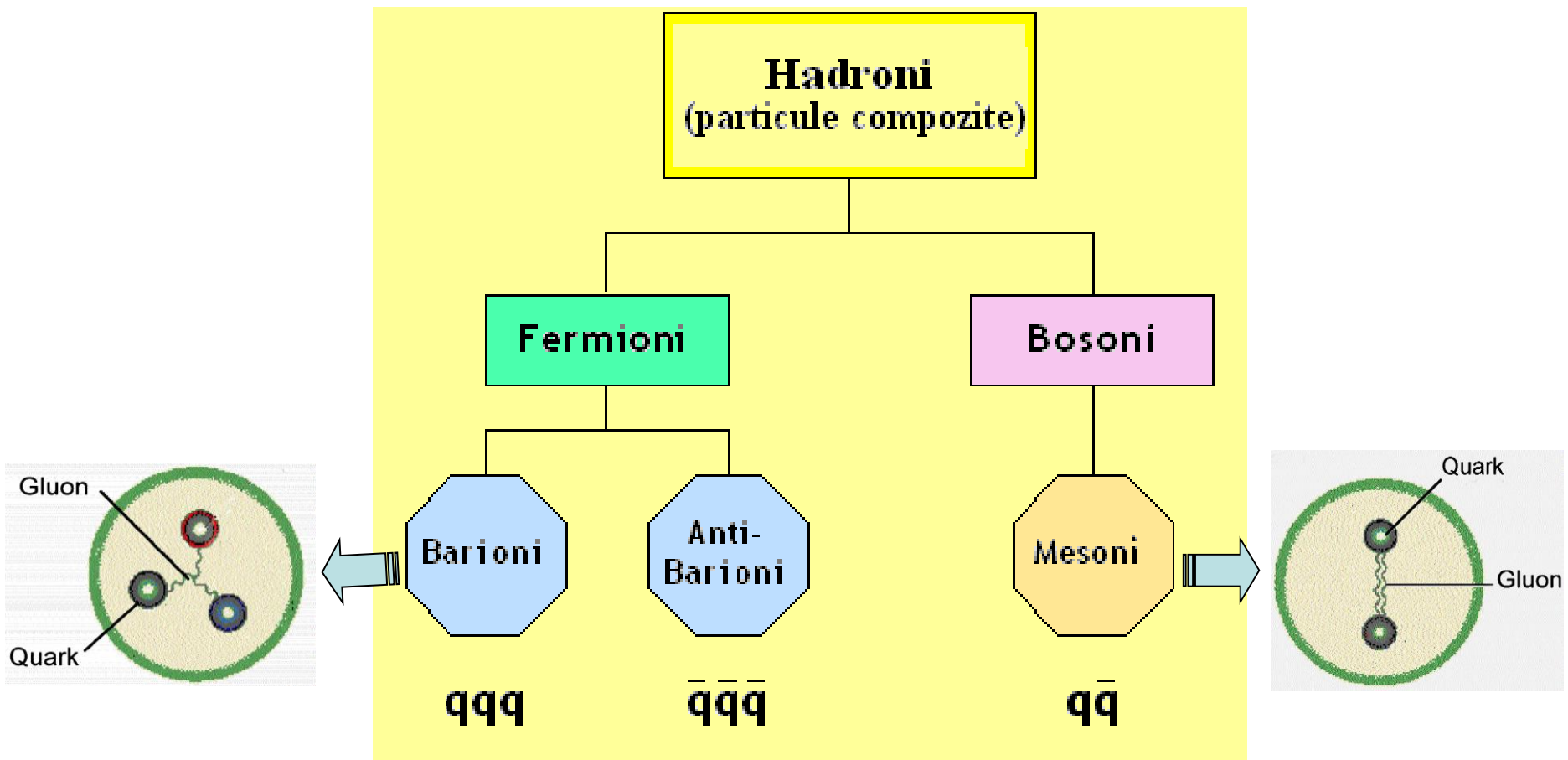
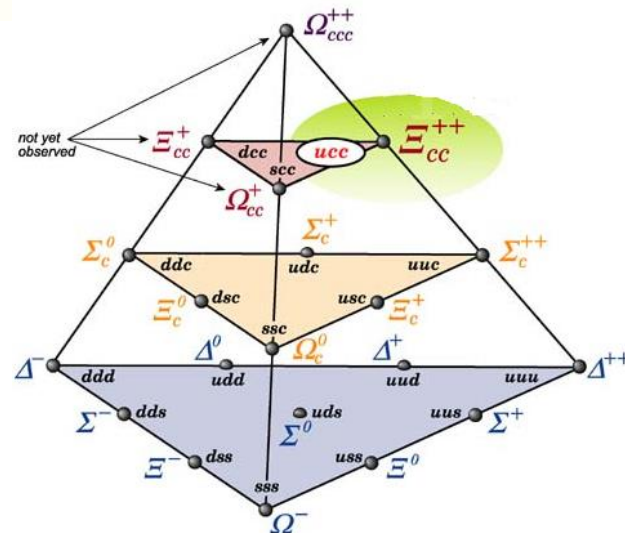
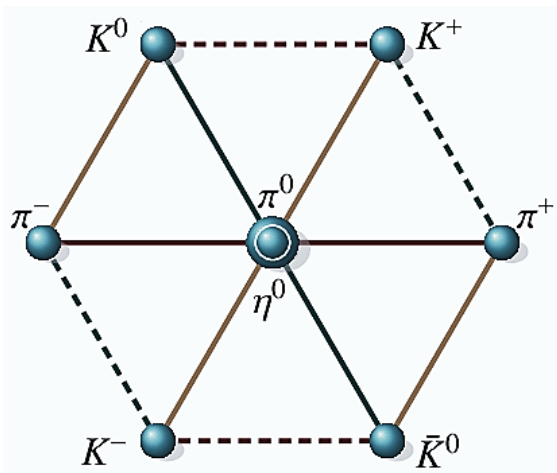
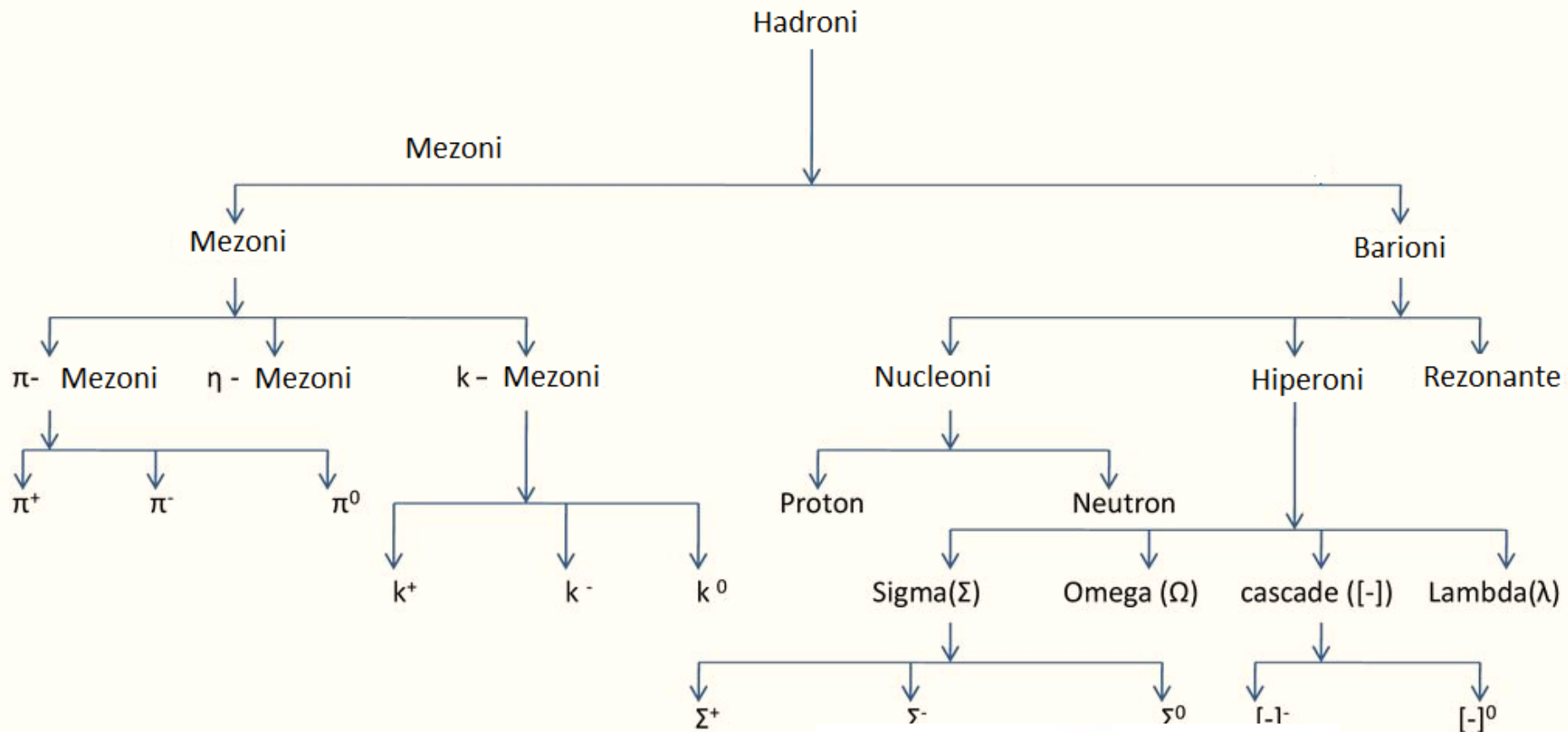


