

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)

Все слайды к лекциям выложены на сайте «Ядерная физика в интернете»

Ядерная физика в интернете

Проект кафедры общей ядерной физики [физического факультета МГУ](#)
и отдела электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер [НИИЯФ МГУ](#)



Поиск по сайту

- Новое на сайте
- Нобелевские лауреаты по физике
- Фотографии и биографии физиков
- Хроника открытий в физике ядра и частиц
- Борис Саркисович ИШХАНОВ. Воспоминания сотрудников, друзей, родных

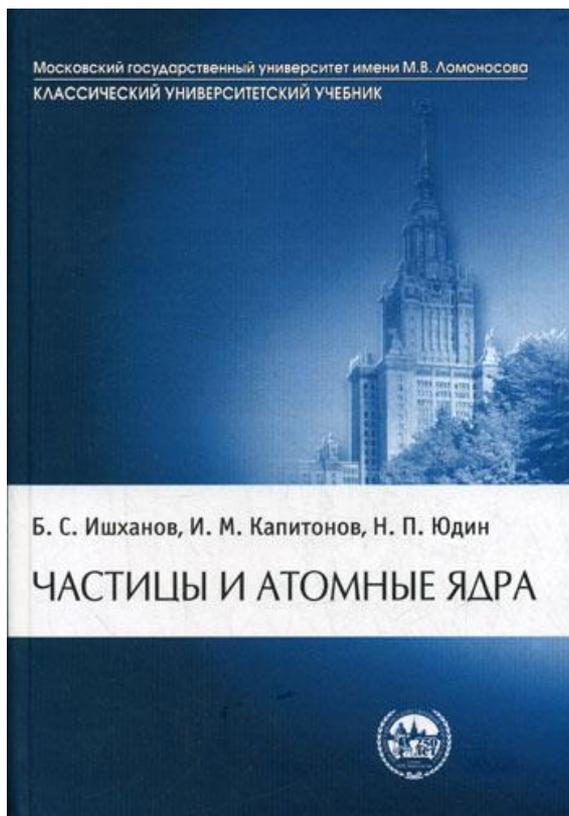
Справочные материалы

- Частицы и атомные ядра. Основные понятия
- Атомные ядра. Основные характеристики
- Физика атомного ядра и частиц в Физической энциклопедии
- Таблицы частиц
- Константы и единицы измерений
- Греческий алфавит
- Таблица Менделеева
- Названия химических элементов

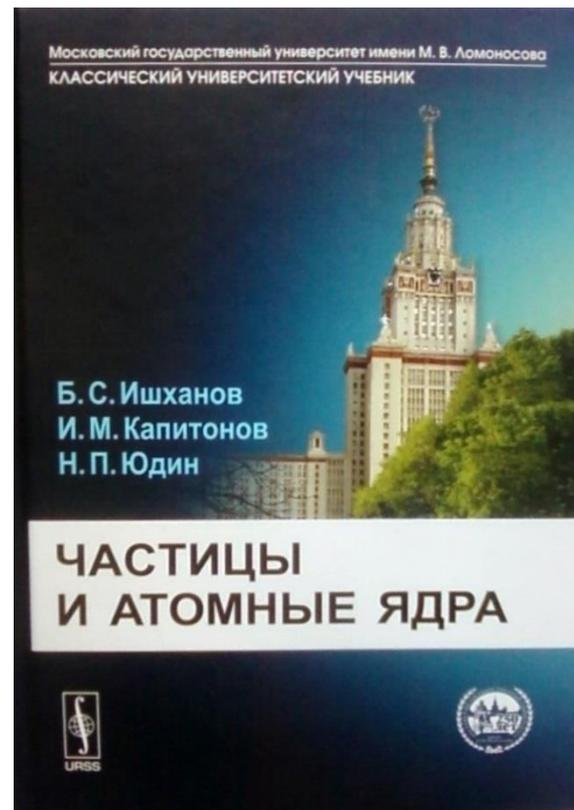
Учебные материалы курса «Физика атомного ядра и частиц»

- **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 (2021)
- Семинары профессора И. М. Капитонова
- Частицы и атомные ядра (основные вопросы по курсу)
- 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
- Семинары по физике атомного ядра и частиц. Е. В. Широков (видео)
- Задачи и решения. Н. Г. Гончарова, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Э. И. Кэбин, М. Е. Степанов
- **Описания задач общего ядерного практикума физического факультета МГУ**
- Темы курсовых работ для студентов второго курса

