

## FIZIKA ELEMENTARNIH ČESTICA

Djordje Šijački

Institut za fiziku, Beograd

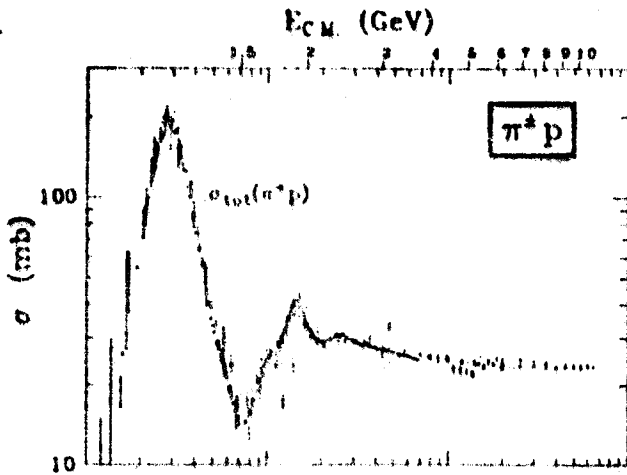
### 1. UVOD

Fizika elementarnih čestica je jedna od oblasti fizike koja se izrazito burno razvija kako u domenu eksperimenta tako i u domenu teorije. Za razliku od drugih oblasti fizike, osnovna slika sveta elementarnih čestica se u poslednjih dvadesetak godina više puta drastično menjala. Ova situacija se može lako razumeti ako se vratimo na same osnove, a to znači da u fizici elementarnih čestica nije definitivno jasno koji objekti su osnovni izgradjivački blokovi materije, koje su fundamentalne interakcije koje na njih deluju, kakav je oblik osnovnih jednačina koje opisuju dinamiku i konačno koji su svi (egzaktni ili približni) zakoni održanja koji važe u ovoj oblasti fizike. Odgovori na ova pitanja su od fundamentalnog značaja za samu fiziku elementarnih čestica, a isto tako i za fiziku u celini.

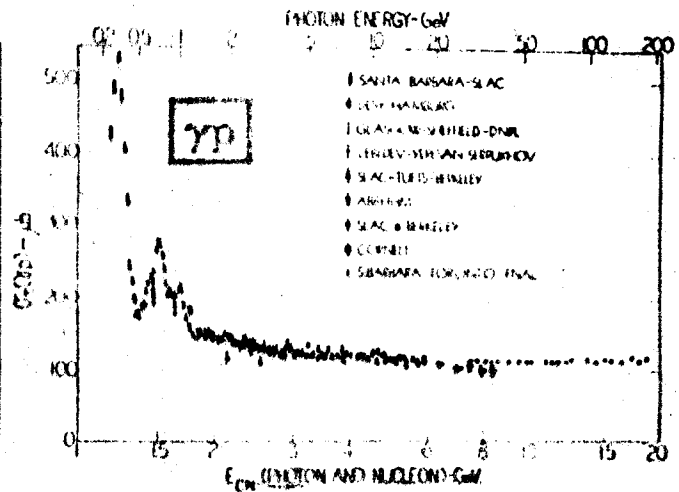
U poslednjih desetak godina ostvaren je značajan napredak u dubljem razumevanju osnovnih fenomena u fizici elementarnih čestica, kao i u formiranju jedinstvene teorijske sheme svih fundamentalnih interakcija i osnovnih čestica. Osnovni koncept koji je doveo do ovog značajnog napretka je lokalna gradijentna simetrija. Ispostavlja se da se sve poznate fundamentalne interakcije mogu opisati kvantnom teorijom polja bazirnom na određenoj lokalnoj gradijentnoj simetriji. Najambicioznija teorijska shema supergravitacije u 11 dimenzionom prostoru Minkowski-og daje geometrijsku bazu svih zakona održanja, osnovnih čestica kao i kompletne unifikacije svih fundamentalnih interakcija.

### 1.1. Fundamentalne interakcije.

Pored gravitacionih interakcija (koje nemaju praktično nikakvu ulogu u domenu fizike elementarnih čestica dostupnom sadašnjim eksperimentalnim mogućnostima), analizirajući procese rasejanja, raspada i formiranja vezanih stanja, utvrđeno je da postoje još tri vrste fundamentalnih fizičkih interakcija u prirodi. To su jake, elektromagnetne i slabe interakcije. Razmotrimo neke tipične



Sl. 1.



Sl. 2.

processe rasejanja. Totalni presek za  $p\pi^+$  reakciju (sl. 1) je reda veličine desetina milibarna, totalni presek za  $\gamma p$  reakciju (sl.2) je reda veličine stotina mikrobarna, dok je presek za proces  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  reda veličine  $10^{-14}$  barna. Vodeći računa o kinematičkim faktorima, koji u nekim specijalnim slučajevima mogu bitno da promene tipične vrednosti veličina koje se mere, nadjeno je da u standardnim situacijama intenziteti jakih, elektromagnetnih i slabih interakcija stoje u odnosu  $1 : 10^{-2} : 10^{-5}$ .

Sve interakcije se mogu opisati kvantnom teorijom polja čiji bazi čine specijalna teorija relativnosti i kvantna mehanika. Kada se principi kvantne mehanike primene na polja na prirodan način se pojavljuju u teoriji tzv. kvanti polja (karakterisani određenim skupom "dobrih" kvantnih brojeva) i oni se interpretiraju

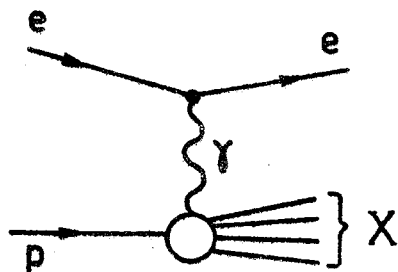
kao elementarne čestice. Dakle, u formulaciji interakcija elementarnih čestica baziranoj na kvantnoj teoriji polja, interakcije elementarnih čestica se ostvaruju preko kvantnih polja, tj. objašnjene su izmenom elementarnih čestica. U kontekstu lokalno gradijentno invarijantnih teorija postoji bitna distinkcija polja "materije", tj. polja koja su izvori interakcija i na koja interakcije deluju i tzv. gradijentnih polja koja prenose interakcije.

| FUNDAMENTALNE INTERAKCIJE           | Gravitacione    | Elektromagnetne | Jake                      | Slabe                    |
|-------------------------------------|-----------------|-----------------|---------------------------|--------------------------|
| Intenzitet (U standardnim uslovima) | $\sim 10^{-39}$ | $\frac{1}{137}$ | $\sim 1$                  | $\sim 10^{-5}$           |
| Deluju na čestice:                  | sve             | naelektrisane   | hadrone                   | hadrone i leptone        |
| Prenose ih:                         | gravitoni       | fotoni          | gluoni                    | $W^+, W^-, Z^0$          |
| Domet                               | $\infty$        | $\infty$        | $\sim 10^{-15} \text{ m}$ | $\ll 10^{-15} \text{ m}$ |

### 1.2. Elementarne čestice

Do sada je eksperimentalno nađeno oko 200-300 tzv. elementarnih čestica. Već na prvi pogled uočava se velika raznolikost medju česticama, kako u odnosu na interakcije tako i u odnosu na bogatstvo osnovnih (konzerviranih) fizičkih veličina sa kojima su karakterisane. Izuzimajući čestice koje prenose fundamentalne interakcije (graviton, foton, ...), sve ostale čestice se prvenstveno grupišu u leptone, tj. elementarne čestice koje ne učestvuju u jakim interakcijama, i u hadrone, tj. elementarne čestice koje učestvuju u jakim interakcijama. Odmah da kažemo da postoji još jedna krucijalna razlika izmedju leptona i hadrona. Naime, u eksperimentima tipa duboko-neelastičnog rasejanja elektrona na protonima (osnovni dijagram je dat na sl.3) nepobitno je utvrđeno da proton, a prema tome i svi hadroni, imaju unutrašnju strukturu, tj. da su oni kompozitni objekti izgradjeni od čestica koje se nazivaju

kvarkovi. Uvodjenje u teoriju koncepta kvarkova, kao što ćemo videti, ima za posledicu ostvarenje značajnog reda u svetu hadrona.



Sl. 3.

Prema Noether teoremi konzervirane fizičke veličine su u tesnoj vezi sa transformacijama simetrije. Ispostavlja se da je pristup fizici elementarnih čestica koji je baziran na simetrijama doveo do značajnih konkretnih rezultata, a takodje je omogućio dublje razumevanje prirode samih fenomena. Globalne simet-

trije (ista transformacija simetrije se primenjuje u svim tačkama prostor-vremena) su omogućile uspešno klasifikovanje hadrona, dok su lokalne gradijentne simetrije (transformacije simetrije su funkcije tačkaka prostor-vremena) baza opisa fundamentalnih interakcija. Matematička struktura kojom se opisuju simetrije se naziva grupa.

Sve fizičke veličine asocirane sa tzv. unutrašnjim neprekidnim (Lie-ovim) grupama simetrija (izuzimajući masu i spin koji su povezani sa prostorno-vremenskom Poincaré simetrijom) nazivamo opštim imenom naboja. Naelektrisanje je primer fizičke veličine tipa naboja. Razni naboji koji karakterišu datu fizičku situaciju se u opštem slučaju ne mogu istovremeno meriti, nisu kompatibilni, odnosno njima odgovarajući operatori ne komutiraju medjusobno. Kvantni brojevi kompatibilnih naboja zajedno sa masom i spinom karakterišu elementarne čestice. Za dve čestice koje imaju suprotne vrednosti aditivnih kvantnih brojeva i iste vrednosti preostalih kvantnih brojeva se kaže da su jedna drugoj antičestice. U daljem tekstu, sem ako je to potrebno, podrazumevaćemo antičestice i nećemo ih eksplicirati. Stanja čestica i antičestica prelaze jedna u druga pod dejstvom diskretne CPT transformacije simetrije. Ovo je kombinovana transformacija i sastoji se u promeni znaka aditivnih kvantnih brojeva (C) i u inverziji prostornih koordinata (P) i smeru toka vremena (T). CPT je egzaktna simetrija u fizici, dok su posebne simetrije P, T i CP narušene u procesima slabih interak-

cija.