Particule compozite- Hadronii

- **Hadronii** - particule subatomice, care sunt compuse din două sau mai multe particule elementare, ca stări legate de quarci și antiquarci prin interacțiuni tari



- *Hadronii care conțin **quarcul strange (s)** mai poartă numele de **particule stranii***

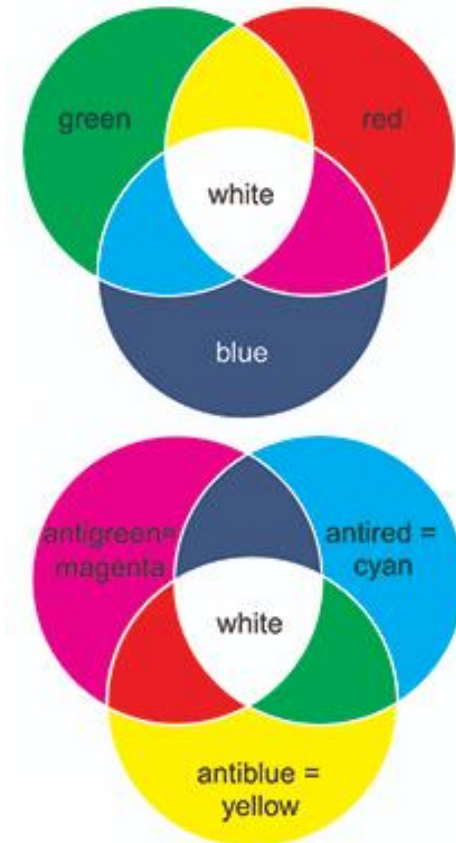


OBSERVAȚII:

- Datele experimentale arată că mezoni și barioni sunt blocuri constituite din **quarci**:
 - ✓ mezonii sunt formați din două blocuri
 - ✓ barionii din trei blocuri de quarci.
- **QCD** - structurarea acestor blocuri în quarci, antiquarci și gluoni este aceeași atât în mezoni cât și în barioni.

➤ Toți hadronii au culori neutre;

- ✓ Cele trei stări de culoare și cele trei stări de anti-culoare (atribuite anti-cuarcilor) sunt comparabile cu cele două stări de încărcare electric și anti-electric (negative și pozitive) ale atomilor.
- ✓ *Prin analogie, hadronii sunt asemănători atomilor. Așa cum atomii conțin componente ale căror sarcini electrice dau un atom neutru, așa și hadronii compuși din quarci “colorați”, la echilibru, dau o particulă cu o culoare neutră.*
- ✓ Această **analogie dintre sarcina electrică și culoare**, conduce la ideea că, noțiunea de culoare trebuie să fie sursa forțelor dintre quarci, la fel cum sarcina electrică este sursa forțelor electromagnetice dintre particulele încărcate (**câmp de culoare**).



Masa hadronilor

- Calculul maselor hadronilor plecând de la masele experimentale ale barionilor și mezonilor, dau valori foarte apropiate (3%)
- Formula masei hadronilor (Saharov-Zeldovich)

$$M = \sum_i m_i + \sum_{i>j} \frac{\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j}{m_i \cdot m_j} \cdot v_{ij}^{hyp}$$

m_i - masa efectivă a quarcului "i"

$\vec{\sigma}_i$ – operatorul de spin (spinor Pauli) al quarcului "i"

v_{ij}^{hyp} – *potentialul de interacțiune hiperfină de culoare* dintre quarci
(de intensități diferite dar cu aceeași dependență de arome)

$$V_{ij}^{hyp} = -v(\vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j) \cdot (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)$$

$\vec{\lambda}_i$ - - generatoru l grupului SU(3)

➤ Interacțiunea quarc-quarc:

▶ **atractivă** pentru stări simetrice în culoare și spin:

$$(\vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j) \text{ si } (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \text{ au același semn}$$

▶ **repulsivă** pentru stări antisimetrice în culoare și spin

$$(\vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j) \text{ si } (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \text{ au semne opuse}$$

Interacțiunea hiperfină este întotdeauna repulsivă între quarcii cu aceeași aromă !!!

➤ **SPECTROSCOPIA HADRONICĂ** - subdomeniu al fizicii particulelor care studiază masele și modurile de dezintegrare ale hadronilor în teoria QCD

Lagrangianul de interacțiune QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{\alpha} G_{\alpha}^{\mu\nu} - \sum_{n=1}^{n_f} \bar{\psi}_n \gamma^{\mu} \left[\partial_{\mu} - ig G_{\mu}^{\alpha} t_{\alpha} \right] \psi_n - \sum_{n=1}^{n_f} m_n \bar{\psi}_n \psi_n$$

$$G_{\alpha}^{\mu\nu} = \partial^{\mu} G_{\alpha}^{\nu} - \partial^{\nu} G_{\alpha}^{\mu} - gf^{\alpha\beta\gamma} G_{\beta}^{\mu} G_{\gamma}^{\nu} \quad \text{— tensorul câmpului de culoare}$$

G_{α}^{μ} — cvadripotențialul a câmpului gluonic ($\alpha = 1, \dots, 8$)

t_{α} — generatorii grupului de culoare SU(3); matrici 3x3

$f^{\alpha\beta\gamma}$ — constantele de structura a grupului de culoare SU(3)

