

Kapitola 1

Štruktúra hadrónov

1.1 Zadanie

Kvarkový model: štruktúra baryónov a mezónov, Ťažké kvarky: podivné, pôvabné a krásne častice a top kvark, ich vlastnosti a objavy, Experimenty ukazujúce na kompozitnú štruktúru atómového jadra a nukleónov: Rutherfordov rozptyl, nepružný rozptyl, Formfaktor, Rosenbluthova formula, Hlboký nepružný rozptyl, Partónový model, Jety

1.2 Kvarkový model

1.2.1 Stručná história

Rozvoj klasifikačných schém pre hadróny sa stal dôležitou otázkou po tom, čo nové experimentálne techniky odkryli, že veľké množstvo hadrónov nie je elementárnych. Ukázalo sa totiž, že tieto hadróny sú viazané stavy menších komponent. Niekoľko skorých návrhov, ako napríklad Fermi-Yangov model (1949) alebo Sakatov model (1956), uspokojivo popísali mezóny avšak, zlyhali pri popise baryónov, a preto neboli schopné vysvetliť všetky údaje.

Gell-Mann–Nishijima formula viedla ku klasifikácii zvanej osemnásobná cesta (eightfold way), ktorú Gell-Mann vynašiel s významnými, nezávislými príspevkami z Ne’emanovho modelu v roku 1961. V tejto klasifikácii boli hadróny usporiadané do $SU(3)$ reprezentatívnych multipletov: oktetov a deкупletov. Hadróny nachádzajúce sa v rovnakom multiplete mali zhruba rovnakú hmotnosť kvôli silnej interakcii. Malé hmotnostné rozdiely v týchto multipletoch boli spojené s kvantovými číslami chuti, ktoré nie sú viditeľné pre silné interakcie. Avšak, Gell-Mann-Okubo hmotnostný vzorec systematizoval kvantifikáciu týchto malých hmotnostných rozdielov medzi členmi hadrónového multipletu.

Baryón Ω^- so spinom $3/2$, ktorý je súčasťou základného baryónového deкупletu bol rozhodujúcou predpoveďou tejto klasifikácie. Gell-Mann pomocou tejto klasifikácie predpovedal túto časticu v roku 1962. V roku 1964 v BNL bola pozorovaná častica, ktorá mala požadované vlastnosti ako častica Ω^- .

V roku 1964, ešte pred objavením Ω^- častice, Gell-Mann a George Zweig publikovali nezávisle

na sebe články, v ktorom vysvetlili čo je zakódované v eightfold way klasifikácii. V tomto článku postulovali elementárne fermionové komponenty, ktoré nie je možné pozorovať voľne v prírode - kvarky. Hadrónové rozdiely v hmote boli teraz spojené s rôznymi hmotnosťami kvarkových komponent. Tento model bol nazvaný kvarkový model. Gell-Mann a Zweig navrhli, že usporiadanie hadrónov do mutlipletov je možné vysvetliť, pokiaľ hadróny budú tvorené kvarkami:

- mezóny ($q\bar{q}$): $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$
- baryóny (qqq): $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$

1.2.2 Kvarkový model

Kvarkový model je klasifikačná schéma pre hadróny z hľadiska ich valenčných kvarkov (kvarkov a antikvarkov), ktoré udávajú kvantové čísla hadrónov. Kvarkový model vychádza z „flavor SU(3)“, alebo eightfold way, úspešnej klasifikačnej schémy organizujúcej veľký počet ľahších hadrónov, ktoré boli objavené od 50. až po 60. rokoch minulého storočia a je platnou účinnou klasifikáciou doteraz. Tento model navrhli v roku 1964 nezávisle na sebe dvaja páni, Murray Gell-Mann a George Zweig. V súčasnej dobe bol model v podstate absorbovaný ako súčasť zavedenej kvantovej teórie poľa silných a elektroslabých interakcií, nazvaných štandardný model. Eightfold way organizuje mezóny a baryóny so spinom $1/2$ do oktetu, princípy eightfold way sa dajú aplikovať aj na baryóny so spinom $3/2$, ktoré tvoria deкупlet.

Ako sme už spomínali, hadróny nie sú elementárne a považujú sa za viazané stavy valenčných kvarkov a antikvarkov, ktoré udávajú kvantové čísla hadrónov. Tieto kvantové čísla sú rozdelené na dva druhy. Jedna sada pochádza z Poincareho symetrie - J^{PC} , kde J, P a C predstavujú celkový moment hybnosti, symetriu parity a symetriu náboja.

Zvyšné sú flavor kvantové čísla, ako je izospin, podivnosť, pôvab a tak ďalej. Silná interakcia, ktorá viaže kvarky je necitlivá na tieto kvantové čísla, takže ich variácia vedie k systematickým hmotnostným a spojovacím vzťahom medzi hadrónmi v rovnakom aromatickom multiplete.

- flavor: u, d, s, c, b, t - kvarky + príslušné antikvarky
- náboj (Q): $Q = -1/3$ pre (d, s, b), $Q = 2/3$ pre (u, c, t)
- baryónové číslo (B): $B = 1/3$ pre kvarky, $B = -1/3$ pre antikvarky
- strangeness (S): $S_s = -1$, $S_{\bar{s}} = 1$, $S_{u,d,c,t,b} = 0$
- charm (C): $C_c = 1$, $C_{\bar{c}} = -1$, $C_{u,d,s,t,b} = 0$
- bottomness (B'): $B'_b = -1$, $B'_{\bar{b}} = 1$, $B'_{u,d,s,t,c} = 0$
- topness (T): $T_t = 1$, $T_{\bar{t}} = -1$, $T_{u,d,s,c,b} = 0$
- izospin (I): $I = 1/2$ pre (u, d), $I = 0$ pre (s, c, t, b)
- 3. zložka izospinu (I_3): $I_3 = 1/2$ pre u, $I_3 = -1/2$ pre d, $I_3 = 0$ pre (s, c, t, b),

Kvarky sú častice so spinom $1/2$ a preto sú to fermióny. Každý kvark a antikvark podlieha Gell-Mann-Nishijima formule

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = I_3 + \frac{B + S + C + B' + T}{2}, \quad (1.1)$$

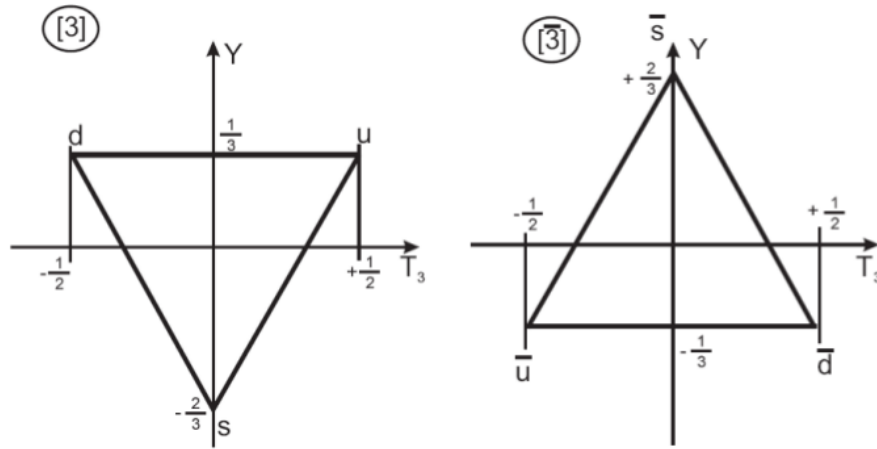
kde Y je hypernáboj.

Mezóny su zložené z páru kvark-antikvark a preto majú nulové baryónové číslo, zatiaľ čo baryóny sú zložené z troch kvarkov a tak majú baryónové číslo rovné 1.

Hadróny s podobnou hmotnosťou (+spinom a paritou) ale rôznym elektrickým nábojom môžeme usporiadať do izospinových multipletov, napr. (nukleónový dublet, piónový triplet). Z experimentov bolo vidieť, že podivné hadróny boli ťažšie ako nepodivné hadróny a preto sa naskytuje možnosť spojiť podivné častice s izospinovými multipletmi.

