Részecskefizika és asztrofizika

LOVAS ISTVÁN
KLTE

2000

Tartalomjegyzék

1. Fejezet

Bevezetés

A bennünket körülvevő anyag zömmel elektromágneses sugárzásból és atomokból áll. Az elektromágneses sugárzást, azaz a fényt, már ősidők óta ismerjük, az atomos jelenségek megismerése azonban csak a múlt század végén indult meg, mivel szabadszemmel nem látható jelenségekről van szó. Az atomok pozitív magból és negatív elektronokból álló, semleges, kötött rendszerek. A százegynéhány elem atomjai, a köztük működő kölcsönhatások révén, a molekulák kimeríthetetlenül gazdag sokaságát hozzák létre. Ez a kémia, a geológia, a biológia és a többi természettudomány világa. Azt gondolhatnánk, hogy a bennünket körülvevő anyagban lejátszódó jelenségek megértése az elektromágneseses sugárzás, az elektron és az atommagok megismerését, valamint a köztük működő kölcsönhatások megértését jelenti. Már régen kitűnt azonban, hogy az atomi szint alatti világ megértése nélkül ez lehetetlen. Az atomi szint alatt, a magfizikai szint sokáig a legmélyebbnek tűnt. Ma már tudjuk, hogy ennél mélyebbre kell hatolnunk. Ez a mélyebb szint a részecskefizika világa.

E század elején fedezte fel Planck, hogy az elektromágneses tér energiája kvantált, ezzel kezdődött el a kvantumfizika kifejlődése. Negyed századdal később született meg a kvantummechanika és csakhamar bekövetkezett ennek a relativitáselmélettel való összekapcsolása is. Ilymódon létrejött az az általános keret, az a "nyelv", amely a részecskefizika kifejlődéséhez nélkülözhetetlen volt. A harmincas évek elején gyors egymásutánban fedeztek fel három olyan részecskét, amelyek fizikai világképünk kialakításában alapvető szerepet jatszottak. Ezek a neutron, a neutrinó és a pozitron. A pozitront a Dirac-egyenlet alapján jósolták meg, a neutrinót a már létező kísérleti adatok alapján Pauli gondolati úton következtette ki. A Chadwick által felfedezett neutront ugyan a szó szoros értelmében nem jósolták meg, de "valamit" azért feltételeztek, ami az elektron és a proton szoros kapcsolódása útján áll elő. Időközben felfedezték a kozmikus sugárzást is. Ezután Yukawa 1935-ben megjósolta a mezonokat. Ennek nyomán világossá vált, hogy ha a bennünket körülvevő anyagot meg akarjuk érteni, akkor a csak különleges körülmények között megfigyelhető részecskék létével és hatásával is számolnunk kell. Így a “fű alól” fejlődött ki a részecskefizika.

Az asztrofizika akkor született meg, amikor 1812-ben Fraunhoffer felfedezte a Nap spektrumában a fekete vonalakat. Ez bizonyíték arra, hogy az Eget és a Földet ugyanolyan anyag alkotja. Az asztrofizika napjainkig hosszú fejlődési utat tett meg, és ezalatt felhasználta nemcsak azokat az ismereteket, amelyeket a klasszikus fizika, azaz a mechanika, a hidrodinamika, a termodinamika nyújtott, hanem azokat is, amelyek a modern fizika fejezeteiben, a relativitáselméletben, az atomfizikában és a magfizikában gyűltek össze. Az utóbbi évtizedek során kiderült, hogy az Univerzum korai korszakában olyan nagy hőmérséklet uralkodott, hogy szerkezettel rendelkező, összetett képződmények nem tudtak kialakulni, az anyagot sűrű részecske gáz alkotta. Azt mondhatjuk, hogy a korai Univerzum a részecskefizika világa volt. Ez az oka annak, hogy a részecskefizika és az asztrofizika alapjait egymásután, egységes szemlélettel próbáljuk bemutatni.

Ebben a jegyzetben a részecskefizika és az asztrofizika azon fejezeteinek a tömör vázlatát foglaljuk össze, amelyek nélkülözhetetlen elemei a fizikai műveltségnek. Technikai részleteket nem érintünk, sem kísérleti, sem elméleti vonatkozásban. Feltételezzük azonban, hogy az olvasó rendelkezik bizonyos jártassággal a kvantumfizika és a relativitáselmélet területén. A részecskefizikán és az asztrofizikán kívül néhány olyan fejezetet is, beépítettünk, amelyek a magfizika, a relativitáselmélet, illetve a kvantumtérelmélet tárgykörébe tartozik, de szorosan kapcsolódik a részecskefizikához, illetve az asztrofizikához.

2. Fejezet

Az anyag szerkezete

2.1. Az anyag korpuszkuláris modellje

Az anyag korpuszkuláris modellje a XIX. század során alakult ki. Felismerték az atomok és a molekulák létét és a termodinamika mikroszkópikus értelmezést nyert. Alacsony hőmérsékleten egy adott fizikai rendszer korpuszkuláinak száma állandó, legfeljebb akkor változhat meg, ha a rendszer fala átereszti őket. Magasabb hőmérsékleten azonban bekövetkezhet a molekulák disszociációja:

$$M \Leftrightarrow A_1 + A_2,$$

illetve az atomok ionizációja:

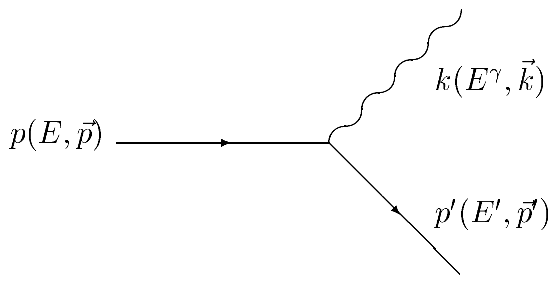
$$A \Leftrightarrow A^+ + e^-.$$

Az adott típusú korpuszkulák száma a hőmérséklettől függően változik. A felbomlás akkor következik be, amikor a korpuszkulák átlagos kinetikus energiája összemérhetővé válik a kötési energiával.

Új jelenségek tűnnek elő akkor, amikor a korpuszkulák energiája relativisztikussá válik. Ekkor a felhalmozott kinetikus energia árán zérustól különböző nyugalmi tömeggel rendelkező részecskék keletkezhetnek. A részecskeszám többé nem állandó, ehelyett csak bizonyos töltés jellegű mennyiségekre (elektromos töltés, barionszám, leptonszám stb) érvényes megmaradási tétel. Ez a részecskefizika világa.

A legegyszerűbb részecskefizikai folyamat a fotonemisszió, amelynek során egy elektromos töltést hordozó, p impulzusú részecske kibocsát egy k impulzusú fotont, miközben az impulzusa p'-re változik. Ez önmagában nem valósulhat meg a természetben, mert az energia- és az impulzusmegmaradás törvényét sérti. Könnyen belátható, hogy a négyesimpulzus megmaradását kifejező

$$p = p' + k$$



2.1. ábra: Fotonemisszió.

egyenlet ellentmondásra vezet. Négyzetre emelve:

$$p^2 = (p' + k)^2 = p'^2 + k^2 + 2p'k$$

és felhasználva a

$$p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2,$$

a

$$p'^2 = E'^2 - \vec{p'}^2 = m^2$$

és a

$$k^2 = E^{\gamma 2} - \vec{k}^2 = 0$$

összefüggéseket, kapjuk, hogy

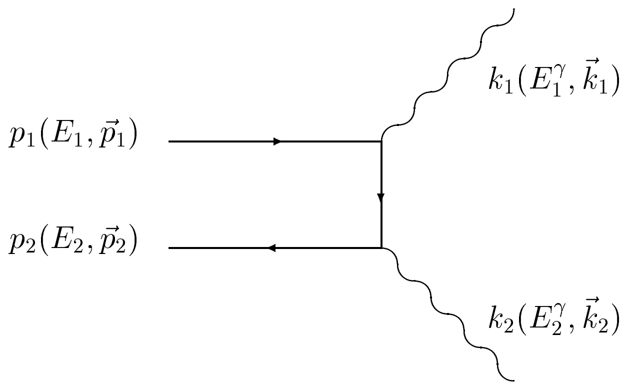
$$p'k = 0.$$

Ebből következik, hogy

$$cos^2\theta = 1 + \frac{m^2}{\vec{p'}^2},$$

ami nyilvánvalóan téves. Azt a következtetést kell tehát levonni, hogy a fotonemisszió lehetetlen? Természetesen nem. Ha a fotonemissziót egy másik kölcsönhatási folyamat követi, úgy, mint például a szétsugárzási folyamatban, ahol egy második foton emissziója is bekövetkezik:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$



2.2. ábra: Elektron-pozitron szétsugárzás.

akkor a kezdeti- és a végállapotra már fennáll az energia és az impulzus megmaradását kifejező $p_1 + p_2 = k_1 + k_2$ egyenlet, ekkor a fotonemisszió már bekövetkezhet. Az első foton emissziója után bekövetkező közbenső állapotban rövid ideig létezik egy q négyesimpulzusú ú.n. virtuális elektron ($m_e^2 \neq q^2 = m_q^2$), amely megsérti az energiamegmaradás tételét. Figyelembe kell azonban venni azt a körülményt, hogy a kvantummechanika nem követeli meg, hogy az energiamegmaradás véges Δt időtartamra is szigorúan teljesüljön,

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$$

mértékű bizonytalanságot még megenged. Ezért a q impulzusú virtuális elektron véges ideig létezhet. Képletesen szólva a kvantumelmélet keretei között a részecskék a kvantumfluktuációktól kapott rövidlejáratú hitelek segítségével bonyolítják le tranzakcióikat.(Lásd Széchenyi István: Hitel.)

Azt mondhatjuk, hogy a részecskefizika két talpköve a relativitáselmélet és a kvantumelmélet. Az egyik lehetővé teszi, hogy a kezdetiállapot energiájának árán a végállapotban új, nyugalmi tömeggel rendelkező részecskék keletkezhessenek — a másik megengedi, hogy ez a lehetőség valóra is váljon az energiamegmaradás ideiglenes megsértése árán.

A részecskefizikában igen célszerűen lehet alkalmazni a Feynman – féle gráfokat, mint 'nyelvet'. Például az

$$e^- + e^+ \to \gamma + \gamma$$

szétsugárzási folyamatot "megszemélyesítő", a 2.2 ábrán látható gráf, nemcsak szemlélteti a jelenség lényegét, hanem bizonyos gráfszabályok alkalmazásával egyértelműen átírható egy - a folyamat valószínűségi amplitudóját megadó - képletté, így tehát szimbólikusan a gráf magát az amplitudót jelenti.

A gráfrajzolás szabályai a következők:

1. A megmaradó töltést hordozó részecskéket (elektronok, kvarkok, stb.) folytonos egyenes vonallal jelöljük. Ezek a vonalak mindig irányítottak, a balról jobbra haladó vonalak a részecskéket, míg a jobbról balra haladó vonalak az antirészecskéket jelölik.

2. A bozonokat hullámos vonallal jelöljük. Ezen belül is megkülönböztetett jelölést használunk a gluonokra, melyeket dugóhúzószerű görbe vonallal jelölünk.

3. A skalár részecskéket szaggatott vonallal jelöljük.

Ha a kezdő- és a végállapotban végesszámú részecske van, akkor a lehetséges folyamatokat mindig jellemezhetjük véges számú Feynman-gráffal, amelyeknek megfelel egy-egy jól definiált valószínüségi amplitudó.

2.2. A részecskék osztályozása

Jelenlegi tudásunk szerint az anyag fermion típusú építőkövekből és bozon típusú ragasztó anyagból épül fel. (A világegyetem esetleg 90 % -a ú.n. "sötét anyagból" áll. Erre nézve az ismereteink még igen hiányosak.)

A fermionok feles spinű részecskék, amelyekre érvényes a Pauli-elv: egy adott kvantumállapotban legfeljebb egy fermion lehet jelen. Statisztikus leírásuk a Fermi-Dirac eloszlással adható meg:

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{[\epsilon_i - \mu]/kT} + 1},$$

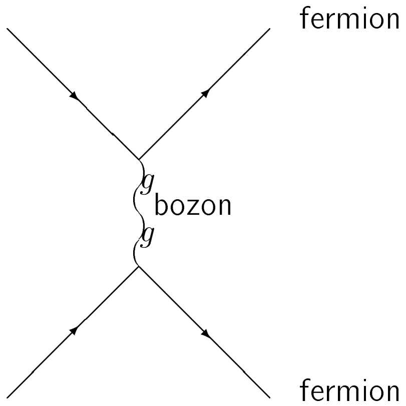
ahol $\langle n_i \rangle$ az ϵ_i energiájú (nem degenerált) állapotban található fermionok számának várható értéke, ha a fizikai rendszert a T hőmérséklet és a μ kémiai potenciál jellemzi. Mint látható, $\langle n_i \rangle$ értéke nem lehet nagyobb 1–nél.

A bozonok egész spinű részecskék, amelyekre a Pauli-elv nem vonatkozik. Statisztikus leírásuk a Bose-Einstein eloszlással adható meg:

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{[\epsilon_i - \mu]/kT} - 1}.$$

$\langle n_i \rangle$ értéke — mint látható — tetszőlegesen nagy pozitív szám lehet.

A Pauli-elv az, ami az építőkő jelleget biztosítja a fermionoknak. "Ahol már van egy kő, ott másik már nem lehet." A bozonok a kölcsönhatások közvetítő részecskéi. Az építőkő szerepét játszó fermionok közötti kölcsönhatás bozonok cseréje révén valósul meg (2.3 ábra), ezért a bozonokat joggal tekintjük ragasztó anyagoknak: itt



2.3. ábra: Fermionok kölcsönhatása bozoncsere útján.

g a csatolási állandó, ami a kölcsönhatás erősségét méri. A csatolási állandó a töltés szerepét játssza. "Elemi"-nek tekintjük azokat a részecskéket, amelyeknek nincs belső szerkezete és nincs térbeli kiterjedése. Az a kérdés, hogy ilyenek léteznek-e a valóságban, nem tartozik a fizika tárgyköréhez. A fizika jelenleg a fermionok közül hat leptont (könnyű részecskét) és hat kvarkot sorol az "elemi" részecske kategóriába. A bozonok közül a vektor bozonokat, nevezetesen az egyes spinű fotont, a nyolc gluont és a három gyenge bozont soroljuk az "elemi" részecskék közé. Minden valószínűség szerint ezeken kívül létezik még legalább egy zérus spinű, igen nagy tömegű skalár részecske, a Higgs bozon is. Ennek létét azonban kísérletileg még nem sikerült igazolni.

Korábban számos olyan részecskét eleminek tekintettek, amelyekről kiderült, hogy összetettek, és az imént felsorolt részecskékből épülnek fel. Ebbe a kategóriába tartoznak a barionok és a mezonok, amelyek együtt alkotják a hadronok családját. A barionok három kvarkból épülnek fel, míg a mezonok egy kvark és egy antikvark kötött állapotaiként jönnek létre:

$$\begin{aligned} Barion &= (kvark, kvark, kvark), \\ Mezon &= (kvark, antikvark). \end{aligned}$$

A hadronok között zajló kölcsönhatások, az ú.n. nukleáris kölcsönhatások nem fundamentális jellegűek, hanem olyan effektív kölcsönhatások, amelyek a van der Waals-félére emlékeztetnek. Az elemi bozonok és fermionok tulajdonságait 2.1. és a 2.2. táblázatokban soroljuk fel.

BOZONOK				
Mérték bozonok				
név	spin	töltés	tömeg $[GeV]$	Γ $[GeV]$
γ	1	0	0	0
W^+	1	$+1$	80.220	2.08
Z^0	1	0	91.187	2.49
W^-	1	-1	80.220	2.08
g	1	0	0	0
Higgs bozonok				
H^0	0	0	> 58.4	?
H^+	0	$+1$	> 41.7	?
H^-	0	-1	> 41.7	?

