



**Национальный исследовательский ядерный  
университет «МФИ»**

**Институт ядерной физики и технологий**

**Лаборатория экспериментальной ядерной физики**

**<http://enpl.mephi.ru/>**

**А.И. Болоздыня**

# **Экспериментальная ядерная физика**

**Лекция №5**

**Распад атомных ядер**

2017

## *Лекция №5*

### *Распад атомных ядер*

- 1. Введение**
- 2. Альфа-распад**
- 3. Бета-распад**
- 4. Двойной бета-распад**

# 1. Введение

Распады представляют собой спонтанное превращение объектов микромира (ядер или частиц) в несколько продуктов



В распадах ядер, как и в ядерных реакциях, идущих при относительно небольших энергиях частиц (<100 МэВ) выполняются базовые законы сохранения:

1. Закон сохранения электрического заряда:  $\sum q_i = \text{const}$
2. Закон сохранения числа нуклонов (барионный заряд  $B = \text{const}$ )
3. Закон сохранения энергии.
4. Закон сохранения импульса.
5. Закон сохранения момента количества движения.

*Все пять базовых законов сохранения выполняются во всех типах реакций, идущих под действием ядерных, электромагнитных и слабых взаимодействий.*

В реакциях, идущих в результате *ядерных и электромагнитных взаимодействий*, выполняется также закон сохранения *пространственной чётности*.

В реакциях идущих в результате *ядерных взаимодействий* выполняется закон сохранения *изотопического спина и его проекции*.

## Характеристики вероятностей распадов

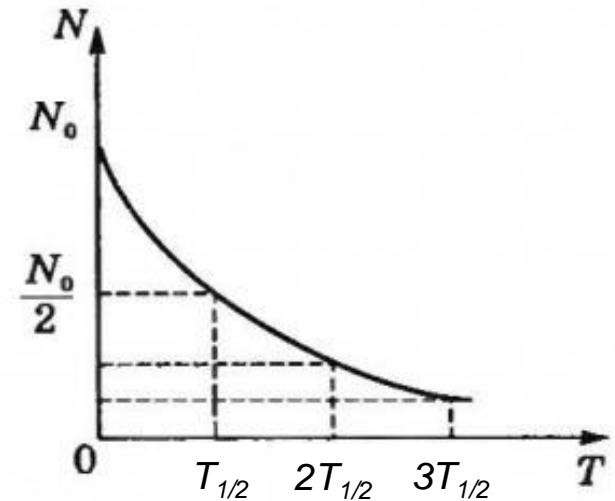
Распады характеризуются вероятностями распада  $\lambda$  и величиной среднего времени жизни  $\tau = 1/\lambda$ . Часто используется также связанная с этими характеристиками величина периода полураспада  $T_{1/2}$ .

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt$$

$$N(t) = N(0)\exp(-\lambda t) = N(0)\exp(-t/\tau)$$

$$N(T_{1/2}) = N(0)\exp(-\lambda T_{1/2});$$

$$\ln 2 = \lambda T_{1/2}; \quad T_{1/2} = \ln 2/\lambda = \tau \ln 2.$$



**Спонтанный распад** любого объекта физики микромира (ядра или частицы) возможен в том случае, если **масса продуктов распада меньше** массы первичной частицы. Разность масс первичной частицы и продуктов распада распределяется среди продуктов распада в виде их кинетических энергий.

Распады на **два**, на **три** или более продуктов характеризуются **разными энергетическими спектрами** продуктов распада. В случае распада на **две частицы** спектры продуктов распада – **дискретные**. В случае если частиц в конечном состоянии **больше двух**, спектры продуктов имеют **непрерывный характер**.

## 2. Альфа-распад

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

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

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

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

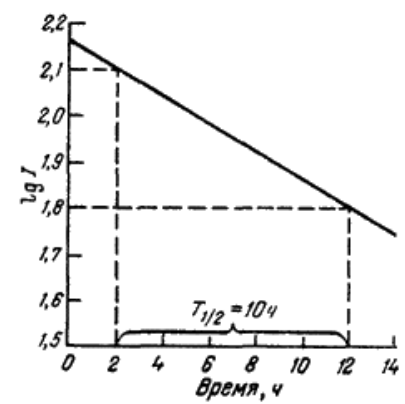
$$Q_{\alpha} = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_{\alpha}) c^2 + E_i^{\text{BO3}} - E_f^{\text{BO3}}$$

Основную часть энергии  $Q_{\alpha}$  ( $\sim 98\%$ ) уносят альфа-частицы

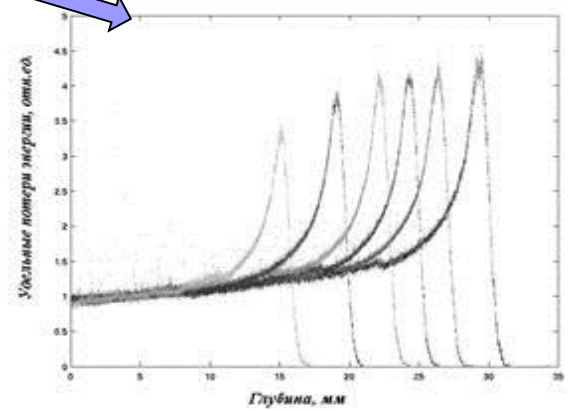
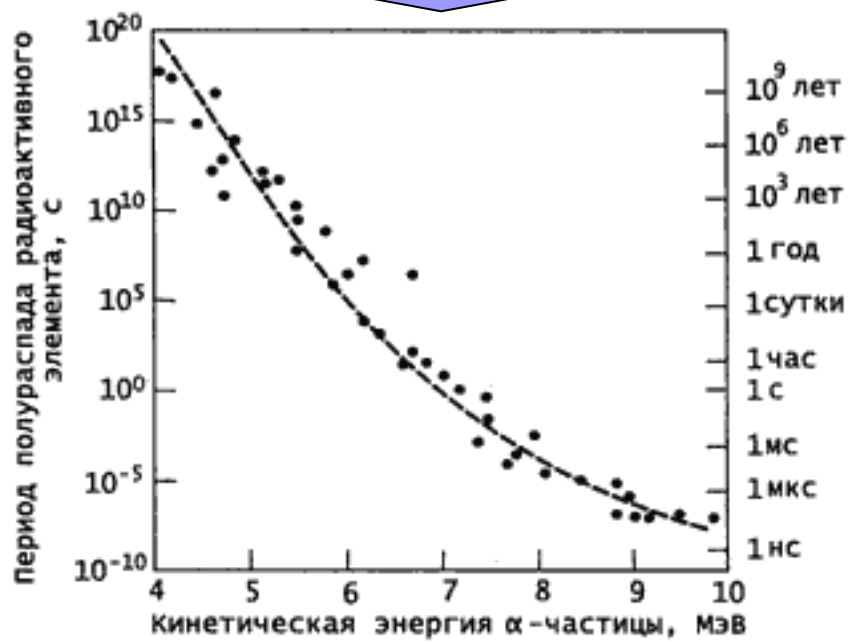


Главными характеристиками альфа-распада и альфа-частиц являются:

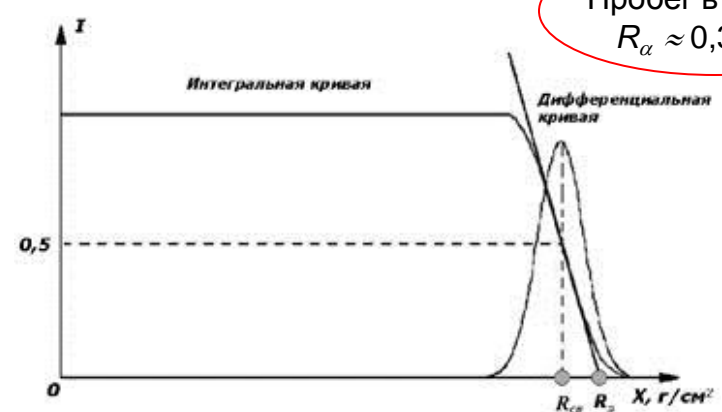
- период полураспада альфа-активного ядра  $T_{1/2}$
- кинетическая энергия альфа-частиц  $T_\alpha \approx Q_\alpha$
- пробег альфа-частиц  $R_\alpha$



Периоды полураспада известных альфа-радиоактивных нуклидов варьируются от 0,298 мкс для  $^{212}\text{Po}$  до  $>10^{15}$  лет для  $^{144}\text{Nd}$



Пробег в воздухе  $R_\alpha \approx 0,3 T_\alpha^{3/2}$



## Основы теории альфа-распада

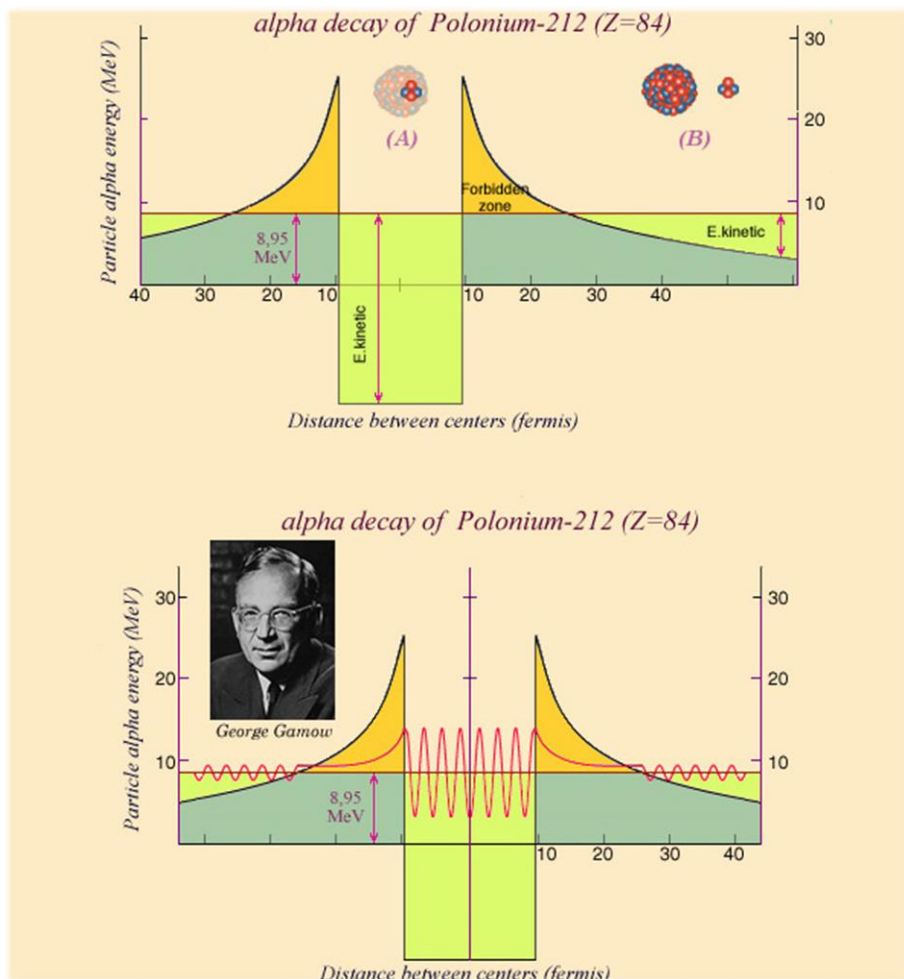
Основные особенности альфа-распада и, в частности, сильную зависимость вероятности альфа-распада от энергии удалось объяснить Г. Гамову (и независимо от него Р. Герни и Э. Кондону) в 1928 г., используя квантомеханическую модель туннелирования альфа-частиц через Кулоновский потенциальный барьер ядра.



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, лиходей!  
Миллионы атомов на острие иголки!  
А он — ведь до чего механика хитра! —  
В отдельном атоме добрался до ядра!*



На основе предложенной теории Гамов смог оценить размер ядер (порядка  $10^{-13}$  см) и теоретически обосновать закон Гейгера — Неттолла

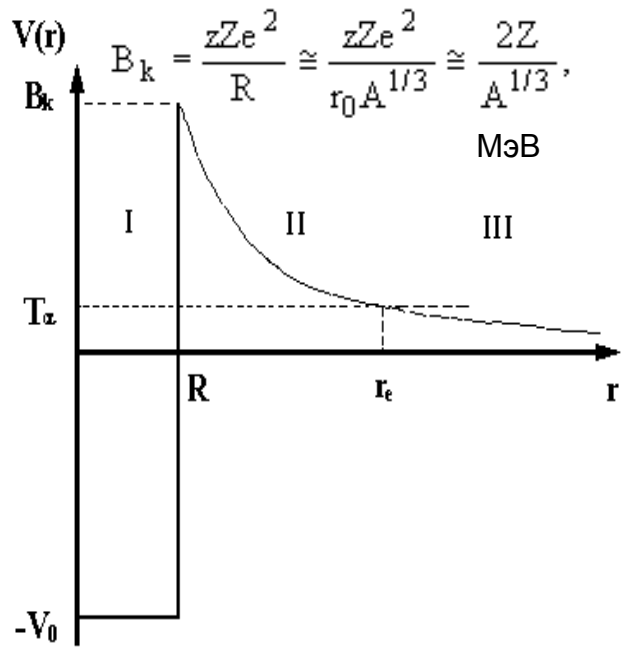


«Башня Гамова» на территории Колорадского университета в Боулдере (Колорадо, США)

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)



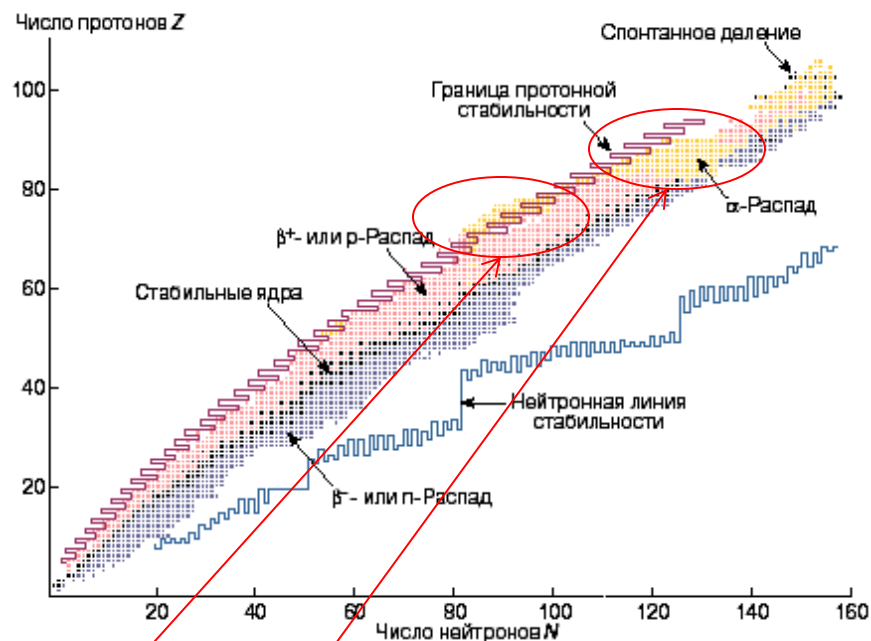
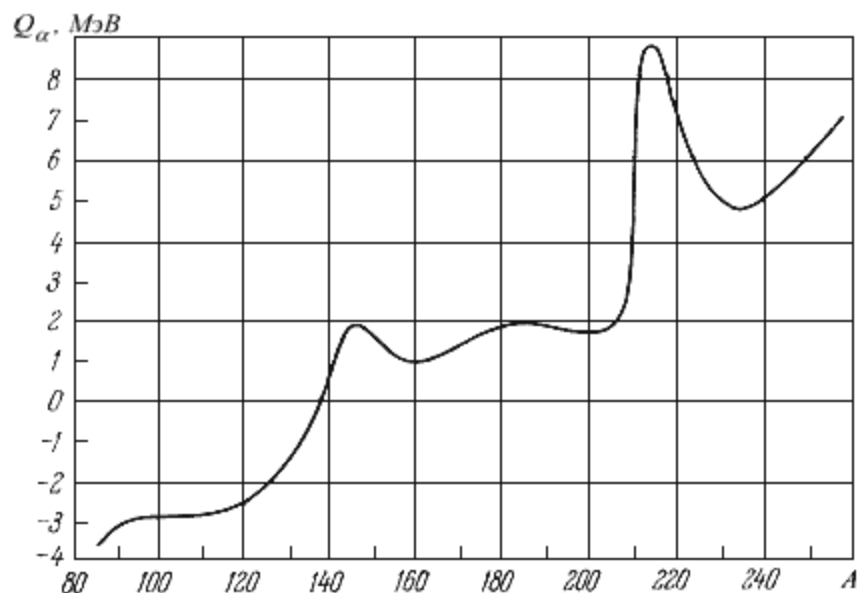
$$D = \exp \left\{ -2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} [V(r) - T_\alpha]^{1/2} dr \right\}$$

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  $Z = 82$ .

## Угловой момент и чётность

Если  $\alpha$ -частица вылетает из ядра  $(A, Z)$ , имеющего спин  $J_i$ , и при этом образуется конечное ядро  $(A-4, Z-2)$  в состоянии со спином  $J_f$ , то  $\alpha$ -частица должна унести полный момент  $J$ , определяемый соотношением

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{J}.$$

Так как  $\alpha$ -частица имеет нулевой спин, её полный момент  $J$  совпадает с уносимым  $\alpha$ -частицей орбитальным моментом количества движения  $l$

$$\vec{J} = \vec{l}.$$

В результате возникает квантовомеханический центробежный барьер.

