

Государственный университет «Дубна»  
Факультет естественных и инженерных наук  
Кафедра Ядерной физики

Специальный семинар по физике ядра и ядерным реакциям

В.В.Самарин

# Частицы и взаимодействия

Вопросы 24, 25.

2017

- 24. Частицы и взаимодействия. Четыре типа фундаментальных взаимодействий.
- Константы и радиусы взаимодействия. Принципы описания взаимодействия частиц в
- квантовой теории поля.
- 25. Переносчики взаимодействия. Понятие о диаграммах Фейнмана. Основные
- характеристики частиц. Классификация частиц. Калибровочные бозоны, лептоны и
- адроны. Фундаментальные частицы. Квантовые числа частиц и законы сохранения.
- Античастицы.

# Четыре типа фундаментальных взаимодействий.

## Взаимодействия субатомных частиц

Таблица не является точной. Фотон, например, при высоких энергиях ведет себя как частица, которая может участвовать в слабых и адронных взаимодействиях. Подобное поведение фотонов обсуждается в § 8 гл. 10

Частица	Тип частицы	Взаимодействия		
		слабые	электро-магнитные	адронные
Фотон	Бозон	Нет	Да	Нет
Лептоны				
нейтрино	Фермион	Да	Нет	Нет
электрон	Фермион	Да	Да	Нет
мюон	Фермион	Да	Да	Нет
Адроны				
мезоны	Бозоны	Да	Да	Да
барионы	Фермионы	Да	Да	Да



# Четыре типа фундаментальных взаимодействий.

## Несколько примеров распадов частиц

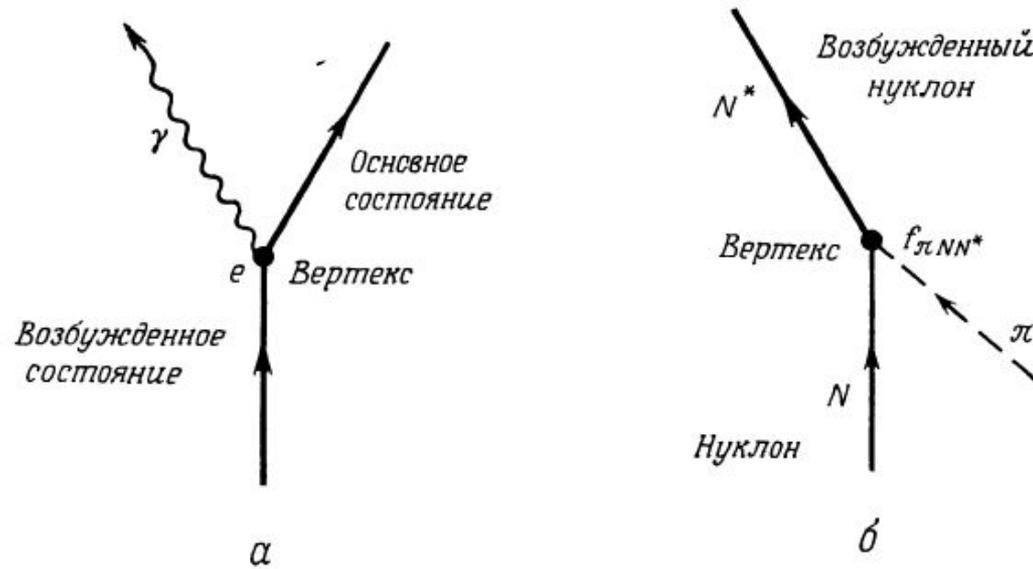
В последнем столбце  $W$  означает слабое взаимодействие,  $EM$  — электромагнитное и  $H$  — адронное

Частица	Масса, МэВ/ $c^2$	Основные моды распада	Энергия распада, МэВ	Время жизни, с	Тип распада
$\mu$	106	$e\nu\bar{\nu}$	105	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$W$
$\pi^\pm$	140	$\mu\nu$	34	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$W$
$\pi^0$	135	$\gamma\gamma$	135	$7,6 \cdot 10^{-17}$	$EM$
$\eta$	549	$\gamma\gamma, \pi\pi\pi$	549	$3 \cdot 10^{-19}$	$EM$
$\rho$	765	$\pi\pi$	485	$6 \cdot 10^{-24}$	$H$
$n$	940	$pe^-\bar{\nu}$	0,8	$0,93 \cdot 10^3$	$W$
$\Lambda$	1116	$p\pi^-, n\pi^0$	39	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$W$
$\Delta$	1236	$N\pi$	159	$6 \cdot 10^{-24}$	$H$
${}^8\text{Be}^*$	—	$2\alpha$	3	$6 \cdot 10^{-22}$	$H$

$$\begin{array}{ll}
 \text{адронный распад } (\Delta) & 10^{-23} \text{ с,} \\
 \text{электромагнитный распад } (\pi^0) & 10^{-18} \text{ с,} \\
 \text{слабый распад } (\Lambda) & 10^{-10} \text{ с.}
 \end{array} \tag{5.46}$$

Отношения этих времен жизни равны *весьма* приближенно отношениям сил упомянутых взаимодействий. Для получения лучших оценок для последних требуется более детально изучить взаимодействие, что мы и сделаем в части IV.