2.1. táblázat: Az elemi bozonok tulajdonságai

A részecskék bizonyos tulajdonságait, mint amilyen a tömeg, a töltés, a spin, a τ élettartam, vagy a Γ energiaszélesség, már ismerjük a fizika más fejezeteiből. A részecskéknek vannak azonban olyan specifikus tulajdonságai is, amelyek a fizika más fejezeteiben nem fordulnak elő. Ilyenek a B barionszám, az L leptonszám, a zamat (flavour) , azaz az I izospin, az s ritkaság, a c bájosság, a t igazság és a b szépség. Itt most röviden a részecskéknek csak azokat a jellegzetességeit említjük meg, amelyek nélkülözhetetlenek a továbbiak megértéséhez.

Barionszám

Wigner Jenő ismerte fel, hogy a proton (és az összes barion) hordoz egy, az elektromos töltésre emlékeztető tulajdonságot: ez a B bariontöltés, amire megmaradási tétel érvényes. Ez garantálja a világegyetem stabilitását. A proton bariontöltése az egység. A barionszámot ebben az egységben adjuk meg. Antirészecske barionszáma negatív. Megjegyzendő, hogy a kvarkok , amelyek szabad állapotban nem fordulnak elő a természetben, egyharmadnyi bariontöltést hordoznak. Minthogy a barionok három kvarkból épülnek fel, a bariontöltésük egy.

FERMIONOK								
Leptonok								
név	spin	töltés	tömeg $[MeV]$	τ $[\mu s]$				
ν_e	1/2	0	$< 5.1 \times 10^{-6}$	-				
e	1/2	-1	0.51099906	∞				
ν_μ	1/2	0	< 0.27	-				
μ	1/2	-1	105.658389	2.19703				
ν_τ	1/2	0	< 31	-				
τ	1/2	-1	1777.1	0.2956				
KVARKOK								
				flavour(zamat)				
				izospin	s	c	b	t
down	1/2	-1/3	$5 - 15$	-1/2	0	0	0	0
up	1/2	+2/3	$2 - 8$	+1/2	0	0	0	0
strange	1/2	-1/3	$100 - 300$	0	-1	0	0	0
charm	1/2	+2/3	$(1 - 1.6) \times 10^3$	0	0	+1	0	0
bottom	1/2	-1/3	$(4.1 - 4.5) \times 10^3$	0	0	0	-1	0
top	1/2	+2/3	$\sim 174 \times 10^3$	0	0	0	0	+1

2.2. táblázat: Az elemi fermionok (leptonok és kvarkok) tulajdonságai.

Leptonnszám

Marx György ismerte fel, hogy az elektron és az elektronneutrinó hordoz egy, az elektromos töltésre emlékeztető tulajdonságot: ez a leptontöltés, amire megmaradási tétel érvényes. Az elektron leptontöltése az egység. A leptonszámot ebben az egységben adjuk meg. Antirészecske leptonszáma negatív. Megjegyzendő, hogy a müon (és a müonneutrinó) müonlepton töltést, mig a tau (és a tauneutrinó) tauleptontöltést hordoz. Ezekre külön-külön megmaradási tételek érvényesek.

Spin

Az elemi fermionokat a Dirac-egyenlet írja le. Ez automatikusan arra vezet, hogy minden részecskének van egy antirészecske párja, másrészt, hogy van spinje, aminek értéke: $1/2$. A spinnek, azaz a pályamozgástól független, saját impulzusmomentumnak az értékét $h/(2\pi)$ egységekben adjuk meg, ahol h a Planck- állandó. A mértékbozonok spinje 1. A zérustömegűek, azaz a foton és a gluon spinvetülete a haladás irányára csak $+1$, vagy -1 lehet. A nem-zérus tömegűeknek ($W^{(+)}$, $Z^{(0)}$, $W^{(-)}$) létezik az az állapota is, amelyben a spinvetület 0.

Antirészecske

Minden részecskének van antirészecske párja. A részecske és az antirészecske minden tulajdonsága megegyezik kivéve a töltés jellegü mennyiségeket. Az elektron Dirac–egyenletének négy lineárisan független megoldása van. Ezek közül kettő pozítív energiás, kettő pedig negatív energiás állapotot ír le. A negatív energiás állapotot alávethetjük a töltéskonjugáció nevű műveletnek, aminek eredményeként pozitív energiás, de ellentétes töltésű részecske állapotot kapunk. Ez a pozítív energiás, ellentétes töltésű, de egyéb tekintetben azonos tulajdonságú objektum az antielektron, vagy más néven pozitron. Ennek analógiájára a bozonok esetén is bevezethetjük az antirészecske fogalmát a töltéskonjugáció segítségével. A részecske és az antirészecske tehát ellentétes töltést hordoz. Itt a töltés fogalmába az összes lehetséges megmaradó töltés beletartozik, azaz az elektromos-, a lepton-, és a bariontöltés egyaránt. (A minden tekintetben semleges bozon azonos önmaga antirészecskéjével.)

Tömeg

A tömeget MeV, illetve GeV egységekben adjuk meg, ezzel is hangsúlyozva azt, hogy a részecskefizikában a tömeg és az energia a szó legszorosabb értelmében egyenértékű. A neutrinók tömege valószínű, hogy zérus, ezért csak felső korlátot lehet megadni. A kvarkok szabad állapotban nem fordulnak elő a természetben, ezért a tömegüket nehéz meghatározni.

Energiaszélesség

A legtöbb részecske instabil, azaz véges τ élettartammal rendelkezik. Ekkor a kvantumelmélet értelmében a részecske nyugalmi energiája, azaz a tömege nem lehet élesen meghatározott. A Γ energiaszélesség és a τ élettartam a Heisenberg-féle bizonytalansági összefüggésnek tesz eleget:

$$\Gamma\tau = \frac{h}{2\pi}.$$

Izospin

Az izospin fogalmát Werner Heisenberg vezette be. Feltételezte, hogy a proton és a neutron a nukleon két különböző állapota. Az $\vec{I}$ izospin vektort a $\vec{\sigma}$ Pauli-mátrixok segítségével definiálta:

$$\vec{I} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}.$$

Az $\vec{I}^2$ és az I_3 operátorok közös sajátvektorai közül az egyiket, az I_3-nak a $+1/2$ sajátértékéhez tartozót, a proton állapotnak feleltette meg, a másikat, a $-1/2$ sajátértékhez tartozót, pedig a neutron állapotnak. Ma a $+1/2$-es sajátállapotot az up kvarkhoz, a -1/2-eset pedig a down kvarkhoz rendeljük. A proton és a neutron állpotát az (up,up,down), illetve az (up,down,down) típusú három-kvark állapotokkal azonosítjuk.

Zamat (flavour)

A hat féle kvark azonosításához az izospinen kívül még szükség van további jellemzőkre is. Ezek a ritkaság (strangeness), a bájosság (charm), a szépség (bottom (beauty)) és az igazság (top (truth)). Ezek az elektromos töltésre emlékeztető mennyiségek, amelyekre megmaradási tételek érvényesek. Antirészecskéhez ellentétes előjelű "töltés" tartozik. A ritkaságot Murray Gell-Mann a hadronikus reakciók tanulmányozása során, még a kvarkmodell megalkotása előtt fedezte fel. A többi zamat fajtára csak a kvarkok felfedezése után derült fény. Célszerű bevezetni az Y hipertöltés fogalmát, amit az $Y = B + S$ képlettel definiálunk, ahol S a ritkaság.

Töltés

A Q elektromos töltést az e elemi töltés egységében adjuk meg. A kvarkok, amelyek szabad állapotban nem fordulnak elő a természetben, tört töltést hordoznak. A kvarkok, illetve a belőlük felépülő hadronok esetén a Q töltés, az I_3 izospin és az Y hipertöltés között fennáll a

$$Q = I_3 + Y/2$$

összefüggés.

2.3. A kölcsönhatások osztályozása

Az anyagi világban zajló kölcsönhatások megszámlálhatatlanul sok változatot mutatnak. A tapasztalatok rendezése során előtűnt az a figyelemreméltó felismerés, hogy a kölcsönhatások végtelen gazdagsága visszavezethető négy fundamentális kölcsönhatás kombinációjára. Ezek

- a gravitációs,
- a gyenge,
- az elektromágneses és
- az erős kölcsönhatás.

Fundamentálisnak nevezzük a pontszerű, szerkezetnélküli testek közötti kölcsönhatást. A belső szerkezettel rendelkező, összetett rendszerek esetén effektív kölcsönhatásról beszélünk. A gravitációs kölcsönhatással az asztrofizikai részben fogunk foglalkozni. Jelenleg még nem tudjuk, hogy mi a szerepe a részecskefizikában.

Az elektromágneses kölcsönhatásra vonatkozó ismereteink a legkorábbiak: "Mondá az Úr legyen világosság!" (Mózes. Gen. 1). A modern fizika megszületésekor a klasszikus elektrodinamika csodálatos épülete már készen állt "csak" kvantálni kellett. Bátran mondhatjuk, hogy a részecskefizika a Planck–féle

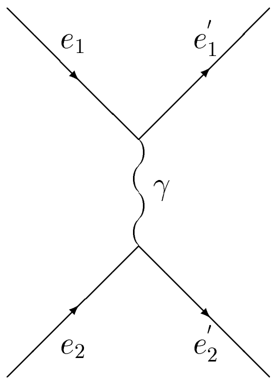
$$E_n = nh\nu \quad (n = 0, 1, 2, ...)$$

összefüggéssel, azaz az ,,elektromágneses tér" kvantumos természetének felismerésével kezdődött. Az elektromágnes kölcsönhatás során az egyik test által keltett elektromágneses tér hatást fejt ki a másikra és viszont. Kvantumos szinten ez úgy valósul meg, hogy az egyik test által kibocsátott fotont elnyeli egy másik. Dirac–féle fermionok esetén az alapfolyamatot a 2.4. ábrán látható gráf írja le. A kölcsönhatás a csatolási állandó szerepét játszó e elemi töltés nagyságától és a $q = k_1 - k_1'$ négyes impulzusátadástól függ.

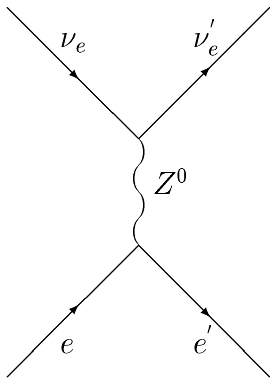
A gyenge kölcsönhatás során az elemi fermionok gyenge bozonokat emittálnak és abszorbeálnak. Az Z^0 bozon közvetítésével zajló egyik alapfolyamatot, a 2.5. ábra szemlélteti.

A töltéscserével járó kölcsönhatást a 2.6 ábra illusztrálja.

Minthogy a közvetítő bozonok tömege nagyon nagy, azért a kölcsönhatás hatótávja nagyon kicsi. Megjegyezzük, hogy sokáig a gyenge kölcsönhatást zérus hatótávúnak gondolták és a 2.7. ábrán látható gráffal szemléltették. Az erre alapozott elmélet azonban tarthatatlan volt, mert sértette az unitaritás elvét. A gyenge kölcsönhatásban részt vehet az összes elemi fermion.



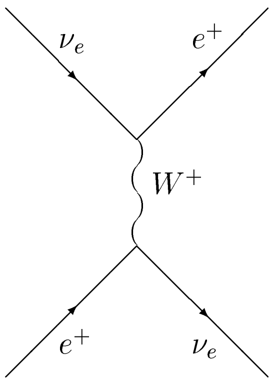
2.4. ábra: Töltött fermionok elektromágneses kölcsönhatása fotoncsere útján.



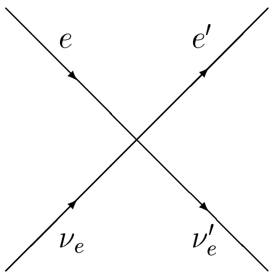
2.5. ábra: Leptonok gyenge kölcsönhatása Z^0 bozon cseréje útján.

Az erős kölcsönhatás a kvarkok szintjén zajlik, amelynek során gluonok cserélődnek (2.8. ábra). A gluoncsere alkalmával a kvarkoknak változik a színállapota. A gluonok zérus tömegűek, ennek ellenére az általuk közvetített kölcsönhatás hatótávja nem végtelen, ami annak a következménye, hogy a gluontér téregyenletei, ellentétben a Maxwell–egyenletekkel, nemlineárisak, másrészt a gluon tér maga is színtöltést hordoz. Ez utóbbiaknak a következménye, hogy a gluonok között is létezik közvetlen kölcsönhatás, amit a 2.9. ábrán látható gráfokkal szemléltetünk.

Az erős kölcsönhatás jellegzetessége, hogy a g csatolási állandó egyáltalán nem konstans, hanem az impulzusátadás függvénye. Nagyon nagy impulzusátadás esetén tart zérushoz, kis impulzusátadásnál viszont meredeken növekszik. Az előző tulajdonság vezet az "aszimptotikus szabadsághoz", az utóbbi a "kvarkbezáráshoz". A Yukawa-elmélet sikere láttán korábban azt hitték, hogy a nukleonok közötti, nukleáris kölcsönhatás, amelyet a pionok közvetítenek, fundamentális jellegű. Ma már tudjuk, hogy a nukleonok és a mezonok is összetettek és a köztük megvalósuló nukleáris kölcsönhatás igazából összetett rendszerek között ható, van der Waals-típusú ef-



2.6. ábra: Leptonok töltéscserével járó gyenge kölcsönhatása W^+ bozon cseréje útján.

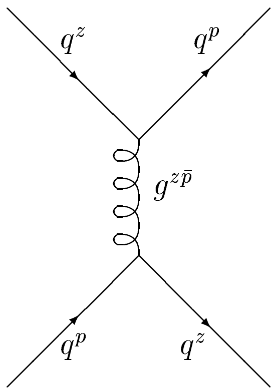


2.7. ábra: A leptonok zérus hatótávú gyenge kölcsönhatásának gráfja.

fektív kölcsönhatás, amelyet a 2.10. ábrán látható egyszerű gráffal lehet szemléltetni. Kvark "nyelven" ennek a 2.11. ábrán látható összetett gráf felel meg.

Korábban jóval többfajta független kölcsönhatást tételeztek fel. Newton volt az, aki felismerte, hogy a földi és az égi mechanika törvényei azonosak, ugyanaz a gravitációs kölcsönhatás következtében esik fejünkre az alma és kering a Hold a Föld körül. Eötvös bizonyította be, nagy pontossággal, hogy a gravitációs kölcsönhatás független az anyagi minőségtől, csak a tömegtől függ, és ez a tömeg azonos a tehetetlenség mértékével. Maxwell ismerte fel, hogy az elektromosságtan és a mágnességtan törvényei nem függetlenek egymástól, az egységes elektromágneses törvények harmonikus kapcsolatot teremtenek közöttük. Száz évvel később Salam és Weinberg ismerték fel annak a lehetőségét, hogy a gyenge és az elektromágneses kölcsönhatások valójában egy egységes elektrogyenge kölcsönhatás különböző aspektusai. Ennek az egyesített elméletnek az alapján jósolták meg elméletileg a (W^+, Z^0, W^-), gyenge bozonokat, amelyeket kísérletileg meg is találtak.

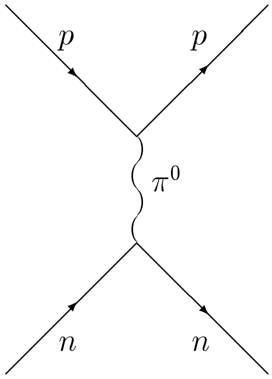
Az egyesített elektrogyenge elmélet megalkotásának sikerén felbuzdulva lépések történtek a Nagy Egyesített Elmélet, azaz a Grand Unified Theory (GUT) kidol-



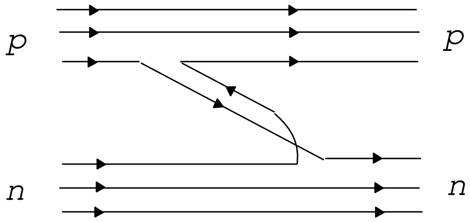
2.8. ábra: A kvarkok közti erős kölcsönhatás gluoncsere útján.