U svim do sada ispitivanim procesima i u svim energetskim domenima koji su bili dostupni iskustvu utvrđeno je da se leptoni ponašaju kao tačkasti objekti, ili preciznije rečeno da su prostorne dimenzije leptona manje od  $10^{-18}$  m. Do sada je otkriveno pet leptona ( $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau$ ) a najverovatnije postoji bar još jedan ( $\nu_\tau$ ). Leptoni učestvuju u gravitacionim (svi leptoni), elektromagnetnim ( $e^+, \mu^+, \tau^+$ ) i slabim (svi leptoni) interakcijama. Fenomenološka analiza procesa slabih interakcija na za sada dostupnim energijama je konzistentna sa pretpostavkom da su neutrinii ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) čestice nulte mase. Pored električnog naboja  $Q$ , ustanovljeno je da postoje još tri konzervirana naboja analogna naelektrisanju. Kvantni brojevi ovih naboja su leptonski ( $L_e$ ), mionski ( $L_\mu$ ) i tau ( $L_\tau$ ) broj. U(1) simetrija generisana električnim nabojem  $Q$  je lokalna gradijentna simetrija elektromagnetnih interakcija, dok su U(1) simetrije generisane sa  $L_e, L_\mu$  i  $L_\tau$  globalne simetrije i nisu od primarnog interesa za razumevanje prirode poznatih interakcija u kojima učestvuju leptoni.

| LEPTONI     | Spin | Q  | Masa                    | $L_e$ | $L_\mu$ | $L_\tau$ | Poluživot                       |
|-------------|------|----|-------------------------|-------|---------|----------|---------------------------------|
| $\nu_e$     | 1/2  | 0  | $< 60 \text{ eV}/c^2$   | 1     | 0       | 0        | $\infty$                        |
| e           | 1/2  | -1 | $511 \text{ keV}/c^2$   | 1     | 0       | 0        | $\infty$                        |
| $\nu_\mu$   | 1/2  | 0  | $< 650 \text{ keV}/c^2$ | 0     | 1       | 0        | $\infty$                        |
| $\mu$       | 1/2  | -1 | $106 \text{ MeV}/c^2$   | 0     | 1       | 0        | $2 \times 10^{-6} \text{ s}$    |
| $\nu_\tau?$ | 1/2  | 0  | $< 250 \text{ MeV}/c^2$ | 0     | 0       | 1        | ?                               |
| $\tau$      | 1/2  | -1 | $1782 \text{ MeV}/c^2$  | 0     | 0       | 1        | $< 2 \times 10^{-12} \text{ s}$ |

Za razliku od leptona koji imaju spin 1/2, hadroni mogu imati u principu sve polucelobrojne i celobrojne vrednosti spina.

U odnosu na statistiku (prema teoremi o vezi spina i statistike) hadroni se dele na barione, koji su fermi čestice spina  $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ , i na mezone, koji su boze čestice spina  $0, 1, 2, \dots$ . Ova podela se podudara sa podelom u odnosu na barionski broj  $B$ . Barioni imaju  $B=1$  (antibarioni  $B=-1$ ) dok mezoni imaju  $B=0$ . Konzervacija barionskog naboja se odražava u izrazito velikoj stabilnosti protona  $p$ , koji je najlakši postojeći barion. Eksperimentalno utvrđeno vreme poluživota protona je veće od  $10^{30}$  godina. U procesima formiranja i raspada čestica pod dejstvom jakih interakcija utvrđeno je da u svetu hadrona postoji čitav niz novih konzerviranih fizičkih veličina. Pored barionskog naboja  $B$ , to su naboji nazvani "izospin"  $\vec{I}$ , "stranost"  $S$  (ponekad se koristi hipernaboj  $Y=B+S$ ), "šarm"  $C$  i "lepota" koju ćemo označiti sa  $D$ , a izvesni teorijski argumenti ukazuju na postojanje bar još jednog naboja  $G$ . Naboji  $\vec{I}, S, C, \dots$  nisu očuvani u procesima slabih interakcija. Naelektrisanje hadrona nije nezavisno od drugih naboja i dato je relacijom  $Q=I_3+\frac{1}{2}(B+S+C+D+G)$ , gde je  $I_3$  treća komponenta vektorske veličine izospina  $\vec{I}$ .

Sva fenomenologija hadrona je konzistentna sa hipotezom po kojoj se hadroni sastoje iz kvarkova: barioni se sastoje iz tri kvarka  $B=\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ , dok su mezoni kombinacije jednog antikvarka i jednog kvarka  $M=\bar{q}q$ . Da bi opisali svu raznovrsnost do sada otkrivenih hadrona potrebno je uvesti pet različitih kvarkova označenih sa  $u, d, s, c, b$ . Teorijski se očekuje postojanje bar još jednog kvarka  $t$ .

Svi ovi naboji hadrona odnosno kvarkova, izuzimajući naelektrisanje  $Q$ , generišu globalne simetrije.

### 1.3. Teorije sa lokalnom gradijentnom simetrijom

Transformacije koje čine elemente lokalne gradijentne simetrije su generisane izvesnim brojem naboja  $X_a$  ( $a=1, \dots, p$ ) i mogu se napisati u obliku  $e^{-i\alpha^a(x)X_a}$ , gde su  $\alpha^a(x)$  realne funkcije prostorno-vremenskih koordinata i nazivaju se parametri simetrije (podra-

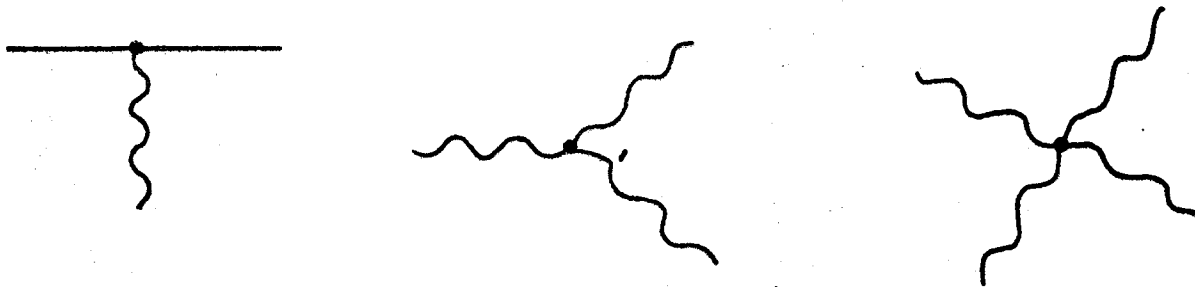
| KVARKOVI | Spin | Q    | B   | I   | I <sub>3</sub> | C | S  | G | D  |
|----------|------|------|-----|-----|----------------|---|----|---|----|
| u        | 1/2  | 2/3  | 1/3 | 1/2 | 1/2            | 0 | 0  | 0 | 0  |
| d        | 1/2  | -1/3 | 1/3 | 1/2 | -1/2           | 0 | 0  | 0 | 0  |
| c        | 1/2  | 2/3  | 1/3 | 0   | 0              | 1 | 0  | 0 | 0  |
| s        | 1/2  | -1/3 | 1/3 | 0   | 0              | 0 | -1 | 0 | 0  |
| t ?      | 1/2  | 2/3  | 1/3 | 0   | 0              | 0 | 0  | 1 | 0  |
| b        | 1/2  | -1/3 | 1/3 | 0   | 0              | 0 | 0  | 0 | -1 |

zumevamo da se vrši sumiranje po ponovljenom gornjem i donjem indeksu). Pošto su parametri  $\alpha^a(x)$  funkcije koordinata, članovi u lagranžijanu (koji opisuje polja čestica) koji sadrže izvode  $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$  neće ostati nepromenjeni posle primene transformacije simetrije. Npr. za Dirac-ovo polje  $\Psi(x)$  koje opisuje česticu spina 1/2 član  $\bar{\Psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi$  prelazi u  $\bar{\Psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi + \bar{\Psi} \gamma^\mu (\partial_\mu \alpha^a(x)) X_a \Psi$ . Da bi se obezbedila invarijantnost lagranžijana u odnosu na lokalnu gradijentnu simetriju za svaki parametar simetrije  $\alpha^a(x)$  se uvodi po jedno "kompenzirajuće" polje tzv. vektorskog potencijala  $A_\mu^a(x)$ . Svi izvodi u početnom lagranžijanu se zamenjuju kovarijantnim izvodima  $D_\mu = \partial_\mu + ig A_\mu^a X_a$ , gde je g tzv. konstanta interakcije koja meri intenzitet date interakcije. Na ovaj način dobijena interakcija izmedju početnih polja čestica (kvarkova i leptona) i izmedju polja gradijentnih potencijala naziva se minimalno kuplovanje. Od gradijentnih potencijala se formiraju gradijentna polja  $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c$ , gde su  $f_{bc}^a$  strukturne konstante koje karakterišu komutacione relacije (nekompatibilnost) naboja  $[X_b, X_c] = if_{bc}^a X_a$ . Konačno interakciona polja koja odgovaraju određenoj lokalnoj gradijentnoj simetriji opisana su lagranžijanom  $-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu}_a$ . Dakle, lokalna gradijentna simetrija implicira sledeći postupak dobijanja konačnog lagranžijana  $\mathcal{L}(\Psi, \partial_\mu \Psi) \rightarrow \mathcal{L}(\Psi, D_\mu \Psi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu}_a$ . U slučaju da je data grupa simetrije G proizvod nekoliko podgrupa simetrije  $G_1 \otimes G_2 \otimes \dots$  tada svakoj podgrupi odgovara po jed-

na konstanta interakcije pa je kovarijantni izvod oblika

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 A_\mu^m X_m + ig_2 A_\mu^n X_n + \dots$$

Ako propagaciju čestica "materije", koje su izvori i objekti na koje deluju interakcije, prikažemo pravim linijama a propagaciju čestica prenosnika interakcija prikažemo talasastim linijama, onda se svi mogući Feynmanovi dijagrami dobijaju kombinovanjem osnovnih dijagrama prikazanih na sl. 4.



Sl. 4.

Jedan od najvažnijih aspekata kvantnih teorija polja baziranih na lokalnim gradijentnim simetrijama je njihova renormalizabilnost. Drugim rečima za ove teorije je moguće formulisati konzistentan perturbacioni račun koji daje konačne vrednosti fizički merljivih veličina.

