



**Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»**

**Институт ядерной физики и технологий  
Лаборатория экспериментальной ядерной физики**

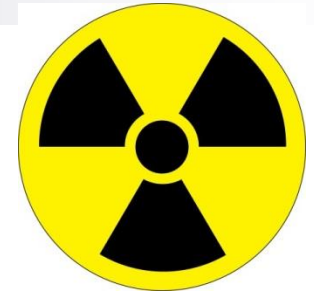
**А.И. Болоздыня**

# **Введение в ядерную физику**

**Лекция №3**

**Радиоактивный распад ядер**

2017



## *Лекция №3*

### *Радиоактивный распад ядер*

- 1. Закон радиоактивного распада**
- 2. Альфа-распад**
- 3. Бета-распад**
- 4. Гамма-излучение ядер**
- 5. Экзотические виды радиоактивности**

# 1. Закон радиоактивного распада

*Самопроизвольное* (спонтанное) превращение одних атомных ядер в другие, сопровождаемое испусканием одной или нескольких частиц, называется *радиоактивностью*.

Условились считать, что время радиоактивного распада ядер составляет не менее  $10^{-12}$  с. За это время происходит большое число разнообразных внутриядерных процессов, полностью формирующих вновь образовавшееся ядро

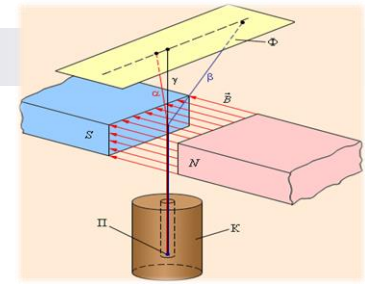
Periodic Table of the Radioactive Elements

1A																		8A	
1 H																		2 He	
3 Li	4 Be																	10 Ne	
11 Na	12 Mg																	18 Ar	
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr		
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe		
55 Cs	56 Ba	57-71 Lanthanides	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn		
87 Fr	88 Ra	89-103 Actinides	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cn	113 Uut	114 Fl	115 Uup	116 Lv	117 Uus	118 Uuo		
Lanthanides		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu			
Actinides		89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr			

Half-life of Most Stable Isotope

Stable
$t_{1/2} > 10^8$ years
$10^2$ yrs $< t_{1/2} < 10^8$ yrs
$1$ yr $< t_{1/2} < 10^2$ yrs
$1$ day $< t_{1/2} < 10^2$ yrs
$t_{1/2} < 1$ day
(unknown)

<http://www.chemistry.about.com>  
©2012 Todd Helmenstine  
About Chemistry



## История открытия различных видов радиоактивности

Тип радиоактивности ядер	Вид обнаруженного излучения	Год открытия	Авторы открытия
Радиоактивность атомных ядер	Излучение	1896	А. Беккерель
Альфа-распад	${}^4\text{He}$	1898	Э. Резерфорд
Бета-распад	$e^-$	1898	Э. Резерфорд
Гамма-распад	$\gamma$ -Квант	1900	П. Виллард
Спонтанное деление ядер	Два осколка	1940	Г.Н.Флеров, К.А.Петржак
Протонный распад	$p$	1982	З. Хофман и др.
Кластерный распад	${}^{14}\text{C}$	1984	Х. Роуз, Г. Джонс; Д.В.Александров и др.

## Характеристики радиоактивного распада

Тип распада	Испускаемая частица	$\Delta Z$	$\Delta N$	$\Delta A$	Типичные энергии испускаемых частиц, МэВ	Пример	Последствия
$\alpha$	${}^4\text{He}^{2+}$	-2	-2	-4	$4 \leq E_\alpha \leq 10$	${}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{234}\text{Th} + \alpha$	$Z > 83$
$\beta^-$	$e^-$ , $\bar{\nu}_e$	+1	-1	0	$0 \leq E_\beta \leq 2$	${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \beta^- + \bar{\nu}_e$	$N/Z > (N/Z)_{\text{стаб}}$
$\beta^+$	$e^+$ , $\nu_e$	-1	+1	0	$0 \leq E_\beta \leq 2$	${}^{22}\text{Na} \rightarrow {}^{22}\text{Ne} + \beta^+ + \nu_e$	$(N/Z) < (N/Z)_{\text{стаб}}$ ; лёгкое ядро
ЭЭ	$\nu_e$	-1	+1	0	$0 \leq E_\nu \leq 2$	$e^+ + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{209}\text{Pb} + \nu_e$	$(N/Z) < (N/Z)_{\text{стаб}}$ ; тяжёлое ядро
$\gamma$	Фотон	0	0	0	$0,1 \leq E_\gamma \leq 2$	${}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{60}\text{Ni} + \gamma$	Возбуждённое ядро
БК	Электрон	0	0	0	$0,1 \leq E_e \leq 2$	${}^{125}\text{Sb}^* \rightarrow {}^{125}\text{Sb} + e^-$	Случай, где $\gamma$ -Эмиссия подавлена

**Распад атомных ядер (радиоактивность)** — фундаментальное явление природы.

Каждое радиоактивное ядро может распасться в любой момент. Закономерности распада наблюдаются только при усреднении его характеристик по достаточно большому количеству событий.

Если радиоактивный источник содержит  $N$  радиоактивных ядер и их число практически не изменяется за время измерения, то вероятность того, что за время  $t$  распадется  $n$  радиоактивных ядер, описывается распределением Пуассона

$$\omega(n) = \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t}.$$

Величина  $N\lambda t$  характеризует среднее число частиц, распадающихся за время  $t$ , и представляет собой среднее число отсчетов  $\bar{n}$ , которое получается в случае многократного проведения измерений с одинаковым временем измерения  $t$

$$\bar{n} = N\lambda t.$$

Используя величину  $\bar{n}$ , распределение Пуассона можно переписать в виде

$$\omega(n) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}.$$

В настоящее время известно **~3500** атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов  **$Z$**  и нейтронов  **$N$**

По существующим оценкам число возможных атомных ядер составляет **~7000**.

Из общего числа **~3500** *известных* атомных ядер **стабильными** являются **~350** ядер.

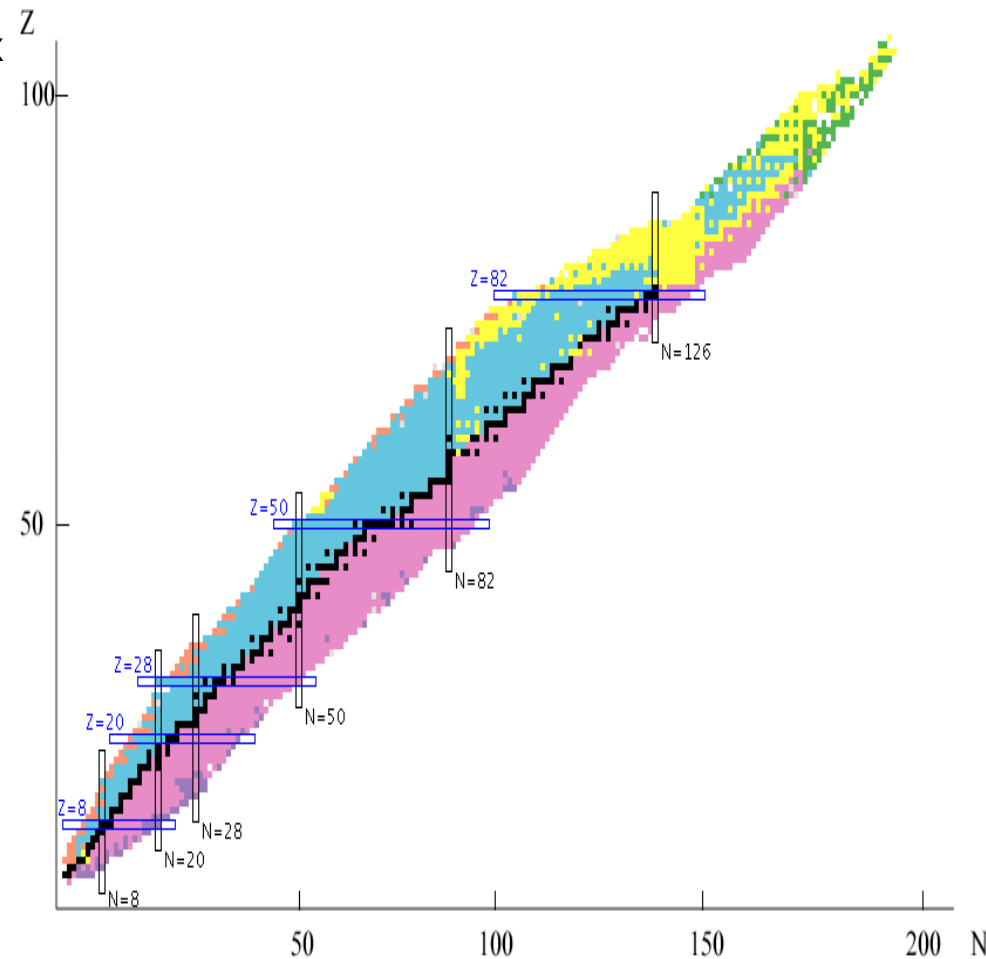
У **45** *изотопов* период полураспада сопоставим или больше возраста Вселенной ( **$13.7 \cdot 10^9$  лет**).

**Изотопы** – атомные ядра, имеющие одинаковое число протонов ( **$Z = const$** ) и разное число нейтронов.

**Изотоны** – атомные ядра, имеющие одинаковое число нейтронов ( **$N = const$** ) и разное число протонов.

**Изобары** – атомные ядра, имеющие одинаковое массовое число  **$A$**  ( **$A = Z + N$** ) и разные числа нейтронов и протонов.

## **$N$ - $Z$ диаграмма атомных ядер**



## Основные характеристики радиоактивного распада атомных ядер

Необходимое условие :

$$M_i > \sum M_f$$

Энерговыделение:

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

**Постоянная распада  $\lambda$**  - вероятность распада ядра в единицу времени.

Если в образце в момент времени  $t$  имеется  $N$  радиоактивных ядер, то количество ядер  $dN$ , распавшихся за время  $dt$  пропорционально  $N$ .

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

Проинтегрировав (1) получим закон радиоактивного распада

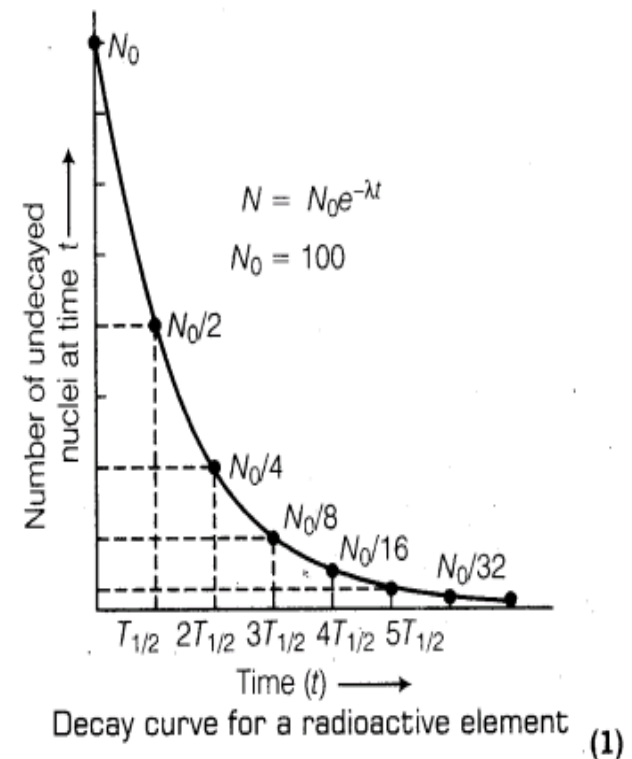
$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}.$$

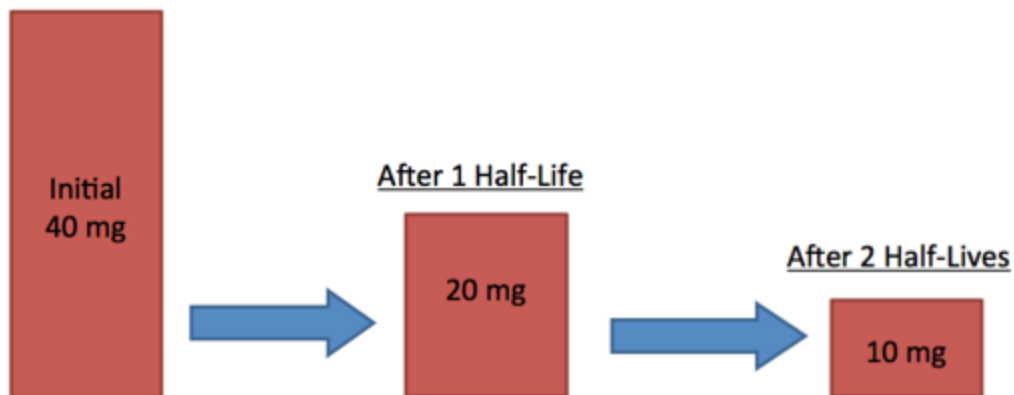
$N_0$  - количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .

**Среднее время жизни  $\tau$**  -

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} = \frac{1}{\lambda}.$$

The curve representing the law of radioactive decay is shown as below:





**Период полураспада**  $T_{1/2}$  - время, за которое первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda = \tau \ln 2. \quad (4)$$

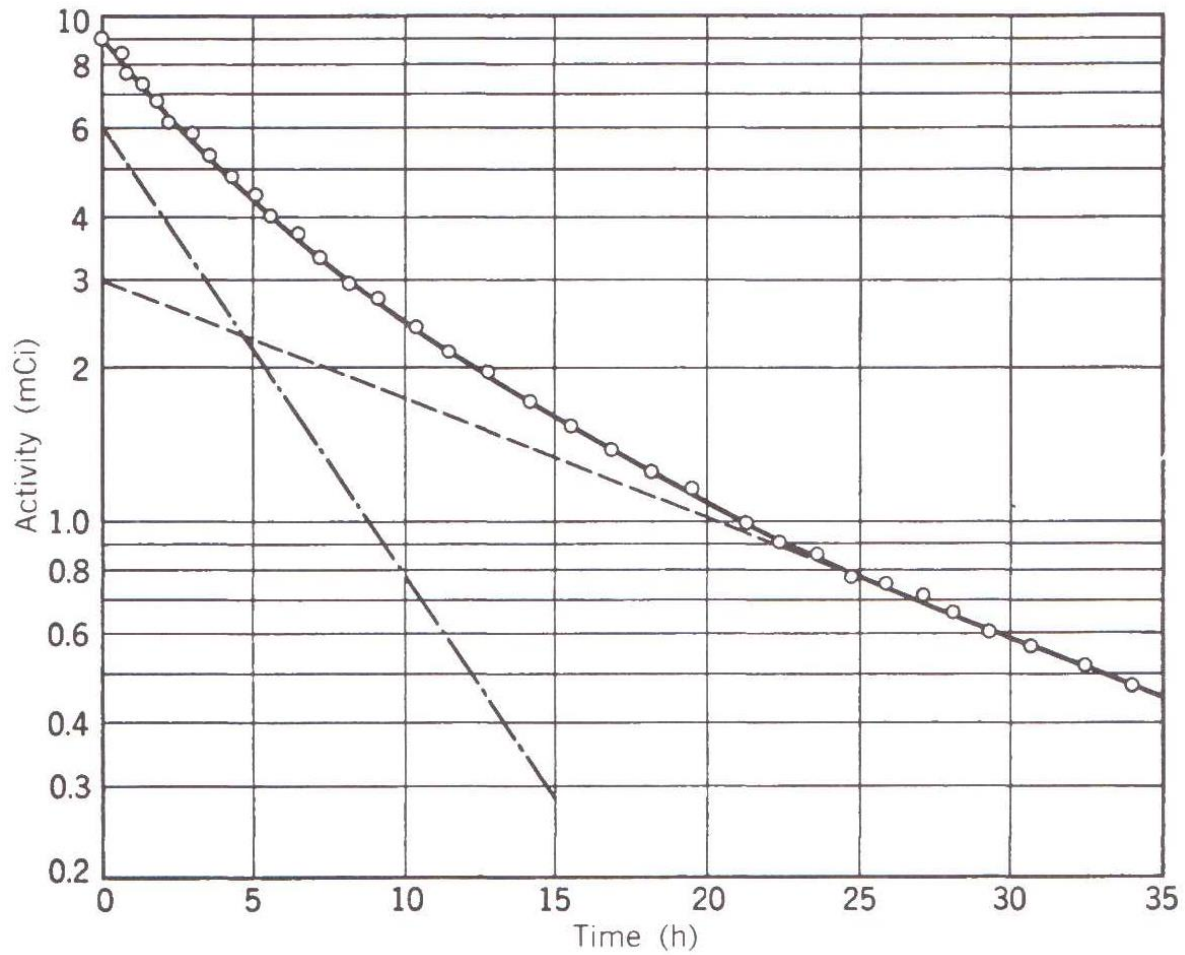
**Активность**  $A$  - среднее количество ядер распадающихся в единицу времени

$$A(t) = \lambda N(t). \quad (5)$$

Активность измеряется в кюри (Ки) и беккерелях (Бк)

$$\begin{aligned} 1 \text{ Ки} &= 3.7 \cdot 10^{10} \text{ распадов/с,} \\ 1 \text{ Бк} &= 1 \text{ распад/с.} \end{aligned}$$

Decay curve for a sample containing a mixture of  $^{64}\text{Cu}$  (12.7 h) and  $^{61}\text{Cu}$  (3.4 h)



Распад исходного ядра 1 в ядро 2, с последующим его распадом в ядро 3, описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} dN_1/dt &= -\lambda_1 N_1 \\ dN_2/dt &= -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1, \end{aligned}$$

где  $N_1(t)$  и  $N_2(t)$  - количество ядер, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  - постоянные распада ядер 1 и 2 соответственно.