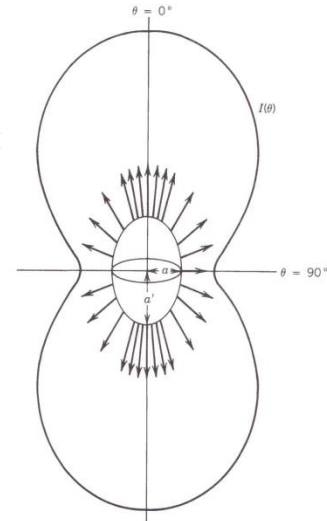
$$E_{\text{ц.б. (кв. мех)}} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}.$$

Точно так же, как в случае потенциального барьера,  $\alpha$ -частица может пройти через центробежный барьер за счёт квантовомеханического туннелирования. Высота центробежного барьера, как правило, значительно ниже высоты кулоновского потенциального барьера. Однако, добавляясь к  $V_{\text{кул}}$ , он увеличивает результирующий барьер, через который туннелирует  $\alpha$ -частица

$$V = V_{\text{кул}} + E_{\text{ц.б.}}$$

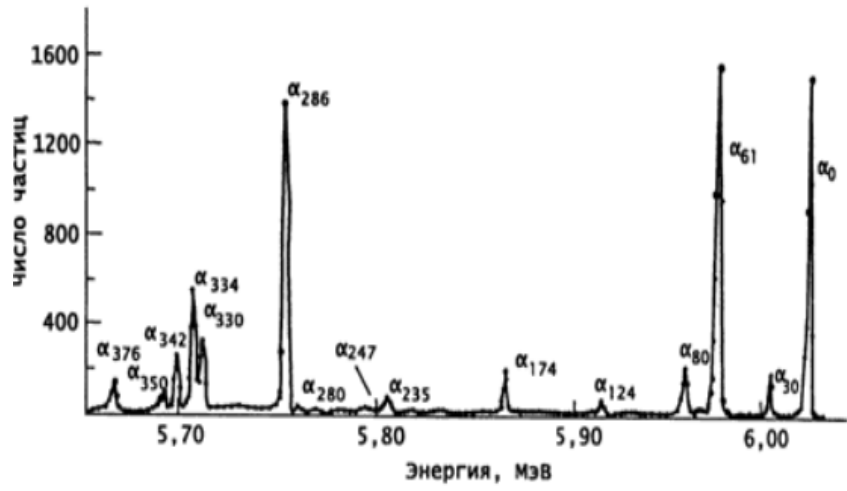
**Относительная проницаемость центробежного барьера для  $\alpha$ -частиц, вылетающих с орбитальным моментом  $l$**   
( $Z = 90, E_\alpha = 4.5$  МэВ)

Орбитальный момент $l$	0	1	2	3	4	5	6
$V_l/V_0$	1	0.84	0.60	0.36	0.18	0.078	0.028

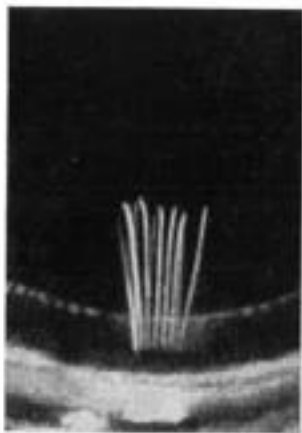


При радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но и в одном из *возбужденных* состояний. Однако сильная зависимость вероятности  $\alpha$ -распада от энергии  $\alpha$ -частицы приводит к тому, что распады на возбуждённые уровни конечного ядра обычно идут *с очень низкой 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.

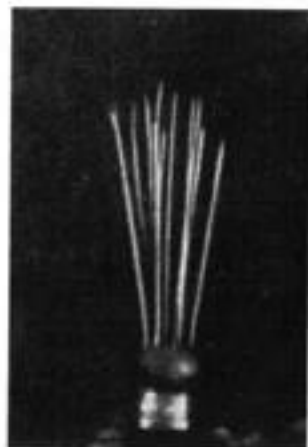
Наибольшая энергия  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha = 6.04$  МэВ соответствует переходу в основное состояние  $^{223}\text{Ra}$ . Следующий максимум отвечает переходу на первое возбужденное состояние  $^{223}\text{Ra}$ с энергией 0.0298 МэВ. Максимум в районе 5.75 МэВ соответствует распаду на возбужденное состояние 0.2861 МэВ. Измеряя энергию  $\alpha$ -частиц можно определить энергетические уровни ядра  $^{223}\text{Ra}$ .



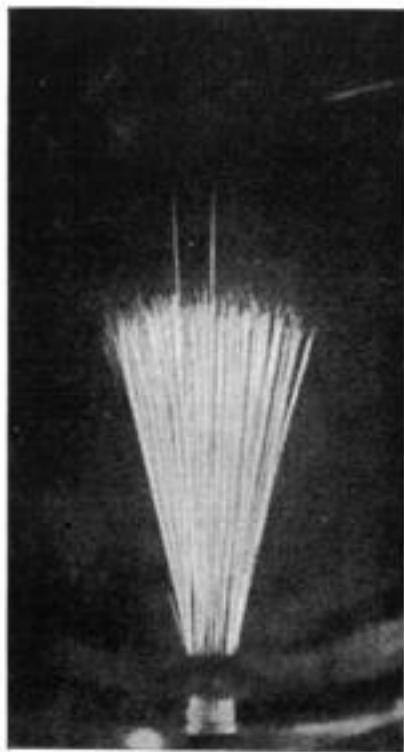




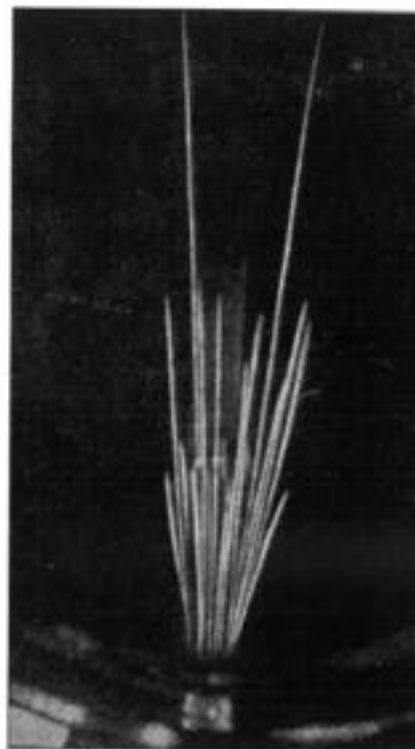
а)



б)



в)



г)

### Треки $\alpha$ -частиц в камере Вильсона:

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

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

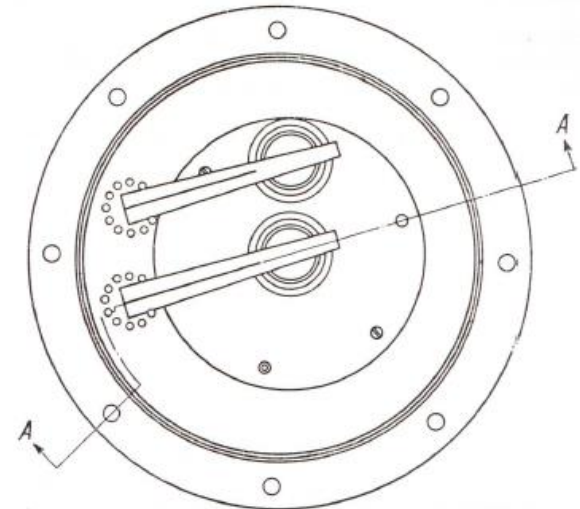
в) Источник  $^{215}\text{Bi}+^{211}\text{Po}$ :  
видны две  $\alpha$ -частицы  $^{207}\text{Tl}$

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

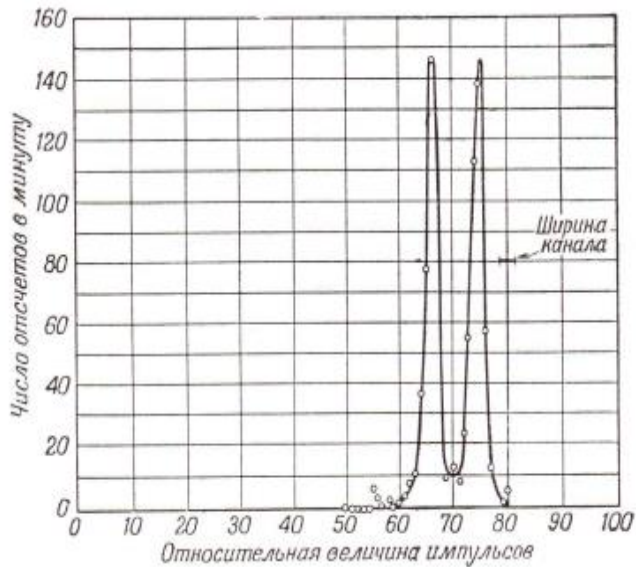
**Альфа-спектрометрия** используется для исследования тонкой структуры ядерных состояний.

Для **Альфа-спектрометрии** используют:

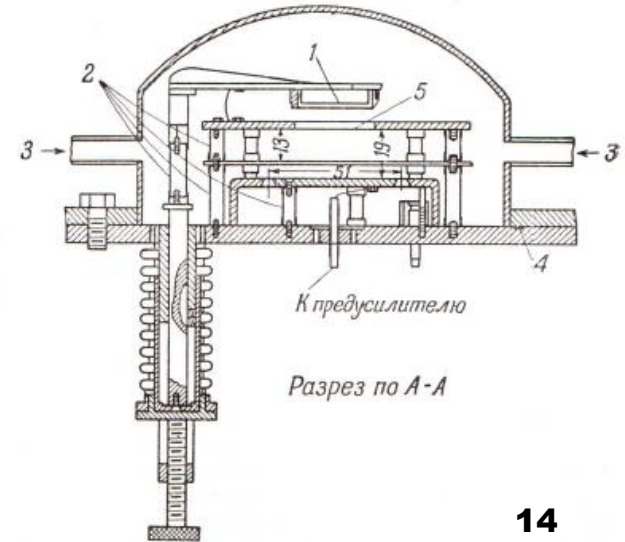
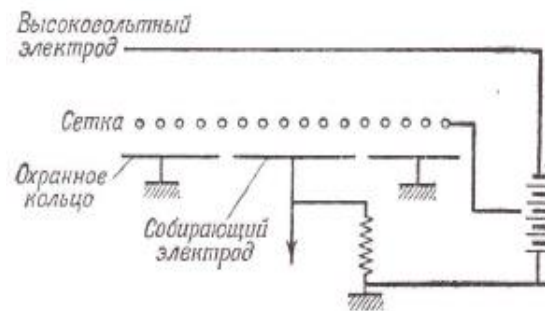
- Газовые ионизационные камеры
- Сцинтилляционные детекторы
- Полупроводниковые детекторы
- Магнитные спектрометры



Вид сверху  
(крышка снята)



Газовая ионизационная камера с сеткой

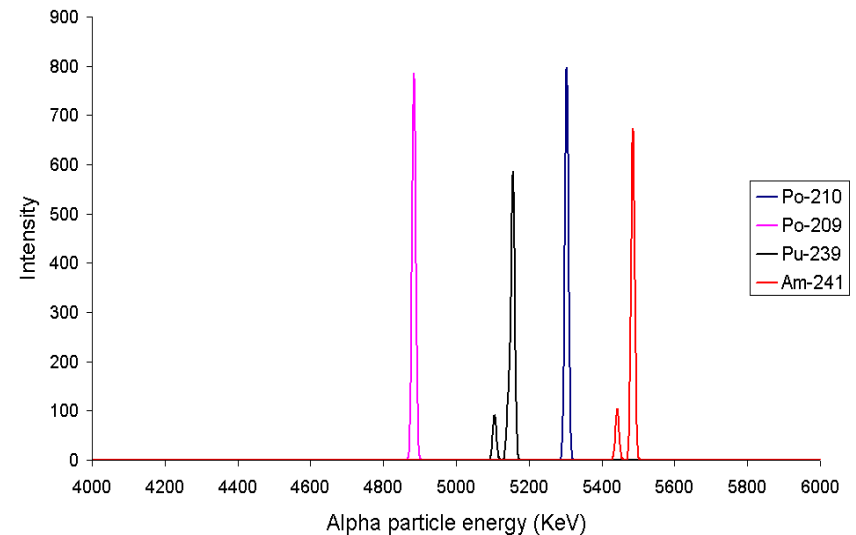
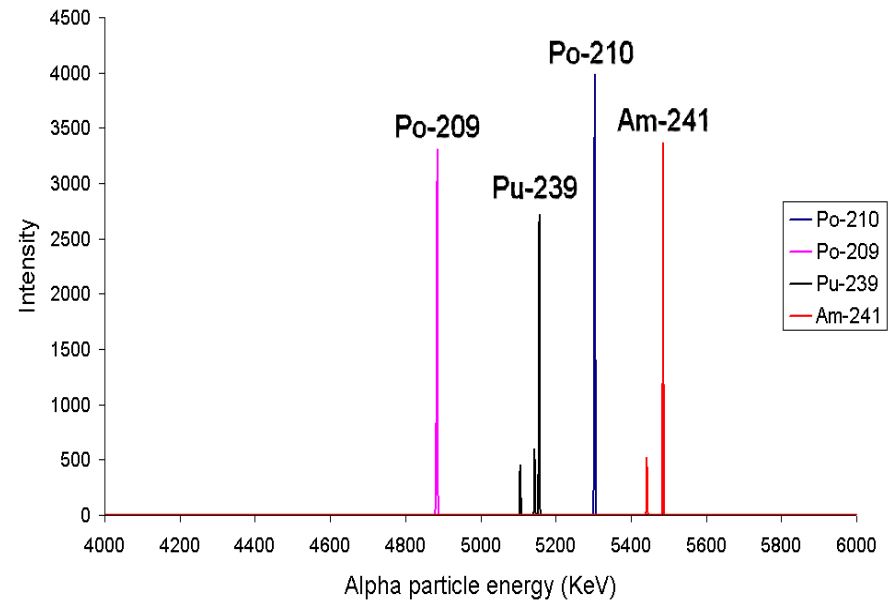


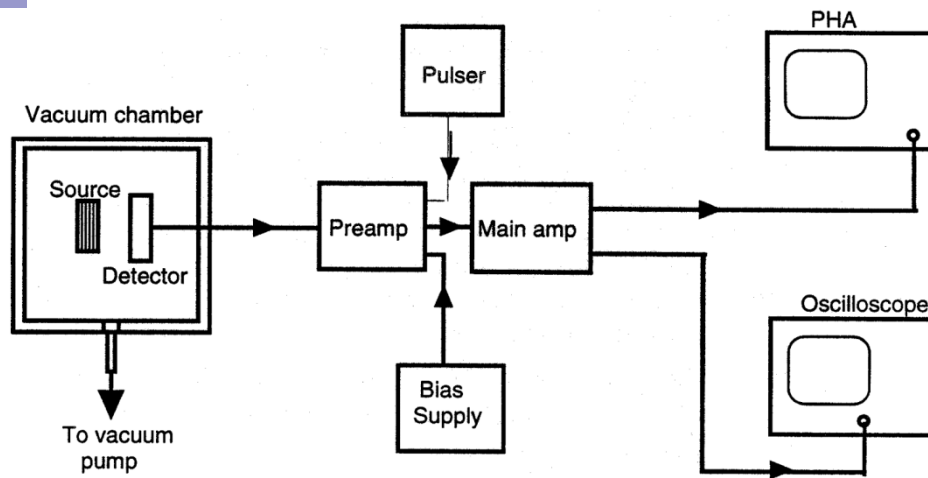
Разрез по А-А

## Alpha Spectroscopy – An Art or a Science?

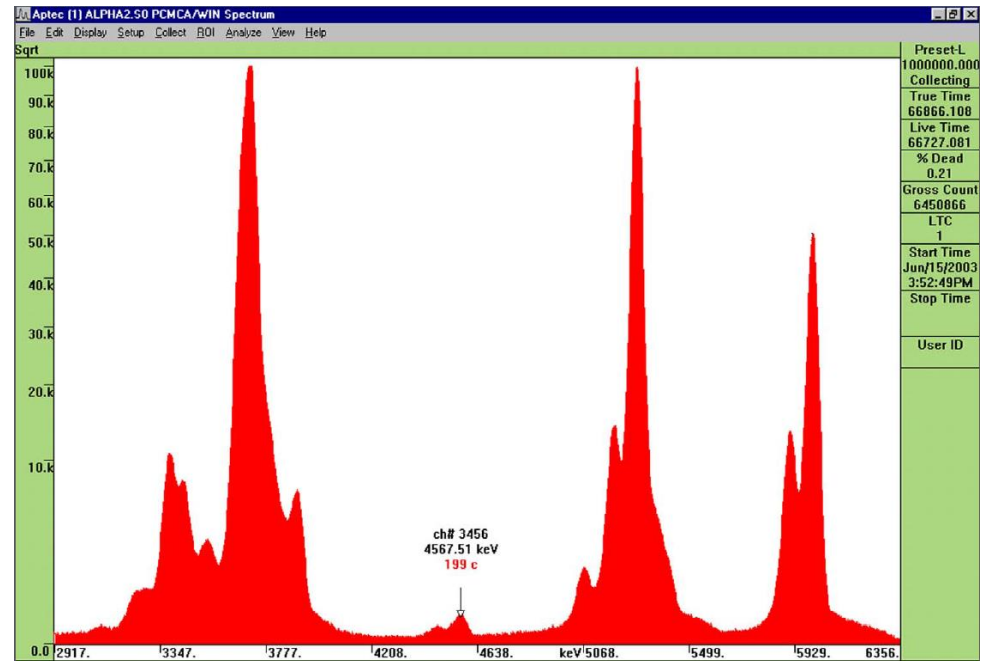
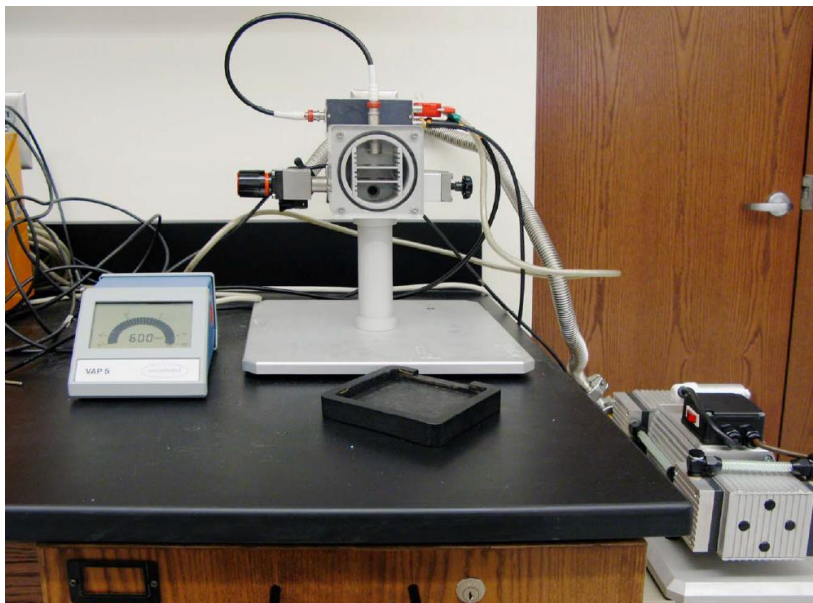
Альфа-спектры, измеренные с помощью кремниевых ППД с энергетическим разрешением  $\sim 11$  кэВ при энерговыделении  $\sim 5$  МэВ

