

# Физика атомного ядра и частиц

## 15 лекций

Вводная часть – 4 лекции,  
Физика частиц и взаимодействий – 4 лекции,  
Физика атомного ядра – 4,5 лекции,  
Дискретные симметрии  
и объединение взаимодействий – 1,5 лекции,  
Вселенная – 1 лекция

Лектор:

**Игорь Михайлович Капитонов,**  
профессор кафедры  
Общей ядерной физики

Помимо **15**-ти регулярных лекций  
есть **2** дополнительные  
и необязательные для просмотра лекции:

**Лекция 16: Уравнение Шредингера.  
Квантовая неопределённость**

**Лекция 17: Ядерное оружие**  
(история создания и  
принципы действия ядерной и  
водородной бомбы)

# Ядерная физика в интернете



Проект кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ  
и отдела электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер НИИЯФ МГУ

## Учебные материалы курса «Физика атомного ядра и частиц»

- **Физика ядра и частиц. XX век.** Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин
- **Шпаргалка для отличника (Частицы и ядра).** Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин
- **Программа курса «Физика атомного ядра и частиц»**
- Лекции профессора Б. С. Ишханова (2019)
- Лекции профессора И. М. Капитонова (2024)
- Семинары профессора И. М. Капитонова
- Лекции доцента Е. В. Широкова (2021, видео)
- Семинары по физике атомного ядра и частиц. Е. В. Широков (видео)
- Основные вопросы по курсу «Частицы и атомные ядра» (2021)
- Обязательные вопросы для допуска к экзамену
- Семинары по физике ядра и частиц. Н. Г. Гончарова
- Семинары по физике частиц и атомного ядра. Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Т. Ю. Третьякова
- **Задачи и решения.** Н. Г. Гончарова, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Э. И. Кэбин, М. Е. Степанов
- **Общий ядерный практикум**
- Темы курсовых работ для студентов II курса

## Поиск по сайту

- Новое на сайте
- Нобелевские лауреаты по физике
- Фотографии и биографии физиков
- Хроника открытий в физике ядра и частиц
- Борис Саркисович Ишханов — выдающийся учёный и педагог

## Справочные материалы

**Классический университетский учебник**  
**Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин**  
**«ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА»**

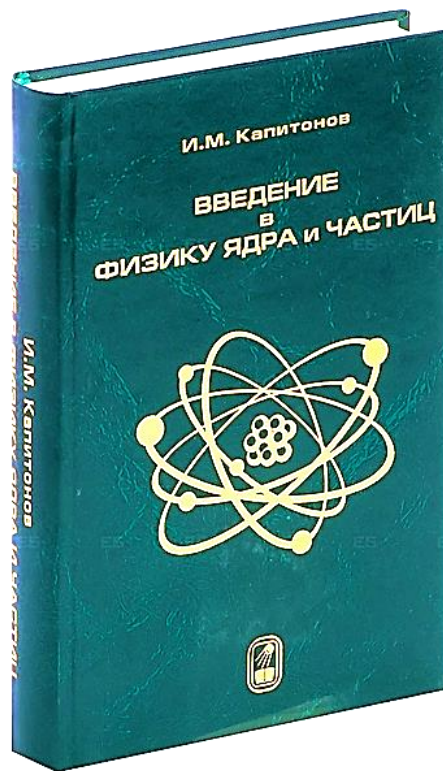
**2018**



Учебное пособие (учебник):  
**И.М. Капитонов**  
**«ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ЯДРА И ЧАСТИЦ»**  
(2002, 2004, 2006, 2010, 2017 гг)



2002



2010



2017



Новейший учебник, содержащий самые последние сведения о частицах и атомных ядрах, и написанный по лекциям автора

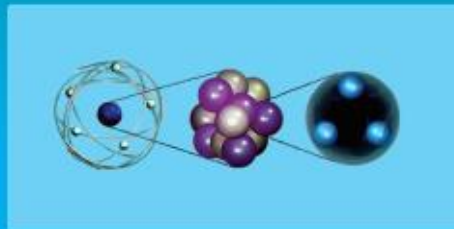
2024



Н.Г. Гончарова, Б.С. Ишханов,  
И.М. Капитонов

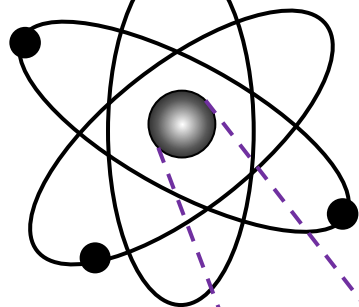
# ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА

ЗАДАЧИ С РЕШЕНИЯМИ  
И КОММЕНТАРИЯМИ

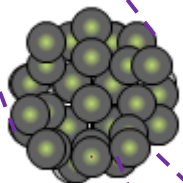


**Более 500 задач с решениями  
+ Теоретический обзор**

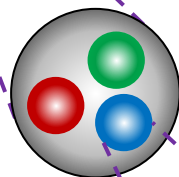
← Электрон ( $<10^{-17}$  см)



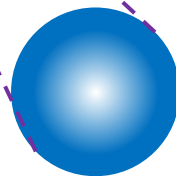
Атом ( $10^{-8}$  см)



Ядро ( $\approx 10^{-12}$  см)



Нуклон: протон, нейтрон  
( $\approx 10^{-13}$  см)



Кварк ( $<10^{-17}$  см)

## Квантовая лестница

Почти каждая 2-я  
Нобелевская премия  
по физике  
присуждалась  
за открытие  
в области  
физики частиц  
и атомного ядра