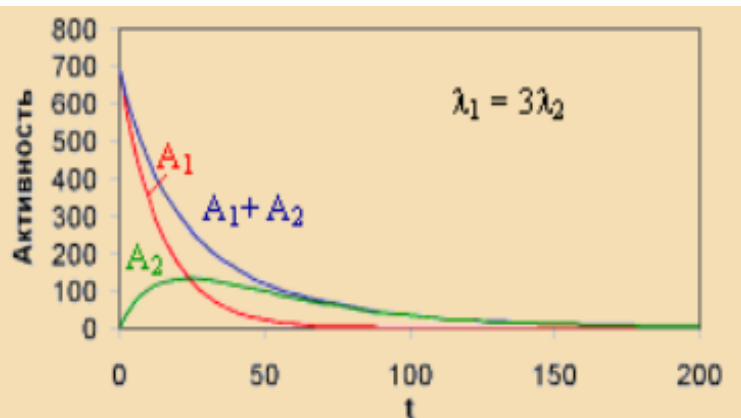
Решением системы с начальными условиями  $N_1(0) = N_{10}$ ;  $N_2(0) = 0$  будет

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2(t) &= \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{aligned}$$

Количество ядер 2 достигает максимального значения  $N_2^{\max} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_1 t^{\max}}$  при  $t^{\max} = \frac{\ln(\lambda_1 / \lambda_2)}{\lambda_1 - \lambda_2}$ .

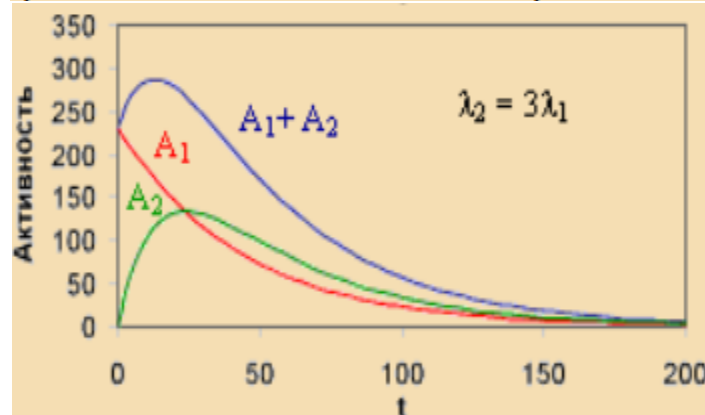
Если  $\lambda_2 < \lambda_1$  ( $T_{1/2}^{(2)} > T_{1/2}^{(1)}$ ), суммарная активность

$N_1(t)\lambda_1 + N_2(t)\lambda_2$  будет монотонно уменьшаться.



Если  $\lambda_2 > \lambda_1$  ( $T_{1/2}^{(2)} < T_{1/2}^{(1)}$ ), суммарная активность вначале

растет за счет накопления ядер 2.



Если  $\lambda_2 \gg \lambda_1$ , при достаточно больших временах вклад второй экспоненты становится пренебрежимо мал, по сравнению со вкладом первой и активности второго  $A_2 = \lambda_2 N_2$  и первого изотопов  $A_1 = \lambda_1 N_1$  практически сравниваются. В дальнейшем активности как первого так и второго изотопов будут изменяться во времени одинаково.

$$A_1(t) = N_{10}\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = N_1(t)\lambda_1 = A_2(t) = N_2(t)\lambda_2.$$

То есть устанавливается так называемое **вековое равновесие**, при котором число ядер изотопов в цепочке распадов связано с постоянными распада (периодами полураспада) простым соотношением.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}}.$$

Поэтому в естественном состоянии все изотопы, генетически связанные в радиоактивных рядах, обычно находятся в определенных количественных соотношениях, зависящих от их периодов полураспада.

В общем случае, когда имеется цепочка распадов  $1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow n$ , процесс описывается системой дифференциальных уравнений

$$dN_i/dt = -\lambda_i N_i + \lambda_{i-1} N_{i-1}. \quad (10)$$

Решением системы (10) для активностей с начальными условиями  $N_1(0) = N_{10}$ ;  $N_i(0) = 0$  будет

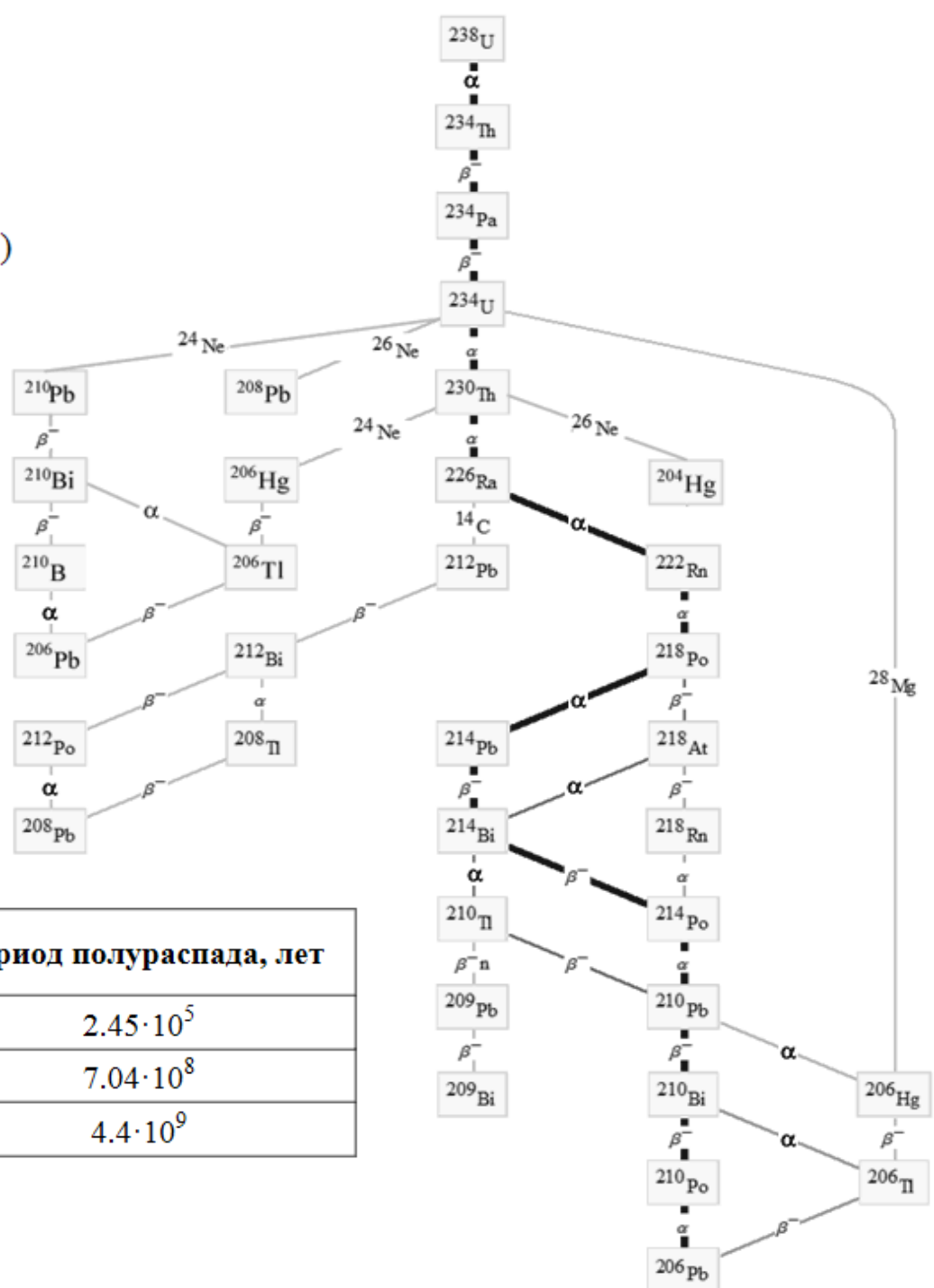
$$A_n(t) = N_{10} \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t}, \quad (11)$$

где

$$c_m = \frac{\prod_{i=1}^n \lambda_i}{\prod_{i=1}^n (\lambda_i - \lambda_m)}. \quad (12)$$

Штрих означает, что в произведении, которое находится в знаменателе, опускается множитель с  $i = m$ .

Радиоактивное семейство  $^{238}\text{U}$  ( $A = 4n+2$ )



Процентное содержание изотопа в естественной смеси изотопов, %	Период полураспада, лет
$^{234}\text{U}$ – 0.0052	$2.45 \cdot 10^5$
$^{235}\text{U}$ – 0.7204	$7.04 \cdot 10^8$
$^{238}\text{U}$ – 99.2742	$4.4 \cdot 10^9$



## 2. Альфа-распад

**Альфа-распад** - распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием альфа-частиц (дважды магических ядер  ${}^4_2\text{He}$ ).



**Альфа-радиоактивность** за редким исключением ( ${}^8\text{Be}$ ) не встречается среди лёгких и средних ядер. Подавляющее большинство альфа-радиоактивных изотопов (более 200) расположены в периодической системе в области тяжёлых ядер ( $Z > 83$ ).

Это обусловлено тем, что **альфа-распад связан с кулоновским отталкиванием**, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее ( $\sim Z^2$ ), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно ( $\sim Z$ ) с ростом массового числа  $A$ .

Ядро **альфа-радиоактивно**, если выполняется условие

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

При этом энергия альфа-распада (суммарная кинетическая энергия продуктов распада) в случае распада из основного состояния

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

или в случае распада из возбуждённых состояний на возбуждённые состояния

$$Q_{\alpha} = ( M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_{\alpha} ) c^2 + E_i^{\text{BO3}} - E_f^{\text{BO3}}$$

В любом случае основную энергию ( $\sim 98\%$ ) уносят альфа-частицы



Георгий Антонович Гамов  
(1904-1968)

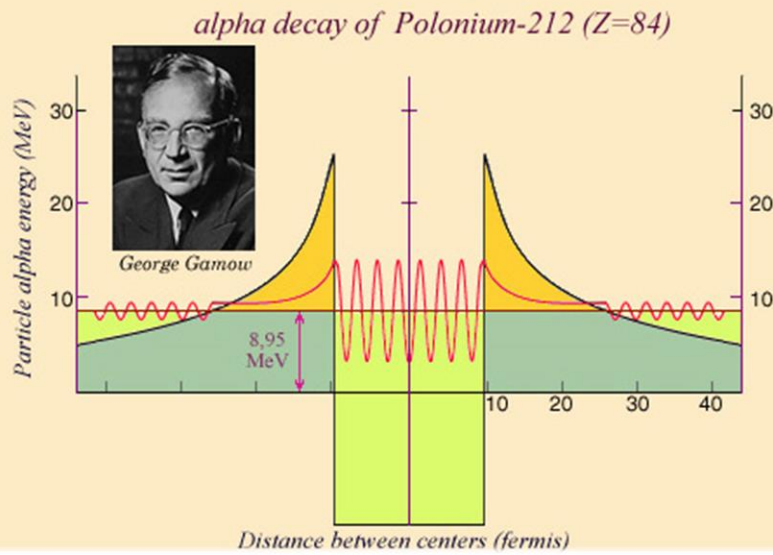
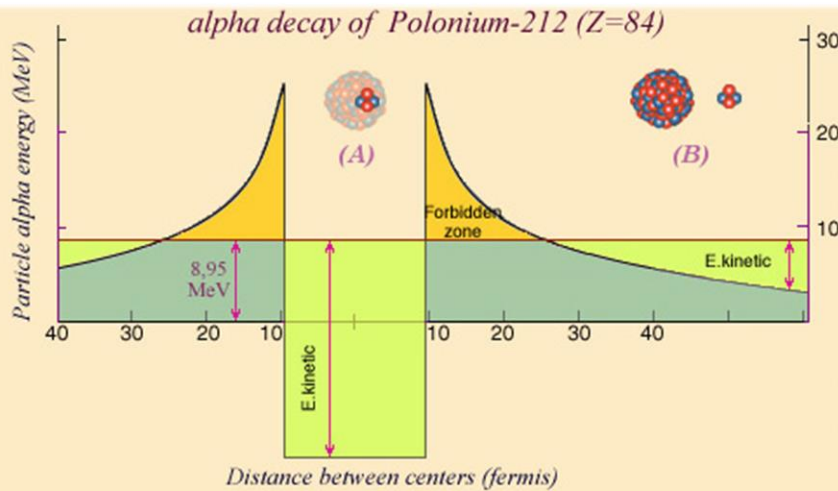
Из стихотворения Демьяна Бедного  
«До атомов добрались» (1928)

*СССР зовут страной убийц и хамов.  
Недаром. Вот пример: советский парень Гамов.  
Чего хотите вы от таких людей?!  
Уже до атома добрался, лиходея!  
Милыоны атомов на острие иголки!  
А он — ведь до чего механика хитра! —  
В отдельном атоме добрался до ядра!*



«Башня Гамова» на территории Колорадского университета в Боулдере (Колорадо, США) **16**

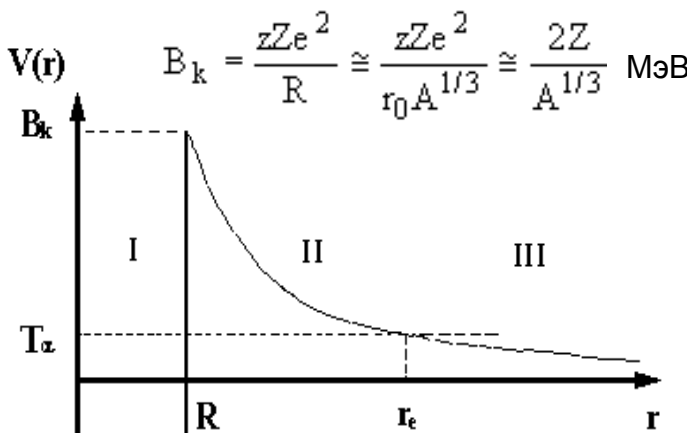
Основные особенности альфа-распада удалось объяснить Георгию Гамову (и независимо от него Р. Герни и Э. Кондону) в 1928 г., используя квантомеханическую модель туннелирования альфа-частиц через Кулоновский потенциальный барьер ядра.