# Константы и радиусы взаимодействия.



Фиг. IV.1 Испускание и поглощение бозона фермионом. Константы связи  $e$  и  $f_{\pi NN^*}$ .

Константу связи  $e$  электромагнитного взаимодействия можно определить многими способами. Можно измерить силу, которая действует на заряженную частицу в известном электромагнитном поле. Можно измерить резерфордское или моттовское эффективные сечения для рассеяния электронов на точечном рассеивателе [см. формулы (6.17) или (6.19)]. Наконец, можно определить время жизни состояния, распадающегося с испусканием фотона при известном значении матричного элемента  $\langle f | \mathbf{x} | i \rangle$  [см. (10.75)].

$\frac{e^2}{\hbar c} \equiv \alpha \approx \frac{1}{137}$  характеризует силу, или величину взаимодействия между заряженной частицей и фотоном; обычно этот множитель называют «постоянной тонкой структуры».

отметим, что электрический заряд  $e$  выступает в теории в двух различных ролях. В § 2 гл. 7 заряд появился как аддитивное квантовое число; в настоящем параграфе мы показали, что сила электромагнитного взаимодействия пропорциональна  $e^2$ ; поэтому мы назвали  $e$  константой связи.

# Константа слабого взаимодействия

в таблицах [5] приводят значения  $ft_{1/2}$ , а не  $ft$ . Величину  $ft_{1/2}$  называют *приведенным периодом полураспада*. Это название имеет следующее объяснение. Все  $\beta$ -распадные состояния имели бы одинаковое значение периода полураспада  $ft_{1/2}$ , если бы для них матричные элементы были одинаковы.

Экспериментальные значения приведенных периодов полураспада для некоторых  $\beta$ -распадов

Распад	Спины и четности	$t_{1/2}$	$E_{\text{макс}}$ , МэВ	$ft_{1/2}$ , с
$n \rightarrow p$	$\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$	10,6 мин	0,782	1100
${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$	$0^+ \rightarrow 1^+$	0,813 с	3,50	810
${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{14}\text{N}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	71,4 с	1,812	3100

Рассмотрим, к примеру,  $\beta$ -распад нейтрона. Взяв для него значение  $ft_{1/2}$ , приведенное в табл. 11.1 для матричного элемента взаимодействия  $H_w$  получим следующее значение:

$$|\langle p e \bar{\nu} | H_w | n \rangle| \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3. \quad (11.13)$$

Матричный элемент (11.13) имеет размерность «энергия  $\times$  объем». Объем протона, как это следует из (6.51), равен примерно  $2 \text{ фм}^3$ . Таким образом, плотность энергии слабого взаимодействия, распределенной по объему протона, по порядку величины равна

$$H_w \approx 10^{-4} \text{ МэВ}. \quad (11.14)$$

Этот результат показывает, что слабое взаимодействие, действительно, очень слабое. Считая (как это обычно делают), что масса протона, равная примерно  $1 \text{ ГэВ}$ , обязана своим происхождением адронному взаимодействию, можно оценить плотность энергии адронного взаимодействия в протоне. Получается, таким образом, что *слабое взаимодействие слабее адронного в  $10^7$  раз*.

# Константа слабого взаимодействия

А как лучше всего

определить значение константы связи  $G$  слабого взаимодействия? Здесь опять мы имеем несколько возможностей, однако лучше всего использовать экспериментальное значение времени жизни мюона. Причины для этого две. Во-первых, в процессе распада мюона не участвуют никакие адроны, так что никаких осложнений, обусловленных адронными взаимодействиями, нет, и, во-вторых, время жизни мюона измерено очень тщательно.

W- и Z-бозоны как переносчики слабого взаимодействия были предсказаны С.Вайнбергом, Ш.Глэшоу и А.Саламом в электрослабой теории, объединившей электромагнитное и слабое взаимодействие. Они были открыты в 1982-1983 гг. в ЦЕРНе на протон-антипротонном коллайдере с энергиями до 300 ГэВ.