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

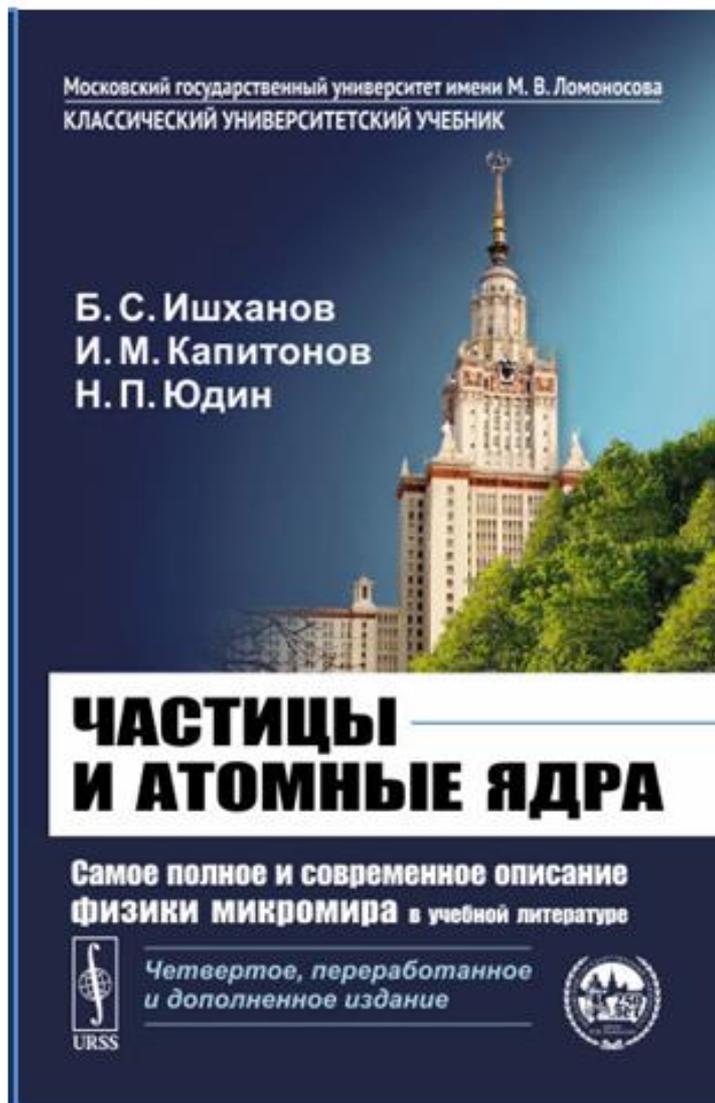


2007



2013

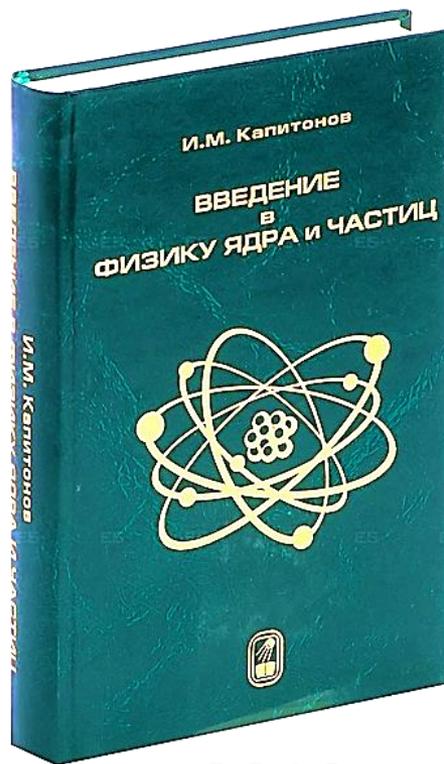
2018



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



2002



2010

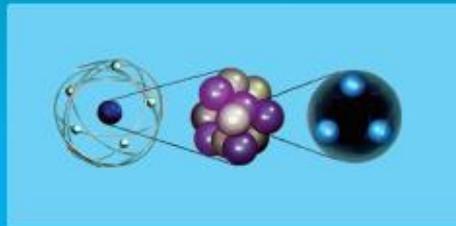


2017

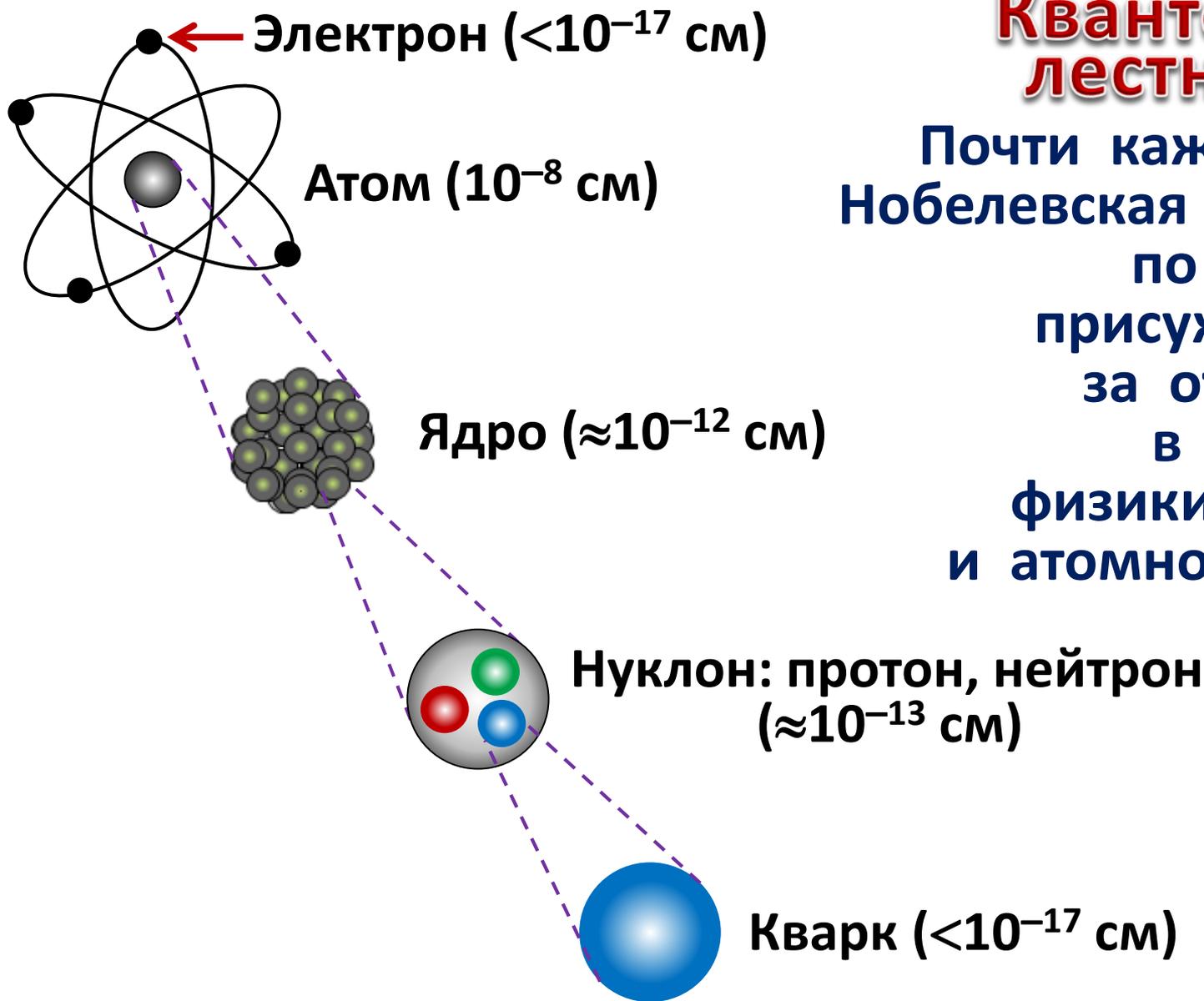
Н.Г. Гончарова, Б.С. Ишханов,
И.М. Капитонов

ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА

ЗАДАЧИ С РЕШЕНИЯМИ
И КОММЕНТАРИЯМИ



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



Квантовая лестница

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

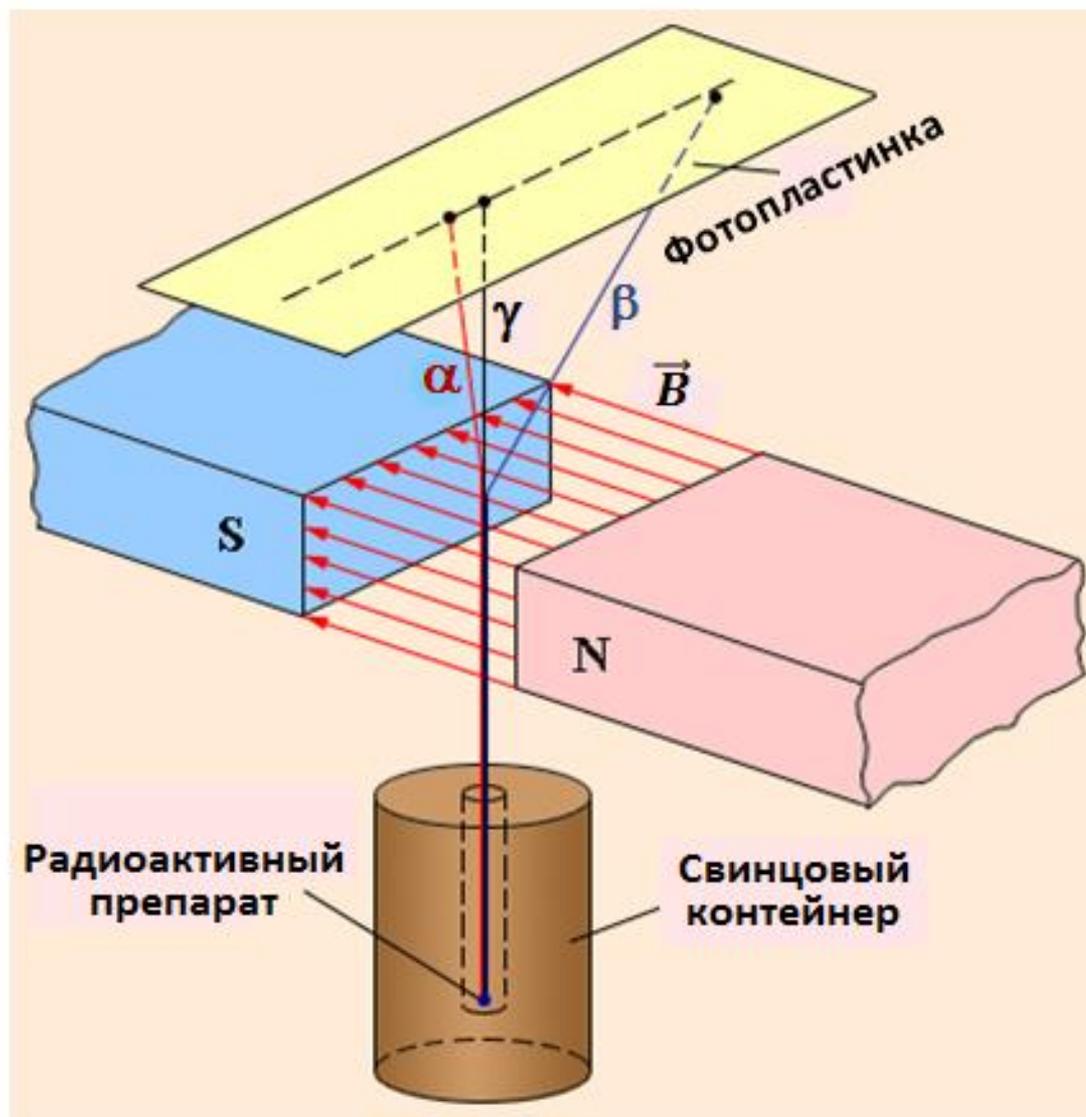
Темы лекции

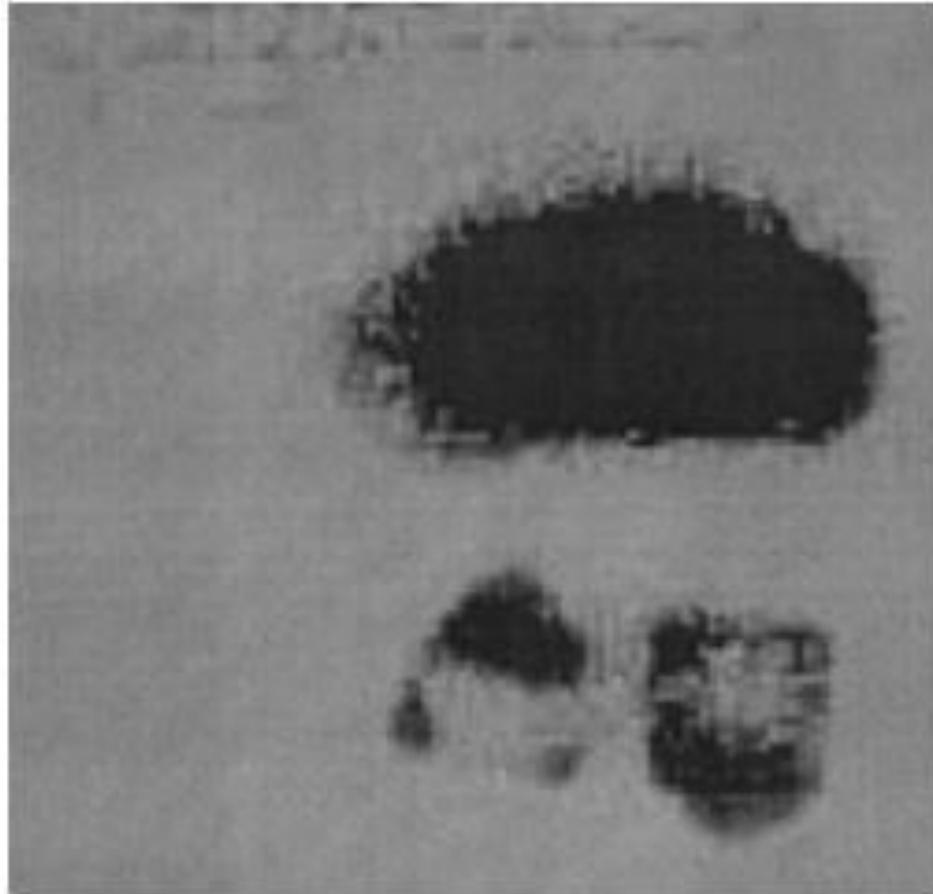
- 1. Распады и радиоактивность.
Статистический характер распада.**
- 2. Эффекты специальной и общей теорий
относительности в микромире.
Основные формулы релятивистской физики.**
- 3. Обозначения и система единиц.**
- 4. Кинематика радиоактивного распада и реакций.**
- 5. Коллайдеры – ускорители на встречных 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 (α) распад (испускание ядер гелия)
– 1898 г. Э. Резерфорд,
- Бета (β) распад (испускание электронов)
– 1898 г. Э. Резерфорд,
- Гамма (γ) 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 λ .

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 λ используют

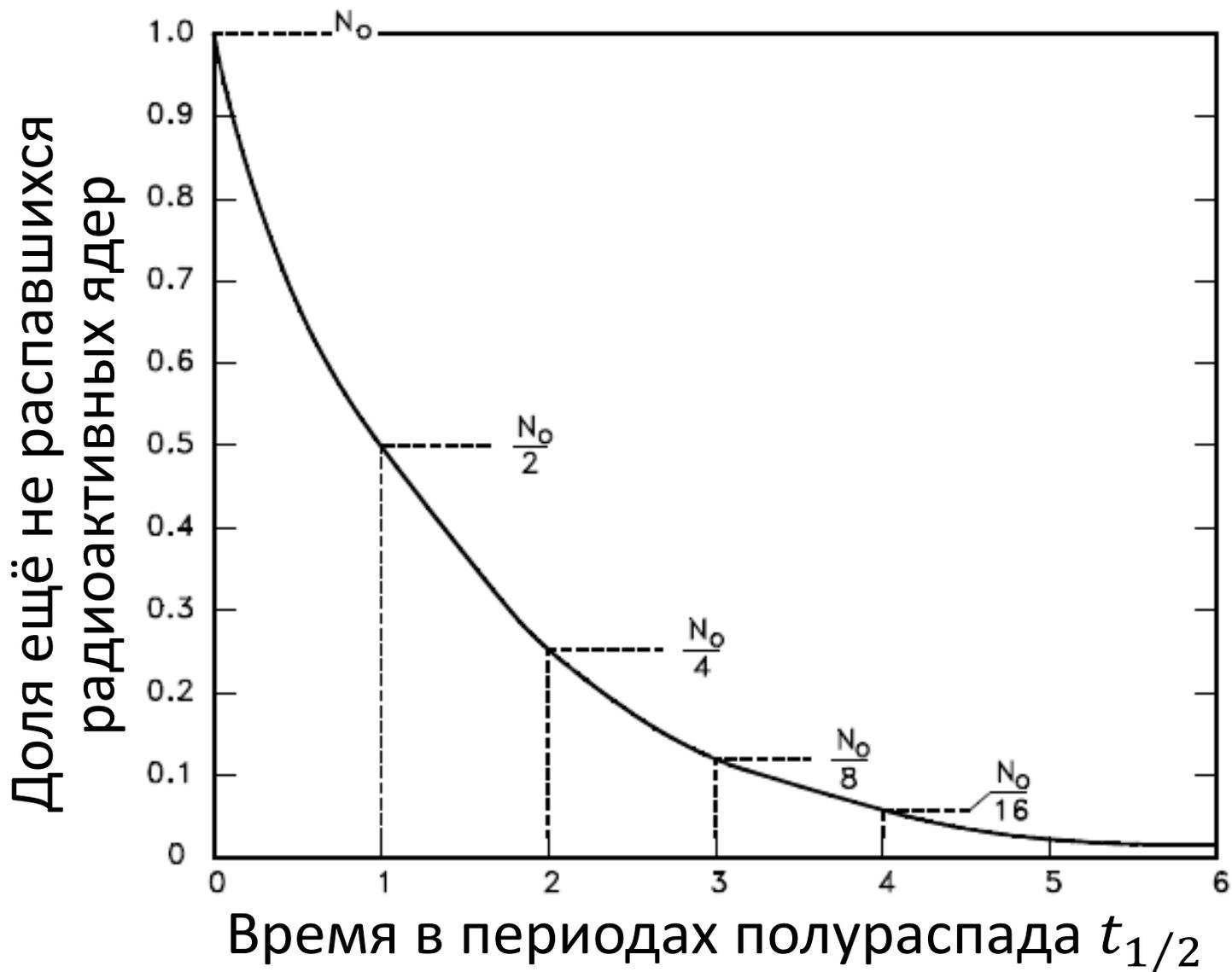
$\tau = \frac{1}{\lambda}$ – среднее время жизни ядра (до распада);

