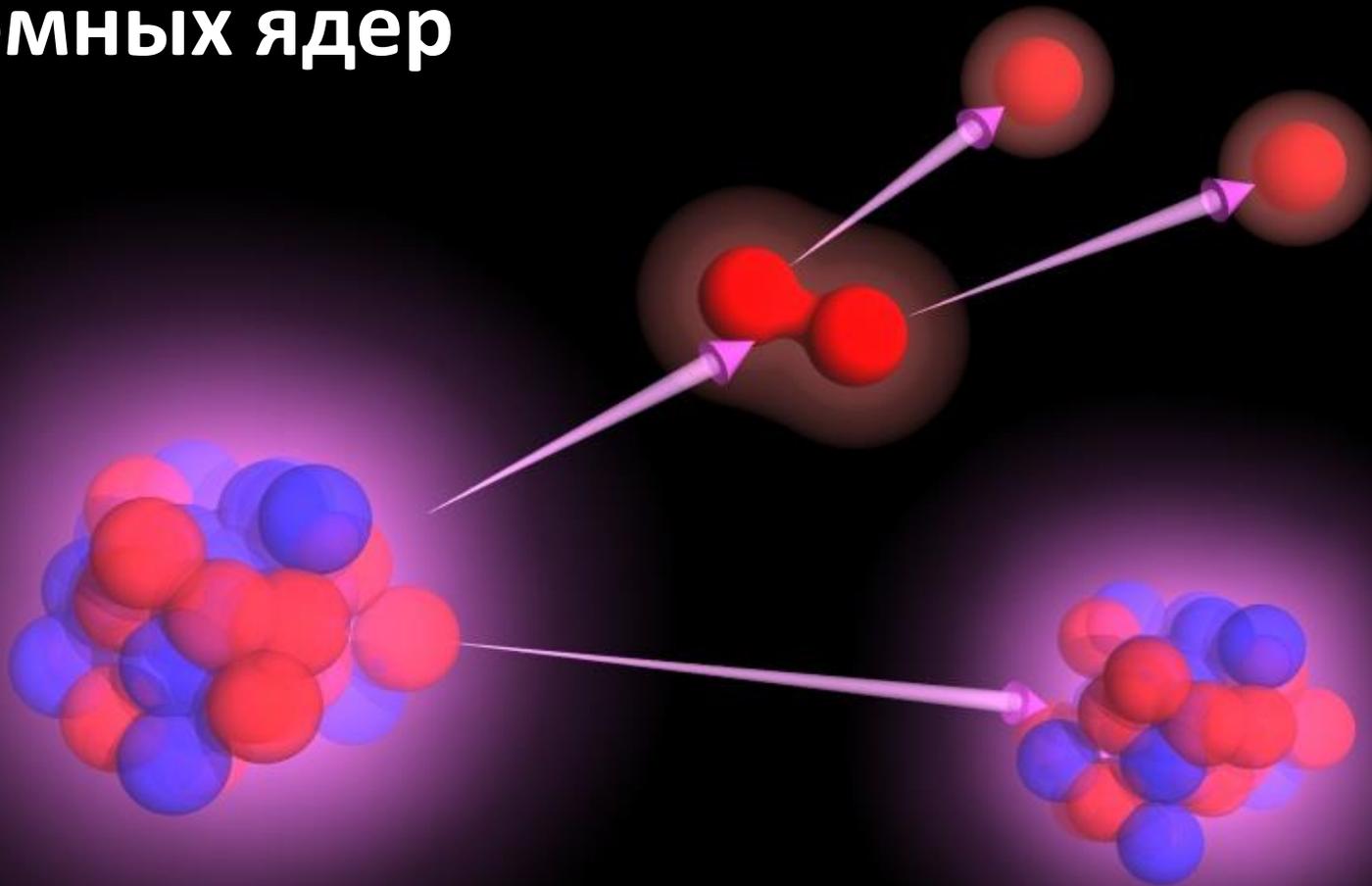


Радиоактивный распад атомных ядер



Темы лекции

1. Распады атомных ядер. Общие сведения. Типы распадов.
2. Альфа-распад.
3. Бета-распад.
4. Предсказание и открытие нейтрино. Опыт Райнеса и Коуэна.
5. Гамма-распад. Классификация фотонов, их тип и мультипольность.
6. Правила отбора для электромагнитных переходов.
7. Основные типы электромагнитных возбуждений в системах зарядов.
8. Длинноволновое приближение. Вероятности электромагнитных переходов в этом приближении.
9. Электромагнитные переходы в атомных ядрах.
10. Роль орбитального момента в бета-распаде. Разрешённые и запрещённые бета-переходы.

Числовые характеристики распада:

τ — среднее время жизни ядра
в неустойчивом состоянии,

w — вероятность распада ядра в единицу времени,
 $w = 1/\tau$,

$t_{1/2} = \tau \cdot \ln 2$ — период полураспада.

Закон радиоактивного распада:

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

следует из соотношения $dN = -w \cdot N \cdot dt$

Процесс распада — по своей природе —
это процесс вероятностный (статистический)

Необходимым условием распада

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

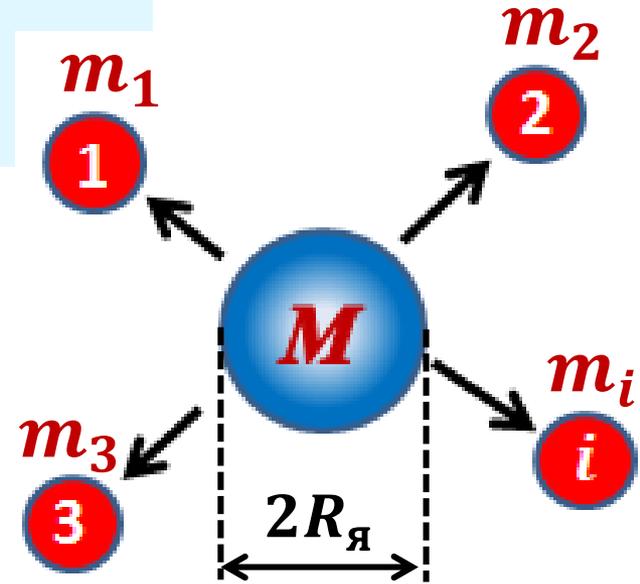
является выполнение

неравенства $M > \sum_i m_i$

Выделяющуюся
при распаде энергию

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

называют энергией распада



Минимальное время распада ядра
даётся характерным ядерным временем

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R_{\text{я}}}{c} = \frac{(0,6 \div 1,5)10^{-12} \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}} = (10^{-23} - 10^{-22}) \text{ сек}$$

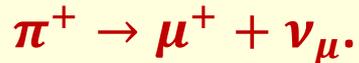
Двухчастичный, трёхчастичный и многочастичный распады

При двухчастичном распаде

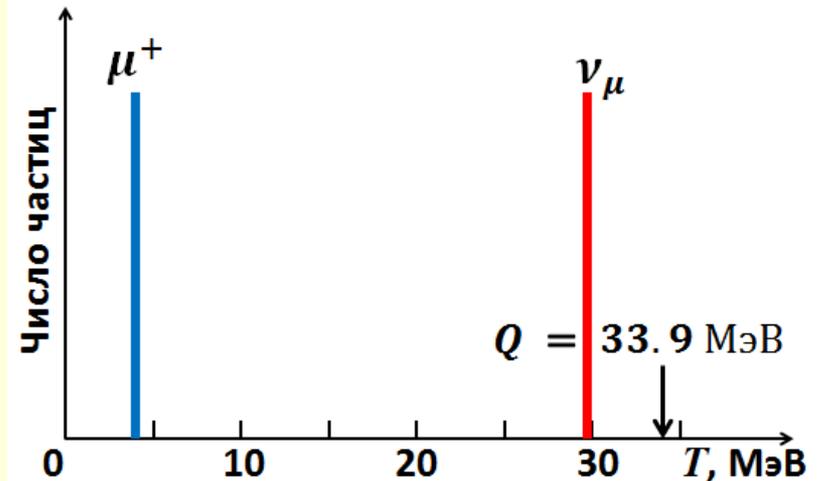


энергия Q строго определённым образом распределяется между продуктами распада – их спектр дискретен.

Пример – распад пиона:

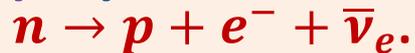


$$m_\pi c^2 = 139.6 \text{ МэВ},$$
$$m_\mu c^2 = 105.6 \text{ МэВ}, \quad m_\nu c^2 \approx 0.$$

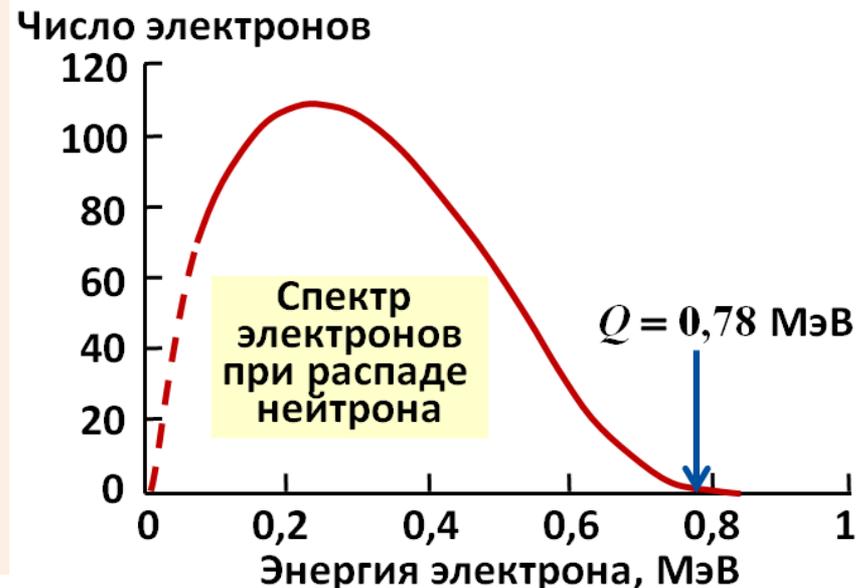


При трёхчастичном и более распаде энергия Q случайным образом распределяется между продуктами распада – их спектр непрерывен.

Пример – распад нейтрона:



$$m_n c^2 = 939.57 \text{ МэВ},$$
$$m_p c^2 = 938.27 \text{ МэВ},$$
$$m_e c^2 = 0.51 \text{ МэВ}, \quad m_\nu c^2 \approx 0.$$



Нестационарные (возбуждённые) состояния описываются волновыми функциями, убывающими со временем по закону радиоактивного распада

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \cdot e^{-t/\tau}.$$

В нестационарных состояниях проявляется

квантовый эффект

энергетической неопределённости,

являющийся следствием

соотношения неопределённости «*время-энергия*»

$$\Delta t \cdot \Delta E \approx \hbar.$$

Полагая $\Delta t \approx \tau$, для энергетической неопределённости уровня (его ширины) имеем оценку $\Delta E \approx \hbar/\tau$.

Обычно ширину уровня

обозначают греческой буквой Γ и

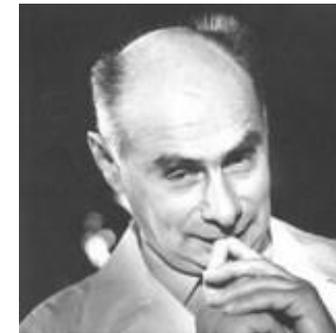
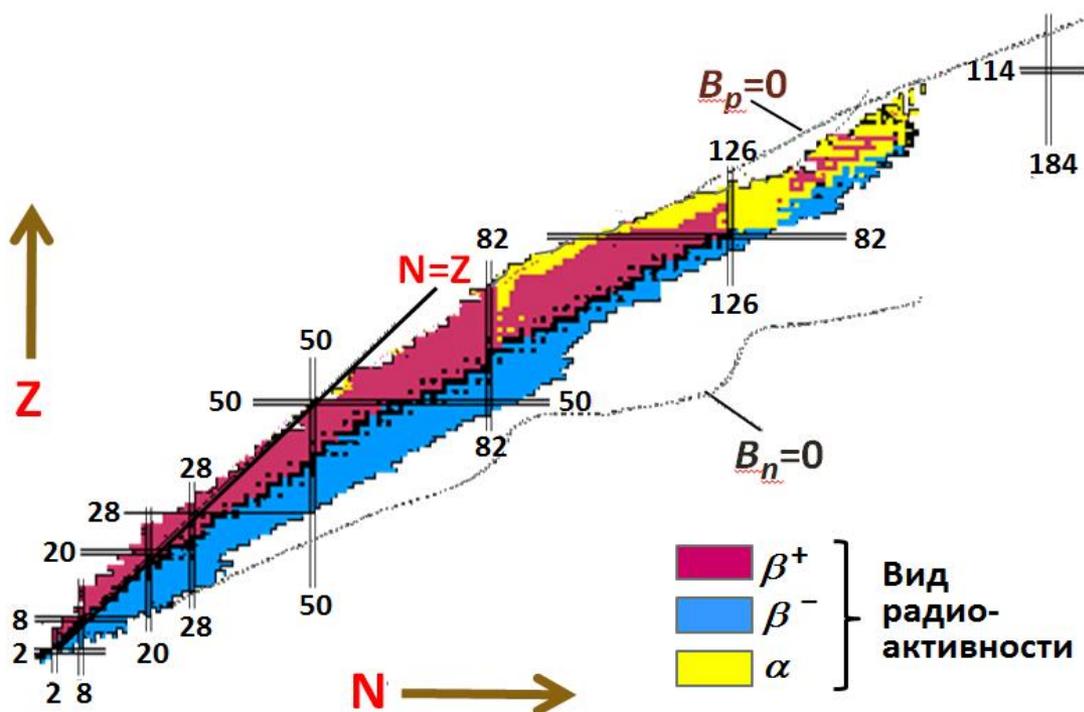
соотношение неопределённости «время-энергия»

для уровня пишут в виде

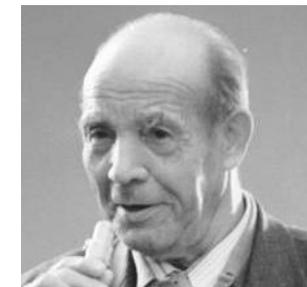
$$\tau \cdot \Gamma = \hbar$$

Виды распада:

- α -распад (испускание ядер ${}^4\text{He}$),
- β -распад (испускание e^\pm , нейтрино и антинейтрино),
- γ -распад,
- спонтанное деление (1940, СССР, Флёрв, Петржак),
- испускание 1-2 нуклонов,
- испускание кластеров (ядер от ${}^{12}\text{C}$ до ${}^{32}\text{S}$).