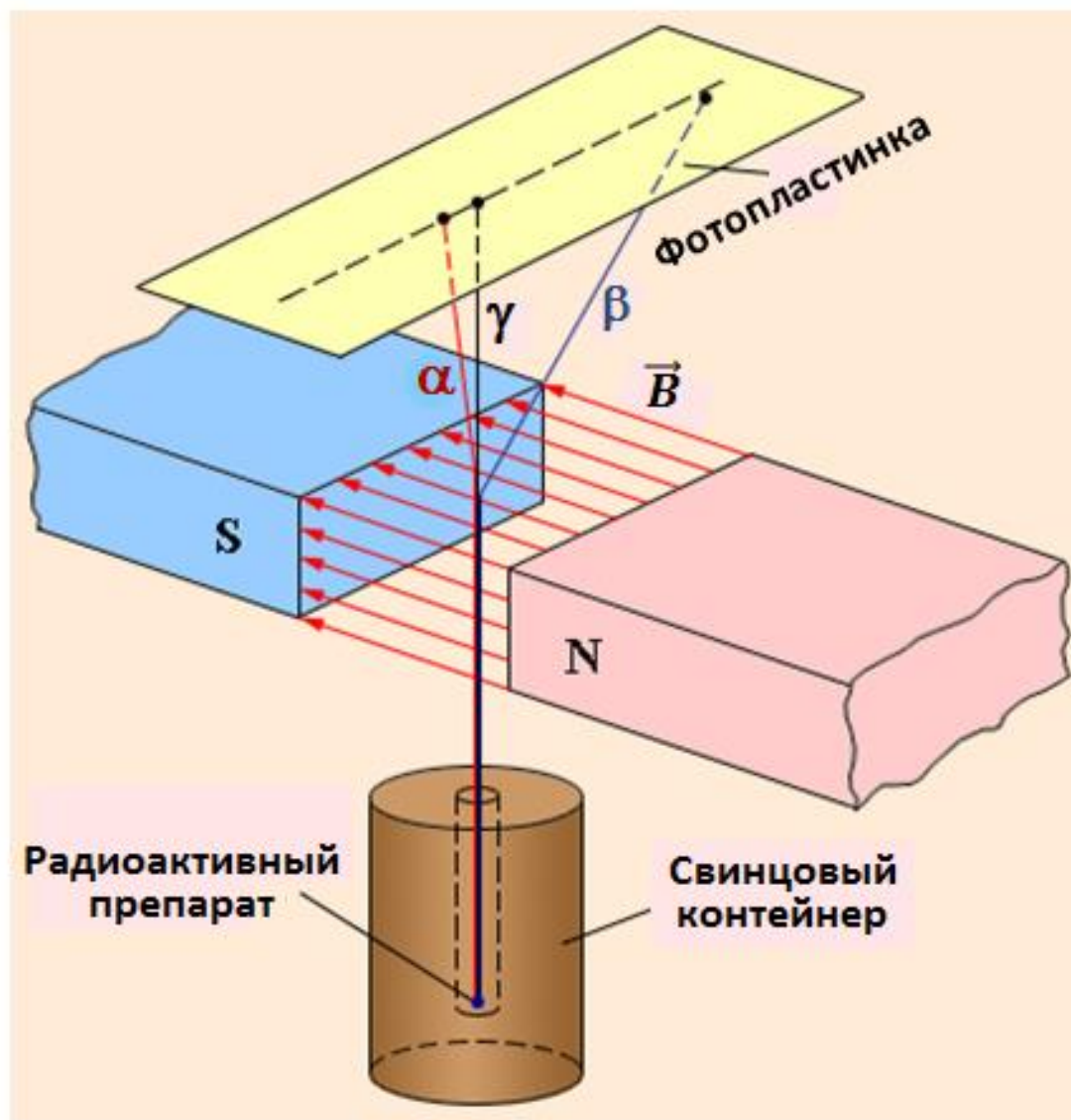
## **Темы лекции**

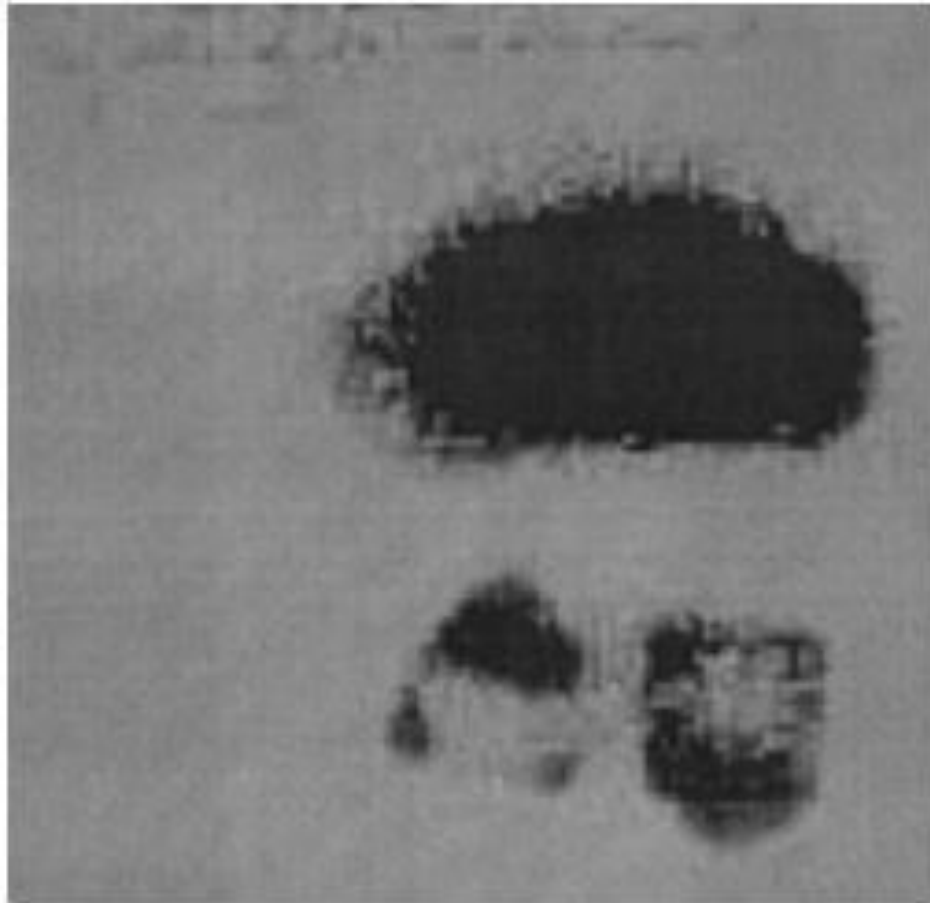
- 1. Распады и радиоактивность.  
Статистический характер распада.**
- 2. Эффекты специальной и общей теорий  
относительности в микромире.  
Основные формулы релятивистской физики.**
- 3. Обозначения и система единиц.**
- 4. Кинематика радиоактивного распада и реакций.**
- 5. Коллайдеры – ускорители на встречных пучках.**

***Приложение***

**Эквивалентные ускорители**

# Радиоактивность





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

# Радиоактивность – самопроизвольное испускание атомными ядрами различных частиц и излучений

К 1900 г. наблюдались

основные виды радиоактивности:

- Альфа ( $\alpha$ ) распад (испускание ядер гелия)  
– 1898 г. Э. Резерфорд,
- Бета ( $\beta$ ) распад (испускание электронов)  
– 1898 г. Э. Резерфорд,
- Гамма ( $\gamma$ ) распад (испускание гамма-квантов)  
– 1900 г. П. Виллард.

Все эти распады обусловлены внутриядерными процессами. Но сами ядра были открыты лишь в 1911 г. Э. Резерфордом.

*Потемнение фотопластинок, наблюдавшееся Беккерелем, было вызвано гамма-квантами и электронами, испускавшимися при радиоактивном распаде ядер урана.*

**Радиоактивный распад – спонтанный (случайный) процесс, характерный для событий, происходящих в микромире, т.е. на квантовом уровне.**

**Результат каждого отдельного события нельзя предсказать, а лишь его вероятность.**

**Это не связано с несовершенством наблюдательных приборов, а является отражением природной случайности самого квантового явления.**

# Закон радиоактивного распада

Пусть в момент времени  $t$  имеется  $N(t)$  одинаковых радиоактивных ядер или нестабильных частиц и вероятность распада отдельного ядра (частицы) в единицу времени равна  $\lambda$ .

Тогда за промежуток  $dt$  число радиоактивных ядер (частиц) уменьшится на  $dN$ , причём

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

откуда

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda t} = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где  $N(0)$  – число радиоактивных ядер (частиц) в момент  $t = 0$ .

Наряду с  $\lambda$  используют

$\tau = \frac{1}{\lambda}$  – среднее время жизни ядра (до распада);

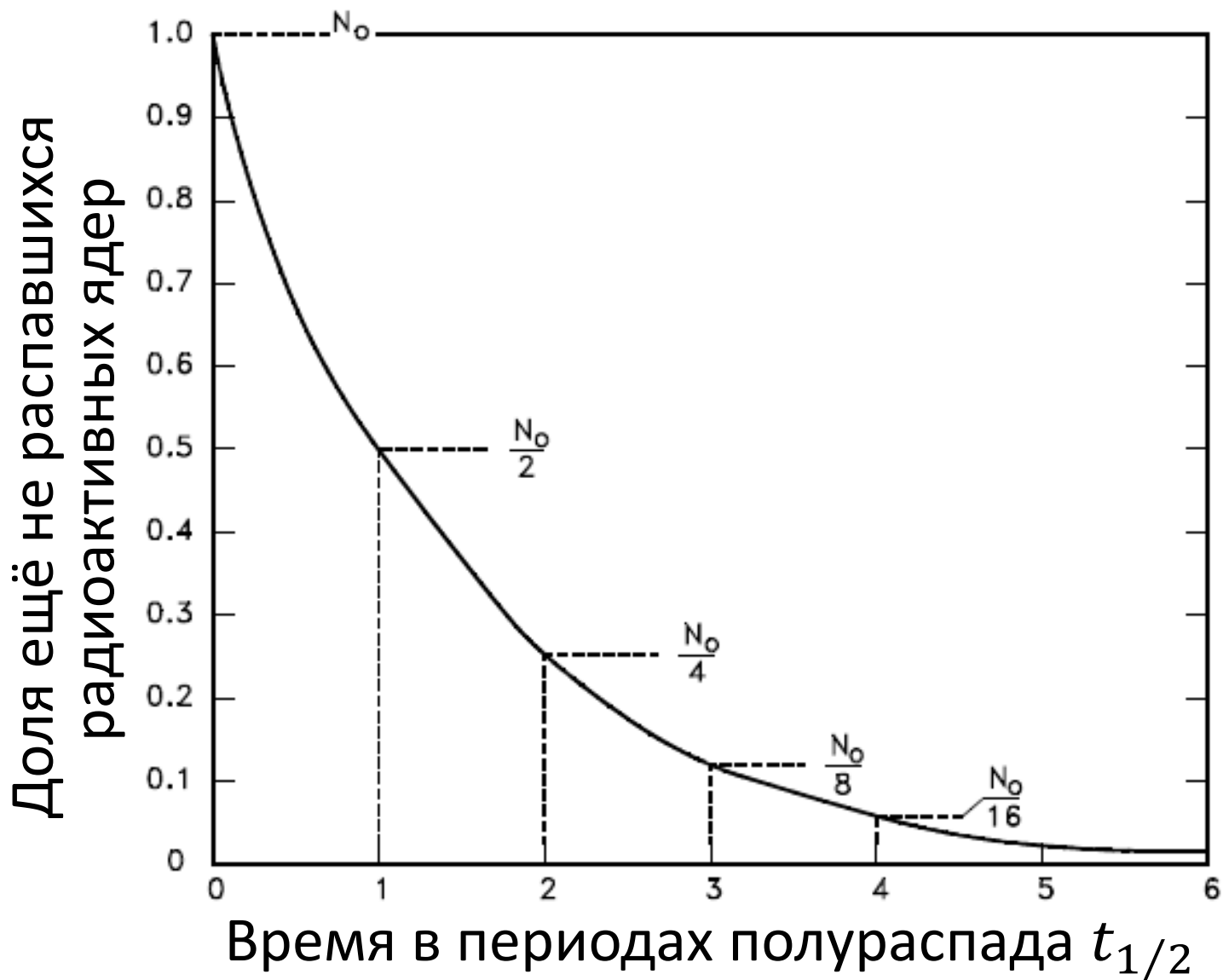
$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$  – период полураспада.