Ďalej môžeme v izospinovom priestore definovať posunovacie operátory, ktorými sme schopný prechádzať medzi jednotlivými stavmi π^+ , π^- a π^0 . Ale čo po zavedení podivnosti? Môžeme sa posúvať medzi jednotlivými mezónmi v rámci multipletu podobným spôsobom? Nato aby sme to mohli spraviť musíme zadefinovať ďalší posunovací operátor, ktorým sme schopný posúvať stavy v smere S . A preto je prirodzené rozšíriť $SU(2)$ grupu na $SU(3)$ grupu.

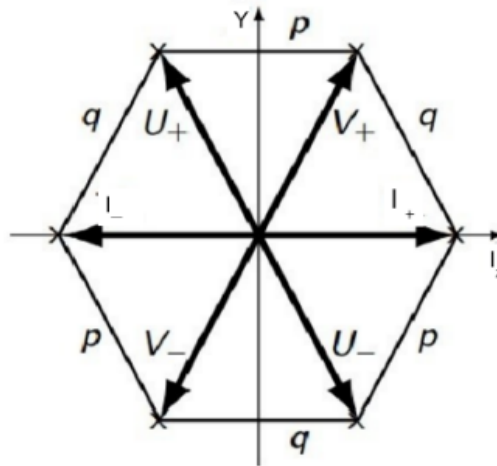
Fundamentálna reprezentácia $SU(3)$ je triplet, vid' obrázok 1.1. Generátory danej grupy sú Gell-Manove 3×3 matice λ_i , kde $i = 1, \dots, 8$.



Obr. 1.1: Triplet a antitriplet $SU(3)$ grupy.

$SU(3)$ obsahuje 3 $SU(2)$ podgrupy s príslušnými posunovacími operátormi

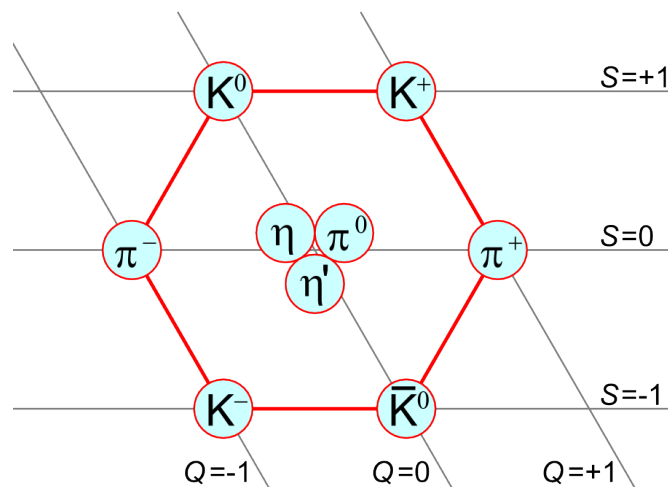
- $T_{\pm} = F_1 \pm iF_2$
- $U_{\pm} = F_6 \pm iF_7$
- $V_{\pm} = F_4 \pm iF_5$
- $T_3 = F_3$
- $Y = \frac{2}{\sqrt{3}}F_8$



Obr. 1.2: Grafické znázornenie operátorov pre jednotlivé SU(2) podgrupy grupy SU(3)

kde $F_i = \frac{\lambda_i}{2}$. Akékoľvek dve podgrupy a ich príslušné posunovacie operátory sú dostatočné na zostrojenie multipletu, viď obrazok 1.2.

Skladaním kvarkového tripletu a antitripletu môžeme dostať pseudoskalárne mezóny. Grafické znázornenie daného pseudoskalárneho ($J^{PC} = 0^{-+}$) multipletu je na obrázku 1.3. Hmotnosť podivných mezónov je asi o 150 MeV väčšia ako hmotnosť nepodivných mezónov.



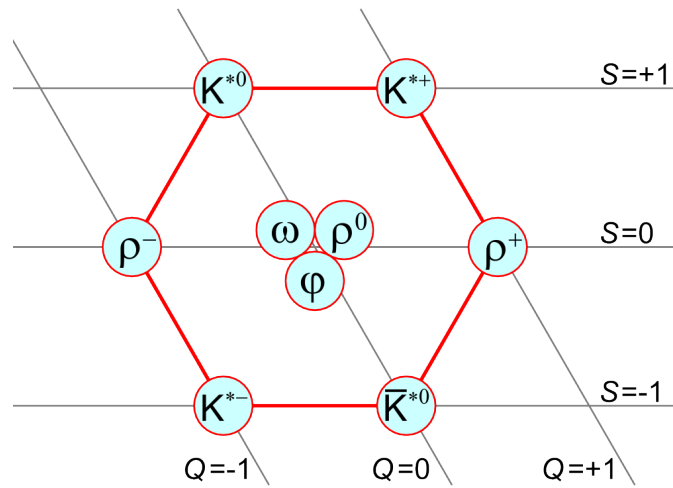
Obr. 1.3: Pseudoskalárne mezóny so spinom 0.

Zložením tripletu a antitripletu môžeme taktiež dostať vektorové mezóny ($J^{PC} = 1^{--}$). Tie sa na rozdiel od pseudoskalárnych mezónov môžu rozpadáť slabou ale aj silnou interakciou, napr. $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ alebo $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$. Grafické znázornenie vektorového multipletu je na obrázku 1.4.

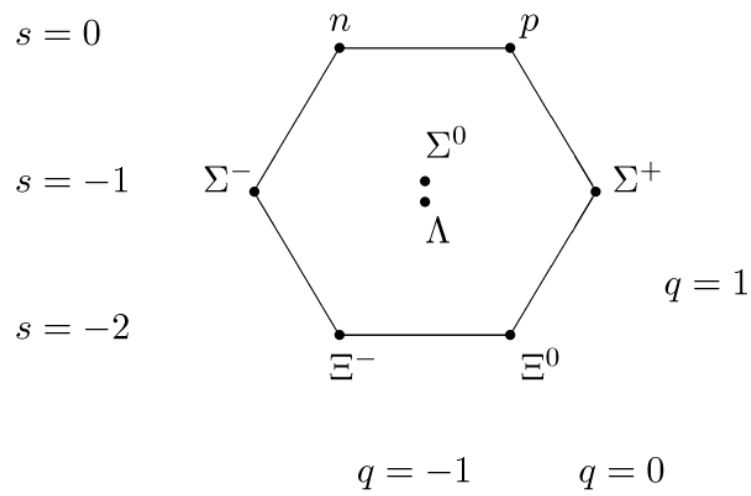
Zložením 3 tripletov môžeme získať baryónový oktet ($J^P = 1/2^-$): najľahšie baryóny rozpadajúce sa slabou interakciou okrem stabilného protónu (viď obrazok 1.5) alebo baryónový deкупlet ($J^P = 3/2^-$) silne sa rozpadajúcich rezonancií (viď obrazok 1.6).

Zhrnutie základných $SU(3)_f$ multipletov baryónov a mezónov

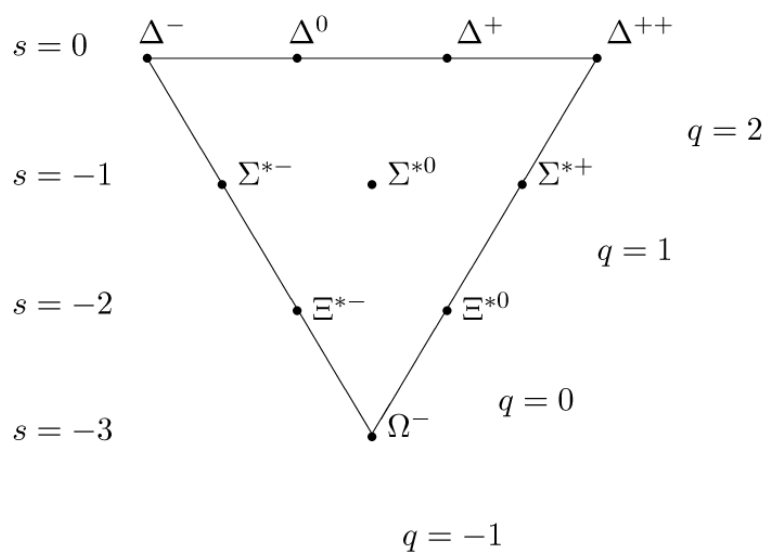
- usporiadanie pozorovaných hadrónov s rovnakým spinom, paritou a baryónovým číslom do multipletov na základe ich hmotnosti a izospinovej symetrie



Obr. 1.4: Vektorové mezóny so spinom 1.