2.9. ábra: A szintöltést hordozó gluonok közötti erős kölcsönhatás.

gozásának útján, ami az erős kölcsönhatást is magába foglalta volna. Ez a próbálkozás eddig nem bizonyult sikeresnek, mert a proton élettartamára adott jóslatát a kísérlet nem erősítette meg. Ennek ellenére a GUT célkitűzései élnek és előbb utóbb bizonyára megszületik a várt egyesítés.



2.10. ábra: Proton és neutron közötti nukleáris kölcsönhatás pioncsere útján.



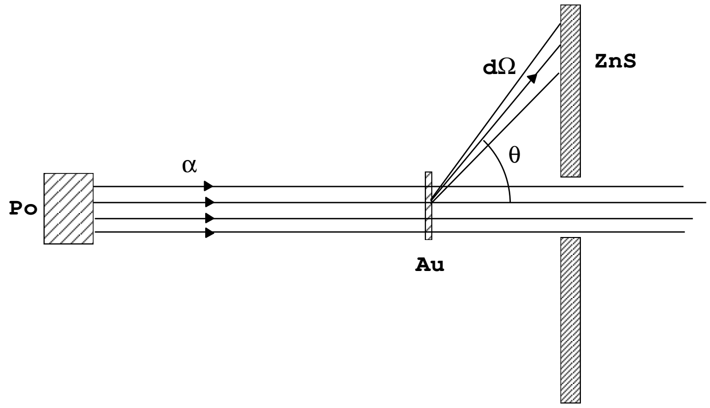
2.11. ábra: Proton és neutron közötti nukleáris kölcsönhatás pioncsere, azaz korrelált kvark-antikvark pár cseréje útján.

3. Fejezet

Az erős kölcsönhatás

3.1. A Rutherford-féle szóráskísérlet

Rutherford 1911–ban végrehajtotta a következő kísérletet. Polonium α–sugaraival bombázott egy vékony aranyfóliát és szcintillációs ernyő segítségével megszámolta a ϑ szög alatt szóródott α–részecskéket (3.1. ábra).



3.1. ábra: A Rutherford-féle szóráskisérlet.

A szórás differenciális hatáskeresztmetszetét a

$$dN = (\frac{d\sigma}{d\Omega})\phi d\Omega$$

képlet definiálja, ahol ϕ a beeső α–részecskék fluxusa (részecskeszám $/s/m^2$), dN pedig a $d\Omega$ térszögben detektált részecskék száma másodpercenként. Feltételezte, hogy az aranyban Ze töltésű, pontszerű szórócentrumok találhatók, amelyek a Coulomb-erő révén hatnak a bombázó α-részecskére. A klasszikus mechanika keretei között kiszámította a szórás hatáskeresztmetszetét és azt kapta, hogy

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{z^2 Z^2 e^4}{4m^2 v^4 sin^4(\vartheta/2)}$$

ahol m a szóródó részecske tömege, ze a töltése, v pedig a sebessége. A kísérlet során Rutherford azt tapasztalta, hogy ez a formula elég jó közelítéssel érvényes. Ebből arra következtetett, hogy az α részecskék közel pontszerű, Ze töltésű objektumok Coulomb -terén szóródtak. Ezzel felfedezte az atommagot. Rutherford csupán nagy szögeknél talált eltérést az általa levezetett formulától, ebből arra a következtetésre jutott, hogy az atommag nem pontszerű ugyan, de az atomhoz képest meglehetősen kicsi. Ha a szóró objektum nem pontszerű, hanem $\varrho(\vec{r})$ sűrűségeloszlással található az $\vec{r}$ hely közelében, akkor a hatáskeresztmetszet, a kvantummechanika tanusága szerint, a pontszerű objektum hatáskeresztmetszetével kifejezhető, és a

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\rho = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \left| F(\vec{q}) \right|^2$$

alakot ölti, ahol $F(\vec{q})$ az alakfaktor, amelyet az

$$F(\vec{q}) = \int \varrho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}$$

képlet definiál, azaz $F(\vec{q})$ a $\rho(\vec{r})$ Fourier–transzformáltja.
Itt $\vec{q}$ az impulzusátadás

$$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}' \ .$$

Vegyük észre, hogy ha $\varrho(\vec{r}) = \delta(\vec{r})$, akkor $F(\vec{q}) = 1$. Számítsuk ki az alaktényezőt gömbszimmetrikus sűrűségeloszlás esetén!

$$\begin{aligned}
F(\vec{q}) &= \int \varrho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r} = \\
&= \int \varrho(\vec{r}) \left(1 + i\vec{q}\vec{r} - \frac{(\vec{q}\vec{r})^2}{2} + ...\right) d\vec{r} = \\
&= 1 - \frac{1}{2} \int \varrho(\vec{r}) (\vec{q} \cdot \vec{r})^2 d\vec{r} + ... = \\
&= 1 - \frac{1}{6} (\vec{q})^2 < r^2 > + ...
\end{aligned}$$

Látható, hogy az alaktényező elsősorban a töltéseloszlás kiterjedését jellemző négyzetes sugár értékétől függ, amit a

$$< r^2 > \ = \int \varrho(\vec{r}) r^2 d\vec{r}.$$

képlet definiál. Az is leolvasható, hogy ez nagy q impulzusátadásnál, azaz nagy szórási szögnél ad lényeges eltérést a Rutherford formulától.

3.2. Az atommag szerkezete

Az atommagra vonatkozó elképzeléseink alapját a következő négy kísérleti felfedezés alkotja:

1. Az atom tömegének túlnyomó része egy kicsiny térfogatban, az atommagban koncentrálódik és ez $+Ze$ elektromos töltést hordoz. Ezt a Rutherford–kísérlet bizonyította,

2. Az atommag Z darab protonon kívül N darab neutront is tartalmaz és a mag A tömegszáma $A = Z + N$. Ezt a Chadwick–kísérlet bizonyította.

3. Az atommag térfogata az A tömegszámmal arányos.

   Ezt részben az atommagreakciók hatáskeresztmetszetéből lehetett kikövetkeztetni, másrészt abból az atomi energiaszinteltolódásból, amit a mag véges töltéseloszlása okoz a pontszerű eloszláshoz képest. Ezt különösen a K–héjbeli elektronok, illetve müonok kvantumátmeneteinél lehet jól mérni. Kitünt, hogy a gömbszerű mag $V = \frac{4\pi R^3}{3}$ térfogata A–val arányos, ezért a magsugár: $R = r_0 A^{1/3}$, a maganyag nukleonsűrűsége pedig állandó:

   $$\frac{A}{V} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{r_0^3} \, .$$

4. Az atommag teljes kötési energiája az A tömegszámmal arányos. Ezt a tömegspektrometriai kísérletek bizonyították. A protonok Zm_p és a neutronok Nm_n tömegét levonva a mag megmért $M(Z, N)$ tömegéből megkapjuk a $\Delta M(A, Z)$ tömegdefektust, azaz az atommag kötési energiáját ($c = 1$). Ez első közelítésben a tapasztalat szerint az A tömegszámmal arányos. Pontosabban megfogalmazva a kötési energia kifejezhető a Weitzsäcker–formulával:

   $$\Delta M(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \eta (N - Z)^2 / A + \delta A^{-3/4}$$

   ahol $\alpha = 15.75$, $\beta = 17.8$, $\gamma = 0.71$, $\eta = 94.8$ és $|\delta| = 34$ empirikus állandók MeV egységekben. Az első tag a térfogati járulék. A második tag a felület végessége miatt lép fel. A harmadik a protonok közötti, hosszútávú Coulomb taszításból származik. Az $(N - Z)$–t tartalmazó tag a neutronfölösleg hatását juttatja kifejezésre. Az utolsó tag pedig a protonok, illetve neutronok számának párosságától függ:

   $$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{páros–páros mag} \\ 0 & \text{páros–páratlan mag} \\ -|\delta| & \text{páratlan–páratlan mag.} \end{cases}$$

Ezen kísérleti tapasztalatok alapján megfogalmazhatjuk az atommag legfontosabb tulajdonságait jól visszatükröző magmodellt az u.n. *cseppmodellt*.

Ezen modell szerint az atommag hasonlatos a folyadékcsepphez, amelyben a molekulák van der Waals-típusú kölcsönhatásban állnak egymással. Ez a kölcsönhatás rövidhatótávú, túlnyomó részt vonzó, ultra rövidtávon azonban taszító jellegű, nagytávolságon pedig elenyésző.

A kölcsönhatás rövid hatótávolsága miatt az atommagot alkotó nukleonok csak a környezetükben található nukleonokra fejtenek ki számottevő hatást. Ezért a kötési energia a nukleonok számával, azaz az A tömegszámmal arányos. (Ha minden nukleon minden más nukleonnal kölcsönhatna, akkor $\frac{A(A-1)}{2}$–vel lenne arányos a teljes kötési energia.) Hasonlóképpen a térfogat is A–val arányos. A nukleáris kölcsönhatás véges hatósugara miatt minden nukleonnak van egy véges hatásgömbje, ez a térfogat belsejében telítődik, azaz más nukleonok hatásgömbjével érintkezik. A felületen a telitődés nem következik be, ez felületi feszültséget okoz. A protonok között ható, taszító jellegű Coulomb kölcsönhatásra az elmondottak nem érvényesek, mert ez hosszúhatótávú. Ezt veszi figyelembe a Weizsäcker–formula harmadik tagja. A Coulomb kölcsönhatás intenzitása messze elmarad a nukleonok között ható van der Waals jellegű nukleáris kölcsönhatás erőssége mögött. Ha azonban a protonok száma nő a Coulomb–erő hatása, egyre növekszik.

A folyadékcseppmodell, illetve ennek általánosításaként kialakult kollektív modell, lehetővé tette olyan fontos jelenségek értelmezését, mint a mag inkompresszibilitása, a maghasadás, a magok vibrációs és rotációs gerjesztése, a maganyag szuperfolyékonysága stb.

Az elmondottak alapján világos, hogy a magfizika szempontjából a legfontosabb felismerés az volt, hogy a nukleáris kölcsönhatás rövidhatótávú. Ennek a megértése és leírása alapvető fontosságú. Yukawa 1935–ben tette meg azt a forradalmi lépést, amely egyrészt megmagyarázta a rövid hatótávolság eredetét, másrészt új korszakot nyitott a részecskefizika számára.

3.3. A magerők Yukawa-féle mezonelmélete

Yukawa gondolatmenetét követve vizsgáljuk meg az elektromágneses kölcsönhatást, állapítsuk meg a legfontosabb tulajdonságait, majd pedig kutassuk fel ennek általánosítását úgy, hogy rövidhatótávú kölcsönhatást kapjunk. Ezután vizsgáljuk meg, hogy az általánosítás milyen következményekkel jár.

Induljunk ki az $A_k(x)$ négyespotenciálra érvényes Maxwell–egyenletekből:

$$\begin{aligned} \Box A_k(x) &= j_k \qquad\qquad (k = 0, 1, 2, 3) \\ \partial^k A_k(x) &= 0 \end{aligned}$$

Vizsgáljuk először azt az esetet, amikor a forrás sztatikus ponttöltés:

$$j_k(x) = \delta_{k0} e \delta(\vec{r}) \ .$$

Ekkor a megoldás a következő:

$$\begin{aligned} A_k(x) &= 0 \qquad\qquad (k = 1, 2, 3) \\ A_0(r) &= -\frac{e}{r}. \end{aligned}$$

Ez a Coulomb–potenciál, amely végtelen hatótávú kölcsönhatást ír le.

Másodszor vizsgáljuk a forrásmentes esetet:

$$j_k(x) = 0.$$

Ekkor a megoldás síkhullám:

$$\begin{aligned} A_0(x) &= 0, \\ A_k(x) &= a_k e^{i(Et - \vec{p}\,\vec{r})} \qquad (k = 1, 2, 3). \end{aligned}$$

A Maxwell–egyenletek kielégülnek ha $\vec{p} \cdot \vec{a} = 0$, azaz ha a hullám transzverzális és ha $E = |\vec{p}|$.

Az Einstein–féle $E^2 = \vec{p}^{\,2} + m_0^2$ összefüggés alapján megállapítjuk, hogy a síkhullámhoz tartozó részecskének, a fotonnak a nyugalmi tömege zérus: $m_0 = 0$.

Yukawa feltételezte, hogy a nukleáris kölcsönhatást az elektromágneses térhez hasonló tér közvetíti. Az egyszerűség kedvéért feltételezte, hogy ez a tér egy egykomponensű $\varphi(x)$ függvénnyel írható le, amely a Maxwell–egyenletekhez hasonló alakú Klein–Gordon egyenlet megoldása:

$$\Box\varphi(x) + \mu^2\varphi(x) = j(x).$$
$$(\Box = \frac{\partial^2}{partialt^2} - \Delta)$$

Vizsgáljuk először azt az esetet, amikor a forrás sztatikus ponttöltés:

$$j(x) = g\delta(\vec{r}).$$

Ekkor a megoldás a következő:

$$\varphi(x) = -\frac{g}{r}\ e^{-\mu r}.$$

Ez a Yukawa–potenciál, amely véges hatótávú kölcsönhatást ír le. A g csatolási állandó az e elektromos töltéssel analóg mennyiség.

Másodszor vizsgáljuk a forrásmentes esetet.

$$j(x) = 0.$$

Ekkor a megoldás síkhullám:

$$\varphi(x) = \varphi_0 e^{i(Et - \vec{p}\,\vec{r})}.$$

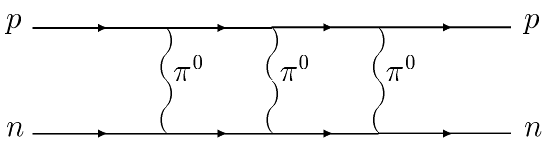
A Klein–Gordon egyenlet kielégül, ha az

$$E^2 = \vec{p}^{\,2} + \mu^2$$

összefüggés fennáll. Innen leolvashatjuk, hogy a $\varphi(x)$ térhez tartozó kvantum μ nyugalmi tömeggel rendelkezik. Ha tehát azt akarjuk, hogy a hatótáv véges legyen, akkor $\mu \neq 0$ és tudomásul kell vennünk, hogy a $\varphi(x)$ tér véges nyugalmi tömegű részecskéket hordoz.
Kérdés: mekkora a μ tömeg? A kölcsönhatás hatótávolságát a nukleon hatásgömbjének sugarával azonosíthatjuk:

$$\frac{1}{\mu} = r_0$$

Minthogy a tapasztalat szerint $r_0 \sim 1.2fm$ a térhez tartozó részecske tömege $\mu = \frac{1}{r_0} \sim 150MeV$. Yukawa bátran levonta a következtetést, hogy léteznie kell egy olyan nukleonnál könnyebb, az elektronnál nehezebb, azaz közepes tömegű részecskének, amely a nukleáris kölcsönhatást közvetítő $\varphi(x)$ tér kvantuma. Ezt az elméletileg megjósolt, mezonnak nevezett részecskét kísérletileg felfedezték és ma pionnak (π–mezonnak) nevezzük. Két nukleon közötti kölcsönhatás úgy zajlik, hogy az egyik piont bocsájt ki és azt a másik elnyeli. A nukleonok ezt a pionokkal való labdázást folytatják szakadatlanul (3.2. ábra). A pion kibocsájtáshoz szükséges μ energiát a



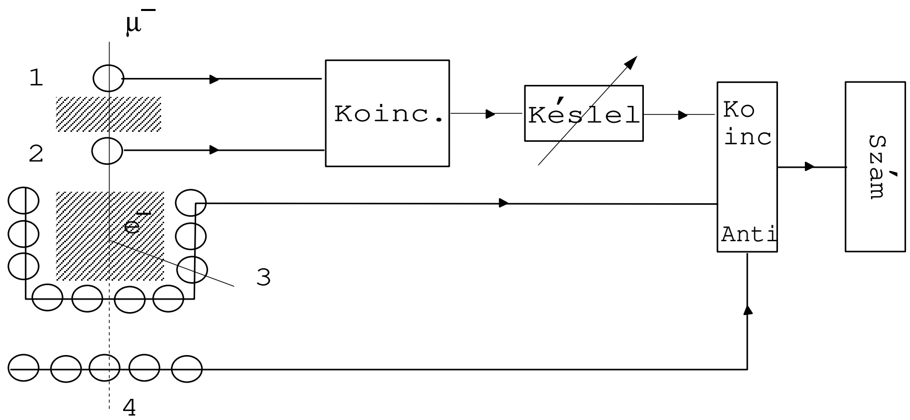
3.2. ábra: A nukleonok közötti kölcsönhatás pionok cseréje révén valósul meg.

nukleon kvantumfluktuációk révén "hitelbe" kapja. A virtuális pion a bizonytalansági reláció értelmében csak $\Delta t \sim \frac{1}{\Delta E}$ ideig létezhet ($\hbar = 1$). Ez alatt az idő alatt a legfeljebb fénysebességgel ($c = 1$) mozgó pion $\frac{1}{\Delta E} = \frac{1}{\mu}$ távolságot futhat be. Ez éppen a hatótáv!

