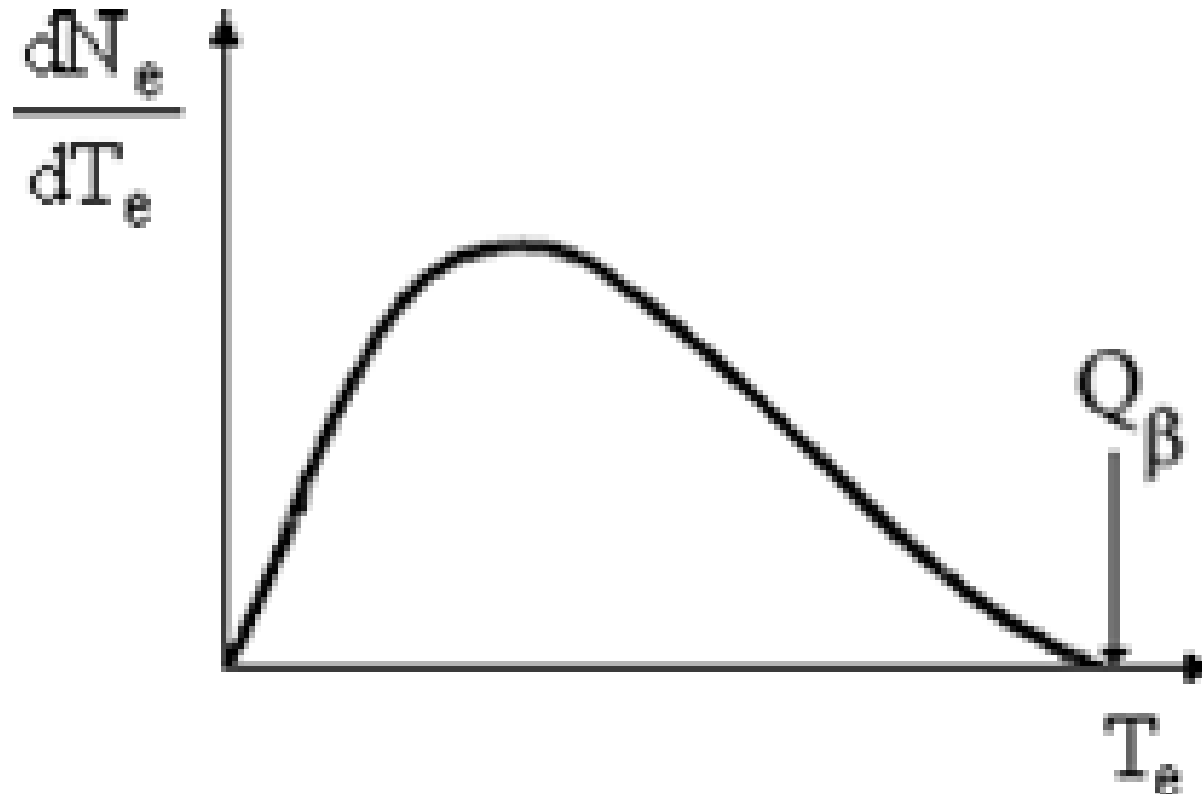
$$Q_{\beta^-} = \left[M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z + 1) \right] c^2 \quad - \beta^- \text{-распад}$$

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

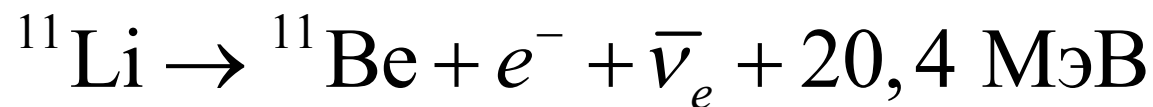
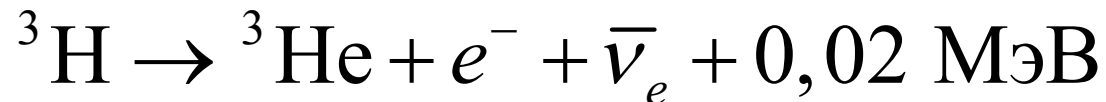
$$Q_{e^-} = \left[M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z - 1) \right] c^2 \quad - \text{e-захват}$$

$M^{\text{ат}}$ - массы атомов.

