

Wstęp do Modelu Standardowego

Multiplety hadronowe

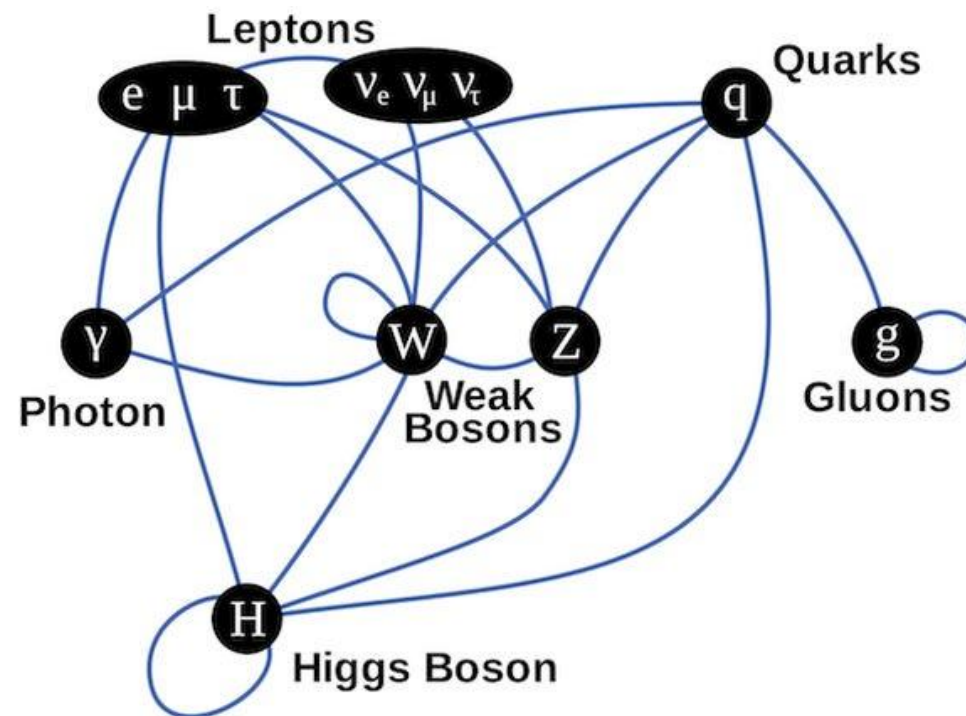
Agnieszka Obłąkowska-Mucha

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Katedra Oddziaływań i Detekcji Cząstek

Model Standardowy na obrazkach (pierwszy wykład)

Standard Model of Elementary Particles

	three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)	
	I	II	III		
mass	$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
QUARKS	u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
LEPTONS	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	



Model Standardowy ma już 50 lat!

Jak z kwarków zbudować hadrony

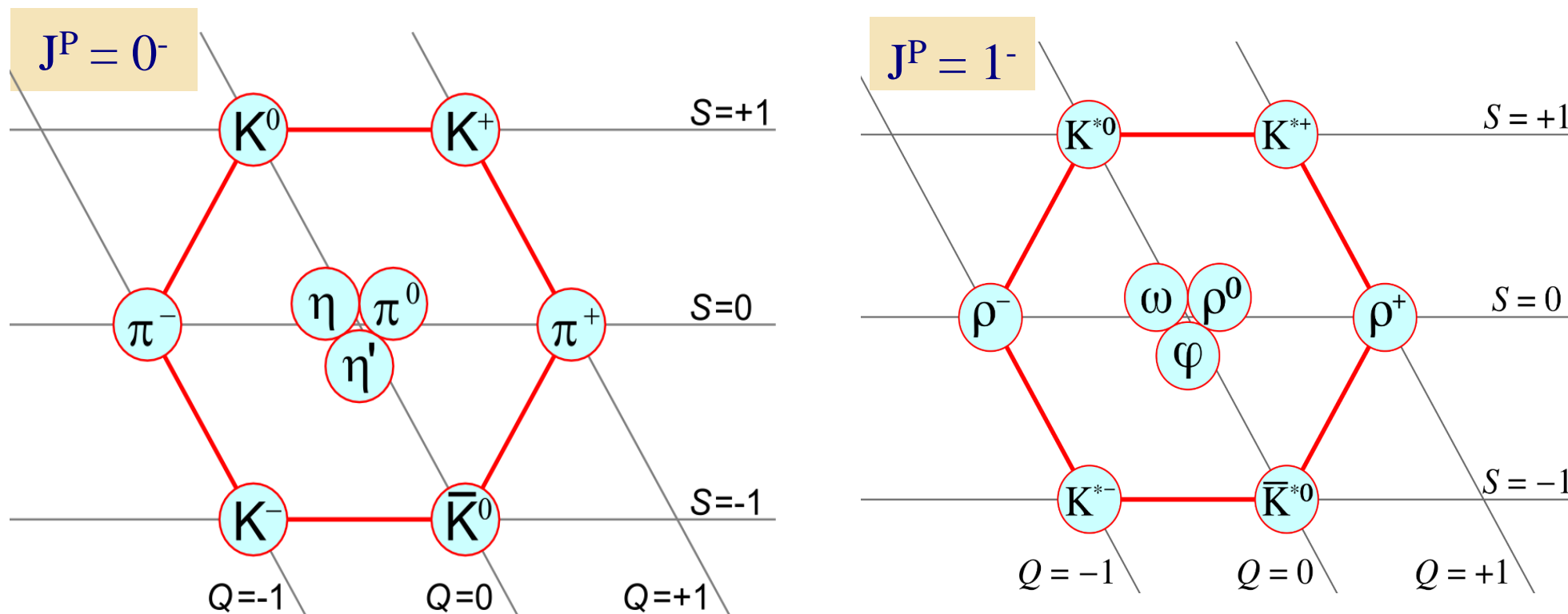
- W latach 30-tych znane były: p, n, e , potem miony i piony oraz neutrina.
- Odkrycie cząstek, które powstały w oddz. silnych, ale żyły zbyt długo (10^{-8} - 10^{-9} s - czas charakterystyczny dla rozpadów słabych), np: $\pi p \rightarrow K^0 \Lambda$ doprowadziło do hipotezy istnienia kwarka nowego rodzaju: dziwnego s i odkrycia wielu nowych stanów.
- Pojawiła się potrzeba ich klasyfikacji. Z trzech kwarków (u, d, s - grupa $SU(3)$) można zbudować (w stanie podstawowym) 9 mezonów i 27 barionów:

$$q = \begin{cases} u & \text{mezony} & 3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8 \\ d & \\ s & \text{bariony} & 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 10 \end{cases}$$

- W połowie lat 60 obserwowana symetria w świecie znanych cząstek doprowadziła Gell-Manna i Zweig'a do hipotezy istnienia kwarków.
- Schemat ułożenia znanych hadronów w „multiplety” opisany jest przez Kwarkowy Model hadronów.
- Kwarki uważane były za obiekty czysto matematyczne, a ich funkcja falowa musiała odzwierciedlać własności hadronów i zasady zachowania, jakim podlegają.
- W Modelu Kwarkowym opisujemy hadrony składające się z trzech najbliższych kwarków u, d i s .
- Na początek zakłada się, że kwarki poruszają się z prędkościami **nierelatywistycznymi**