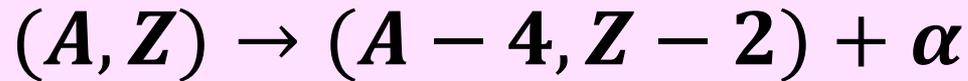
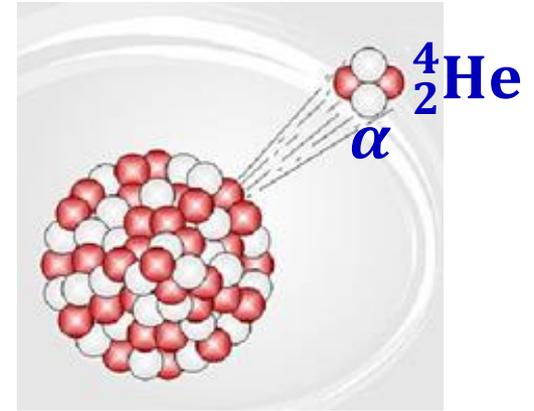


Флёрв



Петржак

**Альфа-распад
(открыт Беккерелем в 1896 г.)**



α -активные ядра расположены в области $Z \geq 60$ и $A > 140$.

Самое легкое из них ${}^{144}_{60}\text{Nd}$

Условие α -распада:

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M(4, 2), \text{ где } M(4, 2) = m_{\alpha}.$$

Энергия α -распада:

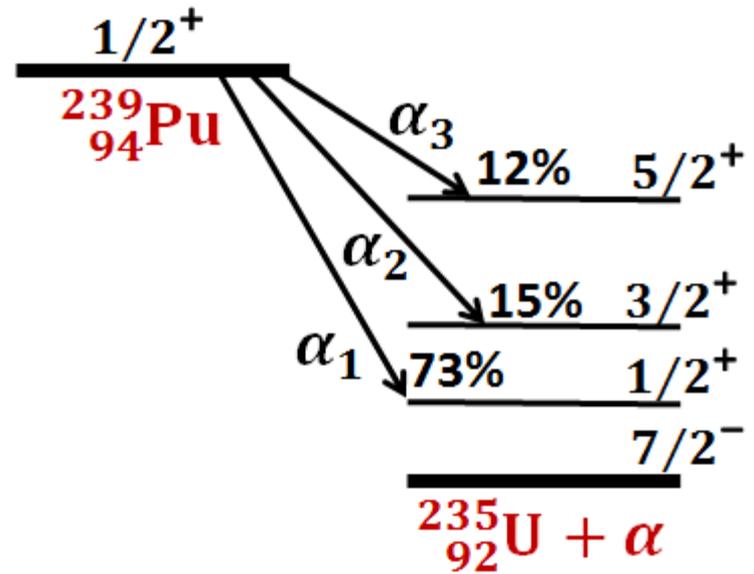
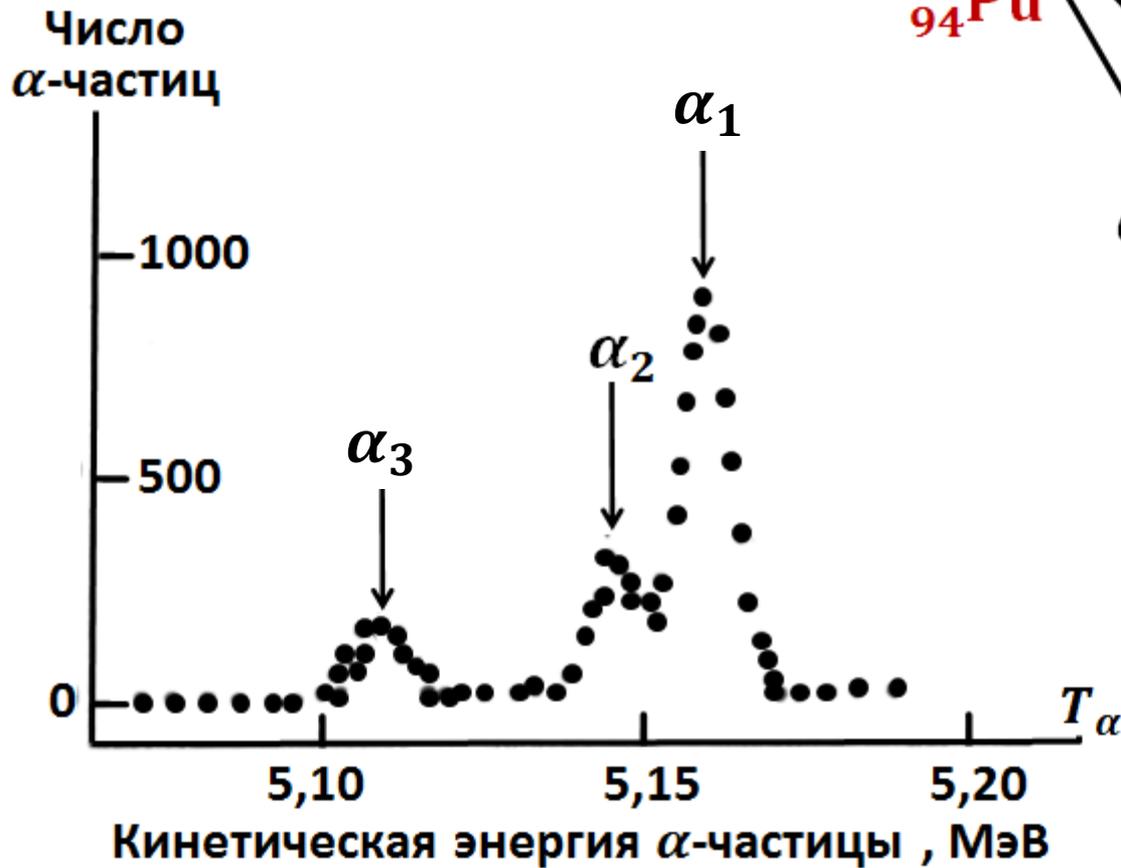
$$Q_{\alpha} = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - m_{\alpha}]c^2.$$

Для α -распада:

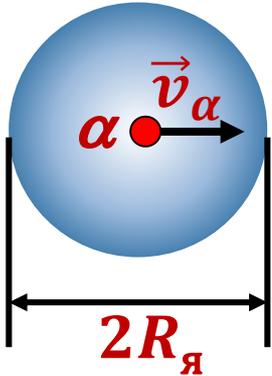
$$Q_{\alpha} \approx T_{\alpha}(\text{кинетическая энергия}) = (2 \div 9) \text{ МэВ},$$

$$t_{1/2} \approx 10^{-8} \text{ сек} \div 10^{20} \text{ лет}$$

Пример: α -распад плутония-239



Вероятность α -распада



Вероятность α -распада в единицу времени:

$$w \approx \nu \cdot P .$$

Здесь $\nu = \frac{v_\alpha}{2R_\text{я}}$ – частота появления

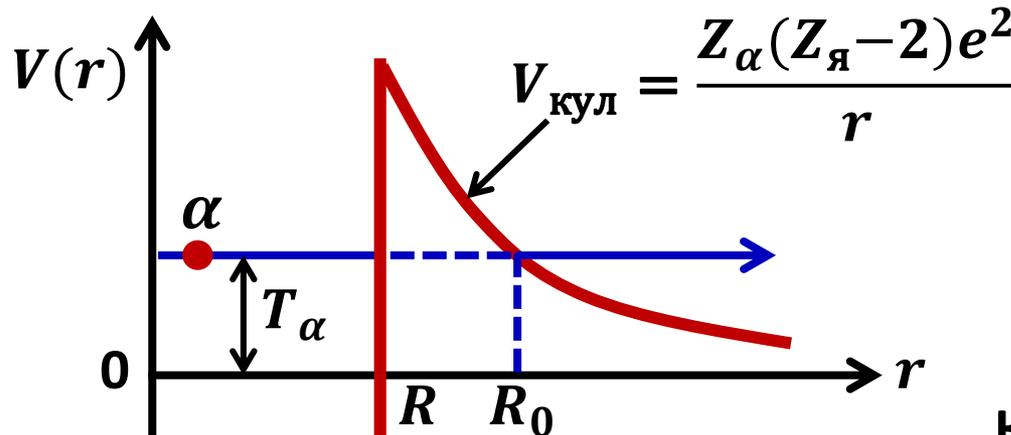
α -частицы на границе ядра ($\approx 10^{22}$ в сек),

а P – вероятность проникновения

α -частицы через границу ядра ($P < 10^{-14}$).

Экстремально низкая вероятность проникновения α -частицы через границу ядра объясняется потенциальным барьером, с которым сталкивается α -частица на этой границе.

Кулоновский барьер для α -распада



$$V_{\text{кул}}(R) \approx 35 \text{ МэВ}$$

для тяжёлого ядра

$$T_{\alpha} \approx 5 \text{ МэВ}$$

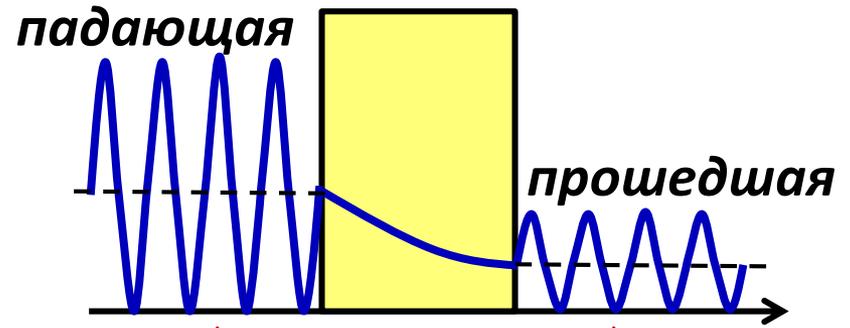
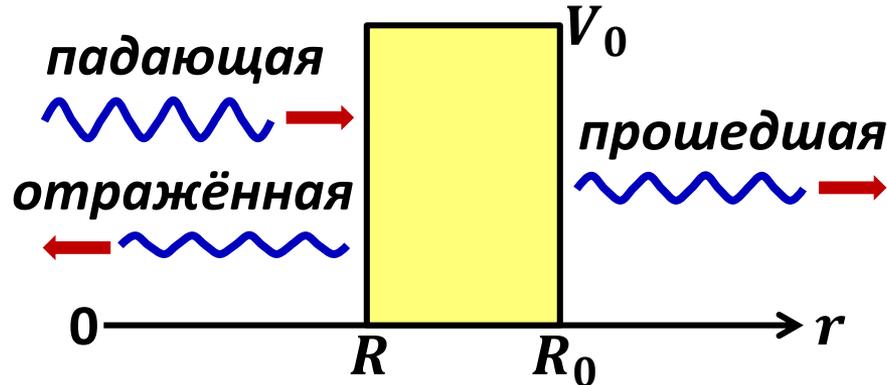
Квантовая механика предсказывает ненулевую вероятность прохождения частицы через барьер (эффект туннелирования). Вероятность прохождения через барьер впервые рассчитана советским аспирантом

Георгием Гамовым в 1928 г. применительно к α -распаду. Решалось стационарное уравнение Шредингера для α -частицы в потенциале ядра и кулоновского поля. Для вероятности P прохождения через барьер получено

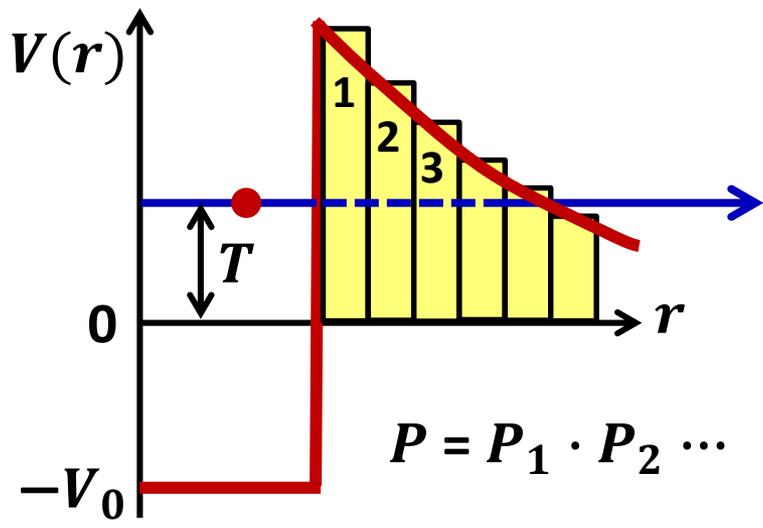
$$P \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2m_{\alpha} [V_{\text{кул}}(r) - T_{\alpha}]} dr}$$

Квантовый эффект туннелирования сродни классическому эффекту прохождения волны через полупрозрачную зеркальную среду

Волна-частица и прямоугольный барьер:



$$\psi(\vec{r}, t) = A e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)}$$

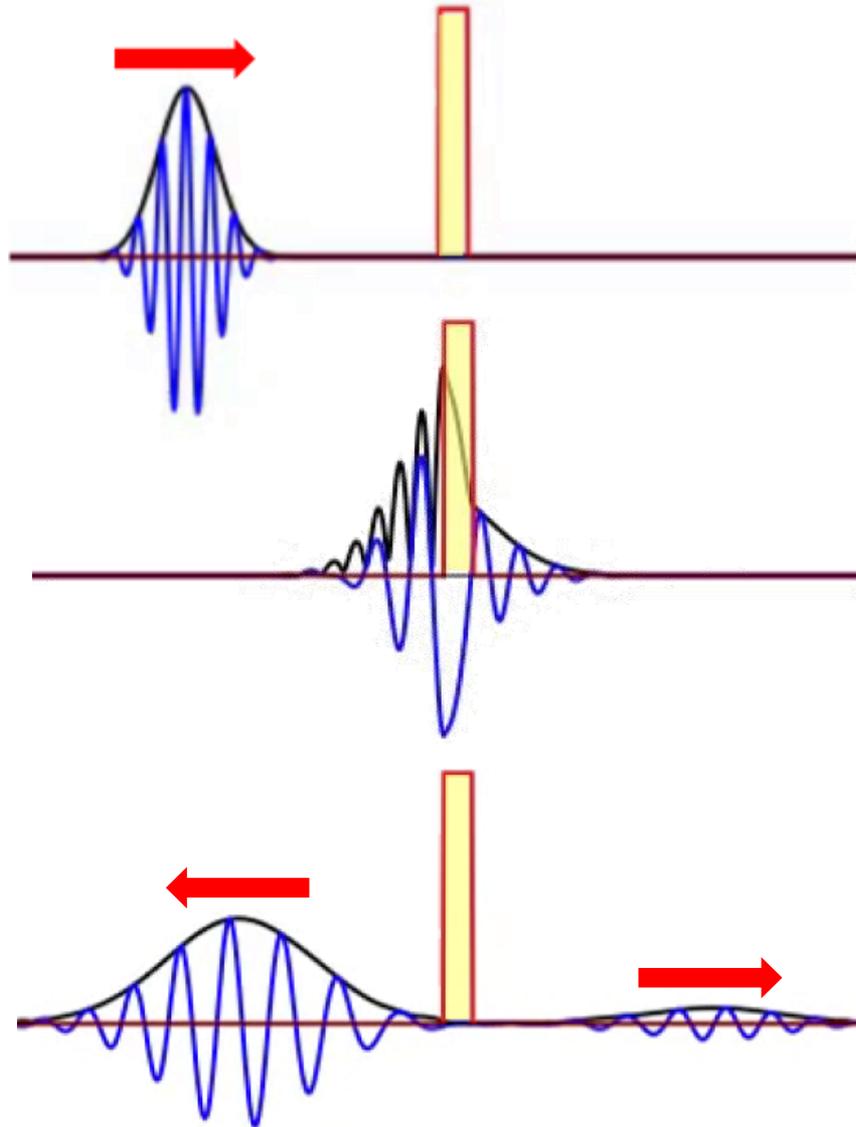


Вероятность прохождения через прямоугольный барьер:

$$P_i = e^{-\frac{2(R_0 - R)}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - T)}}$$

$$P \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2m_\alpha [V_{\text{кул}}(r) - T_\alpha]} dr}$$