ψ_n — spinorii Dirac cvadridimensionali a câmpului de quarci ($n=1, \dots, 6$)

$g = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ ($\hbar = c = 1$) — sarcina de culoare

Constanta de cuplaj tare QCD

- Constanta de cuplaj este dată de cvadrivectorul de impuls transferat q^2 .
- Pentru interacțiuni tari (gluonii transportă culoare și pot cupla între ei);
- QCD conduce la expresia constantei de cuplaj în calculul perturbativ de ordinul întâi:

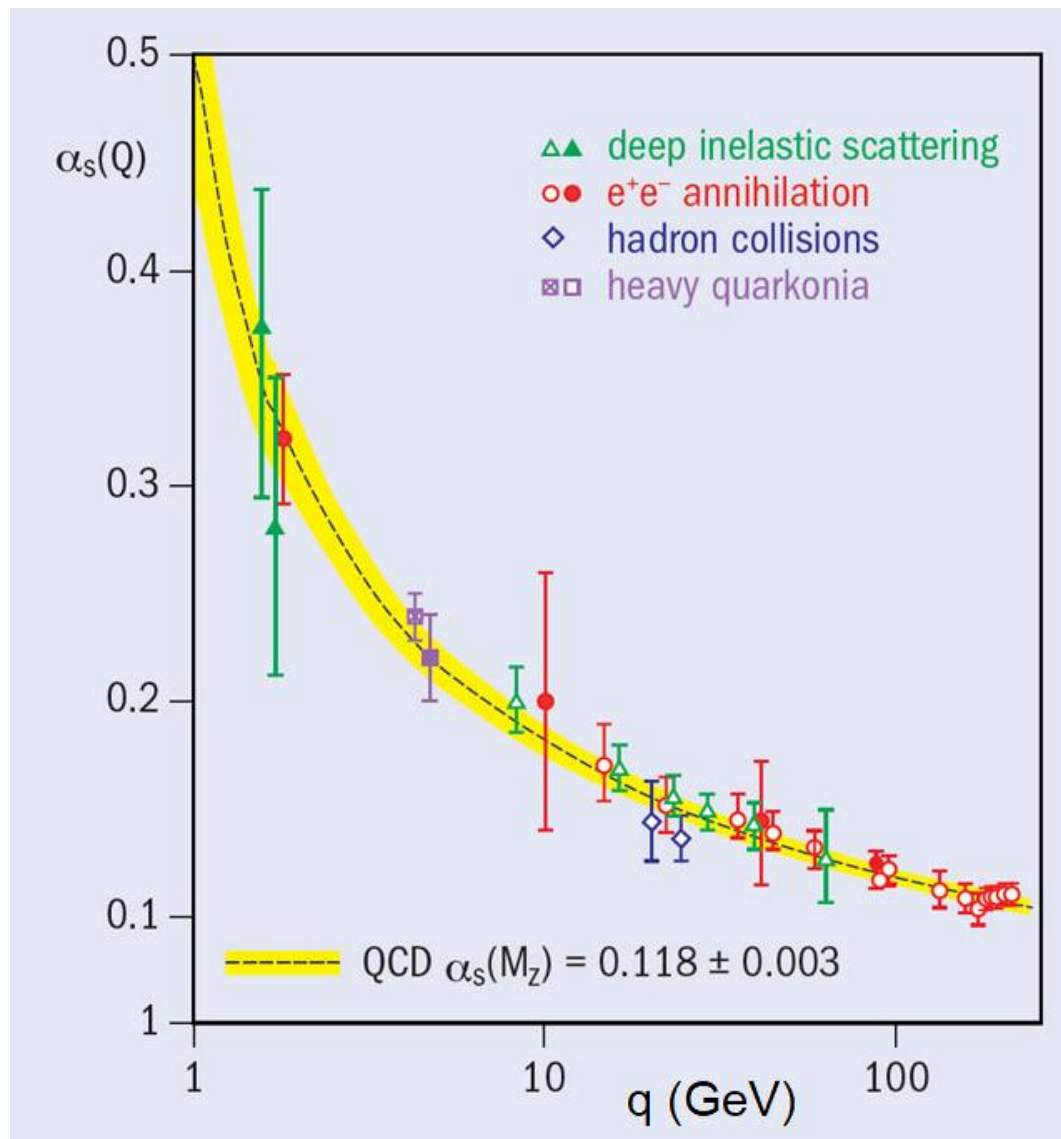
$$\alpha_S(q^2) = \frac{12\pi}{(11n_C - 2n_f) \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

$n_c=3$ numărul de culori

$n_f=6$ numărul de arome a quarcilor

Λ = parametru liber QCD ($\Lambda \sim 0.1-0.5$ GeV)

- Distanța spațială dintre quarci, este: $\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{q^2}}$
- Pentru distanțe mici și valori mari ale q^2 , cuplajul dintre quarci descrește foarte mult, dispărând asimptotic, astfel quarcii putând fi considerați “liberi” (libertate asimptotică).
- La distanțe mari, cuplajul dintre quarci crește, devenind aparent divergent (ia valori care tind spre infinit) iar forța de atracție dintre quarci va crește rapid, astfel că este imposibil de a detașa quarcii individuali din hadroni (confinare)



➤ *Calcululele de cromodinamică cuantică arată o concordanță mare cu diferite rezultate experimentale confirmând faptul că la energii mari, constanta de cuplaj α_s descrește*

Potențialul QCD de interacțiune

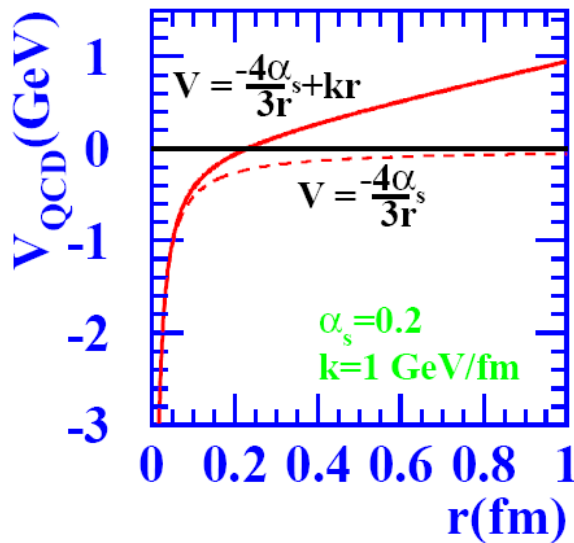
$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(q^2)}{r} + k \cdot r$$

termen "coulombian" termen liniar

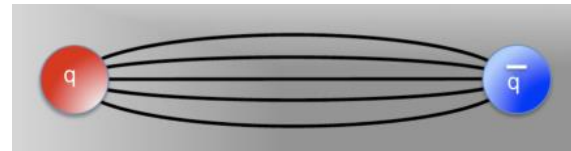
α_s - constanta de cuplaj tare

k - constantă - tensiunea stringului
(este de ordinul $\sigma \sim 1 \text{ GeV/fm}$),

r - este distanța de separare dintre doi quarci



- **Distanțe mari** – al doilea termen este dominant (potențial de confinare) și potențialul crește liniar cu distanța dintre quarci iar interacțiunile gluon-gluon conduc la concentrarea liniilor câmpului de culoare în stringuri de culoare (un quarc și un antiquarc se pot conecta printr-un astfel de string al cărui potențial crește liniar atunci când ei se depărtează - **confinare**).