Ha a kibocsájtott virtuális pion a $\Delta t \sim \frac{1}{\mu}$ időn belül nem tud találni egy másik nukleont, amely elnyelhetné, akkor "visszatér" és reabszorbeálódik. Kölcsönhatás nem jön létre. Általánosságban megállapíthatjuk, hogy a kölcsönhatás hatótávolsága annál kisebb, mennél nagyobb a kölcsönhatás során kicserélt részecske tömege.

3.3.1. A mezonok felfedezése

A kozmikus sugárzást vizsgálva, Wilson-féle ködkamrában észleltek az elektronnál 200-szor nagyobb tömegű részecskéket. Ezek mágneses térben görbült pályát írtak le, amiből kitűnt, hogy a töltés egyformán lehet negatív is, és pozitív is. Először azt hitték, hogy ez a Yukawa által megjósolt mezon. Később azonban kiderült, hogy nem mutat erős kölcsönhatást a nukleonokkal, ezért nem lehet a magerők közvetítője. Észrevették, hogy nagymagasságú hegy tetején több ilyen, mai szóhasználattal müonnak nevezett, részecskét lehet észlelni, mint tengerszinten. Ebből azt a következtetést vonták le, hogy ez a részecske bomlékony. Rossi megmérte az élettartamát. Az élettartam méréséhez a 3.3. ábrán látható elrendezést használták: Az 1-es és 2-



3.3. ábra: A müon élettartamának megméréséhez használt kisérleti berendezés.

es Geiger–Müller cső koincidenciája adta a müon (μ) beérkezését jelző inditó jelet. Ezen jelet késleltették, majd megmérték azon események számát, amelyeknél a 3-as GM cső jelei koincidenciában voltak a késleltetett indító jellel. Az ólomtömböt körülvevő GM csövek közül a 3-as számút a müon bomlásából származó elektron szólaltatta meg. Változtatva a késleltetés mértékét, meghatározták a késleltetett koicidenciák számát. A 4-es GM cső akkor szólalt meg, ha a müon nem bomlott el, hanem továbbhaladt. Ezért a 4-es GM cső jeleivel letiltották a számlálást, amivel lényegesen lecsökkentették a véletlen koincidencia hátteret. A t késleltetést változtatva azt találták, hogy a konicidenciák száma az

$$N = N_0 e^{-t/\tau_0}$$

függvény szerint változik. Az átlagos élettartamra $\tau_0 = 2.15\ 10^{-6} s$ adódott. Közbevetőleg megjegyezzük, hogy ez a kísérlet nemcsak a müon élettartamát szolgáltatta, hanem lehetővé tette a relativisztikus idődilatáció bizonyítását is. Ha adott koordináta-rendszerben az élettartam τ_0, akkor a hozzá képest v sebességgel mozgó rendszerben az élettartam:

$$\tau = \frac{\tau_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}$$

A müon τ_0 idő alatt még fénysebességgel haladva is, csak $\tau_0 c = 600$ m mélységbe jutna le, a légréteg tetejétől számítva. A Föld felszínéig viszont 30000 m-t kell megtennie. Ez csak úgy lehetséges, hogy a saját rendszerben eltelt τ_0 idő a földi megfigyelő számára τ hosszúságúnak mutatkozik, ami alatt képes megtenni a 30000 métert. Megállapították, hogy a müon elektronra és neutrinókra bomlik:

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$
$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

A müon bizonyos tekintetben emlékeztet az elektronra, pl. a spinje is 1/2. Müonbefogás révén exotikus müon–atom alakulhat ki, ami vonalas Röntgen-sugárzást bocsájt ki, miközben a μ leérkezik a legmélyebb energiájú állapotba. A Pauli-elv ezt nem akadályozza meg, minthogy csak egy müon van jelen. A Bohr sugár μ esetén $r_\mu = \frac{\hbar^2}{m_\mu e^2}$, ami 200–szor kisebb, mint az elektron esetén, minthogy m_μ 200-szor nagyobb az elektron tömegénél. Ezért pl. ólom esetén az alapállapot, azaz az $1S$ állapot, a mag belsejében "van". Az ólom alapállapotában a müon $7\ 10^{-8} s$ időt tölt. Közel fénysebességgel fut, ezért mintegy 21 m távolságot tesz meg abszorbció nélkül a mag anyagában, amelynek kiterjedése $R \sim 10^{-15} m$. Ez szó szerint bizonyítja, hogy gyenge a kölcsönhatás a μ és a nukleonok között. A szabad μ gyenge bomlást szenved, ezért nagy az élettartama: $\tau_0 = 2.1510^{-6} s$.

A magerőket közvetítő mezonoknak, azaz a Yukawa által megjósolt pionoknak a felfedezése végül is 1947-ben következett be, amikor Powell fotoemulzióban új részecskéket észlelt. A fotoemulzióban ionizáció hatására ezüstszemcsék válnak ki. Előhívás után a részecskék pályája láthatóvá válik. Egy szemcse átlagos átmérője $0.5 \mu m$, két szemcse tipikus távolsága $5 \mu m$. Megállapították, hogy az ionizációs energiaveszteség a

$$dE \sim \frac{Z^2}{v^2} dR$$

képlettel fejezhető ki. Innen a szemcsesűrűség:

$$g = \frac{dN}{dR} \sim \frac{dE}{dR} \sim \frac{Z^2}{v^2}$$

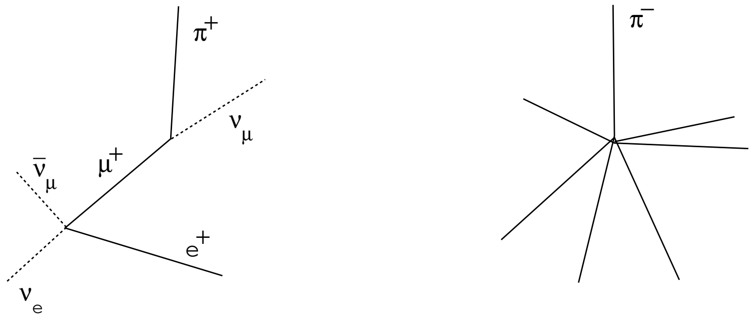
Az R hatótávból és a g szemcsesűrűségből tehát az energiát és a töltést meg lehet határozni. A fotoemulzióban észlelt események a 3.4 ábrán láthatók. Az egyik kép a

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \to e^+ + \nu_e + \nu_\mu$$

bomlási sémával értelmezhető. A pion tömege nagyobb a müonénál,

$$(m_\pi - m_\mu)c^2 = 33MeV,$$

ezért el tud bomlani müonra. A pozitív töltésű π^+ pion a Coulomb taszítás miatt nem tudja megközelíteni a magot, és ezért az atommagok közötti térrészben bomlik el. A másik képen csillagképződés látható. A negatív pion befogódik az atom-



3.4. ábra: Töltött pionok által kiváltott események képe fotoemulzióban.

mag köré és pion-atomot képez. Az alapállapotba került pion nagy valószínűséggel található a mag helyén, ezért nyomban elnyeli egy nukleon. A pion nyugalmi energiája szétrobbantja a magot. A kozmikus sugárzásban felfedezett pionokat sokkal könnyebb tanulmányozni, ha a pionkeltést nagyenergiára gyorsított protonok segítségével valósítjuk meg:

$$p + p \to p + n + \pi^+$$
$$p + n \to p + p + \pi^-$$

A töltött pionok bomlását a gyenge kölcsönhatás idézi elő, ezért a bomlás lassú:

$$\tau_{\pi^\pm} = 2.610^{-8}s$$

A semleges pion élettartama:

$$\tau_{\pi^0} = 0.7610^{-16}s,$$

ami azért kisebb nyolc nagyságrenddel, mert a π^0 bomlása a

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma$$

folyamat révén következik be, ami nem a gyenge, hanem az elektromágneses kölcsönhatás következménye.

A pion spinje.

A pion spinjét a

$$p + p \to \pi^+ + d \qquad \text{és a} \qquad \pi^+ + d \to p + p$$

reakciók összehasonlítása útján határozták meg. Látható, hogy a két folyamat egymás megfordítottja, ami az egyiknél kezdő állapot, az a másiknál végállapot. E reakciókért felelős nukleáris kölcsönhatás az időmegfordítással szemben invariáns. Ebből következik, hogy a direkt és az inverz reakció átmeneti valószínűsége megegyezik. A két reakció hatáskeresztmetszetének hányadosát képezve az átmeneti valószínűség kiesik;

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(p + p \to d + \pi^+)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(d + \pi^+ \to p + p)} = \frac{(2s_d + 1)(2s_\pi + 1)p_\pi^2}{(2s_p + 1)(2s_p + 1)p_p^2}$$

ahol p_p és p_π az ütközés utáni proton, illetve pion impulzusa a tömegközépponti rendszerben, s_d, s_p és s_π pedig a deuteron, a proton és a pion spinje. Itt p_p^2 és $p_p^2 i$ a végállapotok számával arányos tényezők. Az elvégzett kísérletek szerint ez az egyenlőség csak akkor teljesül, ha a pion spinje zérus, azaz

$$s_\pi = 0 \, .$$

Ma ezt úgy interpretáljuk, hogy a piont alkotó kvark és antikvark feles spinje ellentétesen áll be és az eredő spin zérus.

A pion paritása.

A pion paritását a következő módon határozták meg. A π^- pion befogódva a deuteronba exotikus pion-atomot képez. Az alapállapotból történő befogás során neutronok keletkeznek, amelyek jól megfigyelhetők:

$$\pi^- + d \to n + n$$

A kezdő- és a végállapotban az impulzusmomentum is és a paritás is azonos kell, hogy legyen. A kezdőállapotban az impulzusmomentum és a paritás:

$$\begin{aligned} \vec{I}_k &= \vec{s}_\pi + \vec{I}_d + \vec{l}_{\pi d} \to 0 + 1 + 0 = 1 \\ P_k &= P_\pi P_d P_{\pi d} = P_\pi + 1(-1)^{l_{\pi d}} = P_\pi . \end{aligned}$$

A végállapotban az impulzusmomentum és a paritás:

$$\begin{aligned} \vec{I}_v &= \vec{s}_n + \vec{s}_n + \vec{l}_{nn} \\ P_v &= P_n P_n P_{nn} = P_n P_n (-1)^{lnn} = (-1)^{lnn} . \end{aligned}$$

Az impulzusmomentum megmaradás törvénye szerint $\vec{I}_k = \vec{I}_v$. Ebből következik, hogy vagy $l_{nn} = 1$ és $\vec{s}_n + \vec{s}_n = 0$, vagy $l_{nn} = 0$ és $\vec{s}_n + \vec{s}_n = 1$, minthogy $\vec{s}_\pi = 0$,

$\vec{I}_d = 1, \vec{l}_{\pi d} = 0$. Ez utóbbi azonban nem lehetséges, mert a Pauli-elv tiltja. Ezért csak $l_{nn} = 1$ lehetséges.

A paritásmegmaradás törvénye szerint $P_k = P_v$. Ebből következik, hogy $P_\pi = (-1)^{l_{nn}} = -1$. Végeredményül azt kapjuk tehát, hogy

$$P_\pi = -1.$$

A pion paritása negatív, azaz tértükrözéskor a pion-teret leíró függvény pszeudoskalárként viselkedik.

3.3.2. A ritka részecskék felfedezése

Rochester és Butler 1947–ben felfedezte, hogy a kozmikus sugárzás fotoemulzióban "V" alakú nyomokat hoz létre. Ezeket a "V" részecskéket később gyorsító segítségével tisztább körülmények között lehetett tanulmányozni. Néhány GeV energiájú π^- mezonokkal hidrogén töltetű buborékkamrát bombázva a

$\pi^- + p^+ \to \Lambda^0 + K^0 \to p^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$

folyamat volt megfigyelhető. A közbenső lépésben megjelenő semleges K^0 és Λ^0 részecskék képződési hatáskeresztmetszete a hadronikus folyamatok hatáskeresztmetszetének nagyságrendjébe esik. Ezzel szemben bomlási idejük nagyon nagy, a képződés helyétől messze, jól megfigyelhető távolságra bomlanak el, létrehozván olyan "V" alakú nyomokat, amilyeneket korábban a kozmikus sugárzásban figyeltek meg.

A kozmikus sugárzást tanulmányozva 1949–ben, olyan nyomot is találtak, amelyen megfigyelhető volt, hogy egy beérkező részecske bomlott el három pionra. A pozítív pionok lefékeződvén elbomlottak müonokra, ezek pedig pozitronokra.

A gyorsítókkal módszeresen végrehajtott kísérletek eredményeként kiderült, hogy létrehozhatók olyan közepes tömegű, ma kaonnak nevezett, ($M_{K^+} = 493.677$ MeV, $M_{K^0} = 497.672$ Mev) részecskék, amelyek pionokra bomlanak, valamint olyan nehéz részecskék ($M > 1200 MeV$), amelyek bomlása során az egyik végtermék egy proton. Ezek a részecskék ritkák. Földi körülmények között csak a kozmikus sugárzásban fordulnak elő, vagy mesterségesen, gyorsító segítségével hozhatók létre. Érdekes jellegzetességük, hogy csak párosával vagy hármasával lehet őket kelteni, ez az u.n. "társas keletkezés". Gell–Mann felismerte ezen ritka részecskék társas keletkezésének a magyarázatát, nevezetesen azt, hogy a ritka részecskék egy töltés jellegű mennyiséget ú.n. "ritkaságot" hordoznak, amelyre megmaradási tétel érvényes.