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

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

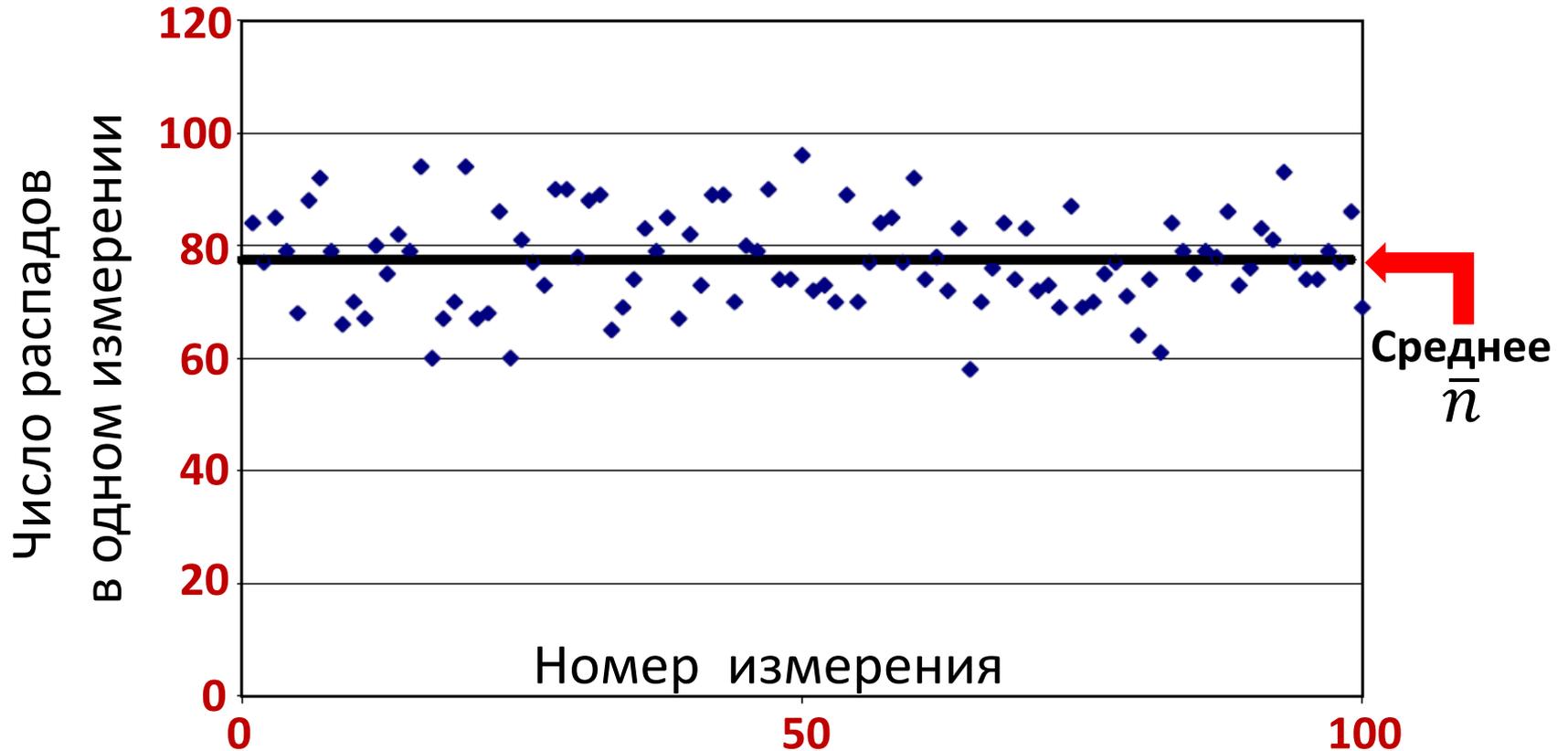
$$\bar{n} \approx N\lambda t$$

Кривая радиоактивного распада



Пример:

100 одинаковых по времени измерений распадов от одного радиоактивного источника



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

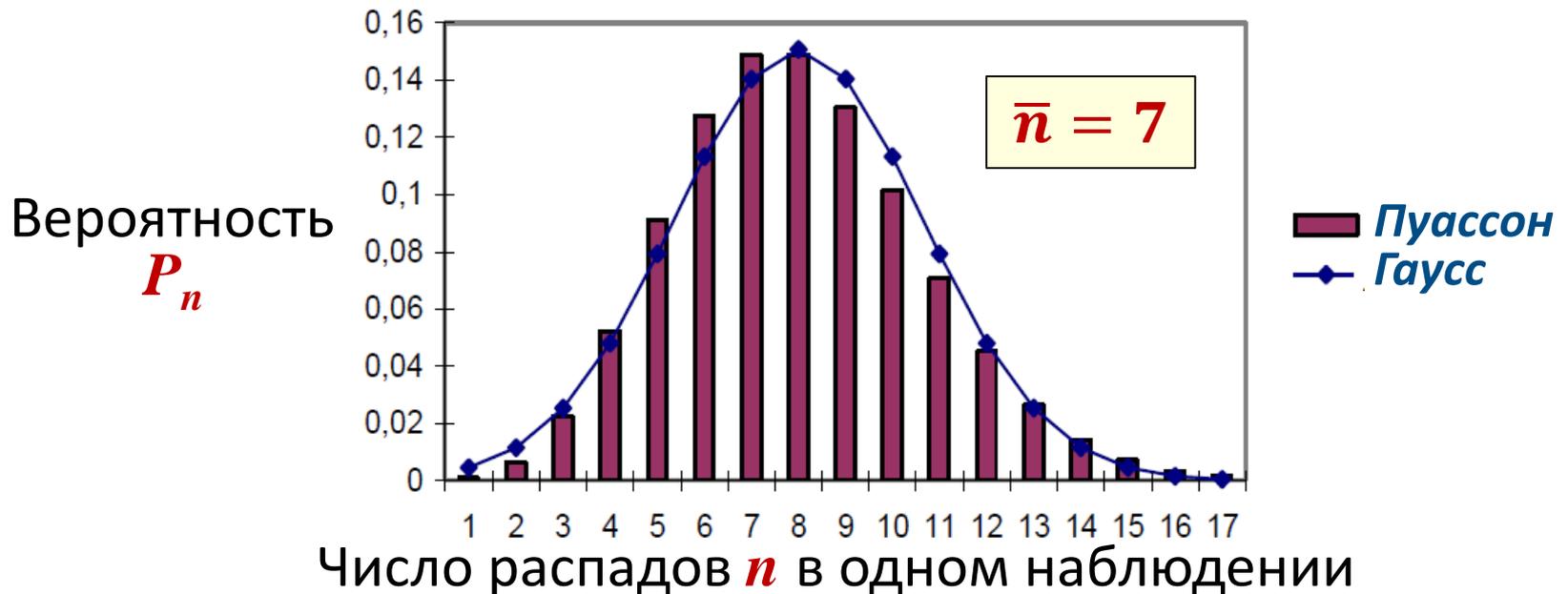
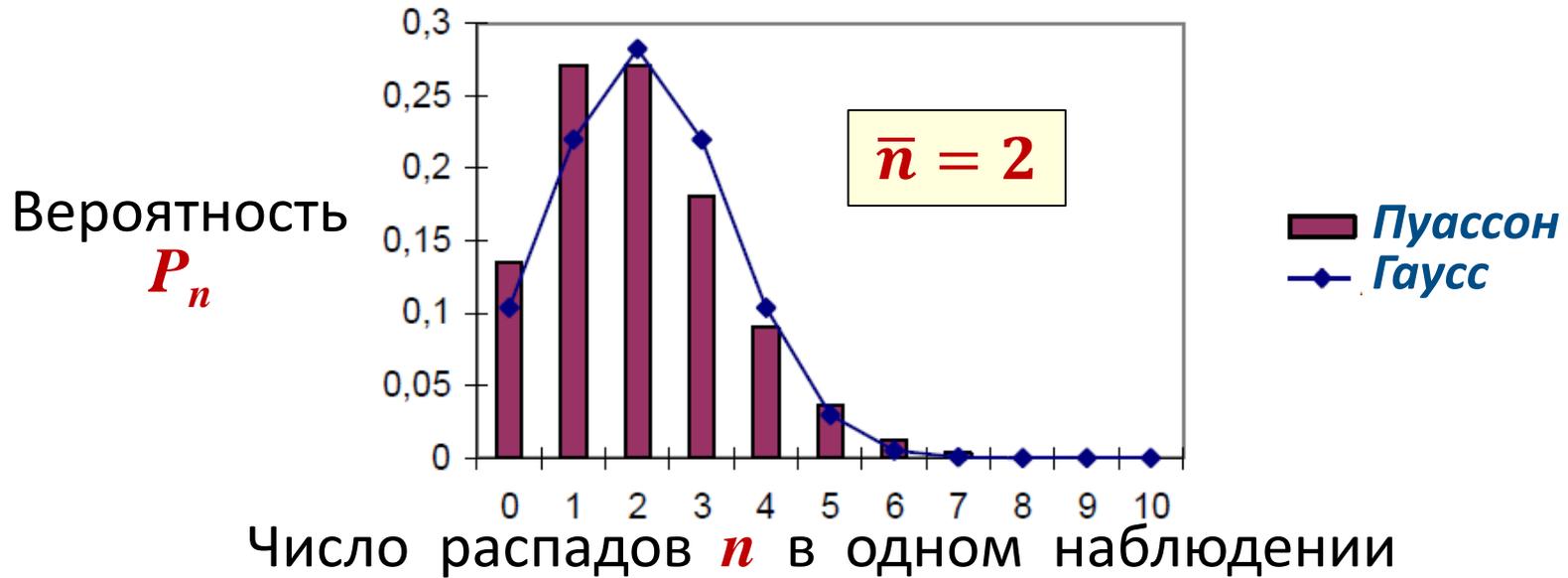
Вероятность P_n за время t испытать n распадов даётся распределением Пуассона:

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

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:** $\vec{p} = \gamma m\vec{v}$,
- $v = c\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2} = c\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{T+mc^2}\right)^2}$,
- $p^2c^2 = T(2mc^2 + T) = 2Tmc^2 + T^2$.

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

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 τ_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.

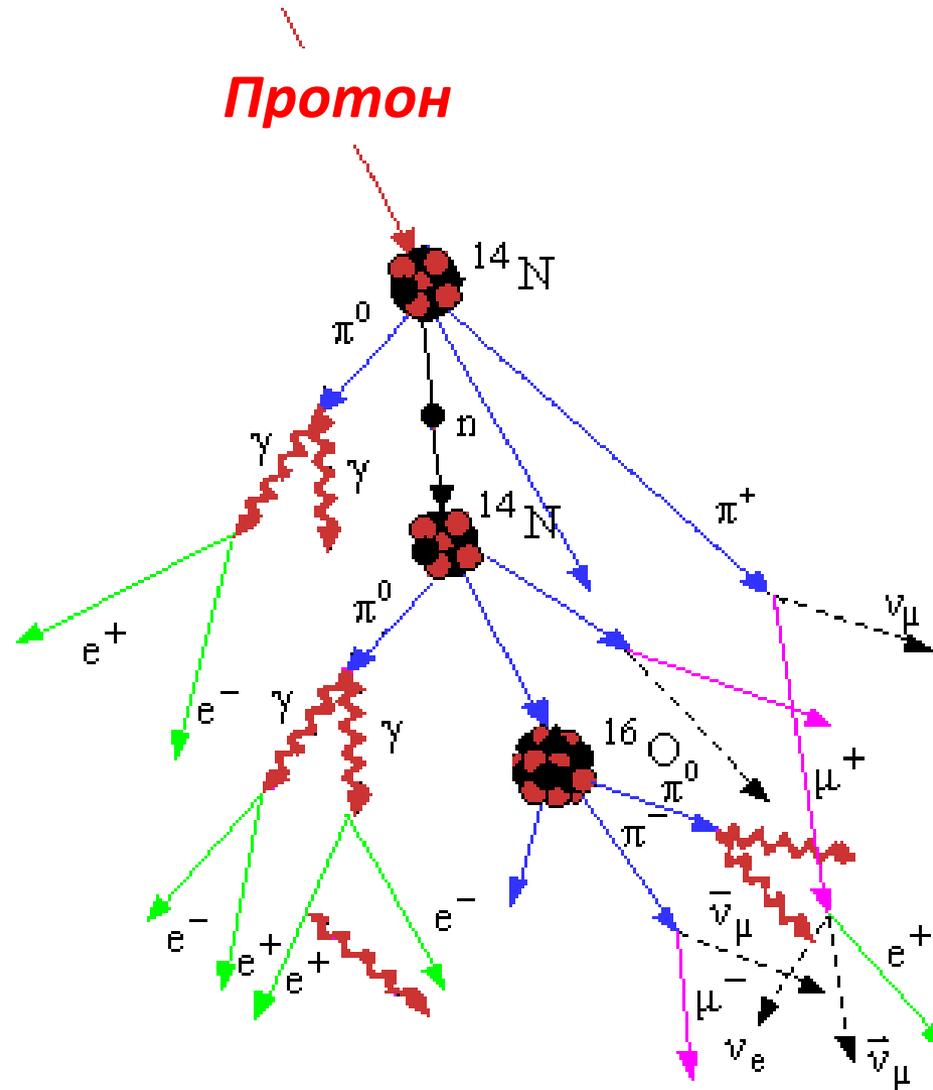
При попадании **протонов** в земную атмосферу и взаимодействии с атомными ядрами атмосферы рождаются **заряженные пионы** (π^\pm), которые в свободном полете испытывают затем распад на релятивистские **мюоны** (μ^\pm), **мюонные нейтрино** ν_μ (или их **антинейтрино** $\bar{\nu}_\mu$):

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

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

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 **6500 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 γ – Лоренц-фактор.

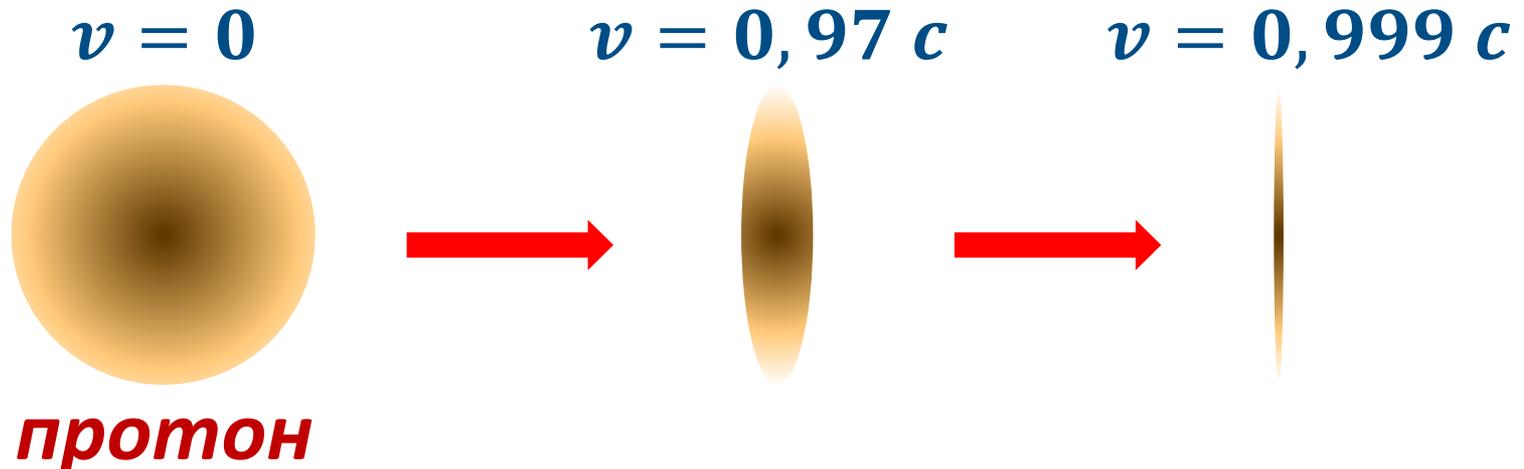
Найдем, до какой величины сократится
продольный размер протона
с кинетической энергией \approx 7 ТэВ.