Obr. 1.5: Baryónový oktet pre častice so spinom 1/2.



Obr. 1.6: Baryónový dekuplet pre častice so spinom 3/2.

- hmotnosť v izospinových multipletoch rastie s absolútnou hodnotou podivnosti
- špeciálne jednoduchý je hmotnostný nárast v baryónovom deкупlete: 4 izospinove multiplety su ekvidistantne separované $\sim 150 \text{ MeV}$
- silná interakcia zachováva 3. zložku izospinu a podivnosť

Je nám známe, že kvarky sú fermióny so spinom $1/2$. Pre 3 kvarky potom máme celkovo 6 stavov \rightarrow naskytá sa možnosť rozšíriť $SU(3)$ na $SU(6)$. Potom úplná dekompozícia 3 kvarkových sextetov je: $6 \otimes 6 \otimes 6 = 56 \oplus 70 \oplus 70 \oplus 20$. Pre mezóny dostávame $6 \otimes \bar{6} = 35 \oplus 1$. Všetky baryóny 56-tipletov musia mať plne symetrické vlnové funkcie voči permutáciám konštituentných kvarkov.

Magnetické momenty baryónov

Baryón zložený z kvarkov, ktoré uvažujeme ako bodové fermióny:

$$\mu_B = \sum_{q=u,d,s} \mu_q = \sum_{q=u,d,s} \langle B, \uparrow | \mu_3^q | B, \uparrow \rangle, \quad (1.2)$$

kde $\mu_3^q = e_q \sigma_3 / 2m_q$. Uvedme si nejaký príklad magnetického momentu, ktorý sa spočíta pomocou kvarkového modelu:

- protón: $\mu_p = (4\mu_u - \mu_d)/3$
- neutrón: $\mu_n = (4\mu_d - \mu_u)/3$
- Λ : $\mu_\Lambda = \mu_s$

Keď použijeme experimentálne určené magnetické momenty protónu (2.793), neutrónu (-1.913) a lambda mezónu (-0.613) tak sme potom schopný dostať magnetické momenty jednotlivých kvarkov: $\mu_u = 1.852$, $\mu_d = -0.972$, $\mu_s = -0.613$.

Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) pravidlo

V 60. rokoch 20. storočia bolo namerané, že sa ϕ mezón rozpadá silnou interakciou na kaóny viac než sa očakávalo

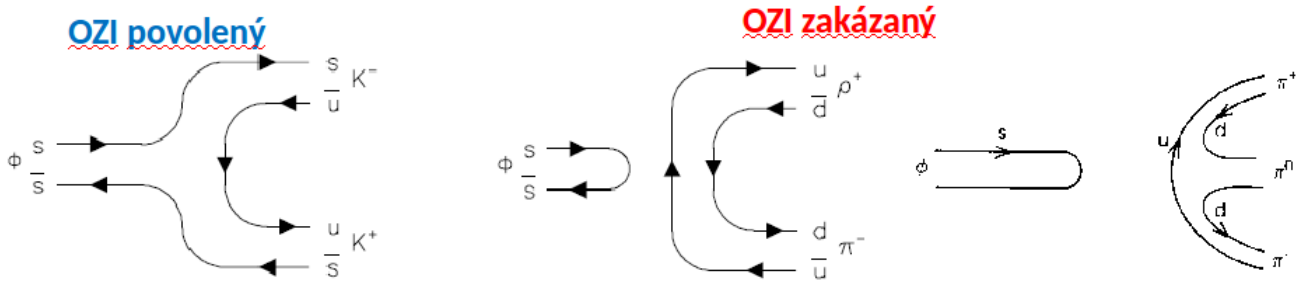
- $BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = 48.9 \pm 0.5\%$
- $BR(\phi \rightarrow K_L K_S) = 34.2 \pm 0.4\%$
- $BR(\phi \rightarrow \rho\pi + \pi^+ \pi^- \pi^0) = 15.32 \pm 0.32\%$

aj napriek tomu, že rozpad na pióny bol kinematický výhodnejší než na kaóny

- $\Delta m(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (1020 - 415) = 605 \text{ MeV}/c^2$
- $\Delta m(\phi \rightarrow \rho^+ \pi^-) = (1020 - 909) = 111 \text{ MeV}/c^2$
- $\Delta m(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (1020 - 988) = 32 \text{ MeV}/c^2$

Páni Okubo, Zweig a Iizuka nezávisle na sebe navrhli fenomenologické pravidlo vysvetľujúce účinné prierezy a pravdepodobnosti rozpadu v rámci aditívneho kvarkového modelu: **Koncový stav procesov riadených silnou interakciou, ktorý môže byť dosiahnutý len anihiláciou kvarku a antikvarku je potlačený alebo inak: Keď je možné Feynmanov diagram rozdeliť odstránením gluonových čiar na aspoň dve časti, potom je tento fyzikálny kanál potlačený.** Základnú myšlienku tohto pravidla môžeme znázorniť pomocou tzv. kvar-flow diagramov popisujúcich tok kvarku danej vône z počiatočného do koncového stavu. Tieto diagramy môžeme rozdeliť na dve skupiny:

- povolené: planárne diagramy sú spojené tj. diagram sa nedá rozdeliť na 2 časti bez toho aby sme prerušili kvarkovú líniu
- zakázané: planárne diagramy môžeme rozdeliť na dve časti bez toho aby sme prerušili kvarkovú líniu



Obr. 1.7: Povolené a zakázané kanály určené pomocou OZI pravidla.

Zakázané procesy sú potlačené voči tým povoleným avšak, miera potlačenia nie je jednoznačne určená. Takže v našom príklade na obrázku (1.7) rozpad $\phi \rightarrow \pi^- \rho^+$ je potlačený voči $\phi \rightarrow K^+ K^-$. OZI pravidlo pre rozpad J/Ψ zohralo dôležitú rolu pri objave c-kvarku, viď nižšie.

Problémy aditívneho kvarkového modelu

- kvarky nie sú v prírode pozorované voľne a neexistuje žiadna indikácia pre existenciu exotických stavov ako napríklad sextet symetrických kombinácii dikvarku.
- neboli pozorované stavy: $2q2\bar{q}$ a $4q\bar{q}$, ktoré sú povolenými kombináciami $q\bar{q}$ a $3q$.

Predpoklad, že kvarky nie sú fermióny, ale tzv. parafermióny ranku 3. Toto vyriešilo problém so štatistikou, pretože v každom stave mohli byť maximálne 3 parafermióny. Veľmi skoro sa ukázalo, že idea paraštatistiky je ekvivalentná predpokladu, že každá kvarková vôňa (flavor) existuje v 3 farebných stavoch a pozorované hadróny odpovedajú bezfarebným stavom. V jazyku teórie grúp to znamená, že kvarky sa transformujú ako fundamentálny triplet novej $SU(3)$ grupy, tzv. Color $SU(3)$ označovanej ako $SU(3)_C$. Pozorované hadróny sú postulované ako farebné singlety:

$$|baryon^{\alpha\beta,\gamma}\rangle = \epsilon^{ijk}|q_i^\alpha\rangle|q_j^\beta\rangle|q_k^\gamma\rangle,$$

kde i, j, k sú farebné indexy a α, β, γ sú vône kvarku.

Dôsledky zavedenia farebného náboja sú, že k vytvoreniu farebného singletu je potrebné aspoň toľko farieb, aký je počet kvarkov v baryóne, tj. nie je možné pozorovať dikvark, ale stále to ešte nevylučuje existenciu $4q\bar{q}$ stavu. Pre mezóny nie je žiadne obmedzenie, pretože pre akýkoľvek počet farieb priamy produkt fundamentálnej reprezentácie a jej komplexne združenej reprezentácie obsahuje singlet. Problém sa vlastne preformuloval na otázku: prečo existujú v prírode len farebné singlety?

Dôležitý posun vpred prišiel v roku 1965 v tzv. Nambu modeli. Uväznenie kvarkov je dôsledkom supersilnej interakcie medzi fundamentálnymi objektmi, kde supersilná interakcia pôsobiaca medzi kvarkami je sprostredkovaná oktetom kalibračných polí G_μ , $\mu = 1 \dots 8$ viazaných do infinitezimálnych $SU(3)$ generátorov λ_μ .