Feltételezte, hogy a "gyakori" részecskék, S ritkasága zérus azaz

$$\begin{array}{cccccc} & p, & n, & \pi^+, & \pi^0, & \pi^- \\ S = & 0 & 0 & 0 & 0 & 0. \end{array}$$

A ritka részecskékhez pedig a következő ritkaság értékeket rendelte:

	K^+	K^0	$\tilde{K}^0$	K^-	Λ^0	Σ^-	Σ^0	Σ^+	Ξ^0	Ξ^-
S	$+1$	$+1$	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-2	-2

Ezt elfogadva érthetővé válik, hogy például a

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \Lambda^0 + K^0 \\ \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^- + K^+ \\ p + p &\rightarrow \Lambda^0 + K^+ + p \\ \pi^+ + n &\rightarrow \Xi^- + K^+ + K^+ \end{aligned}$$

reakciók létrehozhatók, mert a ritkaság a kezdeti és a végállapotban egyformán zérus. Ezzel szemben a

$$\begin{aligned} \pi^+ + p &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^+ \\ \pi^- + p &\rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 \\ p + n &\rightarrow \Lambda^0 + p \\ \pi^+ + p &\rightarrow K^+ + p \end{aligned}$$

folyamatok nem valósulnak meg, noha nem tiltja őket semilyen korábban ismert kiválasztási szabály. Látható, hogy ezek a ritkaságmegmaradás törvényét sértenék, ezért nem valósulhatnak meg. Hangsúlyozni kell, hogy a ritkaságmegmaradás törvénye az erős kölcsönhatás esetén érvényes.

A ritka részecskék nagy élettartama azzal magyarázható, hogy a bomlásukért a gyenge kölcsönhatás felelős, ami képes megsérteni a ritkaságmegmaradás törvényét. A gyenge kölcsönhatás sérti a paritásmegmaradás törvényét is. Ez a magyarázata annak a sokáig érthetetlen ténynek, hogy a kaonok bomolhatnak két pionra is és háromra is. Évtizedekkel később kiderült, hogy a ritkaságon kívül a hadronok hordozhatnak további töltés jellegű tulajdonságokat is. Ezek a báj (charm), az igazság (truth(top)), és a szépség (beauty (bottom)). Ezek összefoglaló neve a zamat (flavour). A gyenge kölcsönhatás sérti az ezekre vonatkozó megmaradási tételeket is. A társas keletkezés törvénye a kvark modell keretei között igen egyszerüen értelmezhetö.

3.4. A hadronok kvarkmodellje

A protonon és a neutronon végrehajtott elektronszórási kísérletek arról tanúskodnak, hogy ezek a részecskék távolról sem pontszerűek, a töltéssűrüség r sugara $0.81 fm$, ami alig valamivel kisebb, mint az atommagban egy nukleon számára rendelkezésre álló (gömbszerű) térfogat sugara, ami $1.2 fm$.

A barion és a mezon rezonanciák felfedezése után kitűnt, hogy ezek a rezonanciák a már ismert hadronok gerjesztett állapotainak tekinthetők. Márpedig, ha egy fizikai objektumnak van véges térbeli kiterjedése és léteznek gerjesztett állapotai, akkor teljesen természetes feltételezni, hogy ez az objektum alkatrészekből épül fel, azaz összetett. Ezt a feltevést konkrét modellek formájában a hatvanas évek elején fogalmazták meg, többek között Györgyi Géza, S. Sakata, G. Zweig és M. Gell-Mann. A legsikeresebbnek és immáron időtállónak a Gell-Mann féle kvarkmodell bizonyult. Ez az 1963-ban megfogalmazott modell a következő alapelvekre épül:

1. Létezik, olyan 1/2 spinű, kvarknak nevezett részecske , amely 1/3 bariontöltést hordoz.

2. A barionok három kvark kötött állapotaiként épülnek fel: $B = (q, q, q)$.

3. A mezonok, amelyeket zérus barion töltés jellemez, kvark-antikvark kötött állapotokként épülnek fel: $M = (q, \bar{q})$.

4. A kvarkokat zamatnak (flavournak) nevezett belső tulajdonságok jellemzik.

3.4.1. A mezonok kvarkmodellje

A kvarkmodell alapfeltevése szerint a mezonok kvark és antikvark kötött állapotaiként jönnek létre, ezért belső tulajdonságaikat le lehet származtatni a kvarkok és az antikvarkok tulajdonságaiból. Az első, legfontosabb megállapítás, amit tennünk kell az az, hogy a mezonok bariontöltése zérus. Valóban, a kvarkok $1/3$, az antikvarkok pedig $-1/3$ bariontöltést hordoznak, következésképpen a kvark-antikvark rendszer bariontöltése zérus. A második legfontosabb megállapítás az az, hogy a mezonok bozonok. Valóban, a kvark-antikvark rendszerben a kvark 1/2 és az antikvark ugyancsak 1/2 spinje vagy $S = 0$, vagy $S = 1$ teljes spinné kombinálódhat. A kvark-antikvark rendszer tehát bozon.

Vizsgáljuk előbb az $S = 0$ spinű mezonokat! Példának válasszuk az $(u\bar{d})$ rendszert! Az elektromos töltés: $Q = 2/3 + 1/3 = +1$, a ritkaság: $S = 0 + 0 = 0$, a hipertöltés: $Y = 0 + 0 = 0$, az izospin vetülete: $I_3 = +1/2 + 1/2 = +1$ Ehhez hasonlóan sorravehetjük az összes többi, összesen $6 \times 6 = 36$ kombinációt. Ezek közül most csak az 1963-as állapotnak megfelelő $3 \times 3 = 9$ kombinációt mutatjuk be.

	$(u\bar{u})$	$(u\bar{d})$	$(u\bar{s})$	$(d\bar{u})$	$(d\bar{d})$	$(d\bar{s})$	$(s\bar{u})$	$(s\bar{d})$	$(s\bar{s})$
Q	0	+1	+1	-1	0	0	-1	0	0
S	0	0	+1	0	0	+1	-1	-1	0
Y	0	0	+1	0	0	+1	-1	-1	0
I		1	1/2	1		1/2	1/2	1/2	
I_3	0	+1	+1/2	-1	0	-1/2	-1/2	+1/2	0
Mezon	*	π^+	K^+	π^-	*	K^0	K^-	$\bar{K}^0$	*

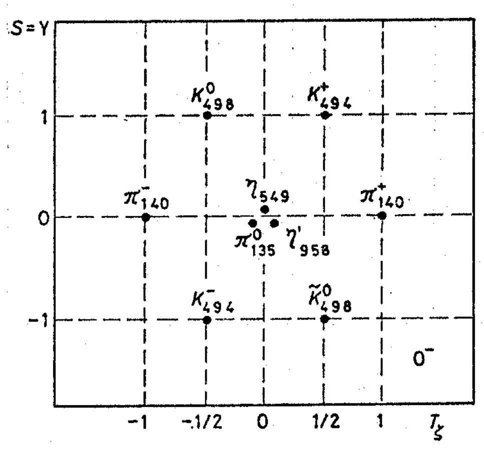
A csillaggal jelölt kombinációk nem felelnek meg közvetlenül egy mezonnak sem, ehelyett három lineárkombinációt kell képezni és ezek rendelhetők az ismert mezonokhoz:

$$((u\bar{u}) + (d\bar{d})) = \pi^0, (I = 1),$$

$$((u\bar{u}) + (d\bar{d}) - 2(s\bar{s})) = \eta^0, (I = 0),$$

$$((u\bar{u}) + (d\bar{d}) + (s\bar{s})) = \eta'^0, (I = 0).$$

Ezen legutóbbi, η'^0-nak nevezett, szimmetrikus lineárkombinációval leírt mezon társtalan szinglett, a többi egy zamat oktettet alkot. Megjegyzendő azonban, hogy a zamat szimmetria csak közelítő érvényű. Az itt szereplő lineárkombinációs együtthatók csak akkor felelnének meg a valóságnak, ha a zamat tekintetében tökéletes szimmetria állna fenn. Az Y hipertöltést az I_3 izospin vetület függvényében ábrázolva, kapjuk a 3.5. ábrát. Ismeretes, hogy a szabad Dirac-egyenlet megoldásainak nincs határozott paritása, mert a kis– és a nagykomponensek paritása eltérő. A pozitroniumhoz hasonlóan, a kötött kvark-antikvark rendszer azonban már rendelkezik határozott paritással. Ez alapállapotban negatív. Ez összhangban van azzal a kísérleti ténnyel, hogy az $S = 0$ spinű mezonok pszeudoskalár jellegűek, amint azt a korábbiakban megbeszéltük.
Vizsgáljuk most az $S = 1$-es spinű mezonokat, amelyeket vektor mezonoknak szokás nevezni, megkülönböztetésül az imént tárgyalt pszeudoskalár mezonoktól.



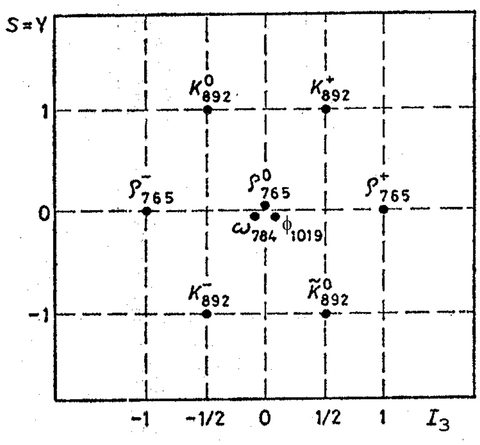
3.5. ábra: A 0 spinü pszeudoskalár-mezon nonett (oktett + szinglett)

	$(u\bar{u})$	$(u\bar{d})$	$(u\bar{s})$	$(d\bar{u})$	$(d\bar{d})$	$(d\bar{s})$	$(s\bar{u})$	$(s\bar{d})$	$(s\bar{s})$
Q	0	+1	+1	-1	0	0	-1	0	0
S	0	0	+1	0	0	+1	-1	-1	0
Y	0	0	+1	0	0	+1	-1	-1	0
I		1	1/2	1		1/2	1/2	1/2	
I_3	0	+1	+1/2	-1	0	-1/2	-1/2	+1/2	0
Mezon	*	ρ^+	K^+	ρ^-	*	K^0	K^-	$\bar{K}^0$	*

A vektor mezon oktettet és szinglettet a 3.6. ábra szemlélteti. Az izotriplettet alkotó pionoknak megfelelő mezonok itt a ρ^+, ρ^0, ρ^- mezonok. A zamat oktetthez tartozó izoszinglett neve ω^0, a zamat szinglett neve ϕ^0:

$$\begin{aligned}((u\bar{u}) + (d\bar{d})) &= \rho^0, (I = 1),\\ ((u\bar{u}) + (d\bar{d}) - 2(s\bar{s})) &= \omega^0, (I = 0),\\ ((u\bar{u}) + (d\bar{d}) + (s\bar{s})) &= \phi^0, (I = 0).\end{aligned}$$

Az itt szereplő lineárkombinációs együtthatók csak akkor felelnének meg a valóságnak, ha a zamat szimmetria nem sérülne. Az igazság azonban az, hogy itt a zamat szimmetria még kevésbé érvényes, mint a pszeudoskalár esetben. A pszeudoskalár és a vektor kaonokat egyaránt K-val jelöltük. Az irodalomban elfogadott, következetes jelölés az, hogy a részecske jele után zárójelben megadjuk a részecske tömegét MeV-ben.



3.6. ábra: Az 1 spinü vektormezon nonett (oktett + szinglett)

3.4.2. A barionok kvarkmodellje

A barionok leírását a nem-relativisztikus kvantummechanika keretei között fogalmazzuk meg. A három kvarkból felépülő barion $\Psi(1,2,3)$ hullámfüggvénye két tényezőből áll: az egyik a térbeli szabadsági fokokat írja le:

$$\varphi(\vec{r_1}, \vec{r_2}, \vec{r_3}),$$

a másik a spin és a zamat szabadsági fokokat:

$$\eta(s_1 f_1, s_2 f_2, s_3 f_3).$$

A térbeli szabadsági fokokat leíró $\varphi(\vec{r_1}, \vec{r_2}, \vec{r_3})$ tényezőről feltesszük, hogy a lehető legalacsonyabb energiájú konfigurációnak felel meg. Ebben a konfigurációban a részecskék mozgását jellemző valamennyi pályaimpulzusmomentum zérus. (Ez így van az összes, olyan ismert fizikai rendszernél, mint a molekula, az atom és az atommag.) Az ilyen hullámfüggvény a részecskekoordináták felcserélésével szemben szimmetrikus. A spin és zamat szabadsági fokokat leíró $\eta(s_1 f_1, s_2 f_2, s_3 f_3)$ tényező esetén két lehetőség létezik. A három 1/2 spinű részecske eredő S spinje vagy 3/2 vagy 1/2. Az $S = 3/2$-del jellemzett spinfüggvény a spin koordináták felcserélésével szemben szimmetrikus, mig az $S = 1/2$-hez tartozó függvények sem nem szimmetrikusak, sem nem antiszimmetrikusak, hanem a permutációs csoport kétdimenziós irreducibilis ábrázolása szerint transzformálódó, részleges szimmetriájú függvények. Feltételezzük (az 1963-as helyzetnek megfelelően), hogy összesen csak három fajta kvarkállapot létezik: u, d és s.

Foglalkozzunk elöször a $S = 3/2$ spinű rendszerrel! Ebben az esetben az

$$\eta(s_1 f_1, s_2 f_2, s_3 f_3).$$

spin-zamat függvény felbontható egy szimmetrikus spinfüggvény és egy szimmetrikus zamatfüggvény szorzatára. A lehetséges zamat kombinációk:

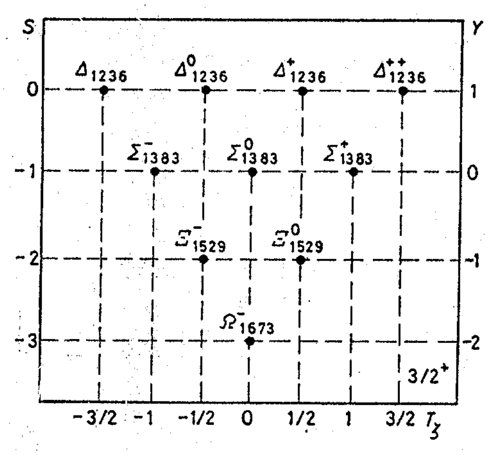
$$u(1)u(2)u(3) \quad u(1)u(2)d(3) \quad u(1)d(2)d(3) \quad d(1)d(2)d(3)$$

$$u(1)u(2)s(3) \quad u(1)d(2)s(3) \quad d(1)d(2)s(3)$$

$$u(1)s(2)s(3) \quad d(1)s(2)s(3)$$

$$s(1)s(2)s(3)$$

A csupa u-t, vagy d-t, vagy s-t tartalmazó kombinációk a kvarkok felcserélésével szemben automatikusan szimmetrikusak. Szimmetrizáljuk a többit is! Így tíz szimmetrikus kombinációhoz jutunk, amelyek tulajdonságait alább, egy olyan ábrán tüntetjük fel, amelynek vízszites tengelyére az isospin I_3 vetületét, a függőlegesre pedig az Y hipertöltést mérjük fel. A tíz kombináció közül az első kilenc megfelel



3.7. ábra: A 3/2 spinü barion dekuplett.

(az 1963-ban) már ismert $S = 3/2$ spinű barionoknak.

$$\begin{array}{c} \Delta^- \quad \Delta^0 \quad \Delta^+ \quad \Delta^{++} \\ \Sigma^- \quad \Sigma^0 \quad \Sigma^+ \\ \Xi^- \quad \Xi^0 \\ \Omega^- \end{array}$$

A hiányzó, tizedik barion tulajdonságait a kvarkmodell jósolta meg. Nemcsak a spint, izospint, ritkaságot, hipertöltést, elektromos töltést, hanem a tömeget is, ami a kilenc másik barion tömegei közt fennálló törvényszerűség alapján, extrapolációval kikövetkeztethető volt.