Среднее число  $\bar{n}$  распадов за малое время  $t$ :

$$\bar{n} \approx N\lambda t$$

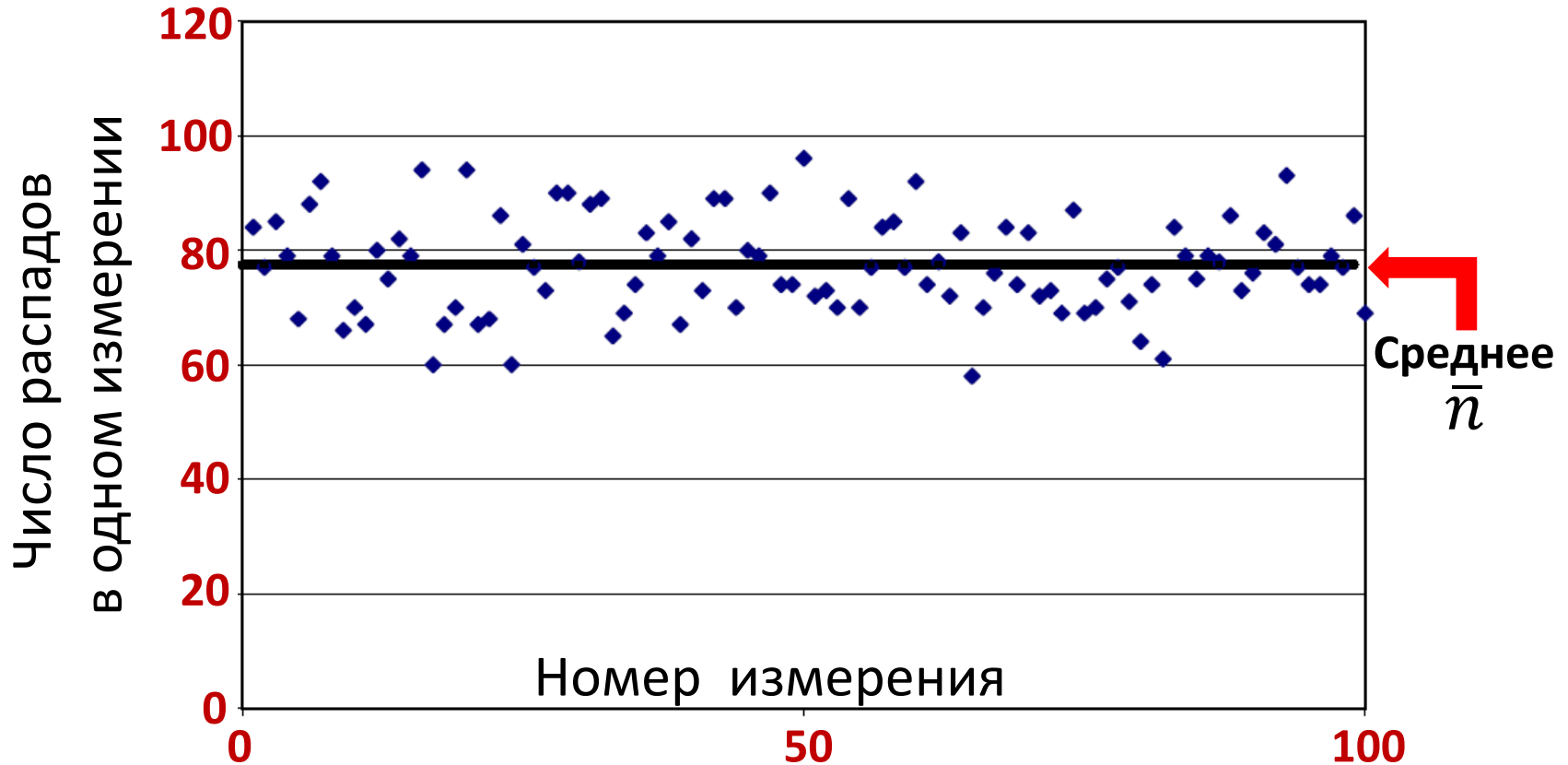


## Кривая радиоактивного распада



## Пример:

**100** одинаковых по времени измерений распадов от одного радиоактивного источника



$$\bar{n} = 77,47$$

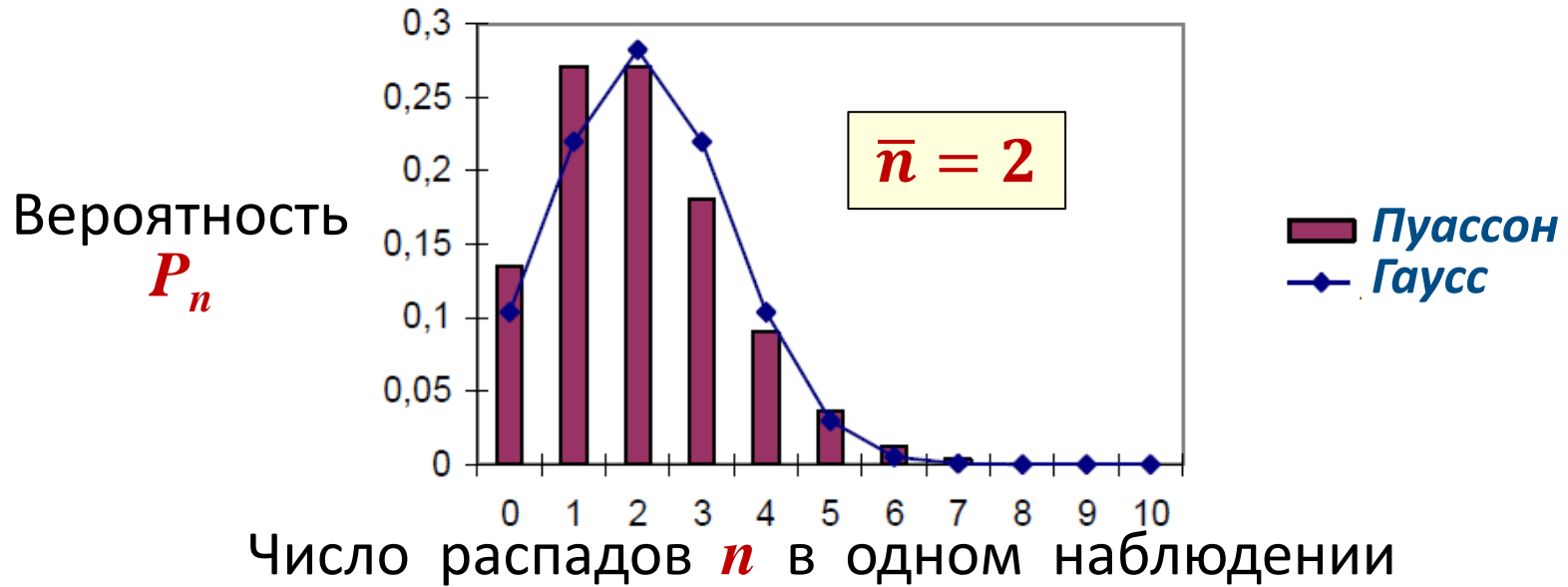
Вероятность  $P_n$  за время  $t$  испытать  $n$  распадов даётся распределением Пуассона:

$$P_n(\text{Пуассон}) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}.$$

При  $\bar{n} \gg 1$  оно переходит в распределение Гаусса:

$$P_n(\text{Гаусс}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}.$$

# Распределения Пуассона и Гаусса для $\bar{n} = 2$ и $7$ :



# Эффекты относительности в микромире

В микромире – мире *атомов* ( $10^{-8}$  см),  
*ядер* ( $10^{-12}$  –  $10^{-13}$  см)  
и *частиц* ( $10^{-13}$  –  $10^{-17}$  см),

где скорости движения объектов  
часто сопоставимы, близки или равны  
скоростям света,

отчетливо проявляются

эффекты теории относительности.

Рассмотрим необходимые соотношения  
специальной теории относительности  
и некоторые примеры.

# Основные формулы релятивистской физики

- **Лоренц-фактор:**  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \frac{T}{mc^2}$ ,  
где  $\beta = \frac{v}{c}$ , а  $v$  – скорость,  $T$  – кинетическая энергия,
- **Полная энергия:**  $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} = \gamma mc^2 = mc^2 + T$ ,
- **Кинетическая энергия:**  $T = mc^2(\gamma - 1)$ ,
- **Импульс:**  $\vec{p} = \gamma m\vec{v}$ ,
- $v = c\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2} = c\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{T+mc^2}\right)^2}$ ,
- $p^2c^2 = T(2mc^2 + T) = 2Tmc^2 + T^2$ .

$$E^2 - p^2c^2 = \textit{invariant},$$

где  $E$  – **полная энергия** частицы или системы частиц,  
 $p$  – **импульс** частицы или суммарный импульс системы частиц.



# Система единиц:

## Гауссова +

## некоторые внесистемные величины

### Единица энергии:

**1 электронвольт (эВ):**  $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ,

$1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$ ,  $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$ ,  $1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$ ,

$1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$ .

### Единица расстояний:

**1 Ферми (Фм)** или фемтометр (фм).  $1 \text{ Фм} = 10^{-13} \text{ см}$ .

В микромире масса обычно выражается в энергетических единицах  $mc^2$ , например, масса электрона ( $9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}$ ):  $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ , масса протона ( $1,6727 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ):  $m_p c^2 = 938,27 \text{ МэВ}$ .

# Эффекты специальной и общей теорий относительности

Ниже будут рассмотрены примеры следующих эффектов, проявляющихся в микромире:

1. Эффект замедления времени для релятивистской частицы.
2. Эффект сокращения расстояний в направлении движения релятивистской частицы.
3. Эффект, предсказываемый общей теорией относительности:
  - *замедление времени в гравитационном поле (гравитационное красное смещение излучения).*

# Эффект замедления времени для релятивистской частицы

Рассмотрим частицы, испытывающие распад. Их собственное время жизни (среднее время жизни в покое состоянии) равно  $\tau_0$ .