Вероятность альфа-распада равна произведению вероятности найти альфа-частицу на границе ядра  $f$  на вероятность ее тунелирования через потенциальный барьер  $D$  (прозрачность барьера). Можно отождествить  $f$  с числом соударений в единицу времени, которые испытывает альфа-частица о внутренние границы барьера, тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[ \frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2}, \text{ для ядер с } A \approx 200, f \approx 10^{21} \text{ с}^{-1}$$

Квантово-механическое решение задачи о прохождении частицы через потенциальный барьер даёт для вероятности прохождения (коэффициента прозрачности барьера)



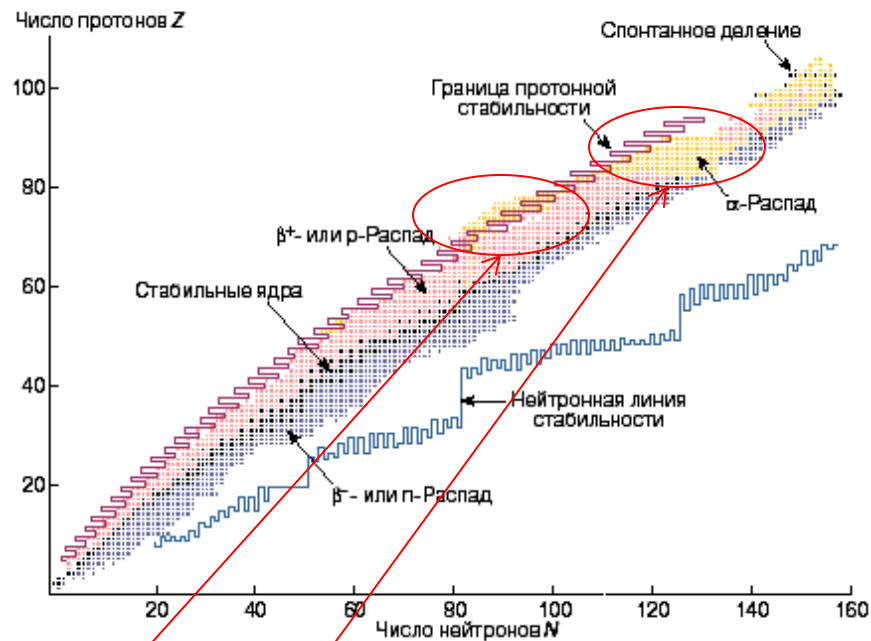
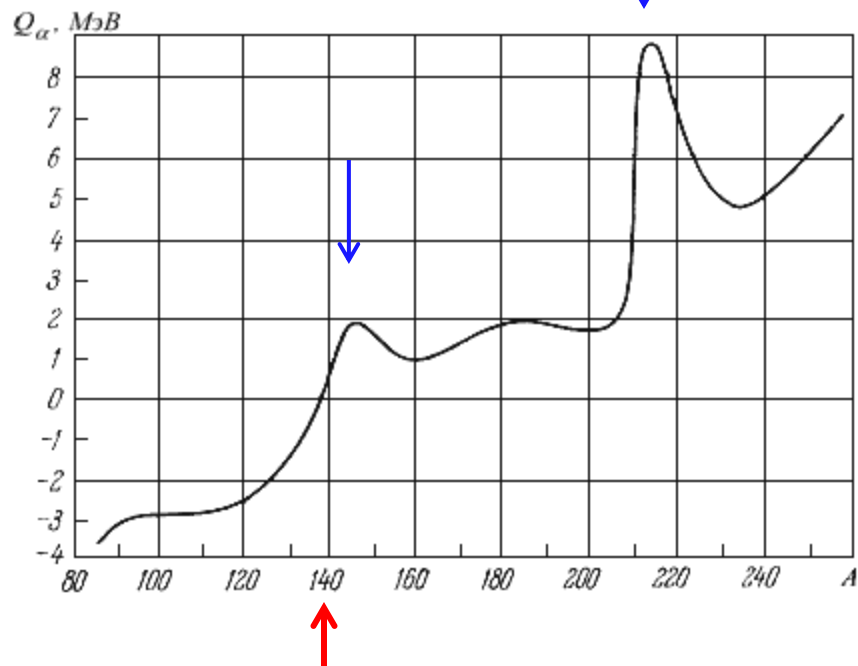
$$D = \exp \left\{ -2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} [V(r) - T_\alpha]^{1/2} dr \right\}$$

где  $\mu_\alpha$  - приведенная масса,  $T_\alpha$  - энергия  $\alpha$ -частицы.

$$\mu = \frac{1}{\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

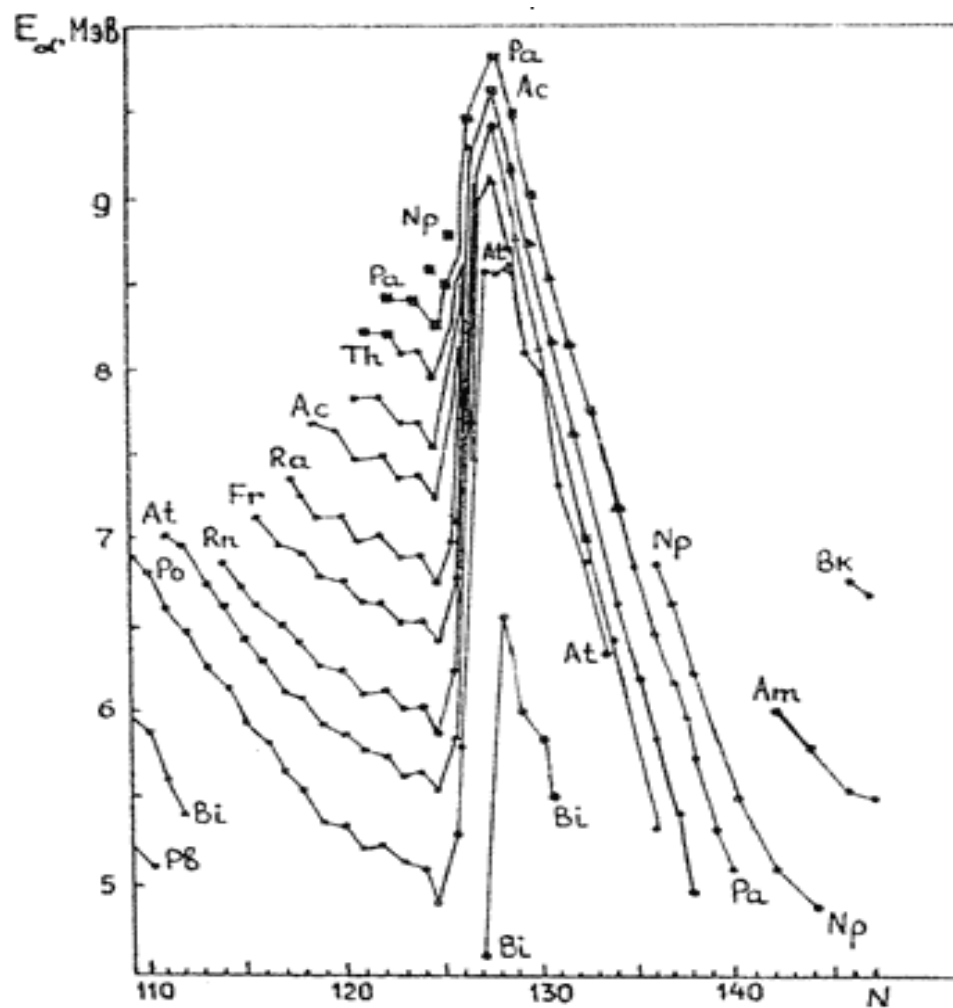
В приближении  $T_\alpha \ll B_k$

$$D \cong \exp \left[ -2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{T_\alpha} \frac{zZe^2}{\hbar^2} \left( \frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{T_\alpha}{B_k}} \right)} \right]$$



Из зависимости энергии альфа-распада от массового числа  $A$ , следует, что  $\alpha$ -распад становится энергетически возможным, начиная с  $A \approx 140$ . В областях  $A = 140-150$  и  $A \approx 210$  величина  $Q_\alpha$  имеет отчётливые максимумы, которые обусловлены *оболочечной структурой ядра*. Максимум при  $A = 140-150$  связан с заполнением нейтронной оболочки с магическим числом  $N = A - Z = 82$ , а максимум при  $A \approx 210$  связан с заполнением протонной оболочки при  $Z = 82$ .

За счёт оболочечной структуры атомного ядра первая (редкоземельная) область  $\alpha$ -активных ядер начинается с  $N = 82$ , а тяжёлые  $\alpha$ -радиоактивные ядра становятся особенно многочисленными, начиная с  $Z = 82$ .

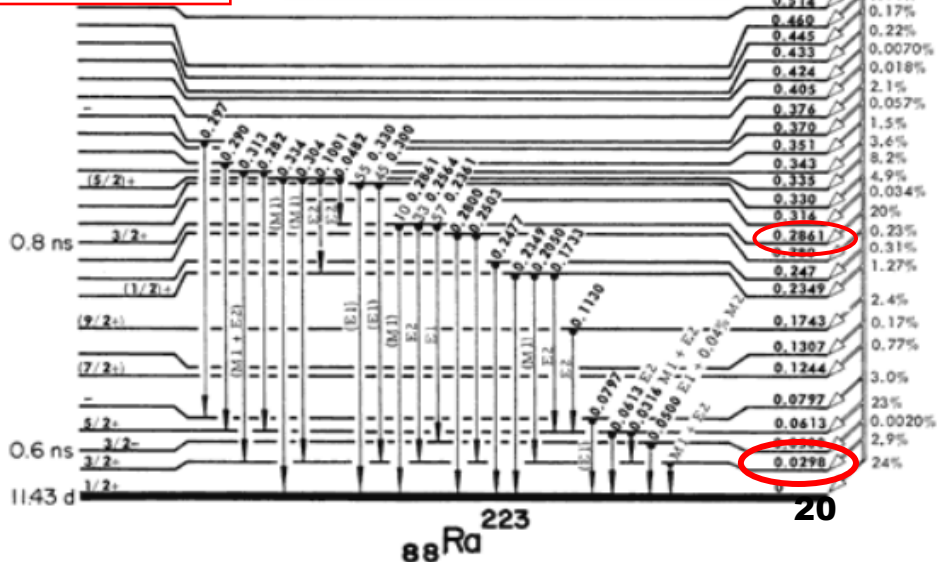
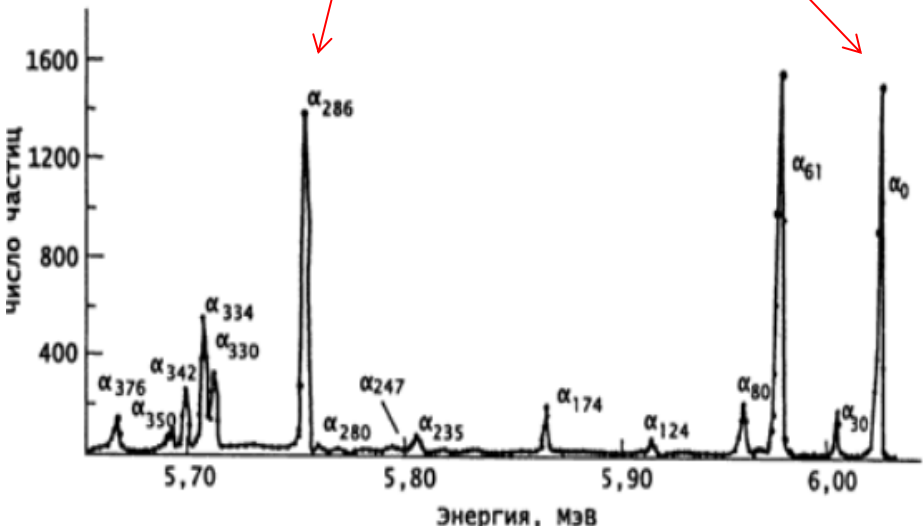


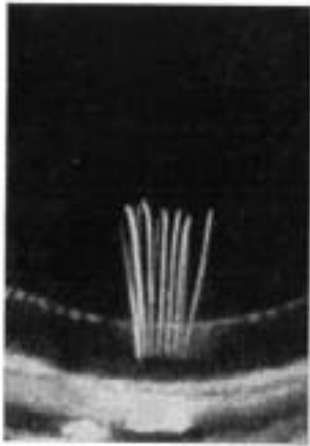
Энергии  $\alpha$ -частиц  $E_{\alpha}$   
 в зависимости от числа  
 нейтронов  $N$   
 в исходном ядре.

Линии соединяют изотопы  
 одного и того же  
 химического элемента

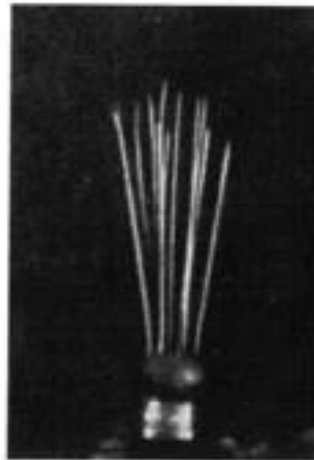
При радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но и в одном из *возбужденных* состояний. Однако сильная зависимость вероятности  $\alpha$ -распада от энергии  $\alpha$ -частицы приводит к тому, что распады на возбуждённые уровни конечного ядра обычно идут *с очень низкой интенсивностью*, потому что при возбуждении конечного ядра уменьшается энергия  $\alpha$ -частицы. Поэтому экспериментально удаётся наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения. Распады на возбуждённые уровни конечного ядра приводят к возникновению тонкой структуры энергетического спектра вылетающих  $\alpha$ -частиц.

Наибольшая энергия  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha$  6,14 МэВ соответствует переходу в основное состояние  $^{223}\text{Ra}$ . Следующий максимум отвечает переходу на первое возбужденное состояние  $^{223}\text{Ra}$ с энергией 0,0298 МэВ. Максимум в районе 5,75 МэВ соответствует распаду на возбужденное состояние 0,2861 МэВ. Измеряя энергию  $\alpha$ -частиц можно определить энергетические уровни ядра  $^{223}\text{Ra}$ .

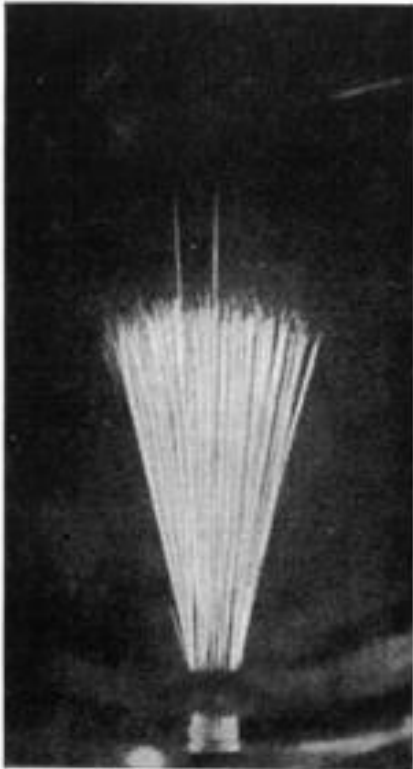




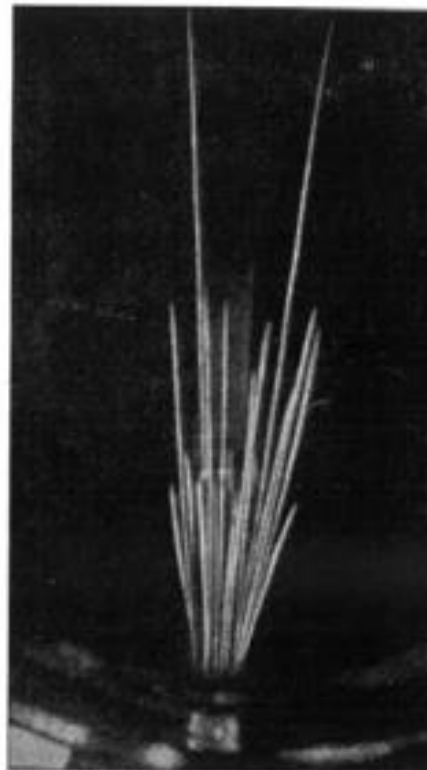
а)



б)



в)



г)

**Треки  $\alpha$ -частиц разных изотопов  
в камере Вильсона:**

а) Источник  $^{210}\text{Po}$ :  
одна группа  $\alpha$ -частиц

б) Источник  $^{227}\text{Th}$ :  
две группы с близкими по длине  
пробегами

в) Источник  $^{215}\text{Bi}+^{211}\text{Po}$ :  
две группы  $\alpha$ -частиц при распаде  
 $^{207}\text{Tl}$

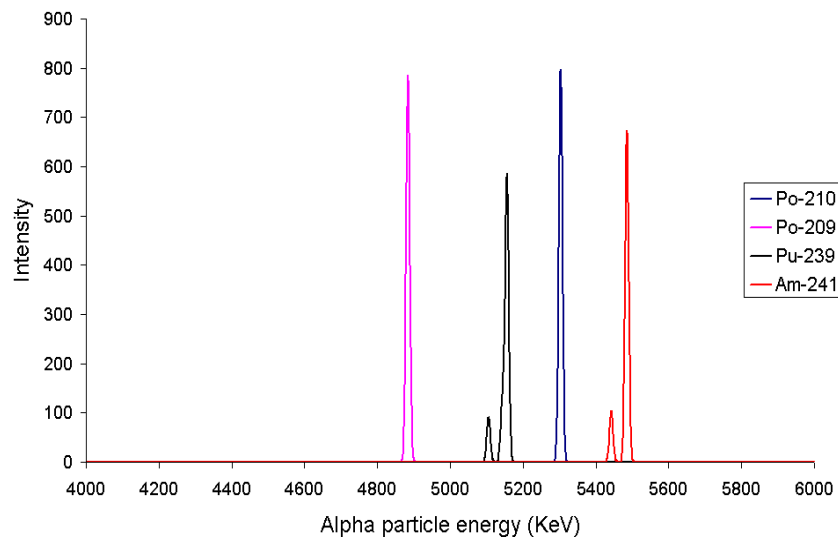
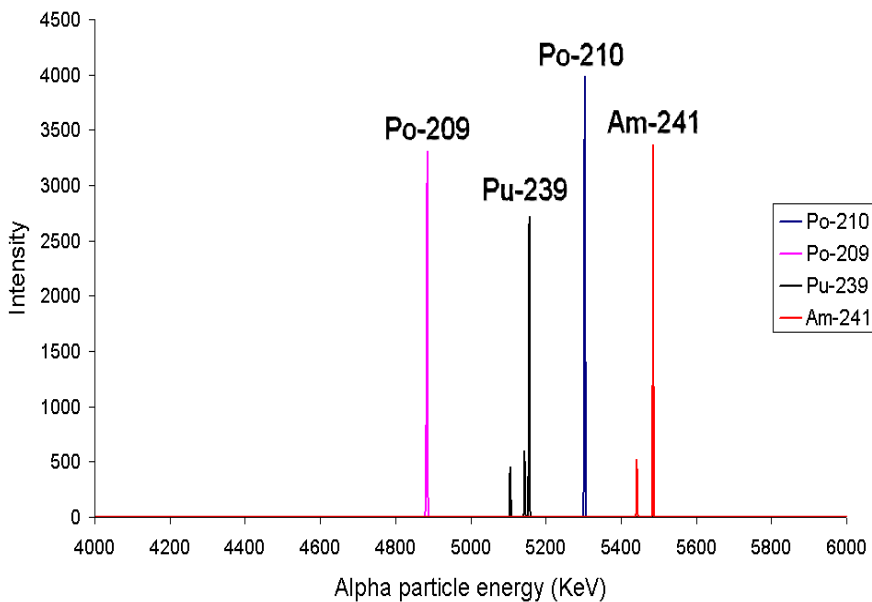
г) Источник  $^{228}\text{Th}$  с дочерними  
продуктами  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{216}\text{Po}$ ,  
 $^{212}\text{Po}+^{212}\text{Bi}$  :  
всего 6 групп.