То же, снятое с помощью сцинтилляционного спектрометра



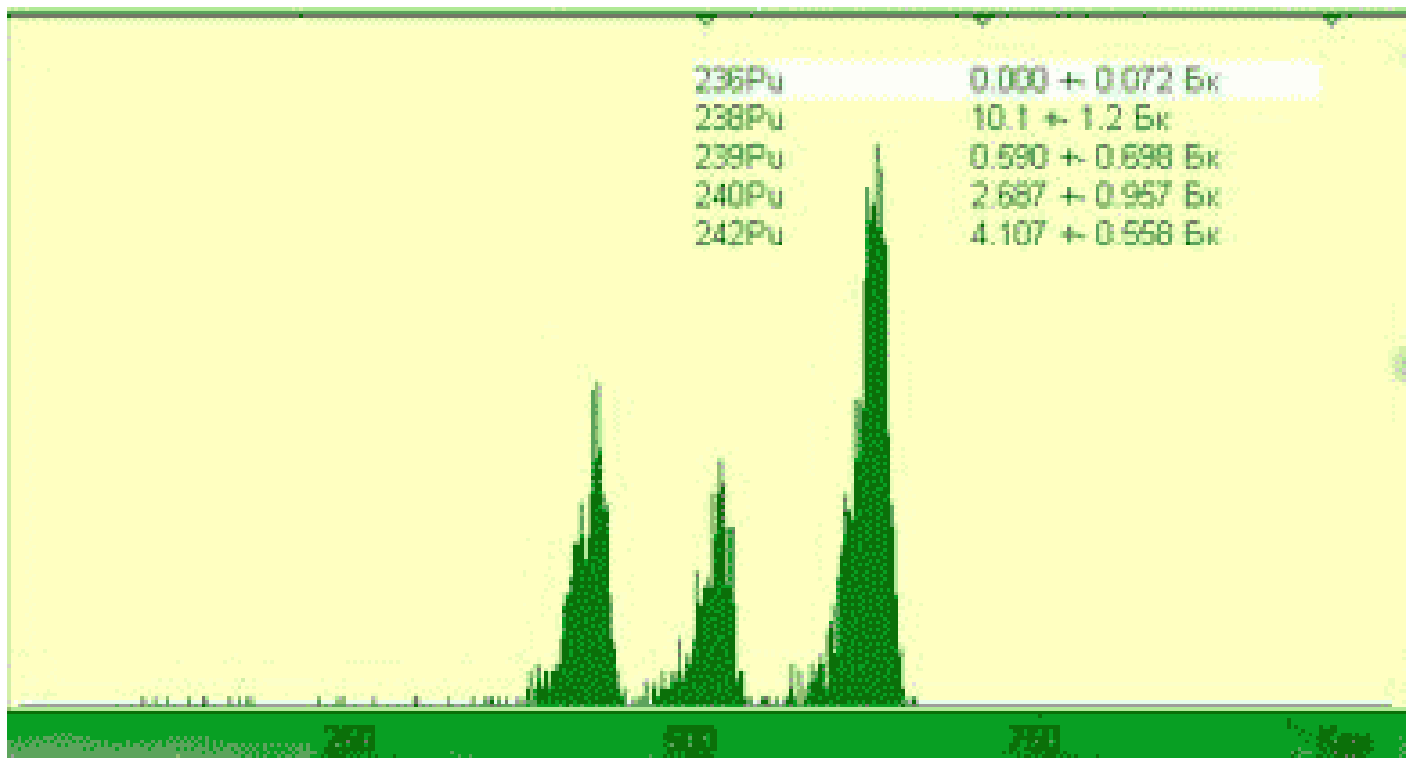


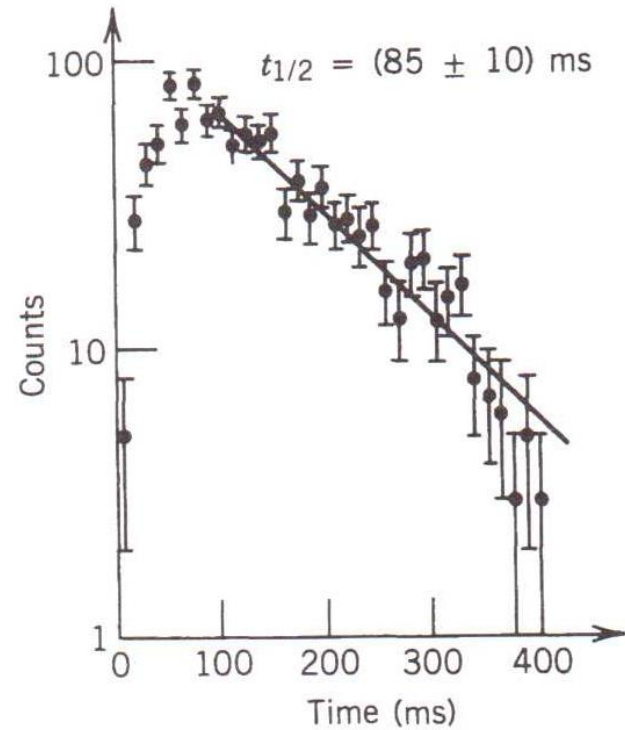
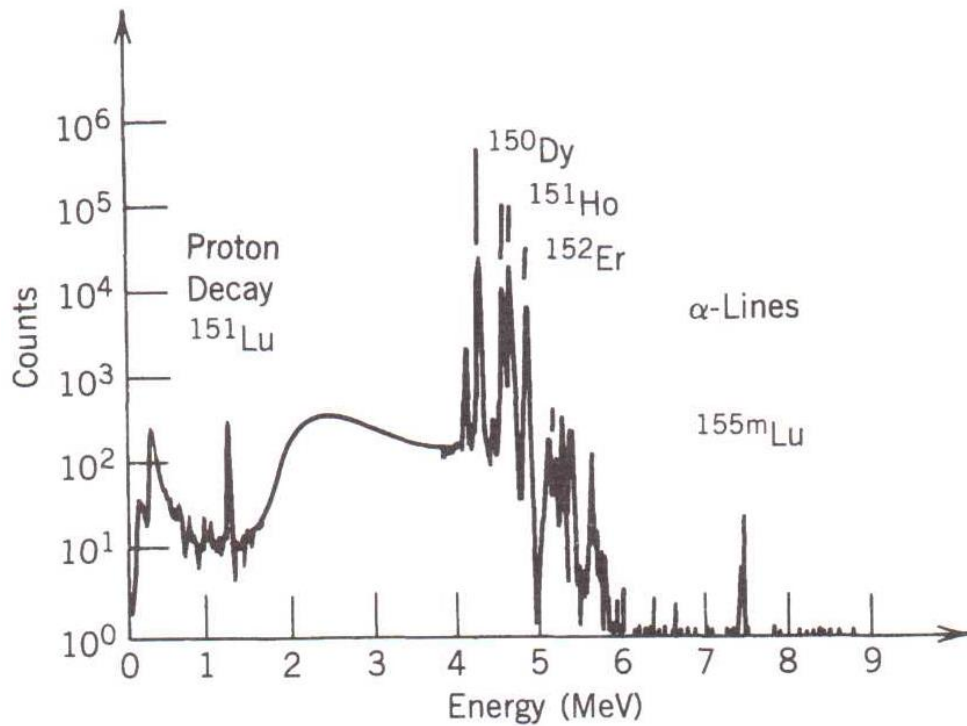
*Si Charged Particle Detectors*



## ***α-спектр изотопов плутония***

заметная ширина линий спектра связана с искажающим действием детектора излучения (собственное энергетическое разрешение)





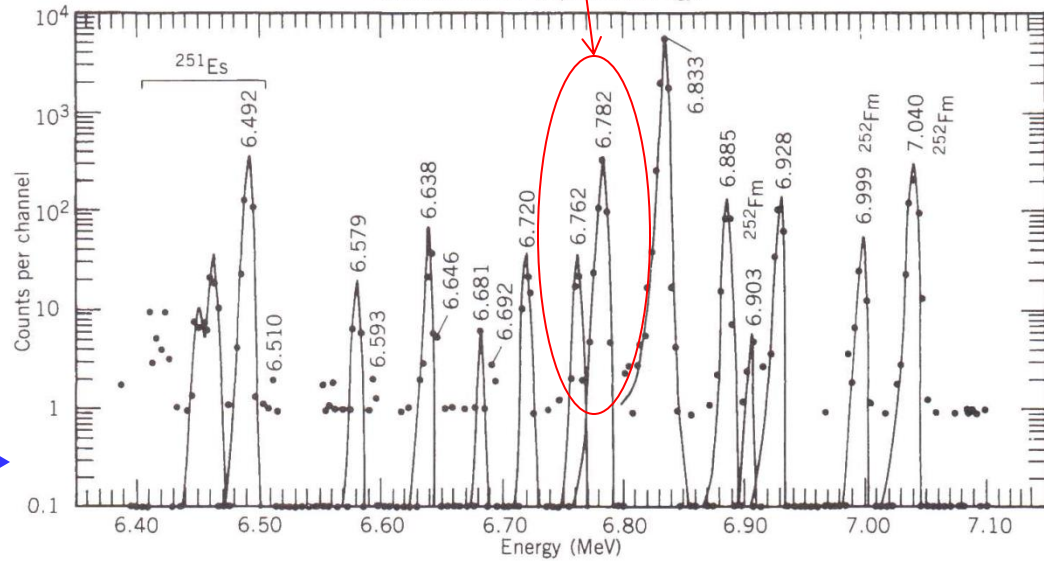
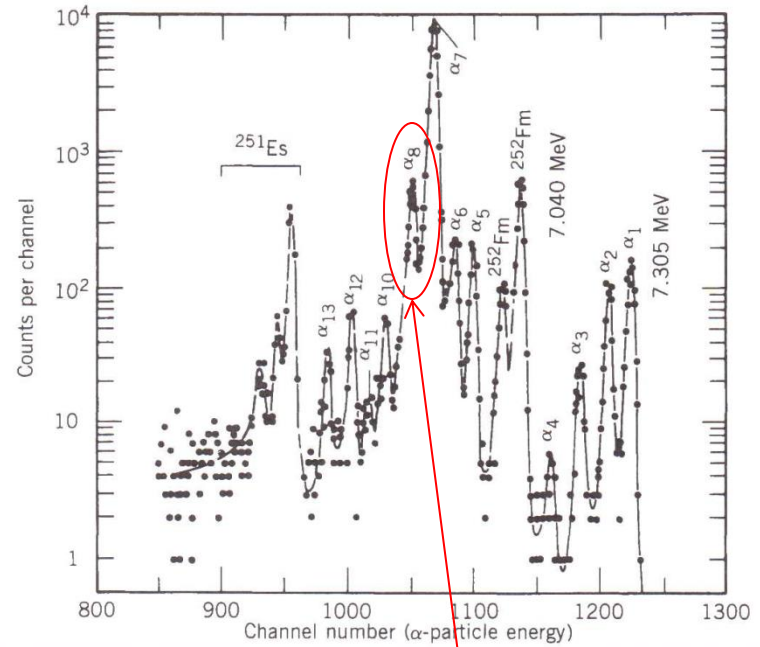
(Left) Charged-particle spectrum emitted in the radioactive decays of products of the reaction  $^{96}\text{Ru} + ^{58}\text{Ni}$ . The peaks above 4 MeV represent  $\alpha$  decays; the 1.2-MeV peak is from proton emission. (Right) The decay with time of the proton peak gives a half-life of 85 ms. From S. Hofmann et al., *Z. Phys. A* **305**, 111 (1982).

$\alpha$  spectrum from the decay of  $^{251}\text{Fm}$ .

observed with a Si detector  $\rightarrow$



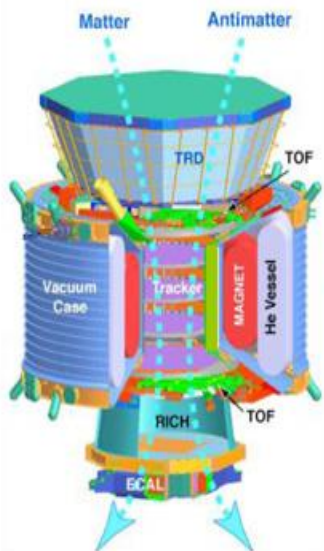
observed with a magnetic spectrometer  $\rightarrow$





Сэмюэл Тинг  
(1936, Н.п.1976)

### AMS: A TeV Magnetic Spectrometer in Space



Data Signature of Various Particles in Each Detector

	$e^-$	P	Fe	$e^+$	$\bar{p}$	$\bar{He}$
TRD						
TOF						
Tracker + Magnet						
RICH						
ECAL						
Physics example	Cosmic Ray Physics Strangelets			Dark matter		Antimatter

*Alpha Magnetic Spectrometer* предназначен для изучения состава космических лучей, поиска антиматерии и тёмной материи.

Первая версия прибора (AMS-01) была установлена на орбитальной станции МИР в 1998 году и зарегистрировала около одного миллиона ядер гелия.

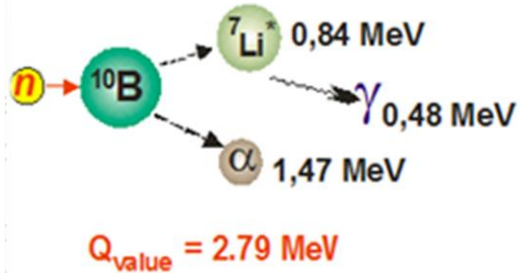
Вторая версия (AMS-02) 19 мая 2011 года установлена на МКС.