Отсюда для среднего времени жизни мюона  $\tau_\mu = 1/\omega_\mu$  имеем выражение

$$\tau_\mu = \frac{192\pi^3 \hbar^7}{G^2 m_\mu^5 c^4}.$$

$m_W c^2 = 81$  ГэВ,  $m_Z c^2 = 93$  ГэВ. За это К.Руббиа и С.Ван дер Меер были удостоены Нобелевской премии в 1984 г.

Если подставить сюда экспериментальное значение времени жизни мюона, то для константы связи  $G$  получим следующую величину [15]:

$$G = (1,435 \pm 0,001) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = (0,896 \pm 0,001) \cdot 10^{-4} \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3. \quad (11.54)$$

Из формул (11.15) и (11.17) непосредственно видно, что аналогом электромагнитному заряду в случае слабого взаимодействия служит величина  $g$ ,

$$\frac{g^2}{\hbar c} = \frac{1}{\sqrt{2} 4\pi} \frac{1}{\hbar c} \left( \frac{m_W c}{\hbar} \right)^2 G,$$

где  $m_W$  — масса промежуточного бозона. Используя только что приведенное числовое значение  $G$  [см. (11.54)], для безразмерной константы связи слабого взаимодействия получаем следующее значение:

$$\frac{g^2}{\hbar c} \approx 0,65 \cdot 10^{-12} (m_W c^2)^2, \quad (11.55)$$

причем здесь энергия покоя  $m_W c^2$  промежуточного бозона выражена в единицах МэВ. В настоящее время неизвестно, существует ли действительно в природе частица  $W$ . И все же, чтобы получить хоть какое-нибудь представление о величине безразмерной константы связи, подставим вместо  $m_W$  массу, равную массе нуклона. Тогда получим следующее значение безразмерной константы связи слабого взаимодействия:

$$\frac{g^2}{\hbar c} \approx 0,57 \cdot 10^{-6}.$$

SUBATOMIC PHYSICS

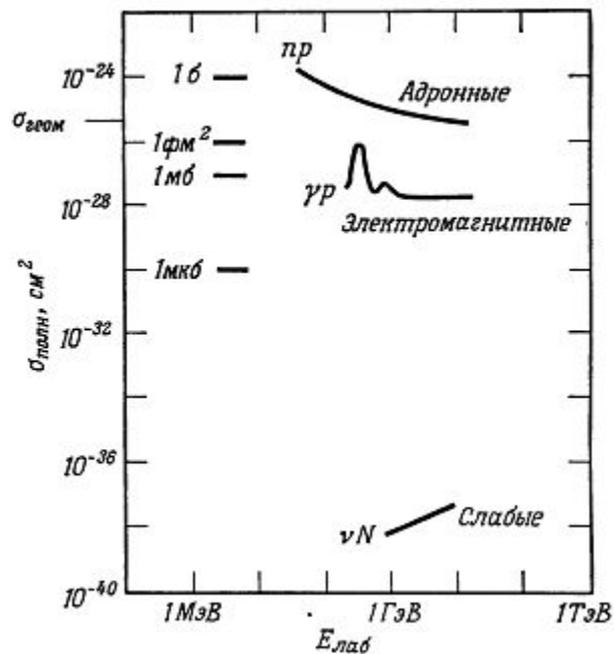
Hans Frauenfelder  
University of Illinois

Ernest M. Henley

University of Washington

Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs,  
New Jersey 1974

# Константы и радиусы взаимодействия.



**Радиус действия.** Самые первые эксперименты Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц показали, что ядерные силы должны иметь радиус действия, равный самое большое нескольким фм. В 1933 г. Вигнер, сравнив друг с другом величины энергии связи дейтрона, трития и  $\alpha$ -частицы, пришел к важному заключению, что ядерные силы должны иметь радиус действия порядка 1 фм и должны быть очень сильными [1].

**Фиг. 12.3.** Сравнение полных нуклонных эффективных сечений рассеяния для адронных, электромагнитных и слабых взаимодействий.  $\sigma_{\text{геом}}$  — геометрическое сечение нуклона.

Можно считать (правда, довольно произвольно), что относительные интенсивности трех видов взаимодействий характеризуются отношением их сечений при энергии, равной нескольким ГэВ. Тогда, используя данные, приведенные на фиг. 12.3, получаем следующие значения для отношений интенсивностей:

адронные взаимодействия: электромагнитные взаимодействия:

$$\text{слабые взаимодействия} \approx 1 : 10^{-2} : 10^{-12}. \quad (12.1)$$

Поскольку константа электромагнитного взаимодействия в безразмерных единицах имеет порядок  $10^{-2}$  [см. (10.77)], соответствующая константа связи для адронных взаимодействий оказывается величиной порядка единицы. Вследствие этого в теории адронных взаимодействий теория возмущений имеет в лучшем случае лишь ограниченную область применимости.

