

# **Лекция 2**

## **Сильные взаимодействия адронов\* и кварков**

**( \*Адроны- сильно взаимодействующие частицы)**

# Кварковая структура адронов. Барионы. Мезоны

- Адроны состоят из кварков .
- Они участвуют во всех видах взаимодействий.
- Адроны подразделяются на **барионы**, имеющие барионный заряд  $B = 1$ , и **мезоны**, для которых  $B = 0$ .
- Барионы состоят из трех кварков.
- Мезоны - из кварка и антикварка.
- Барионы являются фермионами (имеют полуцелый спин).
- Мезоны являются бозонами (имеют нулевой или целочисленный спин).
- Адроны также характеризуются квантовыми числами  $s$  (странность),  $c$  (очарование),  $b$  (красота),  $t$  (истина), изоспином  $I$  и его третьей проекцией  $I_3$ .
- Мезоны и барионы можно образовать из кварков различных типов, составляя их различные комбинации. Например  $\pi^+(u\bar{d})$ ,  $\pi^-(\bar{u}d)$ ,  $K^-(\bar{u}s)$ ,  $p(uud)$ ,  $\Delta^{++}(uuu)$ ,  $\bar{n}(\bar{u}\bar{d}\bar{d})$  и т.д.

При этом одному и тому же кварковому составу могут соответствовать различные состояния, отличающиеся ориентациями спинов и изоспинов кварков. Например

$uud$	$p$	$J^P(I) = 1/2^+(1/2)$
$uud$	$\Delta^+$	$J^P(I) = 3/2^+(3/2)$
$uud$	$N^+(1520)$	$J^P(I) = 3/2^-(1/2)$

## Некоторые мезоны (B=0, L=0)

Частица	Кварковая структура	Масса МэВ	Время жизни сек.	Спин, четность, изоспин	Моды распада
$\pi^+, \pi^-$	$u\bar{d}, \bar{u}d$	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^+, \bar{\nu}\mu^-$
$\pi^0$	$u\bar{u} - d\bar{d}$	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	$0^-(1)$	$2\gamma$
$K^+, K^-$	$u\bar{s}, s\bar{u}$	494	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\nu\mu, 2\pi$
$K^0, \bar{K}^0$	$d\bar{s}, s\bar{d}$	498	$8.9 \cdot 10^{-11} K^0_S$ $5.2 \cdot 10^{-8} K^0_L$	$0^-(1/2)$	$2\pi,$ $3\pi, \pi l \nu$
$\rho^+, \rho^-$	$u\bar{d}, \bar{u}d$	776	$\Gamma = 150 \text{ МэВ}$	$1^-(1)$	$2\pi$
$\rho^0$	$u\bar{u} - d\bar{d}$	776	$\Gamma = 150 \text{ МэВ}$	$1^-(1)$	$2\pi$

# Барионы с $J^P = 1/2^+$

барион	Кварковый состав	Масса, МэВ	$s(Y)$ , Странность ( $Y=B+s$ )	$I_3$ - проекция изоспина	$I$ - <i>ИЗОСПИН</i>
p	uud	938	0(+1)	+1/2	1/2
n	udd	940	0(+1)	-1/2	1/2
$\Sigma^+$	uus	1189	-1(0)	+1	1
$\Sigma^-$	dds	1193	-1(0)	-1	1
$\Sigma^0$	uds	1197	-1(0)	0	1
$\Lambda$	uds	1116	-1(0)	0	0
$\Xi^0$	uss	1315	-2(-1)	+1/2	1/2
$\Xi^-$	dss	1321	-2(-1)	-1/2	1/2

## Систематика адронов

Приведенной восьмерке барионов сопоставляется группа симметрии SU(3) с размерностью 8, или матрица 3x3 с элементами  $T_i^k$  и нулевой суммой диагональных элементов.