#### 1.4. Velike mašine

Da bi smo dobili predstavu o velikim mašinama koje će nesumljivo determinisati eksperimentalnu situaciju u fizici elementarnih čestica ove decenije prilažemo pregled u kome su navedene te mašine, indicirane su čestice koje se ubrzavaju i date su maksimalne vrednosti energija. Punom linijom je naznačen period efektivnog rada mašine, dok je isprekidanom linijom naznačen period pripreme eksperimenta.

| LABORATORIJA             | Mašina | Čestice     | E [GeV] | 1981      | 82 | 83 | 84 | 85 | 86 | 87 | 88 | 89 | 1990 |
|--------------------------|--------|-------------|---------|-----------|----|----|----|----|----|----|----|----|------|
| C.E.R.N.<br>(Švajcarska) | P.S.   | p           | 26      | —————     |    |    |    |    |    |    |    |    |      |
|                          | I.S.R. | p+p         | 31+31   | ———       |    |    |    |    |    |    |    |    |      |
|                          | S.P.S. | p           | 450     | —————     |    |    |    |    |    |    |    |    |      |
|                          | S.P.S. | $\bar{p}+p$ | 270+270 | ———       |    |    |    |    |    |    |    |    |      |
|                          | L.E.P. | $e^+e^-$    | 65+65   | - - - - - |    |    |    |    |    |    |    |    |      |



|                           |          |          |          |  |  |  |  |  |  |
|---------------------------|----------|----------|----------|--|--|--|--|--|--|
| D.E.S.Y.<br>(S.R. Nemač.) | PETRA    | $e^+e^-$ | 19+19    |  |  |  |  |  |  |
|                           | HERA     | $e+p$    | 30+820   |  |  |  |  |  |  |
| B.N.L.<br>(S.A.D.)        | A.G.S.   | $p$      | 33       |  |  |  |  |  |  |
|                           | ASABELLE | $p+p$    | 400+400  |  |  |  |  |  |  |
| F.N.A.L.<br>(S.A.D.)      |          | $p$      | 500      |  |  |  |  |  |  |
|                           |          | $p$      | 1000     |  |  |  |  |  |  |
|                           |          | $p+p$    | 250+1000 |  |  |  |  |  |  |
| S.L.A.C.<br>(S.A.D.)      | S.L.A.C. | $e$      | 22       |  |  |  |  |  |  |
|                           | P.E.P.   | $e^+e^-$ | 18+18    |  |  |  |  |  |  |
| CORNELL<br>(S.A.D.)       | C.E.S.R. | $e^+e^-$ | 8+8      |  |  |  |  |  |  |
| SERPUKHOV<br>(S.S.S.R.)   |          | $p$      | 76       |  |  |  |  |  |  |
|                           | U.N.K.   | $p$      | 3000     |  |  |  |  |  |  |
| NOVOSIBIRSK<br>(S.S.S.R.) | VEPP-4   | $e^+e^-$ | 7+7      |  |  |  |  |  |  |
| K.E.K.<br>(Japan)         |          | $p$      | 12       |  |  |  |  |  |  |
|                           | TRISTAN  | $p+p$    | 200+200  |  |  |  |  |  |  |
|                           | TRISTAN  | $e^+e^-$ | 30+30    |  |  |  |  |  |  |
| (PEKING)<br>(Kina)        | B.P.S.   | $p$      | 50       |  |  |  |  |  |  |

## 2. KLASIFIKACIJA HADRONA

Lagranžijan koji opisuje  $f$  slobodnih kvarkova spina  $1/2$  ima oblik  $\mathcal{L} = \sum_{a=1}^f \bar{\Psi}_a (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_a) \Psi_a$ , gde je  $m_a$  masa  $a$ -tog kvarka. U slučaju da su sve mase kvarkova medjusobno jednake, ovaj lagranžijan bi bio invarijantan u odnosu na  $(f \times f)$  unitarnu (koordinatno nezavisnu, tj. globalnu) transformaciju  $\Psi_a \rightarrow U_a^b \Psi_b$ . Sve ovakve transformacije simetrije čine grupu  $U(f)$  unitarnih matrica defi-

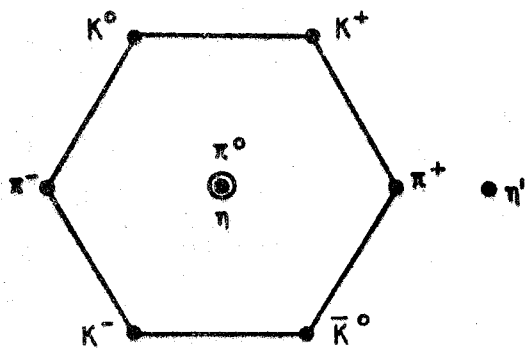
nisanih u  $f$  dimenzionom kompleksnom prostoru. Grupa  $U(f)$  se može prikazati kao proizvod grupe simetrije  $U(1)_B$ , koju u našem slučaju generiše barionski naboj  $B$ , i grupe simetrije unitarnih transformacija jedinične determinante  $SU(f)$ . Izuzimajući  $U(1)_B$ , maksimalna globalna simetrija sistema od  $f$  kvarkova je  $SU(f)$ . Iako razlike u masama kvarkova, kao i neke od interakcija u kojima oni učestvuju, delimično narušavaju  $SU(f)$  simetriju, ova simetrija je od krucijalnog značaja za klasifikaciju stanja hadrona i za razumevanje odredjenih relacija koje povezuju amplitude raznih procesa. Naravno, pre uvođenja kvark modela u fiziku elementarnih čestica bilo je daleko netrivialnije uvesti odredjenu i to narušenu grupu simetrije u fiziku hadrona. Prva iz niza  $SU(f)$  simetrija je bila praktično nenarušena ( $\sim 1\%$ )  $SU(2)$  simetrija (izospina) koju je Heisenberg uveo još u nuklearnu fiziku, dok su Gell-Mann i Ne'eman učinili značajan korak uvodeći prilično narušenu ( $\sim 15\%$ )  $SU(3)$  simetriju.

Multipleti hadrona u  $SU(f)$  simetriji (skup čestica koje su međusobno povezane transformacijama simetrije) se dobijaju razlaganjem proizvoda multiplleta kvarkova. Sami multipleti se karakterišu svojom dimenzijom; za  $f$  vrsta kvarkova imali bi multiplet  $f$  za kvarkove i njemu kompleksno konjugovani multiplet  $\bar{f}$  za antikvarkove.

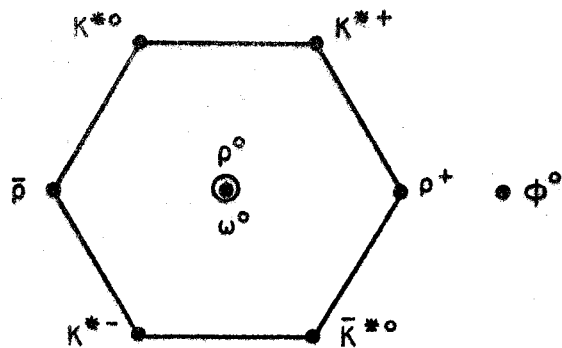
Za mezone, koji su antikvark-kvark sistemi, se dobijaju multipleti  $f\bar{f} = 1 \oplus (f^2 - 1)$ , dok se za barione, koji su sistemi tri kvarka (odnosno tri antikvarka) dobijaju multipleti  $f\bar{f}f = \frac{1}{6}f(f-1) * (f-2) \oplus \frac{1}{3}f(f+1)(f-1) \oplus \frac{1}{3}f(f+1)(f-1) \oplus \frac{1}{6}f(f+1)(f+2)$ . Za tri vrste kvarkova ( $u, d, s$ ),  $SU(3)$  simetrija daje 1 i 8 multiplete mezona i 1, 8 i 10 multiplete bariona. Na sl. 5,6 su prikazani najlakši (pseudo-skalarni  $J^{PC} = 0^{-+}$ , i vektorski  $J^{PC} = 1^{--}$ ) mezoni, dok su na sl. 7,8 prikazani najlakši barioni spina  $J=1/2, 3/2$ . Svi do sada otkriveni hadroni se odlično uklapaju u  $SU(3)$  simetriju.

Dramatično otkriće tzv.  $\psi$  čestica 1974. god., a zatim i čitavog niza novih čestica, je imalo za posledicu definitivno uvođenje četvrtog kvarka  $c$  i  $SU(4)$  simetrije. Na sl. 9,10 su prikazani (najlakši) 1 i 15 multipleti  $SU(4)$  simetrije koji su u potpunosti

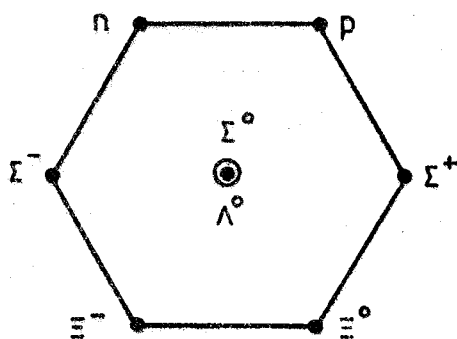
kompletirani, dok su na sl. 11,12 prikazani SU(4) multipleti bariona čije popunjavanje je tek počelo.



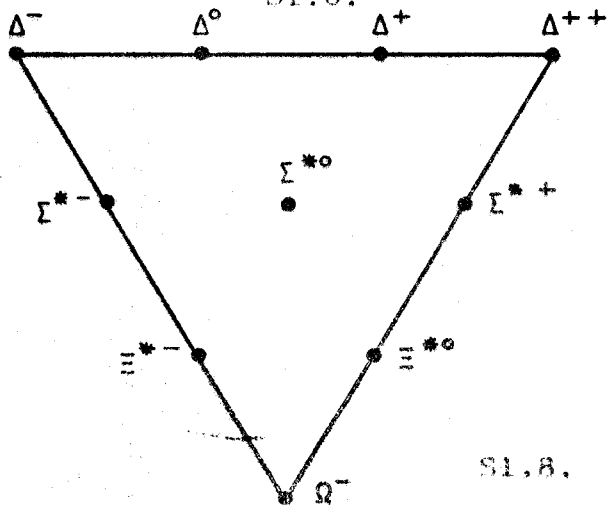
Sl. 5.



Sl. 6.



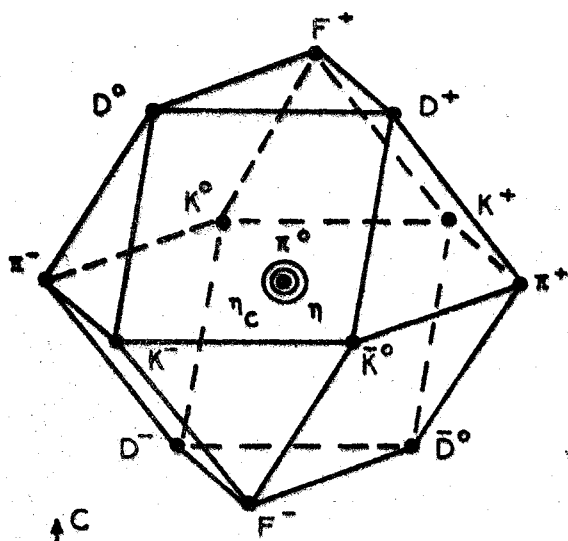
Sl. 7.



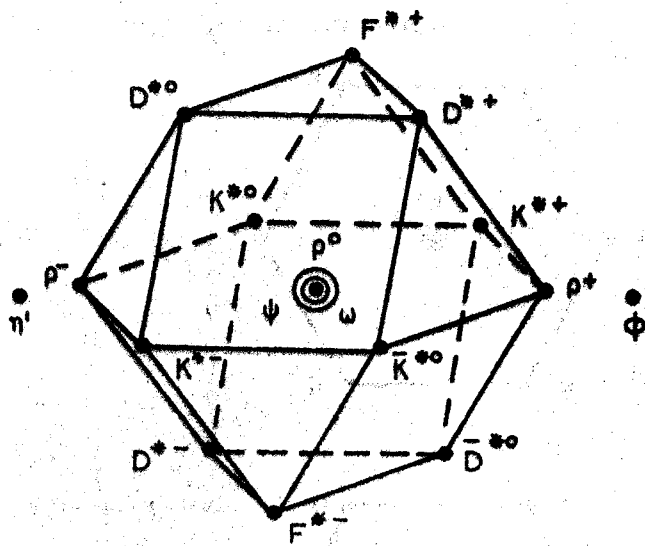
Sl. 8.