# Бозоны и фермионы: спин и статистика

В релятивистской квантовой теории сохраняется полная энергия, масса и полное число частиц не сохраняются. Релятивистская теория частиц – это теория с бесконечным числом степеней свободы, подобная теории поля.

Математический аппарат для описания систем с переменным числом частиц – вторичное квантование, в котором независимыми переменными являются числа заполнения различных состояний частицы.

Оператор квантованной волновой функции разлагается по полному набору состояний свободной частицы (плоским волнам) с положительными и отрицательными “частотами”.  $\Psi$ -операторы:

$$\hat{\Psi} = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\mathbf{p}} \left\{ \hat{a}_{\mathbf{p}} u(\varepsilon, \mathbf{p}) \exp(-i(\varepsilon t - \mathbf{p}r)) + \hat{b}_{\mathbf{p}}^\dagger u(-\varepsilon, -\mathbf{p}) \exp(i(\varepsilon t - \mathbf{p}r)) \right\} \quad \hat{a}_{\mathbf{p}}^\dagger, \hat{b}_{\mathbf{p}}^\dagger \quad \begin{array}{l} \text{операторы рождения} \\ \text{частиц и античастиц} \end{array}$$

$$\hat{\Psi}^+ = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\mathbf{p}} \left\{ \hat{a}_{\mathbf{p}}^\dagger u^*(\varepsilon, \mathbf{p}) \exp(i(\varepsilon t - \mathbf{p}r)) + \hat{b}_{\mathbf{p}} u^*(-\varepsilon, -\mathbf{p}) \exp(-i(\varepsilon t - \mathbf{p}r)) \right\} \quad \hat{a}_{\mathbf{p}}, \hat{b}_{\mathbf{p}} \quad \begin{array}{l} \text{операторы уничтожения} \\ \text{частиц и античастиц} \\ \text{с импульсами } p \text{ и} \\ \text{энергиями } \varepsilon \end{array}$$

В аппарате вторичного квантования гамильтониан системы частиц  $\hat{H}$  получается из гамильтониана одной частицы  $\hat{H}^{(1)}$  как интеграл

$$\hat{H} = \int \hat{\Psi}^+ \hat{H}^{(1)} \hat{\Psi} dV$$

<sup>1)</sup> Индекс (1) у гамильтониана частицы введен здесь для отличия его от гамильтониана всей системы.

В нерелятивистской теории это приводило к тривиальному результату. При подстановке  $\Psi$ -операторов

$$\hat{\Psi} = \sum_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}} \Psi_{\mathbf{p}}, \quad \hat{\Psi}^+ = \sum_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \Psi_{\mathbf{p}}^*, \quad (86,2)$$

вне зависимости от правил коммутации операторов  $\hat{a}_{\mathbf{p}}, \hat{a}_{\mathbf{p}}^+$ , получалось

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}}, \quad (86,3)$$

где  $\varepsilon_{\mathbf{p}}$  — собственные значения гамильтониана  $\hat{H}^{(1)}$ , т. е. энергии свободной частицы. Собственные же значения операторных произведений  $\hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}}$  есть числа заполнения состояний  $N_{\mathbf{p}}$ ; поэтому собственные значения полной энергии системы оказывались равными очевидному выражению  $E = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} N_{\mathbf{p}}$ .

Аналогичным образом получался тривиальный результат и для полного числа частиц в системе, оператор которого дается интегралом

$$\hat{N} = \int \hat{\Psi}^+ \hat{\Psi} dV. \quad (86,4)$$

При подстановке сюда  $\Psi$ -операторов (86,2) получалось

$$\hat{N} = \sum_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}}, \quad (86,5)$$

так что собственные значения  $N = \sum_{\mathbf{p}} N_{\mathbf{p}}$ .