Mezony

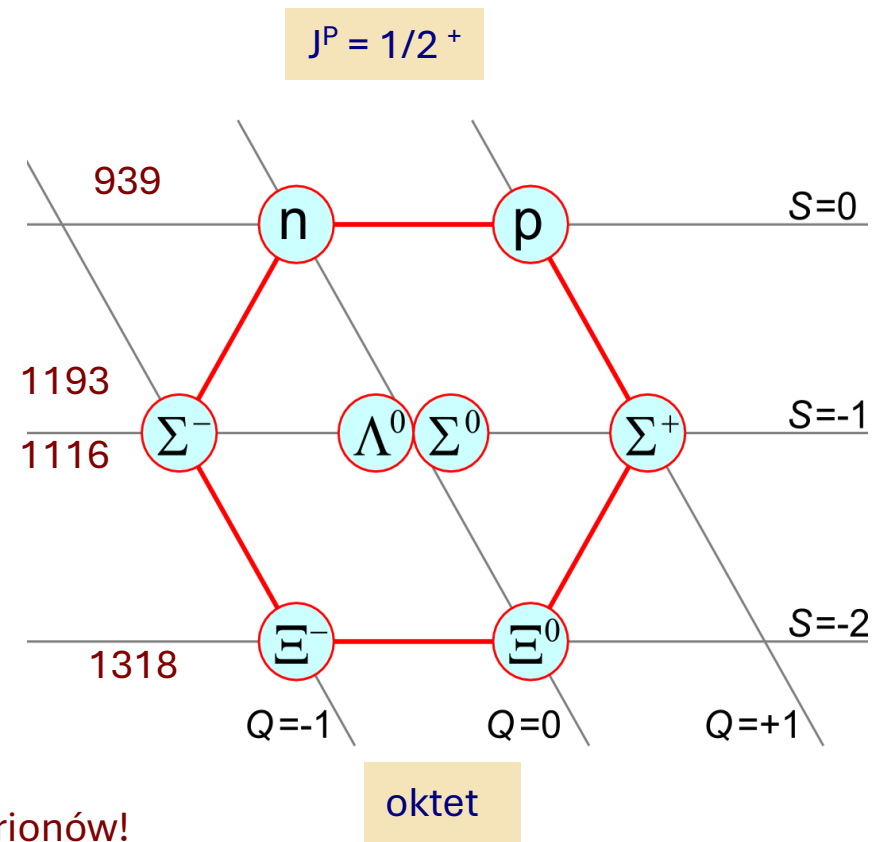
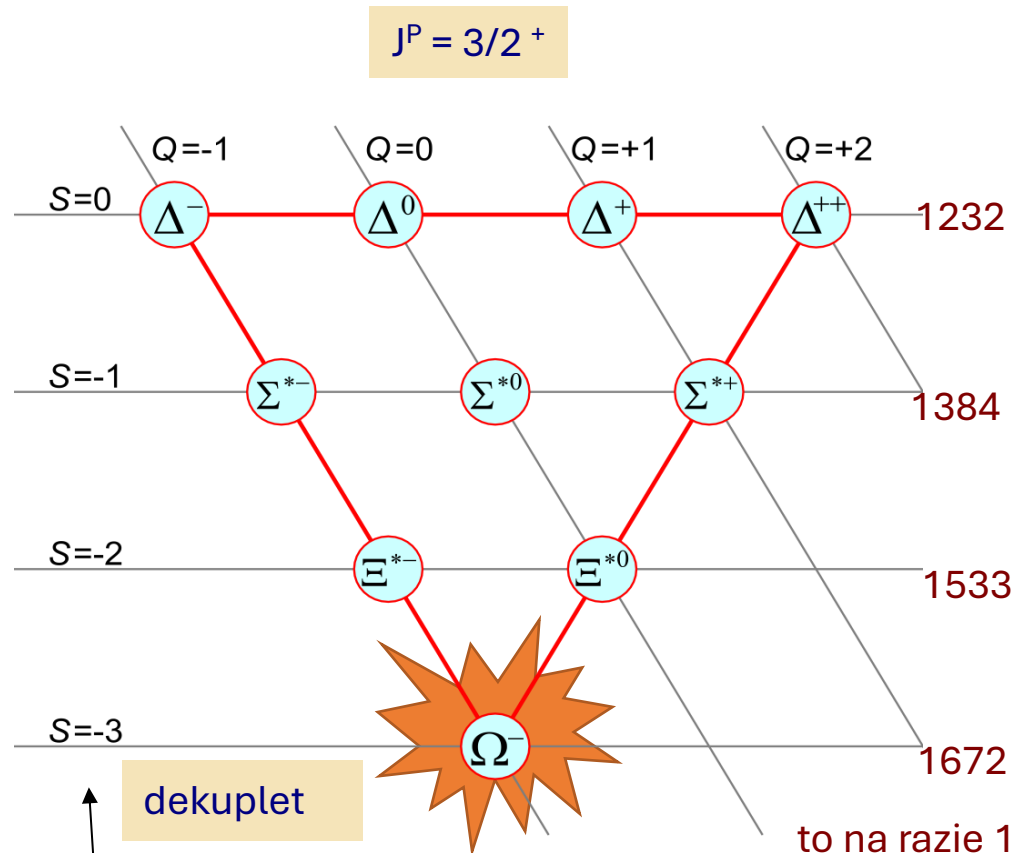
Klasyfikacja hadronów ze względu na SPIN (całkowity) J i parzystość P



- Zakładając istnienie tylko trzech kwarków (u,d,s) można było wytłumaczyć całe spektrum.
- Pomiedzy multipletami o różnej dziwności występuje (prawie) stała różnica mas, równa masie kwarka s.
- Różne stany ładunkowe mają niewielkie różnice mas (oddział. elektromagnetyczne).
- Będziemy konstruować „Reguły gry”, które tłumaczą takie ułożenie hadronów oraz brak około 9 barionów.