Руководитель проекта С.Тинг



# Воздействие альфа-радиации на живые организмы

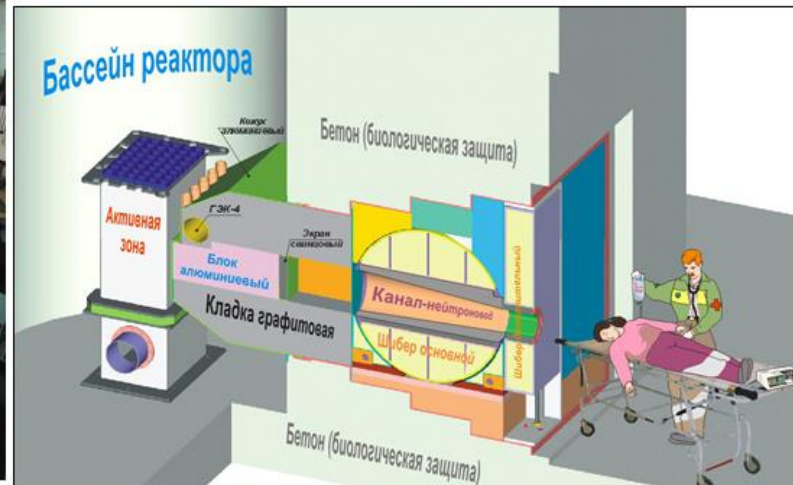
## Нейтрон-захватная терапия



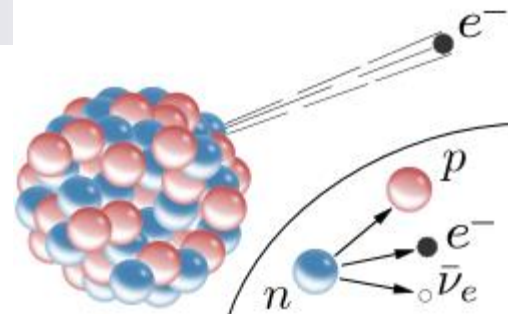
### Коэффициенты относительной биологической эффективности

Рентгеновские и гамма-лучи	1
Бета-излучение	1
Альфа-излучение	10
n (нейтроны быстрые и медленные)	5-20
p (протоны)	10

На исследовательском реакторе ИРТ МИФИ разработан и экспериментально исследован при лечении животных метод нейтронно-захватной терапии онкологических заболеваний



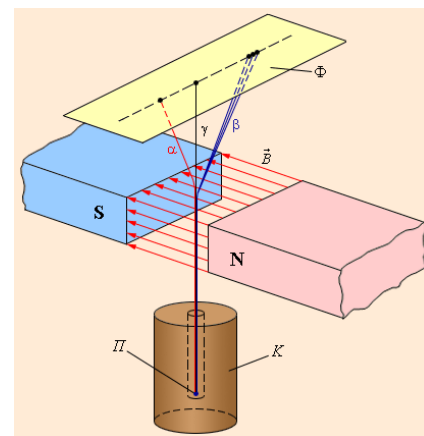
### 3. Бета-распад



**Бéта-распа́д** ( $\beta$ -распад) — тип радиоактивного распада ядра, обусловленный слабым взаимодействием и изменяющий заряд ядра на единицу

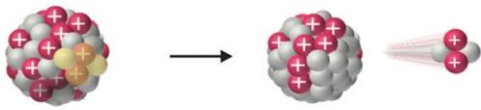
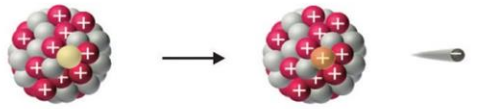
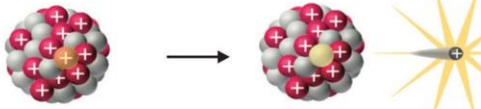


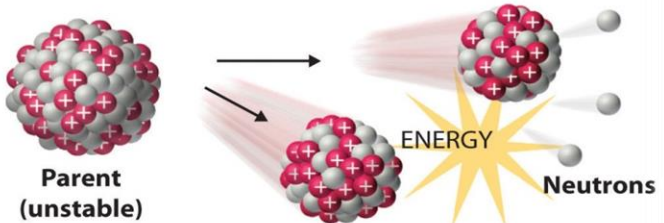
#### История открытия различных видов радиоактивности

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.



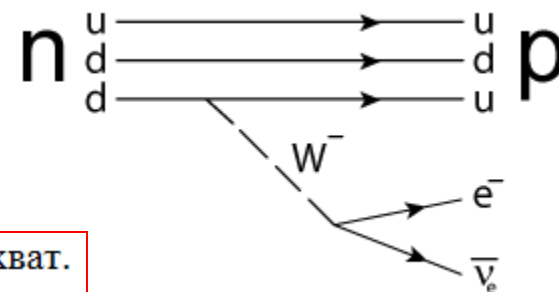
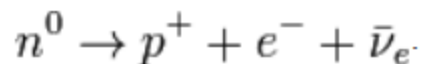
#### Характеристики радиоактивного распада

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
$\beta^- \beta^+$	$\nu_e$	-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
ВК	Электрон	0	0	0	$0,1 \leq E_e \leq 2$	$^{125}\text{Sb}^* \rightarrow ^{125}\text{Sb} + e^-$	Случай, где $\gamma$ -Эмиссия подавлена

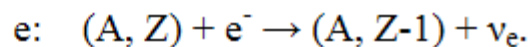
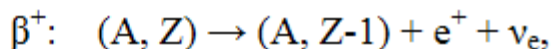
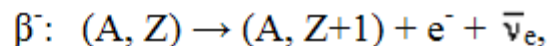
Decay Type	Radiation Emitted	Generic Equation	Model
Alpha decay	${}^4_2\alpha$	${}^A_ZX \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X' + {}^4_2\alpha$	 <p>Parent → Daughter + Alpha Particle</p>
Beta decay	${}^0_{-1}\beta$	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z+1}X' + {}^0_{-1}\beta$	 <p>Parent → Daughter + Beta Particle</p>
Positron emission	${}^0_{+1}\beta$	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z-1}X' + {}^0_{+1}\beta$	 <p>Parent → Daughter + Positron</p>
Electron capture	X rays	${}^A_ZX + {}^0_{-1}e \longrightarrow {}^A_{Z-1}X' + \text{X ray}$	 <p>Parent + Electron → Daughter + X ray</p>
Gamma emission	${}^0_0\gamma$	${}^A_ZX^* \xrightarrow{\text{Relaxation}} {}^A_ZX' + {}^0_0\gamma$	 <p>Parent (excited nuclear state) → Daughter + Gamma ray</p>
Spontaneous fission	Neutrons	${}^A_{Z+Y}X \longrightarrow {}^A_ZX' + {}^B_YX' + C^1_0n$	 <p>Parent (unstable) → Daughters + Neutrons + ENERGY</p>

## Виды бета-распада

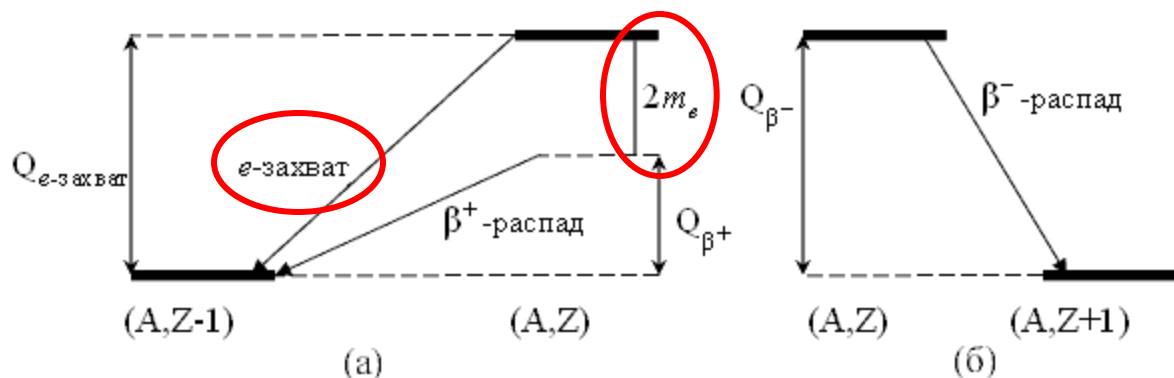
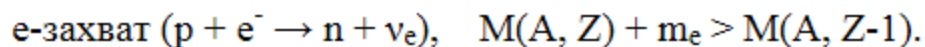
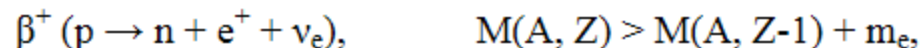
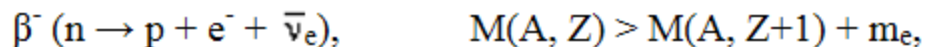
В  $\beta^-$ -распаде слабое взаимодействие превращает нейтрон в протон, при этом испускаются электрон и электронное антинейтрино:

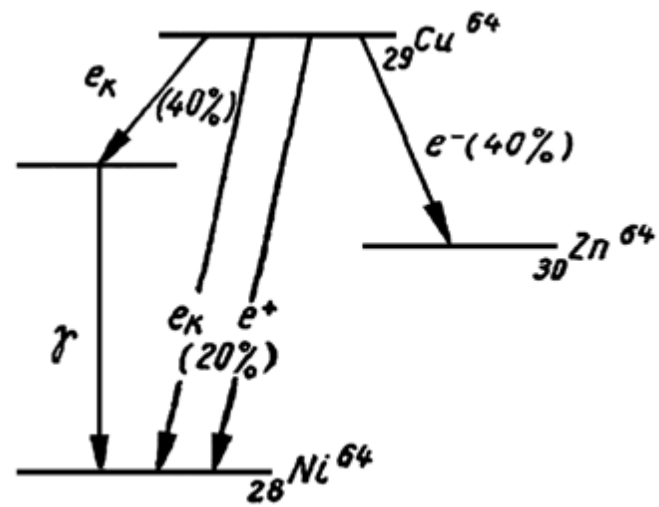
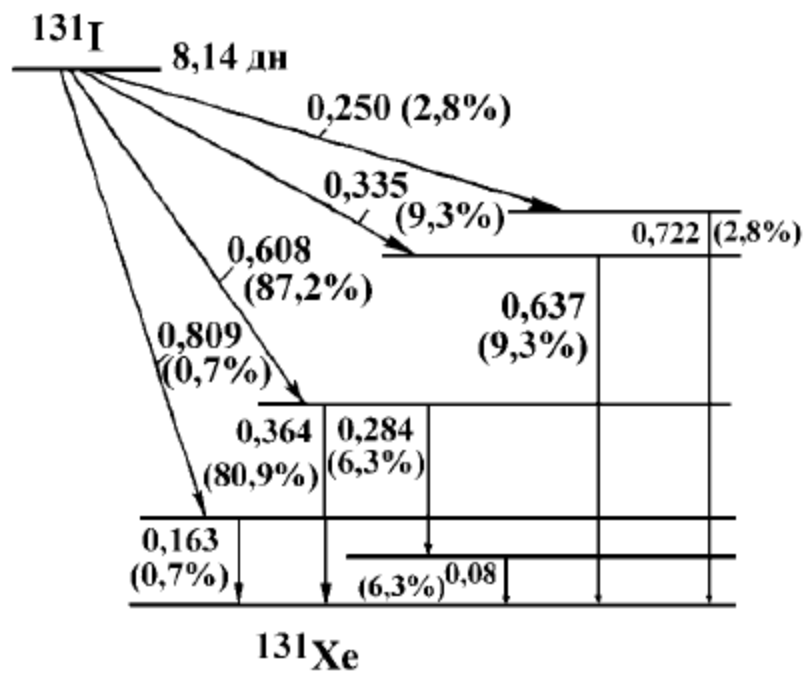


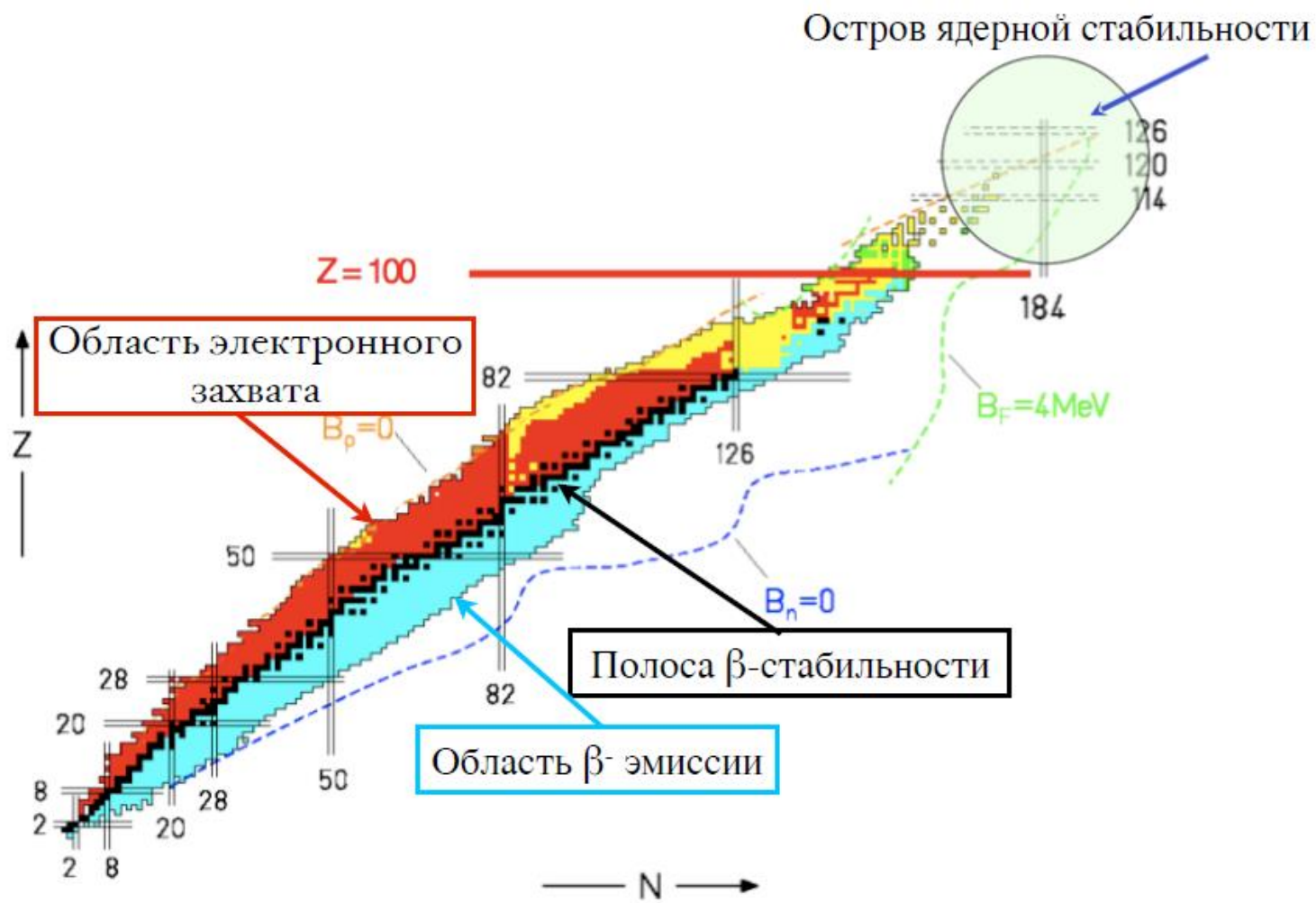
Существуют три типа  $\beta$ -распада –  $\beta^-$ -распад,  $\beta^+$ -распад и e-захват.



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

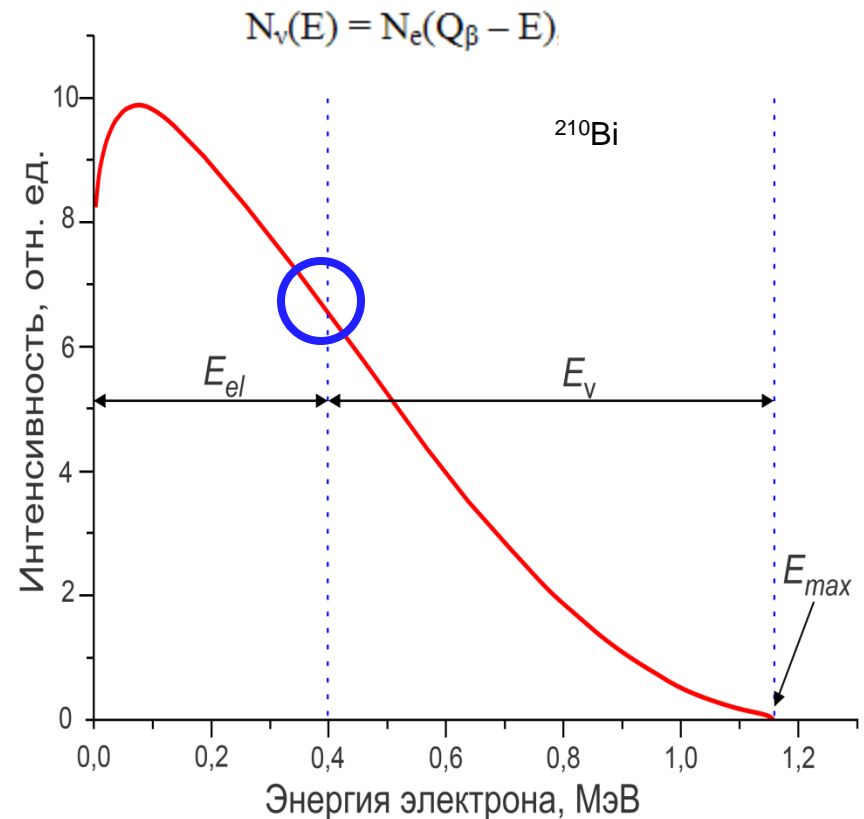
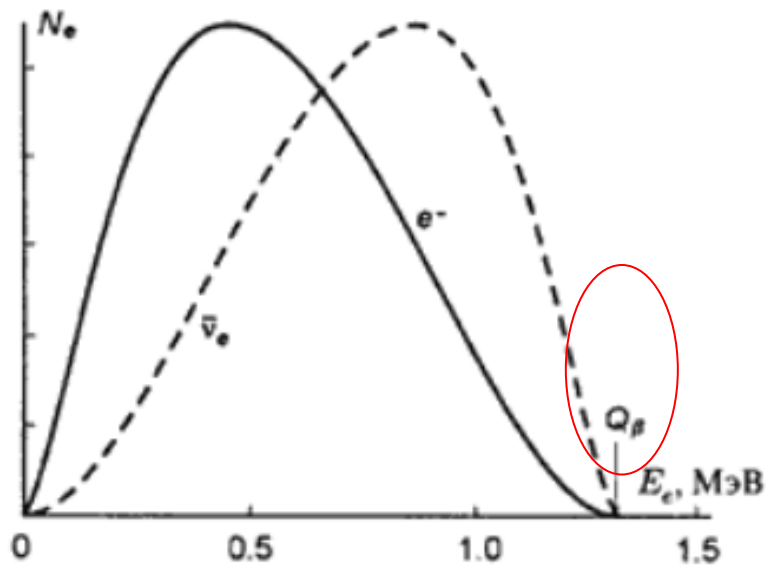
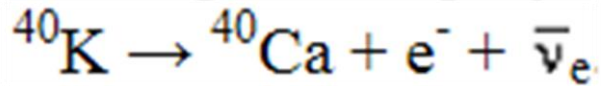