- Gluonii interacționează atât cu quarcii, cât și între ei. Această proprietate arată că, cu cât quarcii se apropie între ei, sarcina de culoare devine tot mai slabă și interacțiunea dintre ei scade
- **Distanțe mici** - termenul "Coulombian" domină și interacția dintre cei doi quarci devine din ce în ce mai slabă, pe măsură ce ei se apropie unul de celălalt. La limită ($r \rightarrow 0$ sau energii foarte mari) quarcii interacționează foarte slab între ei și se comportă ca particule libere (**libertate asimptotică**).

 Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*

David J. Gross† and Frank Wilczek

Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, New Jersey 08540

(Received 27 April 1973)

It is shown that a wide class of non-Abelian gauge theories have, up to calculable logarithmic corrections, free-field-theory asymptotic behavior. It is suggested that Bjorken scaling may be obtained from strong-interaction dynamics based on non-Abelian gauge symmetry.

 Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*

H. David Politzer

Jefferson Physical Laboratories, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138

(Received 3 May 1973)

An explicit calculation shows perturbation theory to be arbitrarily good for the deep Euclidean Green's functions of any Yang-Mills theory and of many Yang-Mills theories with fermions. Under the hypothesis that spontaneous symmetry breakdown is of dynamical origin, these symmetric Green's functions are the asymptotic forms of the physically significant spontaneously broken solution, whose coupling could be strong.

- **David Gross, David Politzer și Frank Wilczek** au descoperit o proprietate a interacțiunii tari care explică de ce quarcurile ar putea să se comporte aproape la fel ca și particulele libere la energii mari (1973).
- Descoperirea a stat la baza *teoriei interacțiunii de culoare* (un nume mai complet este *Cromodinamica cuantică*, QCD (Quantum ChromoDynamics))



David J. Gross
n. 1941



H. David Politzer
n. 1949



Frank Wilczek
n. 1951

“for the discovery of asymptotic freedom in the theory of the strong interaction”

Barionii

- particule compozite cu spin semiîntreg (fermioni) - se supun principiului de excluziune Pauli
- sunt formați din 3 quarci sau antiquarci de diferite culori
- masa este mai mare sau egală cu a protonilor
- se dezintegrează prin interacțiuni tari
- timpul mediu de viață este sub 10^{-23} s

Particle family Comp / Spin Particles in family Particle Charge Spin Mass (MeV/c ²) Half-life (s)	nucleon only u and d quarks, spin 1/2 2: p ⁺ and n ⁰ proton (p ⁺) +1 1/2 938.272 ∞	neutron (n ⁰) 0 1/2 939.565 611	lambda (Λ) u/d/s, and one of s/c, or b quark, spin 1/2 3: Λ ⁰ , Λ ⁻ , Λ ⁺ lambda (Λ ⁰) 0 1/2 1115.683 1.824e-10	ch. lam (Λ ⁺) +1 1/2 2286.46 1.39e-13
Particle family Comp / Spin Particles in family Particle Charge Spin Mass (MeV/c ²) Half-life (s)	delta (Δ) only u and d quarks, spin 3/2 4: Δ ⁺⁺ , Δ ⁺ , Δ ⁰ , Δ ⁻ delta (Δ ⁺⁺) +2 3/2 1232 3.90e-24	delta (Δ ⁺) +1 3/2 1232 3.90e-24	sigma (Σ) uu, dd, or ud and one other (s,c,b), spin 1/2 or 3/2 18 (17 observed) sigma (Σ ⁺) +1 1/2 1189.37 5.558e-11	sigma (Σ ⁰) 0 3/2 1387.2 1.158e-23
Particle family Comp / Spin Particles in family Particle Charge Spin Mass (MeV/c ²) Half-life (s)	xi (Ξ) one u or d quark, spin 1/2 or 3/2 30 (14 observed) xi (Ξ ⁰) 0 1/2 1314.85 2.01e-10	ch. xi (Ξ ⁻) -1 1/2 2470.88 7.76e-14	omega (Ω) s,c,b quarks only, spin 1/2 or 3/2 18 (4 observed) bot. om. (Ω ⁻) -1 1/2 6071 78.3e-13	omega (Ω ⁻) -1 3/2 1672.45 5.69e-11

- Fiecare barion trebuie să conțină un boson Z și un boson W
- Se consideră că pot exista barioni "exotici", cunoscuți sub numele de **pentaquarci**, deci sunt compuși din patru quarci și un antiquarc, dar existența lor nu este general acceptată. Fiecare barion are o antiparticulă corespunzătoare, numite **anti-barion**, în care quarcii se înlocuiesc cu antiquarci corespunzători.
- În SU(3) **hiperonii** sunt barioni care conțin quarci **u**, **d** și **s**

Funcția de undă

$$\psi_{\text{baryon}} = \psi_{\text{space}} \psi_{\text{flavour}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{colour}}$$

ψ_{baryon} - antisimetrică la schimbarea a 2 quarci

starea fundamentală (L=0)
(momentul unghiular egal cu zero)

$$\Rightarrow \psi_{\text{space}} \quad \text{simetrica}$$

★ **toti hadronii au singleti de culoare**

$$\psi_{\text{colour}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (rgb + gbr + brg - grb - rbg - bgr)$$

i.e. $\psi_{\text{colour}} \quad \text{anti-simetrica}$

prin urmare

$$\Rightarrow \psi_{\text{space}} \psi_{\text{colour}} \quad \text{anti-simetrica}$$
$$\Rightarrow \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{flavour}} \quad \text{simetrica}$$

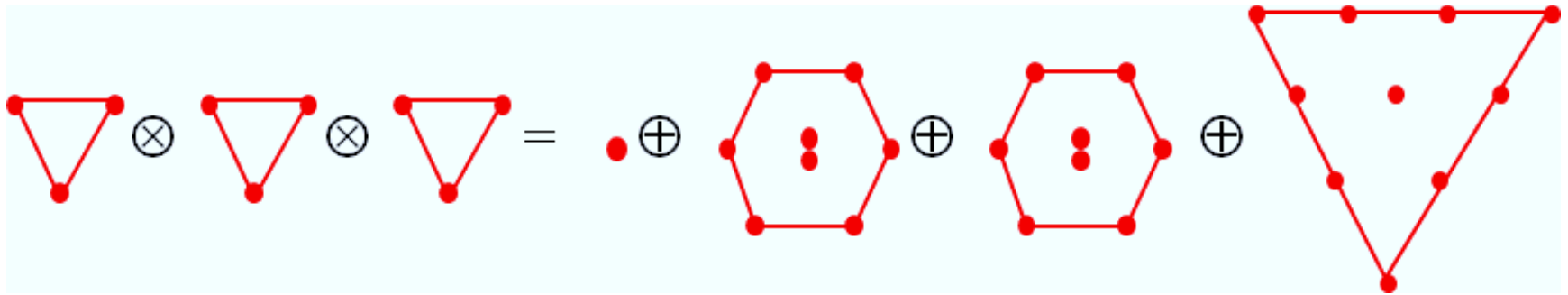
Momentele unghiulare ale barionilor pentru L=0, 1, 2, 3