Bariony

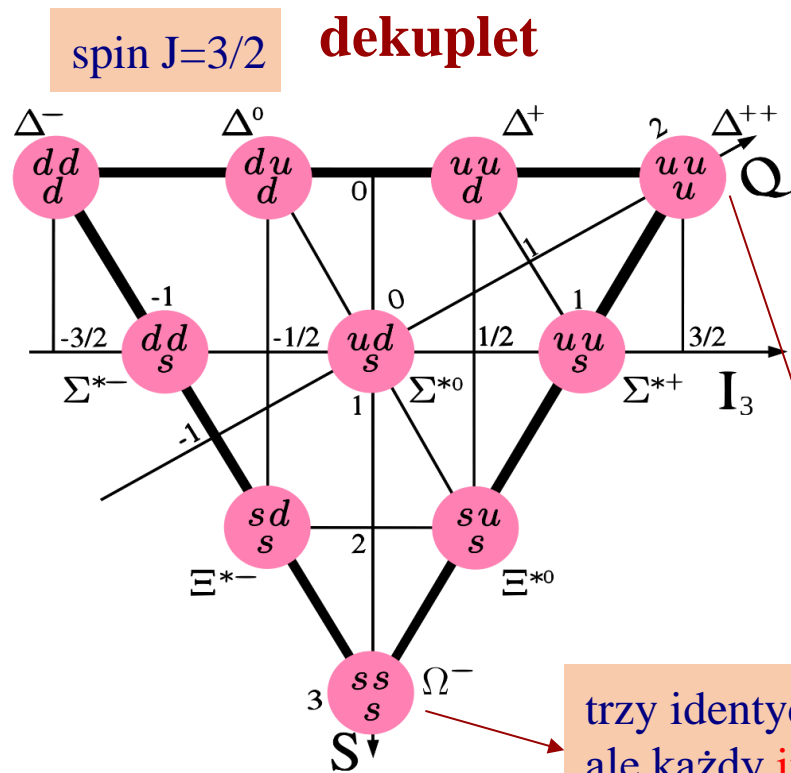
Trzy kwarki tworzą bariony (stany podstawowe):



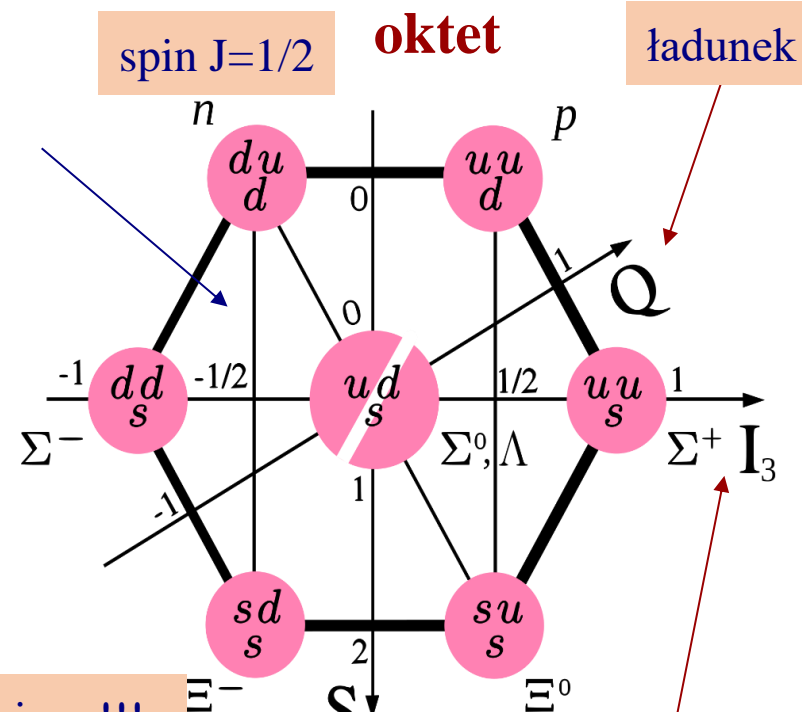
dziwność

Jakie reguły (symetrie) pozwalają na takie uporządkowanie cząstek?
1964 Gell-Mall, Zweig – pomysł kwarków i modelu kwarkowego.

Model kwarkowy (powrót)



trzy identyczne fermiony!!!
ale każdy innego koloru...



dziwność

3. składowa izospinu

Model Kwarkowy dla trzech kwarków (u,d,s):

- opisywał obserwowane stany i przewidywał nowe,
- wyjaśniał ułożenie hadronów w multiplety,
- pozwalał na konstrukcję funkcji falowej,
- dlaczego nie obserwujemy pojedynczego kwarka?

Momenty pędu

Orbitalny moment pędu L (kręt) – moment pędu związany z ruchem obrotowym kwarków względem siebie, Kręt jest wielokrotnością \hbar $L = n \hbar$ i przyjmuje $2l + 1$ stanów, np. $L = 2, L_z = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$

Stan o $L = 0$ – stan podstawowy,

wyższe $L > 0$ – wzbudzenia orbitalne

Całkowity moment pędu J : $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$; $J = |L - S| \dots |L + S|$

Spin S cząstki złożonej = całkowitemu momentowi pędu J w jej układzie spoczynkowym

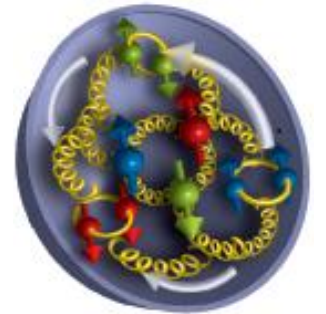
stan spinowy cząstki jest opisany przez podanie dwóch liczb kwantowych:

$$(s, s_z), s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \text{ a } s_z = -s, -s + 1, \dots, s - 1, s$$

układ dwóch fermionów może być opisany za pomocą bazy:

$$\left. \begin{aligned} |S = 1; S_3 = 1\rangle &= \uparrow\uparrow \\ |S = 1; S_3 = 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \\ |S = 1; S_3 = -1\rangle &= \downarrow\downarrow \end{aligned} \right\} \text{ TRYPLET, funkcje symetryczne (ćw)}$$

$$|S = 0; S_3 = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \quad \left. \right\} \text{ SINGLET, funkcja antysymetryczna}$$



Spin układu dwóch fermionów

Nowa baza, w której wektory będą stanami własnymi operatora permutacji:

$$P_{12} |s_1, s_2\rangle = |s_2, s_1\rangle$$

$$|1, 1\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = \uparrow\uparrow$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle + |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$$

stany symetryczne wzgl $1 \leftrightarrow 2$
(na zad sprawdzić!)

$$|1, -1\rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = \downarrow\downarrow$$

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle - |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$$

MEZONY: dwa kwarki o $s=1/2$ i o ustawieniach:

stan antysymetryczny wzgl $1 \leftrightarrow 2$

$$\uparrow\uparrow \quad S = 1 \text{ i } S_z = \{+1, 0, 1\} \quad \text{TRYPLET}$$

$$2 \otimes \bar{2} = 3 \oplus 1$$

$$\uparrow\downarrow \quad S = 0 \text{ i } S_z = 0 \quad \text{SINGLET}$$

Pomiar spinu cząstki:

1. pomiar przekrojów czynnych σ dla procesu typu $a + b \rightarrow c + d$. Zależy on od liczby dostępnych stanów spinowych:

$$\sigma(a + b \rightarrow c + d) \propto (2S_c + 1)(2S_d + 1)$$

2. mierząc rozkłady kątowe produktów jej rozpadu.

Całkowity moment pędu mezonów

Mezony grupowane są w multipletach według ich spinu i krętu.