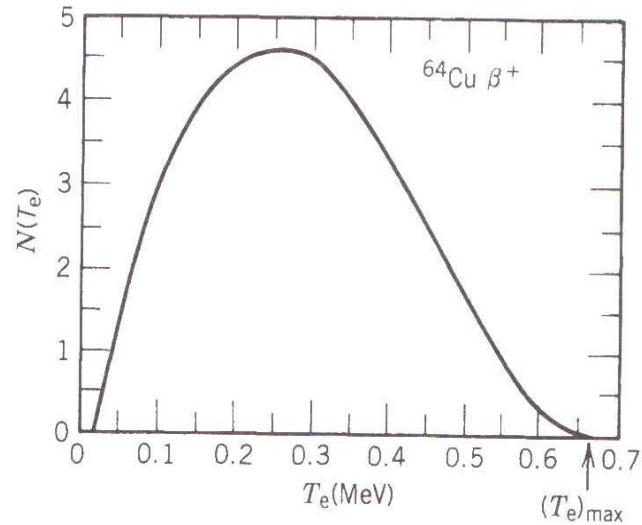
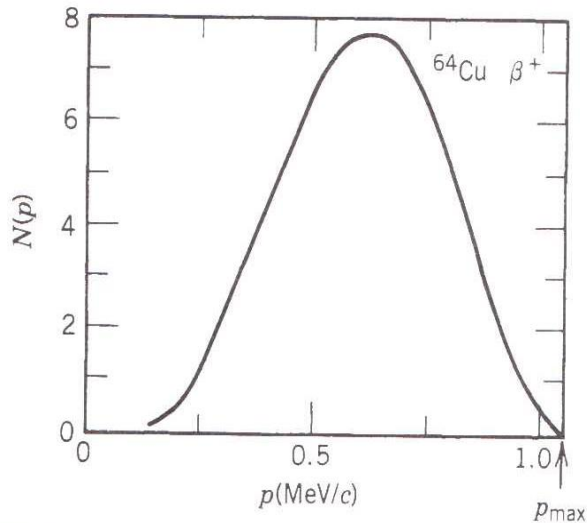
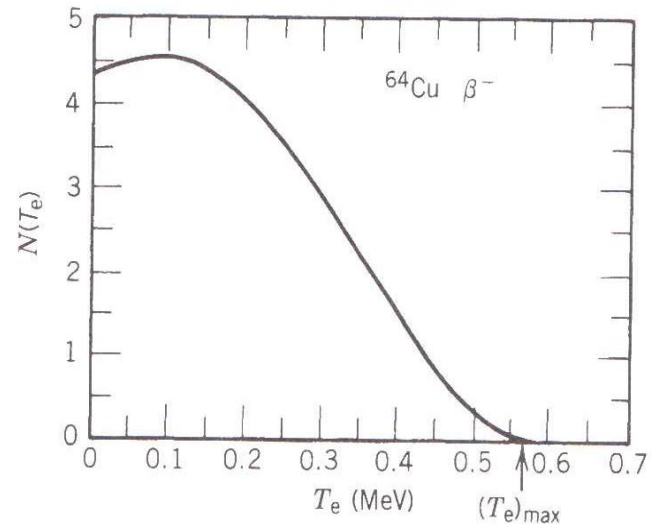
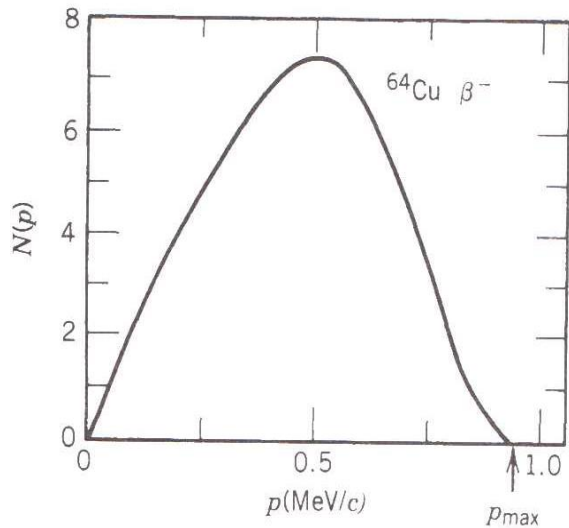
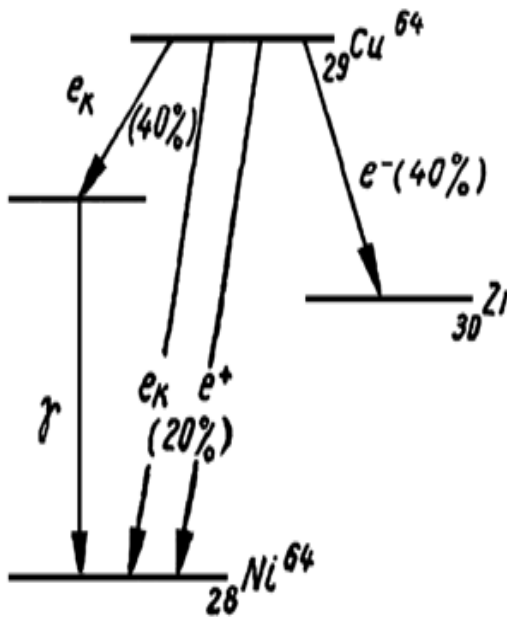


## Энергетический спектр бета-распада

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

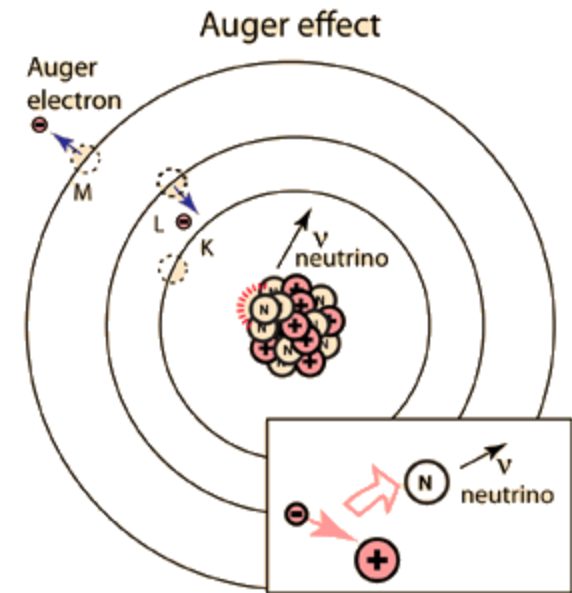
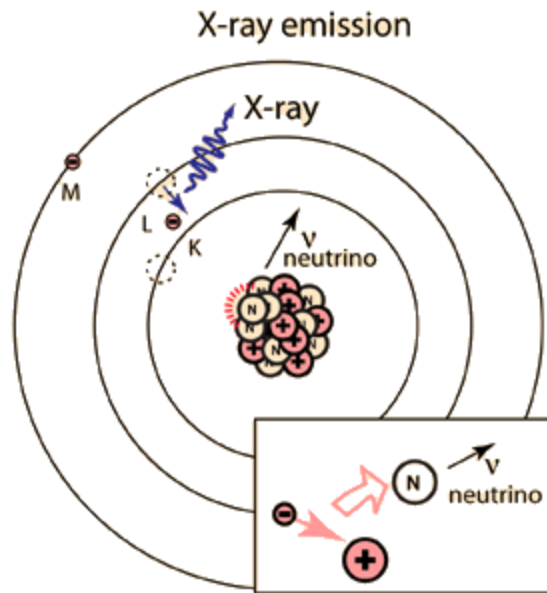
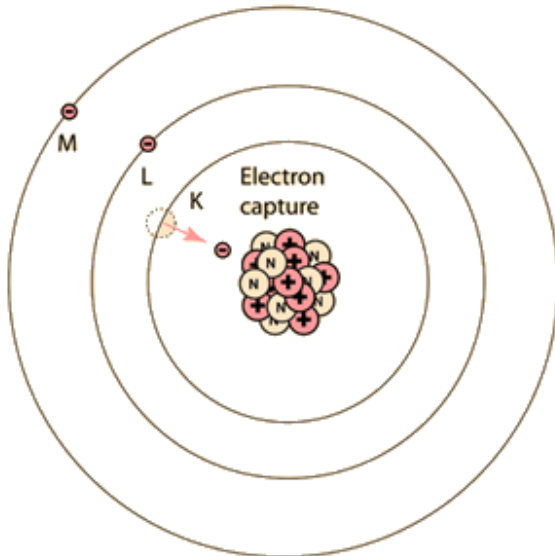
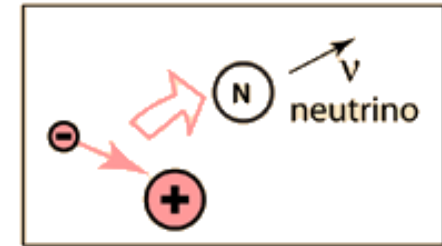
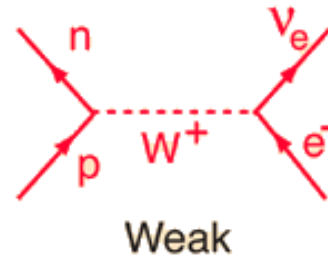


# $^{64}\text{Cu}$

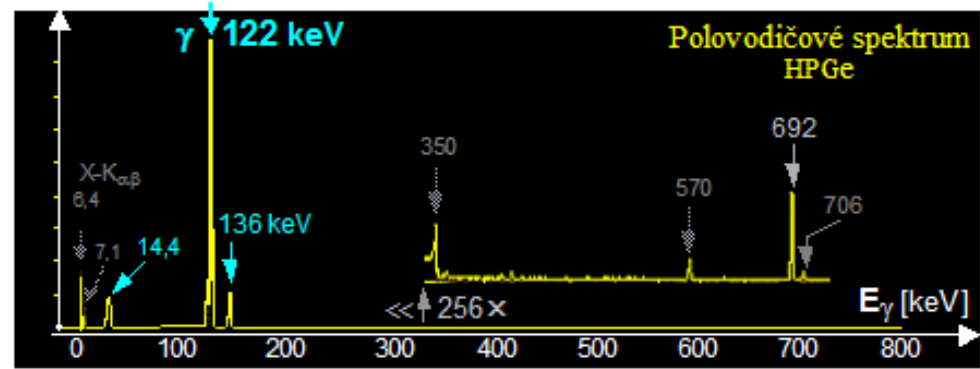
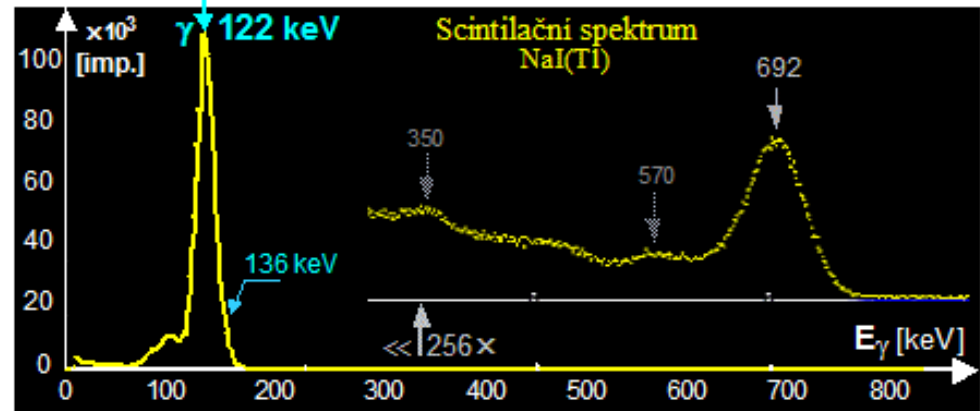
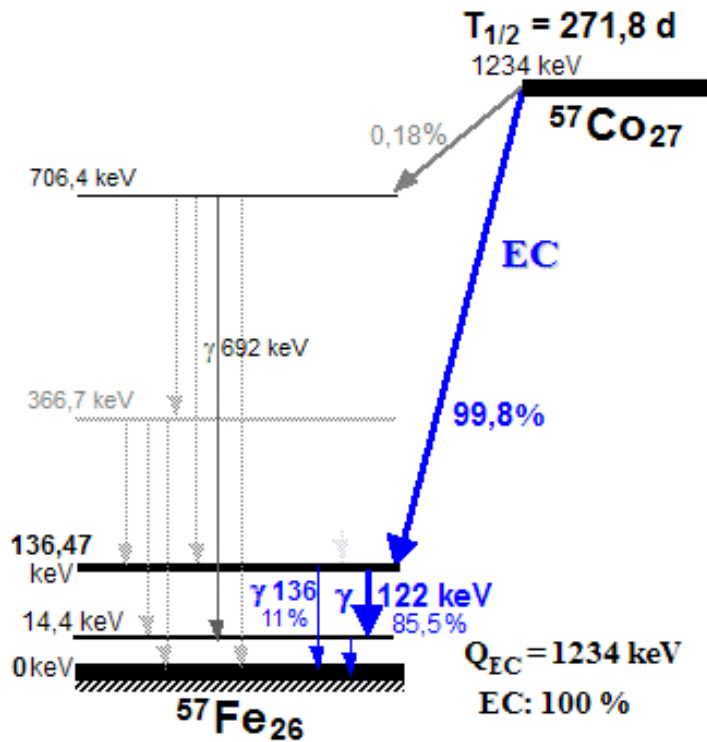


При **e-захвате** спектры нейтрино и ядра отдачи являются **дискретными**, так как e-захват – двухчастичный процесс, нейтрино вылетает из ядра

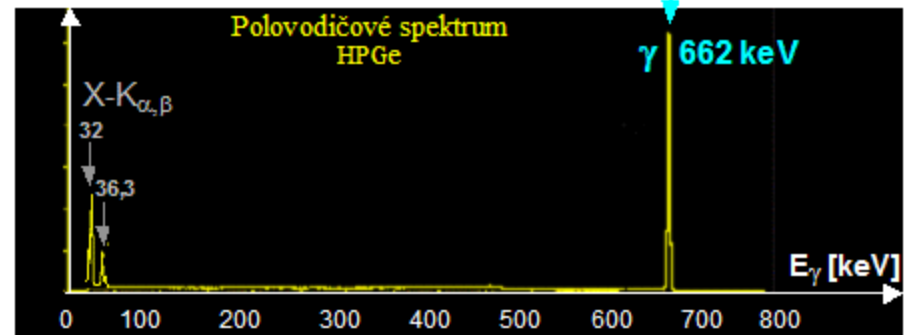
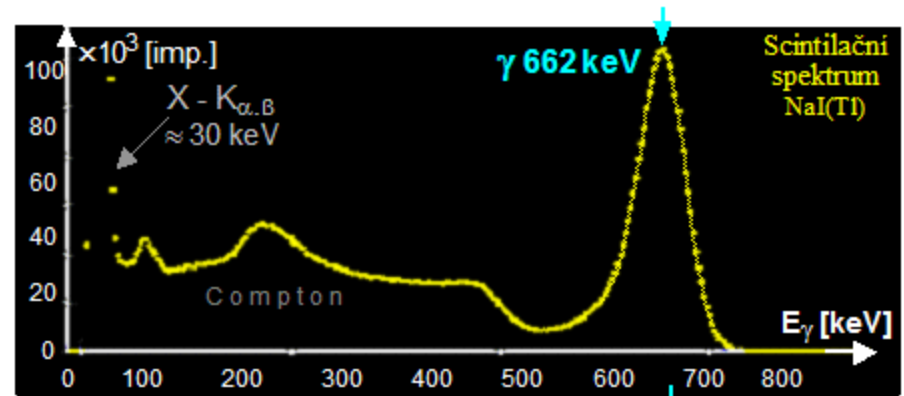
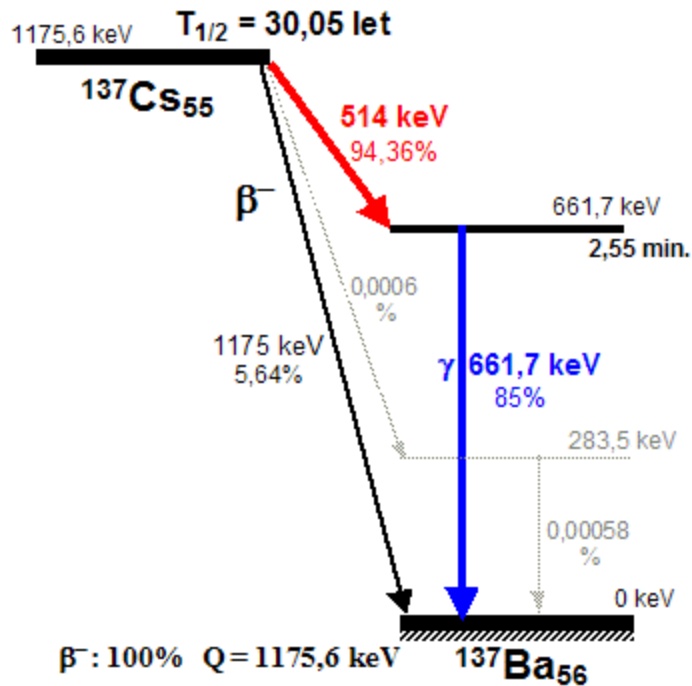
Наблюдение дискретного спектра ядер отдачи, образующихся при e-захвате, было первым подтверждением правильности гипотезы Паули о существовании нейтрино (см.п.4).