1977. god. su otkrivene vrlo teške ( $\sim 10$  GeV) a vrlo stabilne nove čestice (sl. 13), koje su posle niza različitih preciznih ispitivanja interpretirane kao vezana stanja petog b kvarka,  $\Upsilon = \bar{b}b$ . Time je naznačen početak jedne cele nove spektroskopije. Pre nekoliko meseci je otkriven prvi, najlakši barion (sl. 14) koji se sastoji od po jednog b, u i d kvarka.

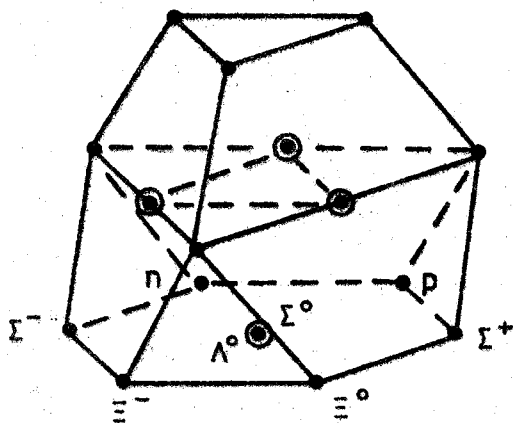
U nerelativističkoj aproksimaciji SU(2) simetrija spina kvarkova zajedno sa SU(f) simetrijom daje SU(2f) simetriju dok angularni moment L karakteriše orbitalne eksitacije sistema kvarkova. Na taj način dolazimo do supermultipleta hadrona, tj. grupisanja više multipleta čestica unutrašnje SU(f) simetrije različitih spinova. Npr. za  $f=3$  dobija se SU(6) simetrija čiji jedan 35 multiplet sadrži SU(3) multiplet 8 spina  $J=0$  i SU(3) multiplet 1 i 8 spina  $J=1$ . Ispostavlja se da se kompletan spektar hadrona (200-300 čestica) može ovako interpretirati na zadovoljavajući način, pri



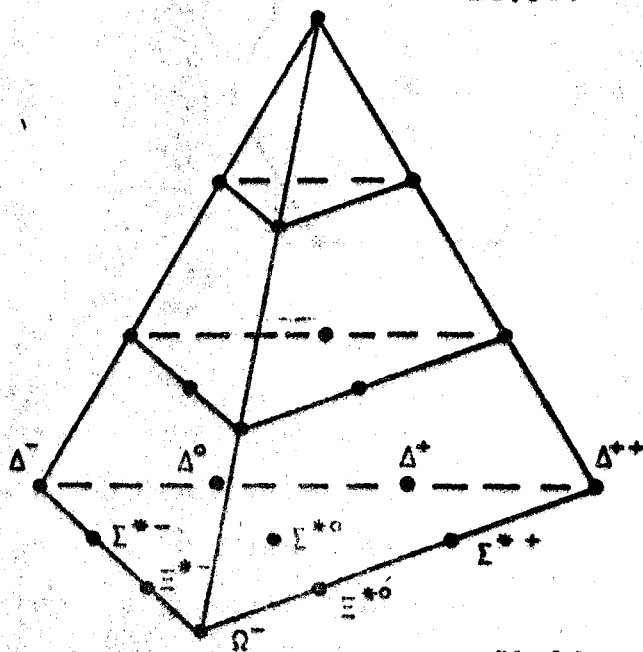
S1.9.



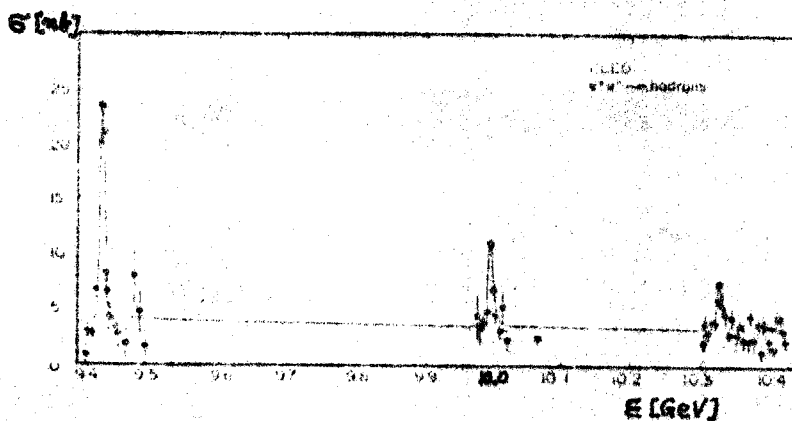
S1.10.



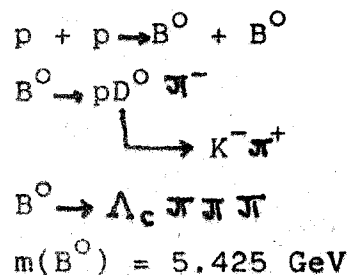
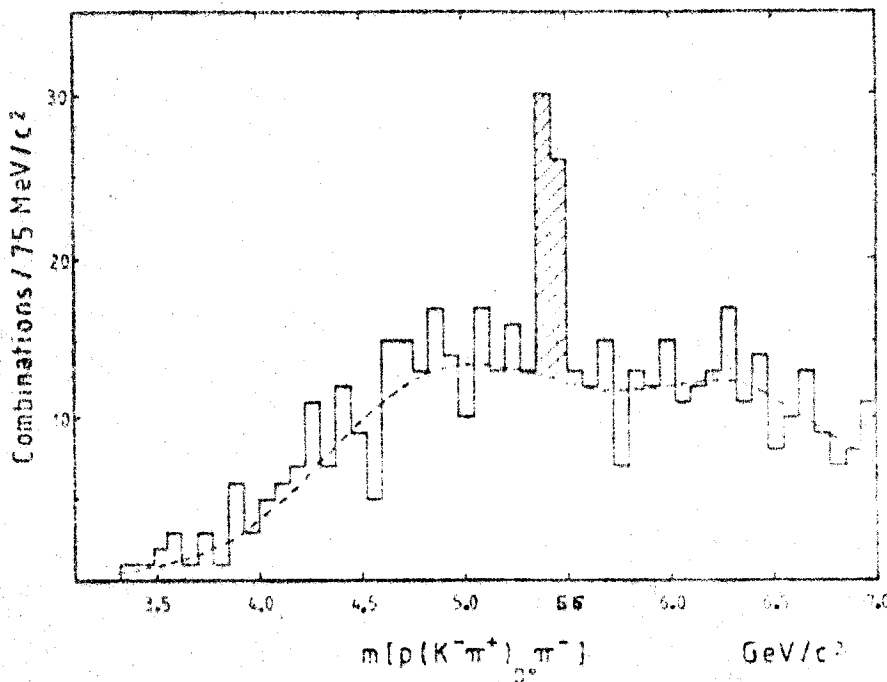
S1.11.



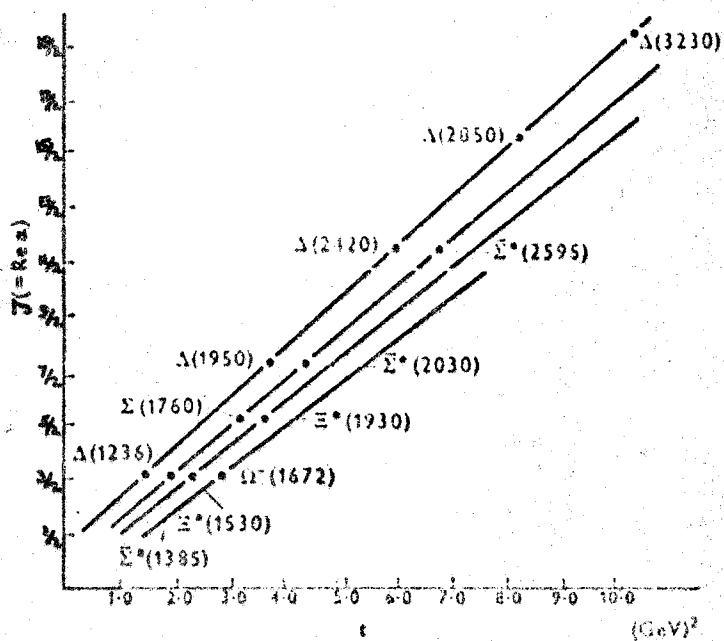
S1.12.



S1.13.



Sl. 14



čemu se nalazi da određene pojedinačne čestice, odnosno multipleti leže na praktično pravim linijama (Regge trajektorije) na  $J-m^2$  dijagramu i pri tome važi  $\Delta J=2$  pravilo (sl.15).

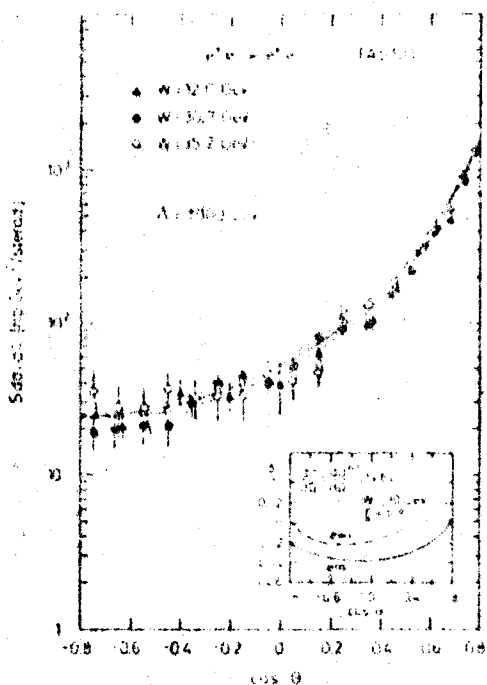
Sl. 15

### 3. ELEKTROMAGNETNE INTERAKCIJE

Elektromagnetne interakcije su i u klasičnom i u kvantnom domenu kako eksperimentalno tako i teorijski najkompletnije ispitane interakcije. Ove interakcije su opisane lokalnom gradijentnom kvantnom teorijom polja baziranom na  $U(1)_{em}$  simetriji koju generiše električni naboj. Lagranžijan naelektrisanih čestica i elektromagnetnog polja ima strukturu koja se iz opšte strukture

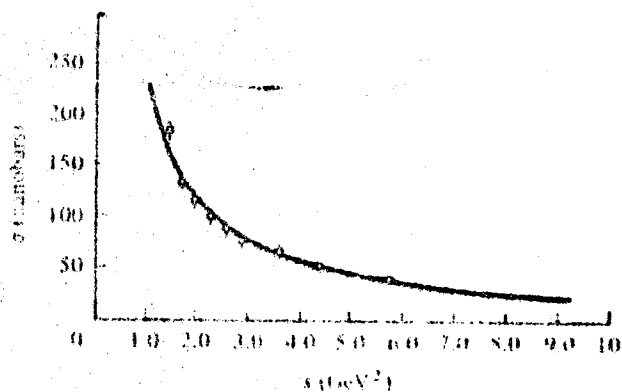
opisane ranije dobija za slučaj U(1) simetrije, a samo polje je opisano jednim gradijentnim potencijalom  $A_\mu(x)$ , tj. elektromagnetnim četvero-potencijalom.