Gdy $L = 0$ $S = 0$ mówimy o pseudoskalarach o $J = 0$,

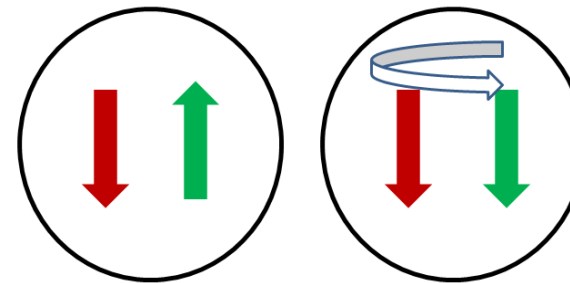
Orbitalne wzbudzenia z $L = 1$, to skalary o $J = 0$ lub wektory aksjalne o $J = 1$ lub $J = 2$

	L	J
	0	0
S=0	1	1
	2	2
	0	1
S=1	1	0, 1, 2
	2	1, 2, 3

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

$$J = |L - S| \dots |L + S|$$

Constituent-quark model



Pseudoscalar meson: $L=0$ & $S=0$

Scalar meson: $L=1$ & $S=1$, & $L+S=0$

Operator parzystości przestrzennej

- Operator parzystości przestrzennej \hat{P} powoduje inwersję osi układu współrzędnych.
- Odwrócenie trzech osi odpowiada zmianie znaku jednej osi i obrotowi o 180° .
- Nazywana również odbiciem **zwierciadlanym**.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Inwersja przestrzenna - def: } \hat{P} \Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r}) \\ \text{Dla stanów własnych: } \hat{P} \Psi(\vec{r}) = p \Psi(\vec{r}) \end{array} \right\} \Psi(-\vec{r}) = p \Psi(\vec{r})$$

$$\text{A jak jeszcze raz: } \hat{P} \Psi(-\vec{r}) = p^2 \Psi(\vec{r}) \quad \Psi(\vec{r}) = p^2 \Psi(\vec{r})$$

$$\text{stąd parzystość: } p = \pm 1$$

Stan własny operatora \hat{P} , jest to wewnętrzna parzystość cząstki p .

- Dla układu parzystość (wewnętrzna) jest multiplikatywną liczbą kwantową:

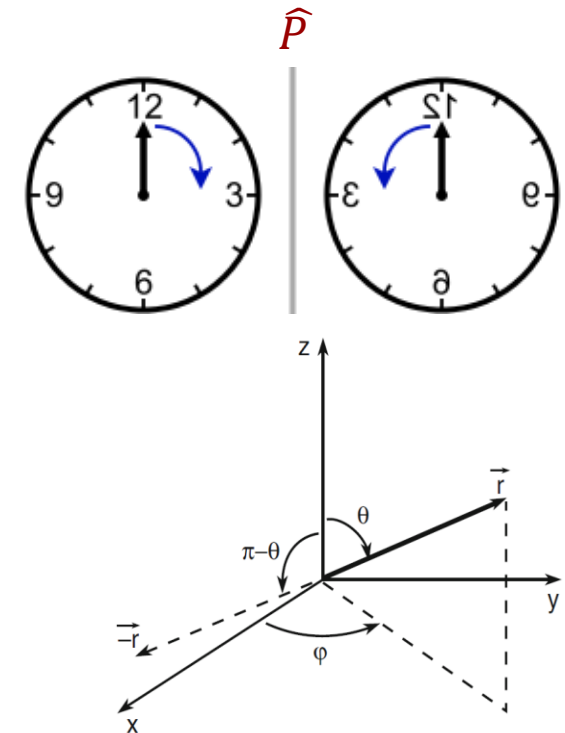
$$\Psi(AB) = \Psi(A)\Psi(B)$$

- Będziemy sprawdzać, czy parzystość jest zachowana w oddziaływaniach (tzn, czy \hat{P} komutuje z H):

\hat{P} jest zachowane w oddz. silnych i elektromagnetycznych,

\hat{P} nie jest zachowana w oddz. słabych.

- Harmoniki sferyczne mają dobrze określoną parzystość $p = (-1)^l$: (zad)



Parzystość mezonów

- Parzystość układu kwantowego zależy od parzystości ruchu względnego i parzystości składników.
- Układ 2 cząstek z krętem L ma parzystość: $P = P_1 P_2 (-1)^L$ $P_{Tot} = P_{wew} P_{wzgl}$
- Zakł, że fermiony i antyfermiony mają przeciwne parzystości, (kwarki i leptony +1)
Bozony i antybozony – te same parzystości, (foton, inne bozony pośredniczące -1)
- Zatem para kwark – antykwark ma parzystość $(+1)(-1)(-1)^L = (-1)^{L+1}$
stany o $L = 0, 2, \dots$ mają $P = -1$,
stany o $L = 1, 3, \dots$ mają $P = +1$
- Parzystość wewn. protonu przyjmujemy $P = +1$.
- Innych cząstek liczymy lub wyznaczamy dośw.

	L	J	P	J^P
	0	0	-1	0 -
$S=0$	1	1	+1	1 +
	2	2	-1	2 -
	0	1	-1	1 -
$S=1$	1	0, 1, 2	+1	0+, 1+, 2 +
	2	1, 2, 3	-1	1-, 2-, 3 -

Operator sprzężenia ładunkowego

Sprzężenie ładunkowe, zmienia znak ładunku i momentu magnetycznego (zależy od ładunku) na przeciwny.

Operator sprzężenia ładunkowego \hat{C} , działając na funkcję falową, przyporządkowuje jej funkcję falową antycząstki:

def: $\hat{C} \psi = \bar{\psi}$

dla stanów własnych: $\hat{C}|\psi(p, \lambda)\rangle = \eta_c |\psi(p, \lambda)\rangle$

powtórne działanie operatorem: $\hat{C}\hat{C}|\psi\rangle = \eta_c \hat{C}|\bar{\psi}\rangle = \eta_c \eta_c |\psi\rangle$

wartości własne: $\eta_c = \pm 1$

Operator \hat{C} zmienia cząstkę (nawet elektrycznie obojętną) w jej antycząstkę. Jeżeli stan danej cząstki (jej funkcja falowa) jest stanem własnym \hat{C} , to cząstka = antycząstka

Stanami własnymi \hat{C} są tylko obojętne bozony.

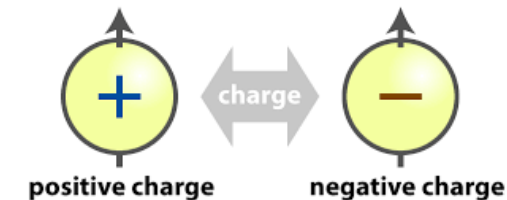
Układ cząstka-antycząstka jest stanem własnym \hat{C} . $\hat{C}|f\bar{f}\rangle = \eta_c |\bar{f}f\rangle$

W dodatku działanie \hat{C} jest takie samo, jak \hat{P} :

czyli zamienia fermiony miejscami...