Nambu model

- základ dnešného QCD, 8 rokov pred formuláciou QCD ako kvantovej teórie poľa
- interakcia medzi kvarkmi je sprostredkovaná výmenou oktetov farebných kalibračných bozónov a má nasledujúce vlastnosti:
 1. kvarky ako individuálne častice sú nekonečne ťažké tj. nepozorovateľné
 2. sila medzi kvarkmi je príťažlivá vo farebných singletoch, tj. viazané stavy s konečnou hmotnosťou
 3. vo všetkých ďalších kanáloch je interakcia odpudivá, tj. systém je nekonečne ťažký a nepozorovateľný
 4. sila $F(q\bar{q})$ v mezónoch je 2x väčšia než $F(qq)$
- farebný potenciál je rozšírením typickej spin-spin interakcie

$$V_{ij} = \frac{1}{8} \sum_{i \neq j}^n v(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j$$

1.2.3 Ťažké kvarky (s,c,t,b)

S kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $95 \text{ MeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $-\frac{1}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická
- nachádza sa napríklad v kaónoch, podivných D mezónoch, Σ baryónoch ...

Pravdepodobne prvá podivná častica ($m = 500 \pm 6 \text{ MeV}$ asi K^+) bola pozorovaná už v roku 1943 v hmlovej komore v Pyrenejach. Avšak skutočná éra objavov podivných častíc nastala v roku 1947. V tomto roku boli pozorované dve nové častice v hmlových komorách:

- V^0 častica: neutrálna častica, ktorá sa rozpadá na pár opačne nabitých častíc, jej hmotnosť bola $m = 440 \pm 100 \text{ MeV}$ asi K^0
- rozpad kladne nabitej častice s $m = 540 \pm 100 \text{ MeV}$ asi K^+

V rokoch 1950-1952 experimenty ukázali existenciu dvoch V^0 častíc:

- V_1^0 rozpad častice na $\pi^+\pi^-$, $m \sim 500 \text{ MeV}$ asi K^0
- V_2^0 rozpad na protón a π^- , $m \sim 1100 \text{ MeV}$ asi Λ

Pri pozorovaní týchto častíc bolo zrejmé, že tieto častice sa správajú podivne (pomenovanie zaviedol Gell-Mann) tj. rozpadajú sa o mnoho rádov pomalšie (10^{-10}) než silné rozpady (10^{-23}). V roku 1953 Gell-Mann navrhol priradiť izospin novým podivným časticiam, aby zdôvodnil prečo sa nerozpadajú silnou interakciou.

Experimenty v BNL ukázali dôležitú vlastnosť produkcie podivných častíc, tzv. asociatívnu produkciu: podivné častice sú produkované v pároch s opačnou podivnosťou, čo je dôsledkom zachovania podivnosti v silnej interakcii.

V roku 1954 Nishijima reformuloval priradenie izospinu časticiam pomocou nového kvantového čísla ν náboj. Neskôr sa pre tento náboj ujalo Gell-Mannovo pomenovanie - podivnosť (strangeness). Podivnosť sa zachováva v silnej interakcii ale nezachováva sa v slabej interakcii. Zaviedla sa Gell-Mann-Nishijimova fomrula (už sme ju uviedli vyššie ale tu ju uvedieme v jednoduchšej forme)

$$Q = T_3 + \frac{B + S}{2} = T_3 + \frac{Y}{2},$$

V $SU(3)$ je zachovanie izospinu ekvivalentné zachovaniu podivnosti. Takže táto formula neprináša žiadne obmedzenie na možné silné rozpady. Viacmenej, zavedenie podivnosti bolo kľúčové, pretože to otvorilo cestu unitárnej symetrii a kvarkovému modelu. Na konferencii v Pise v roku 1954 Gell-Mann predpovedal existenciu Ξ^0 (1956) a Σ^0 (objav 1959) a v appendixe pripojil aj predpoveď existencie baryónu Ω^- (objav 1964).

V roku 1952-1954 Fermi, pozoroval prvú rezonanciu: Δ^0 , pík v $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-p)$. V 1955 na Cosmotrone v BNL bola potvrdená existencia tejto Fermiho rezonancie a navyše sa ukázalo, že existuje vo všetkých πN kanáloch a ma teda spin $3/2$.

V roku 1961 Bevatron, na π^-p zrážkach objavenie prvého vektorového mezónu: K^{*-} Potom nasledovali objavy ďalších rezonancií: ρ , ω , ϕ ... V roku 1962 v Ženeve, oznámenie objavov baryónových rezonancií Ξ^* a Ξ^{*0} .

Napriek veľkému množstvu objavných podivných častíc, existencia samotného podivného kvarku bola postulovaná až v roku 1964 Gell-Mannon a Zweigom, aby bolo možné vysvetliť klasifikačnú schému hadrónov známú ako osemnásobná cesta. Prvé experimentálne náznaky existencie tohto kvarku prišli v roku 1968 v hlboko neelastických rozptylových experimentoch na SLAC-u. V tomto experimente sa potvrdila aj existencia kvarkov u, d.

C kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $1.29 \text{ GeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $\frac{2}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická
- nachádza sa napríklad v J/Ψ mezóne, D mezónoch, charmed Sigma baryón Σ_c ...
- rozpadá sa 1000x pomalšie ako napríklad ρ ,

Krátko po formulácii kvarkového modelu s u, d, s kvarkami, sa začalo špekulovať o existencii 4. kvarku, ktorý bol pomenovaný Bjorkenom a Glashowom ako charm kvark. Prečo by ale mal tento kvark existovať?

1. symetria medzi kvarkami a leptónmi (3 kvarky 4 leptóny) - v roku 1962 objavenie ν_μ neutrína.
2. oveľa akútnejšie bolo potrebné vyriešiť 2 závažné problémy v teórii slabých interakcii
 - silné potlačenie Flavor changing neutral currents procesov:

$$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad BR = 7.2 \times 10^{-9}$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^- \quad BR = 2.7 \times 10^{-7}$$

- axiálne anomálie

Tieto problémy sa automaticky vyriešia zavedením 4. kvarku s nábojom $2/3$ a spinom $1/2$. Jeho hmotnosť však musí byť $m_c \leq 2 \text{ GeV}/c^2$.

Aj napriek špekuláciám, ktoré mali Bjorken a Glashow, sa predpoveď c kvarku pripisuje pánom Glashow, Iliopoulos a Maioni v roku 1970. Prvou pozorovanou časticou, ktorá obsahuje c kvark bola častica J/Ψ mezón. Tá bola objavená na dvoch zariadeniach v roku 1974. Prvé zariadenie bol urýchľovač SPEAR na SLAC-u. Tím vedený pánom Richterom pozoroval nárast účinného prierezu v zrážkach e^+e^- . Táto častica bola nazvaná Ψ . Na druhej strane Ameriky v BNL sa tým vedený pánom Tingom venoval hľadaniu ťažkých fotónov. Používal sa nato výborný detektor: magnetický spektrometer s 2 ramenami + Čerenkovovskými detektormi na identifikáciu elektrónov a pozitronov v reakcii ($p + Be \rightarrow e^+e^- + \text{niečo}$). Začali poriadne prehľadávať oblasť medzi $3 - 5 \text{ GeV}/c^2$ v m_{ee} a nakoniec pozorovali jasný signál pri $m_{ee} = 3.1 \text{ GeV}/c^2$. Túto časticu nazvali J . V priebehu 10 dní, od oznámenia J/Ψ mezónu, tým na experiment SPEAR pozoroval ďalší vektorový mezón Ψ' , čo bol v podstate excitovaný stav J/Ψ .

Spektrum charmonií sa dá dobre teoretický popísať v rámci nerelativistickej kvantovej mechaniky pomocou potenciálu

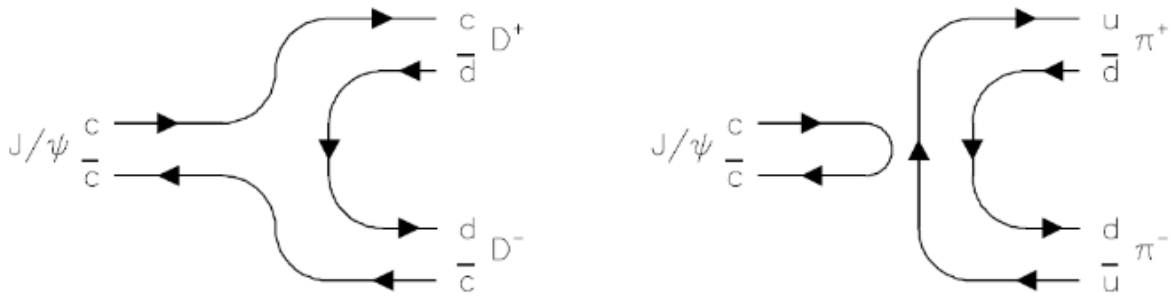
$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + kr,$$

kde α_s je väzbová konštanta a k je strunové napätie zodpovedajúci uväzneniu.