## Alpha Spectroscopy – An Art or a Science?

*Альфа-спектры*, измеренные с помощью кремниевых ППД с энергетическим разрешением ~11 кэВ при энерговыделении ~5 МэВ

То же, снятое с помощью сцинтилляционного спектрометра.

Видно влияние собственного энергетического разрешения прибора



$\alpha$ -распад часто конкурирует с другими типами радиоактивного распада:

$e$ -захватом,  $\beta^+$ -распадом, кластерным распадом.

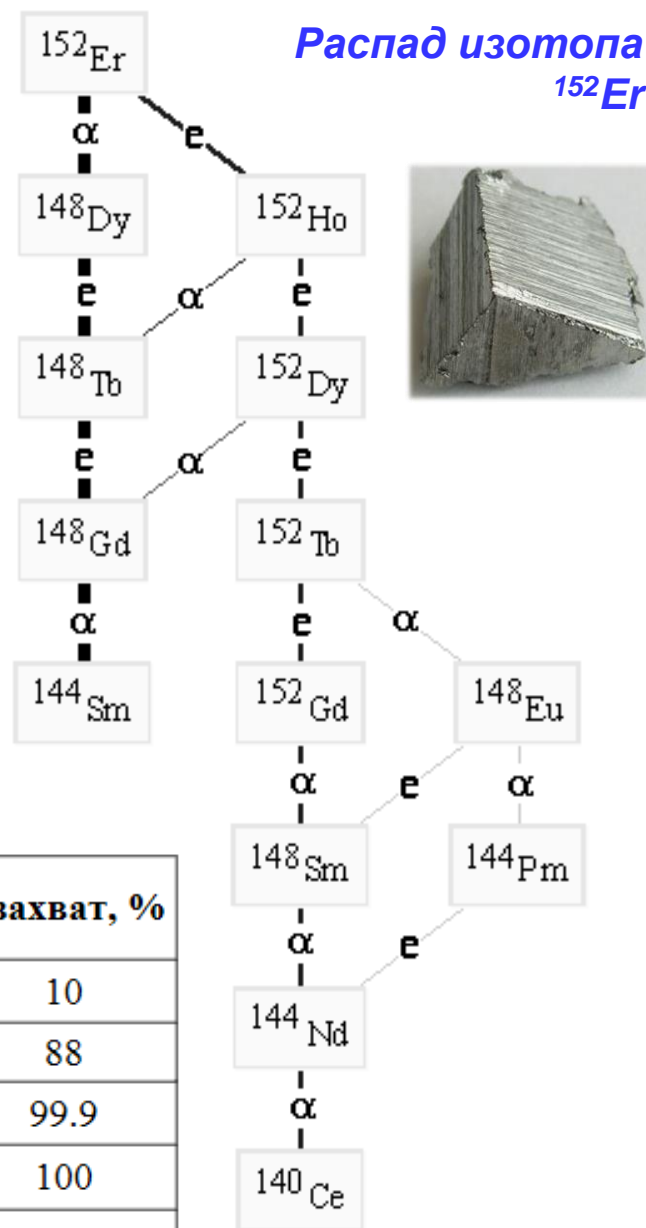
Соотношение вероятностей разных каналов распада зависит от энергий образующихся частиц

Практически все тяжёлые ядра ( $Z > 83$ ) имеют положительную энергию относительно  $\alpha$ -распада, т.к. масса исходного ядра ( $A, Z$ ) оказывается больше суммы масс  $\alpha$ -частицы и образующегося в результате  $\alpha$ -распада ядра ( $A-4, Z-2$ ).

Для тяжёлых ядер возможны цепочки последовательных  $\alpha$ -распадов ядер.

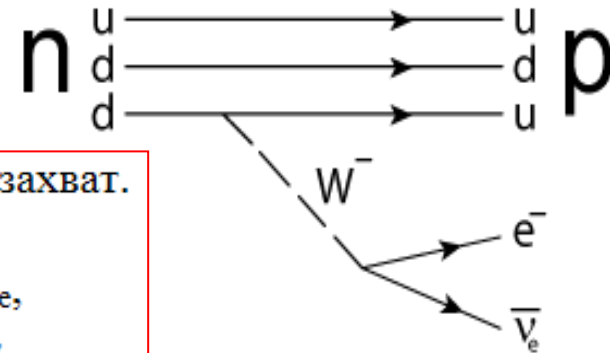
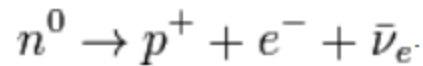
Изотоп	Энергия $\alpha$ -распада, МэВ	$\alpha$ -распад, %	Энергия $e$ -захвата, МэВ	$e$ -захват, %
$^{152}\text{Er}$	4.93	90	3.11	10
$^{152}\text{Ho}$	4.514	12	6.5	88
$^{152}\text{Dy}$	3.72	0.1	0.60	99.9
$^{152}\text{Tb}$	3.15	$10^{-7}$	3.99	100
$^{148}\text{Eu}$	2.69	$10^{-7}$	3.04	100

## Распад изотопа $^{152}\text{Er}$



### 3. Бета-распад

В  $\beta^-$ -распаде слабое взаимодействие превращает нейтрон в протон, при этом испускаются электрон и электронное антинейтрино:



Существуют три типа  $\beta$ -распада –  $\beta^-$ -распад,  $\beta^+$ -распад и e-захват.

$$\beta^-: (A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\beta^+: (A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+ + \nu_e,$$

$$e: (A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z-1) + \nu_e.$$

Происходящие при этом внутри ядра превращения нуклонов и энергетические условия  $\beta$ -распада имеют вид (массу нейтрино полагаем нулевой):

$$\beta^- (n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e), \quad M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e,$$

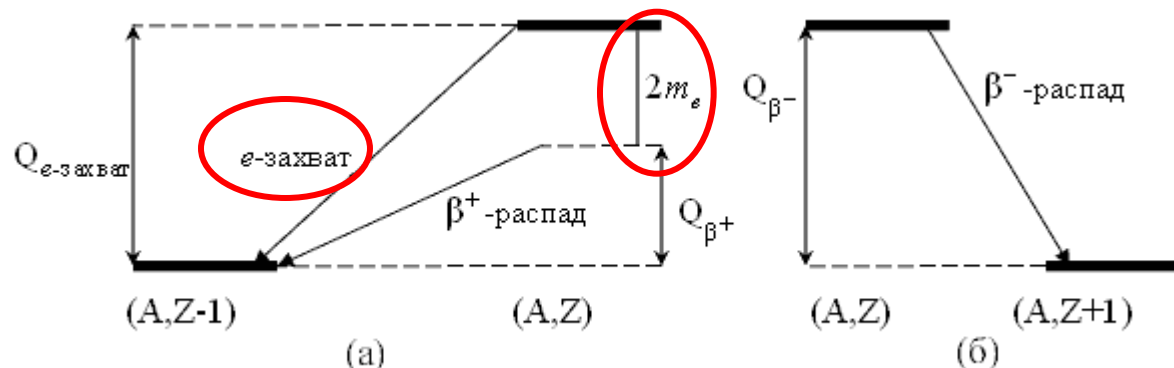
$$\beta^+ (p \rightarrow n + e^+ + \nu_e), \quad M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e,$$

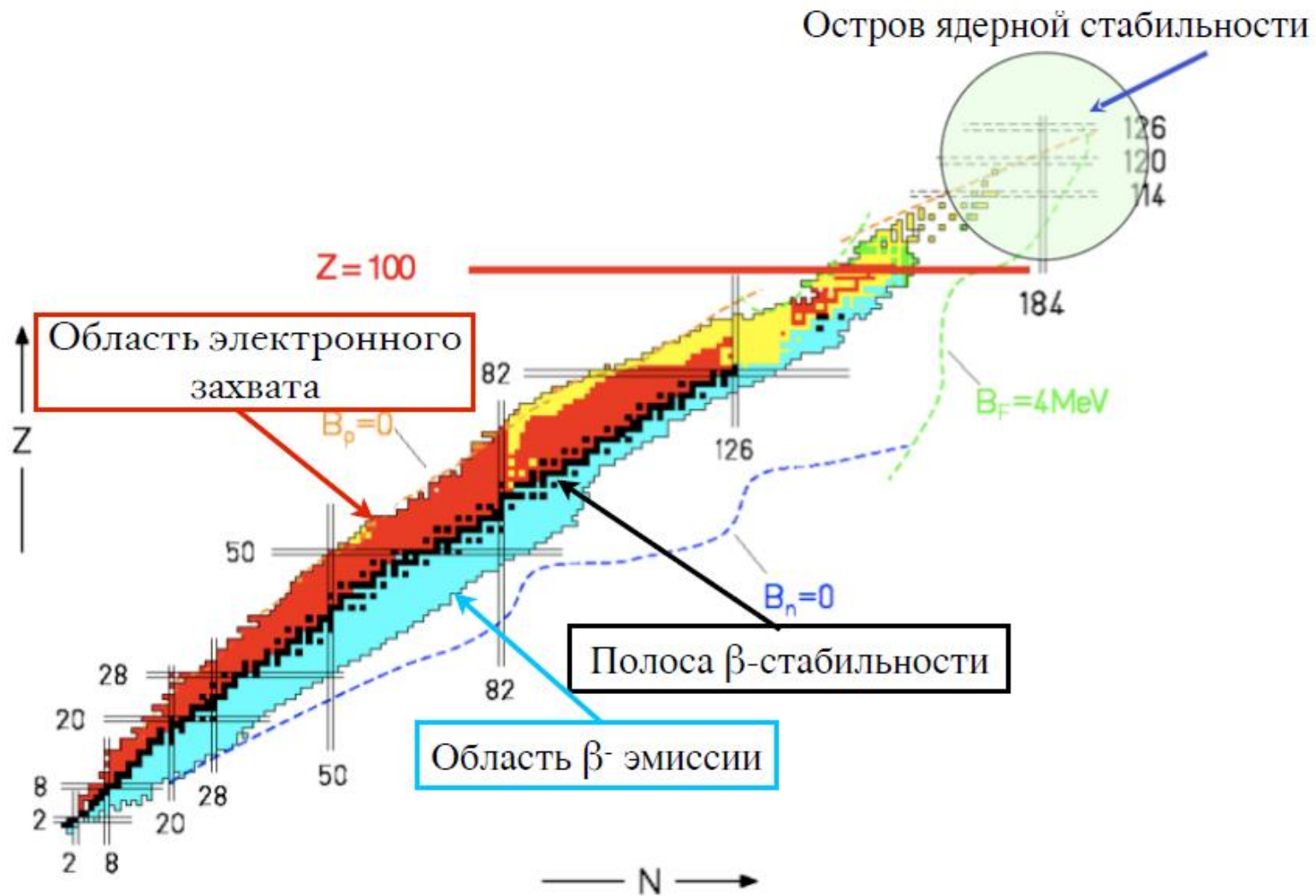
$$e\text{-захват} (p + e^- \rightarrow n + \nu_e), \quad M(A, Z) + m_e > M(A, Z-1).$$

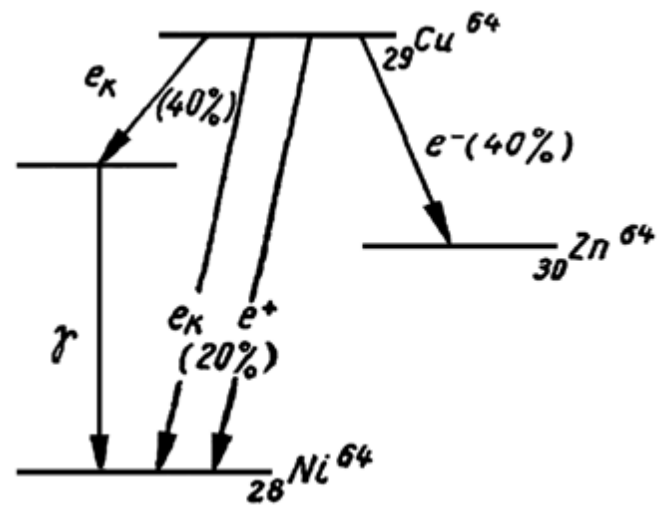
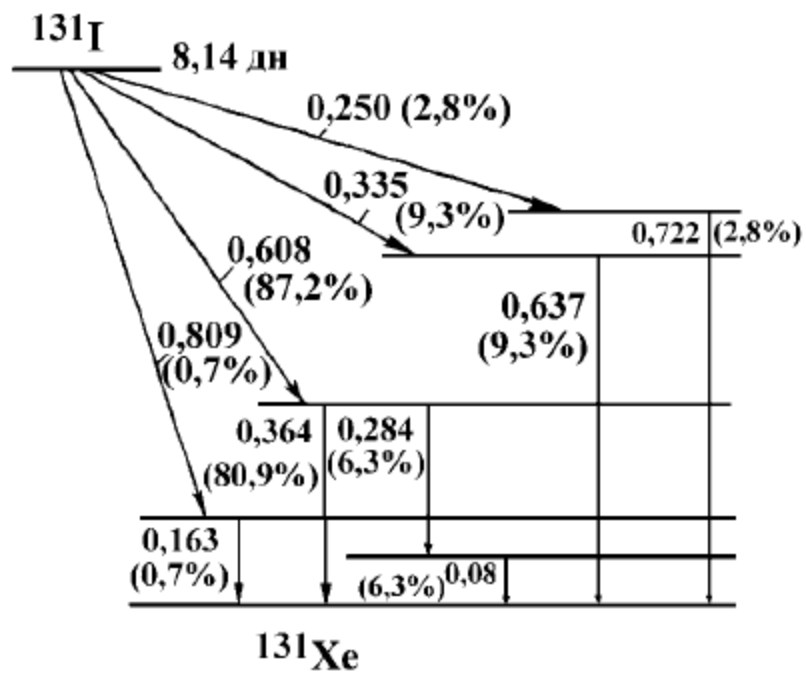
$$Q_\beta = [{}^{A\text{T}}M(A, Z) - {}^{A\text{T}}M(A, Z+1)]c^2,$$

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

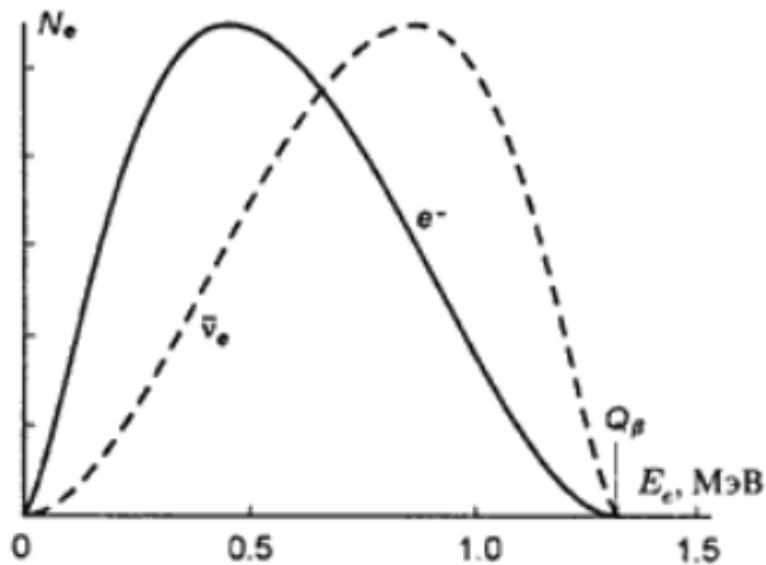
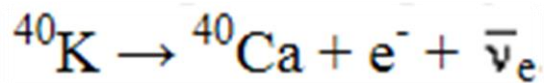
$$Q_\beta = [{}^{A\text{T}}M(A, Z) - {}^{A\text{T}}M(A, Z-1)]c^2.$$