Каждому элементу матрицы соответствует частица октета. В октет имеется: синглет ( $\Lambda$ ), два дублета (p,n;  $\Xi^0, \Xi^-$ ) и триплет ( $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ ) по изоспину.

Элементы с индексами 1,2 составляют при этом группу SU(2), индекс 3 не преобразуется.

Общий вид матрицы октета барионов:

$$\begin{vmatrix} \Lambda / \sqrt{6} + \Sigma^0 / \sqrt{2} & & \Sigma^+ & & p \\ & \Sigma^- & & \Lambda / \sqrt{6} - \Sigma^0 / \sqrt{2} & & n \\ & & \Xi^0 & & & -2\Lambda / \sqrt{6} \end{vmatrix}$$

Таблица 4  
Основные элементарные частицы

Название	Обозначение		Масса, МэВ	Кварковая структура		Время жизни, с
	частица	анти-частица		частица	анти-частица	
Фотон	$\gamma$		0			$\infty$
Лептоны						
Электрон	$e^-$	$e^+$	0,511	Нет		$\infty$
Нейтрино электронное	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_e$		»		$\infty$
Мюон	$\mu^-$	$\mu^+$	106	»		$2,2 \cdot 10^{-6}$
Нейтрино мюонное	$\nu_\mu$	$\nu_\mu$		»		$\infty$
$\tau$ -Лептон	$\tau^-$	$\tau^+$	1807	»		
$\tau$ -Нейтрино	$\nu_\tau$	$\bar{\nu}_\tau$				$\infty$
Мезоны						
Пион заряженный	$\pi^+$	$\pi^-$	140	$u\bar{d}$	$d\bar{u}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Пион нейтральный	$\pi^0$		135	$1/\sqrt{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$		$0,76 \cdot 10^{-16}$
Каон заряженный	$K^+$	$K^-$	494	$u\bar{s}$	$s\bar{u}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$
Каон нейтральный	$K^0$	$\bar{K}^0$	498	$d\bar{s}$	$s\bar{d}$	$0,86 \cdot 10^{-10}$
$\eta$ -Мезон	$\eta$		549	$1/\sqrt{6}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$		$2,4 \cdot 10^{-19}$
$D^+$ -Мезон	$D^+$	$D^-$	1868	$c\bar{d}$	$d\bar{c}$	
$D^0$ -Мезон	$D^0$	$\bar{D}^0$	1863	$c\bar{u}$	$u\bar{c}$	
$F$ -Мезон	$F^+$	$F^-$	2030	$c\bar{s}$	$s\bar{c}$	
Бароны						
Протон	$p$	$\bar{n}$	938,3	$uud$	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	$>10^{30}$ лет
Нейтрон	$n_0$	$\bar{n}_0$	939,6	$udd$	$\bar{u}\bar{d}\bar{d}$	
Лямбда-гиперон	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$	1116	$uds$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
Сигма-плюс-гиперон	$\Sigma^+$	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$uus$	$\bar{u}\bar{u}\bar{s}$	$0,8 \cdot 10^{-10}$
Сигма-нуль-гиперон	$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$uds$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	$1 \cdot 10^{-14}$
Сигма-минус-гиперон	$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$dds$	$\bar{d}\bar{d}\bar{s}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$

## Барионы, продолжение

$S=0, I=1/2$   $p, N^+ = uud; n, N^0 = udd$

$S=0, I=3/2$   $\Delta^{++} = uuu; \Delta^+ = uud, \Delta^0 = udd;$   
 $\Delta^- = ddd$

$S=-1, I=0$   $\Lambda^0 = uds$

$S=-1, I=1$   $\Sigma^+ = uus; \Sigma_c^{++} = uuc, \Sigma^0 = uds; \Sigma^- = dds$