Hadrónový rozpadový mód J/Ψ častice je silno potlačený kvôli OZI pravidlu. Tento účinok výrazne zvyšuje životnosť častice a tým je rozpadová šírka častice veľmi malá, $93,2 \text{ keV}$. Kvôli tomuto silnému potlačeniu elektromagnetické procesy začnú konkurovať hadrónovým rozpadom.

To je dôvod prečo J/Ψ má významný Branching ratio pre leptóny. Hadrónové rozpady sú potlačené lebo D mezóny sú príliš ťažké a rozpad na pár D mezónov nemôže ísť cez OZI povolený diagram ale len cez OZI zakázaný diagram, viď obrazok (1.8). Open charm mezóny (D , D^* , D_s , ...) viazané stavy c alebo (\bar{c}) s u , d , s kvarkami boli objavené v roku 1976. Pre interpretáciu výsledkov bolo dôležité potvrdenie, že $D^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$.

Takže zopakujem dôležitú časť. Z časti kde sme preberali OZI pravidlo vieme, že procesy, v ktorých dochádza k anihilácii sú silno potlačené. To by znamenalo, že v rozpade J/Ψ mezónu bude dominovať rozpad na D mezóny. Avšak tento rozpad nie je kinematický možný, keďže dva najľahšie D mezóny majú dokopy viac ako má J/Ψ . Preto je tento mezón o niečo viac stabilnejší, čo spôsobí to, že jeho rozpadová šírka je dosť malá a hadrónovým rozpadom začnú konkurovať tie, ktoré pôjdu cez anihiláciu.



Obr. 1.8: Diagramy pre rozpad charmonia na pár mezónov obsahujúcich charm kvark (vľavo) alebo diagram rozpadu charmonia na mezóny, ktoré neobsahujú charm kvark (vpravo). V tomto diagrame dochádza k anihilácii $c\bar{c}$.

Objavom c kvarku je tak $SU(3)$ symetria povýšená na $SU(4)$. Medzi $SU(3)$ a $SU(4)$ existujú podstatné rozdiely napr. existujú 3 vzájomné komutujúce generátory: T_3 , Y , C , kde C odpovedá zachovávacému sa charm kvantovému číslu. Gell-Mann-Nishijimova formula preto dosiahne tvar

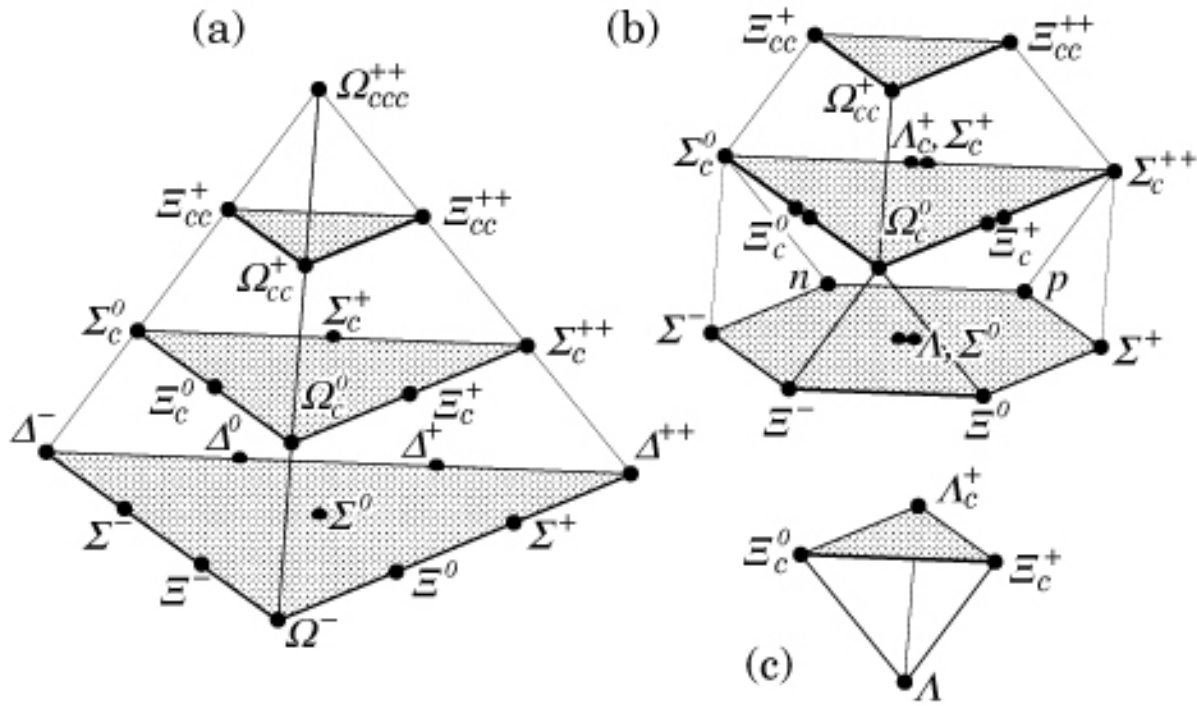
$$Q = T_3 + \frac{B + S + C}{2} = T_3 + \frac{Y + C}{2}.$$

A aj multiplety sa nám trochu pozmenia, viď obrázok (1.9).

b kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $4.65 \text{ GeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $-\frac{1}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická
- nachádza sa napríklad v Upsilon mezóne (Υ) s $m \approx 9.41 \text{ GeV}/c^2$, (Υ') s $m \approx 10.06 \text{ GeV}/c^2$, (Υ'') s $m \approx 10.44 \text{ GeV}/c^2$

Situácia po objavení c kvarku: dve úplné generácie kvarkov a leptónov. Ale už v roku 1975 v SLAC-u bol objavený leptón tau - tretia generácia leptónu. Automaticky sa naskytla otázka, či existuje aj ďalší kvark. Predpokladané tau neutríno bolo objavené v roku 2000. Teoretický bol b kvark navrhnutý Maskawom a Kobayashim. Kvark b bol objavený v roku 1977 vo Fermilabe



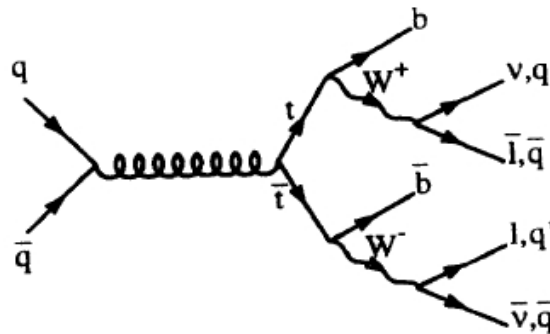
Obr. 1.9: Multiplety po zavedení c kvarku.

tímom, ktorý viedol pán Lederman, pri produkcii bottomonia ($b\bar{b}$).

t kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $172.44 \text{ GeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $\frac{2}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická

Kvark t interaguje primárne silnou interakciou ale rozpadá sa iba slabou interakciou. Rozpadá sa na W bozón a b kvark (najčastejšie), s kvark alebo d kvark (najmenej), viď obrázok 1.10. Podľa štandardného modelu jeho stredná doba života je zhruba $5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ a preto netvorí hadróny. Jeho existenciu predpovedali Maskawa a Kobayashi v roku 1973 spoločne s b kvarkom aby vysvetlili CP narušenie v kaónovom rozpade. Kvark t bol objavený v roku 1995 experimentmi CDF a D0 vo Fermilabe. Spoločne s b kvarkom tvorí tretiu generáciu kvarkov.