Spin (S)	Momentul unghiular orbital (L)	Momentul unghiular total (J) J=L+S L-S ≤ J ≤ L+S	Paritea (P)	Notăția (J^P)
1/2	0	$\frac{1}{2}$	+	$\frac{1}{2}^+$
	1	$\frac{3}{2}, \frac{1}{2}$	-	$\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2}^-$
	2	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	+	$\frac{5}{2}^+, \frac{3}{2}^+$
	3	$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}$	-	$\frac{7}{2}^-, \frac{5}{2}^-$
3/2	0	$\frac{3}{2}$	+	$\frac{3}{2}^+$
	1	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$	-	$\frac{5}{2}^-, \frac{3}{2}^-, \frac{1}{2}^-$
	2	$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$	+	$\frac{7}{2}^+, \frac{5}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+$
	3	$\frac{9}{2}, \frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	-	$\frac{9}{2}^-, \frac{7}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{3}{2}^-$

Particula	Simbol	Compoziție	Masa MeV/c ²	Spin	B	S	Timp viață (s)	Mod dezintegrare
Proton	p	uud	938.3	1/2	+1	0	Stabile	...
Neutron	n	ddu	939.6	1/2	+1	0	920	$p e^- \bar{\nu}_e$
Lambda	Λ^0	uds	1115.6	1/2	+1	-1	2.6×10^{-10}	$p\pi^-, n\pi^0$
Sigma	Σ^+	uus	1189.4	1/2	+1	-1	0.8×10^{-10}	$p\pi^0, n\pi^+$
Sigma	Σ^0	uds	1192.5	1/2	+1	-1	6×10^{-20}	$\Lambda^0 \gamma$
Sigma	Σ^-	dds	1197.3	1/2	+1	-1	1.5×10^{-10}	$n\pi^-$
Delta	Δ^{++}	uuu	1232	3/2	+1	0	0.6×10^{-23}	$p\pi^+$
Delta	Δ^+	uud	1232	3/2	+1	0	0.6×10^{-23}	$p\pi^0$
Delta	Δ^0	udd	1232	3/2	+1	0	0.6×10^{-23}	$n\pi^0$
Delta	Δ^-	ddd	1232	3/2	+1	0	0.6×10^{-23}	$n\pi^-$
Xi Cascade	Ξ^0	uss	1315	1/2	+1	-2	2.9×10^{-10}	$\Lambda^0 \pi^0$
Xi Cascade	Ξ^-	dss	1321	1/2	+1	-2	1.64×10^{-10}	$\Lambda^0 \pi^-$
Omega	Ω^-	sss	1672	3/2	+1	-3	0.82×10^{-10}	$\Xi^0 \pi^-, \Lambda^0 K^-$
Lambda	Λ_c^+	udc	2281	1/2	+1	0	2×10^{-13}	...

SU(3) - quarcii u, d și s

- În stările de bază, 3 quarci pot forma $3 \times 3 \times 3 = 27$ combinații care pot fi grupate în $1 + 8 + 8 + 10$ stări ireductibile pentru un set de valori (l, S) .
- Vom avea, prin urmare, **un singlet**, **2 octeți** și **un decuplet** de barioni



- Singletul de barioni cu spinul $1/2$ este dat de starea antisimetrică sub transformarea aromei, cu funcția de undă:

Singlet:

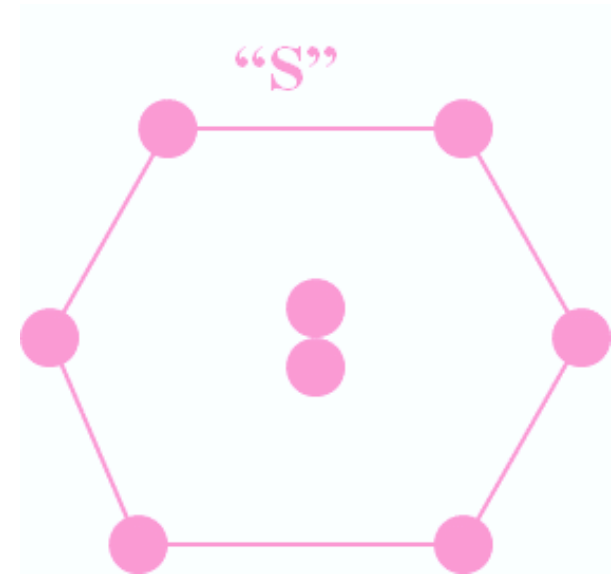
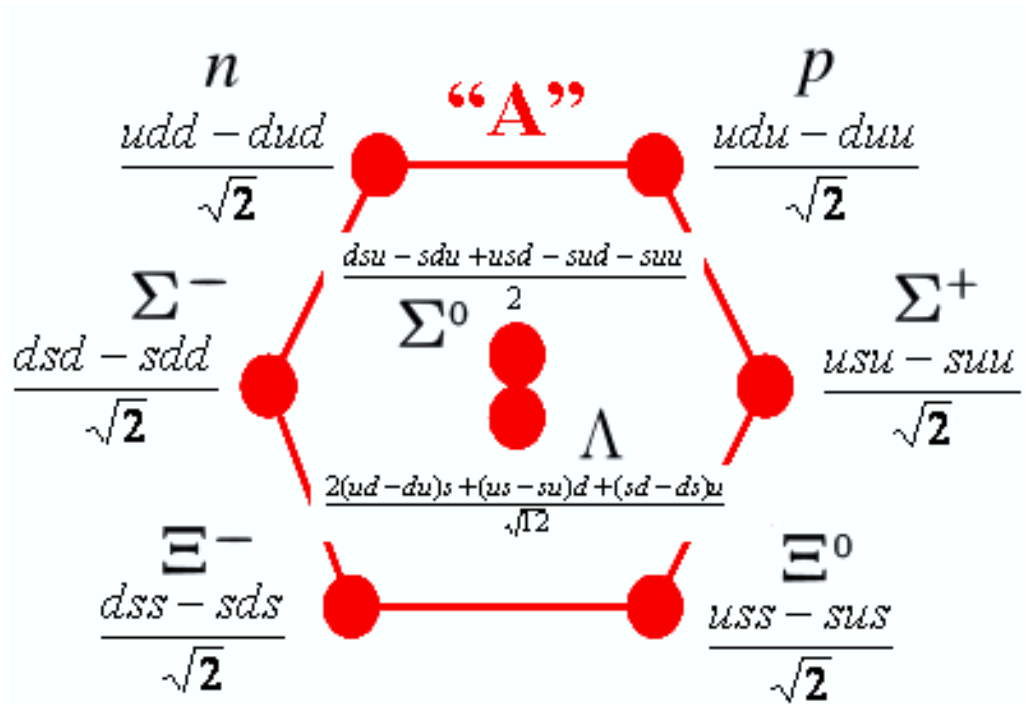


$$\frac{uds - dus - usd - sdu + dsu + sud}{\sqrt{6}}$$

2 Octeți – spin 1/2 - cu convențiile

“A” asimetric in 1↔2

“S” simetric in 1↔2



dubleti de nucleoni ($N(939)$) și $\Xi(1320)$ triplet $\Sigma(1190)$

$$\begin{pmatrix} uud \\ ddu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