Kvantna elektrodinamika (QED) u užem smislu reči opisuje elektromagnetne interakcije leptona kao i samo elektromagnetno polje. Pri tome se pretpostavlja da je lepton tačkasti objekt i da nema eksitirana stanja, tj. da ne postoje "teški" leptoni istih kvantnih brojeva kao poznati leptoni. Eksperimentalno je moguće testirati ove pretpostavke na vrlo malim rastojanjima. Mereći presek za  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\nu\bar{\nu}$  procese (sl. 16) u intervalu energija



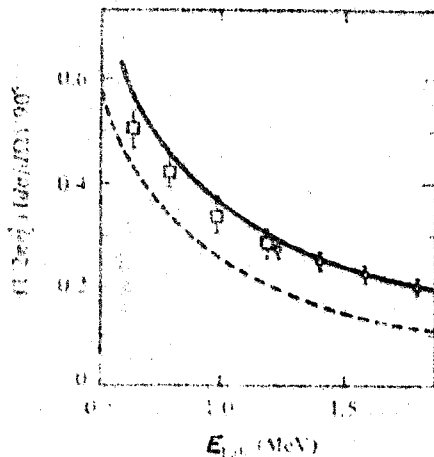
Sl.16.

12-35 GeV zaključeno je da su leptoni tačkasti objekti do rastojanja manjih od  $2 \times 10^{-18}$  m, i da nema indikacije o postojanju teških leptona do masa reda veličine 40-50 GeV.

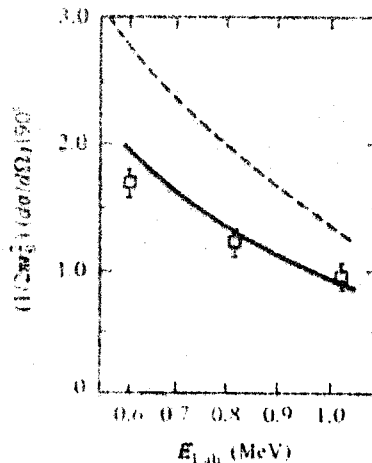


Sl.17.

Osnovni elementi QED i tehnika Feynman-ovih dijagrama su dobro poznate pa ćemo se zadržati samo na nekoliko primera komparacije teorije sa eksperimentom. Na sl. 17 je dat totalni presek za elektron-elektron rasejanje na visokim energijama (puna linija je QED predvidjanje). Na sl. 18 su prikazani eksperimentalni podaci za elektron-elektron rasejanje i teorijske krive u drugom redu teorije perturbacija, isprekidana linija se dobija ako se iz QED izostave spinski članovi, dok su na sl. 19 podaci o elektron-pozitron rasejanju (isprekidana linija je nekompletno QED predvidjanje bez doprinosa anihilacionog dijagrama  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ ).



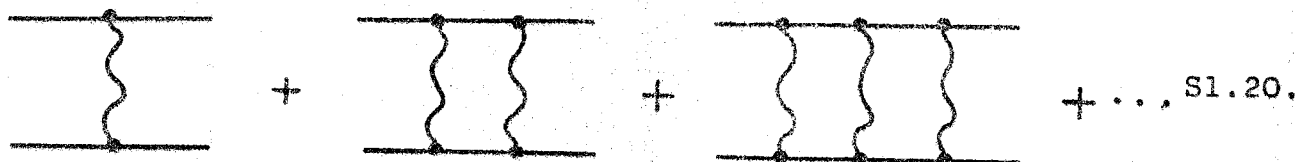
Sl.18.



Sl.19.

Za lepton opisan Dirac-ovom jednačinom se dobija da je količnik njegovog magnetnog momenta  $i e \hbar / 2mc$  jednak jedinici. Elektromagnetne interakcije leptona modifikuju ovaj količnik, a malost konstante fine strukture  $\alpha = e^2 / \hbar c$  po kojoj se vrši perturbacioni razvoj omogućava njegovo efektivno izračunavanje. Da bi se odredio npr. koeficijent uz  $\alpha^3$  potrebno je izračunati 72 Feynman-ova dijagrama. Za mion se kao i za elektron dobija odlično slaganje eksperimenta i teorije; razlika ova dva izraza je  $(28 \pm 31) \times 10^{-8}$ , dok se za konstantu fine strukture nalazi  $\alpha^{-1} = 137.035987(29)$ .

Osvrnimo se još na problem vezanog stanja u QED. Vezano stanje (stabilno ili kvazistabilno) pozitivnih i negativnih naelektrisanja je neutralan objekt; najjednostavniji primeri su vodonikov



atom  $p^+ e^-$  i pozitronijum  $e^+ e^-$ . Da bi se u okviru QED dobilo vezano stanje protona i elektrona nužno je sračunati doprinos beskonačnog niza Feynman-ovih dijagrama (sl. 20), a tehnički bitan element za efektivno nalaženje rešenja je malost konstante fine strukture. Poznato je da se eksperimentalni rezultati i teorijsko predviđjanje za hiperfino cepanje nivoa vezanih stanja takodje izvanredno slažu.

#### 4. ELEKTROSLABE INTERAKCIJE

Čitav niz godina slabe interakcije su bile opisivane fenomenološkom teorijom koja nije imala smisla u višim redovima teorije perturbacija - teorija nije bila renormalizabilna (nije bilo moguće na konzistentan način sa konačnim brojem "korekcija" otkloniti sve beskonačnosti iz teorije). Ispostavilo se da se u okviru kvantne teorije polja sa lokalnom gradijentnom simetrijom, pri čemu je deo te simetrije spontano narušen, može na zadovoljavajući način formulirati teorija slabih interakcija. Preciznije rečeno, ispostavlja se da nije moguće formulirati zatvorenu teoriju samo slabih interakcija i da se jedino može izgraditi unificirana teorija slabih i elektromagnetnih interakcija, tj. elektroslabih interakcija (Glashow-Salam-Weinberg-ova teorija). Sama teorija elektromagnetnih interakcija čini zatvorenu podteoriju ove teorije.

Pošto se parnost (P) ne održava u slabim interakcijama, komponente levog (L) i desnog (R) heliciteta date čestice (sem neutrina koji su bezmaseni i imaju samo levi helicitet) ulaze u teoriju na različite načine. Lokalna gradijentna simetrija elektroslabih interakcija je data  $SU(2)_L \otimes U(1)$  grupom. U odnosu na ovu grupu komponente levog heliciteta formiraju dublete:

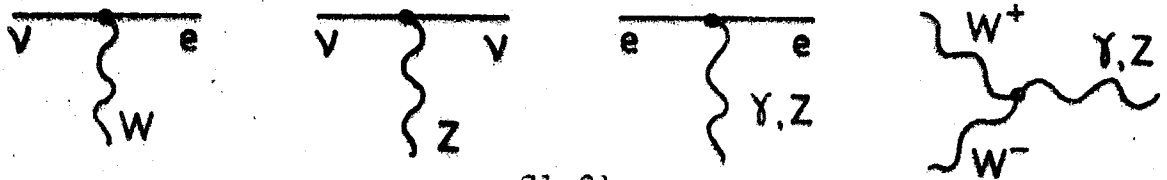
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

dok komponente desnog heliciteta formiraju singlete:

$$e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

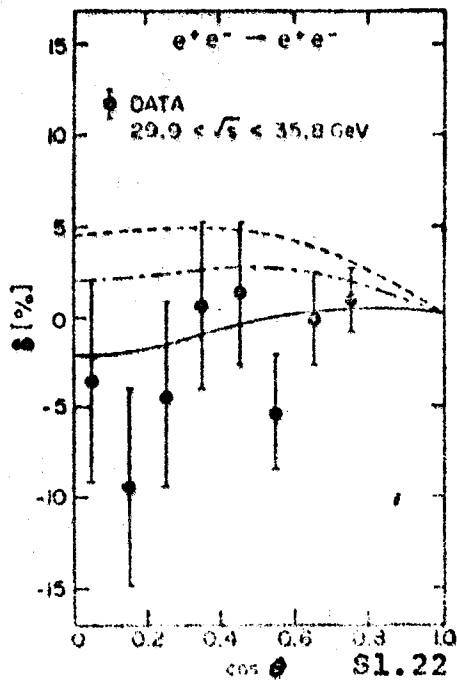
Ako su  $\vec{T}$  naboji grupe  $SU(2)_L$ , a  $U$  je naboj grupe  $U(1)$ , tada je naelektrisanje dato sa  $Q = T_3 + \frac{1}{2}U$ . Skupu ova četiri naboja odgovaraju četiri gradijentna potencijala:  $W_\mu^+$ ,  $W_\mu^-$ ,  $Z_\mu^0$  i elektromagnetni potencijal  $A_\mu$ . Tipični primeri elementarnih Feynman-ovih dijagrama su dati na sl. 21. Egzistencija dijagrama  $W^+W^- \rightarrow \gamma$  održava činjenicu da ne postoji zatvorena teorija samo slabih interakcija. Pored





Sl.21.

ranije poznatih slabih interakcija (koje prenose  $W_{\mu}^{\pm}$ ), teorija elektroslabih interakcija je predvidela postojanje nove fundamentalne slabe interakcije koju prenose  $Z^0$  ("neutralne struje"). Posle dužeg dramatičnog traganja neutralne struje su definitivno postale neotudjivi deo fizike. Na visokim energijama su vršena vrlo fina merenja interferencije elektromagnetnih ( $\gamma$ ) i neutralnih slabih ( $Z^0$ ) interakcija u procesima  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  i  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Merena je veličina  $\delta(\cos\theta)$ , koja karakteriše odstupanje od QED, a dobijeni



rezultati su u saglasnosti sa teorijom elektroslabih interakcija (sl. 22).

Zbog spontanog narušenja simetrije,  $W^{\pm}$  i  $Z^0$  imaju velike mase  $M_W = 38/\sin\theta_w$  GeV,  $M_Z = 76/\sin 2\theta_w$  GeV, gde je  $\theta_w$  slobodan parametar teorije. Svi mereni leptonski i hadronski procesi slabih interakcija su u skladu sa teorijom elektroslabih interakcija baziranom na  $SU(2)_L \otimes U(1)$  lokalnoj gradijentnoj simetriji. Svi eksperimenti su (do na greške u merenju) konzistentni sa istom vrednošću parametra teorije

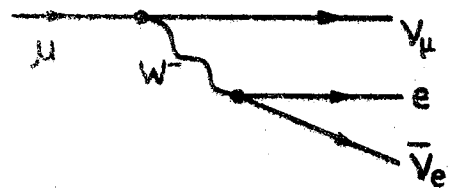
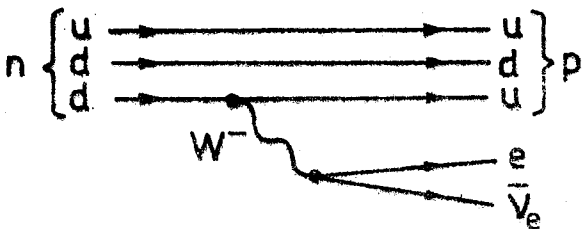
$\sin^2\theta_w \approx 0.215$ . Naravno, definitivna potvrda ove teorije će doći sa otkrićem teških vektorskih bozona  $W^{\pm}$ ,  $Z^0$  koji prenose slabe interakcije.