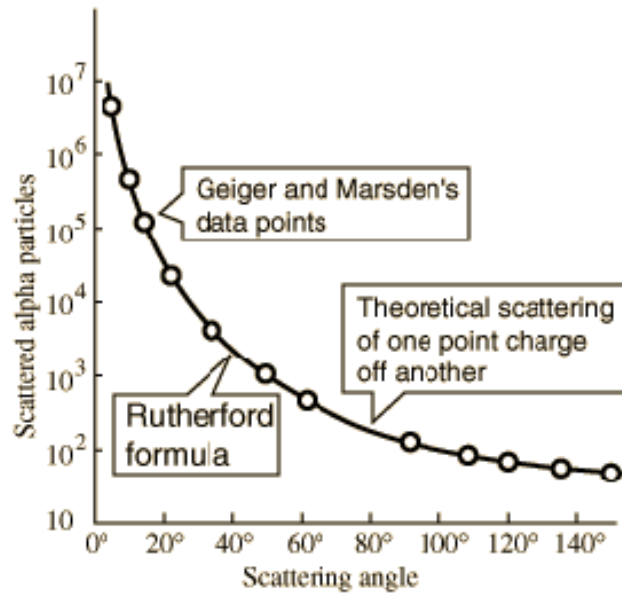
Obr. 1.10: Schéma rozpadu t kvarku.

1.2.4 Experimenty ukazujúce na kompozitnú štruktúru atómového jadra a nukleónov

Na začiatku 20. storočia sa predpokladalo, že kladný náboj je v atóme rozdelený rovnomerne a elektróny sa vyskytujú v celom objeme atómu, tzv. pudgov model atómu. Experiment založený na rozptyle alfa častíc na jadrách zlata to mal potvrdiť. Na veľké prekvapenie to však vyvrátil. Ukázalo sa totiž, že dochádza k rozptylu na potenciáli $V(r) = \text{const}/r$. Účinný prierez mal nasledujúci tvar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16E^2 \sin^4(\theta/2)} = \frac{4\alpha^2 m^2}{q^4},$$

kde q je prenesená hybnosť, θ je uhol rozptylu a m je hmotnosť častice. Dáta z tohto experimentu sú znázornené na obrázku 1.11.

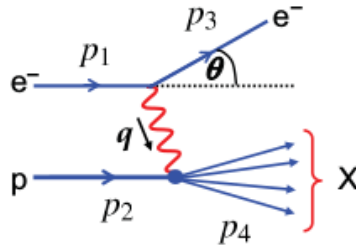


Obr. 1.11: Dáta z Rutherfordovho experimentu, ktoré vyvrátili pudgov model atómu.

Štúdium atómového jadra začalo štúdiom elastického rozptylu. S odstupom času sa dokázali zrážať jadra pri väčších energiách, čo umožňovalo hlbšie skúmanie štruktúry jadra a nukleónov a prechod od elastických k neelastickým rozptylom. Skôr než začneme s jednotlivými experimentm, zavedieme si potrebnú kinematiku rozptylu.

Na začiatok si zavedieme Lorentzovsky invariantné veličiny

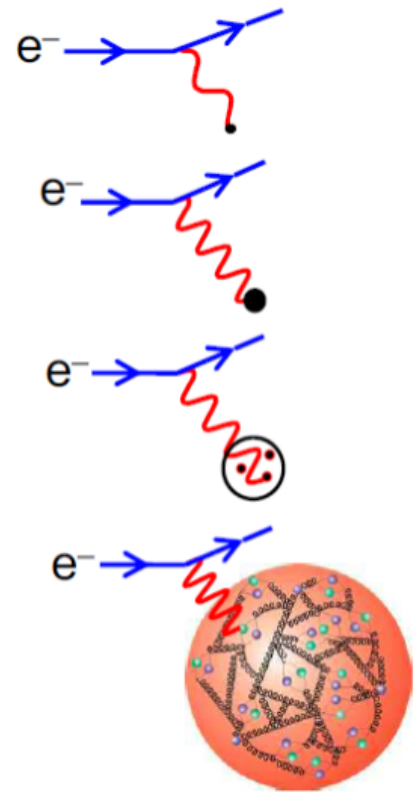
- $x = \frac{Q^2}{2p_2q}$ kde $Q^2 = -q^2 > 0$, elasticky rozptyl: $x = 1$, neelastický rozptyl $0 < x < 1$
- $y = \frac{p_2q}{p_2p_1}$ kde $0 < y < 1$, - časť stratenej energie prichádzajúcej častice, v lab. $y = 1 - \frac{E_3}{E_1}$
- $\nu = \frac{p_2q}{M}$ - energia stratená prichádzajúcou časticou, v laboratórnej sústave má tvar $\nu = E_1 - E_3$
- $s = (p_1 + p_2)^2 = 2p_1p_2 + M^2 + m_e^2$
- $M_x^2 = p_4^2 = (q + p_2)^2 = -Q^2 + 2p_2q + M^2 \rightarrow Q^2 = 2p_2q + M^2 - M_x^2 \rightarrow Q^2 \leq 2p_2q$



Obr. 1.12: Znázornenie kinematiky rozptylu.

Skúmanie štruktúry nukleónu pomocou rozptylu elektrónu. V závislosti na vlnovej dĺžke virtuálneho fotónu môžeme rozlíšiť nasledujúce typy rozptylu elektrónu na nukleóne:

- Pro **velmi malé** energie elektronu $\lambda \gg R_p$ rozptyl je ekvivalentní rozptylu na bodovém objektu bez spinu
- Pro **malé energie** elektronu $\lambda \gg R_p$ rozptyl je ekvivalentní rozptylu na konečném nabitém objektu
- Při **velkých energiích** elektronů $\lambda \approx R_p$ vlnová délka virtuálního fotonu je natolik malá, že foton „vidí“ strukturu nukleonu (rozptyl na konstituentních kvarcích)
- Při **velmi velkých energiích** elektronu $\lambda \ll R_p$ virtuální foton „vidí“ nukleon jako objekt tvořený kvarky a gluony



Obr. 1.13: Typy rozptylu.

Začneme elastickým rozptylom elektrónu na bodovom náboji. Pre tento typ rozptylu sme schopný odvodiť nasledujúci účinný prierez

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} 2p_1 p_2 \left[1 + (1-y)^2 - \frac{M^2 y}{p_1 p_2} \right]. \quad (1.3)$$

V laboratórnej sústave má tento účinný prierez nasledujúci tvar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E_3}{E_1} \left[1 + \frac{Q^2}{2M^2 \tan^2(\theta/2)} \right]. \quad (1.4)$$

V tejto poslednej formule sa prvý zlomok nazýva Mottov účinný prierez, ktorý je relativistické zovšeobecnenie pre Rutherfordov účinný prierez pre elastický rozptyl na Coulombovskom poten-

ciály. Druhý zlomok je spôsobený spätným rázom protónu. Ako môžeme vidieť pre elasticky rozptyl nám účinne prierezy závisia len na jednej premennej.

Keď budeme zvyšovať hodnotu q tak sa elektrónu už nebude protón javiť ako bodová častica ale ako častica s nabitým konečným objemom. V takomto prípade už budeme musieť uvažovať rozloženie náboja v konečnom objeme. Toto rozloženie sa ošetrí použitím nasledujúceho potenciálu

$$V(\vec{r}) = \int \frac{Q\rho(\vec{r}')}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}' \quad kde \quad \int \rho(\vec{r}') d\vec{r}' = 1.$$

Berúc do úvahy takýto potenciál dostávame nasledujúci účinný prierez

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} |F(\vec{q})|^2 \quad kde \quad F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{r}') e^{i\vec{q}\vec{r}'} d\vec{r}'. \quad (1.5)$$

Funkcia $F(\vec{q})$ sa nazýva formfaktor a ma v sebe zakódovanú informáciu o štruktúre protónu. Napríklad pre bodový náboj ma tento formfaktor hodnotu 1. Na základe pozorovaní z experimentov sa daný účinný prierez spoločne s formfaktorom dá vyjadriť nasledovne

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^2(\theta/2)} \frac{E_3}{E_1} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2(\theta/2) + 2\tau G_M^2 \sin^2(\theta/2) \right) \quad kde \quad \tau = \frac{Q^2}{4M_p^2}.$$

Tento vzťah ma názov Rosenbluthova formula a popisuje pružný rozptyl na nukleóne konečnej veľkosti. V tejto formule sme zaviedli dva formfaktory: elektrický a magnetický, ktoré sa dajú vyjadriť nasledovne

$$\begin{aligned} G_E(q^2) &\approx \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r} \rightarrow G_E(0) = 1 \\ G_M(q^2) &\approx \int \mu(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r} \rightarrow G_M(0) = \mu_p = 2.79, \end{aligned} \quad (1.6)$$

kde G_E je spojené s distribúciou náboja a G_M je spojené s distribúciou magnetického momentu. To, že $G_M = 2.79$ znamená, že protón nie je bodová častica.