В релятивистской же теории существование у гамильтониана частицы  $\hat{H}^{(1)}$  отрицательных собственных значений меняет ситуацию радикальным образом. Вместо (86,3) получается теперь

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}} - \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \hat{b}_{\mathbf{p}} \hat{b}_{\mathbf{p}}^+. \quad (86,6)$$

# Бозоны и фермионы: спин и статистика

В релятивистской же теории существование у гамильтониана частицы  $\hat{H}^{(1)}$  отрицательных собственных значений меняет ситуацию радикальным образом. Вместо (86,3) получается теперь

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}} - \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} \hat{b}_{\mathbf{p}} \hat{b}_{\mathbf{p}}^+. \quad (86,6)$$

Первая сумма отвечает положительным собственным значениям  $\varepsilon_{\mathbf{p}} = +\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ ; она имеет такой же вид, как и сумма (86,3). Вторая же сумма отвечает отрицательным собственным значениям, равным  $-\varepsilon_{\mathbf{p}}$ ; отсюда — знак минус

перед этой суммой. Обратный же (по сравнению с первой суммой) порядок множителей  $\hat{b}_{\mathbf{p}}$  и  $\hat{b}_{\mathbf{p}}^+$  во второй сумме связан с тем, что в  $\Psi$ -операторах (85,3) вместе с  $\hat{a}_{\mathbf{p}}$  и  $\hat{a}_{\mathbf{p}}^+$  фигурируют соответственно  $\hat{b}_{\mathbf{p}}^+$  и  $\hat{b}_{\mathbf{p}}$ . Аналогичным образом для оператора (86,4) (который обозначим теперь через  $\hat{Q}$ ) получим вместо (86,5)

$$\hat{Q} = \sum_{\mathbf{p}} \hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \hat{b}_{\mathbf{p}} \hat{b}_{\mathbf{p}}^+. \quad (86,7)$$

Для определения собственных значений операторов (86,6) и (86,7) необходимо предварительно привести порядок множителей во вторых суммах к стандартному:  $\hat{b}_{\mathbf{p}}^+ \hat{b}_{\mathbf{p}}$ ; собственные значения именно таких произведений равны числам заполнения. Здесь, однако, становятся существенными правила коммутации, которым удовлетворяют операторы рождения и уничтожения частиц.

Легко видеть, что разумный результат для собственных значений гамильтониана (86,6) получится, лишь если эти операторы удовлетворяют правилам коммутации Ферми:

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^+ + a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}} &= 1, \\ b_{\mathbf{p}} b_{\mathbf{p}}^+ + b_{\mathbf{p}}^+ b_{\mathbf{p}} &= 1. \end{aligned} \quad (86,8)$$

Действительно, в таком случае гамильтониан (86,6) принимает вид

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_{\mathbf{p}} (\hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}} + \hat{b}_{\mathbf{p}}^+ \hat{b}_{\mathbf{p}} - 1).$$

Установив, таким образом, правила коммутации операторов уничтожения и рождения частиц, обратимся теперь к оператору (86,7). Изменив с помощью (86,8) порядок множителей во второй сумме, получим

$$\hat{Q} = \sum_{\mathbf{p}} (\hat{a}_{\mathbf{p}}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}} - \hat{b}_{\mathbf{p}}^+ \hat{b}_{\mathbf{p}} + 1).$$

Собственные значения этого оператора (снова за вычетом несущественной аддитивной постоянной  $\sum 1$ )

$$Q = \sum_{\mathbf{p}} (N_{\mathbf{p}} - \bar{N}_{\mathbf{p}}), \quad (86,10)$$

т. е. равны разностям полных чисел частиц и античастиц.

Этот результат очень важен. Оператор  $\hat{Q}$  отвечает той величине (84,2), закон сохранения которой выражается уравнением непрерывности (84,1). Мы видим теперь, что этот закон не требует сохранения числа частиц и числа античастиц по отдельности или же их суммы. Должна сохраняться лишь разность этих чисел. Другими словами, в процессах различных взаимодействий могут возникать и исчезать пары «частица — античастица»<sup>1)</sup>. Разумеется, все такие процессы должны происходить с соблюдением законов сохранения энергии и импульса всей системы взаимодействующих частиц. В частности, исчезновение пары при столкновении частицы с античастицей должно сопровождаться появлением каких-то других частиц, обеспечивающих сохранение энергии и импульса; таковыми могут быть фотоны, — в таком случае говорят об *аннигиляции* пары.

Если частица электрически заряжена, то ее античастица должна иметь заряд противоположного знака: если бы та и другая имели одинаковые заряды, то возникновение или уничтожение их пары противоречило бы строгому закону природы — сохранению полного электрического заряда.

Величину  $Q$  иногда называют *зарядом поля* данных частиц. Для электрически заряженных частиц  $Q$  определяет полный заряд системы (измеренный в единицах элементарного заряда  $e$ ). Подчеркнем, однако, что частицы и античастицы могут быть и электрически нейтральными<sup>1)</sup>.

# Принципы описания взаимодействия частиц в квантовой теории поля.

- Отдельная презентация  
автор: Амангалиев Темирлан

# Понятие о диаграммах Фейнмана.

## Переносчики взаимодействия.

- Файл “Фейнмановские диаграммы0001.pdf”

Источник: Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М.  
Краткий курс теоретической физики. Т.  
2. Квантовая механика. – М. Наука.  
1971.