Iznad energije unifikacije  $E \sim 10^2$  GeV,  $SU(2)_L \otimes U(1)$  je egzaktna simetrija i elektromagnetne i slabe interakcije su medjusobno izmešane. Tek posle spontanog narušenja simetrije, u niskoenergetskom domenu, fenomenološki opažamo elektromagnetne i slabe interakcije kao nekorelisane, bitno različite interakcije; preostala

egzaktna simetrija je  $U(1)_{em}$ .

Pošto je teorija baziran na  $SU(2)_L \otimes U(1)$  simetriji sa narušenom parnošću, naelektrisane struje koje se kupuju sa  $W^\pm$  imaju V-A strukturu, tj. date su kao razlika vektorske i aksijalne struje. Napomenimo jednu teorijsku interesantnost. Zbog prisustva aksijalnih struja javljaju se tzv.  $\theta_5$  anomalije i jedini način da se one otklone je da za svaki par leptona  $(\nu_e, e)$ ,  $(\nu_\mu, \mu)$ ,  $(\nu_\tau, \tau)$  postoji odgovarajući par kvarkova  $(u, d)$ ,  $(c, s)$ ,  $(t, b)$ . Odgovarajući par leptona i kvarkova čine tzv. generaciju osnovnih fermiona. Jedno od najmisterioznijih pitanja fizike elementarnih čestica je razumevanje razloga za postojanje više od jedne generacije fermiona, tj.  $\nu_e$ ,  $e$ ,  $u$ ,  $d$ , kao i samog broja generacija.

Najprostiji dijagrami (u teoriji perturbacija) koji opisuju raspade neutrona i miona su dati na sl. 23. Pre otkrića četvrtog kvarka  $c$  postojala je velika diskrepancija između teorije i eksperimenta u slučaju procesa raspada neutralnih K mezona. Unificirana teorija elektroslabih interakcija sa četiri vrste kvarkova je uspešla da objasni (pre otkrića  $c$  kvarka) potisnutost procesa  $K_L = \bar{d}s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  do koje dolazi zbog kraćenja doprinosa raznih relevantnih dijagrama za dati proces.



## 5. JAKE INTERAKCIJE

Sl.23.

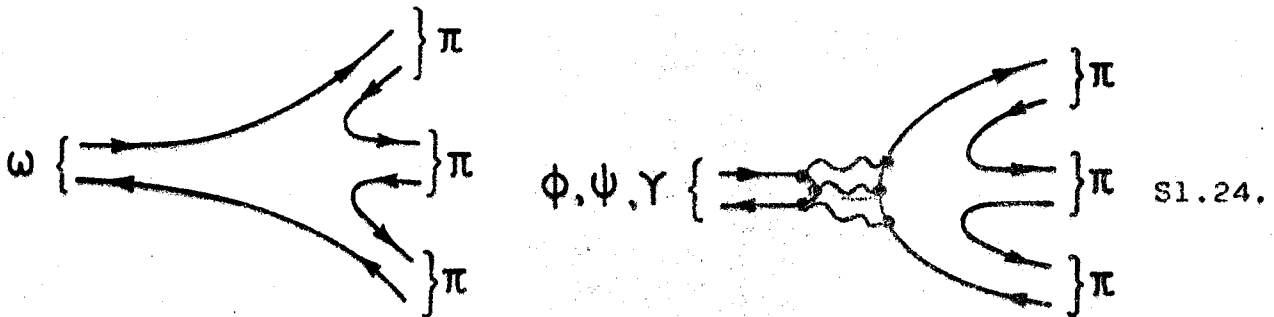
U eksperimentima tipa duboko-neelastičnog rasejanja elektrona na protonima je ustanovljeno da proton ima strukturu, odnosno da je on vezano stanje sistema kvarkova. Dakle, jake interakcije bi trebalo shvatiti i formulisati na nivou kvarkova. Ispostavilo se da postoji izvestan broj problema na relaciji kvark model - eksperiment, kao i na relaciji kvark model - osnovni principi kvantne teorije. Konkretno, teorijsko predviđanje kvark modela za raspad

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  je odudaralo od eksperimenta za faktor  $3^2$ . Merena vrednost za količnik preseka  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadroni}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  je za oko tri puta veća od predviđanja kvark modela po kome je asimptotska vrednost za R data kao zbir kvadrata naelektrisanja kvarkova relevantnih u datom energetskom domenu. Takodje je i merena širina za raspad  $\tau \rightarrow \nu_\tau + \bar{u}d$  oko tri puta veća od širine za raspade  $\tau \rightarrow \nu_\tau + \mu + \bar{\nu}_\mu$  i  $\tau \rightarrow \nu_\tau + e + \bar{\nu}_e$  u suprotnosti sa predviđanjem kvark modela. Svi ovi problemi se mogu razrešiti uvodjenjem nove fizičke veličine tipa naboja, odnosno novog kvantnog broja. Da bi se dobio faktor tri dovoljno je izabrati grupu simetrije koja ima tro-dimenzionu reprezentaciju. To su grupe  $S_3$ ,  $SO(3)$ ,  $SO(2,1)$ ,  $SU(3)$  i  $SL(3,R)$ . Grupe  $SO(2,1)$  i  $SL(3,R)$  su nekompaktne, tro-dimenziona reprezentacija im je neunitarna i kao takva fizički neprihvatljiva. Postoji još jedan problem sa kvark modelom. Npr. barion  $\Omega^-$  je dat kao sss kvark sistem sa  $L=0$  orbitalnim angularnim momentom, pa iako se sastoji od identičnih fermiona opisan je simetričnom talasnom funkcijom. Izlaz iz paradoksa na relaciji spin - statistika se može naći ako se u proizvodu tri tro-dimenzione reprezentacije nove grupe simetrije nalazi i totalno antisimetrična reprezentacija. Ovo svojstvo važi za grupe  $S_3$  i  $SU(3)$  a ne važi za  $SO(3)$ . Konačno analizirajući procese duboko-neelastičnog  $ep$ ,  $\nu p$  i  $\bar{\nu} p$  rasejanja utvrđeno je da kvarkovi medjusobno tim slabije interaguju što im je veća energija odnosno što su bliže jedan drugome. Ovo svojstvo se naziva asimptotska sloboda. Pokazano je da su od svih poznatih kvantnih teorija polja samo teorije bazirane na lokalnoj gradijentnoj simetriji koja nije Abel-ova asimptotski slobodne i prema tome konačno ostaje u igri samo  $SU(3)$  simetrija. Vrednosti kvantnog broja  $SU(3)$  simetrije u tro-dimenzionoj reprezentaciji su nazvane kolori (ima tri kolora). Kolorni stepen slobode kvarkova je kuplovan sa gradijentnim potencijalima  $SU(3)$  simetrije koji prenose jake interakcije i koji su nazvani gluoni. Pošto  $SU(3)$  kolorna simetrija ima 8 parametara ima i 8 gluona. Kvantna teorija polja

bazirana na lokalnoj gradijentnoj SU(3) simetriji kolora se naziva kvantna hromodinamika (QCD) i ona je jedini ozbiljan kandidat za teoriju jakih interakcija.

Kvantna hromodinamika je asimptotski slobodna teorija, a ovo svojstvo je u suštini posledica postojanja dijagrama sa kuplovanjem tri gluona (sl. 4b). Asimptotska sloboda se tehnički može izraziti na jeziku efektivne konstante jakih interakcija  $\alpha_s = g^2/4\pi$  koja postaje funkcija energije i opada sa porastom energije, odnosno sa smanjenjem rastojanja.

Razmotrimo nešto detaljnije raspade vektorskih mezona  $\omega(780)$ ,  $\phi(1020)$ ,  $\Psi(3095)$  i  $\Upsilon(9600)$  u  $\pi$  mezone. Zbog održanja konjugacije naboja C i izospina I sledi da se ovi vektorski mezoni raspadaju na 3, 5, ...  $\pi$  mezona. Na sl. 24 su prikazani najjednostavniji QCD dijagrami odgovorni za ove raspade.



niji QCD dijagrami odgovorni za ove raspade. Za razliku od  $\omega \rightarrow 3\pi$  koji može direktno da se ostvari, ostali raspadi mogu jedino da se ostvare preko formacije bar tri gluona i prema tome sadrže faktor  $\alpha_s^3(E)$ . Pošto je  $\alpha_s(E)$  na tim energijama manje od 1, za ove raspade QCD predviđa da su potisnuti u odnosu na  $\omega \rightarrow 3\pi$ . Pošto  $\alpha_s(E)$  opada sa energijom dobija se, zanemarujući faktor faznog prostora, da je  $\Gamma(\phi \rightarrow 3\pi) > \Gamma(\psi \rightarrow 3\pi) > \Gamma(\Upsilon \rightarrow 3\pi)$ . Na bazi ovakvih razmatranja moguće je u okviru QCD objasniti veliku stabilnost vrlo teških vektorskih mezona (njihove totalne širine su  $\Gamma_\omega \approx 10.2$  MeV,  $\Gamma_\phi \approx 4.2$  MeV,  $\Gamma_\psi \approx 0.063$  MeV,  $\Gamma_\Upsilon \approx 0.060$  MeV).

Jedno od prvih pitanja koje se nameće bilo u naivnom kvark modelu, bilo u QCD teoriji je eksperimentalna neopservabilnost kvarkova. Ponudjeno rešenje u okviru QCD, koga favorizuje većina istraživača u ovoj oblasti, ima pre status dogme nego što je opravdano

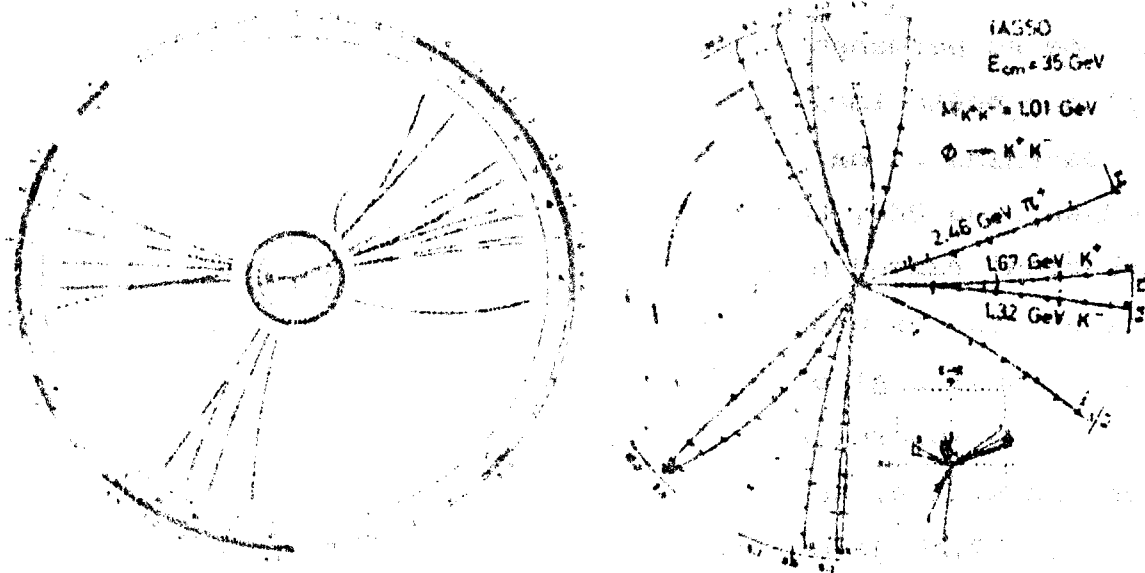
ozbiljnom teorijskom analizom. Rešenje je u konfiniranju kvarkova po kome sa porastom rastojanja medju kvarkovima raste i potencijalna energija; kvarkovi se ne mogu izdvojiti iz hadrona i prema tome su permanentno konfinirani. Isti zaključak se dobija i za gluone pošto imaju netrivialne vrednosti kolora.