Количество таких покоящихся частиц со временем меняется по закону радиоактивного распада

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_0}}.$$

Если частицы движутся со скоростью  $v$ , то за счёт релятивистского замедления времени среднее время их жизни возрастет до  $\tau = \gamma\tau_0$ , где Лоренц-фактор

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

В этом случае количество частиц со временем будет меняться по закону

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\gamma\tau_0}}.$$

Основной компонентой космических лучей, падающих на Землю, являются **протоны**, энергия которых может достигать  $10^{20}$  эВ.

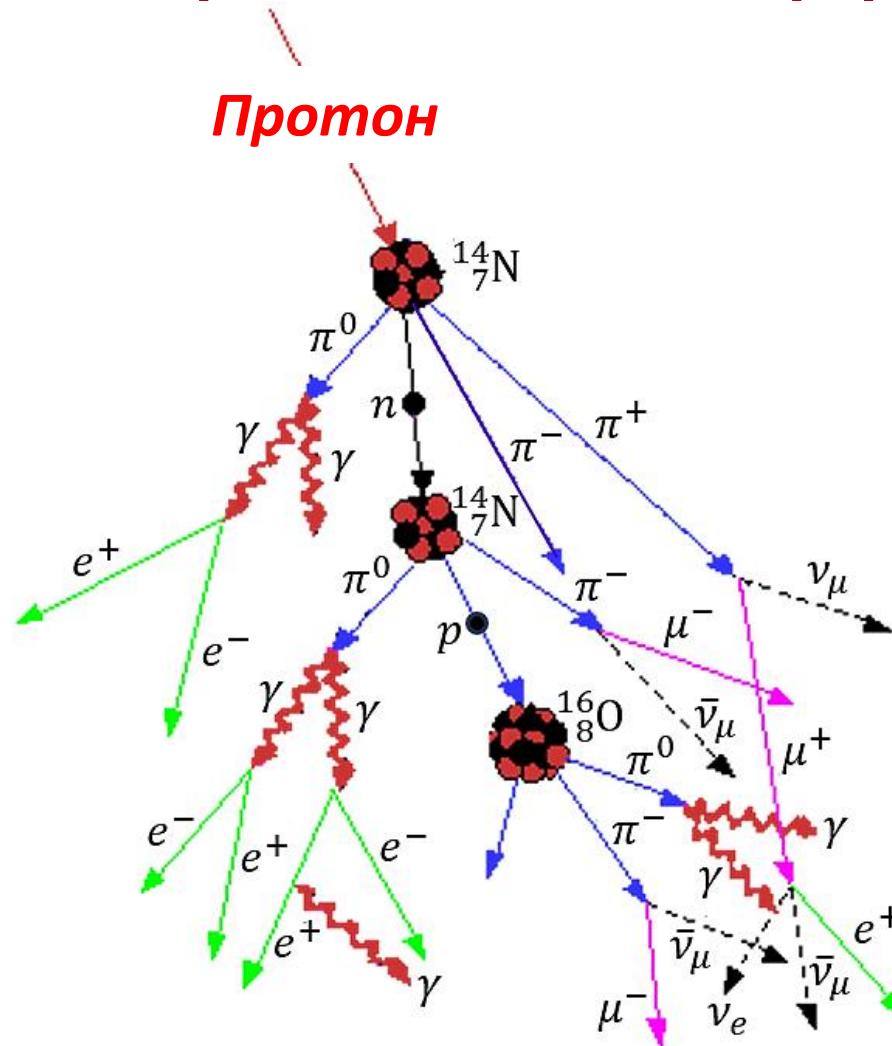
При попадании **протонов** в земную атмосферу и взаимодействии с атомными ядрами атмосферы рождаются **заряженные пионы** ( $\pi^\pm$ ), которые в свободном полете испытывают затем распад на релятивистские **мюоны** ( $\mu^\pm$ ), **мюонные нейтрино**  $\nu_\mu$  (или их **антинейтрино**  $\bar{\nu}_\mu$ ):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu ,$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu .$$

Для такого распада  $\tau_0(\pi^\pm) = 2,6 \cdot 10^{-8}$  сек .

# «Ливень» вторичных частиц, рождаемых космическим протоном в атмосфере Земли



В свою очередь мюоны распадаются по схеме

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Собственное время жизни относительно такого распада  $\tau_0(\mu^\pm) = 2,2 \cdot 10^{-6}$  сек .

Пусть на высоте **5 км** от поверхности Земли рождаются мюоны с кинетической энергией

$$T_\mu = 1 \text{ ГэВ} .$$

Двигаясь в направлении земной поверхности, будут ли они достигать её до распада?



*Не учитываем замедление времени у движущейся частицы.*

Тогда для расстояния  $l_0$ , пройденного релятивистским мюоном за время  $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$  сек, получаем

$$l_0 \approx c\tau_0 = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}} \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ сек} = 660 \text{ м}.$$

И доля мюонов, достигших поверхности Земли, равна

$$\frac{N(l)}{N(0)} = e^{-\frac{ct}{c\tau_0}} = e^{-\frac{l}{l_0}} = e^{-\frac{5000}{660}} = 5,13 \cdot 10^{-4}.$$

*С учетом релятивистского замедления времени имеем*

$$\frac{N(l)}{N(0)} = e^{-\frac{ct}{c\gamma\tau_0}} = e^{-\frac{l}{\gamma l_0}} \approx e^{-\frac{5000}{10,46 \cdot 660}} = 0,484.$$

При этом расстояние  $l = \gamma l_0$ , пройденное мюоном за среднее время жизни  $\gamma\tau_0$ , возрастает до

$$\approx 10,46 \cdot 660 \approx 6,9 \text{ км},$$

где Лоренц-фактор  $\gamma = 10,46$

найден из формулы:  $\gamma = 1 + \frac{T}{mc^2}$ .

**Итак,**  
**релятивистское замедление времени**  
**позволяет почти половине мюонов**  
**с кинетической энергией 1 ГэВ,**  
**родившихся на высоте 5 км,**  
**и двигающихся в направлении Земли,**  
**достичь её поверхности.**

# Эффект сокращения продольного размера

В *Большом Адронном Коллайдере*  
(*Large Hadron Collider*)

кинетическая энергия ускоренных протонов  
достигает **6800 ГэВ  $\approx$  7 ТэВ**.

Такие **протоны** должны испытывать  
значительное уменьшение своего  
продольного размера (в направлении движения)  
за счёт релятивистского сокращения  
продольных размеров движущихся тел.  
Это сокращение определяется соотношением

$$L = \frac{1}{\gamma} L_0 ,$$

где  $L$  и  $L_0$  – продольные размеры движущегося ( $L$ )  
и покоящегося ( $L_0$ ) тела, а  $\gamma$  – Лоренц-фактор.

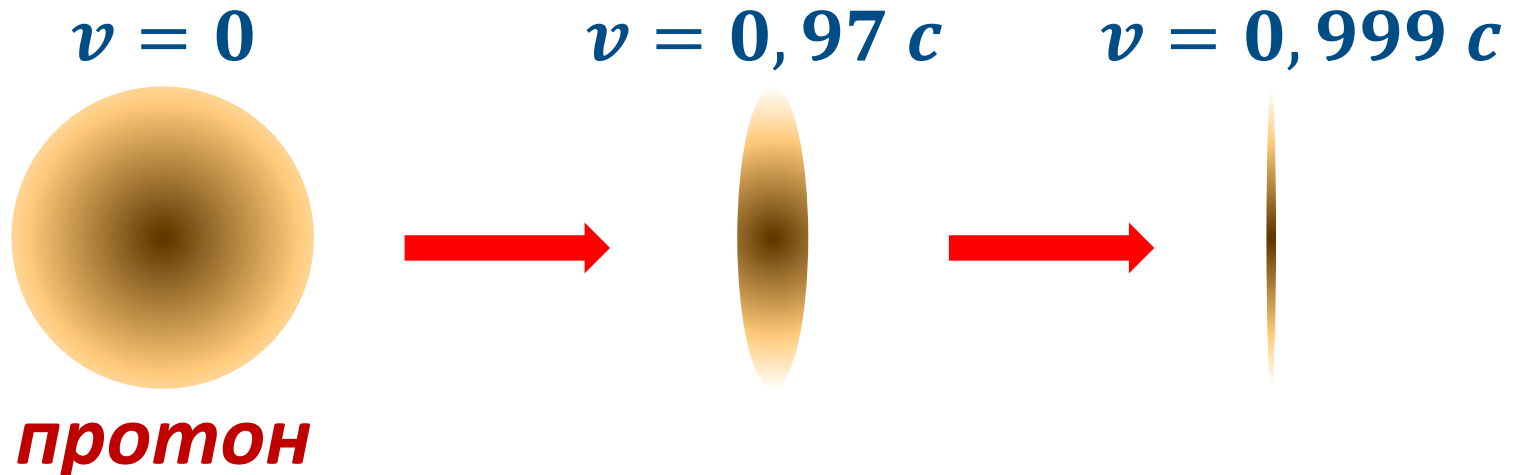
Найдем, до какой величины сократится  
продольный размер **протона**  
с кинетической энергией  **$\approx$  7 ТэВ**.

Покоящийся **протон** сферически симметричен  
и его радиус  $\approx 0,8 \text{ Фм} = 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ .

Учитывая Лоренц-фактор протона с  $T_p \approx 7000 \text{ ГэВ}$ :

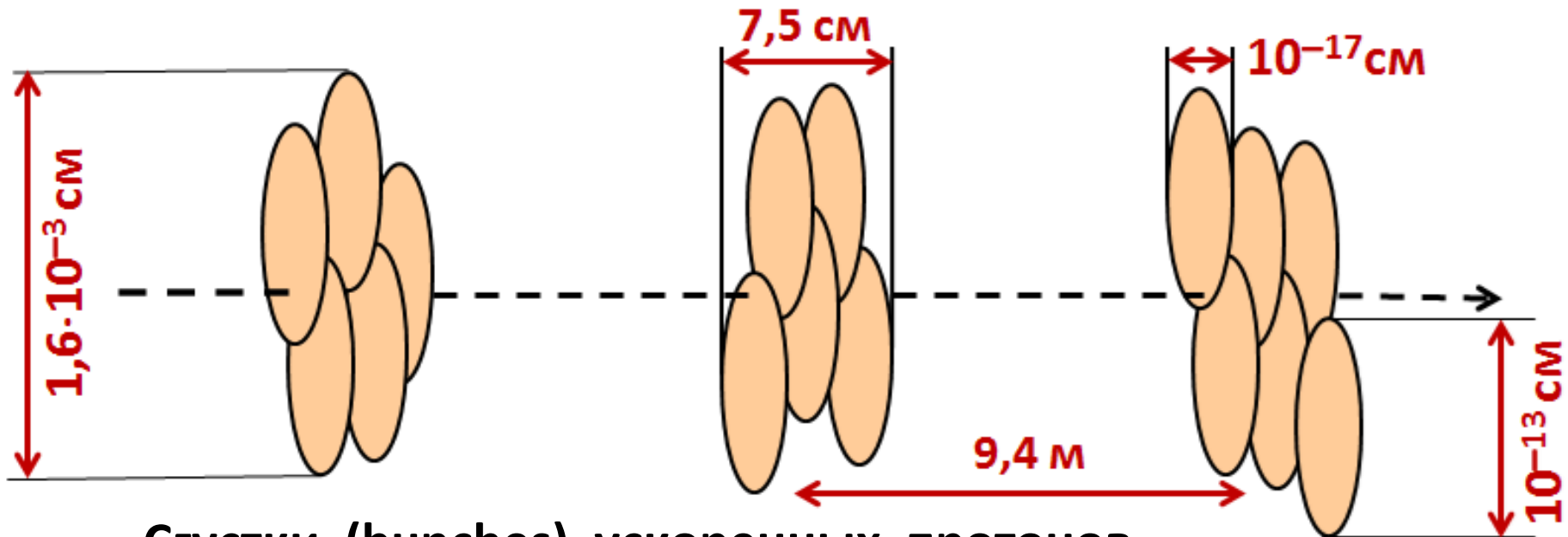
$$\gamma_p = 1 + \frac{T_p}{m_p c^2} = 1 + \frac{7000 \text{ ГэВ}}{0,93827 \text{ ГэВ}} = 7462 \approx 7500,$$

получаем, что **радиус протона** в продольном  
направлении сократится до  $\approx 10^{-4} \text{ Фм} = 10^{-17} \text{ см}$ .



Протон в LHC достигает скорости отличной от скорости света всего на  $10^{-8}$  её части, (на  $\approx 3$  м/сек)

Структура протонного пучка в LHC:



Сгустки (bunches) ускоренных протонов.

Число протонов в банче  $10^{11}$  частиц.

Длина банча 7,5 см.

Поперечный диаметр банча  $1,6 \cdot 10^{-3}$  см.

Расстояние между банчами 9,4 м.

**Эффект  
гравитационного красного смещения  
электромагнитного излучения  
(замедления времени в гравитационном поле)**

**Явление заключается в том, что при удалении фотона от гравитирующего тела (например, Земли), его измеряемая частота уменьшается (фотон «краснеет»).**

**Явление объясняется тем, что измеряющие эту частоту идеальные стандартные часы (атомы или атомные ядра) сами идут быстрее (увеличивают свои характерные частоты) на бõльшей высоте, а частота фотона в статическом гравитационном поле с высотой не меняется.**

**Так что фотон краснеет только относительно часов.**

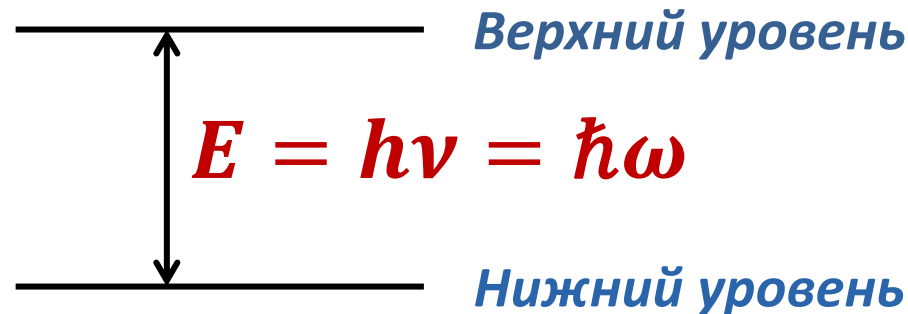


Гравитационное красное смещение  
предсказывается  
Общей Теорией Относительности (ОТО),  
но правильная величина  
этого смещения может быть получена  
и без использования формализма ОТО  
при учете всего одного положения этой теории:

*Полная энергия фотона  $\hbar\omega$ , т.е. его частота,  
не меняется при движении сквозь  
статический гравитационный потенциал.*

## Атомные или ядерные часы

Атомы и атомные ядра обладают свойством идеальных стандартных часов высокой точности. Темп или частота хода таких часов определяется энергией (суть – частотой) электромагнитного перехода между двумя какими-либо атомными (или ядерными) уровнями:



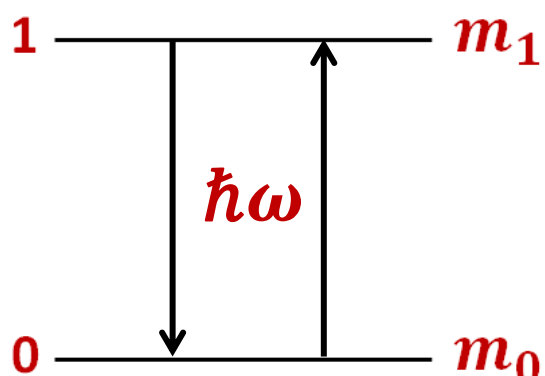
Здесь  $h$  - постоянная Планка,  $\hbar = h/2\pi$  - приведённая постоянная Планка,  $\nu$  – обычная частота,  $\omega = 2\pi\nu$  - круговая частота.

Темп (частота) хода таких атомных (или ядерных) часов определяется частотами  $\nu$  или  $\omega$ .

## Вывод основного соотношения:

Рассмотрим *атомное ядро* (или *атом*) в двух энергетических состояниях – основном  $E_0 = m_0 c^2$  и первом возбужденном  $E_1 = m_1 c^2$ .

При переходе  $1 \rightarrow 0$  испускается фотон с частотой


$$\omega = \frac{E_1 - E_0}{\hbar} = \frac{(m_1 - m_0)c^2}{\hbar} = \frac{\Delta m c^2}{\hbar}.$$

Поднимем ядро на высоту  $H$  в гравитационном поле Земли. И разность энергий уровней возрастет на приращение потенциальной гравитационной энергии  $\Delta U = \Delta m \cdot gH$ .

Частота фотона, отвечающего переходу между уровнями, возрастет на величину

$$\Delta\omega = \frac{\Delta U}{\hbar} = \Delta m \frac{gH}{\hbar}.$$

Итак, имеем относительное приращение частоты

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{gH}{c^2}$$

Свяжем с рассматриваемым двухуровневым ядром соответствующие ядерные часы, темп хода которых задается частотой  $\omega$ .

Подъём из глубины гравитационного потенциала приводит к увеличению темпа работы часов.

Пусть при переходе  $1 \rightarrow 0$  между уровнями нижнего ядра испущен фотон с частотой  $\omega$ , летящий в сторону верхнего ядра.

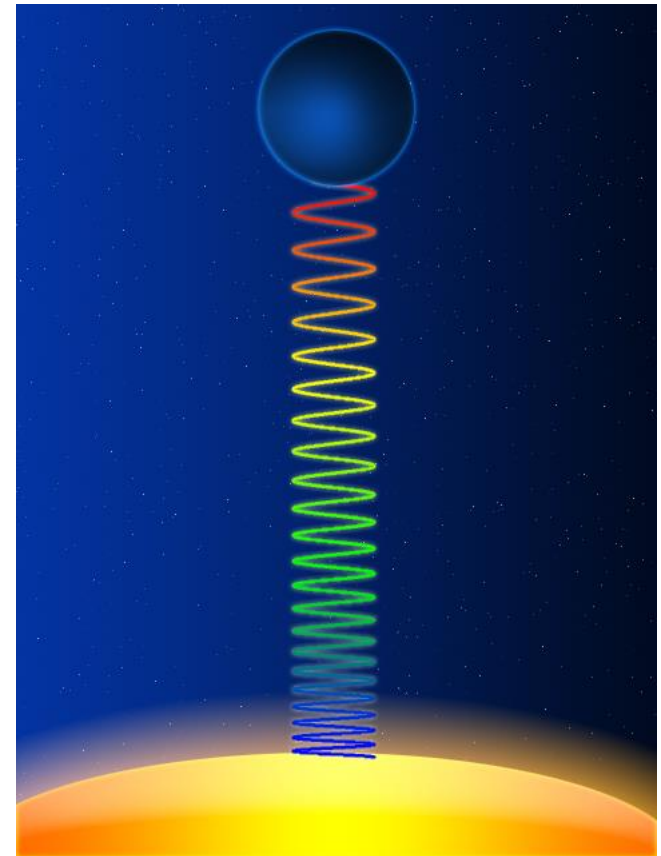
Согласно ОТО фотон в стационарном гравитационном потенциале не меняет частоту и он прилетает к верхнему ядру (верхним часам) с той же частотой  $\omega$ .