$S=-2, I=1/2$   $\Xi^0 = uss; \Xi^- = dss$

$S=-3, I=0$   $\Omega^- = sss$

$C=+1$   $\Lambda_c^+ = udc, \Sigma_c^{++} = uuc, \Sigma_c^+ = udc, \Sigma_c^0 = ddc,$   
 $\Xi_c^+ = usc, \Xi_c^0 = dsc, \Omega_c^0 = ssc$

$B = -1$   $\Lambda_b^0 = udb, \Xi_b^0 = usb; \Xi_b^- = dsb$

# Мезоны, продолжение

В мезоне из двух спинов кварков можно образовать бесцветные состояния с  $S=0$  - **скалярные мезоны** ( $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ ), и с тем же кварковым составом с  $S=1$  **векторные мезоны** ( $\rho^+, \rho^-, \rho^0$ ).

Орбитальный момент кварков в этих состояниях  $L = 0$ . Существуют радиально возбужденные состояния с  $L = 1$  ( $\rho^*$ ), например.

Скалярные странные мезоны  $K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0$

Векторные странные мезоны -  $K^*, \dots$

Мезоны с  $C=\pm 1$  :  $D^+ = c\bar{d}$ ,  $D^0 = c\bar{u}$ ,  $\bar{D}^0 = \bar{c}u$ ,  $D^- = \bar{c}d$ ,  
аналогично  $D^*$

Странные мезоны с  $C=\pm 1$  :  $D^+_s = c\bar{s}$ ,  $D^-_s = \bar{c}s$ , аналогично  $D^*_s$

Мезоны с  $B=\pm 1$  :  $B^+ = u\bar{b}$ ,  $B^0 = d\bar{b}$ ,  $\bar{B}^0 = \bar{d}b$ ,  $B^- = \bar{u}b$ , аналогично  $B^*$

Странные мезоны с  $B=\pm 1$  :  $B^0_s = s\bar{b}$ ,  $\bar{B}^0_s = \bar{s}b$ , аналогично  $B^*_s$

Мезоны с  $B=\pm 1, C=\pm 1$  :  $B^+_c = c\bar{b}$ ,  $B^-_c = \bar{c}b$

# SU(4) систематика мезонных состояний

На рисунке показан 16-плет псевдоскалярных (а) и векторных (б) мезонов в SU(4) с включением u,d,s,c кварков в осях I – изоспин, C – чарм и гиперзаряд  $Y = S + B - C/3$ .

Нонет легких мезонов занимает центральную плоскость, к которой также присутствуют  $c\bar{c}$  – состояния

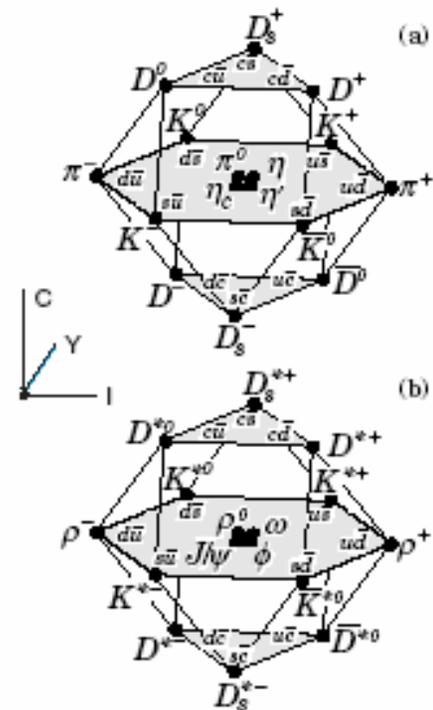


Figure 14.1: SU(4) weight diagram showing the triplet for the pseudoscalar (a) and vector mesons (b) made of the u,d,s and c quarks as a function of isospin, charm C and hypercharge  $Y = S + B - C/3$ . The points of light colors occupy the central planes (b) while the others have been added.