można zatem napisać:

$$\hat{C}|f\bar{f}\rangle = (-1)^{l+s} |\bar{f}f\rangle$$



jeżeli:

$$|\bar{q}q\rangle = |\bar{q}q\rangle \text{ to } \eta_c = +1$$

$$|\bar{q}q\rangle = -|\bar{q}q\rangle \text{ to } \eta_c = -1$$

$$\hat{C}(\pi^0) = +(\pi^0)$$

$$\hat{C}(\gamma) = -(\gamma)$$

$$\hat{C}(e^-) = (e^+)$$

Spektroskopia mezonów

mezon	S	L	J	P	J ^{PC}	np
pseudosklarny	0	0	0	-1	0 ⁻⁺	π^0
pseudowektorowy	0	1	1	+1	1 ⁺⁻	h_1
	0	2	2	-1	2 ⁻⁺	η_2
wektorowy	1	0	1	-1	1 ⁻⁻	ρ^0
skalarny wektor aksjalny tensorowy	1	1	0, 1, 2	+1	0 ⁺⁺ 1 ⁺⁺ 2 ⁺⁺	a^0 a_1 f_2

Notacja spektroskopowa: $^{2S+1}L_J$

Stany $L=0, 1, 2, 3$ oznaczamy jako S, P, D, F,

np. dla $L=0$, 1S_0 lub 3S_1

$$\hat{P}(\vec{p}) = \hat{P}(m \frac{d\vec{r}}{dt}) = -\vec{p} \quad \text{wektor}$$

$$\hat{P}(\vec{M}) = \hat{P}(\vec{r} \times \vec{p}) = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{M} \quad \text{pseudowektor}$$

Funkcja falowa hadronów – część flavorowa

$$\chi(\text{zapachowa}) \propto |uds\rangle$$

Zaczniemy od budowy funkcji falowej dla trzech najlżejszych kwarków (u, d, s)

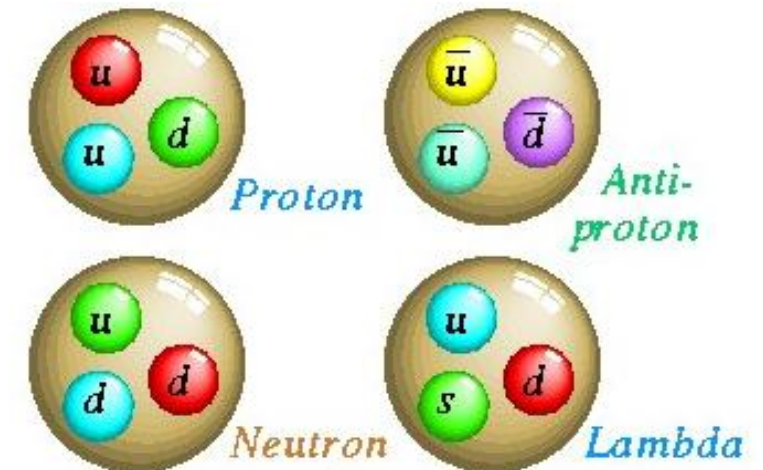
$$m(u) \sim 0.3 \text{ GeV}$$

$$m(d) \sim 0.3 \text{ GeV}$$

$$m(s) \sim 0.5 \text{ GeV}$$

Kwarki są uwięzione w mezonach $q\bar{q}$ (9 cząstek)

lub w barionach qqq - 27 stanów?



Model kwarkowy - bariony

Baryon angular momentum quantum numbers for $L = 0, 1, 2, 3$

Spin (S)	Orbital angular momentum (L)	Total angular momentum (J)	Parity (P) (See below)	Condensed notation (J^P)
$\frac{1}{2}$	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	$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}$	-	$\frac{7}{2}^-, \frac{5}{2}^-$
$\frac{3}{2}$	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	$\frac{9}{2}, \frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}$	-	$\frac{9}{2}^-, \frac{7}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{3}{2}^-$

Poszukiwaniem i badaniem różnych stanów zajmuje się **SPEKTROSKOPIA**

<http://en.wikipedia.org/wiki/Baryon>

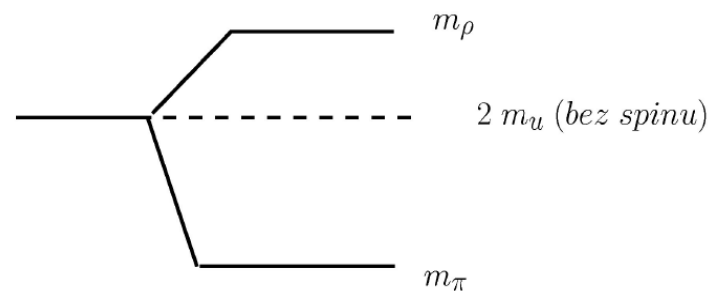
Masy hadronów

Przyczynki do mas hadronów:

1. Masy **konstytuentne** kwarków (liczone jako ułamek masy hadronu – masa z oddziaływaniem),
2. Efekty związane z kulombowskim oddz. kwarków (rzędu 1-2 MeV),
3. Rozszczepienie nadsubtelne:
 - oddz. momentów magnetycznych ($\Delta m = 1-2$ MeV),
 - kolorowe oddz. magnetyczne – przesunięcie poziomów energetycznych dla kwarków.

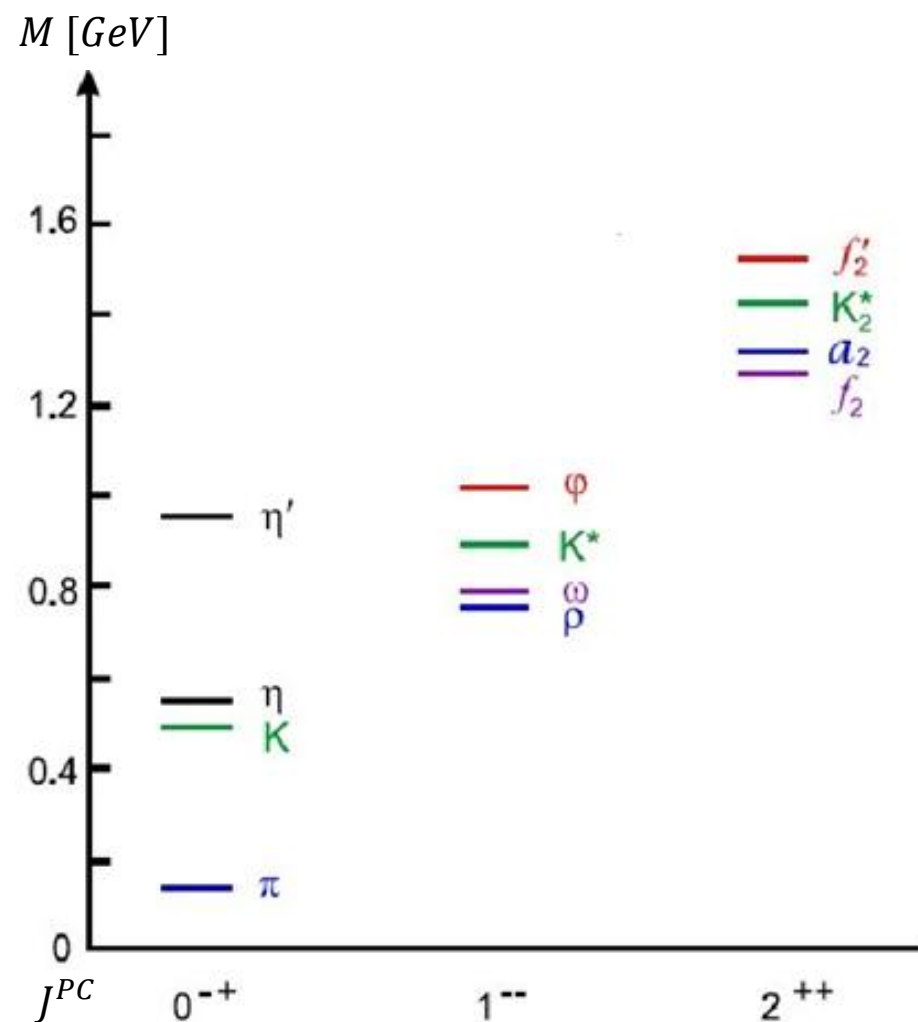
Formuła masowa (A- stała):

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



A co z masą barionów?