Верхнее ядро «увидит» снижение частоты прилетевшего снизу фотона по сравнению с собственной (возросшей) частотой

$$\text{на величину } \Delta\omega = \omega \frac{gH}{c^2}.$$

Будет зафиксировано снижение темпа работы нижних часов по сравнению с верхними

**Снижение темпа работы  
нижних часов  
верхний наблюдатель  
воспринимает  
как покраснение  
(увеличение длины волны)  
прилетевшего снизу фотона**



**Эйнштейн:**

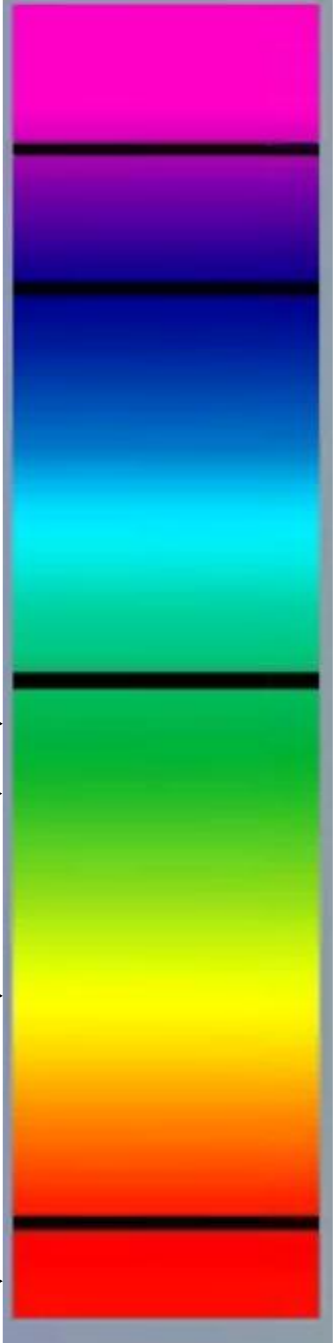
*Часы идут медленнее,  
если они установлены вблизи весомых масс.*

*Отсюда следует,  
что спектральные линии света,  
попадающего к нам  
с поверхности больших звёзд,  
должны сместиться  
к красному концу спектра.*

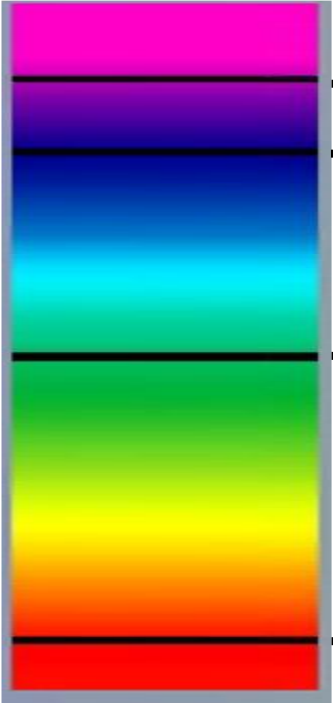
Спектр  
атома водорода



Легкий излучатель

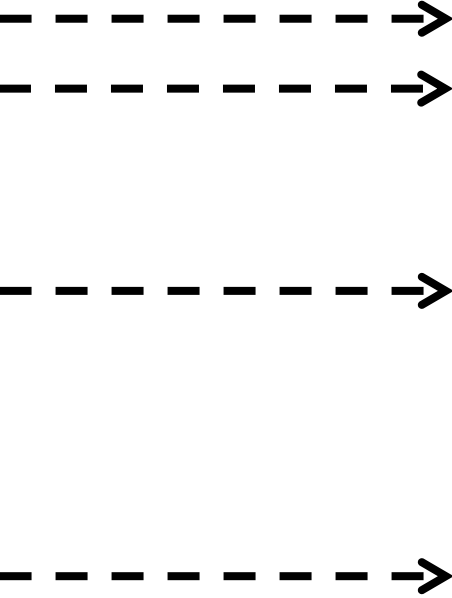


Массивный излучатель

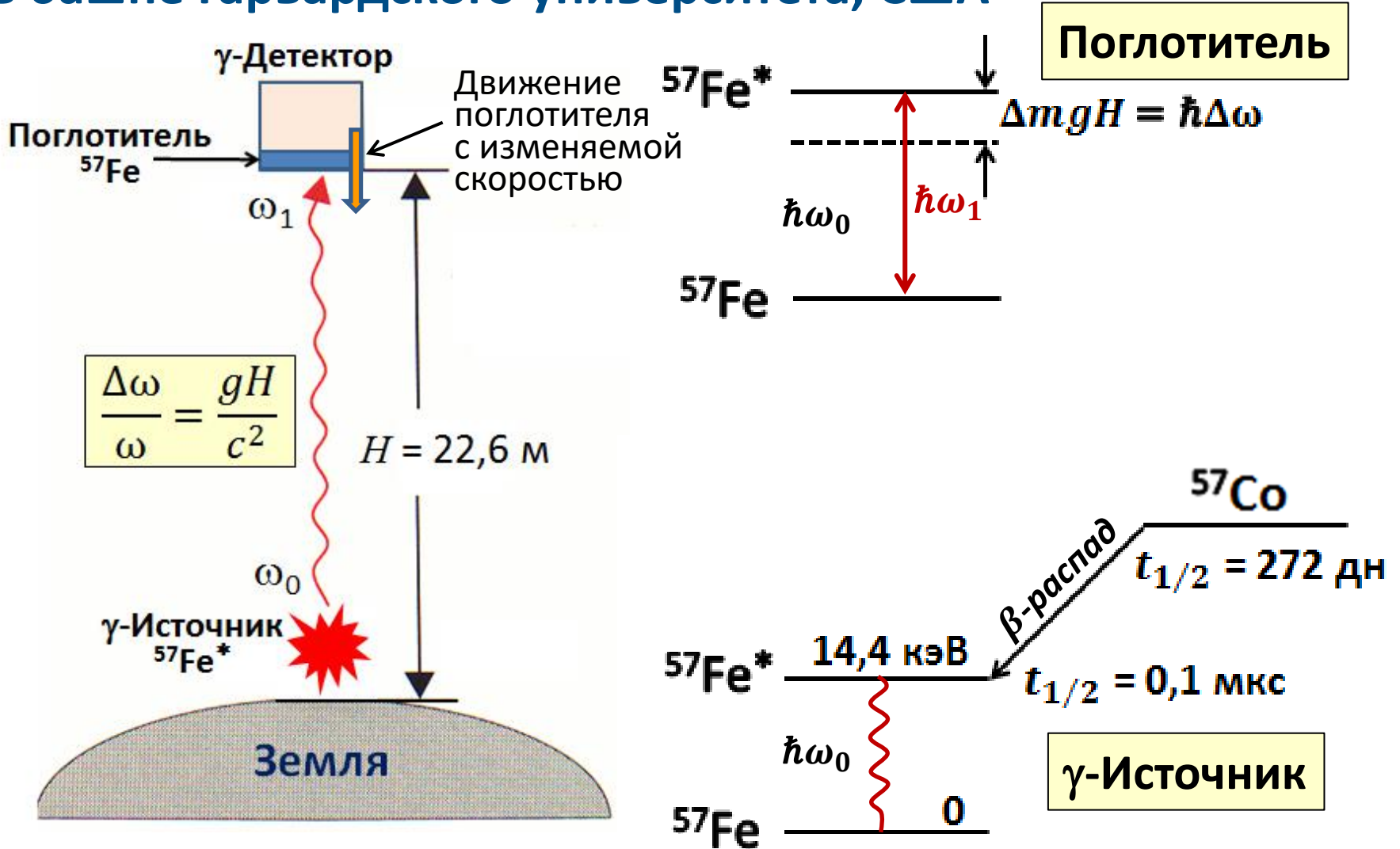


450 нм

650 нм



# Опыт Паунда и Ребке, 1959 г. с перепадом высоты 22,6 м в башне Гарвардского университета, США





Для компенсации недостающей ядрам поглотителя энергии фотона используется **эффект Доплера** – движение поглотителя навстречу источнику.

Относительное изменение энергии (частоты) ядерного перехода при подъеме на **22,6 м** составляет:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \hbar \omega}{\hbar \omega} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9,807 \text{ м/сек}^2 \cdot 22,6 \text{ м}}{(3 \cdot 10^8 \text{ м/сек})^2} = 2,46 \cdot 10^{-15} .$$

Эксперимент дал  $(2,57 \pm 0,26) \cdot 10^{-15}$ .

Позже эффект был подтвержден с точностью **0,01%** .