Спектр электронов β -распада

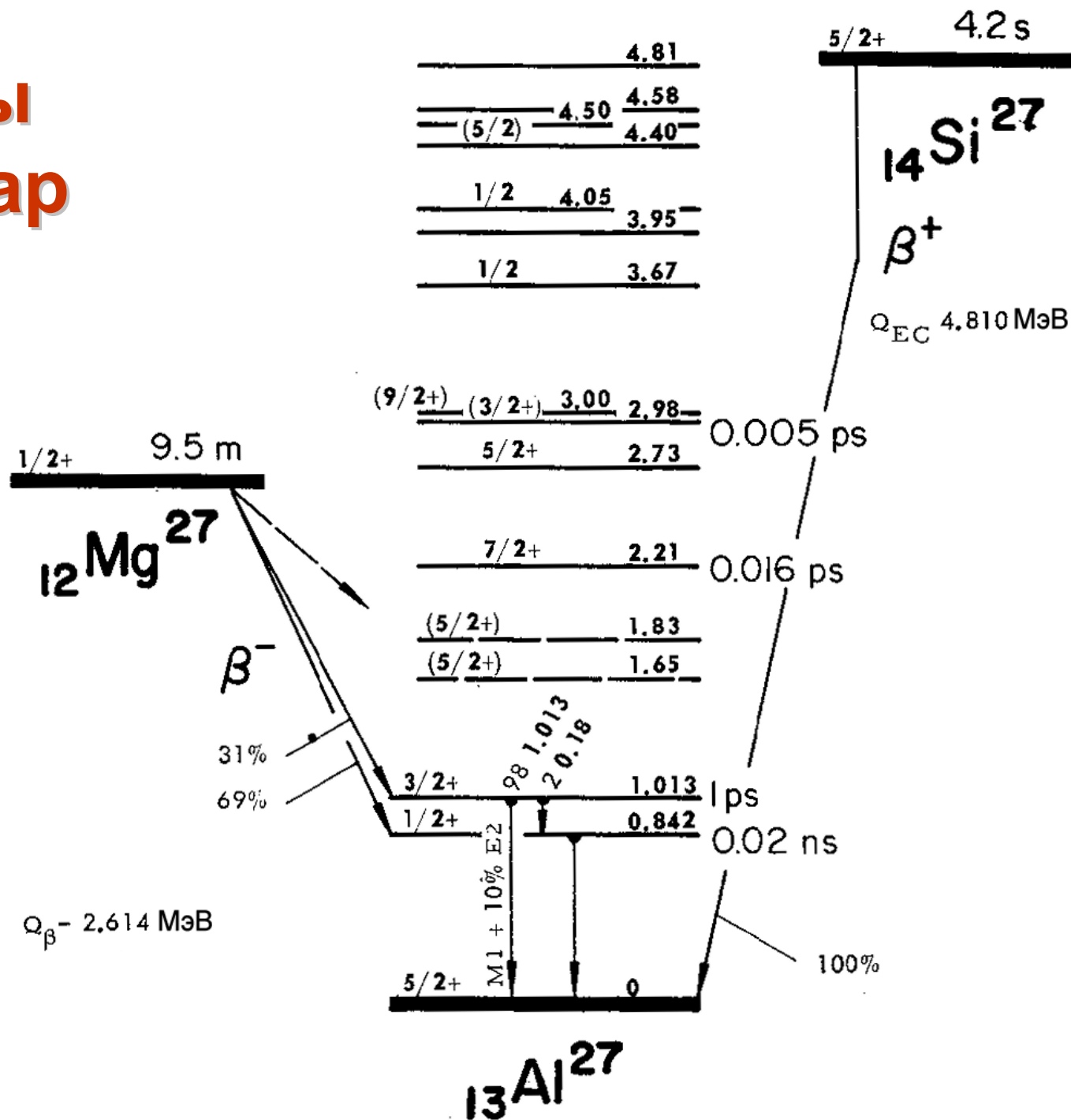


Энергии β -распада изменяются от 0.02 МэВ до ~ 20 МэВ.