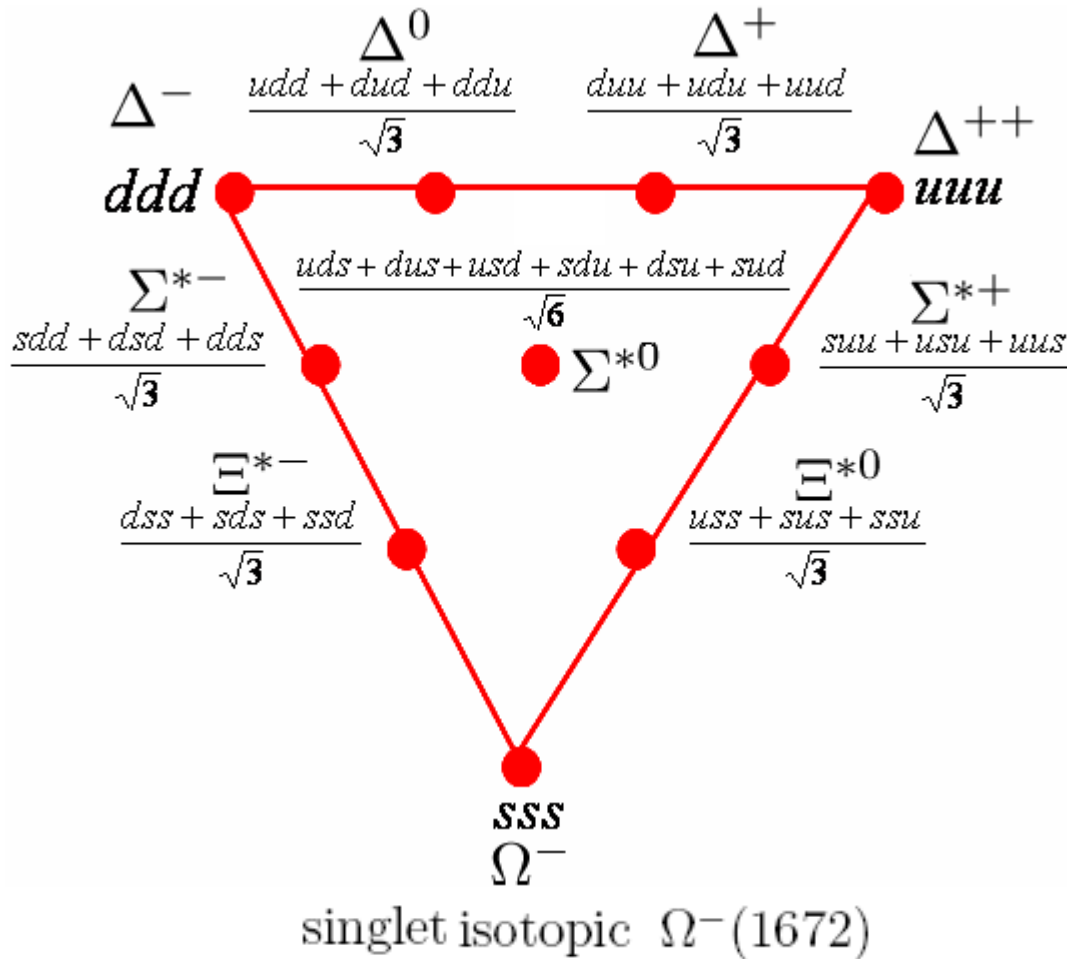
$$\begin{pmatrix} ssu \\ ssd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} uus \\ uds \\ dds \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}$$

singlet
 $uds \cdot \Lambda(1116)$

Decuplet – spin 3/2

simetric in 1↔2



quartet isobari $\Delta(1232)$

$$\begin{pmatrix} uud \\ udu \\ ddu \\ ddd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta^{++} \\ \Delta^+ \\ \Delta^0 \\ \Delta^- \end{pmatrix}$$

triplet isotopic $\Sigma^*(1385)$

$$\begin{pmatrix} uus \\ uds \\ dds \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Sigma^{*+} \\ \Sigma^{*0} \\ \Sigma^{*-} \end{pmatrix}$$

dublet isotopic $\Xi^*(1530)$

$$\begin{pmatrix} ssu \\ ssd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Xi^{*0} \\ \Xi^{*-} \end{pmatrix}$$

Formula masei barionilor ($L=0$)

$$M_{qqq} = m_1 + m_2 + m_3 + A' \left(\frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2}{m_1 m_2} + \frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_3}{m_1 m_3} + \frac{\tilde{S}_2 \cdot \tilde{S}_3}{m_2 m_3} \right)$$

A' - constantă

Exemplu $m_1 = m_2 = m_3 = m_q$

deci
$$M_{qqq} = 3m_q + A' \sum_{i < j} \frac{\tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j}{m_q^2}$$

$$\tilde{S}^2 = (\tilde{S}_1 + \tilde{S}_2 + \tilde{S}_3)^2$$

$$\tilde{S}^2 = \tilde{S}_1^2 + \tilde{S}_2^2 + \tilde{S}_3^2 + 2 \sum_{i < j} \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j$$

$$2 \sum_{i < j} \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j = S(S + 1) - 3 \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)$$

$$2 \sum_{i < j} \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j = S(S + 1) - \frac{9}{4}$$

$$\sum_{i < j} \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j = -\frac{3}{4} \quad J = \frac{1}{2} \quad (S=3/2)$$

$$\sum_{i < j} \tilde{S}_i \cdot \tilde{S}_j = +\frac{3}{4} \quad J = \frac{3}{2} \quad (S=1/2)$$

proton(uud)

$$m_p = 3m_u - \frac{3}{4} \frac{A'}{m_u^2}$$

Δ (uud)

$$m_\Delta = 3m_u + \frac{3}{4} \frac{A'}{m_u^2}$$

- Luând diferite valori pentru $m_{u/d}$, m_s și pentru A' , se pot reproduce rezultatele experimentale

Baryon	Mass/MeV	
	Predicted	Experiment
p/n	939	939
Λ	1116	1114
Σ	1193	1179
Ξ	1318	1327
Δ	1232	1239
Σ^*	1384	1381
Ξ^*	1533	1529
Ω	1672	1682

- Concordanță foarte bună se obține pentru valorile:

$$m_u = m_d = 363 \text{ MeV}$$

$$m_s = 538 \text{ MeV},$$

$$A' = 0.026 \text{ GeV}^3.$$

QCD prezice $A'=A/2$ unde A este valoarea corespondența pentru formula masei mezonilor


Momentele Magnetice ale barionilor

- Considerând quarcii legați în barioni ca particule de masa m_q cu spinul $1/2$ și sarcina fracționară q_q , momentul magnetic de dipol va fi:

$$\hat{\mu}_q = \frac{q_q}{m_q} \hat{S}$$

✓ Iar mărimea acestuia:

$$\mu_q = \langle q \uparrow | \frac{q_q}{m_q} \hat{S} | q \uparrow \rangle$$

întrucât $\hat{S} |q \uparrow\rangle = \frac{1}{2} \hbar |q \uparrow\rangle$  $\mu_q = \frac{q_q \hbar}{2m_q}$

$$\mu_u = \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2m_u}, \mu_d = -\frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2m_d}, \mu_s = -\frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2m_s}$$

- Pentru quarcii legați în barionul X cu $L=0$, momentul magnetic este suma momentelor magnetice a quarcilor individuali.

$$\hat{\mu}_B = \frac{q_1}{m_1} \hat{S}_1 + \frac{q_2}{m_2} \hat{S}_2 + \frac{q_3}{m_3} \hat{S}_3$$

$$\mu_X = \langle X \uparrow | \hat{\mu}_B | X \uparrow \rangle$$

$|X \uparrow\rangle$ este funcția de undă a barionului cu spinul orientat în sus

$$\uparrow = \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \quad \downarrow = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

proton spin-up

$$p \uparrow = \frac{1}{\sqrt{6}} (2u \uparrow u \uparrow d \downarrow - (u \uparrow u \downarrow + u \downarrow u \uparrow) d \uparrow)$$

$$\Rightarrow \mu_p = \frac{1}{6} \langle (2 \uparrow \uparrow \downarrow - (\uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow) \uparrow) | \hat{\mu}_1 + \hat{\mu}_2 + \hat{\mu}_3 | (2 \uparrow \uparrow \downarrow - (\uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow) \uparrow) \rangle$$