A dekuplett tizedik tagját, az Ω^--t, egy 1964-ben végrehajtott kísérletben fedezték fel. Érdemes megismerkedni e kísérlet főbb vonásaival. A kvarkmodell előrejelzése szerint az Ω^- barion -3 ritkaságot hordoz. Az Ω^- megfigyelésére akkor van remény, ha olyan reakciót hozunk létre, amelynél már a kezdőállapot is hordoz negatív ritkaságot. A kísérletben protont bombáztak negatív kaonokkal:

$$K^- + p^+ \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$$

A proton céltárgy azonos volt a detektorként használt buborékkamra cseppfolyós hidrogén töltetével. A buborékkamrában keletkezett nyomokat sztereografikusan lefényképezték. A buborékkamra térfogatában létrehozott mágneses térben a pályák elgörbültek. A görbület, a nyomhossz, a buboréksűrüség alapján a részecskéket azonosítani lehet. A fényképek alapján rekonstruálták a teljes eseményt, figyelembevéve a semleges (nem ionizáló, tehát nyomot nem hagyó) részecskéket is. Az így rekonstruált eseményt alávetették mindazon ellenőrzésnek, amelyek az energia-, a tömeg-, az impulzus-, az elektromos töltés-, és a ritkaságmegmaradás törvényeiből következnek. Az ellenőrzés során kiválogatták a helyesen interpretálható eseményeket. A sokezer esemény között előfordult egy, amelyen egy Ω^- nyom volt látható, amint azt a 3.8 ábra mutatja. Az ábrán látható vonalak ionizáló részecskék nyomai, a pontozott vonalak feltételezett semleges részecskék pályáit szemléltetik. Jól látható a mágneses térben való eltérülés, amelynek mértékéből a részecske impulzusára lehet következtetni. A reakció során lejátszódó események a következőképp értelmezhetők:

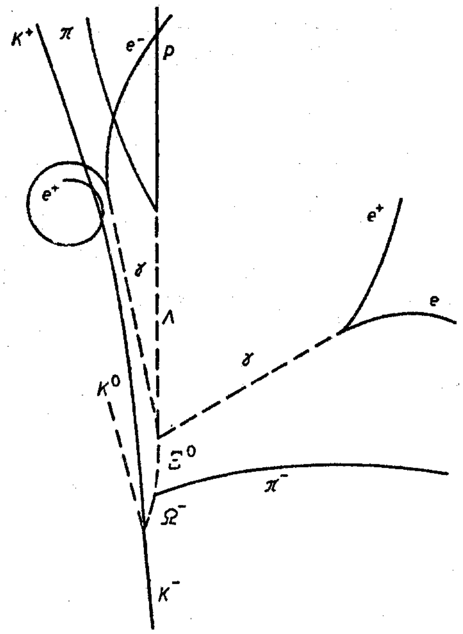
Az $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \rightarrow p^+$ bomlásláncot a gyenge kölcsönhatás idézi elő és minden lépésben sérül a ritkaságmegmaradás törvénye, a ritkaságváltozás mindhárom lépésben: $\Delta S = +1$. A pionok és a kaonok bomlása nem látszik a felvételen, de ez nem okoz bizonytalanságot, minthogy a megmaradási tételek segítségével az összes részecske azonosítása sikeres és egyértelmű volt.

Az Ω^- elméletileg jósolt tömege: $M_\Omega = 1676$ MeV, a kísérletileg talált érték $M_\Omega = (1675 \pm 3)$ MeV. Ezzel az előrejelzéssel a kvarkmodell egycsapásra elfogadást nyert. Nézzük most az $S = 1/2$ spinű barionokat!

Az $S = 1/2$ spinű barionok spinfüggvényei, amint már hangsúlyoztuk, nem lehetnek szimmetrikusak. Ez azt jelenti, hogy nem lehet a spin és a zamat függést szeparálni, azaz a függvényeket szorzat alakba írni. Az $S = 1/2$ esetben az egyedüli lehetőség az, hogy olyan

$$\eta(s_1 f_1, s_2 f_2, s_3 f_3).$$

függvényeket képezünk, amelyek a spin és a zamatváltozók együttes felcserélésével szemben szimmetrikusak. Ezek a proton esetén a következőképpen festenek:



3.8. ábra: A háromszorosan ritka Ω^- barion létezését bizonyitó buborékkamra felvétel.

$$
\begin{array}{l}
K^- + p^+ \to \Omega^- + K^+ + K^0 \\
\qquad\qquad \hookrightarrow \Xi^0 + \pi^- \\
\qquad\qquad\quad \longrightarrow \Lambda^0 + \gamma + \gamma \\
\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \hookrightarrow e^- + e^+ \\
\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \longrightarrow e^- + e^+ \\
\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \longrightarrow p^+ + \pi^-
\end{array}
$$

ha $S_3 = +1/2$, akkor

$$(u^+(1)u^+(2)d^-(3) + u^+(1)u^+(3)d^-(2) + u^+(3)u^+(2)d^-(1)),$$

ha $S_3 = -1/2$, akkor

$$(u^-(1)u^-(2)d^+(3) + u^-(1)u^-(3)d^+(2) + u^-(3)u^-(2)d^+(1)).$$

Itt $u^+(i)$, illetve $u^-(i)$ azt az állapotot írja le, amikor az i-edik up kvark spinvetülete $+1/2$, illetve -1/2. Az up, down és strange állapotokból összesen 8 olyan kombináció szerkeszthető, amely a spin és a zamatváltozók együttes felcserélésével szemben szimmetrikus. Ezek a következők:

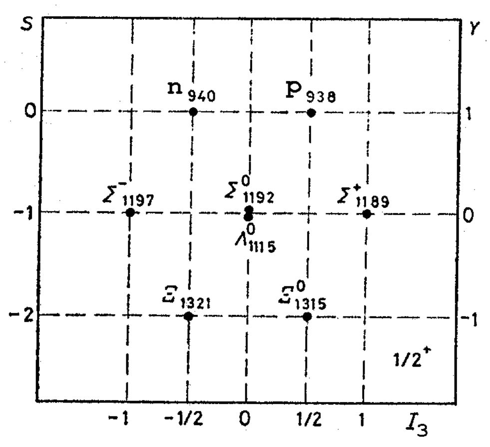
$uud \qquad udd$

uus $\quad uds \quad$ dds

uds

uss $\quad dss$

Az $S = 1/2$ spinű barion oktett Y hipertöltését az I_3 izospin vetület függvényében ábrázolva a 3.9. diagrammot kapjuk. Az ábra pontjai megfeleltethetők az 1963-ban



3.9. ábra: Az 1/2 spinü barion oktett.

már jól ismert barionoknak.

Ezek szerint a kvarkmodell segítségével sikerült értelmezni mind a barion dekuplettet, mind pedig a barion oktettet. Van azonban egy óriási gond! Az értelmezés egy olyan hullámfüggvényre alapozódik, amely a kvarkok hely, spin és zamat változóinak együttes felcserélésével szemben szimmetrikus. Ezzel szemben a hullámfüggvénynek antiszimmetrikusnak kellene lennie, minthogy a kvarkok feles spinűek, amelyekre érvényes a Pauli-elv. Ezek szerint a kísérleti tényeket helyesen visszatükröző modell ellentétben áll a Pauli- elvvel! A Pauli-elv az egész fizika egyik legfontosabb alaptörvénye. Ennek érvényességét megkérdőjelezni képtelenség! Az ellentmondást az a javaslat oldotta fel, miszerint a kvarknak van egy további c belső szabadsági foka, és az ehhez tartozó változó tekintetében a hullámfüggvény antiszimmetrikus:

$$\gamma(c_1, c_2, c_3) = -\gamma(c_2, c_1, c_3) = s.i.t.$$

Így a

$$\Psi(1,2,3) = \phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)\ \ \eta(s_1 f_1, s_2 f_2, s_3 f_3)\ \ \gamma(c_1, c_2, c_3)$$

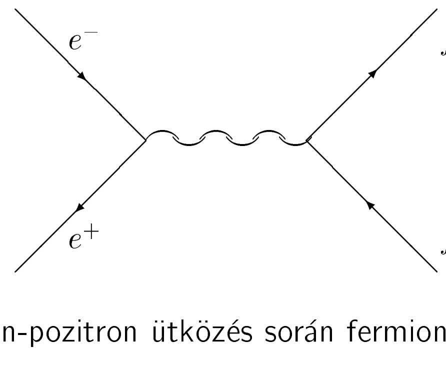
teljes barionhullámfüggvény is antiszimmetrikussá lesz. Minthogy a bariont három kvark alkotja, azért az a legegyszerűbb, ha feltételezzük, hogy ez a c változóval jellemzett szabadsági fok három diszkrét állapotnak felel meg, ami legyen mondjuk piros, fehér, zöld: p(i), f(i), z(i). Az ezekből alkotott

$$\begin{aligned}\gamma(c_1, c_2, c_3) &= p(1)[f(2)z(3) - f(3)z(2)] \\ &- f(1)[p(2)z(3) - p(3)z(2)] \\ &+ z(1)[p(2)f(3) - p(3)f(2)]\end{aligned}$$

függvény szemmelláthatóan antiszimmetrikus.
Ez a feltevés megoldotta a Pauli-elvvel kapcsolatos gondot, és egyben elvezetett a színszabadsági fok felfedezéséhez, ami lehetővé tette az erős kölcsönhatás elméletének, a kvantumszíndinamikának (QCD) a megalapozását. Az irodalomban elfogadott, következetes jelölés itt is az, hogy a részecske jele után zárójelben megadjuk a részecske tömegét MeV-ben, hiszen az oktetthez, illetve a dekupletthez tartozó Σ és Ξ részecskék természetesen különbözőek.

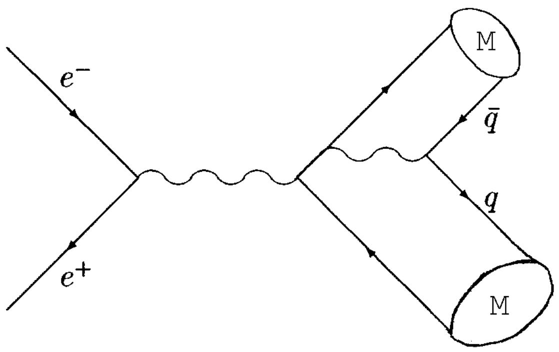
3.4.3. Elektron–pozitron ütközés

A kvark-modell nemcsak a hadronspektrum értelmezésére alkalmas, de képes volt egy sor olyan előrejelzést is adni, amelyeket azután a kísérletek meggyőzően igazoltak. Ilyen például az elektron-pozitron ütközés. Az elektron–pozitron tárológyűrűk segítségével igen széles energiatartományban megvizsgálták az ütközés hatáskeresztmetszetét. A szétsugárzást a perturbációszámítás legalacsonyabb rendjében a 3.10.



3.10. ábra: Elektron-pozitron ütközés során fermion-antifermion pár keletkezik.

látható Feynman–diagrammal lehet jellemezni. A magasabb rendű korrekciók a kísérleti hibánál kisebbek. A közbenső állapotban jelenlevő bozont alacsony energián egyértelműen a fotonnal kell azonosítani, magasabb energián ($E > 20$GeV) azonban figyelembe veendő a Z^0 járuléka is. A bozon által keltett fermion–antifermion pár a végállapotban gyakorlatilag perturbáció nélkül jelenik meg, ha lepton párról van szó. Ha viszont kvark–antikvark pár keletkezik, akkor a végállapotban a hadronok sokasága jön létre. Példaképpen a 3.11 ábrán egy kétmezonos végállapotot mutatunk be. A $\mu^+\mu^-$ keltéssel járó folyamat hatáskeresztmetszete 20GeV alatt kielégítő pon-



3.11. ábra: Az elektron-pozitron ütközés során keletkező kvark-antikvark páron kívül keletkezik egy további kvark-antikvark pár is. A végállapotban ekkor két mezon észlelhető.

tossággal kiszámítható a fenti gráfnak megfelelő, egy fotonos közelítésben, a

$$\sigma(e^-e^+ \to \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2}$$

képlet segítségével, ahol $Q^2 = -q^2$ az impulzusátadás és $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}$ a finomszerkezeti állandó. A hadronkeltéssel járó folyamat hatáskeresztmetszete ennek segítségével kiszámítható:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \to \text{hadronok}) &= \sum_q \sigma(e^+e^- \to q\bar{q}) \\ &= 3\sum_q e_q^2 \sigma(e^-e^+ \to \mu^-\mu^+) \end{aligned}$$

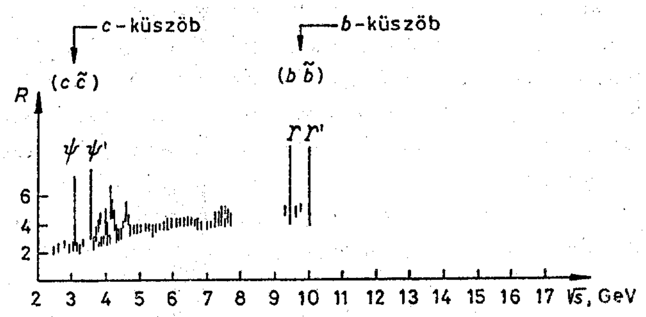
Itt azt tételeztük fel, hogy a hadronkeltés hatáskeresztmetszete egyenlő a kvarkpárkeltés hatáskeresztmetszetével, összegezve az összes lehetőségre. Egy adott $q\bar{q}$ pár keltésének hatáskeresztmetszete megegyezik a $\mu^+\mu^-$ pár keltési hatáskeresztmetszetével, de ezt még szorozni kell a kvark töltés négyzetével, minthogy a kvark töltés nem egységnyi. Az így kiszámított értéket még szorozni kell 3–mal minthogy minden kvark 3 színben fordul elő. Ezek után képezzük az R hányadost, amit a következő képlettel definiálunk:

$$R = \frac{\sigma(e^- e^+ \to \text{hadronok})}{\sigma(e^- e^+ \to \mu^- \mu^+)} = 3 \sum_q e_q^2$$

Alacsony energián a hadronkeltéshez az u, d és s típusú kvark ad járulékot, ezért:

$$R = 3 \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right] = 2$$

Magasabb energián ($E > 3.1 GeV$) a hadronkeltéshez a c (bájos) kvark is ad járulékot, ezért $R = \frac{10}{3}$. Később a b kvark is bekapcsolódik a folyamatba, ekkor $R = \frac{11}{3}$. És végül ha a top kvark is képződhet, akkor $R = 4$. A tapasztalat ezt a várakozást messzemenően megerősiti, amint az a 3.12. ábráról leolvasható. Érdemes megje-



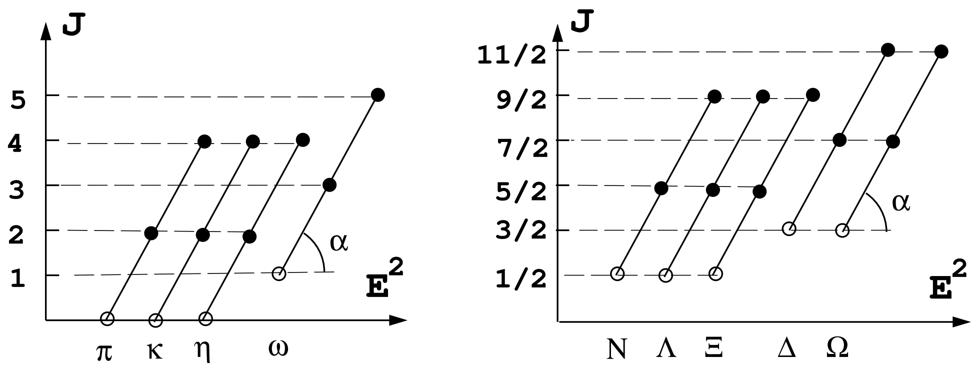
3.12. ábra: A hadronikus végállapotra vezető elektron-pozitron ütközés hatáskeresztmetszete osztva a müonpár keletkezés hatáskeresztmetszetével.

gyezni, hogy R értéke 3-szor kisebb lenne, ha a kvarkoknak csak egy fajta színe volna. Ez a kísérleti adatokkal nem egyeztethető össze.