# Квантовая хромодинамика (КХД)– калибровочная теория сильных взаимодействий

КХД – неабелева калибровочная теория, обладающая свойством **асимптотической свободы**. Асимптотическая свобода предполагает уменьшение константы связи на малых расстояниях. Это происходит вследствие «антиэкранирования» пробного цветового заряда. Он мал на малых расстояниях. Соответственно, заряд велик на больших – явление **конфаймента**. **Конфаймент** – кварки и глюоны в обычных условиях заперты в адронах на расстояниях менее 1 фм.

Требование асимптотической свободы проистекает из т.н. **партонной модели**, установившей, что кварки в жестких соударениях ведут себя как свободные частицы.

Основа партонной модели – опыты по изучению структуры нуклонов на ускорителе электронов SLAC при энергии 20 ГэВ. Было установлено, что на большие углы рассеивается больше частиц, чем ожидается в случае протяженной мишени.

Р.Фейнман предложил рассматривать нуклон в жестких соударениях как газ невзаимодействующих точечноподобных частиц – партонов, т.к. сечение рассеяния на партоне не содержит форм-фактора подавления.

В системе покоя налетающего электрона нуклон релятивистский ( $\gamma \gg 1$ ) и представляет собой «пучок» коллинеарных партонов, несущих долю импульса нуклона  $x_q$ , при условии  $\sum x_q = 1$ . Плотность партонов в адроне  $q(x)$  есть

$$dn(x, x+dx) = q(x) dx .$$

Наблюдаемое адронное сечение есть произведение партонной плотности и точечного партонного сечения  $\sigma_{\text{адр}} = q \sigma_{\text{парт}}$ .

Партоны были идентифицированы с кварками. Условия сохранения импульса потребовали введения понятия «морских» кварков и глюонов. Глюоны несут ~50% импульса нуклона.

## Цвет. Конфаймент.

КХД основана на локальных преобразованиях цветовых степеней свободы, оставляющих лагранжиан КХД инвариантным.

Калибровочная группа симметрии КХД – неабелева группа  $SU(3)_c$ , где  $c$ -цветовые степени свободы, 3 – три возможных состояния кварка по цвету.

Глюоны – калибровочные бозоны, их 8 в соответствии с числом генераторов группы  $SU(3)$ , служат переносчиками сильных взаимодействий между кварками. Глюоны, в отличие от нейтрального фотона, цветные и испытывают самодействие, возможны взаимодействия трех и четырех глюонов.

Все физические состояния с конечной энергией есть синглетные по цвету комбинации кварков и глюонов.

$$|\text{Мезон} \rangle = (1/\sqrt{3}) \sum_{\alpha=1}^3 (q_i^\alpha \tilde{q}_k^{\tilde{\alpha}})$$

$$|\text{Барион} \rangle = (1/\sqrt{6}) \sum_{\alpha,\beta,\gamma=1}^3 (\epsilon_{\alpha\beta\gamma} q_i^\alpha q_k^\beta q_l^\gamma), \text{ каждый из } \alpha,\beta,\gamma$$

принимает значения 1,2,3;  $\epsilon_{\alpha,\beta,\gamma}$  - полностью антисимметричный тензор,

$$\epsilon_{123} = \epsilon_{231} = \epsilon_{312} = 1 \text{ и } \epsilon_{213} = \epsilon_{132} = \epsilon_{321} = -1 .$$

Ожидается, что в соударениях тяжелых ионов могут возникнуть условия исчезновения конфаймента, кварки и глюоны смогут распространяться на расстояния более 1 фм.

Кварки и глюоны в жестких процессах образуют струи, наблюдаемые в эксперименте.

## Цвет. Экспериментальные свидетельства.

Теоретический аргумент в пользу  $N_c=3$  состоит в сокращении аномалий в Стандартной модели, несовместимых с калибровочной инвариантностью, в случае, если суммарный электрический заряд в каждом поколении равен 0:

$$e_u + e_d = 1/3$$

$e_\nu + e_l = -1$ , т.е. количество кварковых состояний нужно утроить.