Uvedme si nejaké experimenty, ktoré zohrali pri objavovaní štruktúry nukleónov významnú rolu:

- 1953, Stanford, Mark III Linac, skupina Hofstadtera - systematické využívanie elektrónov k štúdiu štruktúry jadier, prvé experimenty s elektrónmi do energie 150 MeV potvrdili konečný rozmer jadier a aj to, že ich hranica nie je ostrá
- 1955, skupina Hofstadtera - začala študovať štruktúru protónu elastickým rozptylom elektrónu na protóne pre $E < 200$ MeV
- Hofstadter bol prvý človek, ktorý navrhol interpretovať el.-prot. účinný prierez z elastického rozptylu pomocou Mottovho účinného prierezu spoločne s vnútorným rozdelením nábojovej hustoty, tj. použitie rovnice (1.5)
- zvýšenie energie Mark III Linac na 550 MeV, čo umožnilo zvýšiť presnosť merania až do $Q^2 \leq 0.5 \text{ GeV}^2$
- Mark III Linac s 1000 MeV zväzkom elektrónov - zo štúdií závislosti protónových formfaktorov na Q^2 sa ukázalo, že magnetický a elektrický formfaktor sú si rovné v rámci chýb

- 1962 - SLAC, elektróny s energiami do 20 GeV na štúdium elastických rozptylov elektrónu na protóne a iné
- elastický rozptyl pri veľkom $Q^2 \rightarrow$ meranie $G_M(q^2)$, potvrdenie, že protón nie je bodová častica

Po dosiahnutí dostatočne veľkých zrážkových energií bolo možné začať skúmať neelastické rozptyly. V tomto prípade nám už účinne prierezy budú závisieť na dvoch premenných. Dá sa ukázať, že najvšeobecnejšie vyjadrenie účinného prierezu pre neelastický rozptyl elektrónu na protóne má tvar

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \left[\left(1 - y - \frac{M^2 y^2}{Q^2} \right) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right], \quad (1.7)$$

kde $F_1(x, Q^2)$ a $F_2(x, Q^2)$ sú magnetické a elektrické štruktúrne funkcie závislé na x a Q^2 a nemôžu byť interpretované ako Fourierovské transformácie distribúcie náboja a magnetického momentu, tak ako to bolo v elastickom prípade. V skutočnosti popisujú hybnostnú distribúciu kvarkov v protóne.

Nato aby sme tieto funkcie určili pre dané x a Q^2 by sme museli zmerať účinné prierezy v niekoľkých rozličných rozptylových uhloch a beam energiách. Experimentálne sa ukazuje, že tieto funkcie sú takmer nezávislé na Q^2 . Táto skutočnosť je známa ako Bjorkenovo škálovanie:

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad F_2(x, Q^2) \rightarrow F_1(x)$$

Takéto správania interpretujeme, že sa jedna o rozptyl elektrónu na bodových konštituentoch protónu¹. Taktiež sa pozoruje, že $F_1(x)$ a $F_2(x)$ nie sú nezávislé ale platí pre ne tzv. Callan-Gross relácia:

$$F_2(x) = 2xF_1(x).$$

Táto relácia odráža fakt, že nabité zložky protónu nesú spin 1/2. Táto relácia platí jedine vtedy, keď kvarky budú mať spin 1/2, inak to potom celé padá.

Uveďme teraz nejaké experimenty pre neelastické rozptyly

- 1968, Viedeň, konferencia ICHEP - riaditeľ SLAC-u prezentuje výsledky z neelastických experimentov, tieto výsledky naznačujú, že v nukleonoch sú nejaké štruktúry, ktoré majú bodový charakter
- 1966-1978 SLAC-MIT kolaborácia, štúdium rozptylov vysoko-energetických elektrónov na protónoch a neutrónoch - experimenty, ktoré objavili malé objekty v protónoch a neutrónoch = kvarky

¹Usudzujeme z faktu, že pre elastický rozptyl nám magnetické a elektrické formfaktory, ktoré popisovali štruktúru protónu, záviseli na Q^2 z čoho sme následne vyvodili, že protón nie je bodová častica. Teraz nám ale štruktúrne funkcie skoro vôbec nezávisia na Q^2 , čiže častice na ktorých sa elektrón rozptyľuje majú bodový charakter.

1.2.5 Partónový model

Predtým ako boli kvarky a gluóny akceptované, Feynman navrhol, že protón je zložený z bodových konštituentov, ktoré nazval partony. Bjorkenovo škálovanie a Callan-Grossová relácia môžu byť vysvetlené predpokladajúc hlboký neelastický rozptyl virtuálneho fotónu na bodovej častici protónu so spinom $1/2$. Partónový model sa ľahko formuluje v sústave, kde protón má veľkú energiu - INFINITE MOMENTUM FRAME, kde môžeme zanedbať hmotnosť protónu a $p_2 = (E_2, 0, 0, E_2)$. V tejto sústave taktiež môžeme zanedbať hmotnosť kvarkov a akékoľvek predanie hybnosti do smeru protónu.

Nech kvark nesie časť ξ z protónovej 4-hybnosti. Po interakcii má rozptýlený kvark hybnosť $\xi p_2 + q$, potom môžeme písať

$$(\xi p_2 + q)^2 = m_q^2 \approx 0 \rightarrow q^2 + 2p_2 q = 0 \quad kde \quad \xi^2 p_2^2 = m_q^2 \approx 0,$$

potom dostávame

$$\xi = \frac{Q^2}{2p_2 q} = x,$$

takže Bjorkenovo x môže byť definované ako časť protónovej hybnosti, ktorú nesie rozptýlený kvark, viď obrázok 1.14.



Obr. 1.14: Kinematika partonového modelu.

V konečnom dôsledku pre protón platí

$$s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2p_1 p_2, \quad y = \frac{p_2 q}{p_2 p_1}, \quad x = \frac{Q^2}{2p_2 q},$$

a pre partón platí

$$s_q = (p_+ \xi p_2)^2 = 2x p_1 p_2 = x s, \quad y_q = \frac{p_q q}{p_q p_1} = \frac{x p_2 q}{x p_2 p_1} = y, \quad x_q = 1$$

skutočnosť, že $x_q = 1$ nám napovedá, že sa jedná o elastický rozptyl, kvark sa nerozpadá už na nič. Pre účinný prierez dostávame

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \quad (1.8)$$

Rovnica (1.8) je výraz pre diferenciálny účinný prierez pre elastický elektrón-kvark rozptyl, kde kvark nesie časť x z protónovej hybnosti. Ďalej je potrebné zobrať do úvahy distribúciu hybnosti kvarku vo vnútri protónu. Zavádzame partonovú distribučnú funkciu tak aby $q^p(x)dx$ opisovalo počet partónov typu q vo vnútri protónu s frakciou hybnosti medzi x a $x + dx$. Potom účinný prierez pre určitý typ kvarku nachádzajúci sa vo vnútri protónu, ktorý je v rozsahu $\langle x; x + dx \rangle$ je

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \cdot e_q^2 q^p(x) dx \quad (1.9)$$

Presumovaním cez všetky kvarky dostávame

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \cdot \sum_q e_q^2 q^p(x) \quad (1.10)$$

Porovnaním rovnice (1.10) a (1.7), kde zanedbáme hmotnostné členy, dostávame

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 g^p(x)$$

Z tejto rovnice pekne vidíme, že závislosť na Q^2 nie je badateľná (Bjorkenovo škálovanie) a taktiež vidíme ako sú tieto funkcie previazané (Callan-Gross relácia). Takže v konečnom dôsledku môžeme písať

• **For electron-proton scattering have:**

$$F_2^{\text{ep}}(x) = x \sum_q e_q^2 q^p(x) = x \left(\frac{4}{9} u^p(x) + \frac{1}{9} d^p(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^p(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^p(x) \right)$$

• **For electron-neutron scattering have:**

$$F_2^{\text{en}}(x) = x \sum_q e_q^2 q^n(x) = x \left(\frac{4}{9} u^n(x) + \frac{1}{9} d^n(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^n(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^n(x) \right)$$