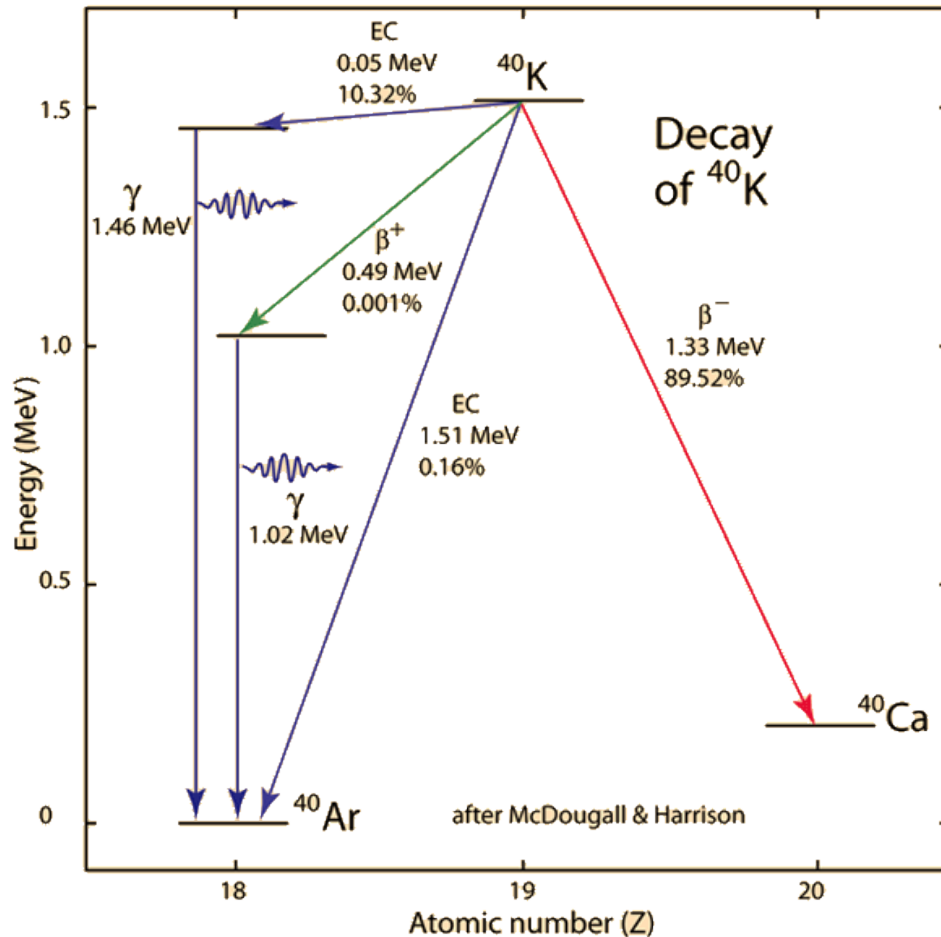
## Спектр гамма-квантов при распаде $^{57}\text{Co}$



## Спектр гамма-квантов при распаде $^{137}\text{Cs}$



## Применение бета-распада в геологии



Pathway	Decay constant ( $10^{-10}\text{yr}^{-1}$ )
$\lambda_{\beta}$ , decay to $^{40}\text{Ca}$	4.962
$\lambda_{\text{EC}}$ , decay to $^{40}\text{Ar}$	0.581
$\lambda_{\text{total}} = \lambda_{\beta} + \lambda_{\text{EC}}$	5.543

$$^{40}\text{Ar}^* = \frac{\lambda_{\text{EC}}}{\lambda_{\text{total}}} ^{40}\text{K} (e^{\lambda_{\text{total}} t} - 1)$$

$$t = \frac{1}{\lambda_{\text{total}}} \ln \left[ \frac{\lambda_{\text{total}}}{\lambda_{\text{EC}}} \frac{^{40}\text{Ar}^*}{^{40}\text{K}} + 1 \right]$$

$$t = 1.804 \times 10^9 \ln \left[ 9.540 \frac{^{40}\text{Ar}^*}{^{40}\text{K}} + 1 \right]$$

$$t \approx 1.72 \times 10^{10} \frac{^{40}\text{Ar}^*}{^{40}\text{K}}$$

## Нейтрино и лептонный заряд

Спектр электронов, образующихся при  $\beta$ -распаде в отличие от дискретного спектра  $\alpha$ -частиц, имеет непрерывный характер.

Наблюдение непрерывного спектра электронов некоторыми физиками интерпретировался как невыполнение закона сохранения энергии в  $\beta$ -распаде.

Впервые гипотеза о ещё одной частице, которая образуется при  $\beta$ -распаде высказал В. Паули в 1930 г. в письме участникам физической конференции в г. Тюбингене.

«Дорогие радиоактивные дамы и господа.



Вольфганг Паули  
(1900-1958) Н.п.1945

Имея в виду... непрерывный  $\beta$ -спектр, я предпринял отчаянную попытку спасти обменную статистику и закон сохранения энергии. Именно имеется возможность того, что в ядрах существуют электрически нейтральные частицы, которые я буду называть «нейтронами» и которые обладают спином  $1/2$ . Масса «нейтрона» по порядку величины должна быть сравнимой с массой электрона и во всяком случае не более  $0.01$  массы протона. Непрерывный  $\beta$ -спектр тогда стал бы понятным, если предположить, что при распаде вместе с электроном испускается ещё и «нейтрон» таким образом, что сумма энергий «нейтрона» и электрона остаётся постоянной».

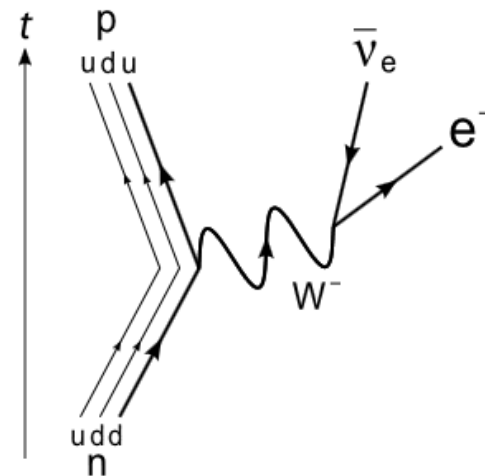
После открытия в 1932 г. нейтрона Э.Ферми предложил называть частицу В.Паули «нейтрино». В 1933 г. на Сольвеевском конгрессе В. Паули выступил с докладом о механизме  $\beta$ -распада с участием нейтральной частицы со спином  $J = 1/2$ .

Наблюдение дискретного спектра ядер отдачи, образующихся при  $e$ -захвате, было первым подтверждением правильности гипотезы Паули.

Антинейтрино было экспериментально обнаружено в 1956 г. в экспериментах Ф. Райнеса и К. Козна.

## Законы сохранения при бета-распаде

$$\beta^- - \text{распад} \begin{cases} Z \rightarrow Z+1 \\ A \rightarrow A \end{cases} \quad {}^A_Z N \rightarrow {}^A_{(Z+1)} N + e^- + \bar{\nu}_e + Q_{\beta^-}$$



Наряду с законами сохранения энергии, импульса, момента количества движения в процессе  $\beta$ -распада выполняются законы сохранения барионного  $B$  и электронного лептонного  $L_e$  квантовых чисел.

- Электроны, нейтрино имеют  $B = 0$ ,  $L_e = +1$ .
- Позитроны, антинейтрино имеют  $B = 0$ ,  $L_e = -1$ .
- Каждый нуклон, входящий в состав ядра, имеет  $B = +1$ ,  $L_e = 0$ .

## Разрешенные и запрещенные $\beta$ -распады

Бета-распады разделяются на разрешенные и запрещенные, различающиеся вероятностями переходов. К разрешенным переходам относятся переходы, при которых суммарный орбитальный момент  $l$ , уносимый электроном и нейтрино, равен нулю. Запрещенные переходы подразделяются по порядку запрета, который определяется орбитальным моментом  $l$ .

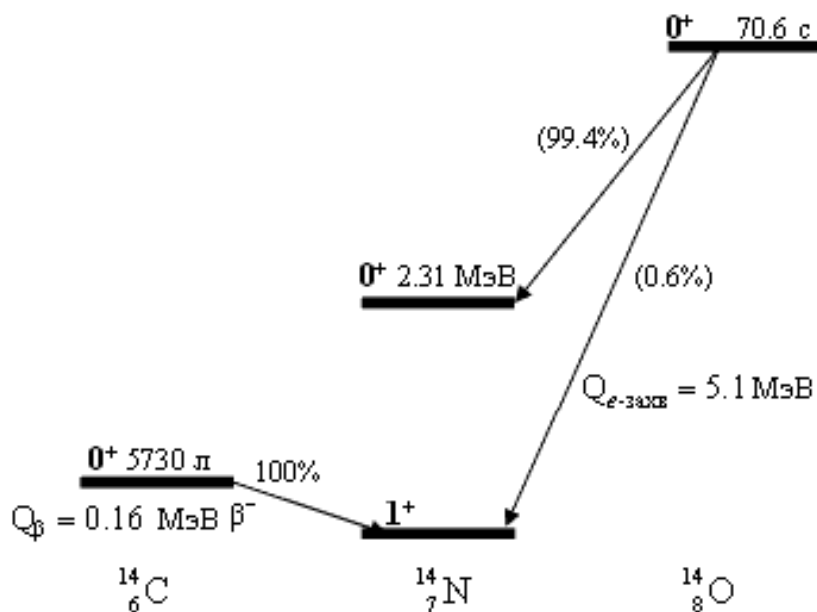
$l = 1$  – запрещенный переход первого порядка,

$l = 2$  – второго порядка и т. д.

Отношения вероятностей вылета частицы с орбитальными моментами  $l = 0$  ( $w_0$ ) и  $l \neq 0$  ( $w_l$ )

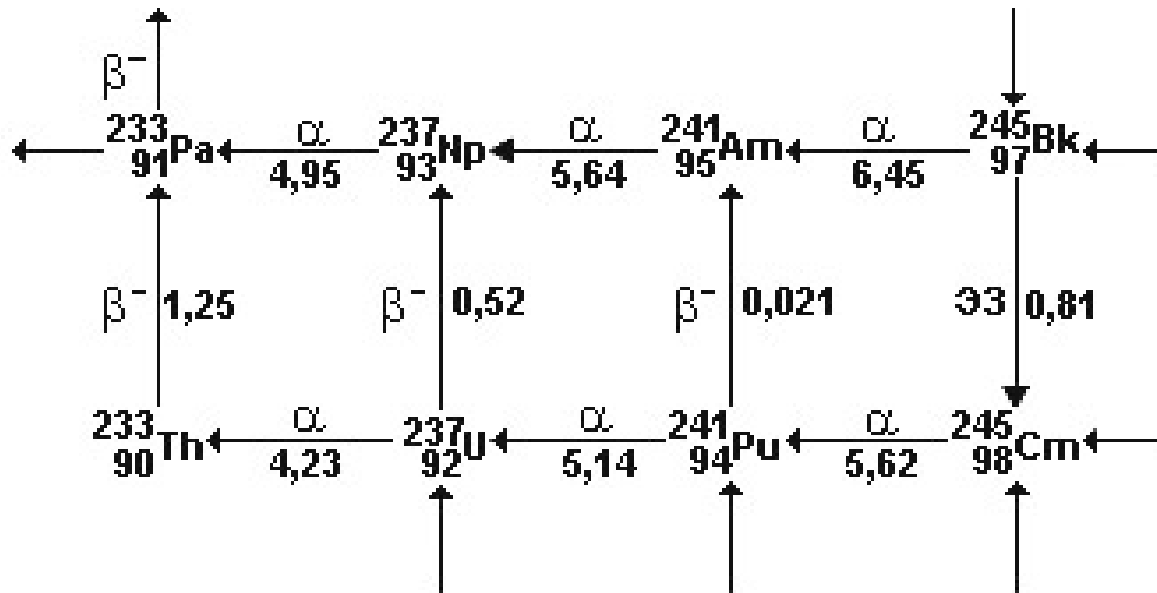
$$w_l/w_0 \simeq (R/\lambda)^{2l},$$

$R$  – радиус ядра,  $\lambda$  – длина волны.



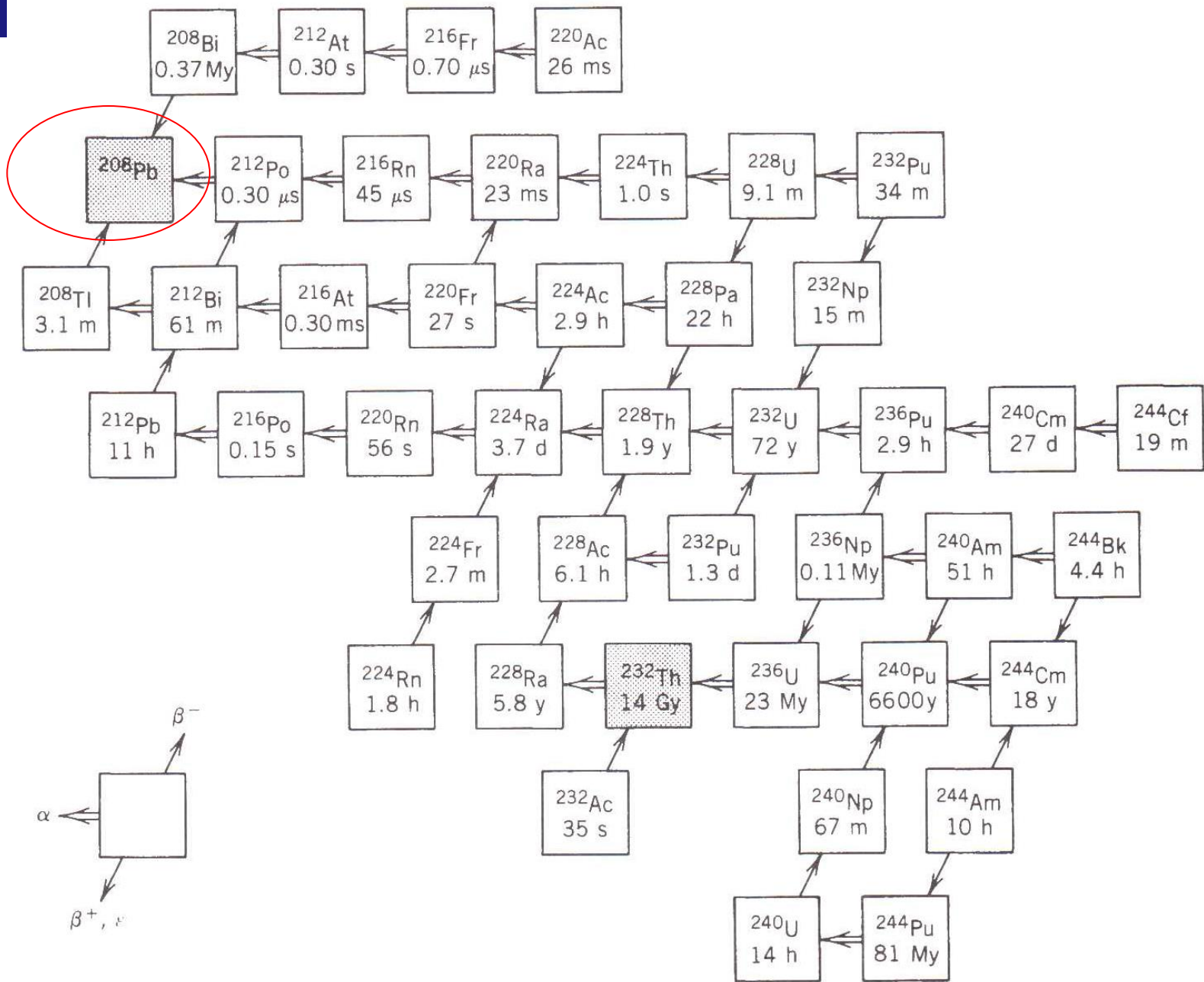
## Циклы распадов

$\beta$ -распады, совместно с  $\alpha$ -распадами тяжёлых ядер, образуют *замкнутые циклы распадов*. В пределах цикла сумма энергий распадов нуклидов равна нулю. Зная энергетический баланс трёх нуклидов в цикле, можно найти массу четвёртого, ещё неизвестного нуклида.



Циклы распада для части  $4n+1$  семейства.

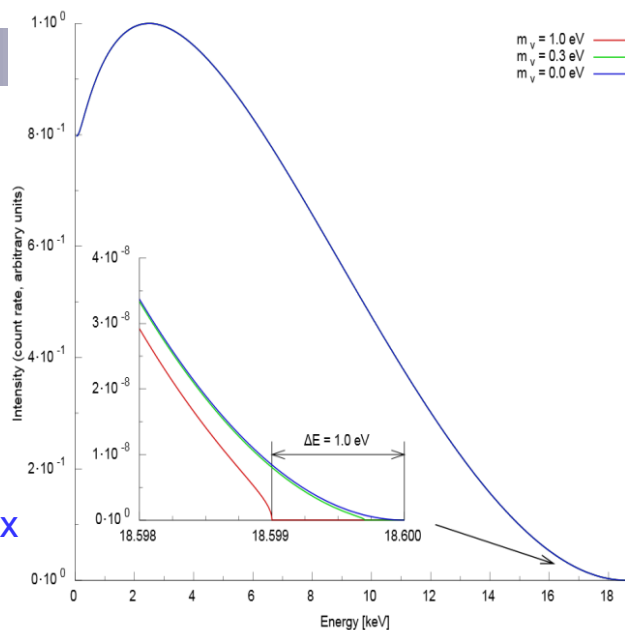
Типы распада показаны стрелками.  
Числа показывают общие энергии распада в МэВ.