Из опыта имеем:

- 1) Волновые функции  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^-$  и  $\Omega^-$  - барионов
- 2) Вероятность рождения адронов в  $e^+e^-$  - аннигиляции выше порога  $b\bar{b}$ - рождения и ниже массы Z-бозона  $R \cong N_c \cdot 11/9$
- 3)  $B(W \rightarrow e\bar{\nu}) \cong 1/(3+2N_c)$  : Для  $N_c=3$  имеем  $B=20\%$ , на опыте  $18\%$
- 4) Ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  :  $\Gamma = 7,6 \zeta^2 \text{ эВ}$ ,  $\zeta = N_c (e_u^2 + e_d^2) = 1$  при  $N_c=3$ ,  $\Gamma_{\text{эксп}} = (7,7 \pm 0,6) \text{ эВ}$

## Взаимодействия адронов

КХД непосредственно применяется к расчетам жестких процессов. В условиях больших значений кинематических переменных в них выполняются асимптотические результаты безмассовой КХД.

Жесткие процессы –

- инклюзивное рождение адронов в  $e^+e^-$  - аннигиляции
- глубоконеупругое рассеяние лептона на нуклоне (DIS)
- соударения адронов высокой энергии с большой передачей импульса.

Основные процессы при соударениях адронов высокой энергии – «мягкие», т.е. происходят при небольших передачах импульса. Полное сечение взаимодействия адронов включает упругое и неупругое рассеяния. Частью неупругого взаимодействия является неупругое дифракционное взаимодействие.

Неупругий характер взаимодействия заключается в множественном рождении новых частиц, преимущественно адронов.

# Методы измерения сечений адронов

1. Метод выбывания из пучка.
2. Путем измерения оптической точки в упругом рассеянии. Для описания полных сечений вводятся формфакторы адронов, получаемые из эксперимента. Формфактор задается в виде функции профиля  $\Gamma(\mathbf{b})$ , где  $\mathbf{b}$  – параметр удара. Функция профиля характеризует поглощающую способность адрона при разных параметрах удара. Функцию профиля можно связать с амплитудой рассеяния при разных переданных импульсах  $\mathbf{q}$  в плоскости, перпендикулярной оси столкновения:

$$f(\mathbf{q}) = (ik / 2\pi) \int_0^\infty d^2\mathbf{b} \Gamma(\mathbf{b}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}),$$

$$\Gamma(\mathbf{b}) = (1/2\pi ik) \int_0^\infty d\mathbf{q} f(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}).$$

Амплитуда  $f(\mathbf{q})$  определяет сечение упругого рассеяния

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/dq^2) (dq^2 / d\Omega) = (p^2/\pi) (d\sigma/dq^2) = (hk/\pi)^2 (d\sigma/dt) = |f(q^2)|^2$$

Величина отношения  $\rho = \text{Re } f / \text{Im } f$  измеряется,  $\text{Im } f(0) = (k/4\pi) \sigma_{\text{полн}}$  –