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

β-распады ядер-изобар A=27



e-захват

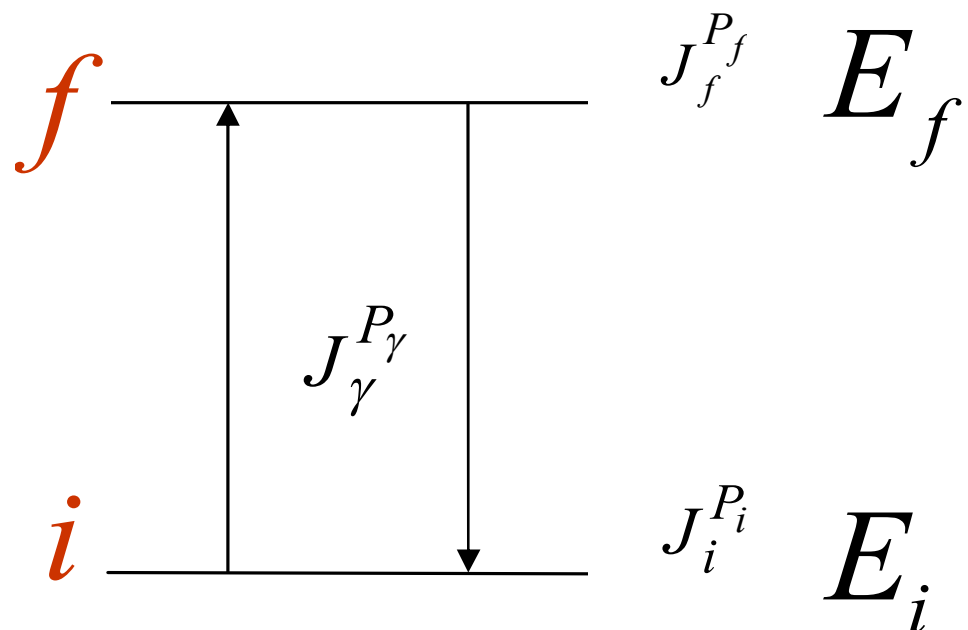
e-захват — захват ядром электрона из электронной оболочки собственного атома.

В случае захвата ядром орбитального 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 K- и L-оболочки расположены близко к ядру.

γ -ПЕРЕХОДЫ

γ -переходы в ядрах



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.

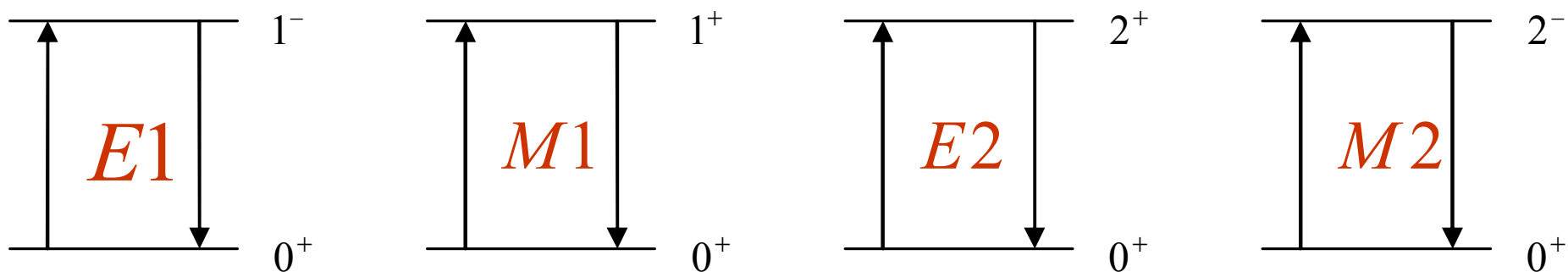
Магнитные и электрические фотоны

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 по типу 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



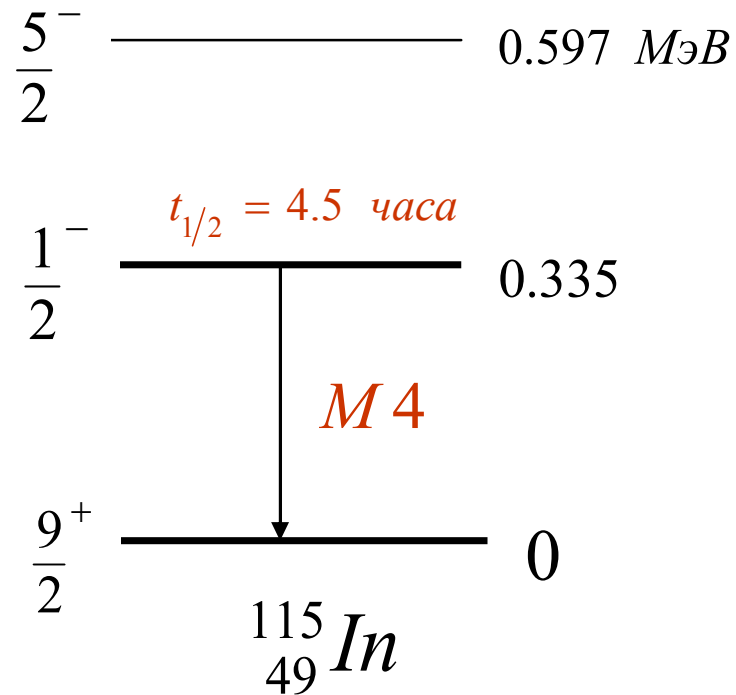
Правила отбора по чётности имеют вид:

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

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

Вероятности испускания или поглощения электрических фотонов описываются приближенными соотношениями

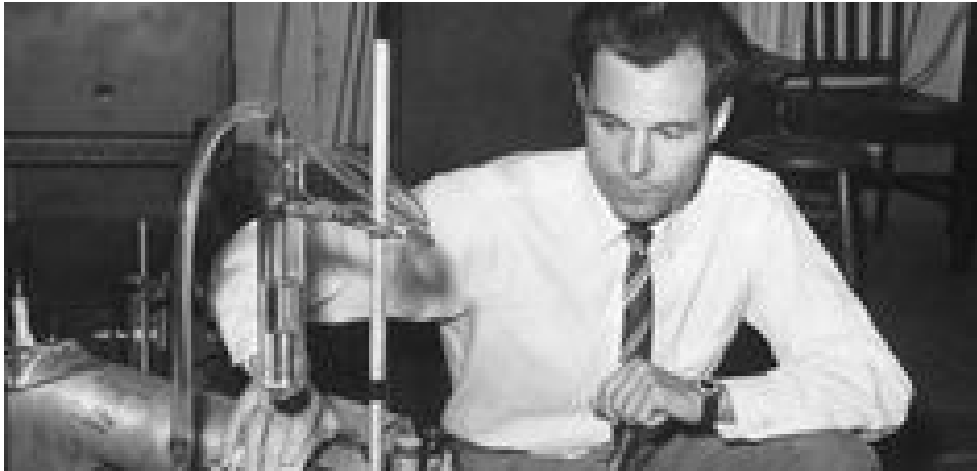
$$w(MJ) \sim \frac{1}{\hat{\lambda}} \left(\frac{R}{\hat{\lambda}} \right)^{2J+1} \quad w(EJ) \sim \frac{1}{\hat{\lambda}} \left(\frac{R}{\hat{\lambda}} \right)^{2J}$$



Изомерные состояния в ядрах

Времена жизни γ -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 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 небольшую энергию, равную 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.

Резонансное поглощение γ -квантов



**Рудольф Людвиг Мёссбауэр
(1929 — 2011)**

Нобелевская премия по физике
1961 г.

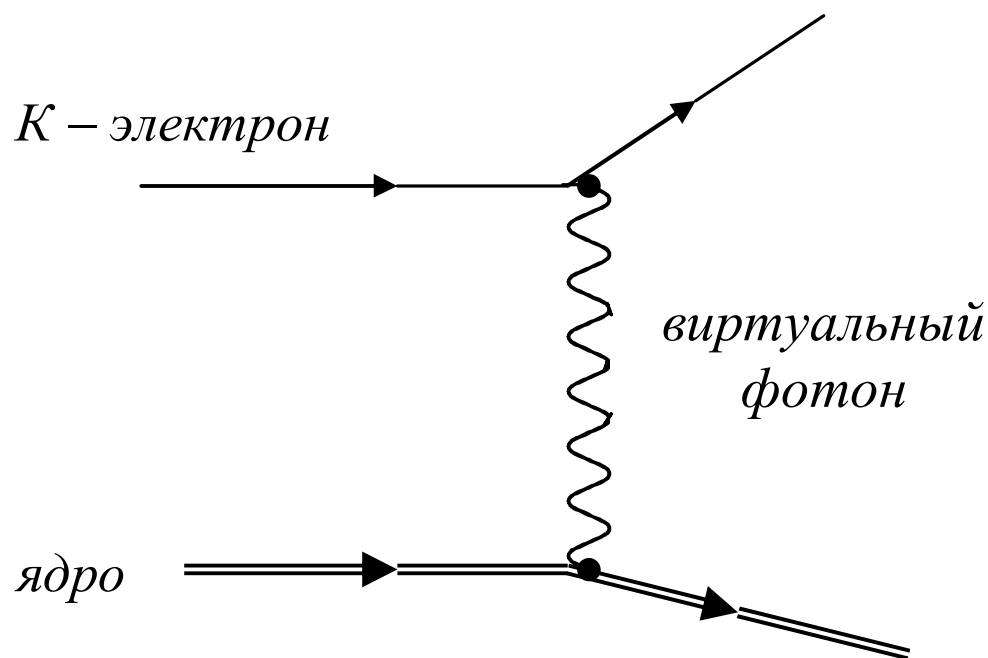
«За исследование
резонансного поглощения
гамма-излучения и открытие в
этой связи эффекта, носящего
его имя »