**25. Переносчики взаимодействия.**

**Понятие о диаграммах Фейнмана.**

**Основные характеристики частиц.**

**Классификация частиц.**

**Калибровочные бозоны, лептоны и адроны.**

**Фундаментальные частицы.**

**Квантовые числа частиц и законы сохранения.**

**Античастицы.**

# Стандартная модель физики элементарных частиц

## Фундаментальные частицы:

Из-за конфайнмента кварки находятся в бесцветных адронах: мезонах (кваркониях) – системах из двух кварков, (цвет+антицвет); барионах – системах из трех кварков (трех цветов r+g+b).

	1		2		3			
Материальные частицы	Лептоны		$e^-$	$\nu_e$	$\mu^-$	$\nu_\mu$	$\tau^-$	$\nu_\tau$
	Кварки		$u_r$	$d_r$	$c_r$	$s_r$	$t_r$	$b_r$
	$u_g$	$d_g$	$c_g$	$s_g$	$t_g$	$b_g$		
	$u_b$	$d_b$	$c_b$	$s_b$	$t_b$	$b_b$		

## Переносчики взаимодействия:

Силовые частицы	Электромагнитное взаимодействие	$\gamma$			
	Слабое ядерное взаимодействие	$W^+$	$W^-$	$Z^0$	
	Сильное ядерное взаимодействие	$g_{r\bar{g}}$	$g_{r\bar{b}}$	$g_{b\bar{g}}$	$g_{d1}$
		$g_{r\bar{g}}$	$g_{r\bar{b}}$	$g_{b\bar{g}}$	$g_{d2}$

Рис. 18

Стандартная модель физики элементарных частиц описывает отношения трех поколений материальных частиц через три вида взаимодействий, переносимых частицами поля, называемых также переносчиками взаимодействий

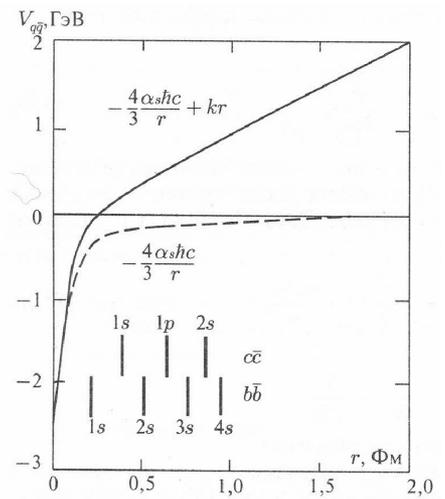
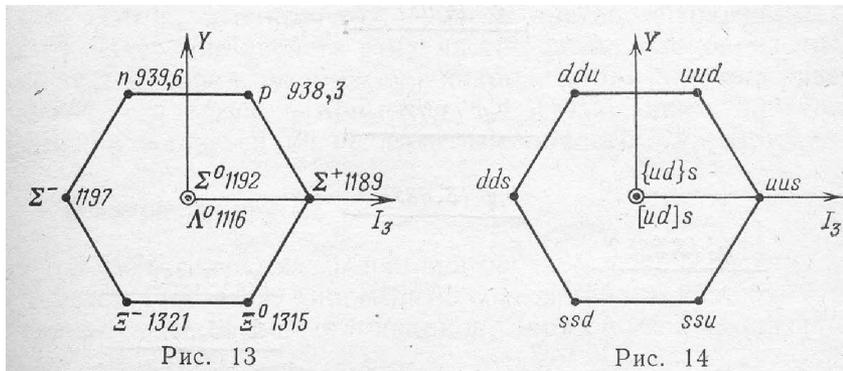
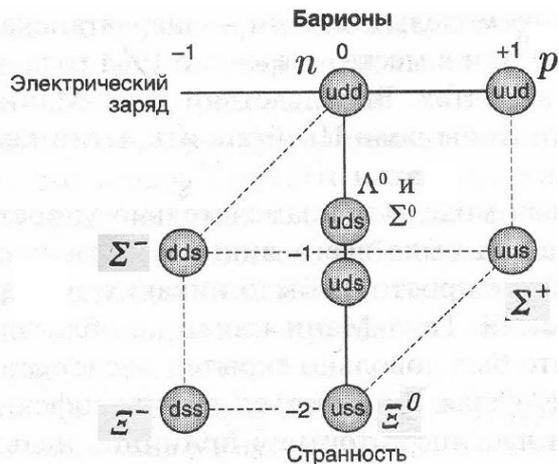