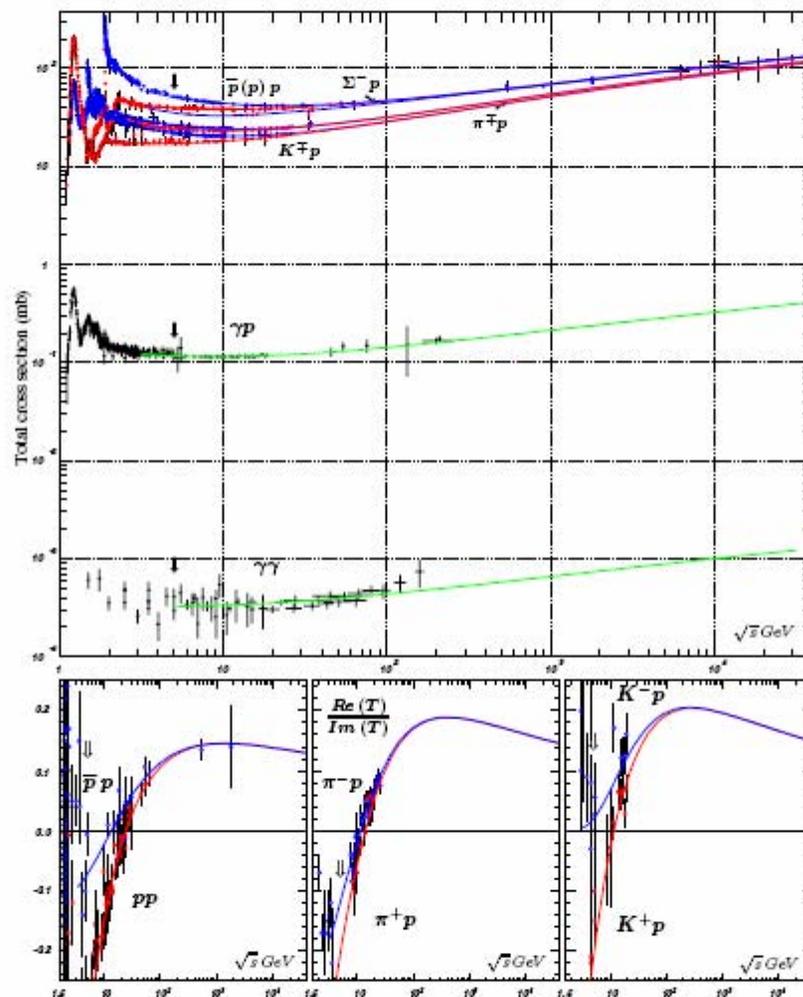
**оптическая теорема**, часто используемая для определения полных сечений

$$\sigma_{\text{полн}}^2 = (16\pi/\hbar^2)(d\sigma/dt)_{t=0}; \text{ или } \sigma_{\text{полн}}^2 = (16\pi/\hbar^2(1+\rho^2))(d\sigma/dt)_{t=0}.$$