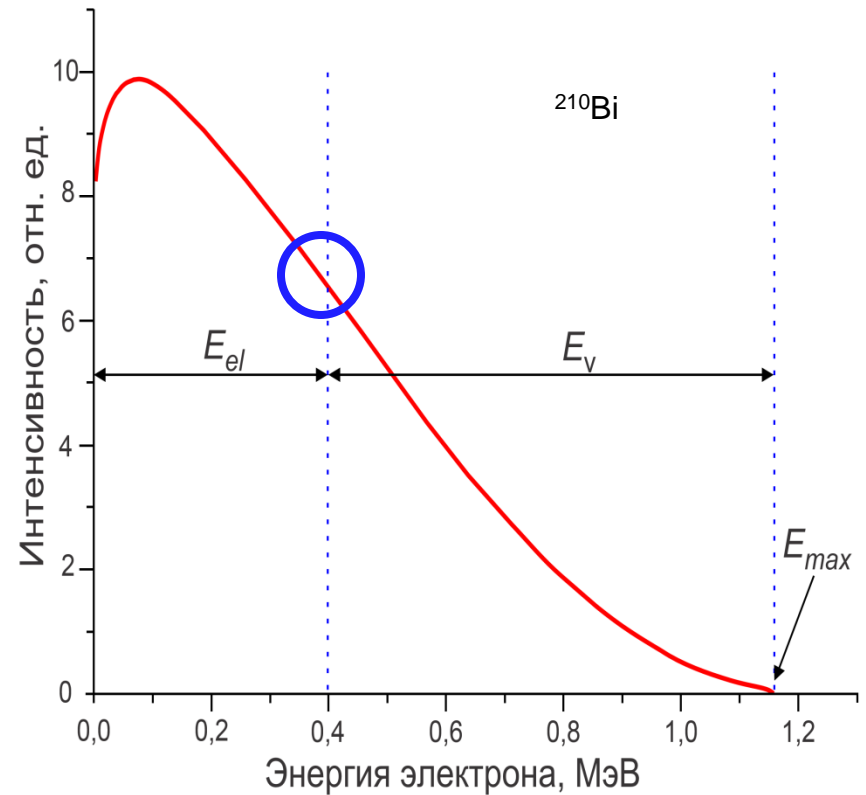


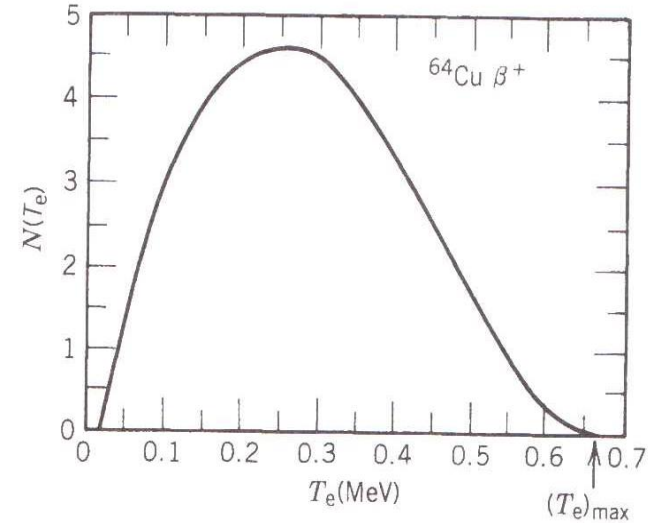
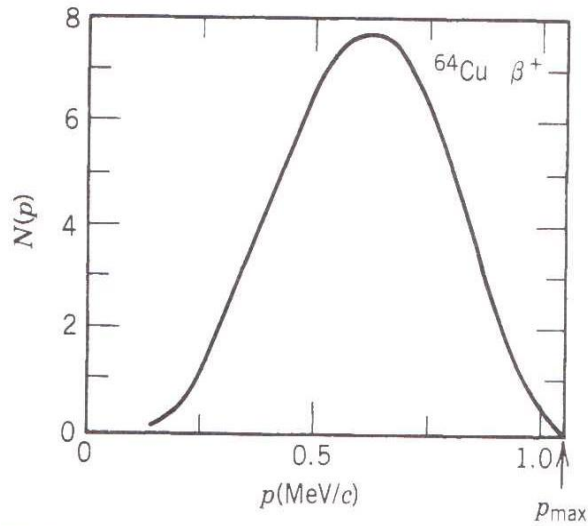
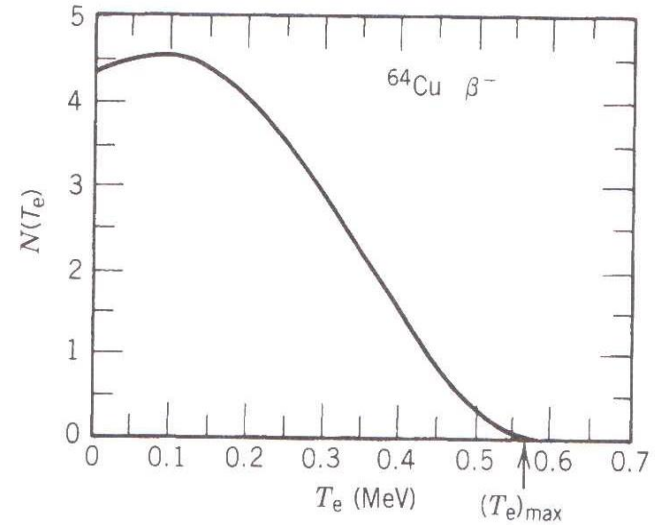
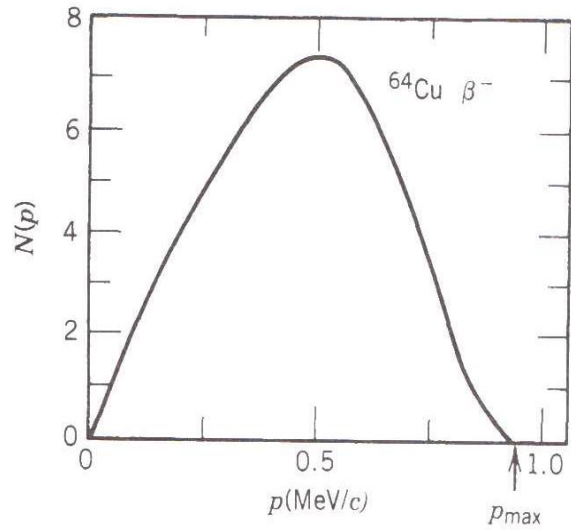
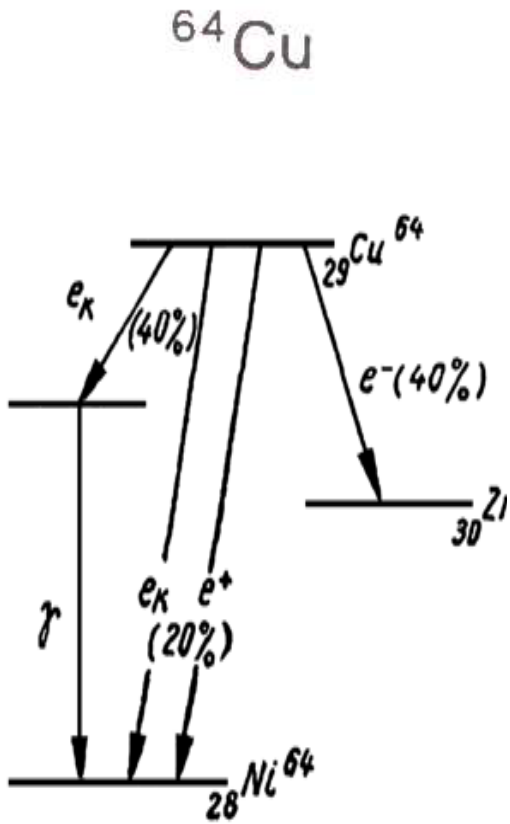


Спектр электронов, образующихся при  $\beta$ -распаде в отличие от дискретного спектра  $\alpha$ -частиц имеет непрерывный характер, т.е. из ядра вылетают электроны различных энергий вплоть до энергии  $\beta$ -распада. Непрерывный спектр электронов некоторыми физиками интерпретировался как невыполнение закона сохранения энергии в  $\beta$ -распаде.



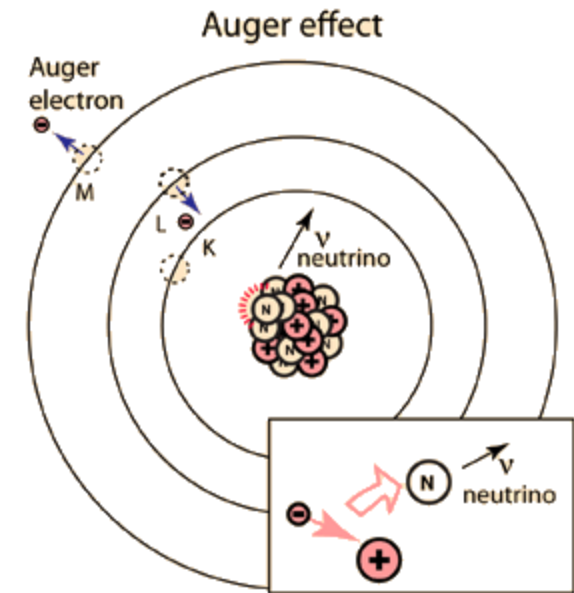
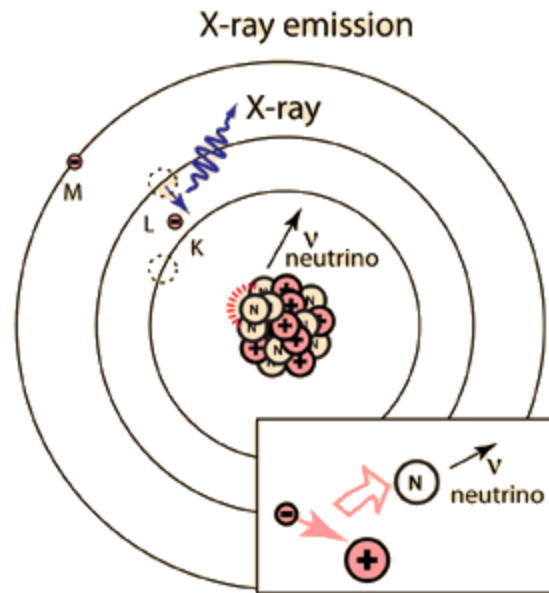
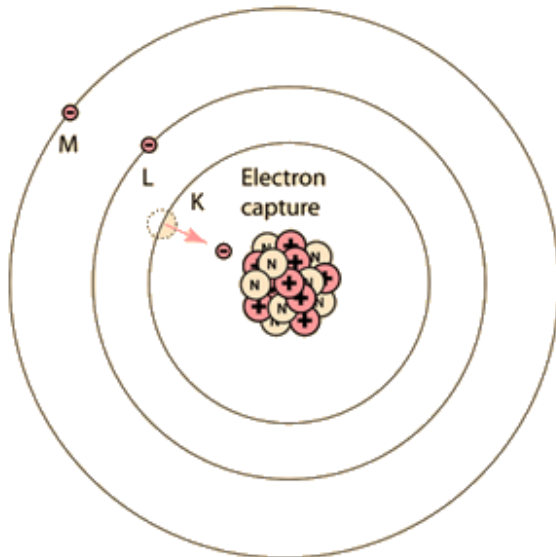
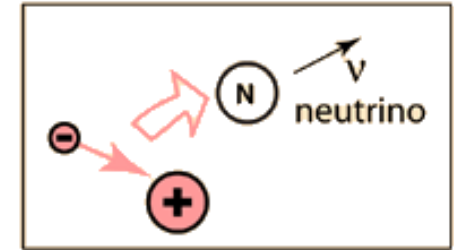
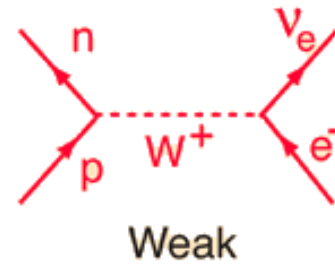
$$N_\nu(E) = N_e(Q_\beta - E)$$



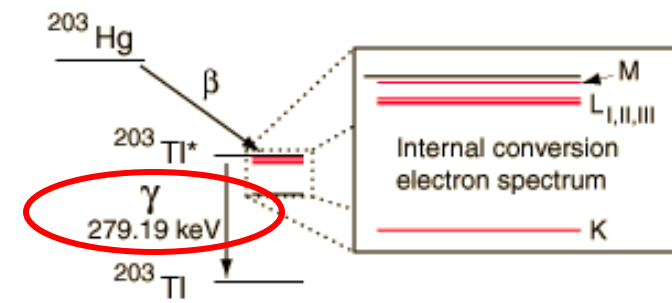
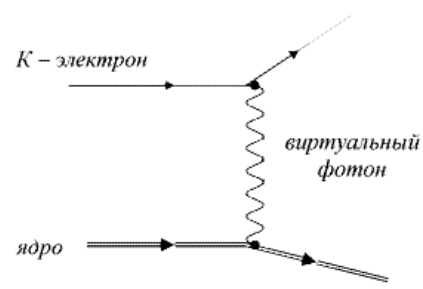
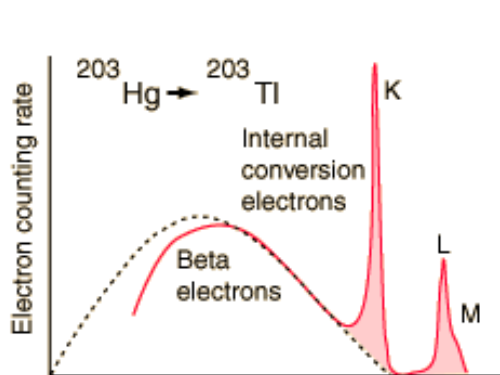


При **e-захвате** спектры нейтрино и ядра отдачи являются дискретными, так как e-захват – двухчастичный процесс, нейтрино вылетает из ядра

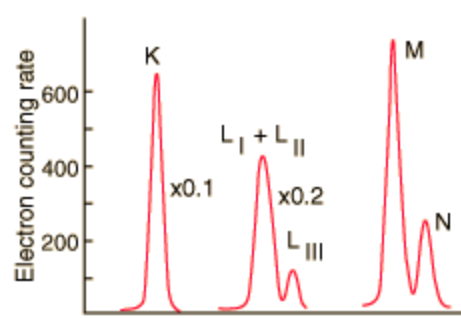
*Наблюдение дискретного спектра ядер отдачи, образующихся при e-захвате, было первым подтверждением правильности гипотезы Паули о существовании нейтрино.*



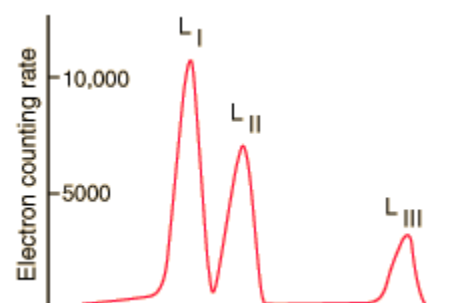
**Внутренняя конверсия:** атомное ядро, находящееся в возбуждённом состоянии с энергией  $E_i$  переходит в состояние с меньшей энергией  $E_f$ , передав энергию  $W_{if} = E_i - E_f$  одному из электронов атомной оболочки, при этом испускается **электрон** с энергией  $E_e = W_{if} - E_{K,L,M}$  и **гамма-кванты** при переходе электронов на более низкие оболочки атома



Электронная эмиссия из ядра  $^{203}\text{Hg}$  при распаде в  $^{203}\text{Tl}$   
*A. H. Wapstra, et al., Physica 20, 169 (1954).*



При более высоком энергетическом разрешении можно различить конверсию электронов из  $L$ ,  $M$  и  $N$  оболочек  
*Z. Sujkowski, Ark. Fys. 20, 243 (1961).*



При ещё более высоком разрешении можно разрешить три  $L$  подоболочки.  
*C. J. Herrlander and R. L. Graham, Nucl. Phys. 58, 544 (1964).*

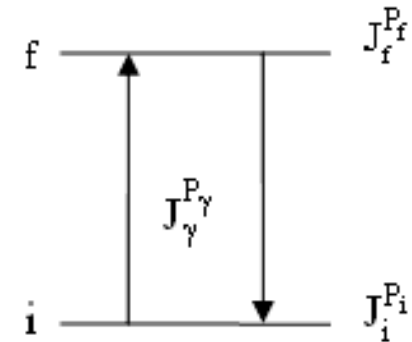
## 4. Гамма-излучение ядер

**Гамма-излучение** испускается при переходах между возбуждёнными состояниями атомных ядер (в диапазоне от ~1 кэВ до десятков МэВ), характеризующимися определёнными значениями спина  $J_i$ ,  $J_f$  и чётности  $P_i$ ,  $P_f$ . Законы сохранения момента количества движения  $J$  и чётности  $P$  в электромагнитных переходах определяют спин  $J_\gamma$  и чётность  $P_\gamma$ , уносимую  $\gamma$ -квантом

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

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

Обычно используется классификация  $\gamma$ -квантов по полному моменту количества движения  $J$  и чётности  $P$ .