Ториевая 4n серия распадов. Окончательное стабильное ядро -  $^{208}\text{Pb}$

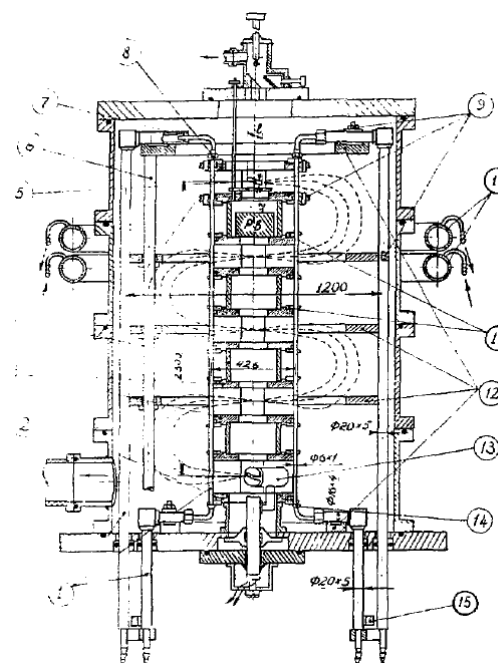
## Масса нейтрино

Экспериментальный подход к этой проблеме включает в себя как непрямые методы (поиск нейтринных осцилляций, двойной  $\beta$ -распад) так и методы основанные на изучении кинематики распада. К последним относится исследование формы бета-спектра вблизи его верхней границы. Этот подход был впервые развит в ИТЭФ в лаборатории В.А.Любимова в экспериментах 70-80х годов на  $\beta$ -спектрометре Е.Ф.Третьякова



В.А. Любимов  
(1929 – 2012)

Место проведения эксперимента	$m_{\nu}^2, eV^2$	$m_{\nu}, eV$
ИТЭФ (Любимов), 1980		$11 < m_{\nu} < 30$
Цюрих, 1992	-24	$< 11$
Токио, 1991	-65	$< 13$
Ливермор, 1992	-72	$< 8$
Майнц, 1992	-22	$< 6$
Троицк, 1994	-22	$< 1.7$
Троицк, 1996	3.8	$< 4.4$
Троицк, 1994-1996	1.5	$< 3.9$

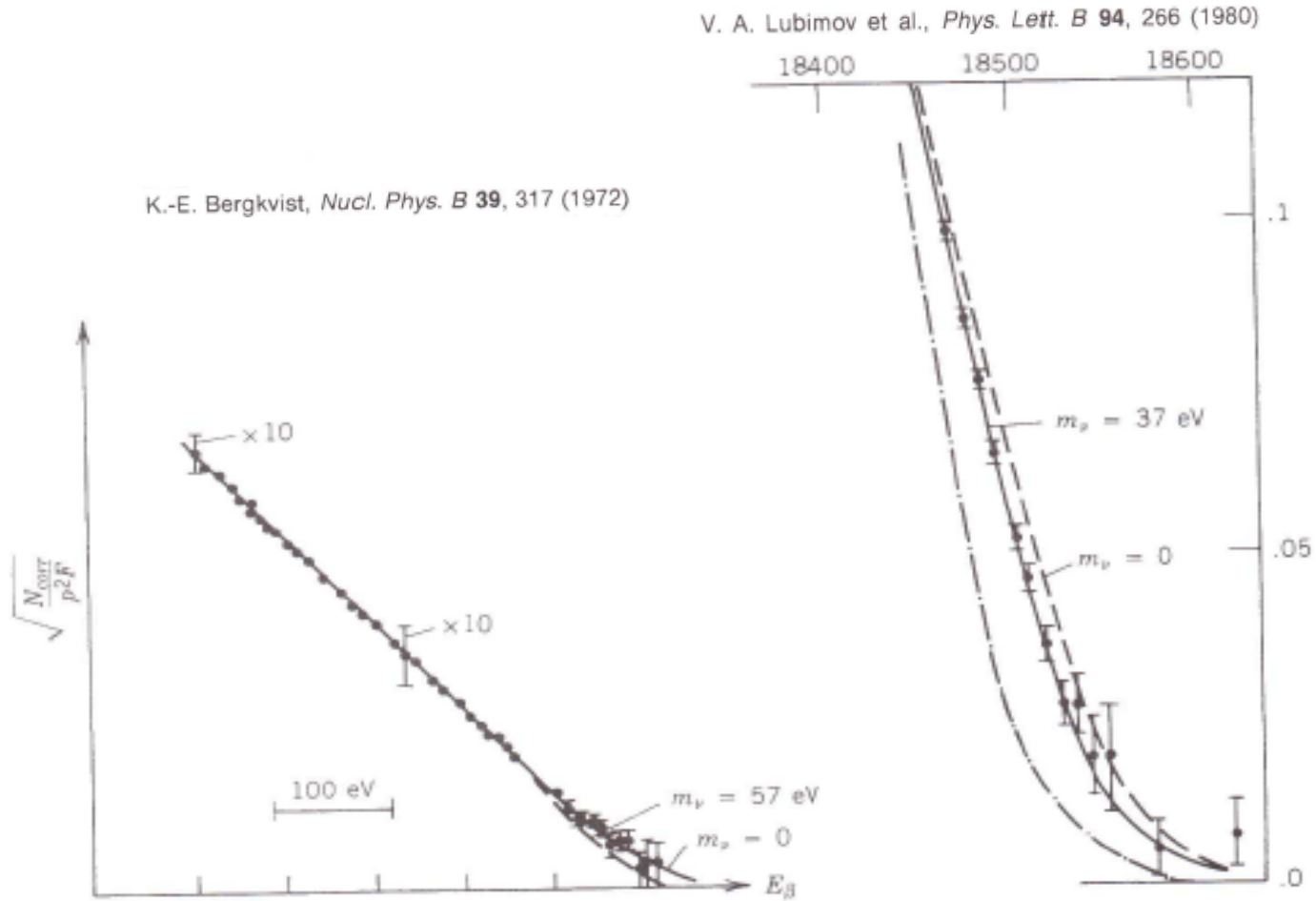


Безжелезный тороидальный  $\beta$ -спектрометр Е.Ф.Третьякова (идея В.В.Владимирского, 1956 г.)



Институт Теоретической  
и Экспериментальной  
Физики (ИТЭФ)  
им. А.И. Алиханова

## Эксперименты по определению массы нейтрино из формы бета-спектра трития



Пример «борьбы» экспериментаторов за результат

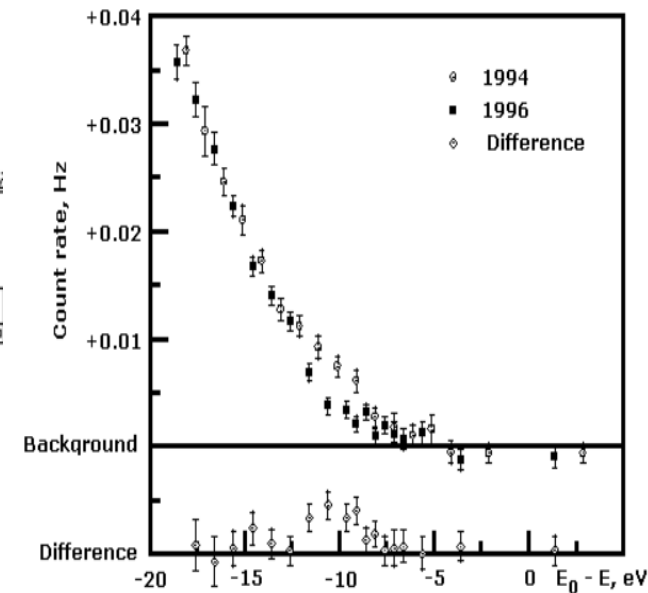
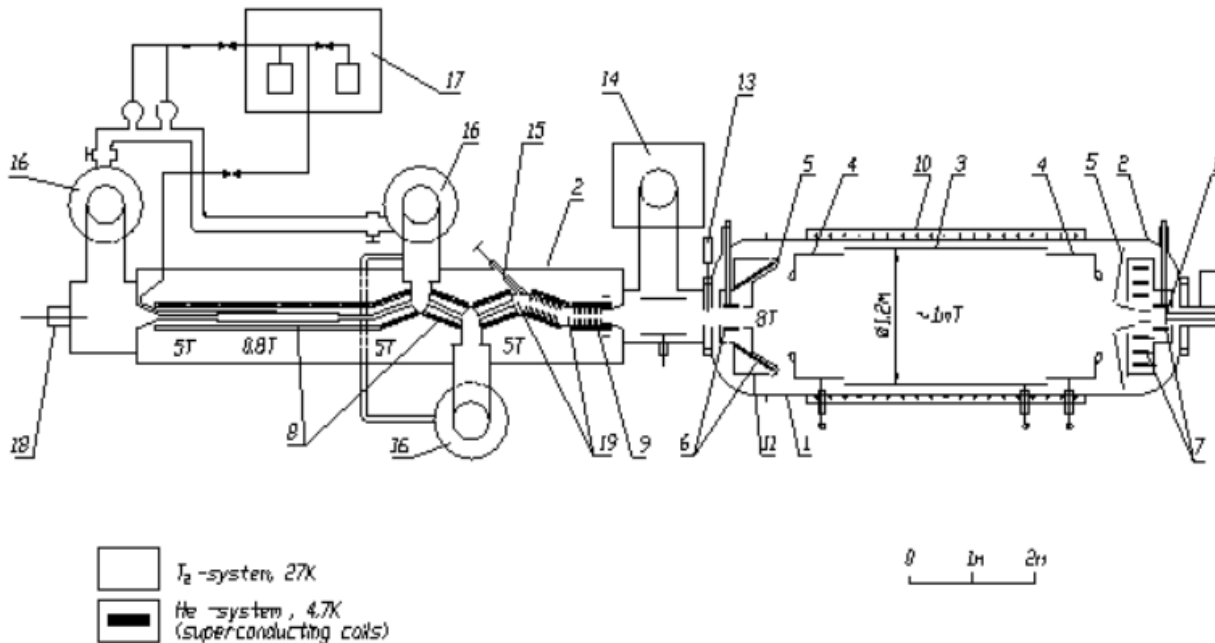
# Троицкий эксперимент (ИЯИ РАН)

1994 -1996 гг.

$$m_\nu < 2.2 \text{ eV}/c^2$$



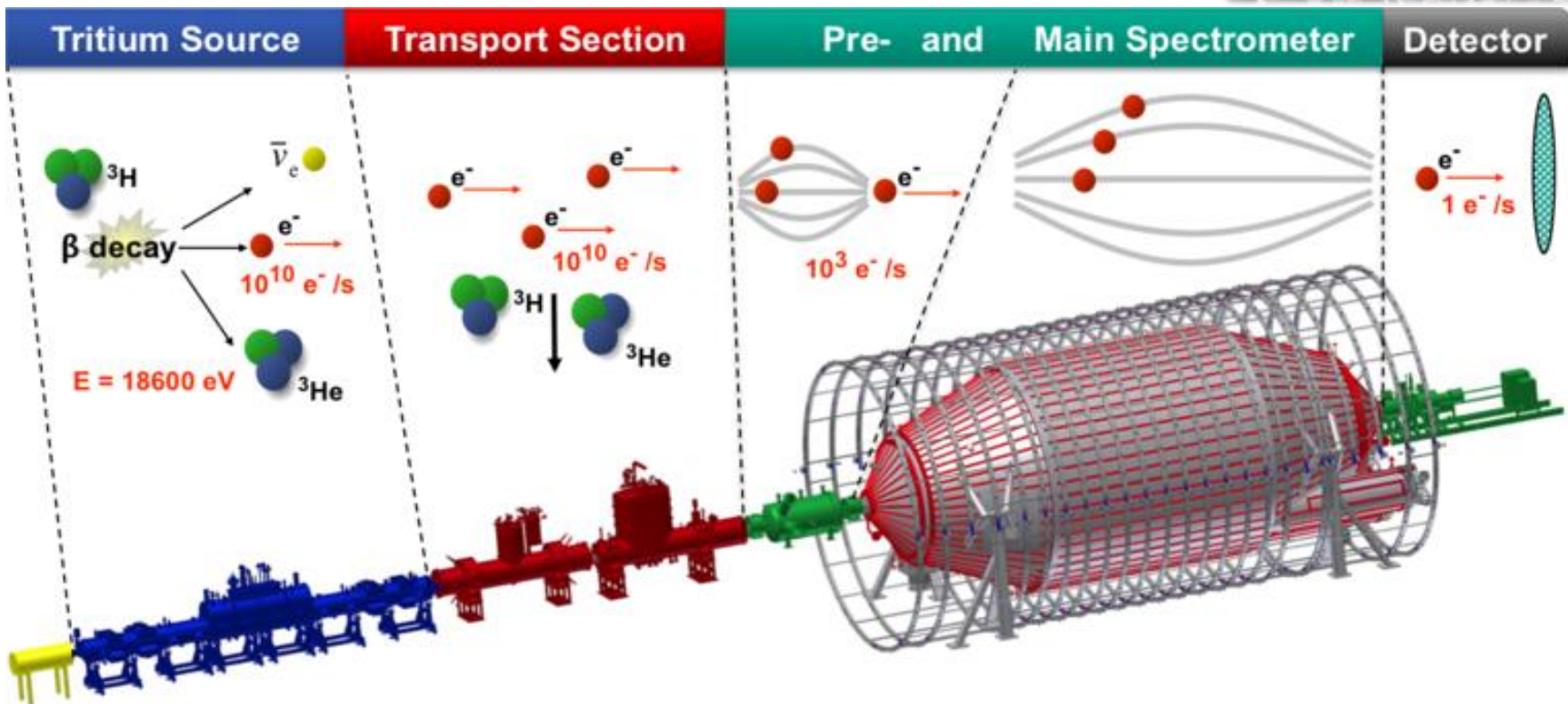
ЛОБАШЕВ  
Владимир Михайлович  
(1934-2011)



Экспериментальная установка 1,2-вакуумный баллон; 3,4 электростатический анализатор; 5-заземленный электрод; 6,7,8,9 сверхпроводящие катушки; 10 нагревательный элемент; 12 Si(Li) детектор; 14 насос; 16-Hg диффузионный насос; 17 T2 система очистки; 18 электронная пушка.



# The **KARlsruhe TRITium Neutrino (KATRIN)** experiment (2014 – now)



Tritium decays, releasing an electron and an anti-electron-neutrino. While the neutrino escapes undetected, the electron starts its journey to the detector.

Electrons are guided towards the spectrometer by magnetic fields. Tritium has to be pumped out to provide tritium free spectrometers.

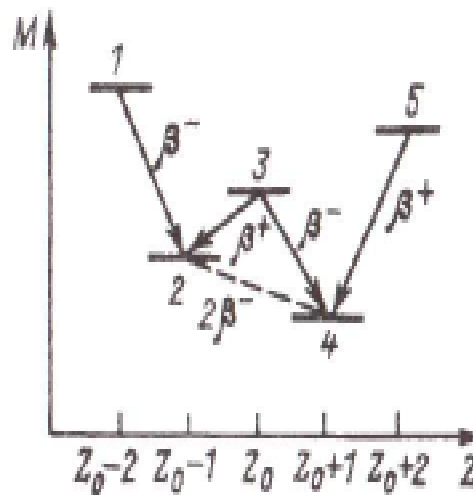
The electron energy is analyzed by applying an electrostatic retarding potential. Electrons are only transmitted if their kinetic energy is sufficiently high.

At the end of their journey, the electrons are counted at the detector. Their rate varies with the spectrometer potential and hence gives an integrated  $\beta$ -spectrum.