Cząstka jako poziom energetyczny w Modelu Kwarkowym



Atom wodoru o masie rzędu 1 GeV – różnica energii pomiędzy powłokami mała (eV) i widzimy stany o różnych energiach jako jeden stan

Dla stanów związanych kwarków, rozszczepienia tak duże, że widoczne są nowe cząstki.

Masy hadronów

W eksperymentach z rozproszeniami wysokoenergetycznych cząstek udaje się oddzielić masę kwarka od chmury gluonów. Dostajemy w ten sposób tzw. masę prądową („gołą”):

kwark	masa prądowa [MeV]	masa konstytuentna [MeV]
u	1.5-3.3	330
d	3,5-6	330
s	80-130	500
c	1150-1350	1600
b	4100-4400	4200
t	170 900	171 000

**masa konstytuentna =
masa prądowa
+ pole gluonowe**

np proton: $m=938$ MeV

„goła” masa 3 kwarków = 11 MeV

Gluony są bezmasowe, ale przenoszą energię.

Dla lekkich kwarków m prądowa $<$ m konstytuentnej.

Dla ciężkich kwarków – wynik zależy od skali i przyjętych modeli.

Masy hadronów

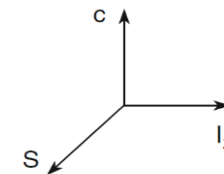
Masy hadronów policzone z formuły masowej i wyznaczone doświadczalnie są ze sobą zgodne:

	masa obliczona [MeV]	masa zmierzona [MeV]	
π	140	138	} mezony skalarne
K	484	496	
ρ	780	770	} wektorowe
ω	939	939	
Λ	1116	1114	
Σ	1193	1179	

Czwarty element

Istnienie hadronów z 4. kwarkiem zostało **przewidziane teoretycznie** (w przeciwieństwie do kwarka s).
Oszacowano jego masę na ok. 2 GeV.

I pokolenie	Q	masa	II pokolenie	Q	masa
u	+2/3	0.35 GeV	c	+2/3	1.5 GeV
d	-1/3	0.35 GeV	s	-1/3	0.5 GeV

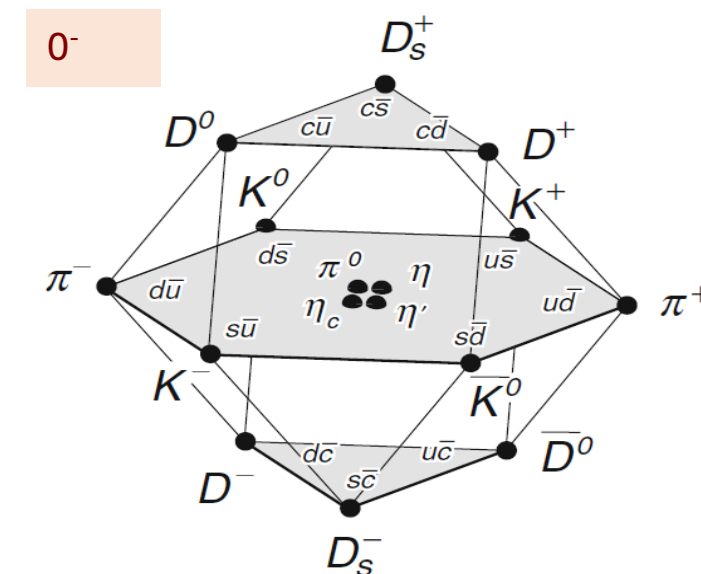


Charm – liczba kwantowa c jest zachowana w oddz. silnych i elm, nie zachowana w słabych (podobnie jak s).

Najlżejsze MEZONY POWABNE to skalary $D^0(cu)$, $D^+(cd)$, $D_s^+(cs)$

Mezony „czarmowe” wektorowe mają taki sam skład kwarkowy, ale spiny kwarków ustawione są równoległe: $D^{*0}(cu)$, $D^{*+}(cd)$, $D_s^{*+}(cs)$

Rozpady czarmowych mezonów zachodzą poprzez **oddziaływania słabe** $\tau \sim 10^{-12}s$, przeważnie na mezony dziwne (z kwarkiem s).



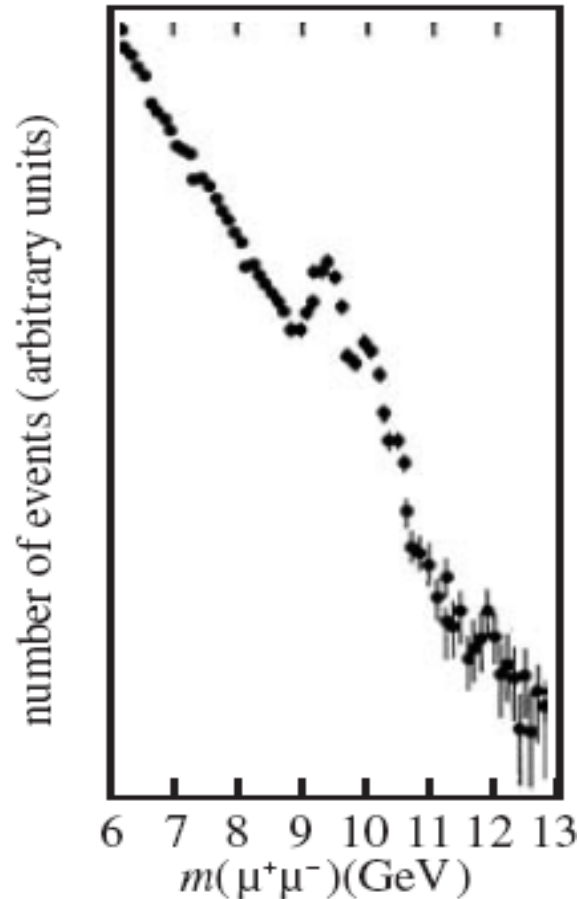
Trzecie pokolenie – kwark piękny (b)

Skoro mieliśmy trzy pokolenia leptonów, powinno być również 3. pokolenie kwarków.
 W 1977 w Tevatronie odkryto stan związany kwarków b anty-b.