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

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

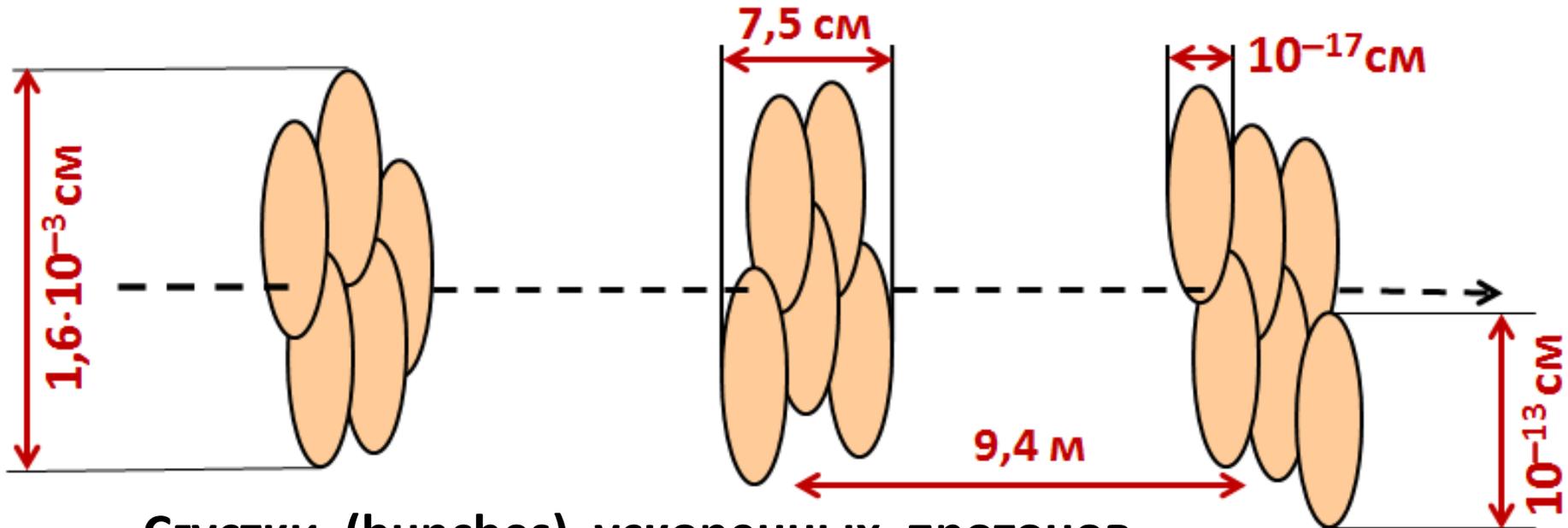
$$\gamma_p = 1 + \frac{T_p}{m_p c^2} = 1 + \frac{7000 \text{ ГэВ}}{0,93827 \text{ ГэВ}} = 7463 \approx 7500,$$

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 ≈ 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.

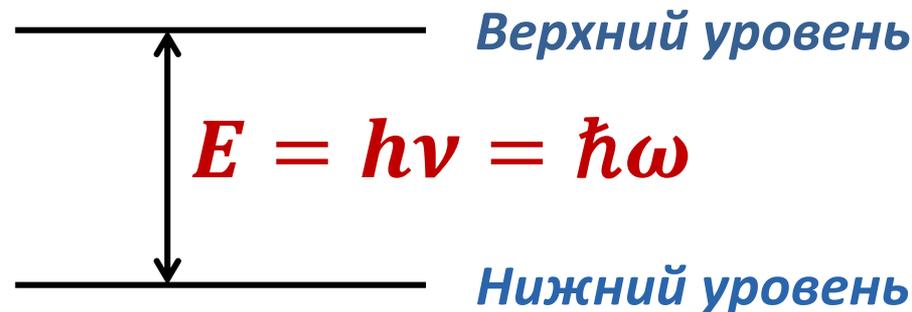
Так что фотон краснеет только относительно часов.

**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:



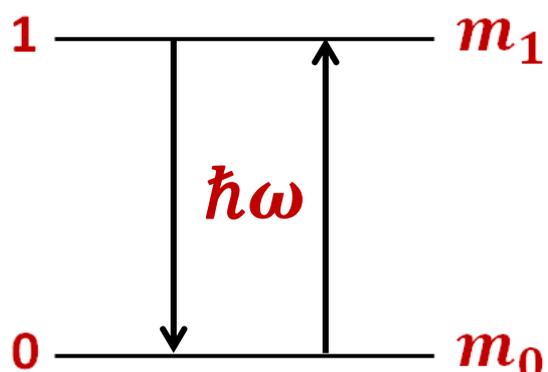
Здесь h - постоянная Планка, $\hbar = h/2\pi$ - приведённая постоянная Планка, ν – обычная частота, $\omega = 2\pi\nu$ - круговая частота.

Темп (частота) хода таких атомных (или ядерных) часов определяется частотами ν или ω .

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 ω .

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 ω , летящий в сторону верхнего ядра.

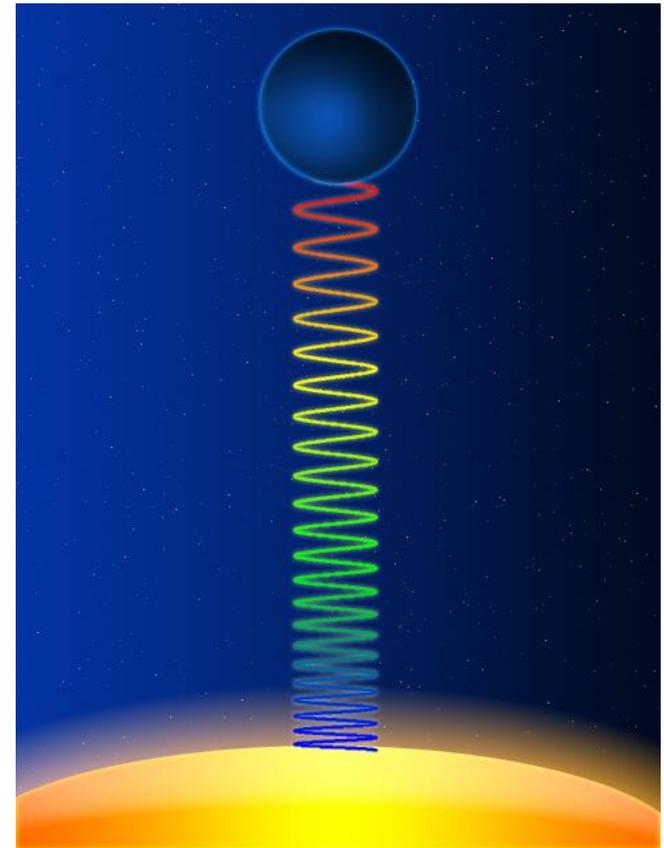
Согласно ОТО фотон в стационарном гравитационном потенциале не меняет частоту и он прилетает к верхнему ядру (верхним часам) с той же частотой ω .