Полный момент количества движения  $\gamma$ -кванта принимает целочисленные значения, начиная с единицы:  $J = 1, 2, 3, \dots$ . Значение  $J = 0$  для  $\gamma$ -кванта исключено, так как оно отвечает сферически симметричному состоянию, а электромагнитная волна поперечна.

$$P = (-1)^{J+1} \text{ — магнитные } \gamma\text{-кванты (MJ);}$$

$$P = (-1)^J \text{ — электрические } \gamma\text{-кванты (EJ).}$$

Число  $J$  называется мультипольностью  $\gamma$ -кванта. В частности, низшие мультиполи имеют следующие названия: диполь ( $J = 1$ ), квадруполь ( $J = 2$ ), октуполь ( $J = 3$ ). Спин  $\gamma$ -кванта  $J = 1$

Правила отбора по чётности

$$P_i \cdot P_f = (-1)^J \text{ для EJ } \gamma\text{-квантов;}$$

$$P_i \cdot P_f = (-1)^{J+1} \text{ для MJ } \gamma\text{-квантов.}$$

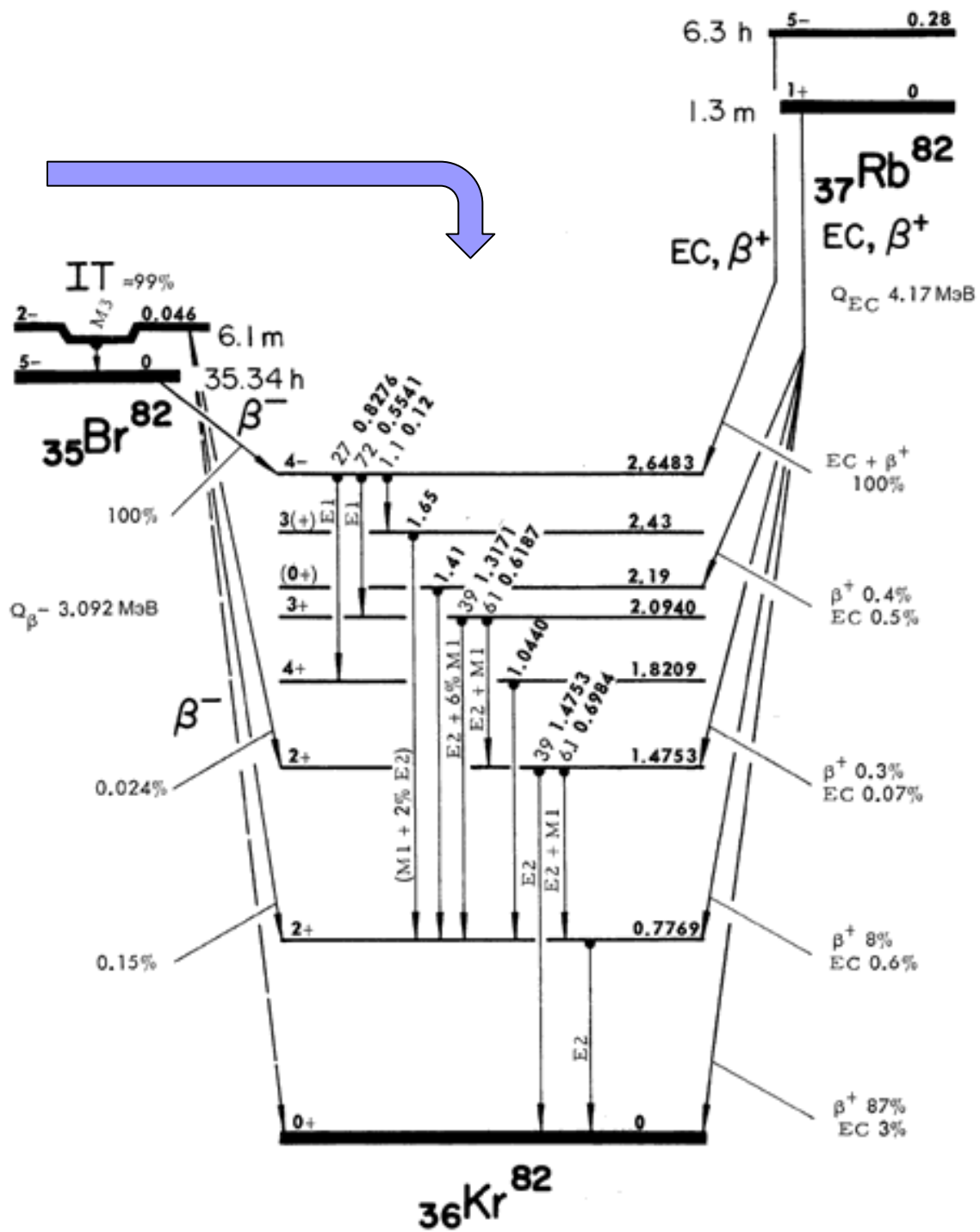
## Возбужденные состояния $^{82}\text{Kr}$

образуются в результате  $\beta^+$ -распада и  $e$ -захвата основного  $J^P = 1^+$  и изомерного  $J^P = 5^-$  ( $E^* = 0.28$  МэВ) состояний изотопа  $^{82}\text{Rb}$

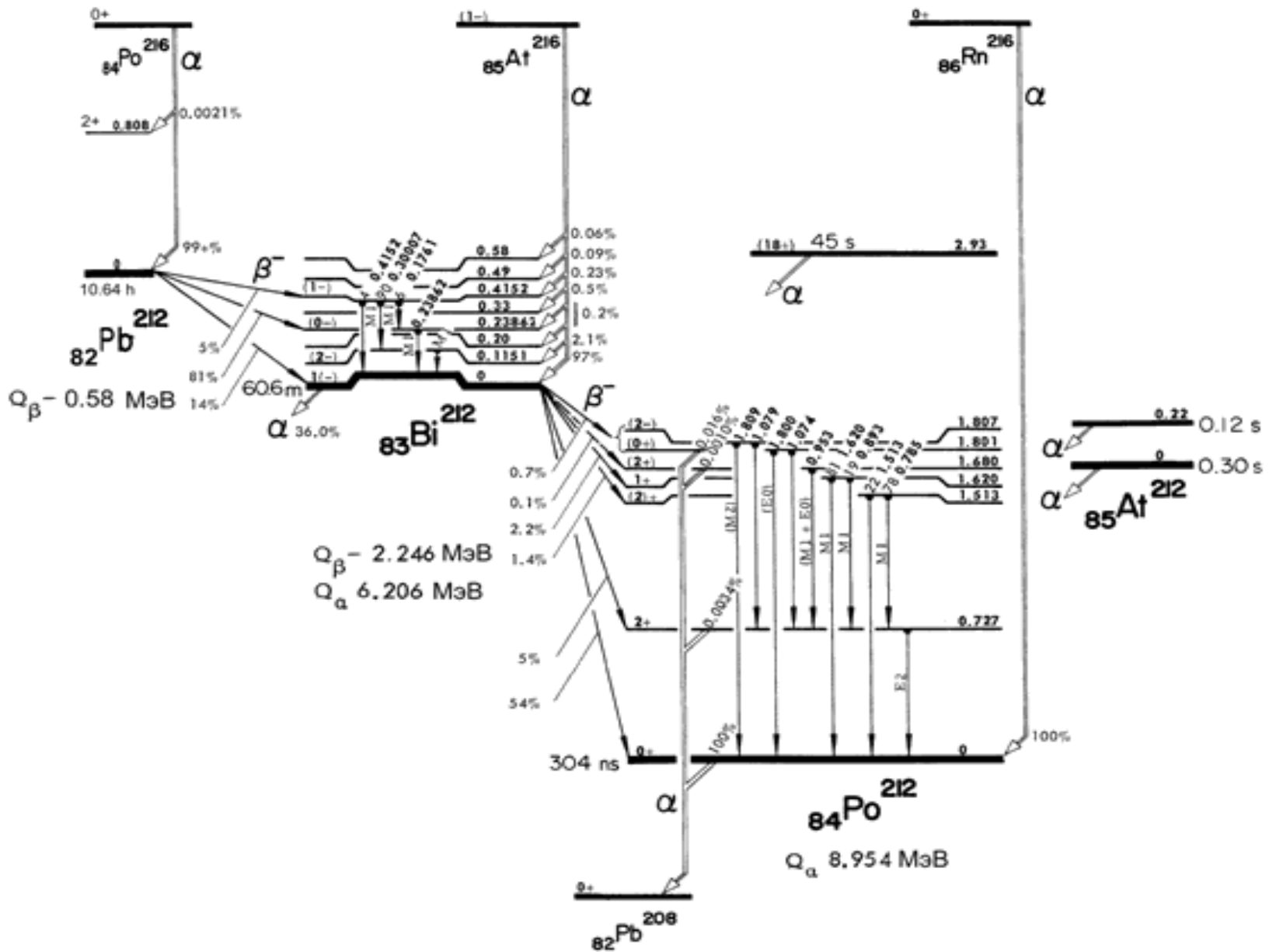
и

$\beta^-$ -распада основного  $J^P = 5^-$  и изомерного  $J^P = 2^-$  ( $E^* = 0.046$  МэВ) состояний изотопа  $^{82}\text{Br}$ .

В изотопе  $^{82}\text{Kr}$  возбуждаются состояния вплоть до энергии 2.6 МэВ, которые затем распадаются в основное состояние преимущественно в результате E1, E2 и M1 каскадных переходов.



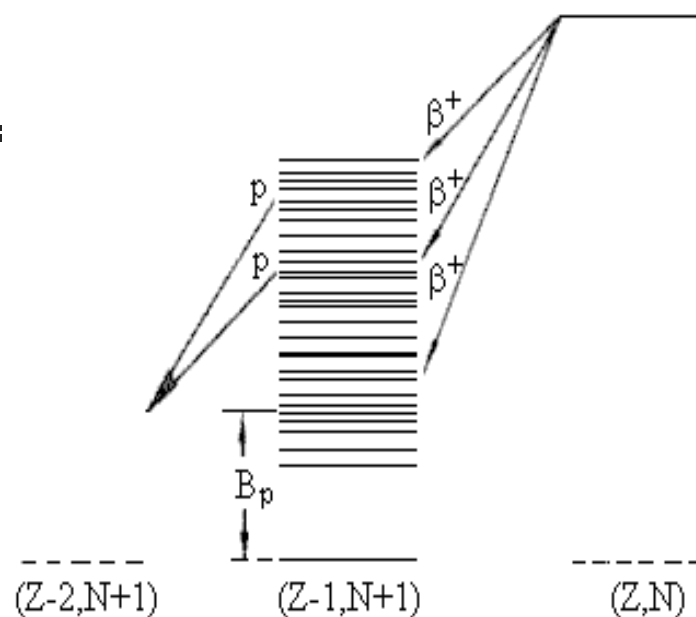
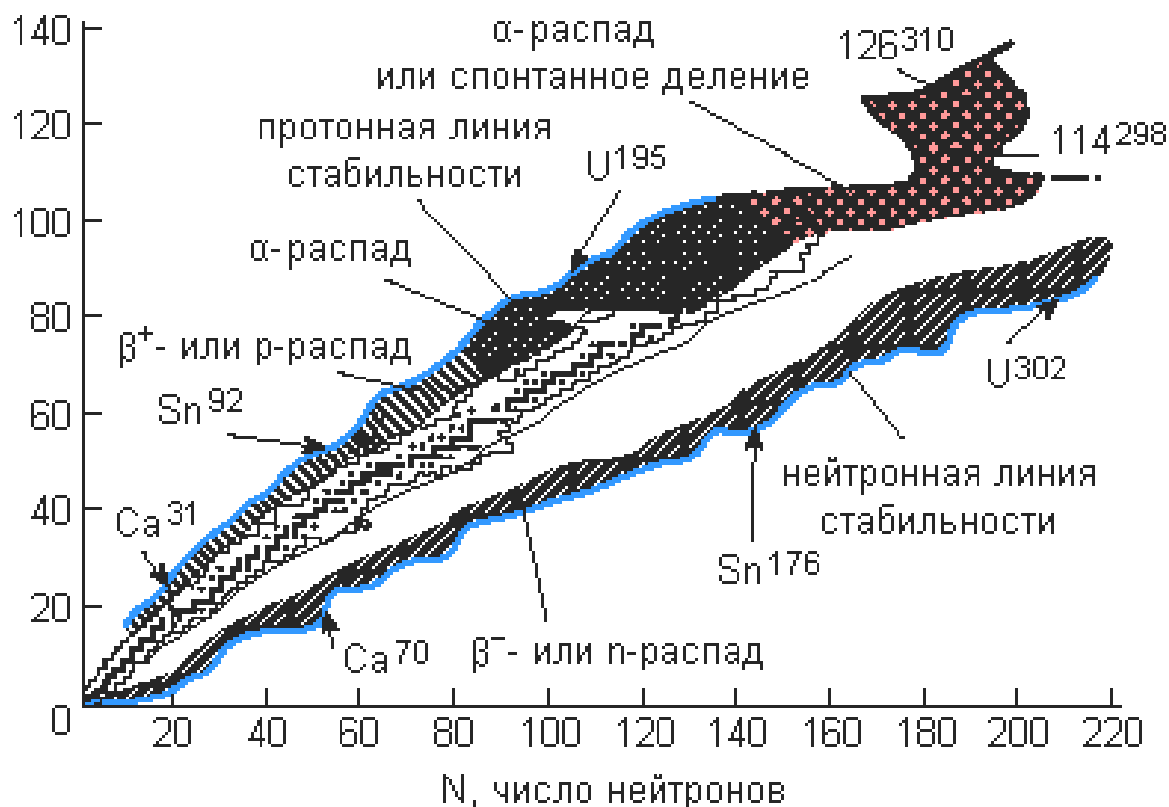
Сложные цепочки  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходов между ядрами-изобарами  $A = 216$  и  $212$ .



## 5. Экзотические виды радиоактивности

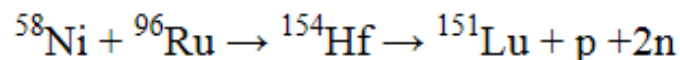
В тех случаях, когда энергия распада  $Q$  превышает энергию связи нейтрона ( $B_n$ ), протона ( $B_p$ ) или кластера ( $B_\alpha$ ), в дочернем ядре – продукте распада, возникает возможность сложного радиоактивного превращения: ядро – продукт распада – образуется в сверх-возбуждённом состоянии ( $E^* > B_n, B_p$  или  $B_\alpha$ ) и выбрасывает «запаздывающий» нейтрон, протон или кластер ( $\alpha$ -частицу).

Z, число протонов

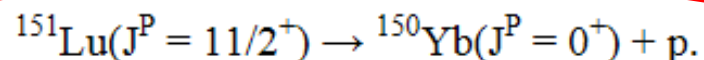


**Испускание протонов из основного состояния ядра** впервые наблюдалось для изотопов  $^{147}\text{Tm}$  и  $^{151}\text{Lu}$ . Механизм аналогичен альфа-распаду — туннелирование сквозь барьер, формируемый сильным и электростатическим взаимодействиями.

В реакции, идущей с образованием составного ядра  $^{154}\text{Hf}$



в энергетическом спектре вылетающих частиц, была обнаружена мономатическая линия с энергией 1.19 МэВ. Анализ результатов эксперимента показал, что наблюдаемую линию следует приписать распаду образовавшегося изотопа  $^{151}\text{Lu}$  с испусканием протона из основного состояния ядра



Известно свыше 30 изотопов, испускающих протоны из основного состояния ядер с  $Z > 50$  от  $^{105}\text{Sb}$  до  $^{177}\text{Tl}$ .

Как правило, **протонная радиоактивность приводит к образованию  $\beta$ -радиоактивных изотопов**, которые затем распадаются последовательно  $\beta^+$ -распадов и  $e$ -захватов.

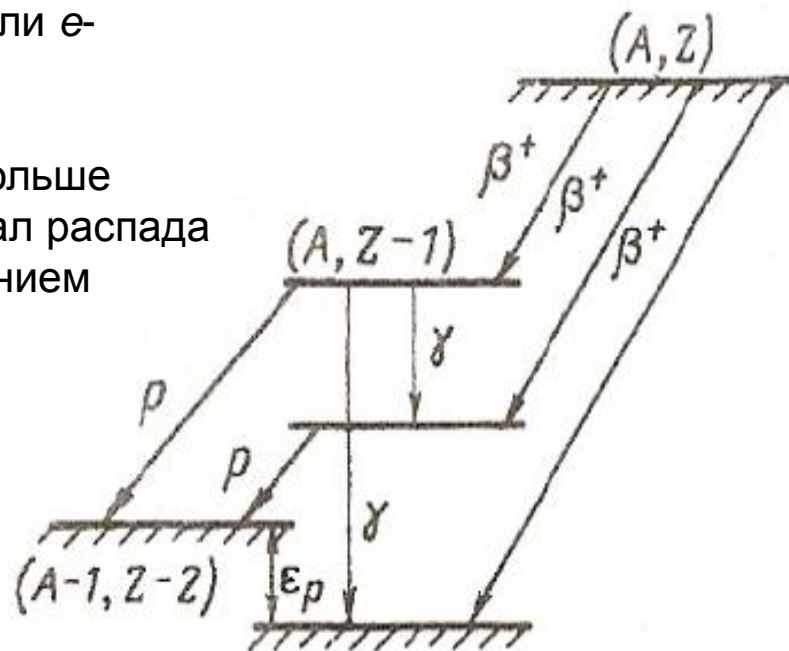
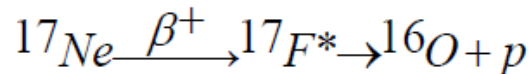
Изучение каналов распада ядер вблизи границы протонной радиоактивности обнаруживает ряд интересных закономерностей.

В 1962 г. В.А. Карнауховым в Дубне было обнаружено испускание **«запаздывающих» протонов**:

- 1) Исходное ядро  $(Z, N)$  в результате  $\beta^+$ -распада или  $e^-$ -захвата превращается в ядро  $(Z-1, N+1)$ .
- 2) Если энергия возбуждения  $E^*$  ядра  $(Z-1, N+1)$  больше энергии отделения протона  $B_p$ , то открывается канал распада возбужденного состояния ядра  $(Z-1, N+1)$  с испусканием протона.