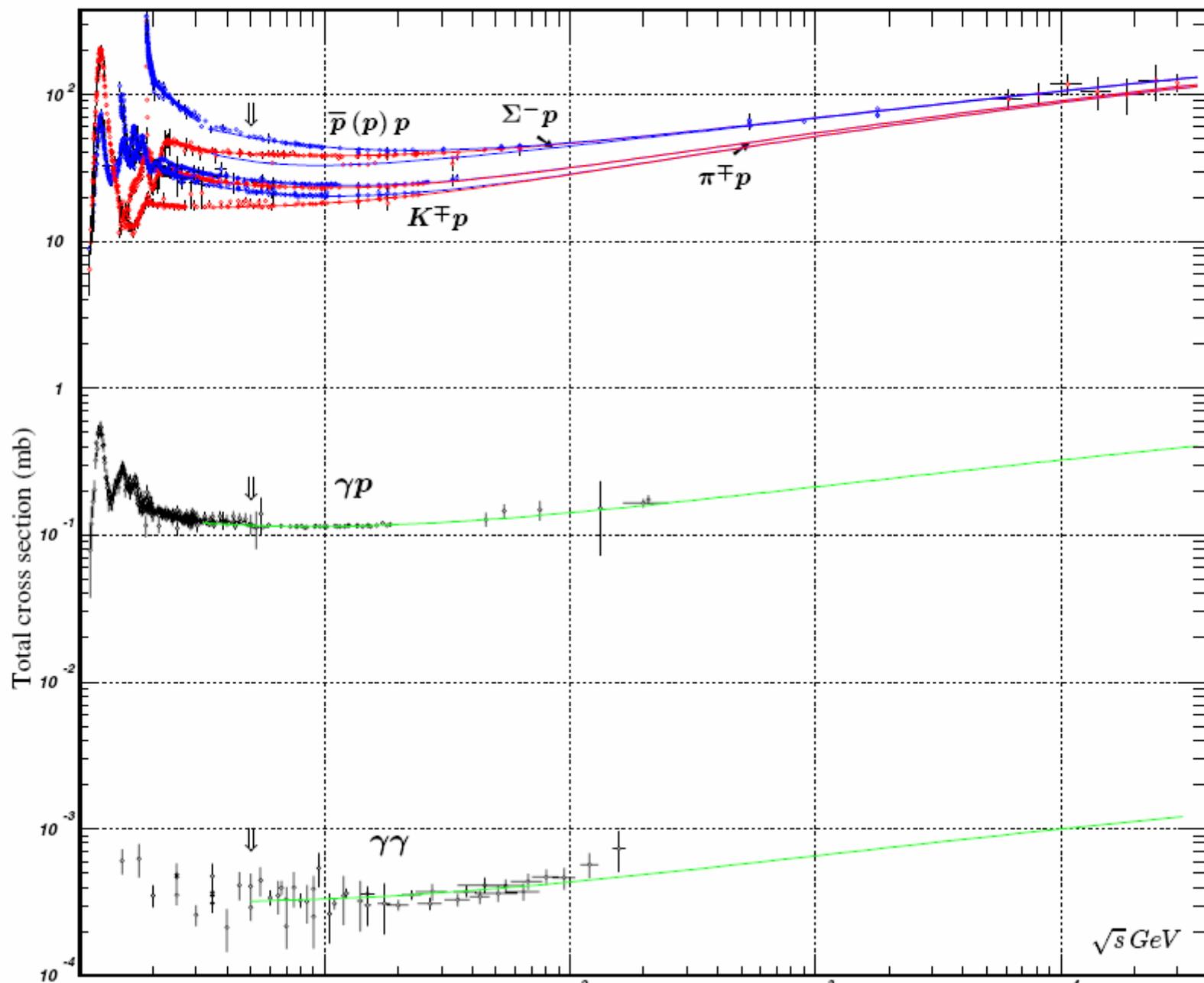
Итак, интегрируя  $d\sigma/d|t|$ , находим  $\sigma_{\text{упр}}$ ;

$$(d\sigma/dt)_{t=0} \text{ дает } \sigma_{\text{полн}}, \text{ и } \sigma_{\text{неупр}} = \sigma_{\text{полн}} - \sigma_{\text{упр}}$$

Plots of cross sections and related quantities (p.338)



**Figure 40.10:** Summary of hadronic,  $\gamma p$ , and  $\gamma\gamma$  total cross sections, and ratio of the real to imaginary parts of the forward hadronic amplitudes. Corresponding computer-readable data files may be found at [pdg.lbl.gov/xsect/contents.html](http://pdg.lbl.gov/xsect/contents.html). (Courtesy of the COMPAS group, IHEP, Protvino, August 2005.)



# Энергетическая зависимость сечений Разность сечений взаимодействия частиц и античастиц с протонами

Table 1. High energy bubble chamber experiments on hadronic collisions on protons with beam momentum  $P_{LAB} > 30$  GeV/c.

experiments	beam	$P_{LAB}$ (GeV/c)
<b>Mirabelle</b>		
	$K^+$	32
	$K^-$	32
	$\bar{p}$	32
	$\pi^+$	32,50
	$\pi^-$	32,50
	$p$	32,69
<b>BEBC</b>		
WA26	$K^-$	70
WA27	$K^+$	70
WA28	$K^-$	110
<b>FNAL 15'</b>		
E341	$p$	400
E343	$p$	300
<b>FNAL 30" (hybrid)</b>		
E2B	$p$	200,300
	$\pi^-$	100,200
	$\pi^+$	100
E37A	$p$	300
E121A	$p$	100,200,300,400
E125	$\pi^-$	100
E137	$\pi^-$	200
E138	$p$	400
E141A	$p$	200
E143A	$\pi^-$	300
E154	$\pi^-$	150
E217	$\pi^+$	100,200
E228	$\pi^+ / p$	60
E252	$p$	100
E281	$\pi^-$	360
E299	$K^+ / \pi^+ / p$	150
E311	$\pi^-$	100
E344	$\bar{p}$	50
E570	$K^+ / \pi^+ / p$	200
E597	$\pi^- / (\bar{p})$	100,360
	$K^+ / \pi^+ / p$	100
<b>EHS (hybrid)</b>		
NA16	$\pi^- / p$	360
NA22	$\pi^+ / K^+ / p$	250
NA23	$p$	360
NA27	$\pi^-$	360
	$p$	400