Contribuția unui quarc-up

$$\frac{1}{6} \langle (2 \uparrow \uparrow \downarrow - (\uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow) \uparrow) | \hat{\mu}_1 | (2 \uparrow \uparrow \downarrow - (\uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow) \uparrow) \rangle$$

$$= \frac{1}{6} \langle (2 \uparrow \uparrow \downarrow - (\uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow) \uparrow) | (2 \mu_1 \uparrow \uparrow \downarrow - (\mu_1 \uparrow \downarrow - \mu_1 \downarrow \uparrow) \uparrow) \rangle$$

$$= \frac{2}{3} \mu_1 = \frac{2}{3} \mu_u = \frac{4}{9} \frac{e \hbar}{2 m_u}$$

➤ Suma contribuției tuturor quarcilor

$$\begin{aligned}\mu_p &= \frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d = \frac{4}{9}\frac{e\hbar}{2m_u} + \frac{4}{9}\frac{e\hbar}{2m_u} + \frac{1}{9}\frac{e\hbar}{2m_d} \\ &= \frac{e\hbar}{2m_{u/d}} = \frac{m_p}{m_{u/d}}\mu_N \quad \mu_N = e\hbar/2m_p\end{aligned}$$

predicție

$$\begin{aligned}m_u &= m_d \\ &= 336 \text{ MeV} \\ m_s &= 509 \text{ MeV}\end{aligned}$$

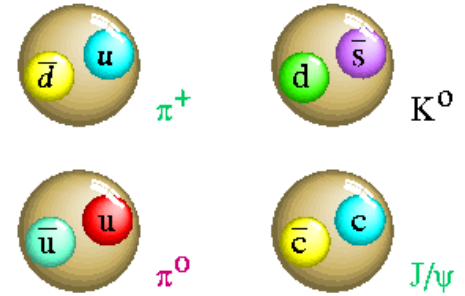
$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -\frac{2}{3}$$

experimental **-0.685**

Baryon	μ_B in Quark Model	Predicted [μ_N]	Experiment [μ_N]
p	$\frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d$	+2.79	+2.793
n	$\frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u$	-1.86	-1.913
Λ	μ_s	-0.61	-0.614 ± 0.005
Σ^+	$\frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_s$	+2.68	+2.46 ± 0.01
Ξ^0	$\frac{4}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_u$	-1.44	-1.25 ± 0.014
Ξ^-	$\frac{4}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_d$	-0.51	-0.65 ± 0.01
Ω^-	$3\mu_s$	-1.84	-2.02 ± 0.05

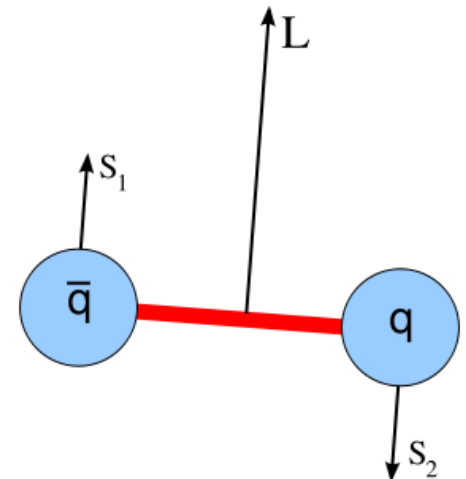
Mezonii

- **mezonii** sunt particule compozite formate din perechi quarc-antiquarc.
- au spin întreg deci sunt bosoni și nu se supun principiului de excluziune Pauli
- deoarece mezonii sunt compuși din quarci, aceștia se dezintegrează atât prin interacțiuni slabe cât și tari.
- fiecare mezon are o antiparticulă corespunzătoare (antimezon) în care quarcii se înlocuiesc cu antiquaricii corespunzători



- În funcție de modul de cuplaj a momentelor cinetice de spin și orbitale [$J=L+S$] a quarurilor și a parității funcției de undă [$P=(-1)^{L+1}$], există **mezoni vectoriali**, **mezoni pseudovectoriali** și **mezoni scalari**.

Tip de mezon	S	L	P	J	J ^P
mezon pseudoscalar	0	0	-	0	0 ⁻
mezon pseudovectorial	0	1	+	1	1 ⁺
mezon vectorial	1	0	-	1	1 ⁻
mezon scalar	1	1	+	0	0 ⁺
mezon tensorial	1	1	+	2	2 ⁺



Funcția de undă

- Toți mezonii au singleți de culoare

$$\psi_{colour}^{q\bar{q}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

- În stare fundamentală ($L=0$) avem numai mezoni pseudoscalari ($S=0, J=0$) și mezoni vectoriali ($S=1, J=1$)

$$\left. \begin{aligned} \pi^0(140) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\ \eta(550) &= \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \\ \eta'(960) &= \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \end{aligned} \right\} J^P = 0^-$$

$$\left. \begin{aligned} \rho^0(770) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\ \omega^0(780) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \\ \phi(1020) &= s\bar{s} \end{aligned} \right\} J^P = 1^-$$

Momentele unghiulare ale mezonilor, pentru $L=0, 1, 2, 3$

Spin (S)	Momentul unghiular orbital (L)	Momentul unghiular total (J) $J=L+S$ $ L-S \leq J \leq L+S $	Paritea (P)	Notatia (J^P)
0	0	0	-	0^-
	1	1	+	1^+
	2	2	-	2^-
	3	3	+	3^+
1	0	1	-	1^-
	1	2, 1, 0	+	$2^+, 1^+, 0^+$
	2	3, 2, 1	-	$3^-, 2^-, 1^-$
	3	4, 3, 2	+	$4^+, 3^+, 2^+$

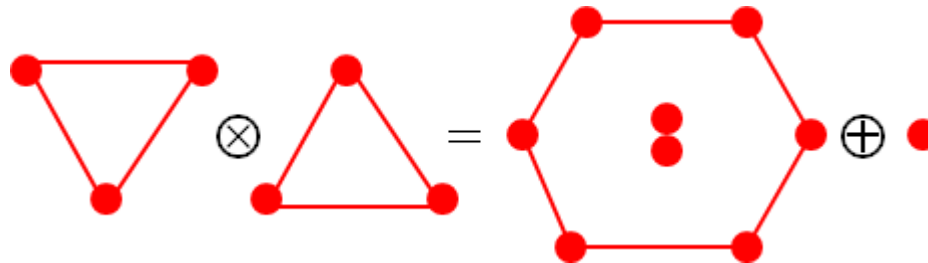
Particula	Simbol	Anti-partic.	Compoziție	Rest masa MeV/c ²	S	C	B	Timp viață	Mod de dezintegrare
Pion	π^+	π^-	$u\bar{d}$	139.6	0	0	0	2.60×10^{-8}	$\mu^+\nu_\mu$
Pion	π^0	<i>Self</i>	$\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	135.0	0	0	0	0.83×10^{-16}	2γ
Kaon	K^+	K^-	$u\bar{s}$	493.7	+1	0	0	1.24×10^{-8}	$\mu^+\nu_\mu, \pi^+\pi^0$
Kaon	K^0_s	K^0_s	1^*	497.7	+1	0	0	0.89×10^{-10}	$\pi^+\pi^-, 2\pi^0$
Kaon	K^0_L	K^0_L	1^*	497.7	+1	0	0	5.2×10^{-8}	$\pi^+e^-\nu_e$
Eta	η^0	<i>Self</i>	2^*	548.8	0	0	0	$<10^{-18}$	$2\gamma, 3\mu$
Eta prim	$\eta^{0'}$	<i>Self</i>	2^*	958	0	0	0	...	$\pi^+\pi^-\eta$
Rho	ρ^+	ρ^-	$u\bar{d}$	770	0	0	0	0.4×10^{-23}	$\pi^+\pi^0$
Rho	ρ^0	<i>Self</i>	$u\bar{u}, d\bar{d}$	770	0	0	0	0.4×10^{-23}	$\pi^+\pi^-$