★ **Now assume “isospin symmetry”, i.e. that the neutron (ddu) is the same as a proton (uud) with up and down quarks interchanged, i.e.**

$$d^n(x) = u^p(x); \quad u^n(x) = d^p(x)$$

and define the neutron distributions functions in terms of those of the proton

$$u(x) \equiv u^p(x) = d^n(x); \quad d(x) \equiv d^p(x) = u^n(x)$$

$$\bar{u}(x) \equiv \bar{u}^p(x) = \bar{d}^n(x); \quad \bar{d}(x) \equiv \bar{d}^p(x) = \bar{u}^n(x)$$

giving:

$$F_2^{\text{ep}}(x) = 2xF_1^{\text{ep}}(x) = x \left(\frac{4}{9} u(x) + \frac{1}{9} d(x) + \frac{4}{9} \bar{u}(x) + \frac{1}{9} \bar{d}(x) \right)$$

$$F_2^{\text{en}}(x) = 2xF_1^{\text{en}}(x) = x \left(\frac{4}{9} d(x) + \frac{1}{9} u(x) + \frac{4}{9} \bar{d}(x) + \frac{1}{9} \bar{u}(x) \right)$$

• **Integrating**

$$\int_0^1 F_2^{\text{ep}}(x) dx = \int_0^1 x \left(\frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] \right) dx = \frac{4}{9} f_u + \frac{1}{9} f_d$$

$$\int_0^1 F_2^{\text{en}}(x) dx = \int_0^1 x \left(\frac{4}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] \right) dx = \frac{4}{9} f_d + \frac{1}{9} f_u$$

Z experimentov vychádza, že $f_u = 0.36$ a $f_d = 0.18$. Spolu to je 0.54, takže kvarky v protóne nesú len 50% hybnosti, zvyšok nesú gluóny.

Partonové distribučné funkcie zahrňujú príspevky od valenčných kvarkov ale aj od virtuálnych kvarkov, ktoré sú produkované gluónmy tzv. morské kvarky. Takže platí

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x) \quad d(x) = d_v(x) + d_s(x)$$

$$\bar{u}(x) = \bar{u}_s(x) \quad \bar{d}(x) = \bar{d}_s(x)$$

pre protón

$$\int_0^1 u_v(x) dx = 2 \quad \int_0^1 d_v(x) dx = 1$$

Neočakáva sa žiadne množstvo pre celkový počet morských kvarkov. Morské kvarky pochádzajú z gluónov (vznik kvark-antikvark pár) a je rozumné očakávať $S(x) = u_s(x) = d_s(x) = \bar{u}_s(x) = \bar{d}_s(x)$ potom

$$F_2^{\text{ep}}(x) = x \left(\frac{4}{9} u_v(x) + \frac{1}{9} d_v(x) + \frac{10}{9} S(x) \right) \quad F_2^{\text{en}}(x) = x \left(\frac{4}{9} d_v(x) + \frac{1}{9} u_v(x) + \frac{10}{9} S(x) \right)$$

pomerom týchto členov dostávame nasledovné

$$\frac{F_2^{\text{en}}(x)}{F_2^{\text{ep}}(x)} \rightarrow 1 \quad \text{pre } x \rightarrow 0$$

$$\frac{F_2^{\text{en}}(x)}{F_2^{\text{ep}}(x)} \rightarrow \frac{4d_v(x) + u_v(x)}{4u_v(x) + d_v(x)} \rightarrow \frac{2}{3} \quad \text{pre } x \rightarrow 1 \quad u_v(x) = 2d_v(x)$$

Pre prvý zlomok je očakávané, že bude prevládať tvorba morských častíc takže očakávame, že ten zlomok bude 1 (experimentálne potvrdené). Avšak, pre druhý zlomok sú očakávané 2/3 ale experimentálna hodnota je 1/4, čo je zatiaľ nevysvetlené.

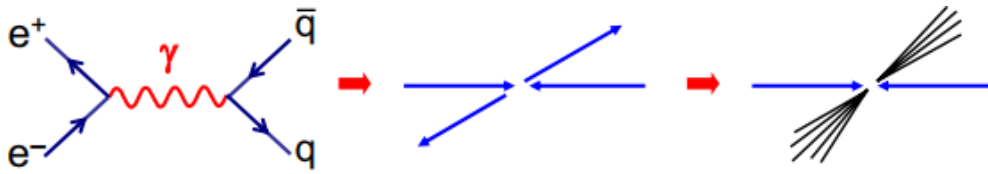
1.2.6 Jety

Uvažujme kvark-antikvark pár produkovaný v elektrón-pozitrón anihilácii:

1. pôvodné kvarky sa začnú oddeľovať pri vysokej rýchlosti
2. sila, ktorá drží kvarky pohromade začne narastať
3. energia uložená vo väzbe dosiahne také hodnoty, že je možné vytvoriť ďalší kvark-antikvark pár
4. tento proces pokračuje, až kým kvarky nevytvoria jety bezfarebných hadrónov

Tento proces sa nazýva hadronizácia a zatiaľ nie je matematicky popísaný. Hlavný dôsledok je, že v experimentoch kvarky a gluóny pozorujeme vo forme jetov častíc, viď obrázok 1.15.

Zrážky e^+e^- sú veľmi dobre pre štúdium QCD. Pretože QED je dobre popísaná, nepotrebujeme vedieť žiadne štruktúrne funkcie elektrónov, experimentálne to je čistý proces - neostávajú nám žiadne zvyšky z protónu alebo inej častice. V týchto zrážkach je možné produkovať všetky typy kvarkov, treba nato však potrebnú energiu ($\sqrt{s} > 2m_q$). Vo všeobecnosti, ak sa nevytvori viazaný



Obr. 1.15: Znázornenie produkcie jetu.

stav kvarkov tak sa vytvorí jet hadrónov. Nevieme však povedať, ktorý jet pochádza z kvarku a ktorý z antikvarku.

Využijeme klasický elektromagnetický proces ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Pre tento proces poznáme účinný prierez

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(1 + \cos^2(\theta)).$$

Pre proces $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ máme účinný prierez vo forme

$$\sigma = 3 \sum_q \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_q^2,$$

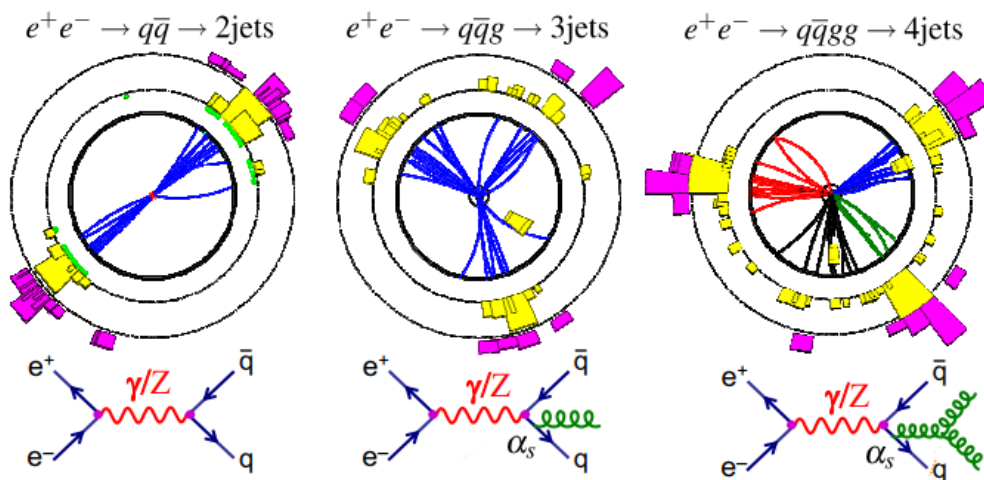
kde koeficient 3 je umelo vložený a je to dôsledok farebného náboja. Zvyčajne sa pozoruje pomer medzi týmito procesmi

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+)} = 3 \sum_q Q_q^2$$

Takže vidíme, že tento pomer nám závisí na počte a druhu kvarkov. Máme napríklad:

- pre u,d,s kvarky máme $R=2$
- pre u,d,s,c kvarky máme $R=10/3$
- pre u,d,s,c,b kvarky máme $R=11/3$

e^+e^- zrážky sú dobré aj na štúdium gluónov, ktoré taktiež môžu vytvoriť jet.



Obr. 1.16: 2 jety, 3 jety a 4 jety.