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
(снижение частоты
или
увеличение длины волны)
прилетевшего снизу фотона**



Эйнштейн:

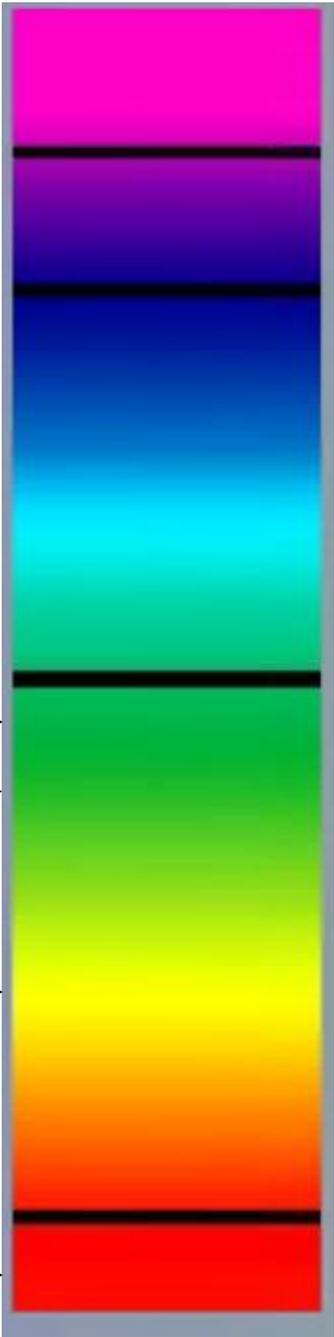
*Часы идут медленнее,
если они установлены вблизи весомых масс.*

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

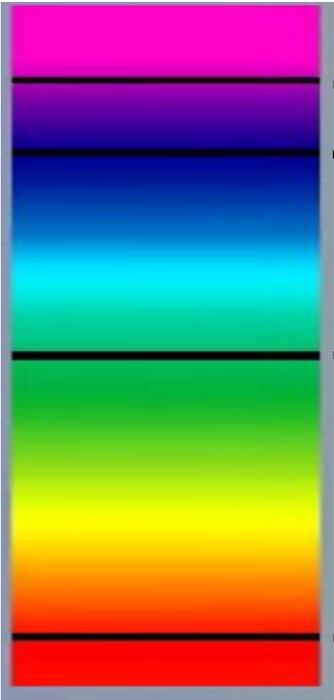
Спектр
атома водорода



Легкий излучатель

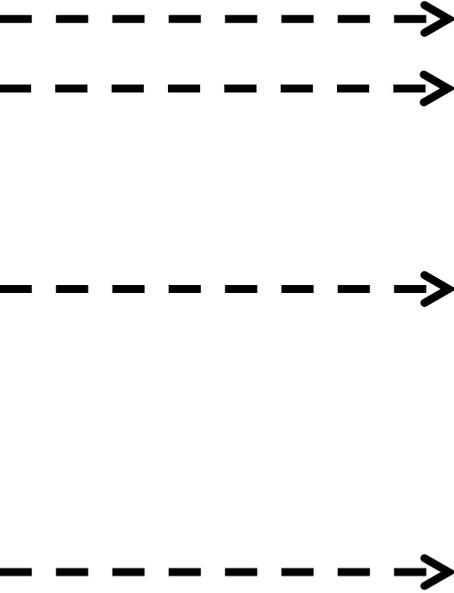


Массивный излучатель

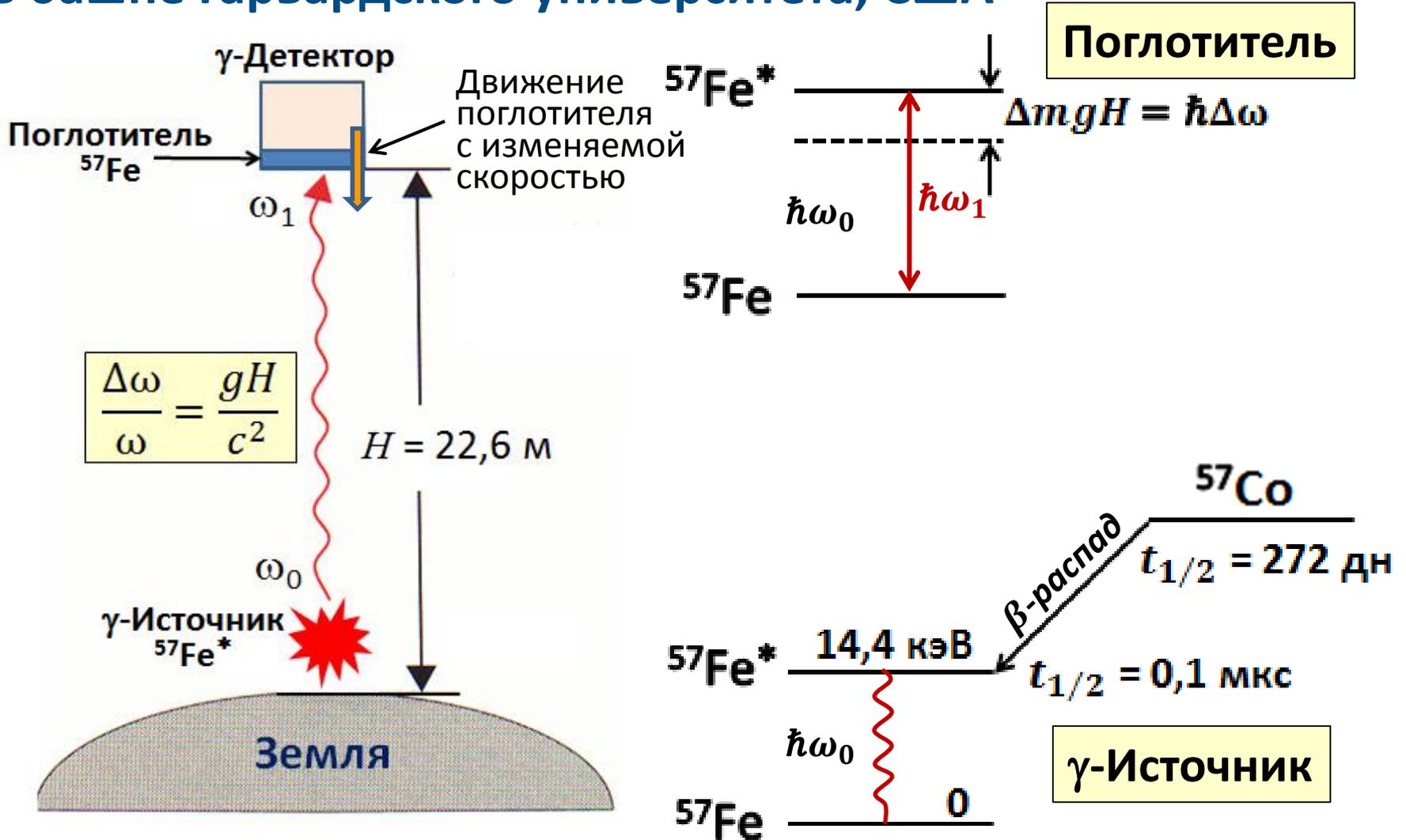


450 нм

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 **Рибке** потребовала сближения поглотителя с источником со скоростью $\approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ см/сек}$.