Рис. 4.4. Радиальная зависимость потенциала сильного взаимодействия ( $\alpha_s = 0,3$  и  $k = 1$  ГэВ/Фм). Вертикальные линии показывают радиусы кваркониев в различных состояниях для одного из подобного рода потенциалов

# Октет адронов



Теперь в научной литературе чаще говорят о гиперзаряде  $Y$ , а не о странности  $S$ ; гиперзаряд  $Y$  определяется формулой

$$Y = A + S. \quad (7.51)$$

## Преобразования кварков при слабом ядерном взаимодействии

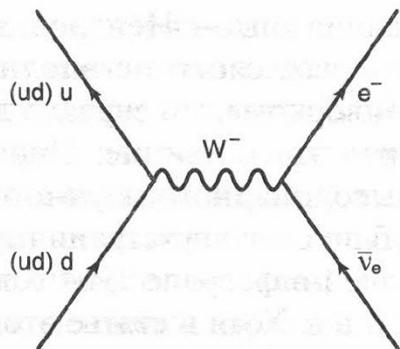


Рис. 11

Механизм ядерного бета-распада получил объяснение в смысле слабого распада нижнего кварка внутри нейтрона ( $d$ ) на верхний кварк ( $u$ ), превращающего нейтрон в протон с испусканием виртуальной частицы  $W^-$



Рис. 22

Преобладают следующие пути распада слабого взаимодействия, меняющие аромат кварков: нижний→верхний, странный→верхний, очарованный→странный, нижний→очарованный и верхний→нижний. Пунктиром также показаны два менее вероятных пути распада: очарованный→нижний и нижний→верхний. Верхние переходы происходят с испусканием частицы  $W^-$ , которая распадается на лептон (например, электрон) и соответствующее антинейтрино. Нижние переходы происходят с испусканием частицы  $W^+$ , которая распадается на антилептон (например, позитрон) и соответствующее нейтрино

# Основные характеристики частиц.

## Классификация частиц.

### Взаимодействия субатомных частиц

Таблица не является точной. Фотон, например, при высоких энергиях ведет себя как частица, которая может участвовать в слабых и адронных взаимодействиях. Подобное поведение фотонов обсуждается в § 8 гл. 10

Частица	Тип частицы	Взаимодействия		
		слабые	электро-магнитные	адронные
Фотон	Бозон	Нет	Да	Нет
Лептоны				
нейтрино	Фермион	Да	Нет	Нет
электрон	Фермион	Да	Да	Нет
мюон	Фермион	Да	Да	Нет
Адроны				
мезоны	Бозоны	Да	Да	Да
барионы	Фермионы	Да	Да	Да

# Квантовые числа частиц и законы сохранения.

Барнионное число  $A$ , странность  $S$ , гиперзаряд  $Y$  и среднее значение зарядового числа  $N_q = q/e$  для некоторых элементарных частиц

Частица		$A$	$S$	$Y$	$\langle N_q \rangle$
Фотон	$\gamma$	0	0	0	0
Пион	$\pi^+\pi^0\pi^-$	0	0	0	0
Каон	$K^+K^0$	0	1	1	$1/2$
Нуклон	$pn$	1	0	1	$1/2$
$\Lambda$ -частица	$\Lambda^0$	1	-1	0	0
$\Sigma$ -частица	$\Sigma^+\Sigma^0\Sigma^-$	1	-1	0	0
Каскадная частица	$\Xi^-\Xi^0$	1	-2	-1	$-1/2$
$\Omega$ -частица	$\Omega^-$	1	-3	-2	-1

Теперь в научной литературе чаще говорят о гиперзаряде  $Y$ , а не о странности  $S$ ; гиперзаряд  $Y$  определяется формулой

$$Y = A + S. \quad (7.51)$$

# Законы сохранения и непрерывные симметрии

Согласно теореме Нетер каждому закону сохранения (энергии, импульса, момента импульса, электрического и цветового заряда, изоспина и т.д.) соответствует какая-либо непрерывная симметрия системы. Преобразования симметрии, не изменяющие уравнения системы (движения частиц, изменения полей и т.д.) образуют группу симметрии.

## Глобальные симметрии:

закону сохранения энергии соответствует однородность времени (инвариантность при сдвиге времени) и группа трансляций по времени;

закону сохранения импульса соответствует однородность пространства (трансляционная инвариантность) и группа пространственных трансляций;

закону сохранения момента импульса соответствует изотропность пространства (инвариантность при поворотах) и группа трехмерных вращений  $O^+(3)$ .