3.4.4. A hadronok gerjesztett állapotai

Adott hadron gerjesztett állapotainak azok a részecskék tekinthetők, amelyek minden belső kvantumszám tekintetében azonosak, és csupán energiában, valamint impulzusmomentumban különböznek. Ha ábrázoljuk külön a barionok és külön a mezonok impulzusmomentumát az energia négyzetének a függvényében, akkor rendkívül figyelemreméltó törvényszerűséget fedezhetünk fel, amint az a sematikus 3.13. ábráról leolvasható. A J impulzusmomentum mindkét esetben az energia négyzetének lineáris függvénye. Ez annál is érdekesebb, minthogy az összes ismert mikro- és makrorendszernél az energia az, ami egyenesen arányos a J impulzusmomentum négyzetével:

$$E = J^2 / 2\Theta,$$



3.13. ábra: A hadronok spinje E^2 függvényében.

ahol Θ a tehetetlenségi nyomaték.

Az egyetlen ismert kivétel a relativisztikus húr. Ennek a tulajdonságait a következőképp lehet összefoglalni. Gondoljunk el egy olyan $2r_0$ hosszúságú, egydimenziós objektumot, amelynek végponjai $v_0 = c$ fénysebességgel mozognak, középpontja áll, a többi pontjának sebessége pedig a

$$v = c(r/r_0)$$

képlet szerint változik. Tegyük fel, hogy a húr mentén a hosszegységre eső nyugalmi energia állandó: k. Ekkor az így definiált relativisztikus húr teljes energiája a következőképpen számítható ki:

$$E = 2\int_0^{r_0} drk(1 - v^2/c^2)^{-1/2} = 2kr_0 \int_0^1 d(r/r_0)(1-(r/r_0)^2)^{-1/2} = kr_0\pi.$$

A J impulzusmomentum hasonlóképp kapható meg:

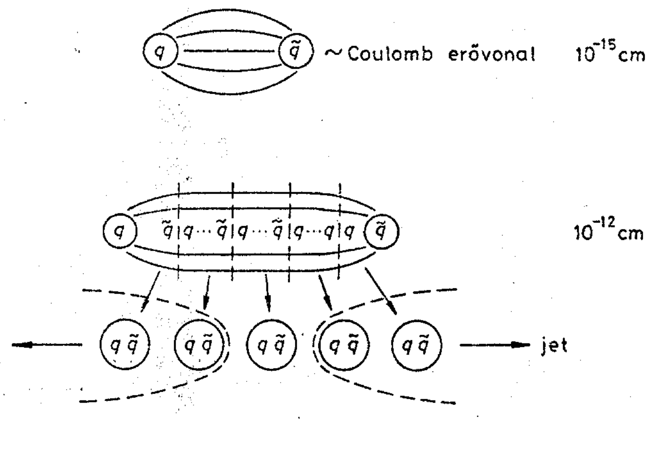
$$\begin{aligned} J &= 2/(c^2\hbar)\int_0^{r_0} drkvr(1-v^2/c^2)^{-1/2} \\ &= 2k{r_0}^2/(c\hbar)\int_0^1 d(r/r_0)(r/r_0)(v/c)(1-v^2/c^2)^{-1/2} \\ &= kr_0^2\pi/(2\hbar c). \end{aligned}$$

Összevetve J-t és E^2-et, azt kapjuk, hogy

$$J = \alpha E^2$$

ahol $\alpha^{-1} = 2\hbar ck\pi$. Megállapithatjuk tehát, hogy a relativisztikus húr u.n. Regge-diagrammja egyenes. A hadronok esetén J és E^2 között ugyanilyen összefüggés tapasztalható. A hadronok tehát olyanok, mint a relativisztikus húr.

Első látszatra ellentmondás van a kvarkmodell és a húrmodell között, hiszen az egyik zsákhoz, a másik kötélhez hasonlitja a hadronokat. Az ellentmondás azonban megszűnik, ha figyelembe vesszük, hogy egy kvark és egy antikvark körül olyan gluontér alakul ki, amelynek erővonalai a kvarkból kiindulva a lehető legkisebb térfogatot kitöltve futnak be az antikvarkba, amint azt a 3.14. ábra szemlélteti. Ez a gluontér téregyenleteinek nem-lineáris jellegéből következik. A barionok esetén a helyzet hasonló: a gluontér erővonalai a kvarkból indulnak ki és egy két-kvark rendszerbe futnak be. (A csoportelméleti fejezetben elmondottakra utalva, megjegyezzük, hogy az SU(3) csoportnak két darab háromdimenziós alapábrázolása van. Az egyiket a kvarknak, a másikat az antikvarknak feleltetjük meg. Két kvarknak a kilencdimenziós szorzat-ábrázolás felel meg. A kilencdimenziós tér felbontható egy hatdimenziós és egy háromdimenziós irreducibilis altérre. Ez utóbbi megegyezik az antikvarknak megfelelő háromdimenziós ábrázolással. Csoportelméleti szinten tehát, egy antikvark és két kvark egyenértékű.) Természetesen a relativisztikus húr egy idealizált határeset, a valóságos hadronikus húr inkább hasonlít az ábrán lerajzolt objektumhoz, azaz inkább hurka semmint húr, aminek körülbelül 1 fm az átmérője. A hadronok alapállapotban inkább gömbszerűek, gerjesztett állapotokban inkább hurkaszerűek.



3.14. ábra: Az erősen gerjesztett mezonban a kvark és antikvark távolsága elérheti a 10^{-12} cm-t. Ekkor egy húrra, pontosabban egy 10^{-13} cm átmérőjű hurkára emlékeztet.

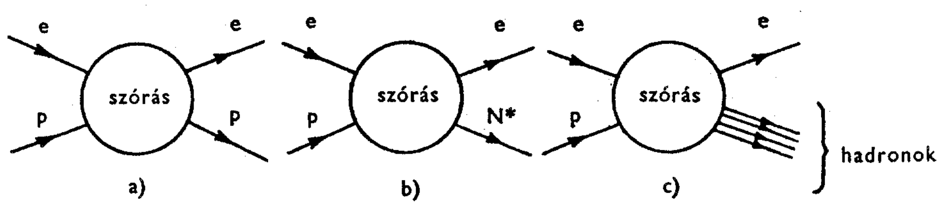
3.5. Elektronszórás nukleonon

Az 50–es évekig a protont és a neutront elemi részecskének hittük. Ekkor azonban további barionokat fedeztek fel: $(\Lambda^0, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0)$. Ezenfelül Fermi felfedezte a Δ barion–rezonanciákat is:

$$\begin{aligned}
\pi^+ + p &\to \Delta^{++} \to \pi^+ + p \\
\pi^+ + n &\to \Delta^{+} \to \pi^+ + n \\
\pi^- + p &\to \Delta^{0} \to \pi^- + p \\
\pi^- + n &\to \Delta^{-} \to \pi^- + n.
\end{aligned}$$

Ezek a rezonanciák olyan barionoknak tekinthetők, amelyek élettartama túl rövid ahhoz, hogy bármilyen detektorban megfigyelhető nyomot hagyjanak maguk után, csak rezonáns közbenső állapotként figyelhetők meg. Ezen kísérleti tapasztalatok miatt merült fel az a gondolat, hogy a barionok összetettek és ez szülte azt a tudományos igényt, hogy felderítsük a proton, illetve általában a barionok belső szerkezetét. Vizsgáljuk hát meg az elektronszórást nukleonon!

A nagyenergiás elektronszórás folyamán három különböző végállapot jöhet létre, attól függően, hogy az elektron mennyi energiát veszitett. A szórás lehet rugalmas (3.15a. ábra), rugalmatlan (3.15b. ábra), avagy mélyen rugalmatlan (3.15.ábra). Az



3.15. ábra: Az elektronszórás rugalmas, ha a nukleon nem gerjesztődik (a); rugalmatlan, ha a nukleon gerjesztett állapotba kerül (b); mélyen rugalmatlan, ha a végállapotban további hadronok is megjelennek.

elektronszórás hatáskeresztmetszetének alakja teljes általánosságban megadható a

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[2tg(\frac{\vartheta}{2})W_1(q^2,\nu) + W_2(q^2,\nu)\right]$$

képlet segítségével, ahol E' a szórt elektron energiája, ϑ pedig a szórás szöge.

Itt $W_1(q^2,\nu)$ és $W_2(q^2,\nu)$ a nukleonra jelemző két struktúrafüggvény, az alaktényezők általánosításai. Azért lép fel kettő, mert az elektromos töltéseloszláson kívül, a mágneses momentum eloszlásának ismerete is szükséges a nukleon jellemzéséhez.

Az impulzusátadást a

$$q^2 = (k - k')^2 \approx -4EE' \sin^2 \vartheta/2 \ ,$$

az energiaátadást pedig a

$$\nu = E - E' \ ,$$

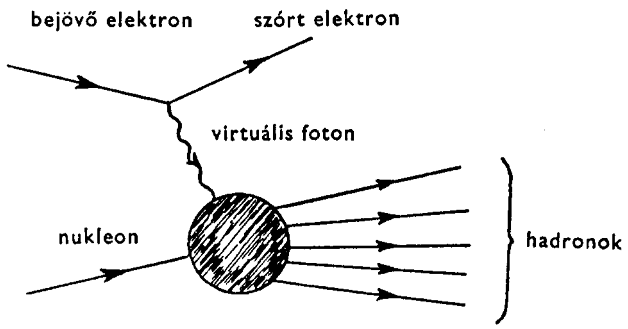
képletek definiálják. Két feles spinű, pontszerű, töltött Dirac-részecske szóródásának hatáskeresztmetszetét, amit Mott vezetett le a

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$$

szimbólummal jelöltük. (Ez spin nélküli esetben átmegy a Rutherford-féle hatáskeresztmetszetbe.) Mélyen rugalmatlan a szórás, ha az impulzusátadás értéke nagy.

A $W_1(q^2, \nu)$ és $W_2(q^2, \nu)$ struktúrafüggvényeket a kísérletből lehet megkapni és majd ezt lehet az elméleti modellekkel összehasonlítani. A nukleon szerkezetének felderítéséhez nagyenergiájú, (rövid hullámhosszú) elektronnal kell "megnézni" a nukleon belsejét. Ez 1968–ban Californiában a Stanford Linear Accelerator (SLAC) segítségével történt. A kísérleti berendezés főbb adatai a következők voltak. A lineáris gyorsítóban, amely $L = 3.2$ km hosszú volt, haladó hullámok gyorsították az elektronokat $E_e = 20$ GeV energiára. Ehhez 245 gyorsítócső szakaszt építettek meg és 100 méterenként fokuszáló mágneses lencséket helyeztek el. A target cseppfolyós hidrogén volt. Minden pulzusban 13×10^{11} elektron volt jelen. Másodpercenként 360 pulzust hoztak létre, ami 30 mA áramnak felelt meg. A szóródott elektronok energiáját mágneses spektrométerrel mérték.

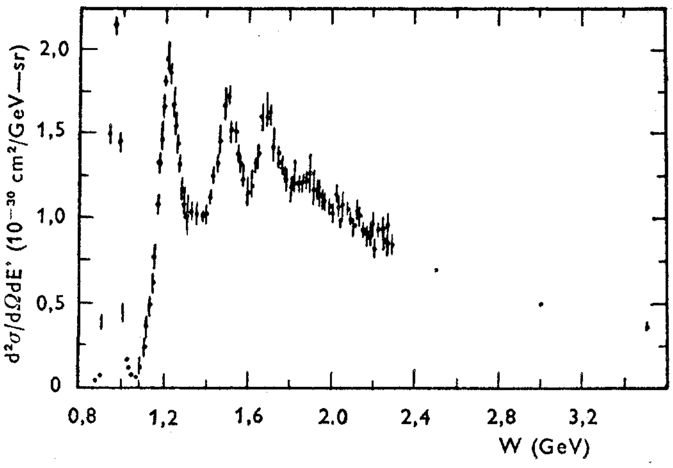
A szórási folyamat leírására elegendő az egy-fotonos Born-közelítést alkalmazni. Az egy-fotonos Born-közelítés annak felel meg, hogy a proton szerkezetét egy virtuális



3.16. ábra: Mélyen rugalmatlan elektronszórás.

fotonnal térképezzük fel. A virtuális foton négyesimpulzusa egyenlő az elektron q impulzusátadásával. A virtuális foton nem teljesíti a $q_0^2 - \vec{q}^2 = 0$ összefüggést, van longitudinális komponense is és ezért a $Q^2 = -q^2$ és a $\nu = E - E'$ változók függetlenek, a kísérlet során függetlenül változtathatók.

A kísérlet eredményeként azt kapták, hogy a $d^2\sigma/d\Omega dE'_e$ kétszer differenciális hatáskeresztmetszet, ami $10^{-30} cm^2/GeV \cdot sr$ nagyságrendű, rögzített $E = 4.88$ GeV bombázó energiánál a következőképpen fest (3.17. ábra):



3.17. ábra: Az elektronszórás kétszer differenciális hatáskeresztmetszete, mint a végállapotban megjelenő hadronok W energiájának függvénye.

3.5.1. Rugalmas szórás

A 3.17. ábrán a $W = 0.935$ GeV-nél látható (hatszorosan kisebbített) csúcs felel meg a rugalmas szórásnak. A többi csúcs a nukleon-rezonanciák gerjesztésével járó rugalmatlan szórásnak felelnek meg. A $W = 2.4$ GeV energia felett van a mélyen rugalmatlan szórás tartománya, amelyben rezonancia-csúcsok már nem találhatók.

A rugalmas szórás esetén

$$\nu = E - E' = 0.$$

A hatáskeresztmetszet a

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[2tg(\vartheta/2)W_1(q^2, \nu = 0) + W_2(q^2, \nu = 0)\right]$$

alakba írható. A rugalmas szórási kísérletekből a töltéseloszlást és a mágneses momentum eloszlását jellemző alaktényezőket lehetett meghatározni, ahhoz hasonlóan, ahogy azt a Rutherford-szórás kapcsán megbeszéltük. Hofstadter rugalmas szórási kísérleteiből az derült ki, hogy a proton töltéseloszlása exponenciális lefutású, és az átlagos sugár

$$< r^2 >^{1/2} = 0.81 fm.$$

Ezt érdemes összehasonlítani az R magsugárral! Amint azt a magfizikából tudjuk, az A nukleont tartalmazó mag R sugara: $R = r_0 A^{1/3}$, ahol $r_0 = 1.2$ fm
Az A tömegszámú magban az egy nukleonra eső térfogat:

$$\frac{V}{A} = \frac{4\pi}{3} r_0^3.$$

Az egy nukleonra jutó térfogat sugara tehát: $r_0 = 1.2 fm$. Látható, hogy ez az érték alig valamivel nagyobb, mint a nukleon sugara, azaz

$$< r^2 >^{1/2} \sim 0.81 fm.$$

A mag héjmodellje arra a feltevésre épül, hogy a nukleonok pontszerűek. A mag kollektív modellje viszont azt tételezi fel, hogy a mag egy folyadékcseppre emlékeztet, amelyben a rendelkezésre álló térfogatot a molekulák teljesen kitöltik. A Hofstadter-kísérlet arról győz meg bennünket, hogy a kollektív modell bizonyos szempontból realisztikusabb, mint a héjmodell, ami a nukleonokat pontszerűnek tekinti.