Прохождения волнового пакета сквозь прямоугольный потенциальный барьер



**Видео
На
Лекции**

*Если волна де Бройля проходит,
даже и с некоторым трудом,
она всегда протащит с собой частицу*



Георгий Гамов (1928 г.)

$$w = v \cdot P = \frac{v_{\alpha} P}{2R_{\text{я}}}$$

Для периода α -распада можно записать

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{w} = 0,693 \frac{2R}{v_{\alpha} P}$$

и получить приближённую формулу

$$\lg t_{1/2} = \frac{A}{\sqrt{T_{\alpha}}} - B,$$

где $A = 120 \div 160$, $B = 50 \div 55$, $t_{1/2}$ выражено в секундах, а T_{α} – в Мегаэлектронвольтах (МэВ).
Полагая для оценок $A \approx 150$ и $B \approx 55$, получаем

если $T_{\alpha} = 4$ МэВ, то $t_{1/2} = 10^{20}$ сек,
если $T_{\alpha} = 9$ МэВ, то $t_{1/2} = 10^{-5}$ сек.

Столь резкое падение $t_{1/2}$ с увеличением T_{α} вызвано тем, что T_{α} входит в показатель экспоненты выражения для проницаемости кулоновского барьера.

Хотя α -распад вызван ядерным (сильным) взаимодействием, его вероятность определяется кулоновским, т. е. электромагнитным взаимодействием.

β -распад атомных ядер

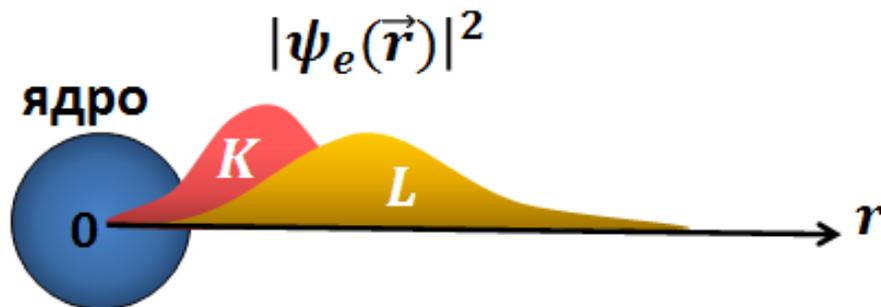
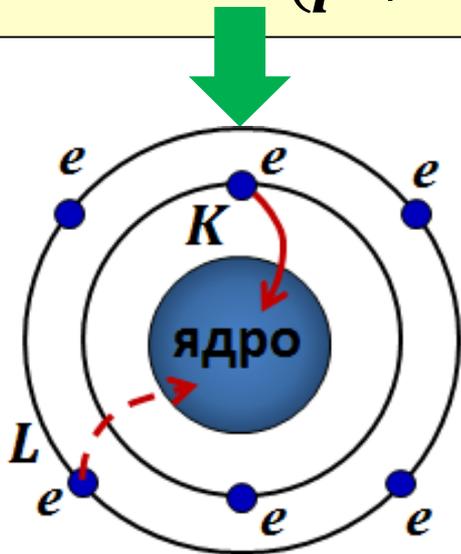
β -распад – это самопроизвольное испускание ядром лептонов ($e^\pm, \nu_e, \bar{\nu}_e$). Это процесс **внутриядерный**. За этот процесс ответственно **слабое** взаимодействие.

Три вида β -распада:

1. β^- ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$),
2. β^+ ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$),
3. **e -захват** ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$).

Энергетические условия распада:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e;$$
$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e;$$
$$M(A, Z) + m_e > M(A, Z - 1).$$



Энергия β -распада:

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

$$Q_e = [M(A, Z) - M(A, Z - 1) + m_e]c^2.$$

Диапазон характеристик β -распада:

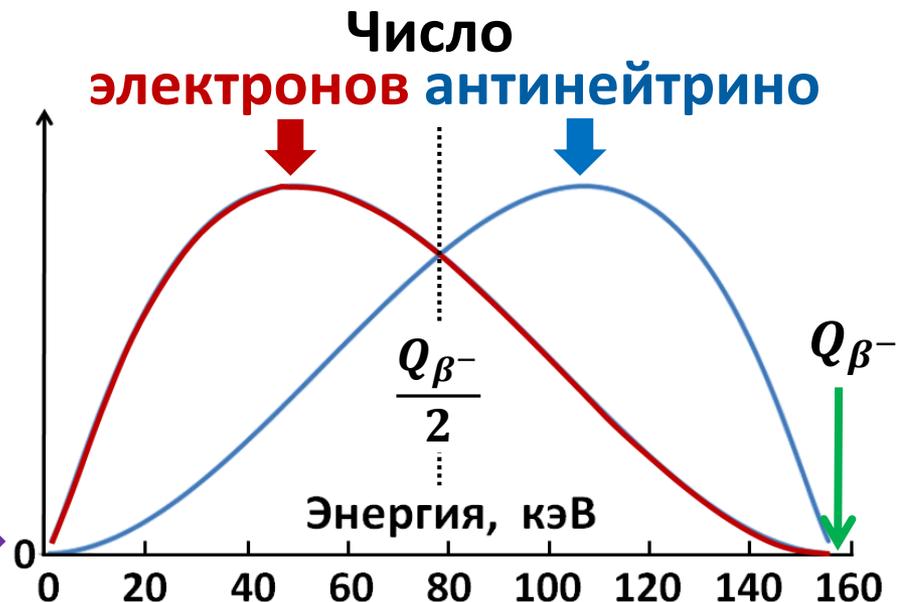
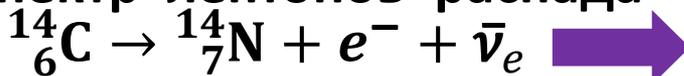
$$Q_{\beta} \approx 19 \text{ кэВ} \div 13,4 \text{ МэВ},$$

$$t_{1/2} \approx 10^{-6} \text{ сек} \div 10^{17} \text{ лет}.$$

Спектры продуктов
(конечного ядра
и нейтрино)
при e -захвате
дискретны

Спектры продуктов
При β^{\pm} -распаде
непрерывны

Спектр лептонов распада

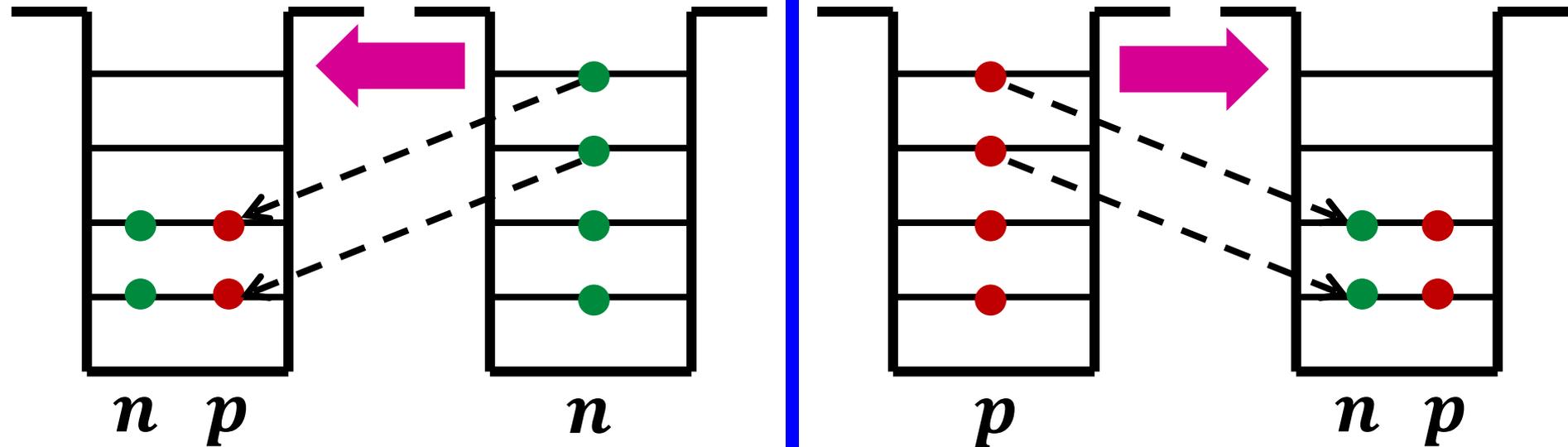


β -распад – процесс **внутриядерный**.
Его реализацию в ядрах обеспечивает
принцип Паули, минимизирующий
энергию симметрии системы нуклонов:

$$E_{\text{симм}} = a_{\text{сим}} \frac{(N-Z)^2}{A} = a_{\text{сим}} \frac{(A-2Z)^2}{A}.$$

β^- – распад

β^+ , e^- – распад



Анимация на Лекции

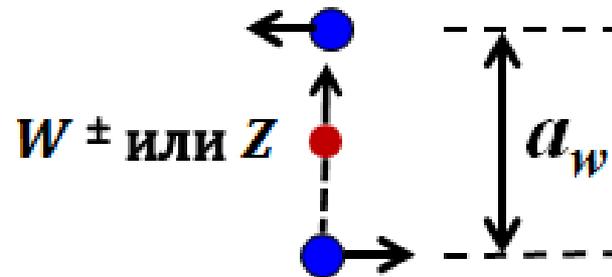
Радиус действия слабых сил

Слабое взаимодействие осуществляется обменом **промежуточными бозонами** W^\pm и Z – частицами большой массы (80 и 91 ГэВ/ c^2), являющимися квантами слабого поля. Они открыты в 1983 г. в CERN (Европейская организация ядерных исследований, Швейцария).

Испускание в момент слабого взаимодействия частиц большой массы W и Z нарушает закон сохранения энергии на величину $\Delta E = m_{W,Z}c^2$. Такие нарушения допустимы квантовой механикой на времена Δt , диктуемые соотношением неопределенности «время-энергия» $\Delta t \cdot \Delta E \approx \hbar$, т.е. на времена $\Delta t \approx \hbar/\Delta E$.

Откуда получаем, что радиус действия слабых сил:

$$a_w < c \cdot \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_{W,Z}c^2} \approx \frac{0,2 \text{ ГэВ} \cdot \text{ФМ}}{(80 \div 91) \text{ ГэВ}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ ФМ}$$



Нейтрино



4 декабря 1930 года профессор Цюрихского высшего технического училища **Вольфганг Паули (1900–1958)**, один из создателей современной квантовой физики, направил на международную конференцию по радиоактивности, проходившую в Тюбингене (Германия), письмо, в котором изложил свою гипотезу о существовании нейтрино. Эту «призрачную» частицу он назвал нейтроном, поскольку «настоящий» нейтрон тогда еще не был открыт.

Название «нейтрино» (по итальянски, «нейтрончик») спустя два года предложил итальянский физик **Энрико Ферми (1901–1954)**.





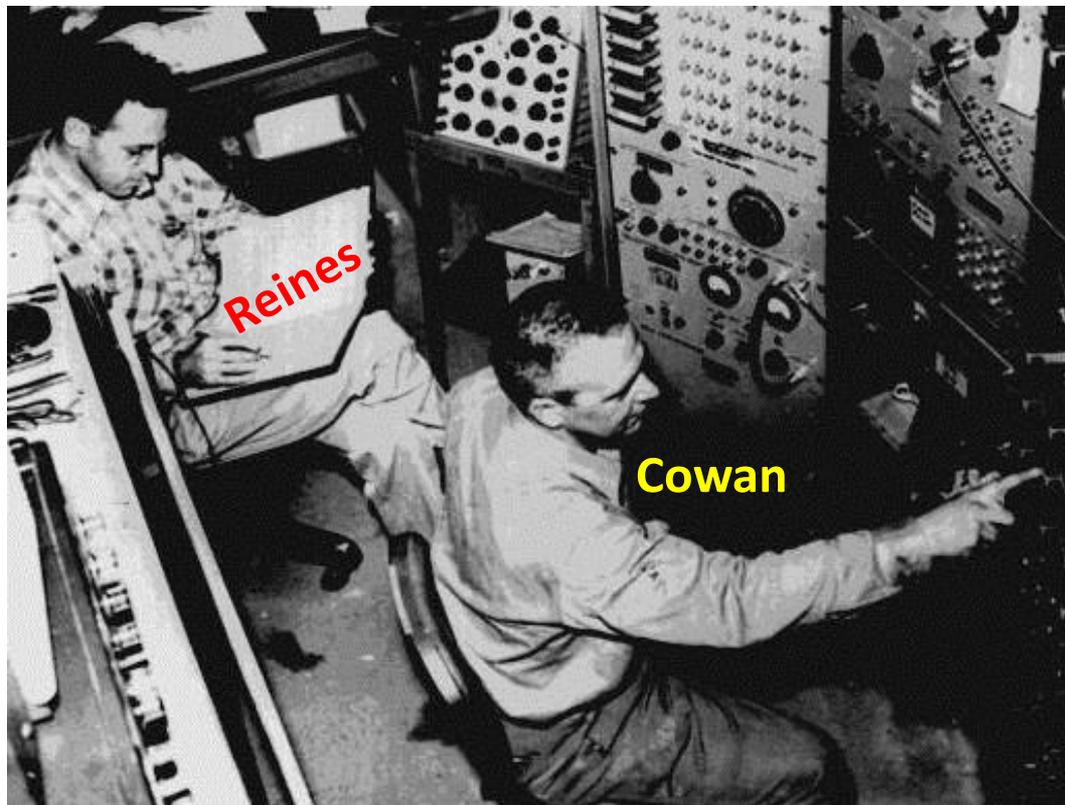
**Бруно
Понтекорво**

***Пусть не поймаешь нейтрино за бороду
И не посадишь в пробирку, –
Было бы здорово, чтоб Понтекорво
Взял его крепче за шкурку!***