## Локальные симметрии:

закону сохранения электрического заряда соответствует фазовая симметрия волновой функции  $\psi$  электрона (или другой электрически заряженной частицы) – неизменность плотности вероятности при умножении  $\psi$  на  $\exp(i\phi(r))$  и группа симметрии  $U(1)$ .

Группа  $SU(n)$  – группа всех  $n \times n$  унитарных матриц ( $A^{-1} = A^+ = (A^T)^*$ ) с определителем  $\det(A) = 1$ , имеет  $n^2 - 1$  параметр.

На локальной группе симметрии  $SU(2)$  основано описание слабого взаимодействия, после объединения с электромагнитной теорией поля  $U(1)$  составляет теорию поля  $SU(2) \times U(1)$  для электрослабого взаимодействия.

На локальной группе симметрии  $SU(3)$  основана квантовая теория поля для сильного ядерного взаимодействия (цветового) между кварками и глюонами.

# Калибровочная симметрия

**Калибровочная симметрия.** Термин, изобретенный немецким математиком Германом Вейлем. Применительно к теории квантовых полей выбирается «калибровка», уравнения которой инвариантны — то есть ее произвольные изменения не влияют на ожидаемые результаты. Калибровочная симметрия связана с законами сохранения (см. Законы сохранения и Теорема Нетер), и таким образом правильный выбор калибровочной симметрии помогает сформулировать теорию поля, в которой соблюдается сохранение изучаемого свойства.

**Калибровочная теория.** Калибровочная теория основана на калибровочной симметрии (см. Калибровочная симметрия). Общая теория относительности — калибровочная теория, инвариантная произвольным изменениям в координатной системе пространства-времени (калибровке). Квантовая электродинамика (КЭД) — квантовая теория поля, инвариантная фазе волновой функции электрона. В 1950-х работа над квантовыми теориями поля для сильного и слабого ядерного взаимодействий свелась к установлению сохраняемого количества и затем соответствующей калибровочной симметрии.

**Калибровочная симметрия** — инвариантность лагранжиана относительно какой-либо группы непрерывных преобразований (группы Ли), параметры которой зависят от пространственно-временных координат.

Примерами ненарушенных калибровочных симметрий является абелева группа  $U(1)_{em}$ , описывающая взаимодействие фотонов с заряженными частицами, и неабелева группа  $SU(3)_c$ , описывающая цветовые (индекс  $c$  — от английского *colour*) взаимодействия глюонов между собой и с кварками.

Примерами спонтанно нарушенных калибровочных симметрий являются группа  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  стандартной модели электрослабого взаимодействия (индекс  $W$  — от английского *weak* — отвечает слабому изоспину, а индекс  $Y$  отвечает слабому гиперзаряду) и группы моделей великого объединения ( $SU(5)$ ,  $SO(10)$  и др.).

Нетривиальная реализация калибровочной симметрии требует существования безмассовых калибровочных векторных полей (фотонов, глюонов,  $W$ - и  $Z$ -бозонов,  $X$ - и  $Y$ -бозонов). При спонтанном нарушении калибровочной симметрии по крайней мере некоторые из них становятся массивными.

Термин «калибровочная инвариантность» (по-немецки *Eichinvarianz*) был введен Вейлем в 1919 г. и использовался им (в рамках неудавшейся попытки создать единую электрогравитационную теорию) в том же смысле, что и

масштабная инвариантность (*Maßstabinvarianz*). Позднее, после создания квантовой механики, калибровочным преобразованием было названо одновременное преобразование фазы волновой функции заряженной частицы

$$\psi \rightarrow \psi' = \psi e^{ie\alpha(x)}$$

и электромагнитного потенциала

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha$$

(В. А. Фок, 1927 г.; Вейль, 1929 г.). В русской научной литературе калибровочные преобразования часто называли градиентными, но в последние годы этот термин встречается все реже. В английской научной литературе для обозначения калибровочного преобразования и калибровочной инвариантности используются термины *gauge transformation* и *gauge invariance*.

# Калибровочные бозоны и бозон Хиггса

- Отдельная презентация
- автор: Сеитова Диана

# Литература

1. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Краткий курс теоретической физики. Т. 2. Квантовая механика. – М. Наука. 1971.
2. Фрауэнфельдер, Г. Субатомная физика. /Г. Фрауэнфельдер, Э. Хэнли. – М.: Мир. 1979.
3. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н. П. Юдин. Частицы и атомные ядра, – М.: Изд-во ЛКИ, 2007.
4. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц - М.: Едиториал УРСС, 2005., Окунь Л.Б. Элементарное введение в физику элементарных частиц. - М.: Физматлит, 2006.
5. Бэгготт Дж. Бозон Хиггса – М.: Центрполиграф. 2015.