1958 г.

**Р. Мессбауэр открыл
явление ядерного
резонанса
(эффект Мессбауэра)**

**Для свободных ядер и
ядер, связанных в
кристаллической решётке
условия отдачи при
испускании γ -квантов
существенно различны.**

Внутренняя конверсия



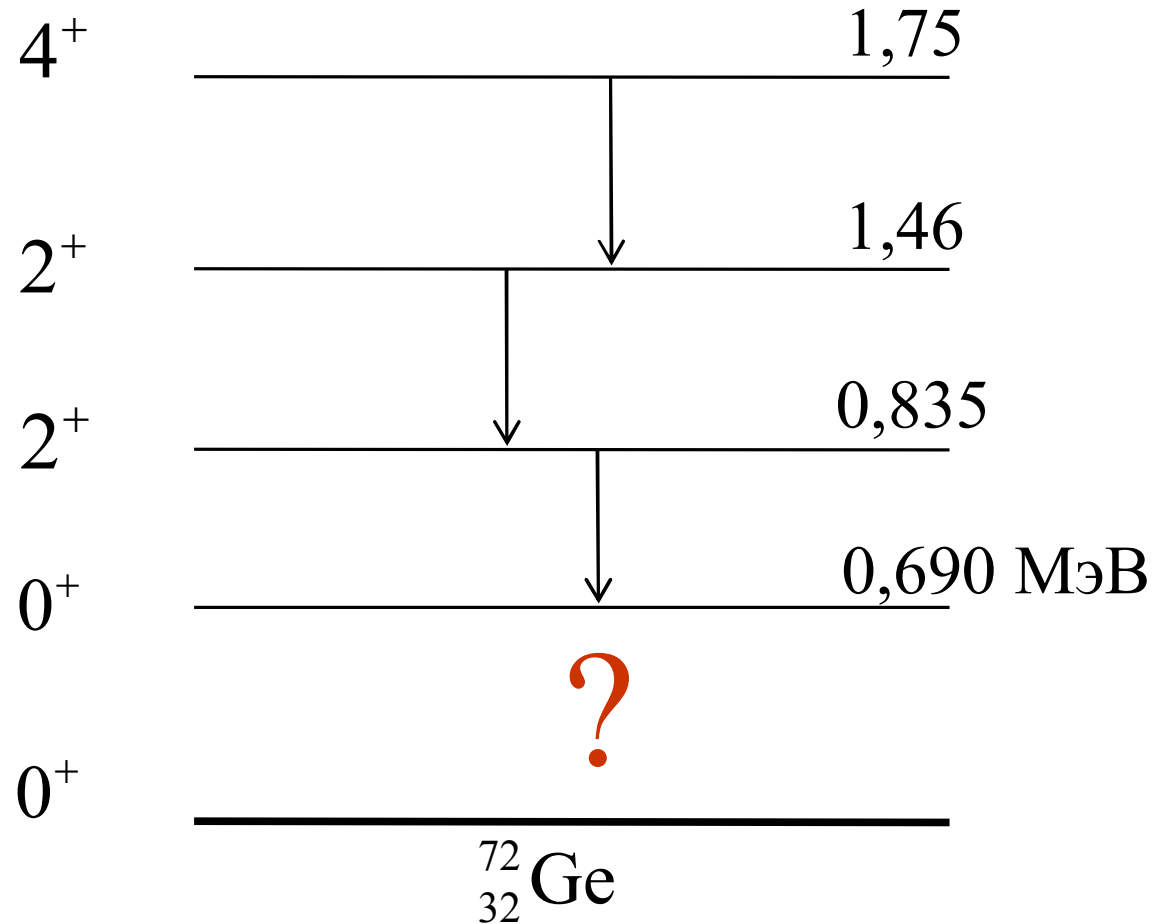
Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название **внутренней конверсии**. Фотон, участвующий в нем, является виртуальным.

$$E_e = E - \varepsilon.$$

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.