В. Высоцкий



Нейтрино (антинейтрино) было открыто в **1956 г.** в США в 6-летнем опыте **Фредерика Райнеса** и **Клайда Коуэна**



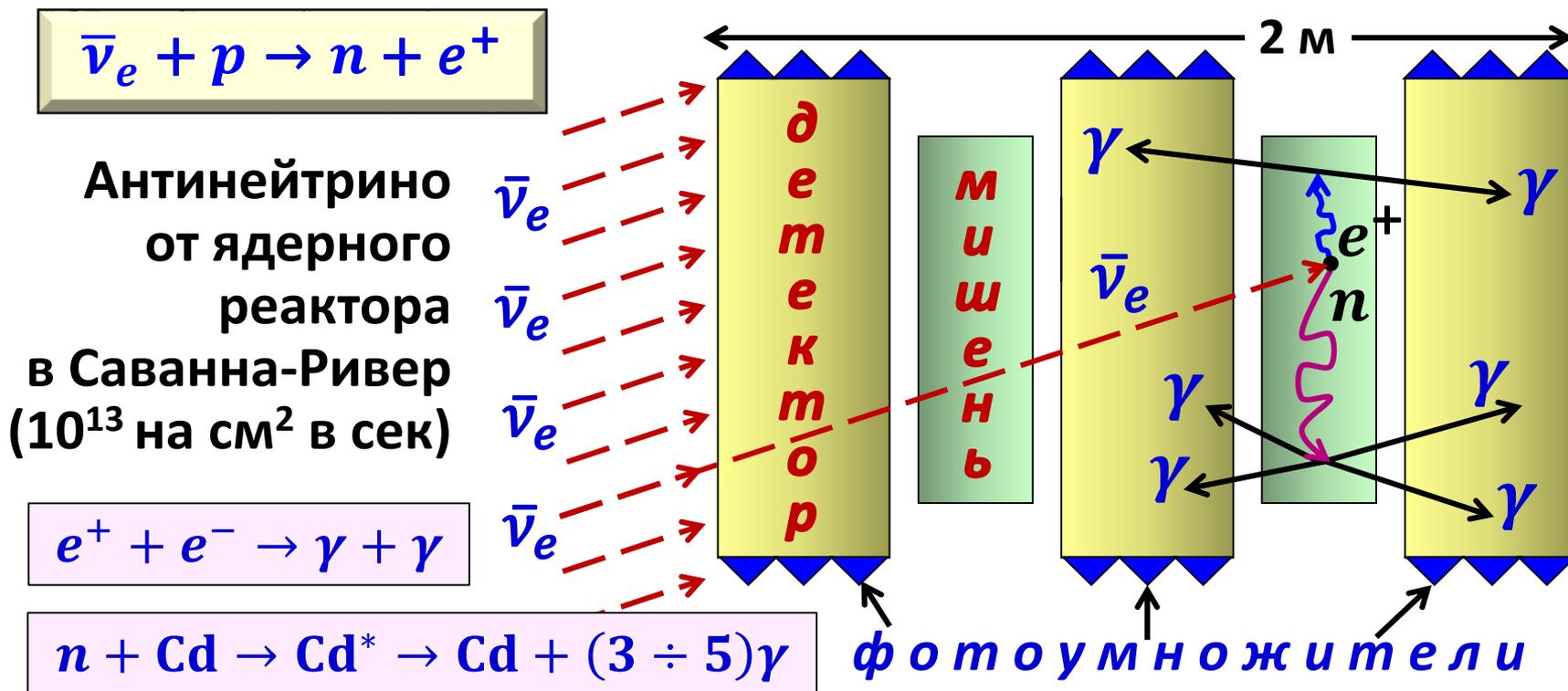
Reines (1918-1998)



Cowan (1919-1974)

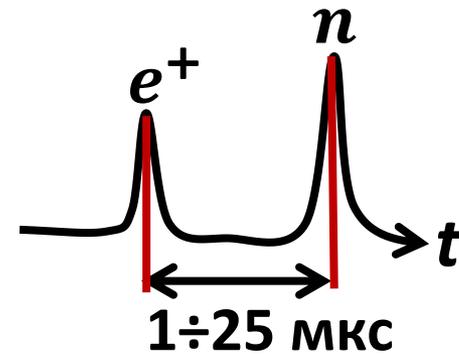
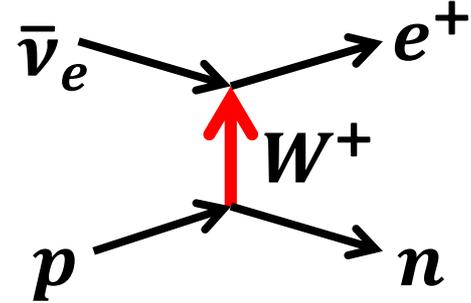
В **1995 г.** за экспериментальное открытие антинейтрино **Райнесу** присуждена **Нобелевская премия**

Исторический опыт Райнеса и Коуэна

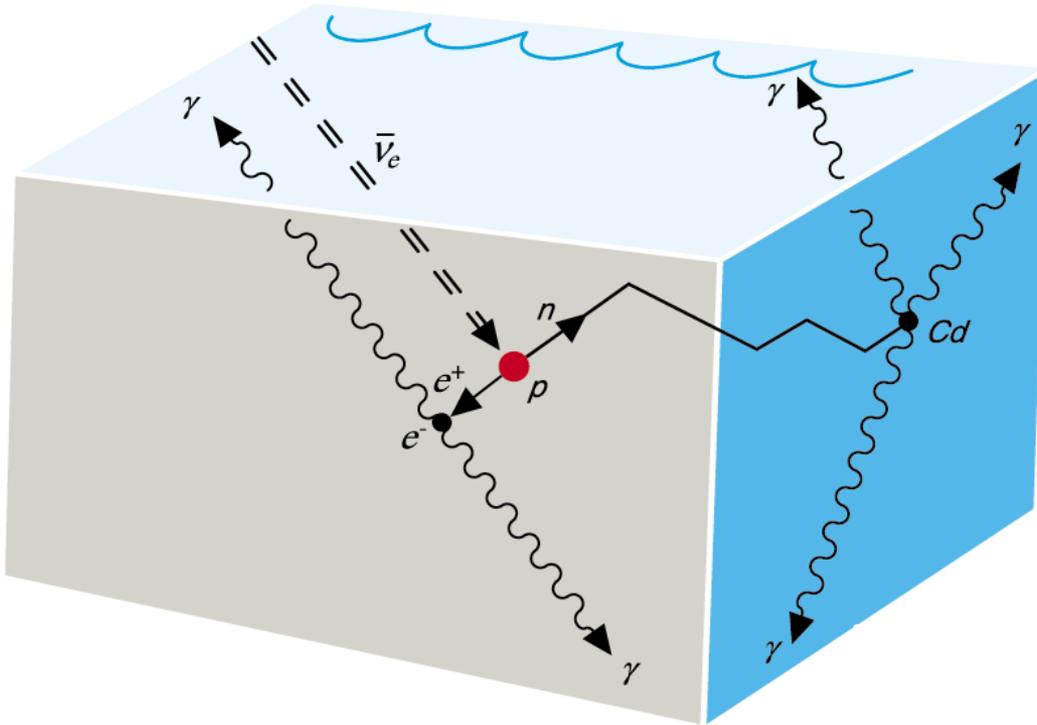


Мишени – 2 бака по 200 л с раствором хлористого кадмия в воде ($\text{CdCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$). Кадмий интенсивно поглощает нейтроны. **Детекторы** – три бака по 1400 л ($1,9 \times 1,3 \times 0,6 \text{ м}^3$) с жидким водородосодержащим сцинтиллятором. Световые вспышки в сцинтилляторе регистрировались **110 фотоумножителями**, окружавшими баки со сцинтилляторами.

Реакция регистрации антинейтрино:



Эффективное сечение
взаимодействия реакторного
антинейтрино с протоном:
 $\sigma_{\bar{\nu}p} \approx 10^{-43} \text{ см}^2$



Регистрация позитрона:



Регистрация нейтрона:

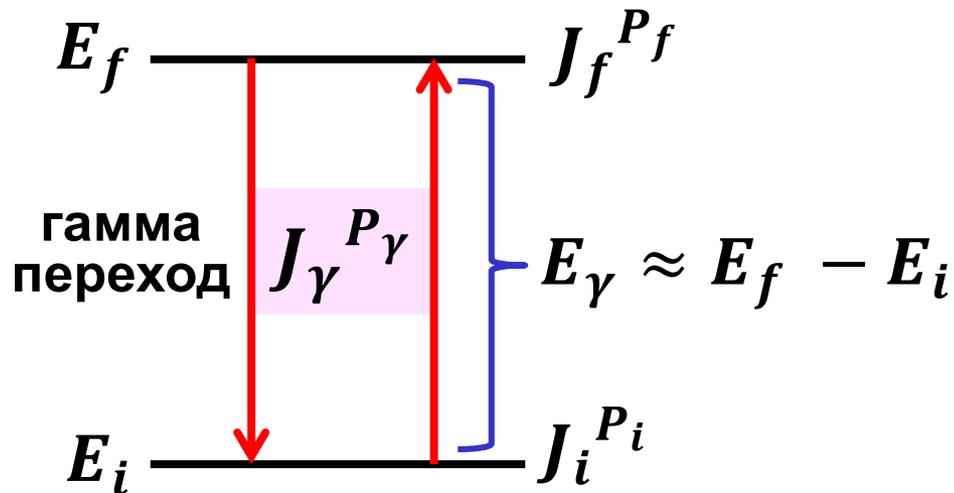


**Реакторное антинейтрино проходит
без взаимодействия
 $\approx 10^{13}$ км твердого вещества!**

*Им расстоянья – пустяки,
Из незаряженных нейтрино
Пульсары, словно пауки,
Миры расстреливают в спину!*

**Анна Бех,
из стихотворения «Нейтрино», 2008**

Гамма-распад атомных ядер. Электромагнитные переходы в ядрах



Сохранение момента количества движения требует:

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

Крайние варианты
ориентации спинов



Сохранение чётности требует:

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

Квантовая классификация фотонов:

$J_\gamma = 1$ (дипольный), 2 (квадрупольный), 3 (октупольный),
и так далее до бесконечности.

Спин фотона: $S_\gamma = 1$,
Орбитальный момент фотона: $L_\gamma = 0, 1, 2, \dots$

$$\vec{J}_\gamma = \vec{S}_\gamma + \vec{L}_\gamma$$

Чётность фотона: $P_\gamma = \pi_\gamma \cdot (-1)^{L_\gamma} = (-1)^{L_\gamma+1}$

Внутренняя
чётность (-1)

Орбитальная
чётность

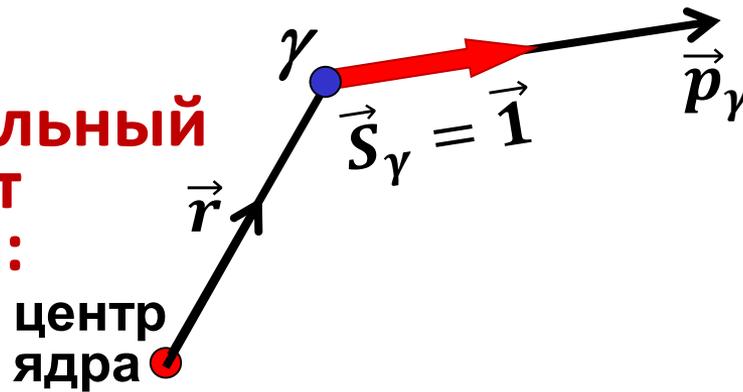
Фотон определённой мультипольности J может иметь
три значения L :

$L = J$, $P = (-1)^{J+1}$ – магнитные (MJ) -фотоны,
 $L = J \pm 1$, $P = (-1)^J$ – электрические (EJ) -фотоны.

тип
фотона

его
мультипольность

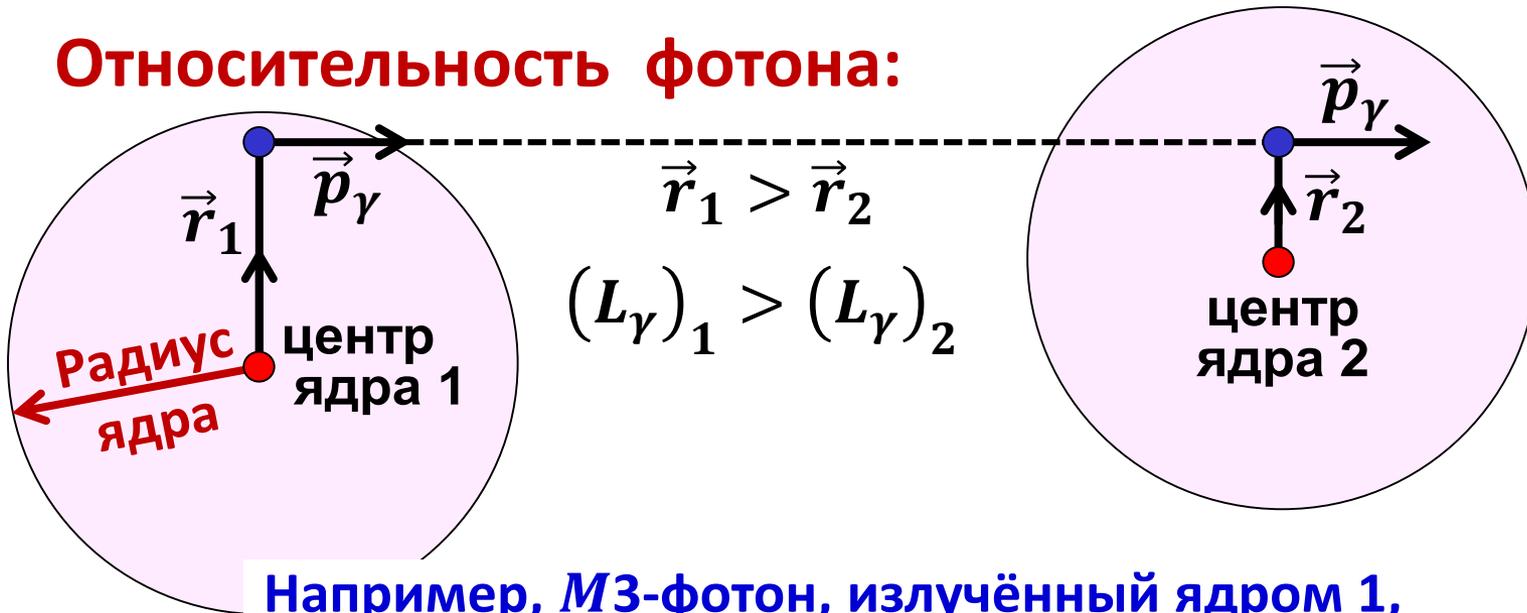
Спин и орбитальный момент фотона:



$$\vec{J}_\gamma = \vec{S}_\gamma + \vec{L}_\gamma$$

$$\vec{L}_\gamma = [\vec{r} \times \vec{p}_\gamma]$$

Относительность фотона:



$$(L_\gamma)_1 > (L_\gamma)_2$$

Например, M3-фотон, излучённый ядром 1,

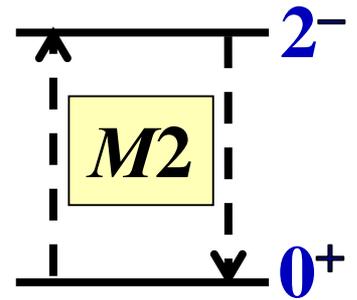
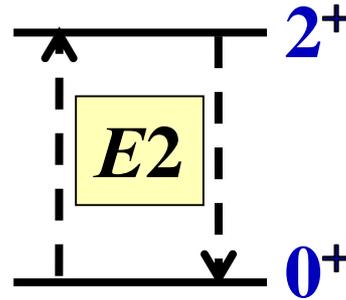
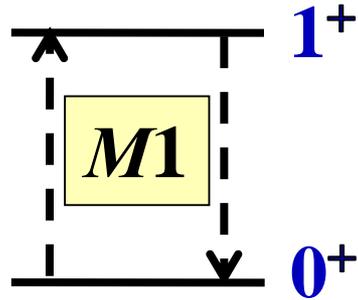
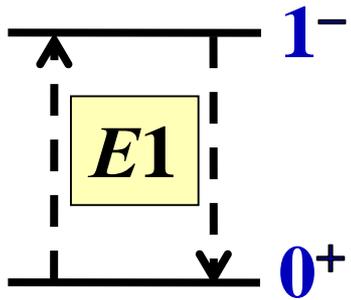
Превращается в E1-фотон, поглощённый ядром 2.

Нельзя говорить о типе и мультипольности фотона без указания точки (центра ядра), относительно которого он летит (которым поглощается или излучается)

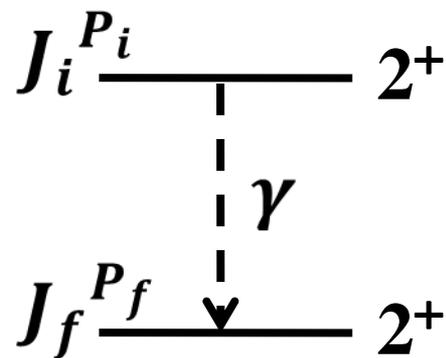
Правила отбора по чётности:

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

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



Пример использования правил отбора:



$$P_\gamma = P_i \cdot P_f = (+1) \cdot (+1) = +1$$

$$|J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f$$

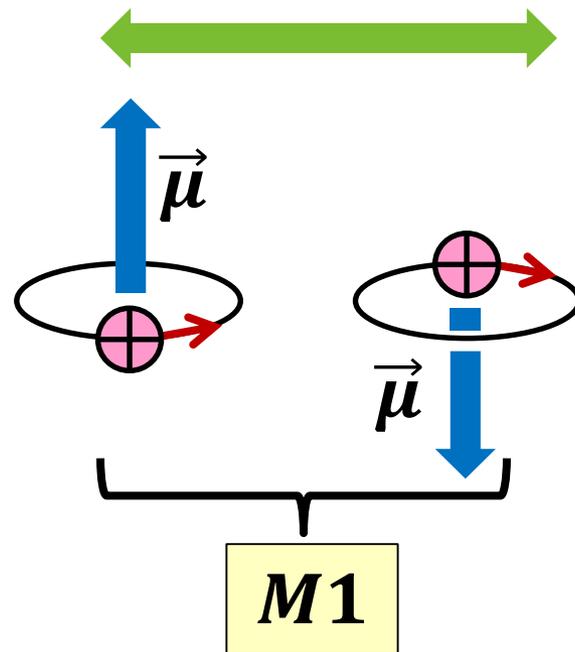
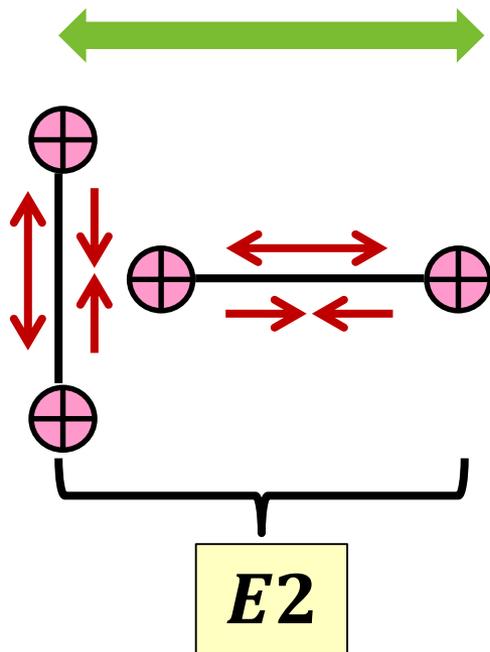
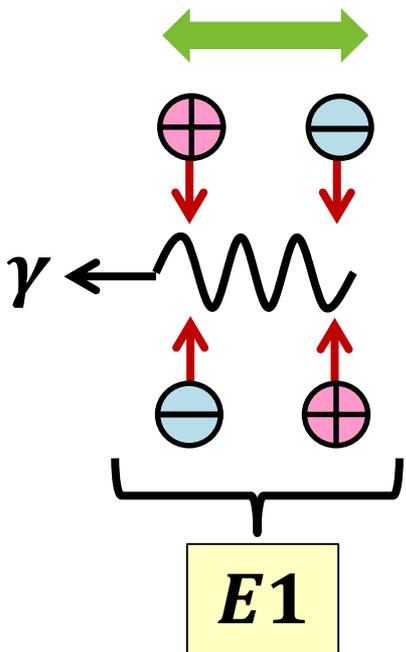
$$J_\gamma = \cancel{0}, 1, 2, 3, 4$$

$$\underbrace{2 - 2}_0$$

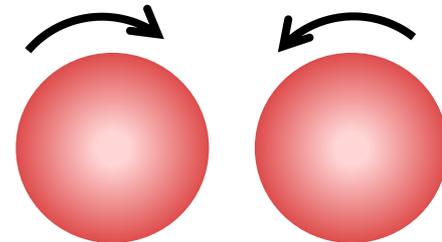
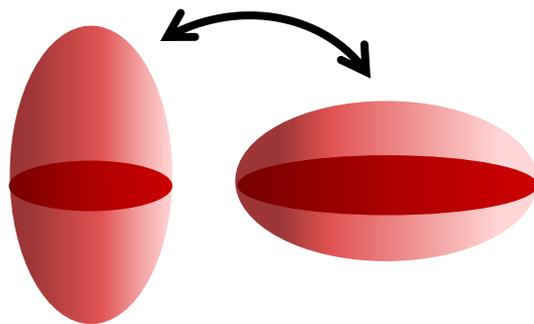
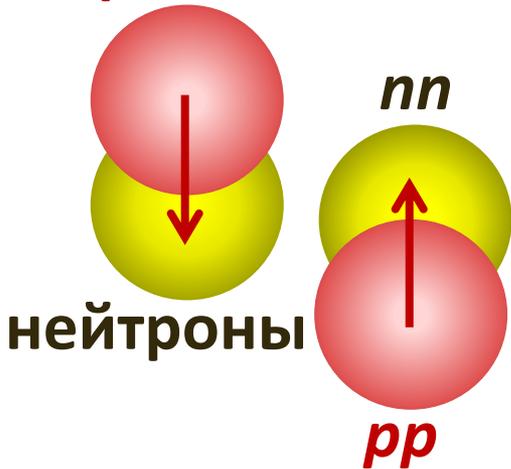
$$\underbrace{2 + 2}_4$$

$$M1, E2, M3, E4$$

Природа обозначений EJ - и MJ -фотонов



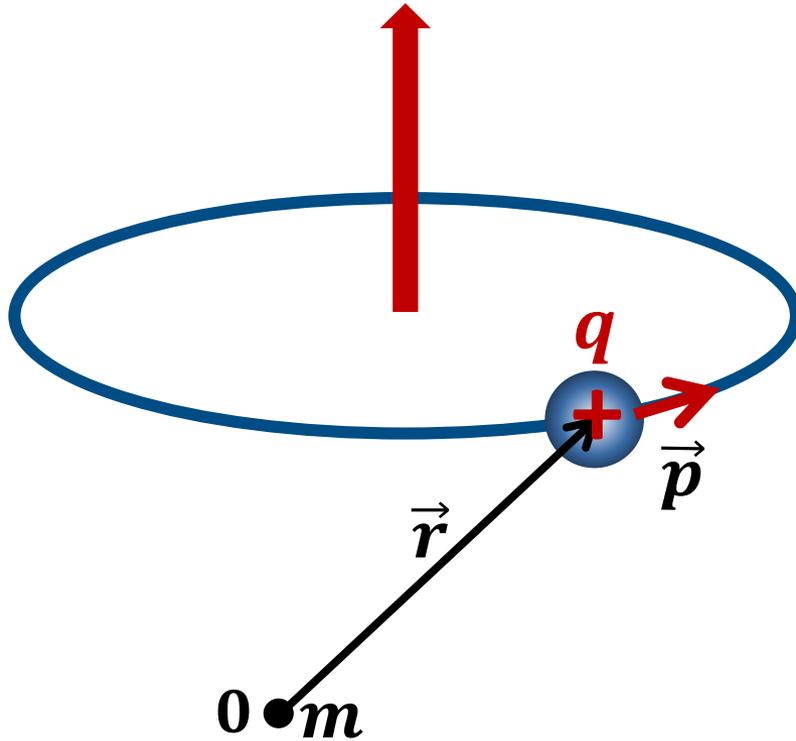
протоны



Тип и мультипольность фотона даёт представление о возбуждении в системе

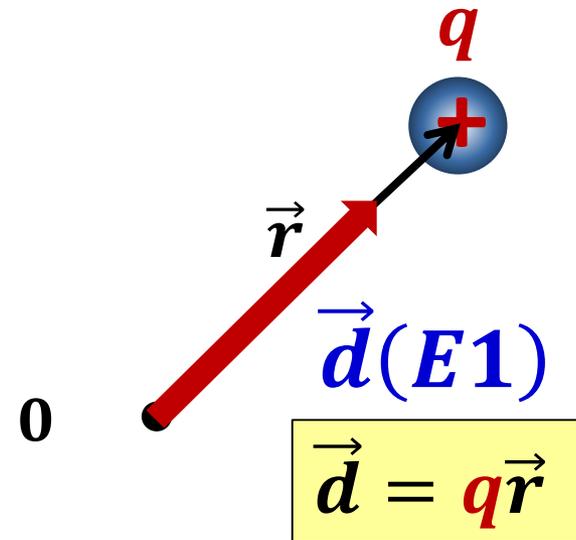
Магнитный дипольный момент частицы $\vec{\mu}(M1)$:

$$\vec{\mu}(M1)$$



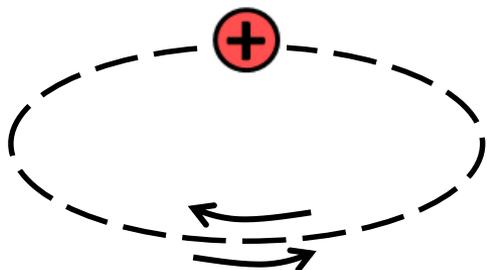
$$\vec{\mu} = \frac{q}{2mc} [\vec{r} \times \vec{p}] = \frac{q}{2mc} \vec{l}$$

Электрический дипольный момент частицы $\vec{d}(E1)$:

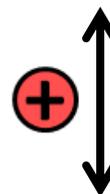


$$\vec{d} = q\vec{r}$$

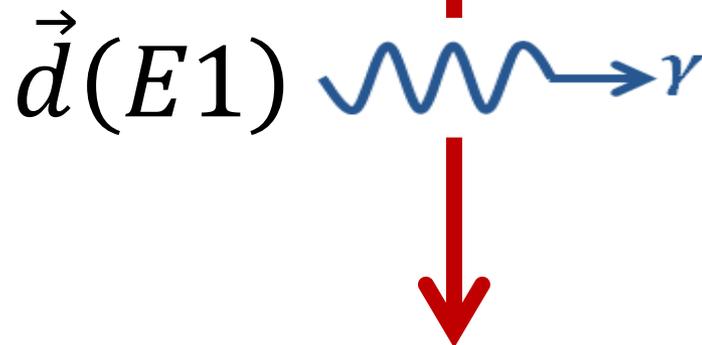
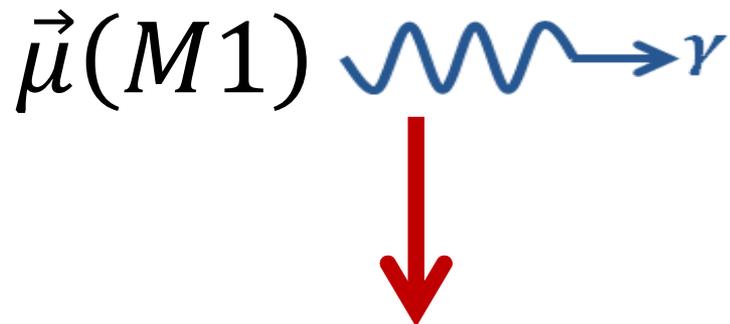
Колебание магнитного
дипольного момента частицы
создающее $M1$ -излучение



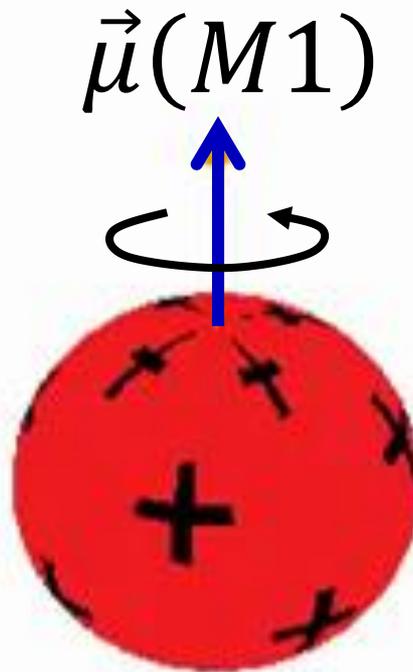
Колебание электрического
дипольного момента частицы
создающее $E1$ -излучение