Компенсация гравитационного красного смещения в опыте **Паунда** и **Ребке** потребовала сближения поглотителя с источником со скоростью  $\approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ см/сек}$  .

# Кинематика распада

Необходимым условием распада

$$M \rightarrow m_1 + m_2 + m_3 + \dots = \sum_i m_i$$

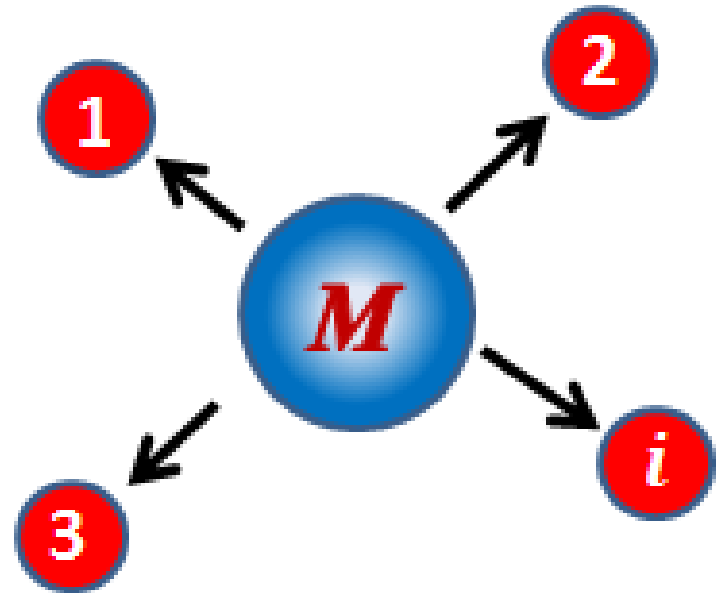
является выполнение условия

$$M > \sum_i m_i.$$

Выделяющуюся  
при распаде энергию

$$Q = \left( M - \sum_i m_i \right) c^2$$

называют *энергией распада*



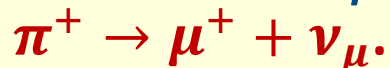
# Двухчастичный, трёхчастичный и многочастичный распады

При двухчастичном распаде



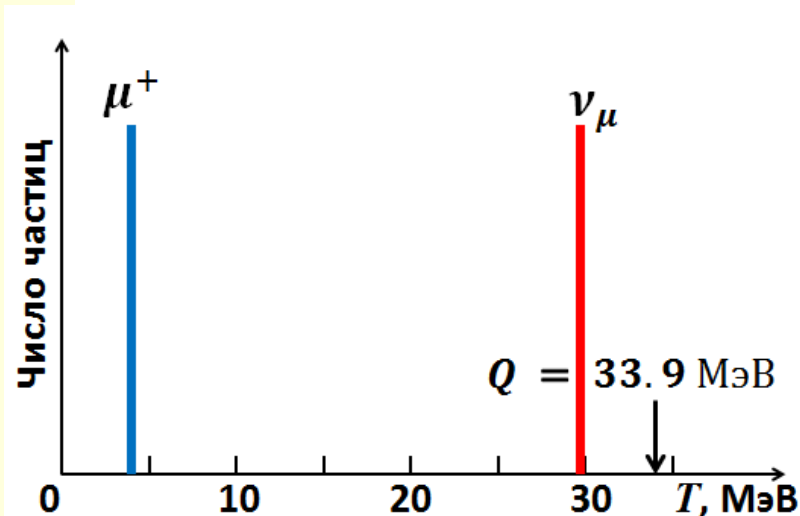
энергия  $Q$  строго определённым образом распределяется между продуктами распада – их спектр дискретен.

*Пример – распад покоящегося пиона:*



$$m_\pi c^2 = 139.6 \text{ МэВ},$$

$$m_\mu c^2 = 105.6 \text{ МэВ}, \quad m_\nu c^2 \approx 0.$$



При трёхчастичном и более распаде энергия  $Q$  случайным образом распределяется между продуктами распада – их спектр непрерывен.

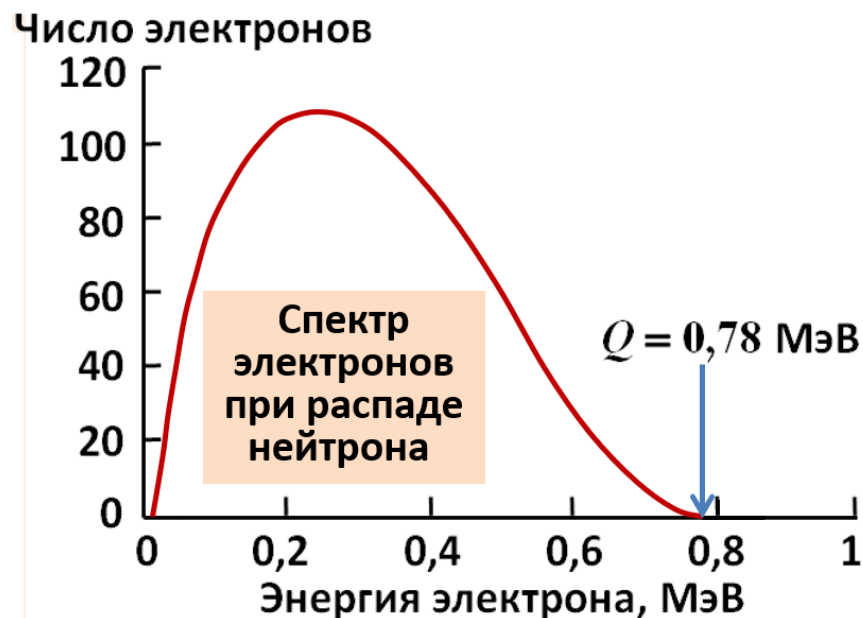
*Пример – распад покоящегося нейтрона:*



$$m_n c^2 = 939.57 \text{ МэВ},$$

$$m_p c^2 = 938.27 \text{ МэВ},$$

$$m_e c^2 = 0.51 \text{ МэВ}, \quad m_\nu c^2 \approx 0.$$



# Кинематика реакций

Рассмотрим реакцию  $A + B \rightarrow C + D + \dots$

Закон сохранения энергии через массы  $m$  и кинетические энергии  $T$  «участников» процесса:

$$(T_A + T_B) + (m_A + m_B)c^2 = (T_C + T_D + \dots) + (m_C + m_D + \dots)c^2.$$

**Энергия реакции:**

$$Q = (m_A + m_B)c^2 - (m_C + m_D + \dots)c^2$$

и закон сохранения приобретает вид:

$$(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) + Q.$$

При  $Q > 0$  (**выделение энергии**)

$$(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) + |Q|,$$

т.е. суммарная кинетическая энергия «участников» **экзотермической** реакции возрастает.

Если  $Q < 0$ , имеем  $+Q = -|Q|$   
и реакция идёт с поглощением энергии.

При этом

$$(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) - |Q|$$

и реакция возможна лишь при  $T_A + T_B \geq |Q|$ .

Таким образом, эндотермическая реакция  
имеет энергетический порог  $E_{\text{пор}}$

**Определение:**

**Порог реакции**

– минимальная величина  $T_A + T_B$ ,

при которой

эндотермическая реакция возможна

Кинематику объектов, вступающих в реакцию, принято рассматривать в двух системах координат:

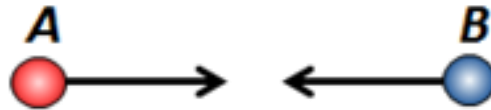
1. Системе **Ц**ентра **И**нерции – **СЦИ**.

2. **Л**абораторной **С**истеме **К**оординат – **ЛСК**.

В **СЦИ** общий центр инерции объектов покоится.

Если объектов **два**, то они двигаются навстречу друг другу, т. е. одновременно исполняют роль

**снаряда** и **мишени**:



В **ЛСК** один объект, исполняющий роль **снаряда**, летит на другой, неподвижный, исполняющий роль **мишени**.

Их общий центр инерции движется:



Вернемся к соотношению  $(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) - |Q|$ .

Из него следует, что порогу отвечает ситуация, когда  $T_A + T_B = |Q|$ , т.е. когда  $(T_C + T_D + \dots) = 0$  или  $T_C = T_D = \dots = 0$ , т.е. когда центр инерции

системы покоится (его энергия и импульс нулевые).

Это реализуется только в Системе Центра Инерции (**СЦИ**).

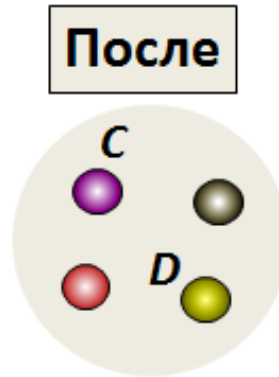
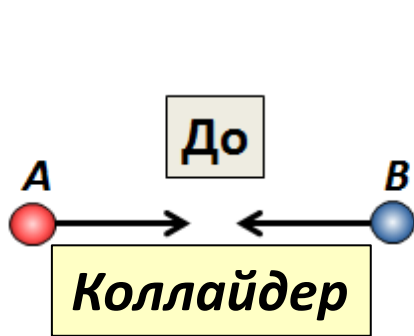
*Итак, порог в СЦИ:*

$$E_{\text{пор}}(\text{СЦИ}) = (T_A + T_B)_{\text{min}} = |Q|$$

Порог в этой системе **минимален**.