Osvrnimo se na problem vezanog stanja u QCD. U ovom slučaju, u poredjenju sa QED, konstanta  $\alpha_s$  po kojoj bi se vršio standardni perturbacioni razvoj nije dovoljno mala a i sama teorija je znatno složenija, tako da nema ozbiljnijih rezultata po pitanju vezanog stanja kvarkova i gluona. U svakom slučaju može se zaključiti iz QCD da jedino kolorni singleti (kolorno neutralni objekti) mogu biti vezana stanja. Konkretno to su sistemi  $\bar{q}q$ ,  $qqq$ ,  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ,  $\bar{q}\bar{q}qq$ ,  $\bar{q}qqqq$ , ... . Time je u okviru QCD objašnjeno zašto su mezoni  $M=\bar{q}q$  sistemi, barioni su (antibarioni)  $B=qqq$  ( $\bar{B}=\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) sistemi, a da pri tome dikvark  $qq$ ,  $\bar{q}\bar{q}$  nije realizovan u prirodi. Naravno ako QCD pledira da bude ozbiljna teorija jakih interakcija, onda u prirodi moraju da budu realizovani i sistemi  $\bar{q}qqq$ ,  $\bar{q}qqqq$ , ... . U poslednjih tri do četiri godine se nagomilavaju eksperimentalni podaci koji vrlo ozbiljno indiciraju da su otkriveni ovakvi sistemi u skladu sa QCD predviđanjem.

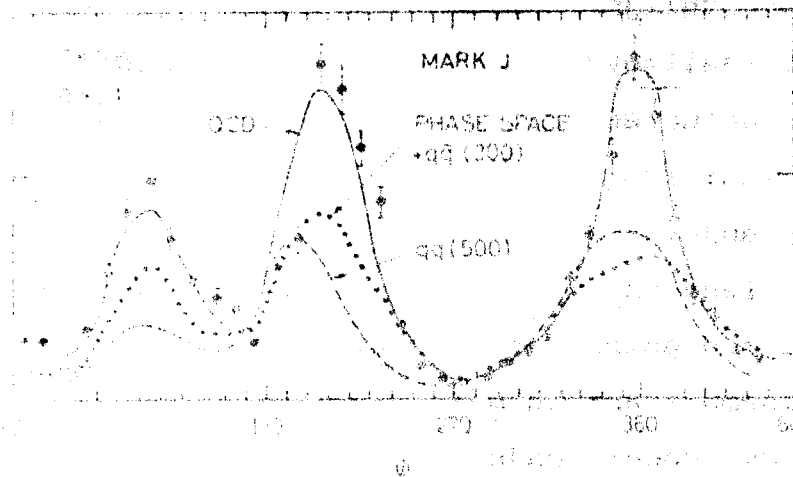
Na bazi fenomena asimptotske slobode i hipoteze o konfiniranju kvarkova ( $\bar{q}q$  potencijal raste linearno ili logaritamski sa rastojanjem) formulisani su modeli vezanih stanja težih sistema tipa  $\bar{c}c$  i  $\bar{b}b$ . Ovi modeli daju kvalitativno slaganje sa eksperimentom, ali su ipak daleko od kompletno zadovoljavajuće situacije.

Osvrnimo se na kraju na još jedan fenomen koji je predviđela QCD. U eksperimentima tipa  $e^+e^-$  anihilacije osnovni proces produkcije hadrona ide kroz kanal  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \bar{q}+q$ . Na višim energijama produkovani kvark i antikvark nose veću energiju i impuls pa teorija predviđa da će svaki od njih biti praćen formiranjem "mlaza" relativno usmerenih hadrona (engl. jet). Sa porastom energije QCD predviđa porast verovatnoće emisije gluona od strane jednog od kvarkova i time pojavu događaja produkcije velikog broja hadrona grupisanih u tri mlaza čestica, što je eksperimentalno

i nadjeno (sl. 25).

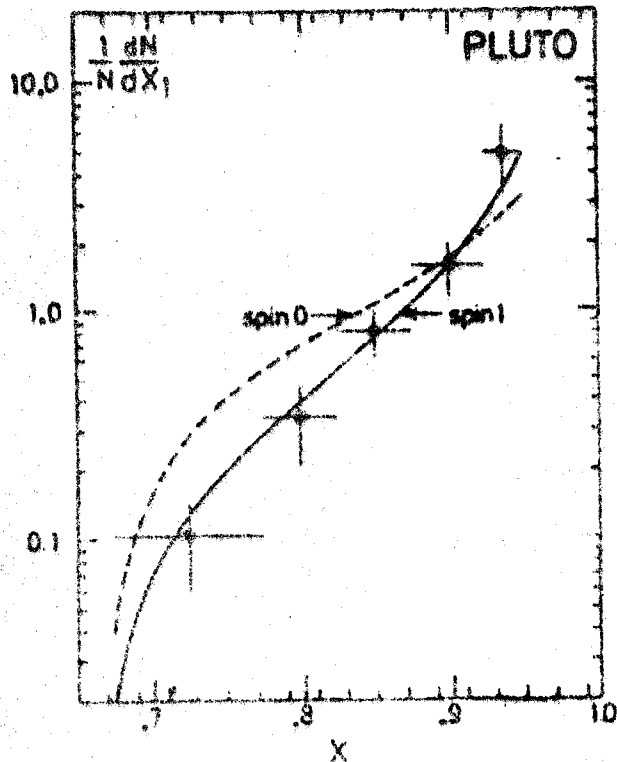


Sl. 25.



Sl. 26.

Na sl. 26 su prikazane teorijska QCD kriva i eksperimentalne vrednosti za događaje sa tri mlaza čestica. Sa nagomilavanjem broja događaja na višim energijama, bilo je moguće detaljnije analizirati svojstva čestice koja je odgovorna za formiranje trećeg mlaza hadrona. Prema QCD to je gluon tj. neutralna vektorska čestica (spina 1) sa kolornim nabojem, koja interaguje sa kvarkovima univerzalno i koja ima nulte vrednosti svih ostalih kvantnih bro-



Sl. 27.

potvrda ove teorije, ali isto tako da postoje vrlo ozbiljni problemi prvenstveno vezani za problem određivanja spektra hadrona.

## 6. GRAND UNIFIKACIJE

Celokupna fenomenologija na energijama nižim od 100 GeV je u saglasnosti sa tzv. standardnim modelom baziranim na lokalnoj gradijentnoj simetriji  $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ . Osnovne čestice čine tri generacije fermiona  $(\nu_e, e; u, d)$ ,  $(\nu_\mu, \mu; c, s)$  i  $(\nu_\tau, \tau; t, b)$  pri čemu svaki od kvarkova ima po tri kolorna stepena slobode. Iako je standardni model postigao značajne uspehe postoji izvestan broj otvorenih pitanja. Navedimo neka od njih. Zašto je električni naboj kvantovan  $((Q_e + Q_p)/Q_e < 10^{-20})$ ? Da li je moguće ostvariti kompletnu unifikaciju i time smanjiti broj konstanti interakcije sa tri  $g_3, g_2$  i  $g_1$  koje odgovaraju grupama  $SU(3), SU(2)_L$  i  $U(1)$ ? Kakva je veza između leptona i kvarkova? Zašto postoje tri (ili više?) generacija fermiona koje na identičan način učestvuju u fundamentalnim interakcijama i koje se toliko značajno razlikuju po masi? Zašto

jeva. Svi fenomeni uočeni u procesima  $e^+e^- \rightarrow$  hadroni se mogu prirodno objasniti emisijom gluona. Analiza raspada  $\Upsilon$  čestica kao i spektroskopija  $\bar{c}c$  i  $\bar{b}b$  sistema ukazuju na činjenicu da gluoni stvarno nose kolor i nulte vrednosti ostalih unutrašnjih kvantnih brojeva. Postoje vrlo ozbiljne indikacije da je gluon vektorska čestica (sl. 27).

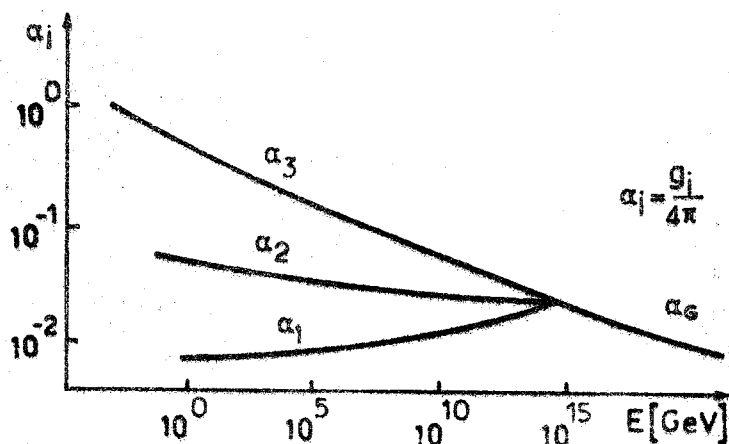
U zaključku recimo da QCD sa uspehom objašnjava čitav niz fenomena jakih interakcija, da se povećava broj eksperimentalnih

je "mešanje" između generacija malo? Zašto naelektrisane i neutralne slabe struje narušavaju parnost? Sva ova pitanja ukazuju na činjenicu da standardni model ne daje kompletnu sliku fizike elementarnih čestica na visokim energijama i da treba tražiti kompletniju unificiranu teoriju.