Анимация
на Лекции

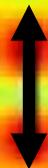


Возникновение магнитного дипольного момента системы зарядов



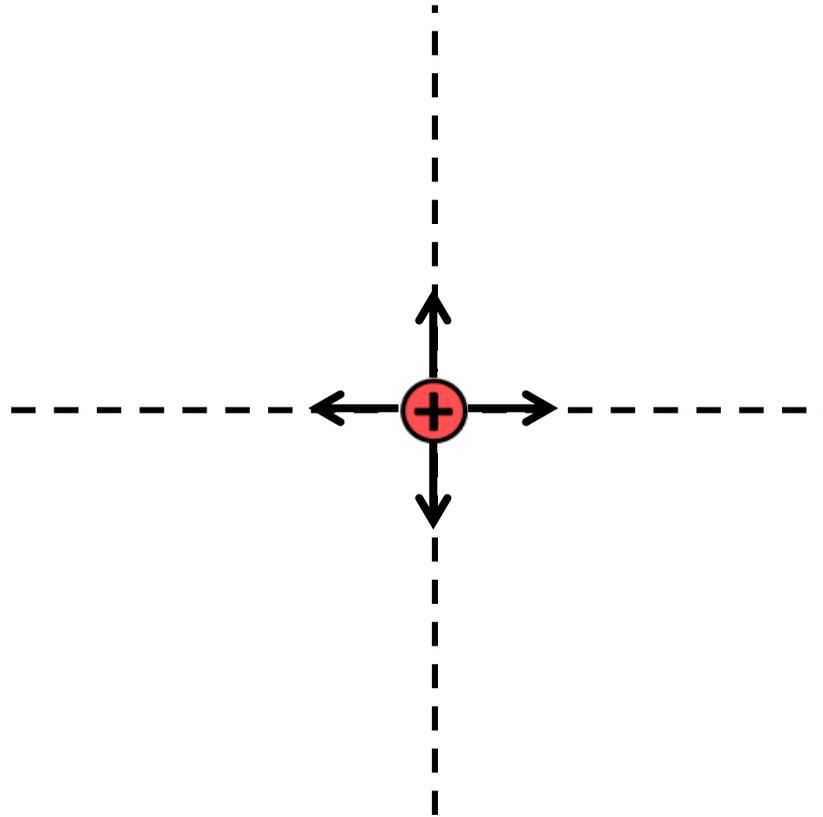
Видео на Лекции

E1-излучения дипольной антенны,
возникающее при
линейном колебании зарядов



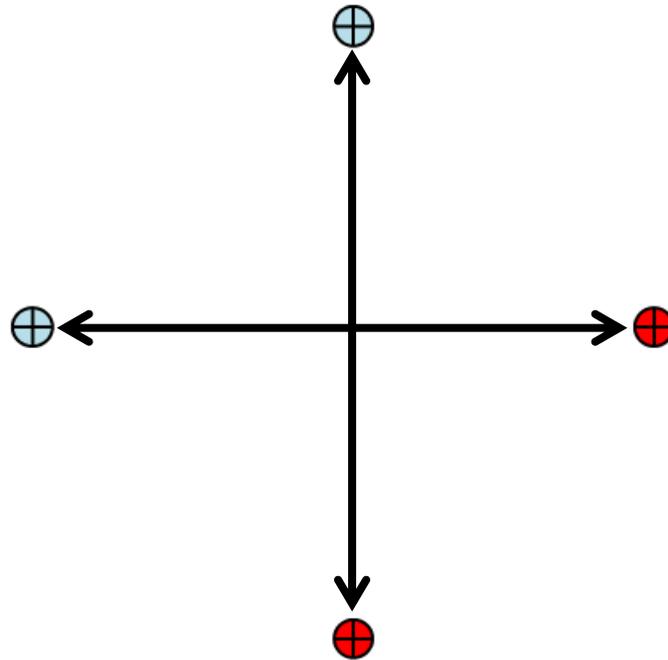
Видео на Лекции

Колебание электрического квадрупольного момента одной частицы создающее $E2$ -излучение



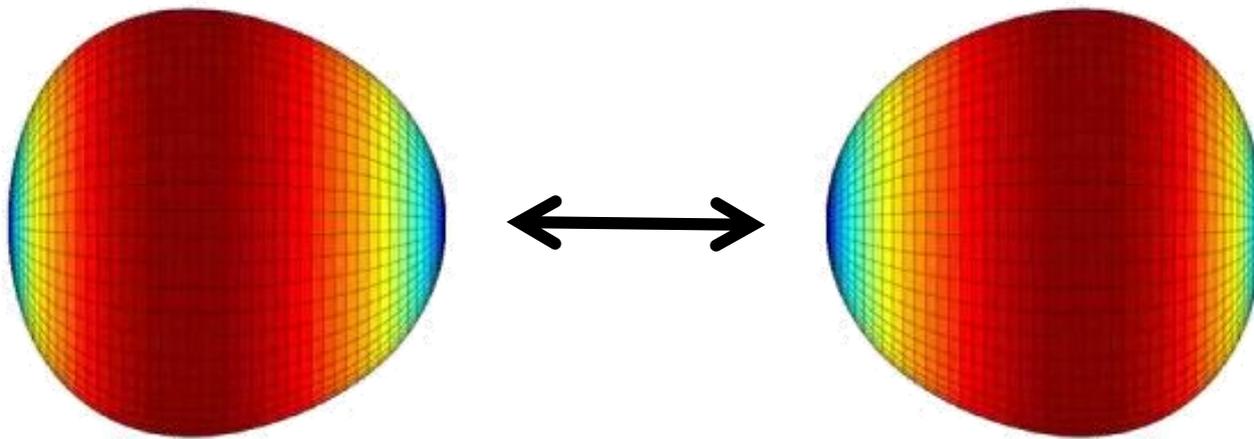
Анимация на Лекции

Колебание электрического квадрупольного момента системы 2-х частиц создающее $E2$ -излучение



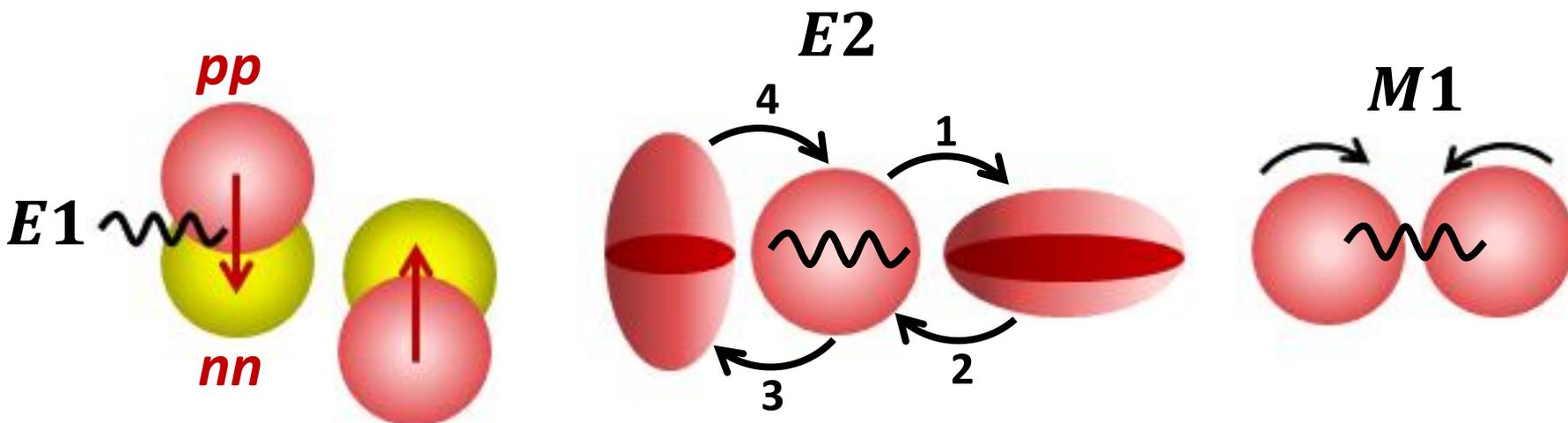
Анимация на Лекции

**Колебание
электрического октупольного момента
системы зарядов создающее $E3$ -излучение**



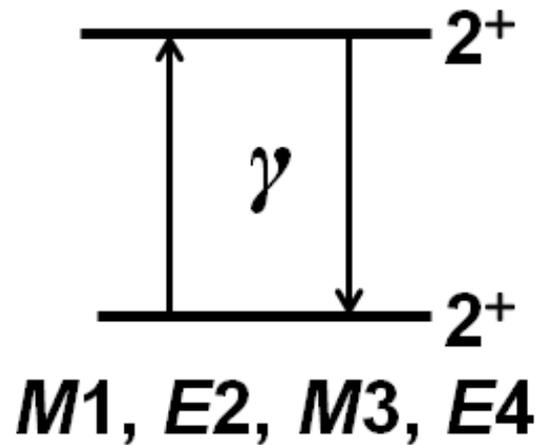
Видео на Лекции

Тип и мультипольность фотона даёт представление о возбуждении в системе



Анимация на Лекции

**Длинноволновое приближение:
длина волны фотона (λ)
много больше размера системы (R)**



**В длинноволновом приближении, т. е. при
 $\lambda \gg R$ можно предсказать
каковы вероятности
поглощения (испускания) фотонов
различного типа и мультипольности .**

Пусть на ядро падает плоская монохроматическая электромагнитная волна. Её векторный потенциал (классический аналог волновой функции фотона) имеет вид:

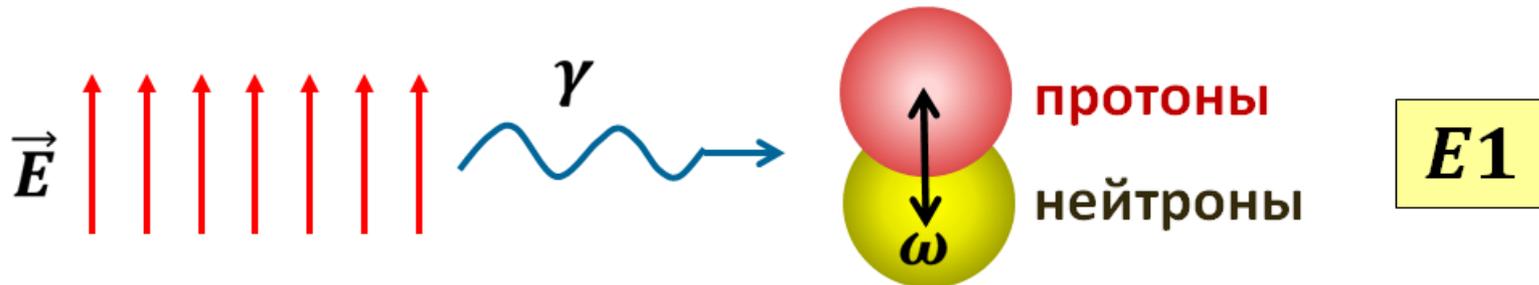
$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)},$$

где $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ – волновой вектор, а $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

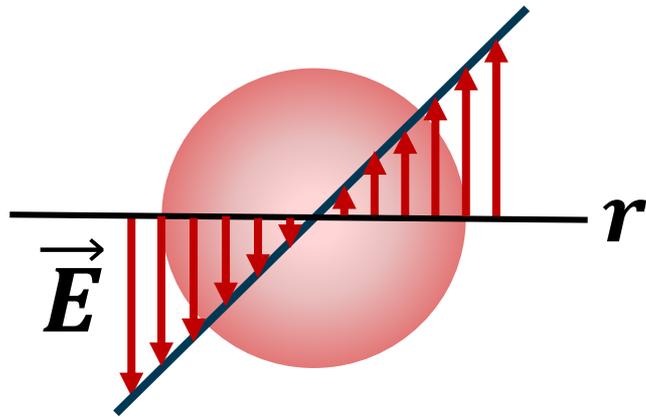
Такая волна при $\lambda \gg R$ ($kR \ll 1$) внутри системы (при $r < R$) допускает разложение в ряд:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 e^{-i\omega t} \left[1 + i\vec{k}\vec{r} + \frac{1}{2}(i\vec{k}\vec{r})^2 + \frac{1}{6}(i\vec{k}\vec{r})^3 + \dots \right]$$

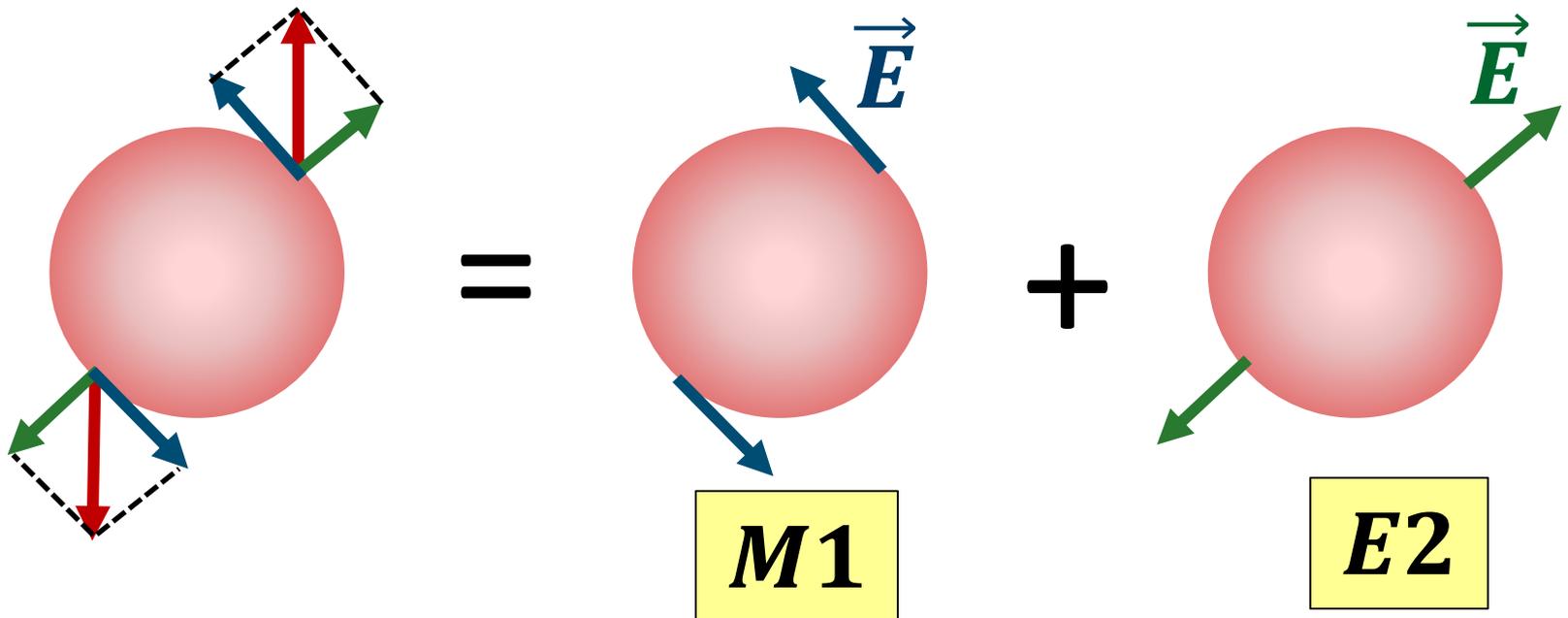
Слагаемое $\vec{A}_0 e^{-i\omega t} \cdot 1$ отвечает однородному (одинаковому во всём пространстве полю, вызывающему электрические дипольные колебания:



Слагаемое $\vec{A}_0 e^{-i\omega t} \cdot i\vec{k}\vec{r}$ отвечает
полю линейному по r :

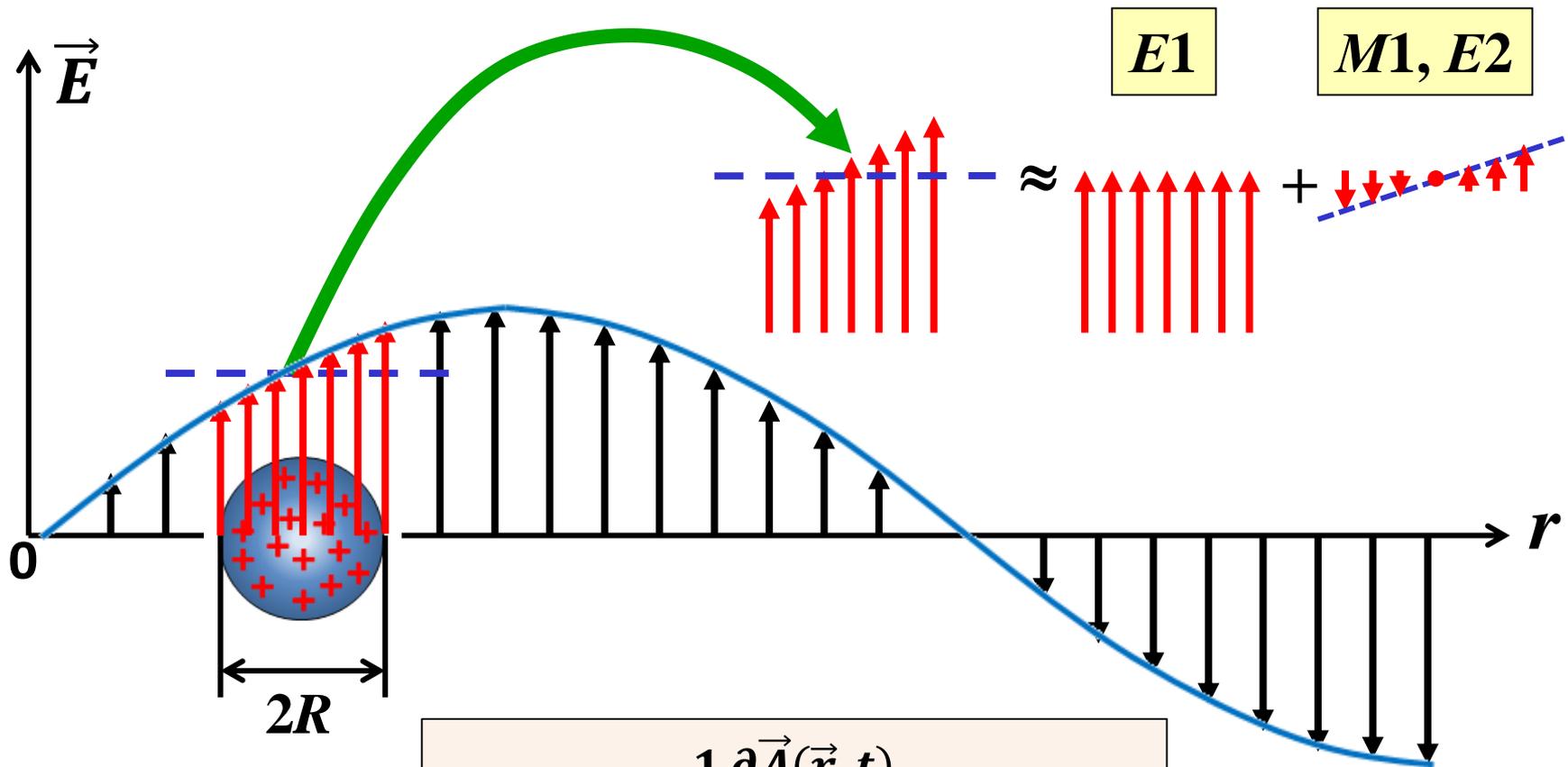


$$M1 + E2$$



Длинноволновое приближение:
длина волны фотона \gg размера системы

$$\lambda \gg R$$



$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t} = ik\vec{A}(\vec{r}, t)$$

Продолжая аналогичный анализ для более высоких членов разложения можно прийти к следующему соответствию слагаемых этого разложения фотонам различного типа:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 e^{-i\omega t} \left[\mathbf{1} + i\vec{k}\vec{r} + \frac{1}{2} (i\vec{k}\vec{r})^2 + \frac{1}{6} (i\vec{k}\vec{r})^3 + \dots \right]$$

$$\begin{array}{cccc} \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ L=0 & L=1 & L=2 & L=3 \end{array}$$

$E1$	$M1, E2$	$M2, E3, E1$	$M3, E4, E2$
------	----------	--------------	--------------

$$L = \begin{cases} J & \text{при } MJ \\ J \pm 1 & \text{при } EJ \end{cases}$$

Таким образом в длинноволновом приближении плоская монохроматическая волна является суперпозицией парциальных волн с различными орбитальными моментами L фотонов. Пространственная часть этих волн играет роль амплитуд этих парциальных волн в определённой точке пространства \vec{r} .

Поэтому интенсивность конкретной парциальной волны в этой точке даётся квадратом модуля амплитуды соответствующей парциальной волны.

Вероятность w_L фотонам с определённым L быть поглощёнными ядром пропорциональна числу фотонов с данным L в объёме ядра, т.е. интенсивности парциальной волны, которая, в свою очередь, даётся квадратом модуля амплитуды этой волны: $w_L \sim |A_L|^2$.

Амплитуды парциальных волн:

электрических

$$A_{E1} \sim (kr)^0 = 1,$$

$$A_{E2} \sim (kr)^1,$$

$$A_{E3} \sim (kr)^2,$$

$$A_{E4} \sim (kr)^3,$$

.....

$$A_{EJ} \sim (kr)^{J-1}.$$

L

магнитных

$$A_{M1} \sim (kr)^1,$$

$$A_{M2} \sim (kr)^2,$$

$$A_{M3} \sim (kr)^3,$$

$$A_{M4} \sim (kr)^4,$$

.....

$$A_{MJ} \sim (kr)^J.$$

L

Отсюда сразу получаем (R – радиус ядра):

$$w(EJ) \sim (kR)^{2(J-1)} \sim \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(J-1)} \sim (E_\gamma \cdot R)^{2(J-1)},$$

$$w(MJ) \sim (kR)^{2J} \sim (E_\gamma \cdot R)^{2J}.$$

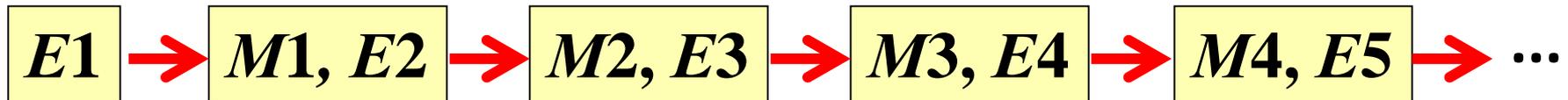
Для отношения вероятностей
электромагнитных переходов различного типа
и мультипольности при $\lambda \gg R$ имеем:

$$\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1$$

$$\frac{w(MJ + 1)}{w(MJ)} \approx \frac{w(EJ + 1)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1$$

Преимущественное взаимодействие атомов и ядер
с $E1$ -фотонами при $\lambda \gg R$ объясняется тем,
что у такой электромагнитной волны
внутри таких малых объектов
как атомы и ядра оказываются
практически только $E1$ -фотоны,
в меньшей степени – $M1, E2$,
в ещё меньшей степени – $M2, E3$ и так далее.

Таким образом, если правилами отбора разрешено поглощение (испускание) фотонов любого типа и мультипольности, то при $\lambda \gg R$ вероятности их поглощения (испускания) будут падать в следующей последовательности:



Применимо ли длинноволновое приближение ($\lambda \gg R$) к атомному ядру? Для атомного ядра ситуация $\lambda \gg R$ и $(kR)^2 \ll 1$ является типичной. Рассмотрим пример: Ядро с $A = 200$ и фотон с $E_\gamma = 5$ МэВ.

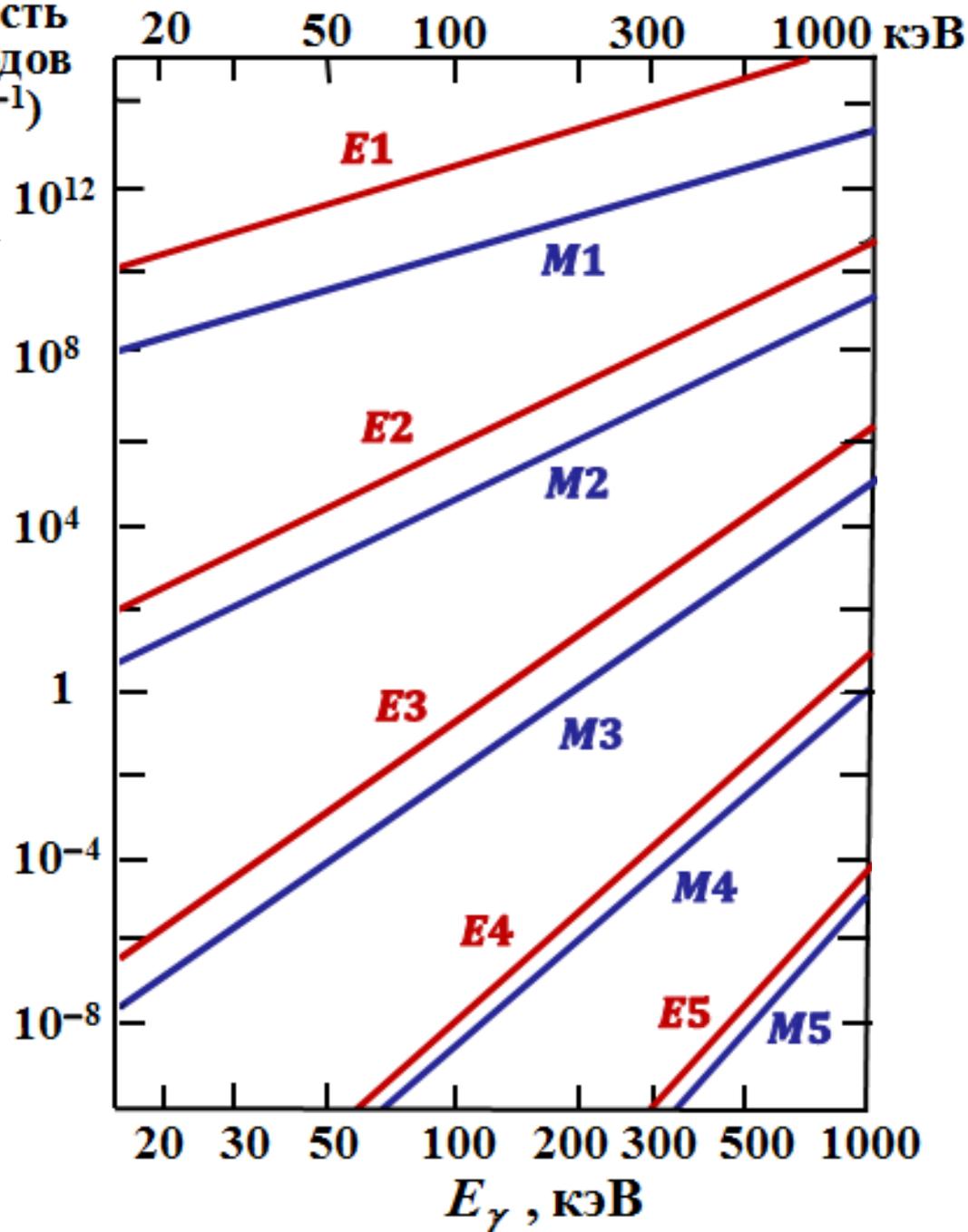
Радиус ядра ^{208}Pb : $R = 1,1 \cdot A^{1/3} \text{ Фм} \approx 6,5 \text{ Фм}$.