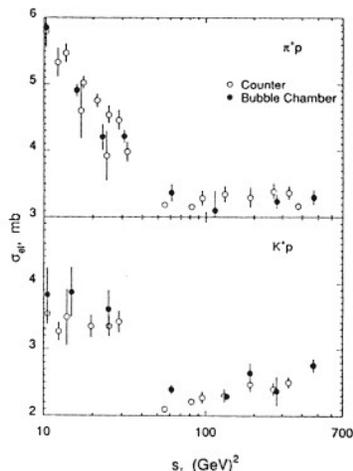


Figure 1. Cross section for elastic  $\pi^+p$  and  $K^+p$  scattering as a function of the squared cms energy  $s$  [2].

## 2.2. (Meson) diffraction

Hadronic excitation of the quark-diquark system has been studied in proton dissociation at the ISR [4] and the Collider [5], but also in the EHS experiment NA23 [6]. Elongation of the diffractively produced system has been observed along the pomeron-proton direction and similarities are reported to deep inelastic lepton-proton scattering.

Hadronic excitation of the simpler  $q\bar{q}$  system needs to be studied in meson-proton collisions and can be compared to  $q\bar{q}$  excitation in  $e^+e^-$  annihilation. The disadvantage of the relatively low excitation energy available in meson diffraction is partially compensated by an increased rapidity range for pions and by the existence of very differential data from bubble chambers.

Diffraction dissociation has been extensively studied in exclusive four- and six-particle final states, dom-

- Уменьшение сечений с ростом энергий в области малых энергий взаимодействий
- Увеличение сечений при энергиях выше  $\sqrt{s} = 10-15$  ГэВ (Серпуховской эффект)
- Асимптотический рост сечений в широком интервале энергий
- Асимптотическое равенство сечений взаимодействий частиц и античастиц с протонами
- Рост сечений обусловлен в основном ростом неупругого сечения
- Сечение  $pp$  – взаимодействий при энергиях Серпуховского ускорителя составляет около 40 мб, при энергиях ЛНС около 80 мб.

# Множественность вторичных частиц в неупругих взаимодействиях

Энергия взаимодействия, доступная для образования новых частиц, или свободная энергия взаимодействия,  $E_{\text{своб.}} = \sqrt{s} - m_B - m_A$ .

$$\langle n_{\pm} \rangle = 0,70 + 1,21 \ln(E_{\text{своб.}}^2)$$

При  $E_{\text{своб.}}^2 = 5$        $\langle n_{\pm} \rangle = 2,8$

10                      3,5

100                     5,9

$n_{\text{втор}} \cong 3/2 \langle n_{\pm} \rangle$ , около 80% вторичных частиц - пионы.

Факторы, ограничивающие множественность :

- эффект лидирования;
- ограниченность поперечных импульсов;
- рождение резонансов, кластеров.

Множественность вторичных частиц в жестких процессах определяется функциями фрагментации кварков.

# Задачи к лекции:

1. Какие из следующих реакций возможны:

2. Каково время жизни частиц:

частица

ширина

время жизни

$\Delta$

$\pi^0$

$\pi^+$

$K^+$

$\phi$

$\gamma$