**Распад задержан** на время жизни родительского ядра, претерпевающего  $\beta^+$  распад.

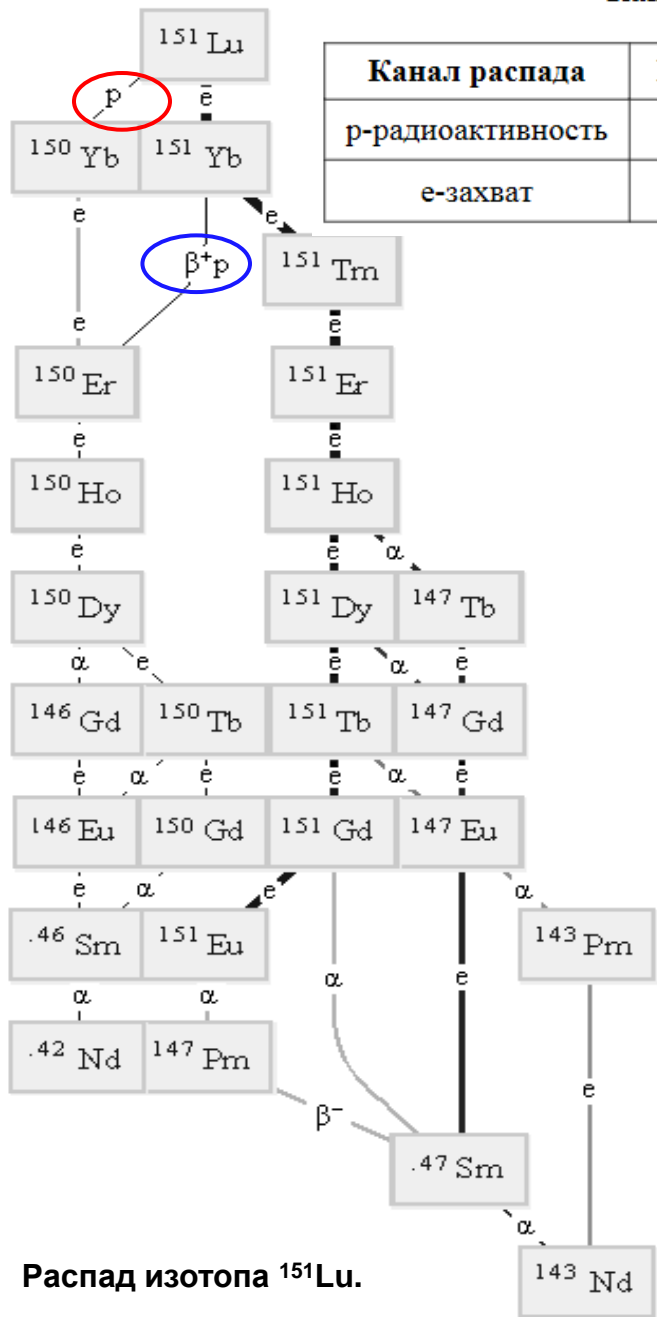
Пример испускания запаздывающих протонов



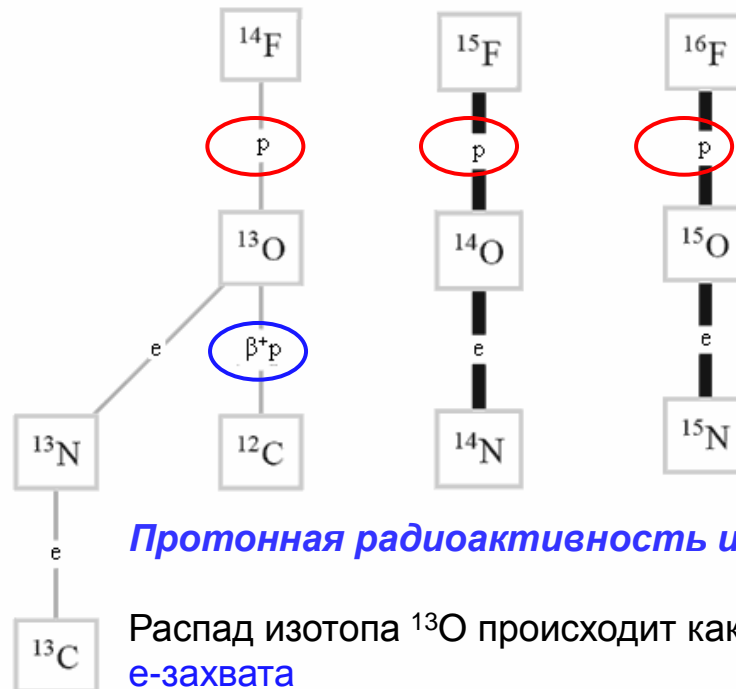
В настоящее время известно свыше **70**  $\beta^+$ -радиоактивных ядер, излучателей запаздывающих протонов.

## Каналы распада изотопа $^{151}\text{Lu}$

Канал распада	Вероятность распада, %	Продукт распада
p-радиоактивность	63.4	$^{150}\text{Yb}$
e-захват	36.6	$^{151}\text{Yb}$

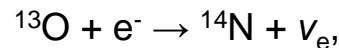


Распад изотопа  $^{151}\text{Lu}$ .

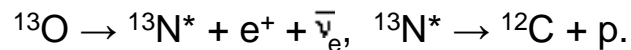


**Протонная радиоактивность изотопов  $^{14,15,16}\text{F}$ .**

Распад изотопа  $^{13}\text{O}$  происходит как в результате e-захвата



так и в результате испускания запаздывающих протонов



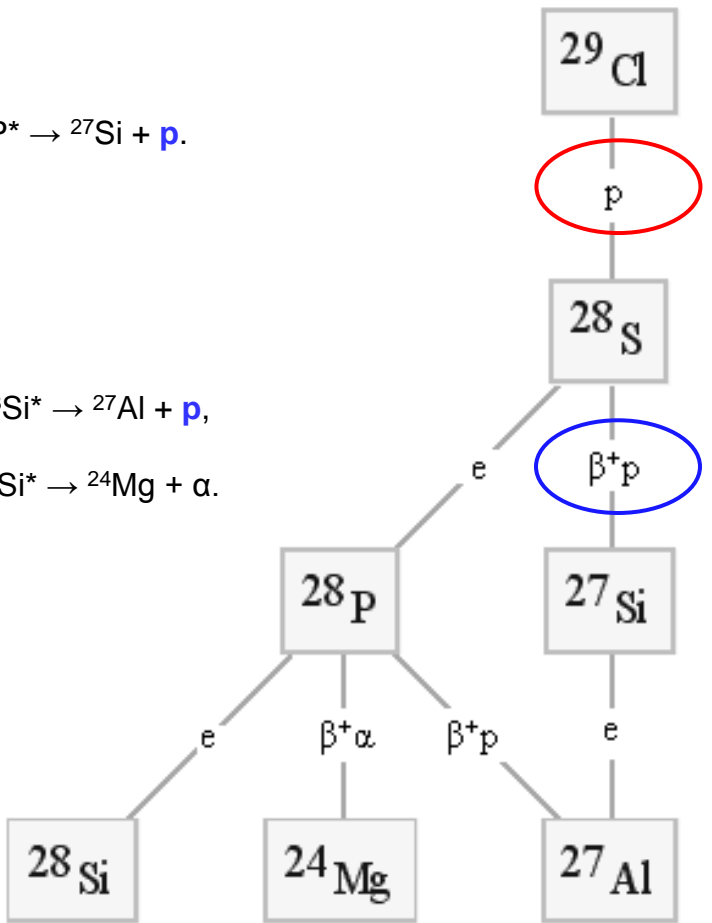
### Протонная радиоактивность $^{29}\text{Cl}$ .

Распад изотопа  $^{28}\text{S}$  происходит в результате

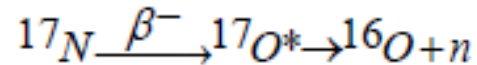
- е-захвата  $^{28}\text{S} + e^- \rightarrow ^{28}\text{P} + \nu_e$ ,
- испускания запаздывающих протонов  $^{28}\text{S} \rightarrow ^{28}\text{P}^* + e^+ + \bar{\nu}_e$ ,  $^{28}\text{P}^* \rightarrow ^{27}\text{Si} + p$ .

### Распад изотопа $^{28}\text{P}$

- е-захвата  $^{28}\text{P} + e^- \rightarrow ^{28}\text{Si} + \nu_e$ ,
- испускания запаздывающих протонов  $^{28}\text{P} \rightarrow ^{28}\text{Si}^* + e^+ + \bar{\nu}_e$ ,  $^{28}\text{Si}^* \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ ,
- испускание запаздывающих  $\alpha$ -частиц  $^{28}\text{P} \rightarrow ^{28}\text{Si}^* + e^+ + \bar{\nu}_e$ ,  $^{28}\text{Si}^* \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \alpha$ .



**Нейтронная радиоактивность** происходит в цепочке распада, когда энергия возбуждения дочернего ядра превышает энергию связи нейтрона. При этом массовое число уменьшается на единицу. Пример испускания запаздывающих нейтронов



Число обнаруженных нейтроно-радиоактивных ядер  $\sim 20$ . Предсказано  $\sim 3000$  !

Нейтронную радиоактивность обнаруживают **все тяжёлые изотопы** лёгких ядер с  $Z = 1$  ( ${}^4, {}^5, {}^6\text{H}$ ) и  $Z = 2$  ( ${}^5, {}^7, {}^9, {}^{10}\text{He}$ ).

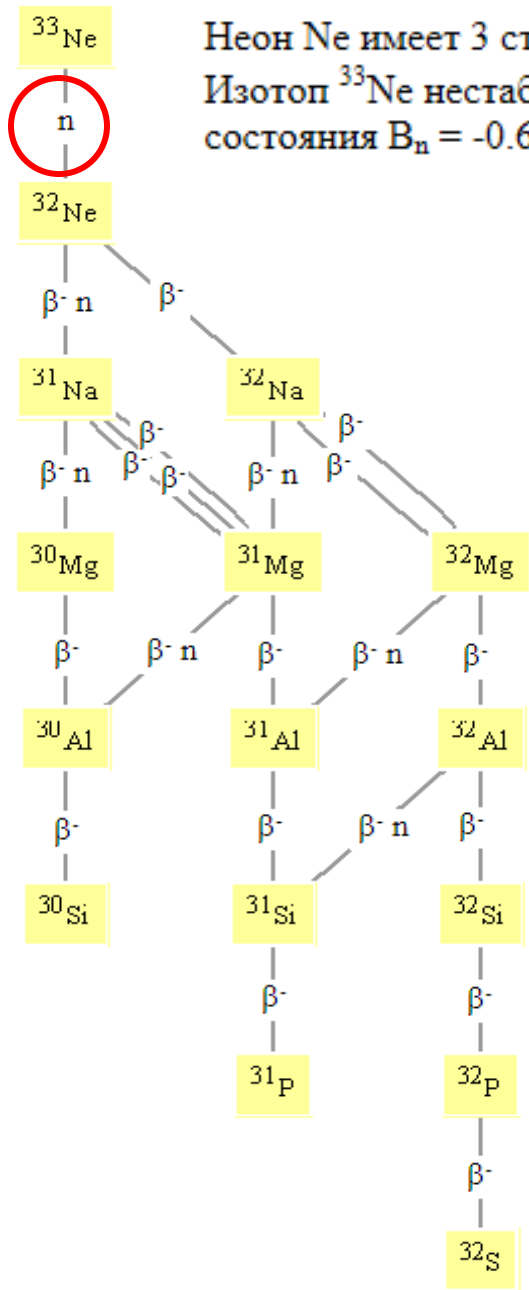
Нейтронная радиоактивность наблюдается вплоть до ядер с  $Z = 16$ , включая тяжёлые изотопы  ${}^{26}\text{O}$ ,  ${}^{33}\text{Ne}$ ,  ${}^{36}\text{Na}$ ,  ${}^{39}\text{Mg}$  и  ${}^{49}\text{S}$ .

Увеличение вероятности испускания нейтронов с ростом числа нейтронов в ядре обусловлено **увеличением энергии симметрии** (принцип Паули запрещает вплотную сближаться двум нуклонам одинакового сорта с одинаковыми ориентациями спинов)

$$E_{\text{симм}} = 23.6(A-2Z)^2/A$$

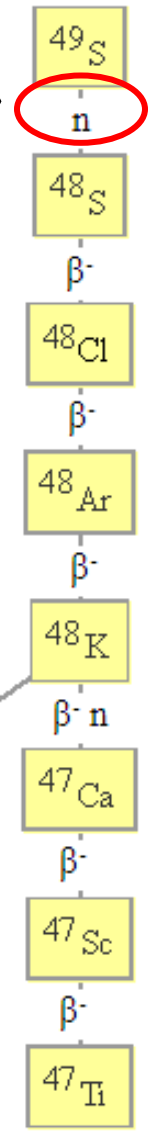
Период полураспада с испусканием нейтрона определяется в основном орбитальным моментом, уносимым нейтроном, т.к. для нейтронов не существует кулоновского потенциального барьера, но существует центробежный потенциальный барьер.

При распаде атомных ядер с испусканием нейтронов может сильно изменяться конфигурация начального ядра, что также приводит к увеличению времени жизни радиоактивных ядер.



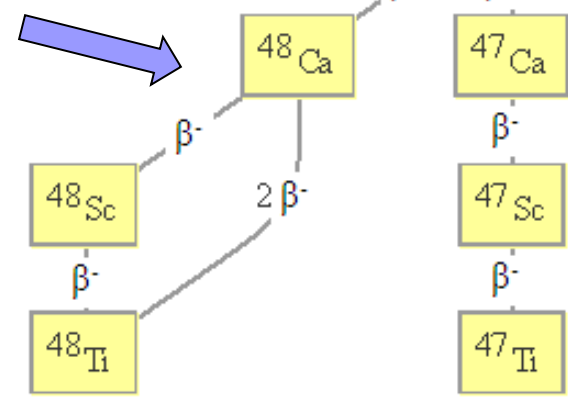
Неон Ne имеет 3 стабильных изотопа  $^{20}\text{Ne}$  (20.48%),  $^{21}\text{Ne}$  (0.27%),  $^{22}\text{Ne}$  (9.25%).  
 Изотоп  $^{33}\text{Ne}$  нестабилен по отношению к испусканию нейтрона из основного состояния  $B_n = -0.6$  МэВ. Период полураспада  $T_{1/2} < 180$  нс.

Нейтронная радиоактивность изотопа  $^{49}\text{S}$  и цепочка последующих распадов.



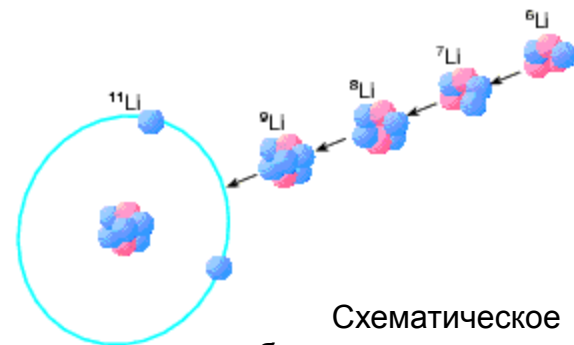
Изотоп  $^{48}\text{K}$  распадается как в результате  $\beta^-$ -распад, так и с испусканием запаздывающих нейтронов.

Изотоп  $^{48}\text{Ca}$  имеет период полураспада  $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{19}$  лет и распадается в результате  $\beta^-$ -распада (25%) и двойного  $\beta^-$ -распада (75%).



## Граница обнаруженных изотопов излучателей нейтронов

Порядковый номер хим. элемента	Символ хим. элемента	Массовые числа А стабильных изотопов	Массовое число А нейтроно-радиоактивного изотопа
1	H	2, 3	4, 5, 6
2	He	3, 4	7, 9, 10
3	Li	6, 7	10, 12(?)
4	Be	9	13, 15(?)
5	B	10, 11	16, 18(?)
6	C	12, 13	21(?)
7	N	14, 15	17, 18(?)
8	O	16, 17, 18	25, 26, 27(?), 28(?)
9	F	19	28, 30(?)
10	Ne	20, 21, 22	33
11	Na	23	36
12	Mg	24, 25, 26	39
16	S	32, 33, 34	49



Схематическое изображение эволюции ядра лития по мере увеличения числа нейтронов



В.И.Гольданский  
(1923-2001)

**Двухпротонная радиоактивность** была предсказана Виталием Иосифовичем Гольданским в 1960 г.

Этот тип радиоактивного распада обусловлен спариванием протонов в атомных ядрах. В некоторых случаях от ядра с чётным числом протонов  $Z$  оказывается легче оторвать сразу два протона, чем один «чётный» протон. Двухпротонная радиоактивность должна наблюдаться вблизи границы протонной радиоактивности (proton drip-line) в атомных ядрах, имеющих чётное число протонов.