Predloženo je nekoliko tzv. grand unificiranih modela baziranih na grupi  $G$  koja sadrži  $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  grupu. Najjednostavniji od tih modela je baziran na lokalnoj gradijentnoj simetriji  $SU(5)$ . Kod svih modela postoji samo jedna konstanta interakcije  $g$  i sve partikularne interakcije (u  $SU(5)$  modelu ih ima 24) koje ovi modeli predviđaju su u osnovi iste prirode. Naravno na energijama nižim od energije unifikacije  $E_G$  grupa simetrije  $G$  je narušena do  $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  simetrije, dok konačno i ova simetrija nije na energijama manjim od  $10^2$  GeV narušena do  $SU(3) \otimes U(1)_{em}$  simetrije. U kvantnoj teoriji polja se pokazuje da je konstanta interakcije zavisna od energije (već smo se sreli sa fenomenom asimptotske slobode QCD teorije) i da njena brzina promene zavisi od konkretne grupe simetrije teorije. Ispostavlja se da se tri različite konstante interakcije  $g_3$ ,  $g_2$  i  $g_1$  tako menjaju sa porastom energije i da imaju takve numeričke vrednosti na niskim energijama da se međusobno stapaju u jedinstvenu konstantu interakcije na energiji unifikacije koja je reda veličine  $E_G \sim 10^{14} - 10^{15}$  GeV (sl. 28).

Pored onih naboja koji generišu  $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$  simetriju, postoje dopunski naboji koji generišu grupu simetrije grand unifikacije  $G$ , i prema tome grand unificirane teorije nužno predviđaju postojanje potpuno novih interakcija koje prenose gradijentni potencijali tipa  $X_\mu^{4/3}$ ,  $Y_\mu^{1/3}$ , ... (lepto-kvark interakcije). Leptoni i kvarkovi su članovi istog multipleta grupe simetrije  $G$ , a nove interakcije ih prevode jedne u druge, npr.  $e^+ \rightarrow u + \bar{Y}_\mu$ ,  $\nu_e \rightarrow d + \bar{Y}_\mu$ . Dakle, grand unificirane teorije neminovno predviđaju narušenje leptonskog i barionskog broja (lepton - kvark prelazi). Jedno od najdramatičnijih predviđanja na ovoj liniji je raspad protona,





Sl.28

$p \rightarrow \pi^0 + e^+$ ,  $p \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_e$ , ..., sa poluvremenom života od  $10^{31} - 10^{32}$  godina. Trenutno su u toku efektivna merenja kao i postavljanja niza novih eksperimenata koji imaju za cilj daleko preciznije merenje poluvremena života protona.

Navešćemo izvestan broj uspešnih rezultata minimalnog SU(5) modela grand unifikacije. Pošto je električni naboj jedan od generatora tzv. proste grupe sledi da mu je trag jednak nuli i prema tome da je naelektrisanje kvantovano. Pošto su leptoni i kvarkovi članovi istog multiplleta, njihova naelektrisanja su medjusobno povezana. Npr.  $Q(e^+) + 3Q(d) = 0$ . Kao sledeće, automatski se dobija da je masa neutrina jednaka nuli, kao i da naelektrisane slabe struje imaju V-A strukturu. Za mase čestica koje prenose lepto-kvark interakcije se dobijaju vrlo velike vrednosti  $10^{14} - 10^{15}$  GeV, tako da je njihov doprinos na nižim energijama izrazito potisnut. Koristeći tzv. jednačine renormalizacione grupe, u okviru SU(5) modela se za parametar podteorije elektroslabih interakcija  $\sin^2 \theta_w$  dobija na niskim energijama približna vrednost od 0.20 - 0.22 koja je u skladu sa svim eksperimentima. Predviđa se raspad protona, što u kombinaciji sa standardnim kosmološkim modelom koji je baziran na Einsteinovoj opštoj teoriji relativnosti može da objasni višak materije u odnosu na antimateriju u vasioni. Izvode se relacije izmedju masa leptona i kvarkova, npr.  $m_b / m_\tau \approx 3$ . Unifikacija jakih i elektroslabih interakcija se može realizovati bez uključivanja gravitacije.

Modeli grand unifikacije nisu uspeli da reše sve probleme koji su motivisali njihovo uvođenje, a sa druge strane doveli su i do nekih novih problema. Osnovni problem koji grand unificirani modeli nisu uspeli da reše je problem postojanja generacija osnovnih fermiona kao i njihovog broja.

## 7. SUPERGRAVITACIJA I KOMPLETNO UNIFICIRANA TEORIJA ELEMENTARNIH ČESTICA

U standardnim situacijama u fizici elementarnih čestica gravitacione interakcije ne igraju praktično nikakvu ulogu. Ove interakcije postaju značajne tek na izrazito visokim energijama koje odgovaraju tzv. Planck-ovoj masi  $m_{pl} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ . Kao što smo videli u okviru grand unificiranih teorija već smo se približili ovako visokim energijama, tako da se postavlja pitanje odnosa gravitacije prema preostalim fundamentalnim interakcijama kao i pitanje prirode samih gravitacionih interakcija na malim rastojanjima.

Poznato je da je gravitacija u makroskopskom domenu vrlo uspešno opisana Einstein-ovom opštom teorijom relativnosti a odgovarajuća geometrijska struktura je Riemann-ovo prostor-vreme. Pored problema singulariteta u makro domenu, Einstein-ova teorija se u mikro domenu sreće sa problemima nerenormalizabilnosti i odsustva gravitacionih interakcija spinorske materije. Interakcija spinorske materije sa gravitacionim poljem se može formulisati na prirodan način u okviru formalizma tetrada  $e^a_\mu$  (lokalni sistem od četiri 4-vektora;  $a=0,1,2,3$  je lokalni indeks,  $\mu=0,1,2,3$  je koordinatni indeks). Da bi se prostor u kome postoji gravitaciono polje potpuno definisao, potrebno je uvesti i povezanost  $\Gamma^a_{by}$  koja definiše paralelan prenos date fizičke veličine od jedne do druge tačke prostor-vremena.

Minimalno uopštenje Einstein-ove teorije, koje je bazirano na osnovnim varijablama  $e$  i  $\Gamma$  je tzv. Einstein-Cartan-ova teorija gravitacije. Ova teorija, kao i čitava klasa opštijih teorija, se može dobiti kao lokalna gradijentna teorija bazirana na Poincaré-ovoj grupi simetrije. Time se a priori otvara mogućnost prirodne unifikacije svih fundamentalnih interakcija u prirodi na principima lokalne gradijentne simetrije. Što se same gravitacije tiče,

po našem mišljenju jedno od krucijalnih otvorenih pitanja Poincaré invarijantne teorije gravitacije je izbor lagranžijana gradijentnih polja gravitacionih interakcija (polja torzije i krivine koja odgovaraju gradijentnim potencijalima  $e$  i  $\Gamma$ ). U aproksimaciji slabog polja dobija se da gravitacione interakcije prenosi bezmasena čestica graviton, čiji je domet prema tome beskonačan, i koja ima helicitet  $\lambda = \pm 2$  (projekcija spina na pravac kretanja).

Prelomni momenat u novijem razvoju teorije gravitacije je bio uvodjenje koncepta supersimetrije koji je osnova za formulaciju teorije supergravitacije. Supersimetrija pored standardnih transformacija simetrije sadrži i boze-fermi transformacije realizovane operatorima transformacije koji povezuju polucelobrojne i celobrojne spinove. Spoj supersimetrije i relativističke teorije polja je moguće ostvariti jedino ako je Poincaré simetrija deo supersimetrije. U minimalnom slučaju jednog spinorskog operatora se dobija tzv.  $N=1$  super-Poincaré simetrija. Lokalna gradijentna teorija bazirana na  $N=1$  supersimetriji je supergravitacija, a pored gravitona interakcije prenosi i nova (za sada hipotetička) čestica heliciteta  $3/2$  koja je nazvana gravitino. Osnovna prednost  $N=1$  supergravitacije u odnosu na Einstein-ovu gravitaciju je u poboljšanju svojstva renormalizabilnosti (neželjeni doprinosi gravitona i gravitina se međusobno poništavaju).

Ispostavlja se da se u okviru supersimetrije može uvodjenjem  $N$  spinorskih operatora ostvariti netrivialna veza između prostorno-vremenske Poincaré simetrije i unutrašnjih simetrija. Posebno je interesantno da pod pretpostavkom da je graviton čestica najvećeg heliciteta postoji samo 8 mogućih proširenih super-Poincaré simetrija, tj. postoje samo  $N=1, 2, \dots, 8$  supersimetrije. U tabeli je prikazano koliko puta je sadržan koji od heliciteta za datu  $N$  supersimetriju. Najširu mogućnost otvara  $N=8$  supersimetrija koja pored gravitona implicira postojanje 8 čestica heliciteta  $3/2$ , 28 vektorskih čestica, 56 fermiona heliciteta  $1/2$  i 70 skalara.

Unutrašnje simetrije su u ovom slučaju opisane grupom  $SO(8)$ . Fenomenološka analiza  $N=8$  teorije pokazuje da ona ipak nije dovoljno bogata da uključi sve fermione kao i vektorske bozone standardnog modela baziranog na  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  simetriji sa tri generacije osnovnih fermiona.

| $\lambda$ \ N | 1 | 2 | 3 | 4 | 5  | 6  | 7  | 8  |
|---------------|---|---|---|---|----|----|----|----|
| 2             | 1 | 1 | 1 | 1 | 1  | 1  | 1  | 1  |
| 3/2           | 1 | 2 | 3 | 4 | 5  | 6  | 7  | 8  |
| 1             |   | 1 | 3 | 6 | 10 | 16 | 28 | 28 |
| 1/2           |   |   | 1 | 4 | 11 | 26 | 56 | 56 |
| 0             |   |   |   | 2 | 10 | 30 | 70 | 70 |

U poslednjih par godina došlo je do vrlo interesantnog razvoja  $N=8$  teorije. Naime, utvrđeno je da se  $N=8$  teorija u  $4=3+1$  prostorno-vremenske dimenzije može dobiti ako se podje od  $N=1$  teorije u  $11=10+1$  dimenzija. Najznačajnije je da je u tom postupku nađeno da  $N=8$  teorija poseduje daleko veću "skrivenu" unutrašnju simetriju koja je opisana grupom  $SU(8)$ . Skup čestica raznih heliciteta koje daje  $SU(8)$  simetrija je dovoljno bogat da zadovolji fenomenološke zahteve  $SU(5)$  grand unificiranog modela sa tri generacije fermiona. Na ovaj način, pored unifikacije svih fundamentalnih interakcija, sve čestice u teoriji se pojavljuju na jedinstven način i nema više distinkcije između čestica "materije" i čestica gradijentnih potencijala preko kojih se "ostvaruju" interakcije. Iako pred maksimalnom  $N=8$  teorijom stoji izvestan broj ozbiljnih problema, optimistički pristup tretira te probleme samo kao teškoće tehničke prirode.

Na kraju pomenimo još jednu vrlo atraktivnu mogućnost. Pri prelazu od 11-dimenzionog prostora na 4-dimenzioni prostor moguće je izvršiti kompaktifikaciju preostalih 7 dimenzija, tj. promeniti

topologiju tog dela prostora (npr. ako to postane prostor ograničen 7-dimenzionom sferom), i pri tome izabrati da su dimenzije tog prostora vrlo male (npr. sfera poluprečnika reda veličine Planck-ove dužine  $l_{Pl} = 1.6 \times 10^{-35}$  m). Formulšući ceo ovaj program geometrijski, otvara se po prvi put prirodna mogućnost za razumevanje porekla unutrašnjih simetrija i geometrijske prirode jakih i elektroslabih interakcija.