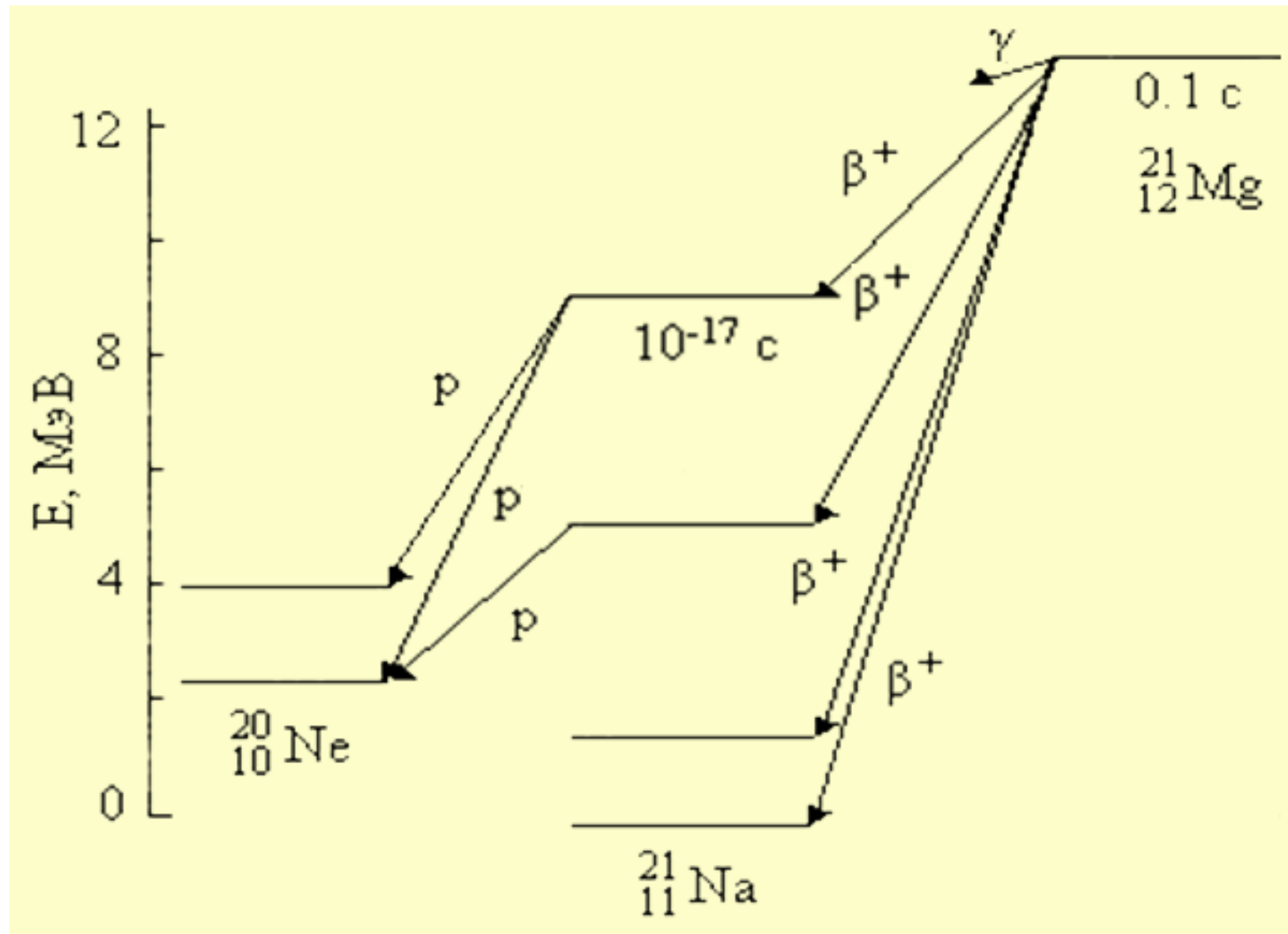
0–0-переходы



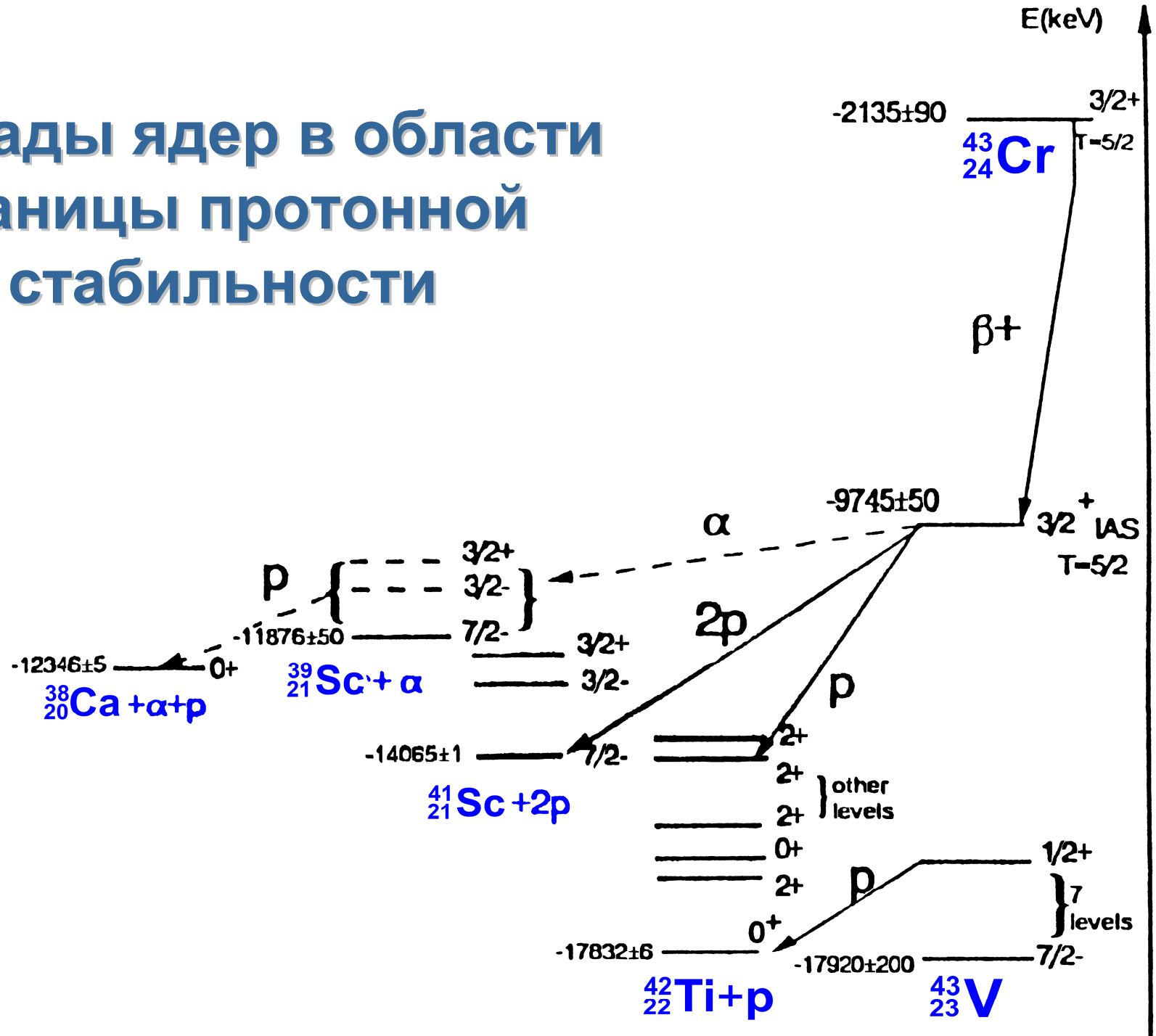
Явление 0–0-перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0. Если ядро оказывается в первом возбужденном состоянии, оно не может перейти в основное состояние путём испускания γ -кванта, так как реального фотона $E0$ с нулевым моментом не существует. Виртуальный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

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ РАСПАДЫ

Запаздывающие протоны ^{21}Na



Распады ядер в области границы протонной стабильности



Кластерная радиоактивность