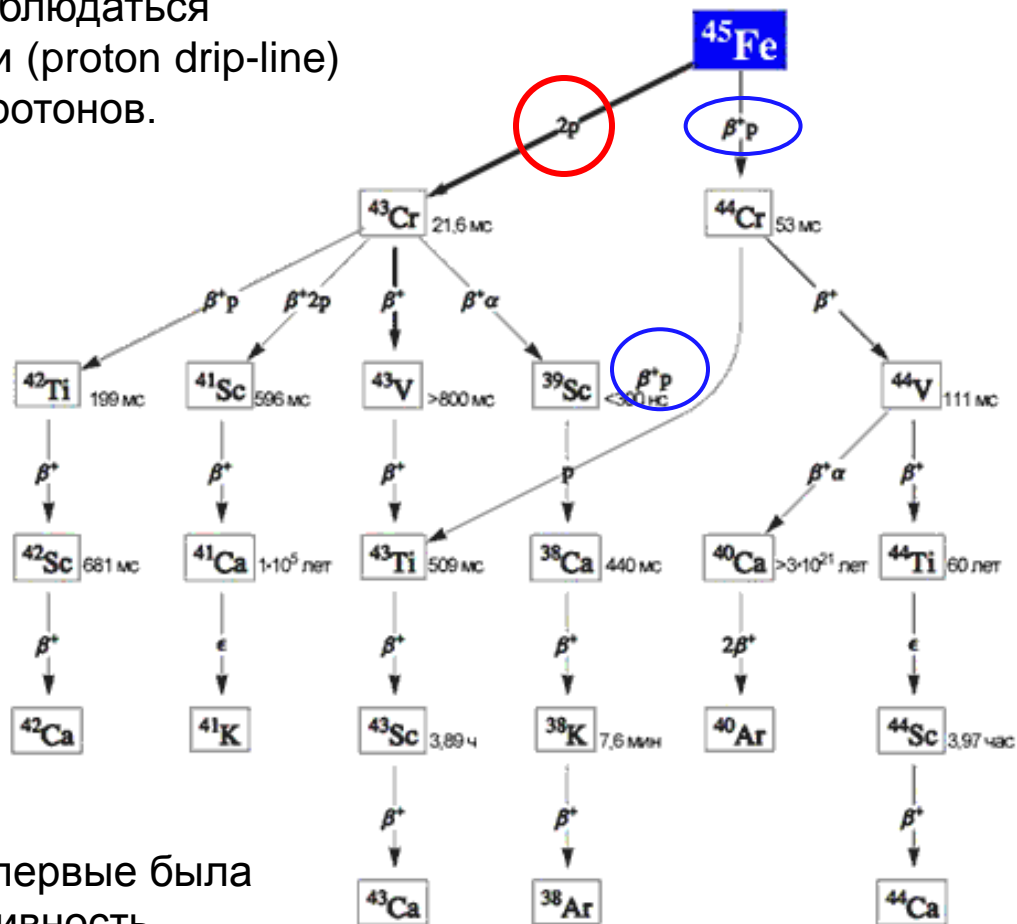
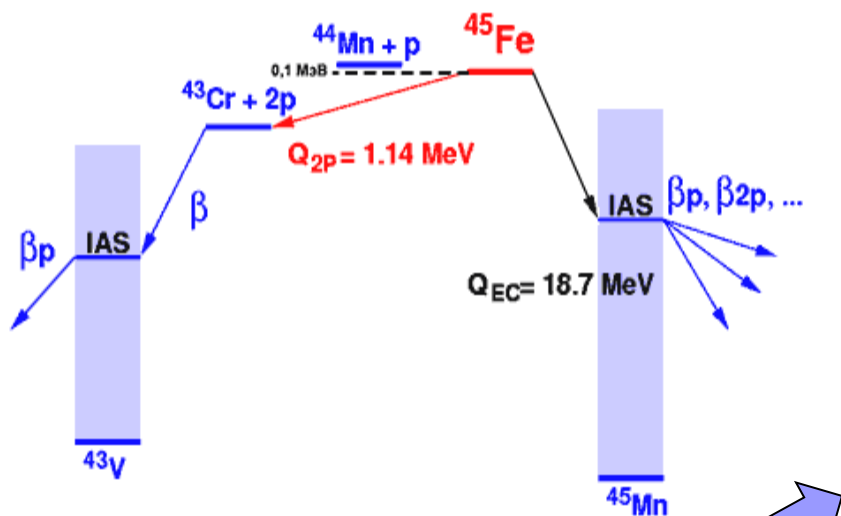
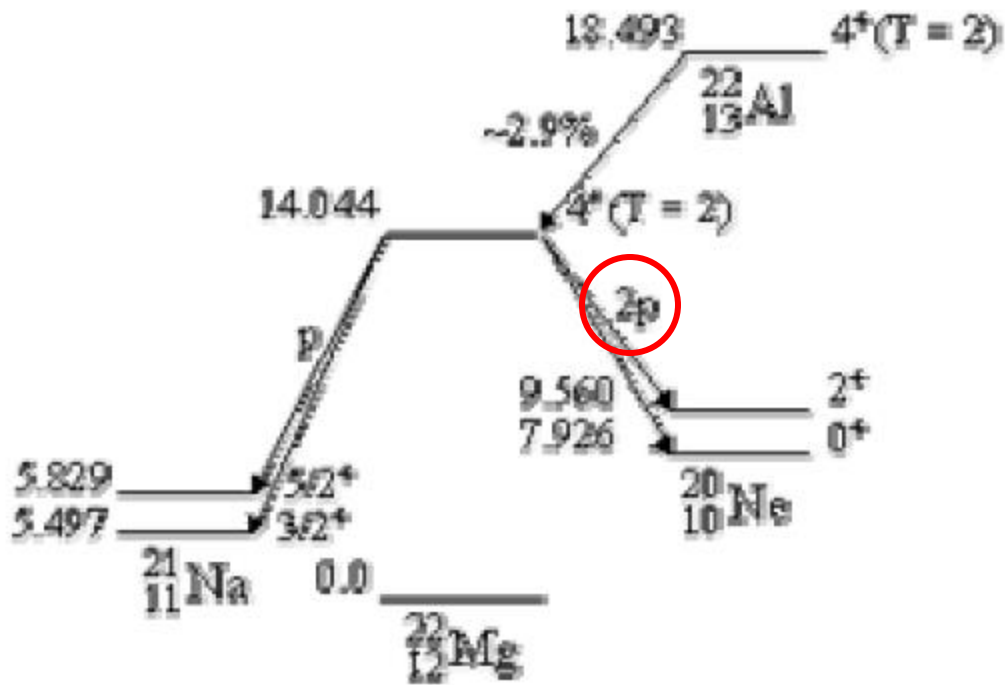
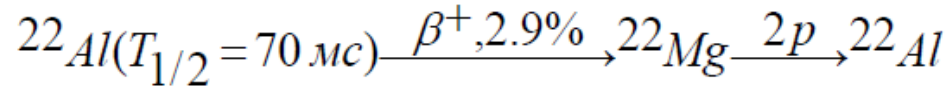


Схема распада изотопа  $^{45}\text{Fe}$ , у которого впервые была обнаружена двухпротонная радиоактивность.

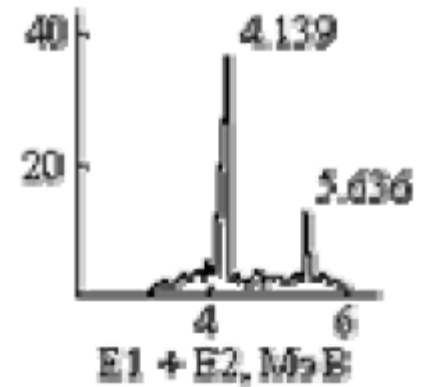
\* IAS – isobar analog state

## Запаздывающая двухпротонная радиоактивность.

Испускание двух запаздывающих протонов было обнаружено при  $\beta^+$ -распаде изотопа  $^{22}\text{Al}$ . Эксперимент выполнен на пучке ускоренных ионов  $^3\text{He}$  с энергией 110 МэВ.



Цепочка распадов  $^{22}\text{Al}$



Спектры протонов в режиме совпадений

**Кластерная радиоактивность** – способность некоторых тяжелых ядер самопроизвольно испускать **кластеры** – ядра  $^{14}\text{C}$ ,  $^{20}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{26}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{30}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$  и  $^{34}\text{Si}$ .

В 1984 году двумя независимо друг от друга работающими группами в Англии [H.J. Rose, G.A. Jones Nature 1984, vol 307 245-247] и СССР [Д.В. Александров и др. Письма в ЖЭТФ 1984 т.40 152-154] был обнаружен радиоактивный распад  $^{223}\text{Ra}$  с вылетом ядер  $^{14}\text{C}$ :

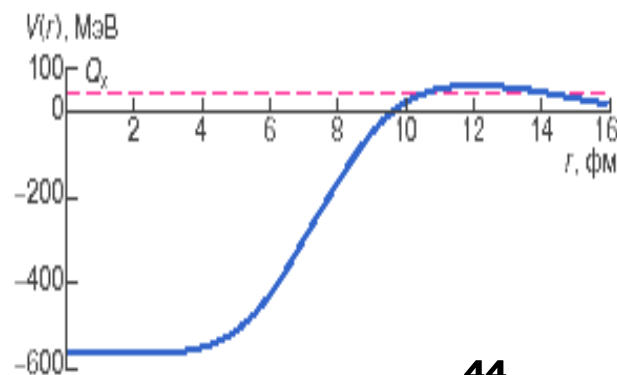
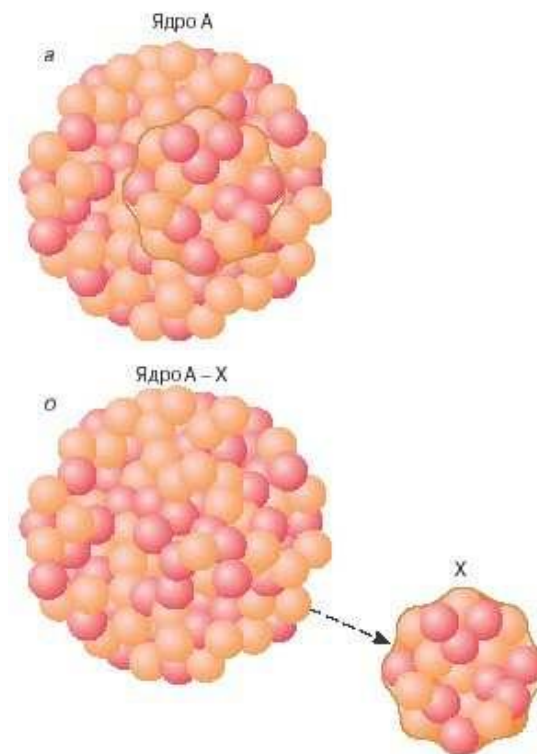


Вероятность испускания ядер  $^{14}\text{C}$  почти на **10 порядков меньше**, чем вероятность испускания  $\alpha$ -частиц.

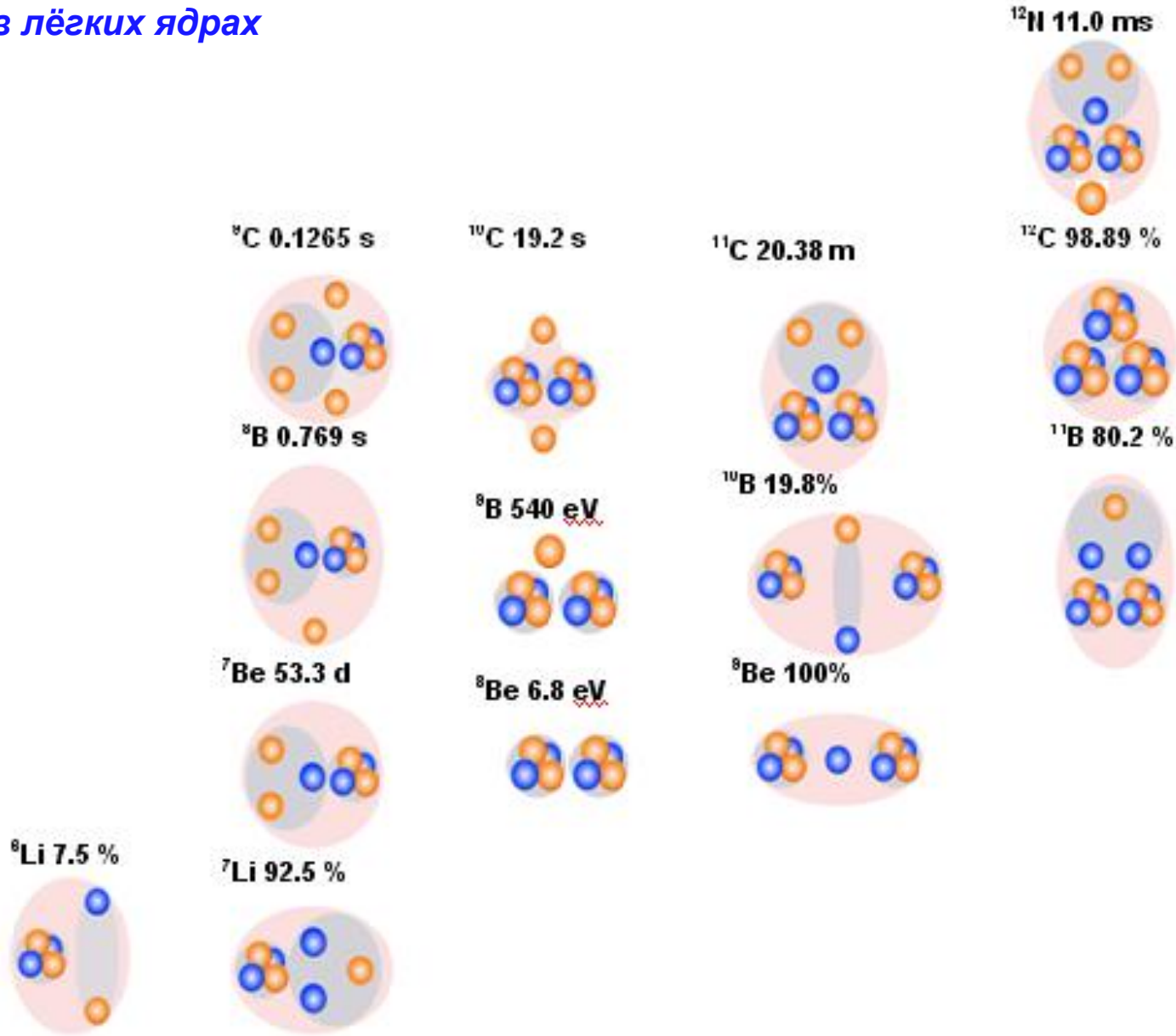
Константа кластерного распада  $\lambda$  или период полураспада  $T_{1/2}$  определяется вероятностью образования кластера на поверхности остаточного ядра в единицу времени  $w$  и вероятностью прохождения сквозь потенциальный барьер  $D$

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = wD.$$

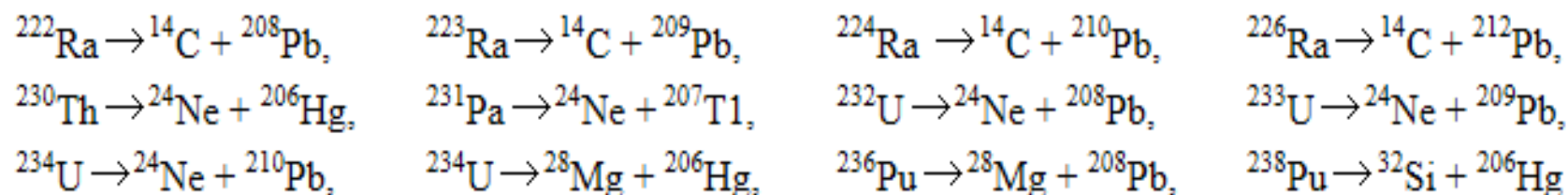
В настоящее время **известно свыше 20 изотопов**, для которых обнаружена кластерная радиоактивность



# Кластеры в лёгких ядрах



Достаточно хорошо экспериментально и теоретически изученные примеры кластерного распада



1. Все известные на сегодняшний день ядра, подверженные кластерному распаду, относятся к области тяжелых ядер с массовыми числами  $A > 208$ .
2. Зарядовые  $Z_f$  и массовые  $A_f$  числа дочерних ядер, возникающих при испускании кластеров из тяжелых ядер, лежат в узких областях:  $80 \leq Z_f \leq 82$ ,  $206 \leq A_f \leq 212$ .
3. Кинетическая энергия вылетающей частицы близка к так называемому кинематическому пределу, это означает, что она забирает почти всю энергию распада. Следовательно, после осуществления распада дочернее ядро остается или в основном, или в возбужденном состоянии, но с невысокой энергией возбуждения  $E^*$  ( $E^* \leq 1.5 \text{ МэВ}$ ).



Д.И. Менделеев  
1834–1907

Символ элемента

Порядковый номер

Название элемента

Относительная атомная масса

Распределение электронов по слоям

s-элементы

p-элементы

d-элементы

f-элементы

Период	Группы элементов								I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII									
1	1																2
2	3	4	5	6	7	8	9										10
3	11	12	13	14	15	16	17										18
4	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	36
5	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	54
6	55	56	57-71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	86
7	87	88	89-103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	118

## ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЯ:

«...гениальным предвидением Менделеева рамки периодической системы так широко предусмотрены, что каждое новое открытие, оставаясь в объёме их, ещё более укрепляет её»

Лиза Мейтнер

«Атомное ядро и периодическая система элементов»,  
УФН, т.15, вып. 1, стр. 1 (1935)

## Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Т.1, стр.172-293
2. Б.С. Ишханов. Радиоактивность.  
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/index.html>
3. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. Изд. 2е. М.: Наука, 1980. Глава VI. <http://review3d.ru/shirokov-yu-m-yudin-n-p-yadernaya-fizika-izd-2e>
4. И.Н. Бекман. Ядерная физика, Лекция 9. Экзотические типы распада, <http://profbeckman.narod.ru/YadFiz.files/L9.pdf>
5. K.S.Krane. Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988. Chapter 6, 8, 9; <http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/446/Krane%20-%20Introductory%20Nuclear%20Physics.pdf> .