Particula	Simbol	Anti-partic	Compoziție	Rest masa MeV/c ²	S	C	B	Timp viață	Mod de dezintegrare
Omega	ω^0	Self	<u>uu</u> , <u>dd</u>	782	0	0	0	0.8×10^{-22}	$\pi^+ \pi^- \pi^0$
Phi	ϕ	Self	<u>ss</u>	1020	0	0	0	20×10^{-23}	$K^+ K^-, K^0 \bar{K}^0$
D	D^+	D^-	<u>cd</u>	1869.4	0	+	0	10.6×10^{-13}	$K + _ , e + _$
D	D^0	\bar{D}^0	<u>cu</u>	1864.6	0	+	0	4.2×10^{-13}	$[K, \mu, e] + _$
D	D_s^+	D_s^-	<u>cs</u>	1969	+1	+	0	4.7×10^{-13}	$K + _$
J/Psi	J/ψ	Self	<u>cc</u>	3096.9	0	0	0	0.8×10^{-20}	$e^+ e^-, \mu^+ \mu^- \dots$
B	B^-	B^+	<u>bu</u>	5279	0	0	-	1.5×10^{-12}	$D^0 + _$
B	B^0	\bar{B}^0	<u>db</u>	5279	0	0	-	1.5×10^{-12}	$D^0 + _$
B_s	B_s^0	\bar{B}_s^0	<u>sb</u>	5370	0	0	-	...	$B_s^- + _$
Upsilon	Υ	Self	<u>bb</u>	9460.4	0	0	0	1.3×10^{-20}	$e^+ e^-, \mu^+ \mu^- \dots$

Stări de bază

Quarcii implicați: u, s, d ; $3 \times 3 = 9 = 8 + 1$

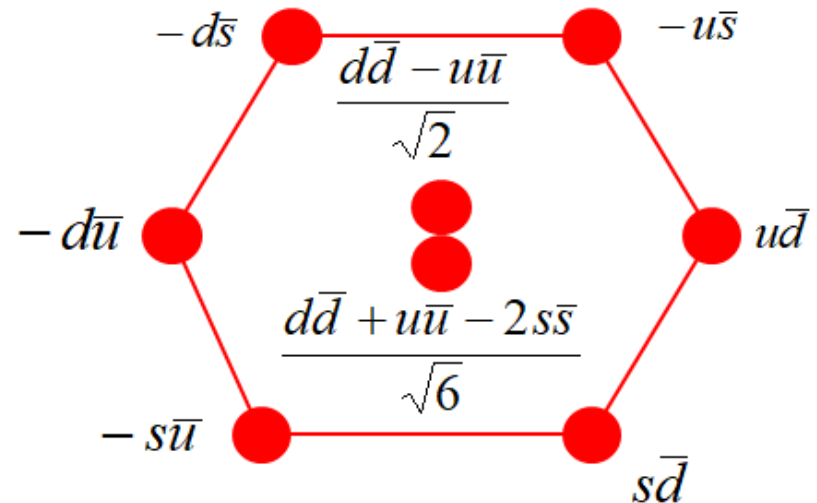
$u\bar{d}$, $u\bar{s}$, $d\bar{u}$, $d\bar{s}$, $s\bar{u}$, $s\bar{d}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$



Octet:

Singlet:

$$\bullet \quad \frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}$$



Exemple:

➤ tripletul izotopic $\pi(140)$ și $\rho(770)$

$$\begin{matrix} & \text{pseudoscalar} & \text{vectorial} \\ \left(\begin{array}{c} u\bar{d} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\ d\bar{u} \end{array} \right) & = & \left(\begin{array}{c} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^- \end{array} \right) \end{matrix}$$

➤ dubletul izotopic $K(490)$ și $K^*(890)$

$$\begin{matrix} & \text{pseudoscalar} & \text{vectorial} \\ \left(\begin{array}{c} u\bar{s} \\ d\bar{s} \end{array} \right) & = & \left(\begin{array}{c} K^+ \\ K^0 \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} K^{*+} \\ K^{*0} \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{c} s\bar{d} \\ s\bar{u} \end{array} \right) & = & \left(\begin{array}{c} \bar{K}^0 \\ K^- \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} \bar{K}^{*0} \\ K^{*-} \end{array} \right) \end{matrix}$$

➤ singleții pseudoscalari izotopici η, η'

$$\begin{matrix} \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) = \eta(550) \\ \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) = \eta'(960) \end{matrix}$$

➤ singleții izotopici vectoriali ω, ϕ

$$\begin{matrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) = \omega(780) \\ s\bar{s} = \phi(1020) \end{matrix}$$

Formula masei mezonilor ($L=0$)

$$M_{q\bar{q}} = m_1 + m_2 + A \frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2}{m_1 m_2}$$

A - constantă

Pentru o stare de spin $\tilde{S} = \tilde{S}_1 + \tilde{S}_2$

$$\tilde{S}^2 = \tilde{S}_1^2 + \tilde{S}_2^2 + 2\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2$$

$$\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2 = \frac{1}{2}(\tilde{S}^2 - \tilde{S}_1^2 - \tilde{S}_2^2)$$

$$S_1^2 = S_2^2 = S_1(S_1 + 1) = \frac{1}{2}(1 + \frac{1}{2}) = \frac{3}{4}$$

rezulta $\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2 = \frac{1}{2}\tilde{S}^2 - \frac{3}{4}$

Pentru mezoni $J^P = 0^- : \tilde{S}^2 = 0$

$J^P = 1^- : \tilde{S}^2 = S(S + 1) = 2$

deci

$$\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2 = \frac{1}{2}\tilde{S}^2 - \frac{3}{4} = -\frac{3}{4} \quad (0^-)$$

$$\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2 = \frac{1}{2}\tilde{S}^2 - \frac{3}{4} = +\frac{1}{4} \quad (1^-)$$

Folosind formula masei (L=0)

$$M = m_1 + m_2 - \frac{3A}{4m_1m_2} \quad (0^-)$$

$$M = m_1 + m_2 + \frac{A}{4m_1m_2} \quad (1^-)$$

mezonii 0^- mai usori decat mezonii 1^-

- Cu diferite valori pentru $m_{u/d}$, m_s si A , se pot reproduce rezultatele experimentale

Meson	Mass/MeV	
	Predicted	Experiment
π	140	138
K	484	496
ρ	780	770
ω	780	782
K^*	896	894
ϕ	1032	1019

- Concordanță foarte bună se obține pentru valorile:

$$m_u = m_d = 310 \text{ MeV},$$

$$m_s = 483 \text{ MeV},$$

$$A = 0.06 \text{ GeV}^3.$$