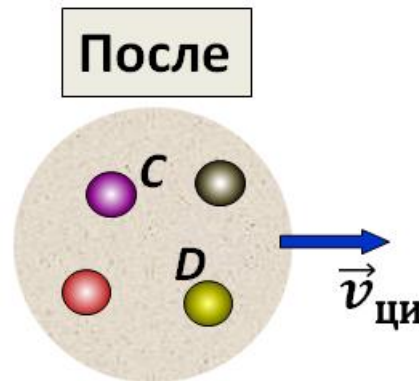
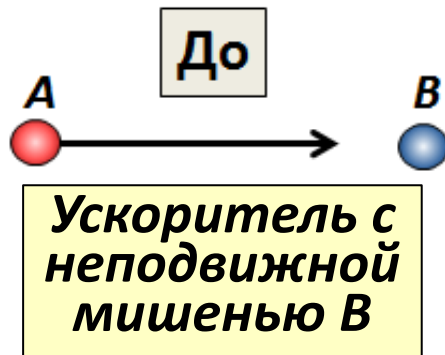
В Лабораторной Системе Координат (**ЛСК**) порог возрастает за счет того, что центр инерции системы движется. Величина порога при этом возрастает по сравнению с **СЦИ** на энергию движения центра инерции.

# Порог в системе центра инерции (СЦИ):



Все продукты  
реакции  
покоятся

# Порог в лабораторной системе координат (ЛСК):



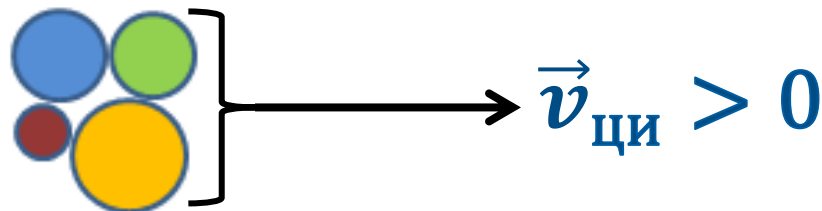
Все продукты  
реакции  
движутся  
с одинаковой  
скоростью  
 $\vec{v}_{ци}$



В **СЦИ** в пороге все продукты реакции покоятся неразделёнными, (но уже несвязанными друг с другом) в том месте, где произошла реакция



В **ЛСК** в пороге все продукты реакции двигаются с одинаковой скоростью  $\vec{v}_{\text{ци}}$  неразделёнными (но уже несвязанными друг с другом)



## Вывод формулы для пороговой энергии в ЛСК

Используем релятивистский инвариант

$$\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i c\right)^2 = \textit{invariant}$$

В СЦИ в пороге:  $E = m_C c^2 + m_D c^2 + \dots$ ,  $\sum_i \vec{p}_i c = 0$ .

В ЛСК:  $E = T_A + m_A c^2 + m_B c^2$ ,  $p^2 c^2 = T_A(2m_A c^2 + T_A)$ .

Пороговое значение  $(T_A)_{\text{пор}}$  в ЛСК получается приравниванием инварианта в ЛСК пороговому инварианту в СЦИ:

$$\begin{aligned} \left((T_A)_{\text{пор}} + m_A c^2 + m_B c^2\right)^2 - (T_A)_{\text{пор}}(2m_A c^2 + (T_A)_{\text{пор}}) &= \\ &= (m_C c^2 + m_D c^2 + \dots)^2 \end{aligned}$$

**Откуда:**

$$(T_A)_{\text{пор}} = \frac{(m_C + m_D + \dots)^2 c^4 - (m_A + m_B)^2 c^4}{2m_B c^2}$$

**Это выражение  
можно привести к виду:**

$$(T_A)_{\text{пор}} = |Q| \left( 1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2} \right) \approx |Q| \left( 1 + \frac{m_A}{m_B} \right)$$

*доля пороговой энергии,  
идущая на движение  
центра инерции*

*упрощение,  
применимое  
в ядерных реакциях*

# Коллайдеры

## – ускорители на встречных пучках

Коллайдеры отвечают протеканию реакции в системе центра инерции (**СЦИ**).

При высоких энергиях они обеспечивают колоссальное преимущество над обычными ускорителями с неподвижной мишенью, так как практически вся энергия ускоренных частиц в них может быть направлена на рождение новых частиц.

### *Пример:*

Эксперимент 1983 г. в CERN,  
позволивший открыть кванты слабого поля  
– бозоны  $W^{\pm}$  и  $Z$ .

Использовался коллайдер протон-антипротон  
с энергиями частиц по 270 ГэВ.

**Z-бозон искали и нашли в реакции  $p + \bar{p} \rightarrow Z$ .**

Как оказалось масса **Z-бозона  $m_Z c^2 \approx 91,2$  ГэВ.**

Поэтому для его рождения достаточно иметь в **СЦИ**  
(протон-антипротонный коллайдер)

частицы с энергиями по **44,7 ГэВ.** Действительно,

$$(T_p + T_{\bar{p}})_{min} = |Q| = |2 \cdot m_p c^2 - m_Z c^2| \approx 89,3 \text{ ГэВ}$$

и  $(T_p)_{min} = (T_{\bar{p}})_{min} = 89,3 \text{ ГэВ} / 2 \approx 44,7 \text{ ГэВ}.$

В то же время для рождения **Z-бозона в ЛСК,**  
т.е. **на ускорителе с неподвижной мишенью**  
(мишень – жидкий водород,

бомбардирующие частицы – антипротоны),  
нужны антипротоны с энергией не менее

$$(T_{\bar{p}})_{min} = |Q| \left( 1 + \frac{m_{\bar{p}}}{m_p} + \frac{|Q|}{2m_p c^2} \right) =$$

$$= 89,3 \cdot \left( 1 + 1 + \frac{89,3}{2 \cdot 0,94} \right) \text{ ГэВ} \approx 4420 \text{ ГэВ} = 4,420 \text{ ТэВ}.$$



Такая энергия ускоренных частиц достигнута на Большом Адронном Коллайдере лишь в **2015 г.** В то же время в историческом эксперименте **1983 г.** в **CERN**, приведшему к открытию квантов слабого поля, использовался коллайдер протон-антипротон с энергиями частиц «всего» по **270 ГэВ.**

**Нобелевская премия 1984 г.** За открытие квантов слабого поля присуждена итальянцу **Карло Руббиа** (лидер команды физиков) и голландцу **Симону Ван дер Мееру** (конструктор коллайдера):

**Карло  
Руббиа**



**Симон  
Ван дер Меер**



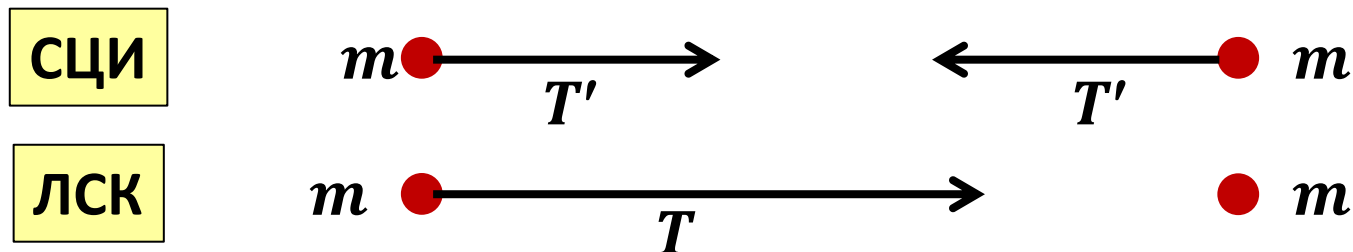
## Приложение:

### Эквивалентные ускорители

Ускорители с неподвижной мишенью (система ЛСК) и на встречных пучках (система СЦИ) называются эквивалентными, если они обеспечивают одну и ту же энергию, идущую на изменение внутреннего состояния сталкивающихся частиц или рождения новых частиц одной массы.

Рассмотрим столкновение двух одинаковых частиц массы  $m$  в СЦИ и ЛСК. Сравним пороговые энергии в этих двух системах координат, необходимые для рождения частицы массы  $M$ .

Кинетические энергии сталкивающихся частиц в СЦИ обозначим  $T'$ . Кинетическую энергию частицы-снаряда в ЛСК обозначим  $T$ .



Будем считать, что частица массы  $M$  рождается в реакции



Для рождения частицы массы  $M$  в СЦИ нужна энергия

$$(T'_{min} + T'_{min}) = -Q = Mc^2 \quad \text{или} \quad T'_{min} = \frac{Mc^2}{2}.$$

Соответствующая энергия в ЛСК даётся пороговой формулой

$$T_{min} = Mc^2 \left( 1 + \frac{m}{m} + \frac{Mc^2}{2mc^2} \right).$$

Делая в этом соотношении замену  $Mc^2 = 2T'_{min}$ , приходим к выражению

$$T_{min} = 2T'_{min} \left( 1 + \frac{m}{m} + \frac{2T'_{min}}{2mc^2} \right) = \frac{2T'_{min}}{mc^2} (T'_{min} + 2mc^2).$$

Опуская индекс « $min$ », получаем энергию ускорителя в ЛСК, эквивалентную ускорителю в СЦИ:

$$T = \frac{2T'}{mc^2} (T' + 2mc^2)$$

В релятивистском случае  $T' \gg 2mc^2$  и  $T \approx \frac{2T'^2}{mc^2}$