$$p + (Cu, Pt) \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$$

Nazwano ten stan $\Upsilon(9460)$

Oszacowano $m(b) = 4.7 \text{ GeV}$

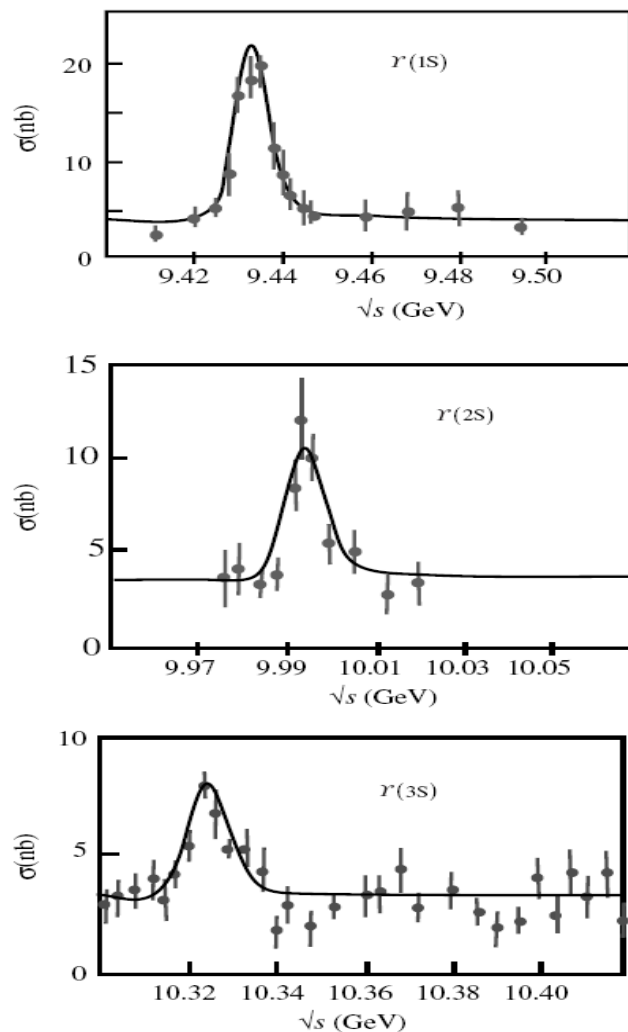


no i odkrywano nowe stany....

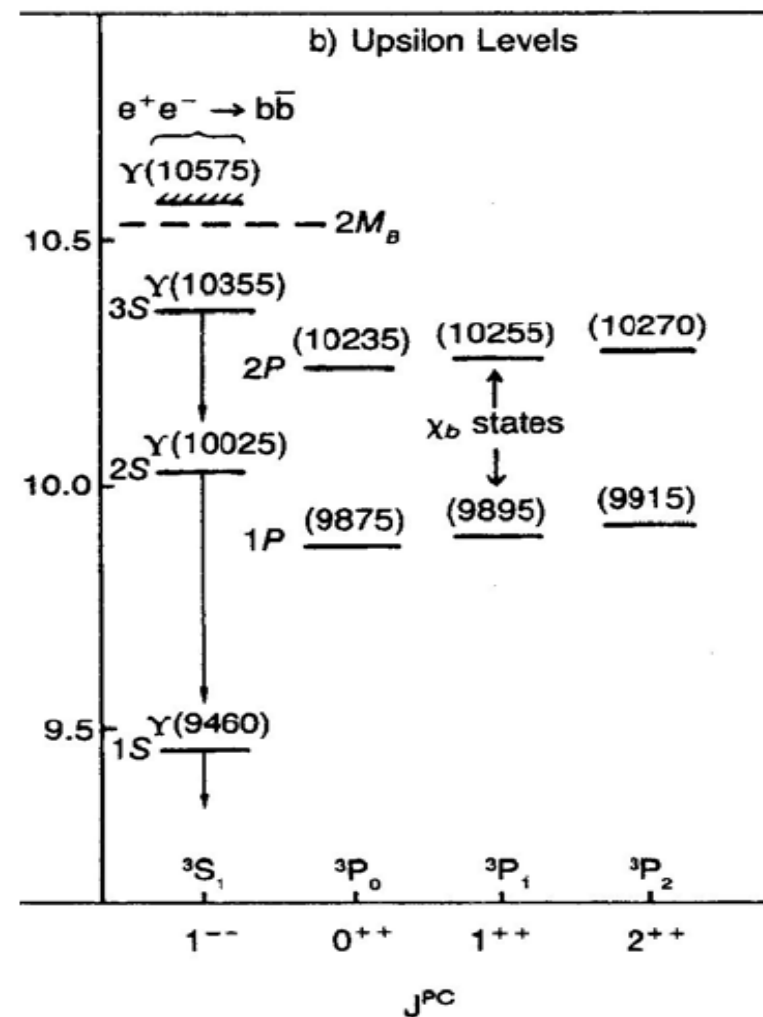
State	Quark	$M \text{ (MeV)}$	Γ/τ	J^{PC}	I
$\Upsilon(1^1S_3)$	$b\bar{b}$	9460	54 keV	1^{--}	0
$\Upsilon(2^1S_3)$	$b\bar{b}$	10023	32 keV	1^{--}	0
$\Upsilon(3^1S_3)$	$b\bar{b}$	10355	20 keV	1^{--}	0
$\Upsilon(4^1S_3)$	$b\bar{b}$	10580	20 MeV	1^{--}	0
B^+	$u\bar{b}$	5279	1.6 ps	0^-	1/2
B^0	$d\bar{b}$	5279	1.5 ps	0^-	1/2
B_s^0	$s\bar{b}$	5368	1.5 ps	0^-	0
B_c^+	$c\bar{b}$	6286	0.5 ps	0^-	0

Bottonium

Późniejsze wyniki (CLEO 1980):



Spektrum „bottonium”



Ostatni element

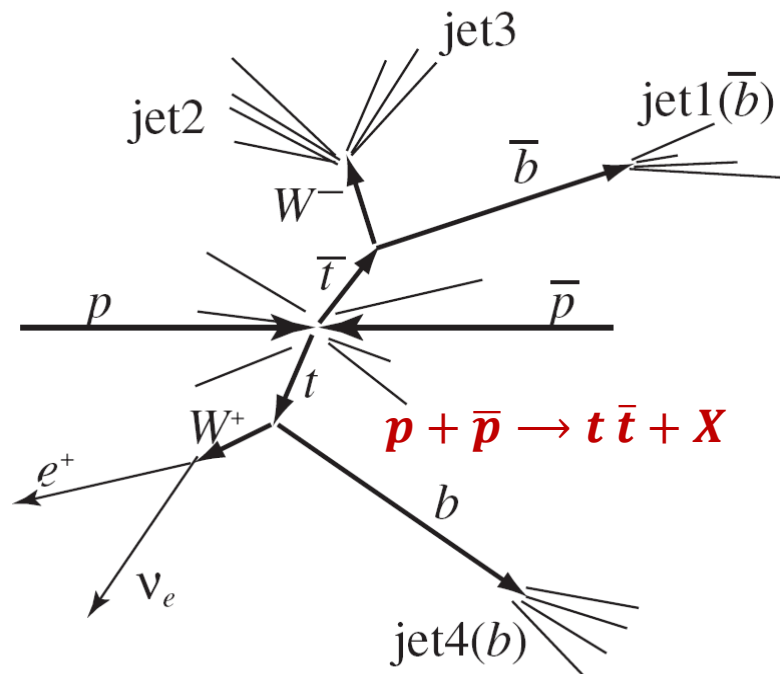
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$$

Poszukiwanie „brata” kwarka b o ładunku $Q=+2/3$ zajęło 20 lat.