Кинематика распада

Необходимым условием распада

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

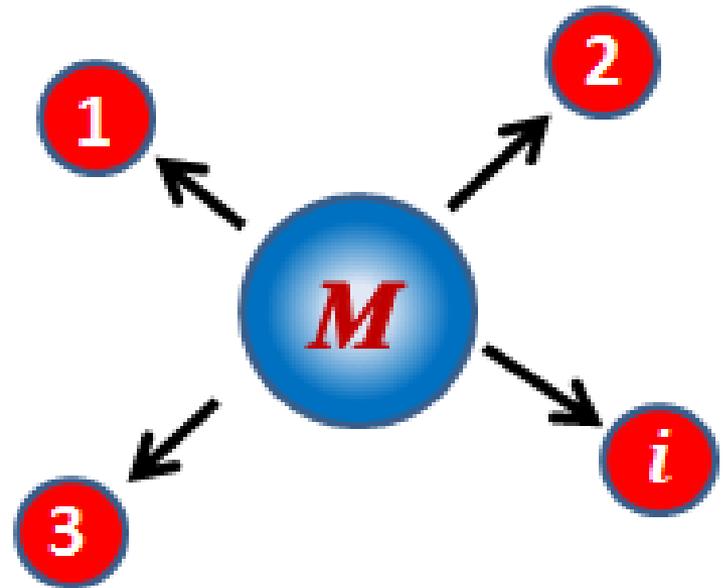
является выполнение условия

$$M > \sum_i m_i.$$

Выделяющаяся
при распаде энергию

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

называют *энергией распада*



Двухчастичный, трёхчастичный и многочастичный распады

При двухчастичном распаде



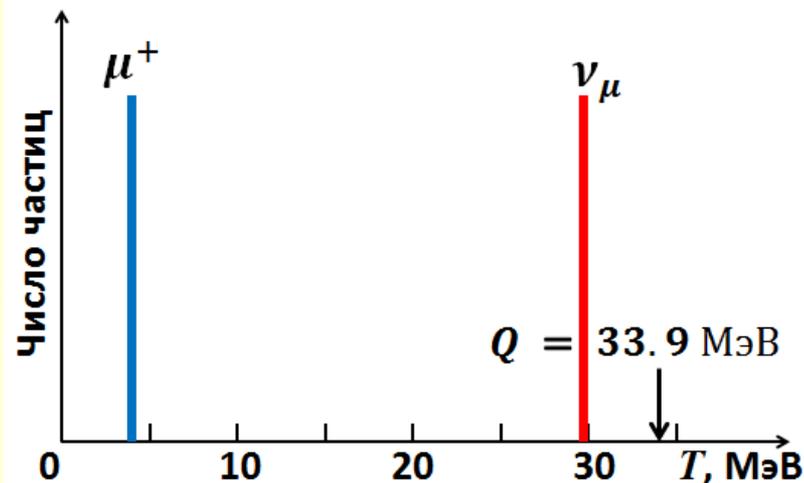
энергия Q строго определённым образом распределяется между продуктами распада – их спектр дискретен.

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.

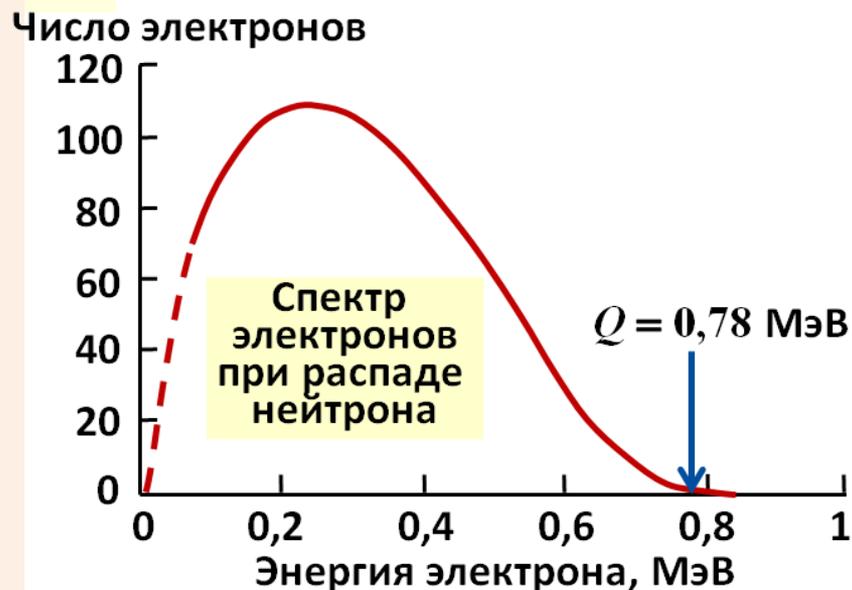
Пример – распад покоящегося нейтрона:



$$m_n c^2 = 939.57 \text{ МэВ},$$

$$m_p c^2 = 938.27 \text{ МэВ},$$

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



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**).

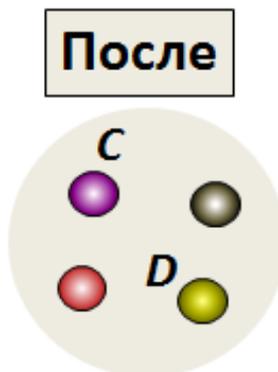
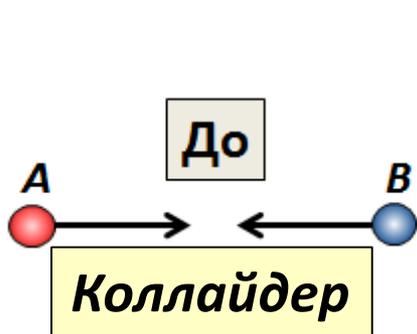
Итак, порог в СЦИ:

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

Порог в этой системе **минимален**.

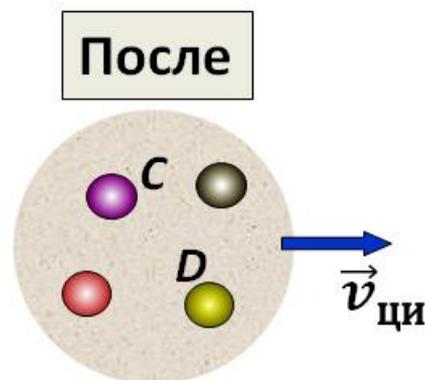
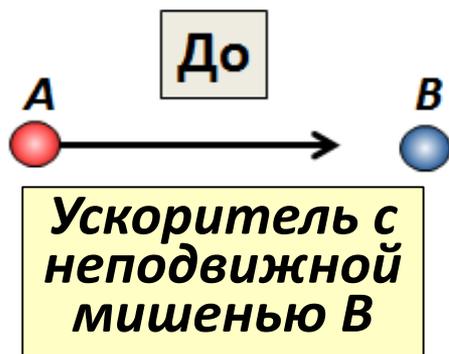
В Лабораторной Системе Координат (**ЛСК**) порог возрастает за счет того, что центр инерции системы движется. Величина порога при этом возрастает по сравнению с **СЦИ** на энергию движения центра инерции.

Порог в системе центра инерции (СЦИ):



Все продукты
реакции
покоятся

Порог в лабораторной системе координат (ЛСК):

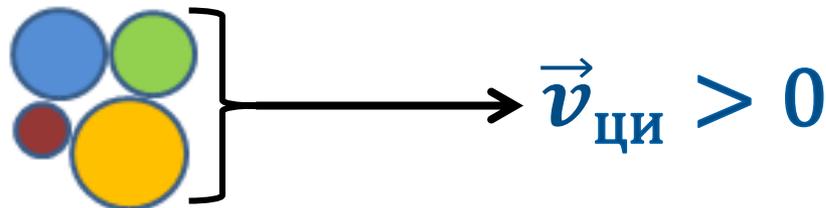


Все продукты
реакции
движутся
с одинаковой
скоростью
 $\vec{v}_{ци}$

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 $\vec{v}_{ци}$ 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**



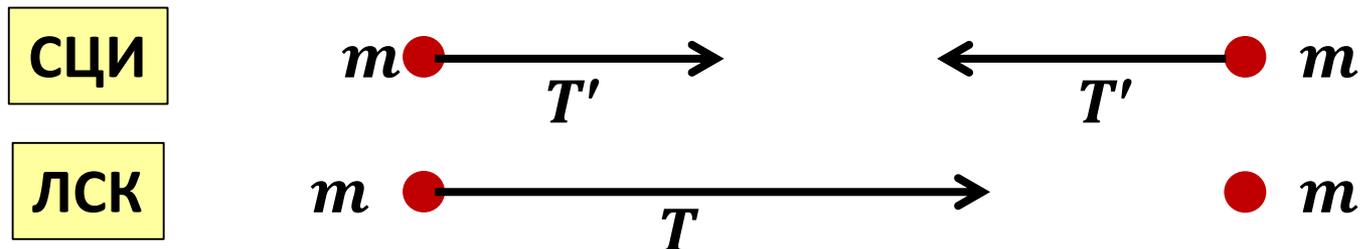
Приложение:

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 $T \approx \frac{2T'^2}{mc^2}$