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_\gamma} = \frac{6,28 \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{5 \text{ МэВ}} \approx 250 \text{ Фм},$$

$$(kR)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} R \right)^2 \approx 0,027.$$

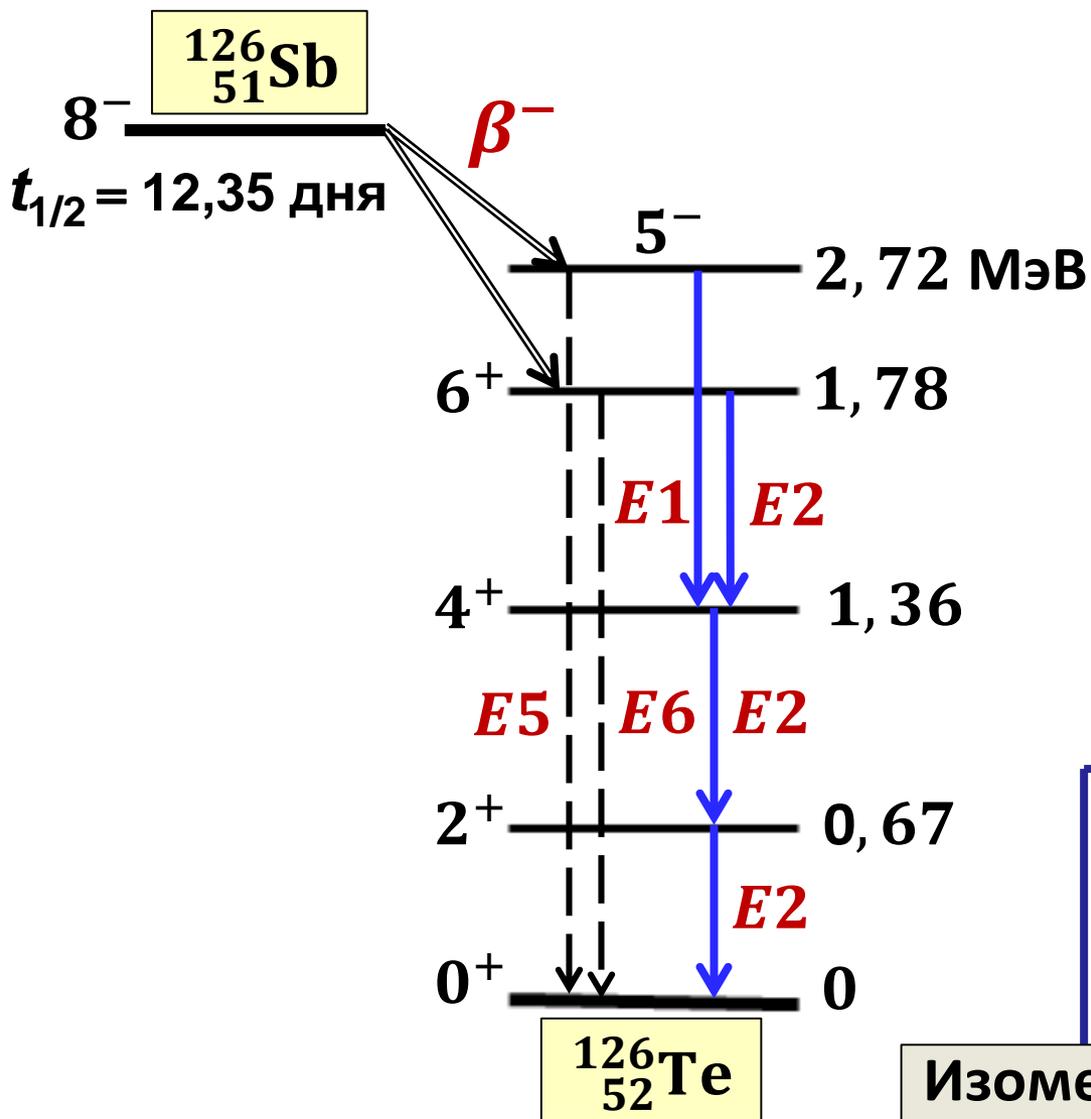
Скорости
гамма-переходов
в ядре
из 100 нуклонов,
рассчитанные
S.A.Moszkowski
(1965 г.)

Скорость
переходов
(сек⁻¹)

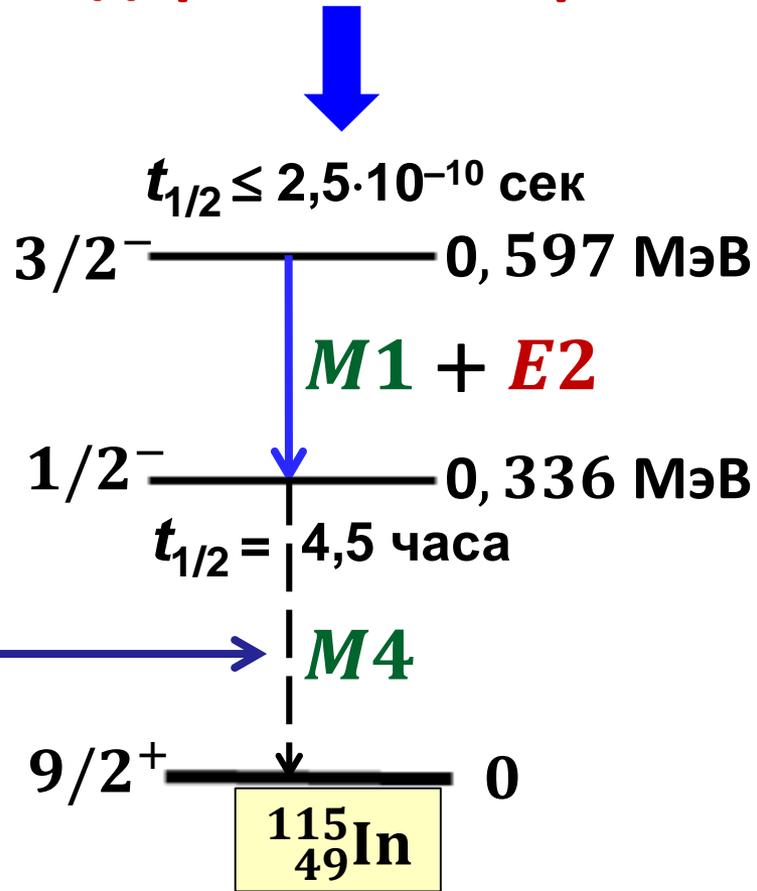


В ядрах распространены каскады γ -переходов.

Обычно для них $t_{1/2} < 10^{-7}$ сек

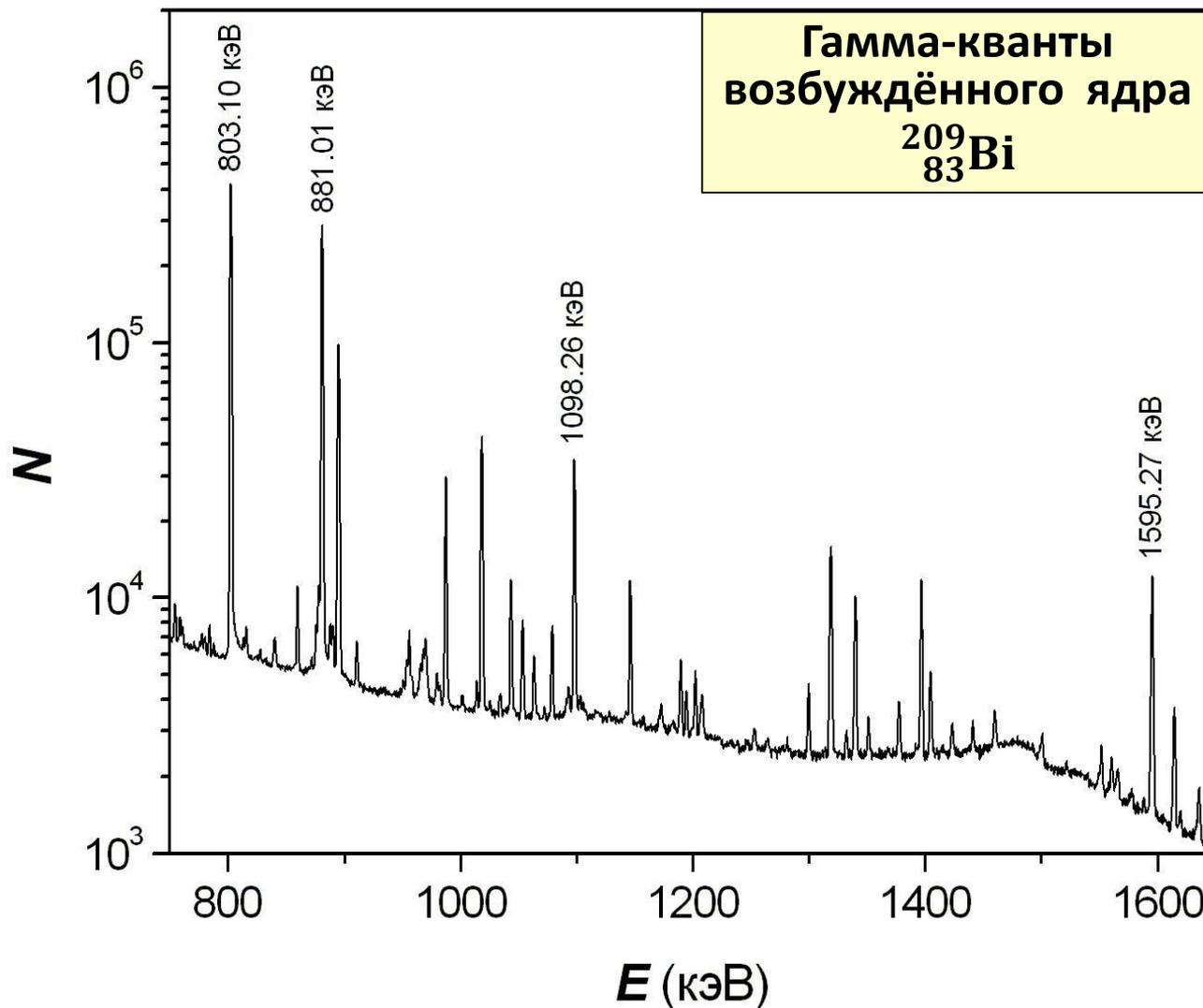


Ядерная изомерия:

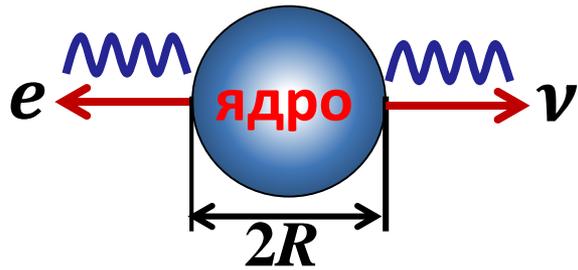


Изомерный γ -переход

Энергетические спектры γ -квантов, испускаемых возбуждённым ядром, дают детальную информацию об уровнях этого ядра



Роль орбитального момента в β -распаде



Пространственно-временные волновые функции лептонов:

$$\psi_e = e^{i(\vec{k}_e \vec{r}_e - \omega_e t)}, \quad \omega_e = E_e / \hbar,$$
$$\psi_\nu = e^{i(\vec{k}_\nu \vec{r}_\nu - \omega_\nu t)}, \quad \omega_\nu = E_\nu / \hbar.$$

Пространственно-временная волновая функция лептонной пары:

$$\psi_\beta = \psi_e \cdot \psi_\nu = e^{i[(\vec{k}_e \vec{r}_e + \vec{k}_\nu \vec{r}_\nu) - (\omega_e + \omega_\nu)t]}.$$

$e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}}$

в системе центра инерции

Здесь $\vec{k}_\beta = \frac{\vec{p}_\beta}{\hbar}$, где \vec{p}_β — относительный импульс лептонов, а $\vec{r} = \vec{r}_\nu - \vec{r}_e$ их относительная координата

Если приведённая длина волны лептонной пары $\lambda_\beta = 1/k_\beta \gg R$, где R – радиус ядра, или $k_\beta \cdot R \ll 1$, то внутри ядра справедливо разложение:

$$e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}} = \underset{\substack{\uparrow \\ L_\beta = 0}}{1} + \underset{\substack{\uparrow \\ 1}}{i\vec{k}_\beta \vec{r}} + \frac{1}{2} \underset{\substack{\uparrow \\ 2}}{(i\vec{k}_\beta \vec{r})^2} + \frac{1}{6} \underset{\substack{\uparrow \\ 3}}{(i\vec{k}_\beta \vec{r})^3} + \dots$$

и возникает та же иерархия β -распадов по вероятности в зависимости от уносимого лептонной парой относительного орбитального момента L_β , которая имеет место и при γ -распаде

Для типичных β -переходов

$$k_\beta \cdot R = \frac{p_\beta}{\hbar} R = \frac{p_\beta \cdot c}{\hbar c} R \approx \frac{E_\beta}{\hbar c} R = 0,01 \div 0,1$$

Увеличение
относительного орбитального момента
лептонной пары на 1
приводит к уменьшению вероятности β -перехода в

$$\frac{1}{(ik_{\beta}R)^2} = \frac{1}{(0,01 \div 0,1)^2} = 10^2 \div 10^4 \text{ раз}$$

Принятая иерархия β -переходов по вероятности:

$L_{\beta} = 0$ – самые вероятные (*разрешённые*)

$L_{\beta} = 1$ – менее вероятные
(*запрещённые, 1-я степень запрета*)

$L_{\beta} = 2$ – ещё менее вероятные
(*запрещённые, 2-я степень запрета*)

$L_{\beta} = n$ – *запрещённые, n-я степень запрета*

Различают разрешённые и запрещённые β -переходы двух типов:

Ферми: $\vec{S}_e + \vec{S}_\nu = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{0}$ 

Гамова-Теллера: $\vec{S}_e + \vec{S}_\nu = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{1}$ 

Итоговое замечание по α -, β - и γ -распаду ядер

Во всех рассмотренных видах радиоактивного распада ядер (α , β , γ) вероятность распада зависит от относительного орбитального момента L продуктов распада. Во всех случаях (при прочих равных условиях) вероятность падает с ростом L .

Однако в α -распаде это не является определяющим фактором формирования вероятности распада. Значительно более важную роль там играет кулоновский барьер.

В β - и γ -распадах, где кулоновский барьер не играет роли, фактор подавления вероятности за счёт орбитального момента является определяющим.

Георгий Гамов (1904–1968)



1. **1928.** Теория α -распада и туннельный эффект.
2. **1930.** Начало теории термоядерных реакций в звёздах и происхождения элементов.
3. **1936.** Совместно с Э.Теллером сформулировал **правила отбора Гамова-Теллера** для β -распада.
4. **1938.** Организовал совместно с Теллером первую конференцию по термоядерным источникам энергии в звёздах (Вашингтон).
5. **1940.** Сформулировал (совместно с Шёнбергом) механизм взрыва сверхновых через эмиссию нейтрино (УРКА-процесс).
6. **1946.** Концепция горячей Вселенной и становление модели Большого Взрыва.
7. **1948.** Предсказание вместе с учениками (Альфером и Херманом) космического микроволнового реликтового излучения – **открыто в 1965 г. Пензиасом и Вильсоном, Нобелевская премия 1978 г.**

Bruno Pontecorvo (1913 – 1993)



1. **1934 -1940**). Работал в Италии в группе Ферми. Открыл с ним эффект замедления нейтронов.
2. **1940-50**. США, Канада. Реакторы.
3. **1946**. Предложил хлор-аргонный метод регистрации солнечных нейтрино. Реализован Р. Дэвисом (**N.P. 2002**).
4. **1948-50**. Участие в британском атомном проекте.
5. **1950**. С семьей нелегально прибыл в СССР. До конца жизни работал в Дубне.
6. **1966-1986**. Заведующий кафедрой физики элементарных частиц физфака МГУ.
7. **1957**. Выдвинул идею осцилляций нейтрино. Подтверждено в 1998-2002 (**N.P. 2015**).
8. **1959**. Предложил эксперимент по регистрации мюонного нейтрино. Реализован Л. Ледерманом (**N.P. 1988**).