Kwark t miał być bardzo ciężki i produkowany musiał być w parach.

1995 roku w Tevatronie ogłoszono 27 przypadków przy $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ w procesie: $p + \bar{p} \rightarrow t \bar{t} + X$

$$\begin{aligned} t &\rightarrow W^+ + b \rightarrow W^+ + \text{jet}(\bar{b}) & W &\rightarrow e \nu_e \\ \bar{t} &\rightarrow W^- + \bar{b} \rightarrow W^- + \text{jet}(b) & W &\rightarrow q \bar{q} \rightarrow \text{jet } 2 + \text{jet } 3 \end{aligned}$$

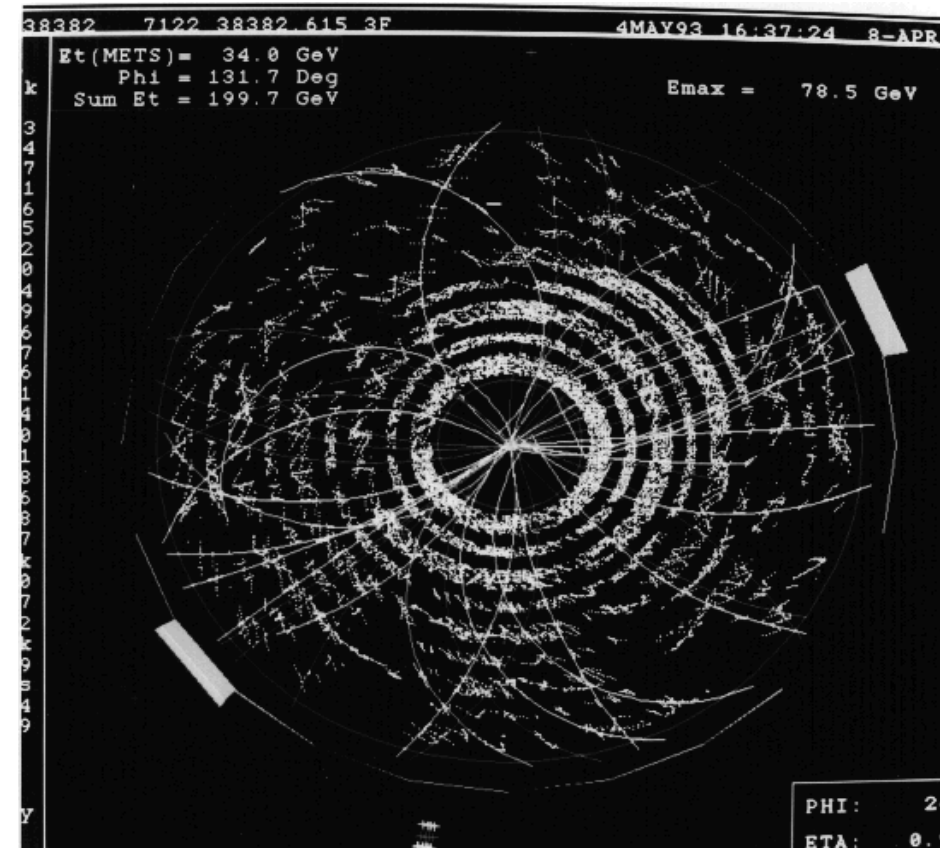
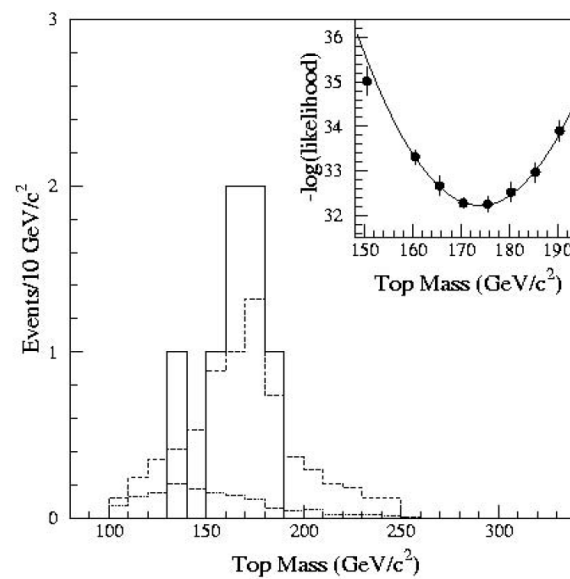
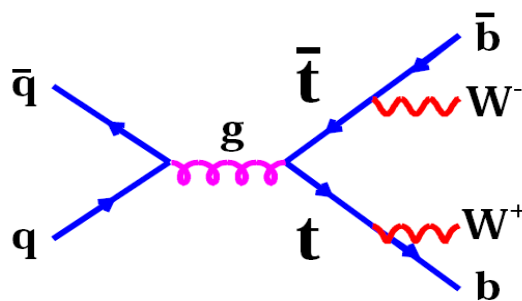
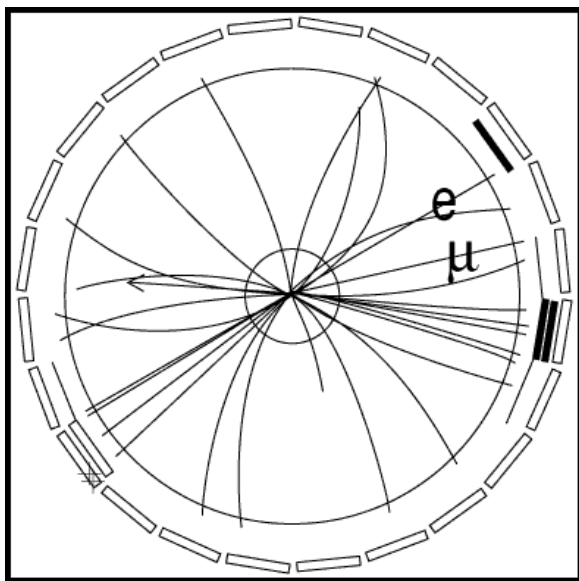


Szuka się:

- jeden elektron (mion),
- jedno neutrino,
- 4 pęki hadronów (2 z b),

tu widać „przemianę” kwarka t w kwark b –
jest to możliwe TYLKO w oddziaływaniach
słabych

Topowy przypadek



Kwark t

Masa t mogła być wyznaczona **bezpośrednio** poprzez masę produktów jego rozpadu:

$$M(t) = 174.2 \pm 3.3 \text{ GeV}$$

Kwark t jest tak ciężki, że zanim utworzy stan związany, ulega rozpadowi.

Jego czas życia jest krótszy niż typowy czas hadronizacji.

Brak „toponium” !

Brak top - hadronów.