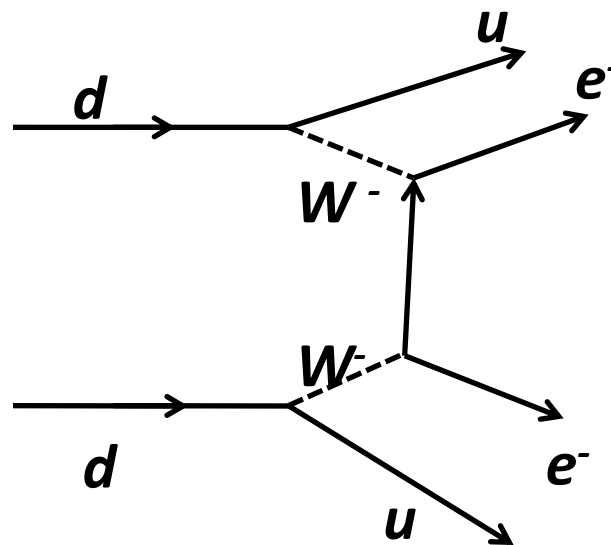
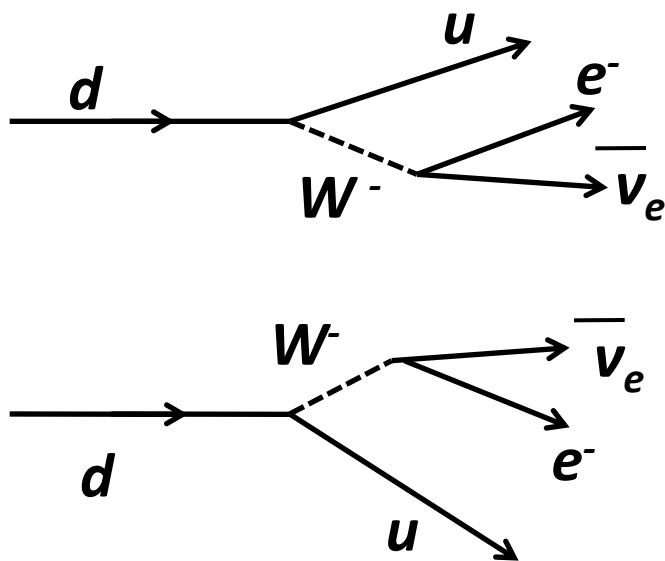
## 4. ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД

В природе существует большое число стабильных четно-четных ядер-изобар с зарядом отличающимся на две единицы:  $(A, Z)$  и  $(A, Z+2)$ . В этих случаях превращение ядра  $(A, Z)$  в ядро-изобар  $(A, Z+2)$  может происходить с одновременным испусканием двух электронов или двух позитронов.

Впервые на это обратила внимание Мария Гепперт-Майер в 1935 г. [Phys. Rev. 48 (1935) 512].



Maria Goeppert Mayer  
(1906 – 1972)



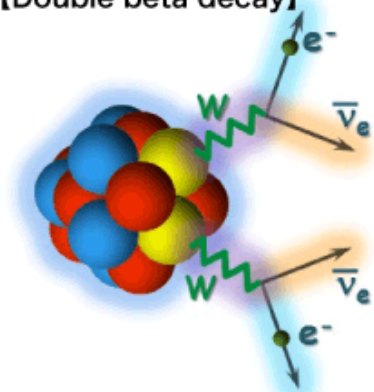
Nuovo Cimento 14(1937)171



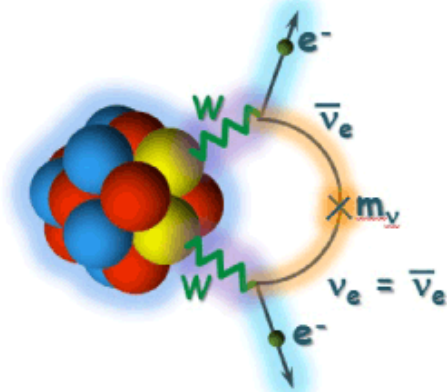
Ettore Majorana  
(1906-1938)

№	Переход	Изотопная распростран. %	Разность масс, кэВ	№	Переход	Изотопная распростран. %	Разность масс,кэВ
1	$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	0,0033	985 $\pm$ 5	17	$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	5,98	2278 $\pm$ 8
2	$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	0,185	4271 $\pm$ 5	18	$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	31,79	869 $\pm$ 5
3	$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	0,62	1001 $\pm$ 5	19	$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	34,49	2533 $\pm$ 6
4	$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	7,67	2038 $\pm$ 1	20	$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	10,44	843 $\pm$ 15
5	$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	49,82	135 $\pm$ 15	21	$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	8,87	2481 $\pm$ 10
6	$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	9,19	3005 $\pm$ 15	22	$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	11,07	1414 $\pm$ 11
7	$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	17,37	1249 $\pm$ 8	23	$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	5,71	1928 $\pm$ 10
8	$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	2,80	1148 $\pm$ 7	24	$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	5,60	3367 $\pm$ 11
9	$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	17,40	3350 $\pm$ 6	25	$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	22,61	1250 $\pm$ 10
10	$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	23,75	110 $\pm$ 8	26	$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	21,75	1731 $\pm$ 11
11	$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	9,62	3032 $\pm$ 9	27	$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	12,23	1077 $\pm$ 12
12	$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	18,50	1301 $\pm$ 9	28	$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	28,41	489 $\pm$ 14
13	$^{100}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	12,70	2014 $\pm$ 24	29	$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	7,23	1043 $\pm$ 26
14	$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	28,86	540 $\pm$ 7	30	$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	6,85	414 $\pm$ 12
15	$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	7,58	2808 $\pm$ 7	31	$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	99,275	1146 $\pm$ 5
16	$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	4,71	358 $\pm$ 8				

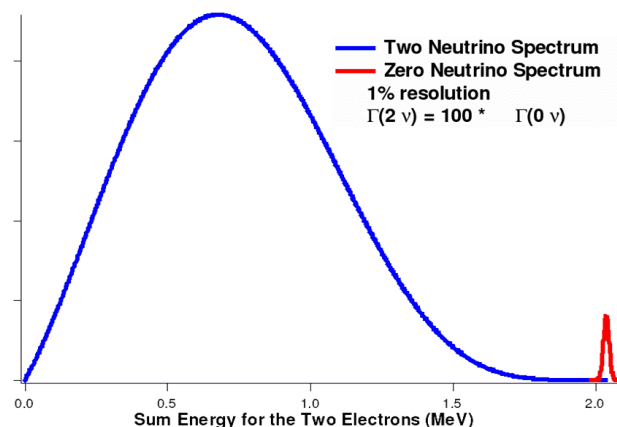
[Double beta decay]



Double beta decay which emits anti-neutrinos



Neutrinoless double beta decay



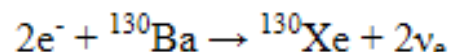
**Периоды полураспада  $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$  и  $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$  некоторых изотопов**

Распад	$T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ , лет	$T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ , лет
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$4.2 \cdot 10^{21}$	$> 1.9 \cdot 10^{25}$
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	$9.2 \cdot 10^{19}$	$> 2.7 \cdot 10^{23}$
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	$1.4 \cdot 10^{19}$	$> 3.9 \cdot 10^{19}$
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	$8.0 \cdot 10^{18}$	$> 5.8 \cdot 10^{23}$
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	$3.2 \cdot 10^{19}$	$> 1.7 \cdot 10^{23}$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	$7.7 \cdot 10^{24}$	$> 7.7 \cdot 10^{24}$
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$0.9 \cdot 10^{21}$	$> 3 \cdot 10^{24}$
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	$7 \cdot 10^{18}$	$> 3.6 \cdot 10^{21}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	$4.2 \cdot 10^{19}$	$> 1.7 \cdot 10^{22}$
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$		$> 4.6 \cdot 10^{23}$

## Изотопы, в которых экспериментально обнаружен $2\beta^{-2}\bar{\nu}_e$ -распад

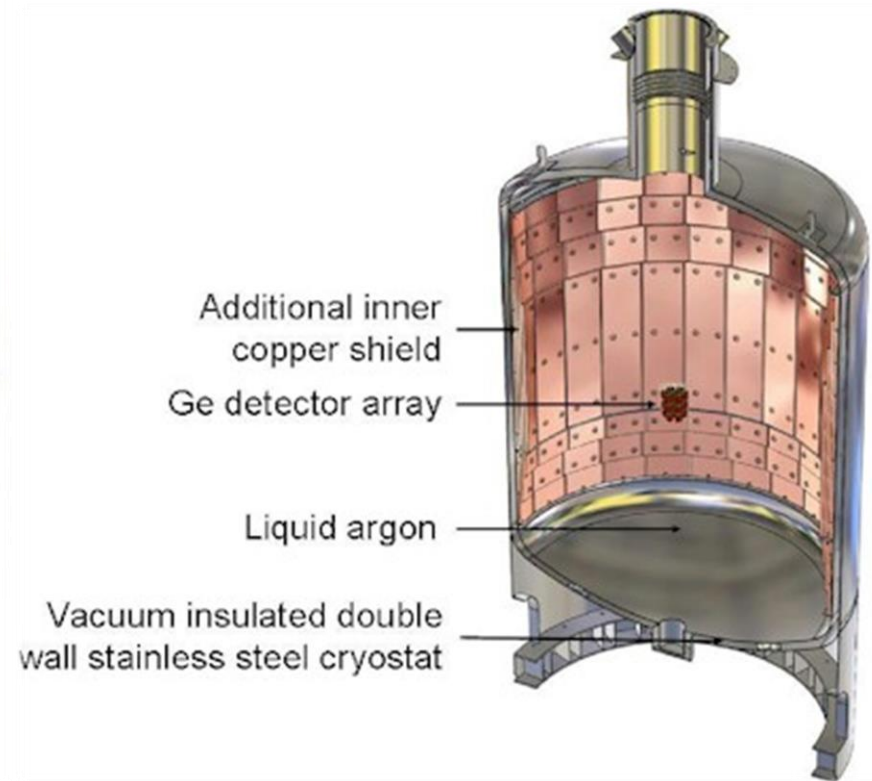
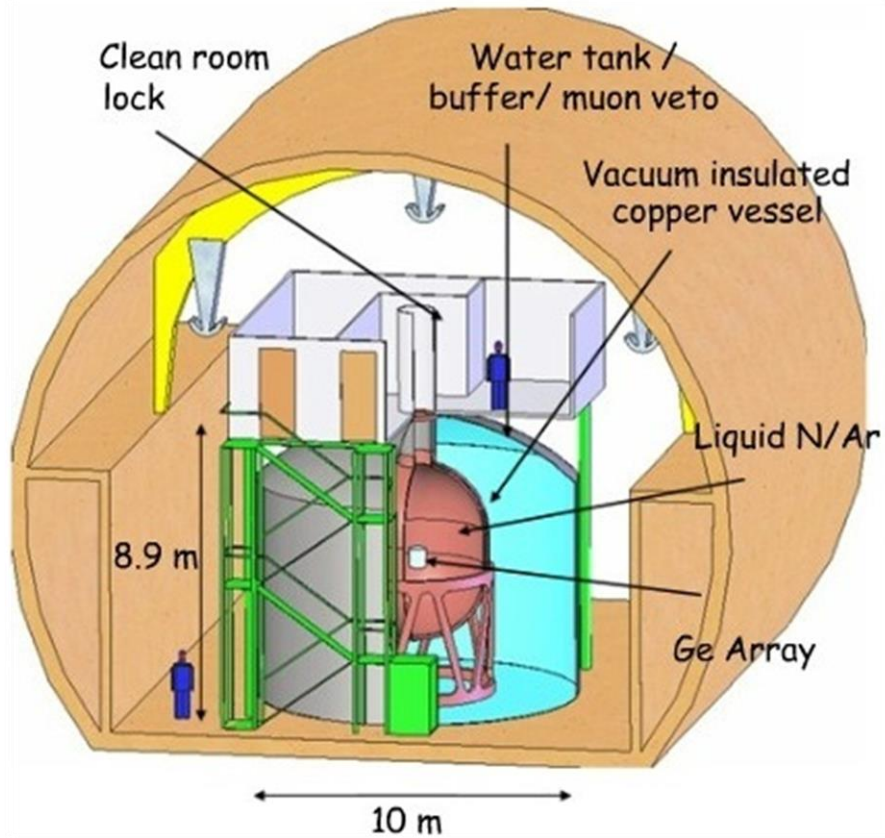
Изотоп	Период полураспада, лет
$^{48}_{20}\text{Ca}$	$(4.4^{+0.6}_{-0.5}) \cdot 10^{19}$
$^{76}_{32}\text{Ge}$	$(1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$
$^{82}_{34}\text{Se}$	$(9.2 \pm 1.0) \cdot 10^{19}$
$^{96}_{40}\text{Zr}$	$(2.3 \pm 0.2) \cdot 10^{19}$
$^{100}_{42}\text{Mo}$	$(7.6 \pm 0.4) \cdot 10^{18}$
$^{116}_{48}\text{Cd}$	$(2.8 \pm 0.2) \cdot 10^{19}$
$^{128}_{52}\text{Te}$	$(1.9 \pm 0.4) \cdot 10^{24}$
$^{130}_{52}\text{Te}$	$(6.8^{+1.2}_{-1.1}) \cdot 10^{20}$
$^{150}_{60}\text{Nd}$	$(8.2 \pm 0.9) \cdot 10^{18}$
$^{238}_{92}\text{U}$	$(2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{21}$

Двойной  $e$ -захват был обнаружен на изотопе  $^{130}\text{Ba}$ .

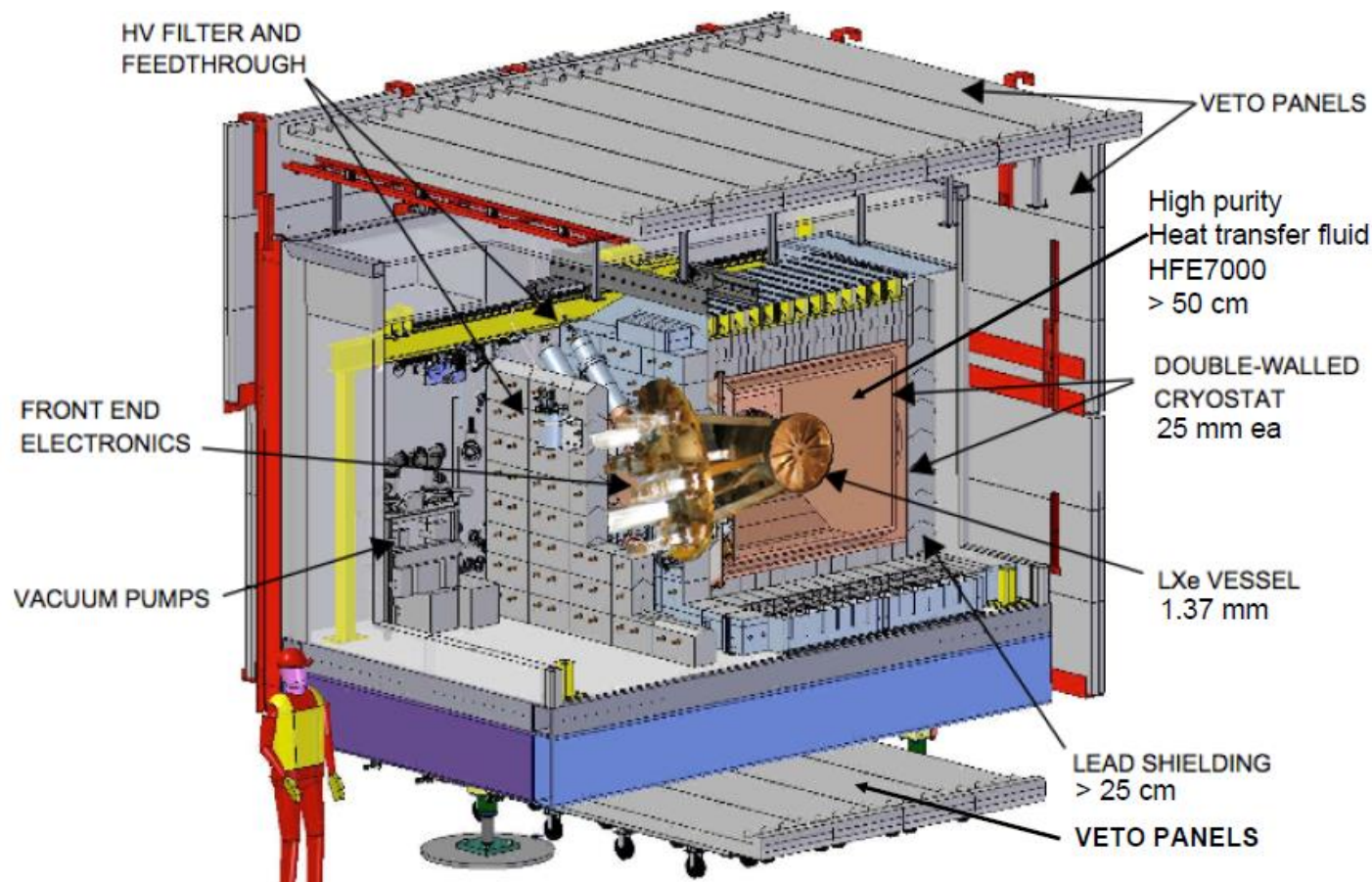


Изотоп	Период полураспада, лет
$^{130}\text{Ba}$	$(2.2 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$

# Эксперимент GERDA (с участием ОИЯИ, ИТЭФ и ИЯИ РАН)



## Эксперимент EXO-200



- ~200 kg of Xe enriched to 80.6%
  - ~175 kg in liquid phase inside a cylindrical Time Projection Chamber
  - ~100 kg current fiducial mass
- Located at 1585 m.w.e. in the Waste Isolation Plant near Carlsbad, NM

## **ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЯ:**

*“ Большие открытия всегда связаны с тем, что «очевидное» подвергается сомнению”*

*В. Вейспопф и Л. Родберг*  
*УФН, т. 66, вып. 3, стр. 435 (1958)*

## Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Т.1, стр.172-249
2. Б.С. Ишханов.  
Альфа-распад, <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/ract02.htm>  
Бета-распад. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/ract03.htm>  
Двойной бета-распад. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/ract04.htm>
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Изд. 2е. М.: Наука, 1980.  
Глава VI. <http://review3d.ru/shirokov-yu-m-yudin-n-p-yadernaya-fizika-izd-2e>
4. K.S.Krane. Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988. Chapter 8-9;  
<http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/446/Krane%20-%20Introductory%20Nuclear%20Physics.pdf> .