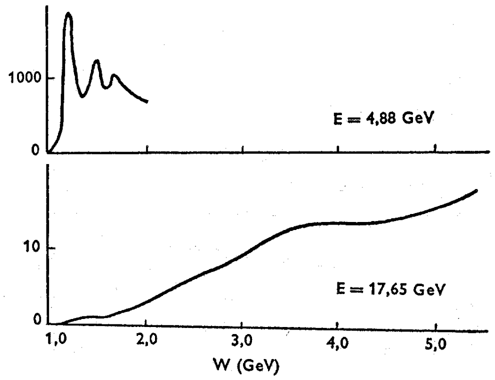
3.5.2. Mélyen rugalmatlan szórás

Az $E_e = 4.88 GeV$ és az $E_e = 17.65 GeV$ elektron energiánál mért kétszer differenciális hatáskeresztmetszetet mutatja a 3.18. ábra: Amint látható, alacsony energián a rugalmas csúcs és a rugalmatlan szórás során gerjesztett rezonanciáknak megfelelő csúcsok jól kivehetők. Nagyobb energián a hatáskeresztmetszet gyakorlatilag monoton függvénye a ν energiaátadásnak. A ϑ szórási szög változtatásával meg lehetett határozni külön a W_1 és a W_2 struktúrafüggvényeket. Eredményül az adódott, hogy a két struktúrafüggvény között, hibahatáron belül, fennáll a

$$\nu W_2(q^2, \nu) = 2 M W_1(q^2, \nu)$$

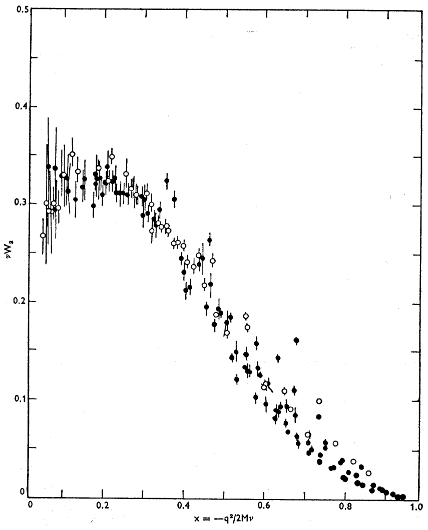
kapcsolat (3.19 ábra). Figyelemre méltó tény, hogy $2MW_1(q^2, \nu)$ és $\nu W_2(q^2, \nu)$ értéke csak az $x = -\frac{q^2}{2M\nu}$ változótól függ. Könnyű meggyőződni arról, hogy x a $0 \leq x \leq 1$ intervallumban változik. Az ábrán a különböző jelek különböző q^2 és ν értékeknél kapott eredmények. Látható, hogy a struktúrafüggvények nem függnek külön q^2–től és külön ν–től, hanem csak x–től!

Mi ennek a magyarázata?



3.18. ábra: Az elektronszórás kétszer differenciális hatáskeresztmetszete, mint a végállapotban megjelenő hadronok W energiájának függvénye, $E = 4.88$ GeV és $E = 17.65$ GeV bombázó energiánál.

Ha feltételezzük, hogy a protonban pontszerű elektromos töltéssel és mágneses momentummal rendelkező alkatrészek vannak jelen, és az elektron ezekkel lép kölcsönhatásba, akkor természetes magyarázatot kapunk arra a megfigyelésre, hogy a proton struktúrafüggvényei csak az x változótól függnek. Ekkor x–nek közvetlen fizikai jelentés adható: $x = \frac{-q^2}{2M\nu}$ megadja, hogy a proton teljes impulzusának hányad részét hordozza az az alkatrész, amely közvetlenül vett részt a szórásban, azaz amelyen elnyelődött a virtuális foton. A nagy hullámhosszú virtuális foton az egész protont érzi, az egész proton töltéseloszlásán szóródik. A nagyon rövid hullámhosszú virtuális foton nem "érzi" az egész protont, csak pontszerű részecskét "érez", azon elnyelődik és azt kilöki a protonból. A kilökött kvark és a visszamaradó dikvark között egy vékony húrra emlékeztető gluon tér épül fel, amelyben nagy térenergia koncentráció jön létre. ezen felhalmozott térenergia rovására kvark-antikvark párok keletkeznek. A kilökött kvark egy antikvarkkal kapcsolódva egy mezon alkatrészeként távozik. A többi pár olyan módon "szerveződik", "legális" hadronok legyenek. A legtöbb kvark-antikvark pár pionná kapcsolódik. Így a kilökött kvark nyomában pionok jelennek meg. Ez a "pionizáció", ami emlékeztet az ionizációra. Kvantitatív leírását Niedermayer Ferenc dolgozta ki. Az elektromosan töltött alkatrészeknek, a Gell-Mann–féle kvarkoknak az eloszlását jellemezzük az $u(x)$, $d(x)$ és $s(x)$, valamint az $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$ és $\bar{s}(x)$ eloszlásfüggvényekkel; ahol $u(x)dx$ annak a valószínűsége, hogy egy u típusú kvark impulzusa $x\vec{P}$ és $(x + dx)\vec{P}$ közzé essen, ha $\vec{P}$ a proton teljes impulzusa. Ezek az eloszlásfüggvények nem függetlenek. Ki kell, hogy elégítsék a proton töltését, izospinjét és ritkaságát megadó feltételeket.



3.19. ábra: Az elektronszórás segítségével meghatározott struktúrafüggvény, mint az x változó függvénye, különböző q^2 és ν értékeknél mérve.

A proton töltése:

$$1 = \int_0^1 \left(+\frac{2}{3}u(x) - \frac{2}{3}\bar{u}(x) - \frac{1}{3}d(x) + \frac{1}{3}\bar{d}(x) - \frac{1}{3}s(x) + \frac{1}{3}\bar{s}(x) \right) dx$$

A proton izospinje:

$$+\frac{1}{2} = \int_0^1 \left(\frac{1}{2}u(x) - \frac{1}{2}\bar{u}(x) - \frac{1}{2}d(x) + \frac{1}{2}\bar{d}(x) \right) dx$$

A proton ritkasága:

$$0 = \int_0^1 (-s(x) + \bar{s}(x)) dx$$

Be lehet bizonyítani, hogy a $W_1(q^2, \nu)$ struktúrafüggvény kifejezhető az eloszlásfüggvényekkel a következő összefüggés segítségével:

$$\begin{aligned} 2MW_1(q^2, \nu) &= \frac{4}{9}(u(x) + \bar{u}(x)) \\ &+ \frac{1}{9}(d(x) + \bar{d}(x)) \\ &+ \frac{1}{9}(s(x) + \bar{s}(x)) \end{aligned}$$

Ha a proton teljes impulzusát a kvarkok hordoznák, akkor a :

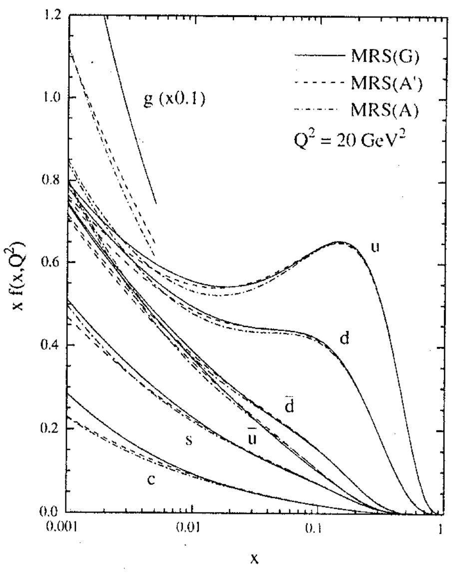
$$k = \int_0^1 x(u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x))dx$$

integrál értéke 1 lenne. A tapasztalat szerint:

$$k < 1,$$

azaz a kvarkok a proton impulzusának csak egy részét, (kb. 50%–át) hordozzák. Az impulzus többi része a gluonokra oszlik el, amelyek közvetlenül nem vesznek részt a szórási folyamatban, minthogy nincs elektromos töltésük.

A neutrinó és az antineutrinó szórás további független információkat szolgáltat. A levonható következtetés a 3.20. ábra segítségével foglalható össze: Ezek szerint



3.20. ábra: A leptonszórás segítségével meghatározott kvark eloszlásfüggvények, mint az x változó függvényei.

a proton három valencia kvarkból áll, amelyek impulzuseloszlását az $u(x)$ és $d(x)$ eloszlásfüggvények jellemzik. A valencia kvarkokon kívül jelen vannak további, a vákuumból kipolarizálódott kvark–antikvark párok is. Ezek az u.n. "sea" kvarkok, amelyek eloszlását az $\bar{u}(x), \bar{d}(x), s(x), c(x)$ függvények írják le. A nukleonokon végzett nagyenergiás leptonszórási kísérletek a Rutherford-kísérlettel állíthatók párhuzamba, mert ezek ugyanúgy derítettek fényt a nukleonszerkezetre, mint ahogy az α-szórási kísérletek az atoméra. A tárgyilagosság kedvéért végül meg kell említenünk, hogy az a kijelentés, hogy az alaktényezők csak az x Feynman-változótól függnek, csak első ránézésre igaz. A pontosabb elemzés kimutatta, hogy külön q^2-től és ν-től való függés is tapasztalható. Ez a tény úgy interpretálható, hogy a kvarkok nem tekinthetők teljesen függetleneknek még nagyon nagy energián sem. Ennek a "maradék" kölcsönhatásnak a kvantitatív értelmezése a Kvantumszíndinamika feladata.

3.6. A kvantumszíndinamika

Amint azt a barionak kvarkmodellje kapcsán megbeszéltük a kvarkok rendelkeznek két belső szabadsági fokkal. Az egyik a zamat (flavour) a másik a szín (colour). A standard modell szerint összesen 6 különböző zamat létezik: u,d,s,c,b,t ($N_f = 6$) és három szín: p,f,z ($N_c = 3$).

Az elektromágneses tér forrása az elektromos töltés. Ehhez hasonlóan a kvark színtöltése is forrása egy erőtérnek, ez a gluon tér. A kvarkok közötti kölcsönhatást a gluon tér kvantumai a gluonok közvetítik. A gluon ilyen szempontból a fotonnal állítható párhuzamba.

A Függelékben részletesen leírjuk azt az eljárást, amelynek segítségével eljuthatunk a "klasszikus" színdinamikához. Ez az eljárás az elektrodinamika általánosítása, amelynek a lényege a következő. Ismeretes, hogy a szabad elektront leíró Dirac–egyenlet változatlan marad, ha az elektronteret a $\psi^{'}(x) = e^{i\Theta}\psi(x)$ globális mértéktranszformációnak vetjük alá. Ha azt követeljük, hogy a

$$\psi^{'}(x) = e^{i\Theta(x)}\psi(x)$$

lokális mértéktranszformációval szemben is invariáns legyen, akkor a Dirac–egyenletet bővíteni kell, azaz be kell vezetni egy $A_\mu(x)$ vektorteret, amelyet a $\psi(x)$ spinor térrel együtt kell transzformálni. Amint azt tudjuk, ezen invariancia követelmény önmagában elvezethetett volna az elektrodinamika törvényeinek felfedezéséhez. Ezzel a módszerrel akkor is felfedezhettük volna a fényt, ha érzékszerveink közül hiányozna a szem, azaz akkor is ha vakok lennénk. Ezért érdemes ezt az invariancia követelményt általánosítani, mert így olyan, az elektrodinamikánál általánosabb törvényekhez juthatunk el, melyek a valóságnak olyan szektorait kormányozzák, amelyekhez nincs érzékszervünk. Így olyan "fényt" fedezhetünk fel, amelyre nézve vakok vagyunk. Ez a Yang és Mills által megfogalmazott várakozás beteljesedett. Ezzel a módszerrel született meg a kvarkok közötti kölcsönhatást közvetítő gluon tér törvényeit magába foglaló kvantumszindinamika. A kvantumszindinamika egy olyan általánosítása a kvantumelektrodinamikának, amelynek Lagrange–sűrűsége invariáns az $SU(3)$ csoportra alapozott lokális mérték transzformációkkal szemben. A kvantumszíndinamika Lagrange sűrűsége:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4}F^a_{jk}(x)F^{jk}_a(x) + \sum_{f=1}^{N_f} \bar{\psi}^(_f x)(\gamma_j(i\partial^j - gA^j_a(x)T_a) - m_f)\psi_f(x)$$

ahol N_f a flavour szám ($N_f = 6$). Az $F^a_{jk}(x)$ térerősség tenzort a

$$F^a_{jk}(x) = \partial_j A^a_k(x) - \partial_k A^a_j(x) + gf^{abc}A^b_j(x)A^c_k(x)$$

képlettel definiáljuk. Az SU(3) csoport T_a generátorai eleget tesznek a

$$\left[T^a, T^b\right] = f^{abc}T^c \quad (a, b, c = 1, 2, ...8)$$

felcserélési törvénynek, ahol f^{abc} az SU(3) csoport szerkezeti állandói. Ez a Lagrange sűrűség invariáns a

$$\Psi'_f(x) = U(x)\Psi_f(x)$$

$$\bar{\Psi}'_f(x) = \bar{\Psi}_f(x)U(x)^{-1}$$

$$A'^a_j(x)T_a = U(x)\left\{A^a_j(x)T_a - \frac{i}{g}\partial_j\Theta^a(x)T_a\right\}U^{-1}(x)$$

transzformációval szemben. Itt

$$U(x) = \exp(-i\Theta^a(x)T_a)$$

egy lokális, nem-Abeli mértéktranszformáció, amelynek folytonos paraméterei:$\Theta_a(x)(a = 1, 2, ...8)$. A QCD Lagrange–sűrűség-ből leszármaztatható téregyenletek a következők:

$$\left[\gamma_j(i\partial^j - gA^j_a(x)T^a) - m_f\right]\psi_f(x) = 0$$

$$\partial^j F^a_{jk}(x) - gf^a_{bc}A^b_j(x)F^c_{jk}(x) = g\bar{\psi}_f(x)\gamma_k T^a\psi_f(x)$$

A klasszikus Lagrange-sűrűségre alapozott kvantumtérelmélet, a QCD, hasonlóan a QED–hez, renormálható, azaz a perturbációs sor magasabb rendű tagjaiban előforduló divergens integrálok száma véges és ezek a divergenciák a fizikai mennyiségek renormálásával eltüntethetők. A QED–hez képest a QCD–ben újdonságot jelent a gluonterek kölcsönhatása. Ez a Feynman gráfok nyelvén azt jelenti, hogy előfordul két olyan vertex is g, illetve g^2 csatolási erőséggel mint amilyenek a 3.21. ábrán láthatók. A kvantumelektrodinamikával összehasonlítva megállapíthatjuk, hogy az egyetlen elektromágneses vektorpotenciál helyett itt 8 különböző $A^a_j(x)$ $(a = 1, 2, ...8)$ gluon vektorpotenciál fordul elő. A gluon terek nem lineárisak és egymáshoz csatolódnak. Az $F^a_{jk}(x)$ térerősség tartalmazza a g csatolási állandót, ami az elektromos töltés analogja. Ez annyit jelent, hogy a gluon terek töltést hordoznak. Ezen különleges tulajdonságok következtében a gluon tér maga is forrása önmagának: önkölcsönhatás jön létre.

3.21. ábra: A szintöltést hordozó gluonok közötti erös kölcsönhatás.

3.7. Kvarkbezárás és aszimptotikus szabadság

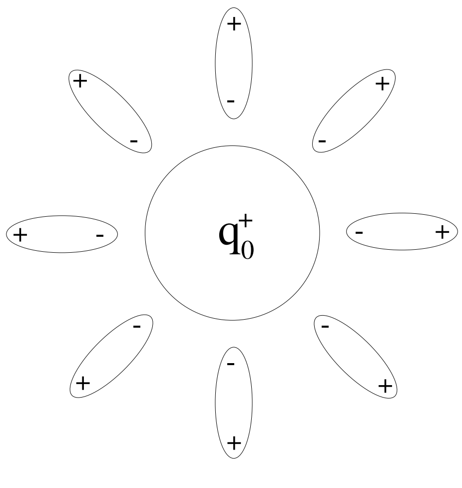
3.7.1. Futó csatolási állandó

Eddig természetesnek vettük, hogy az elektromos elemi töltés az univerzális állandók között szerepel, amelyet sok tizedesre megadott számmal jellemeznek:

$$e = 1.60217733(49)10^{-19}C$$

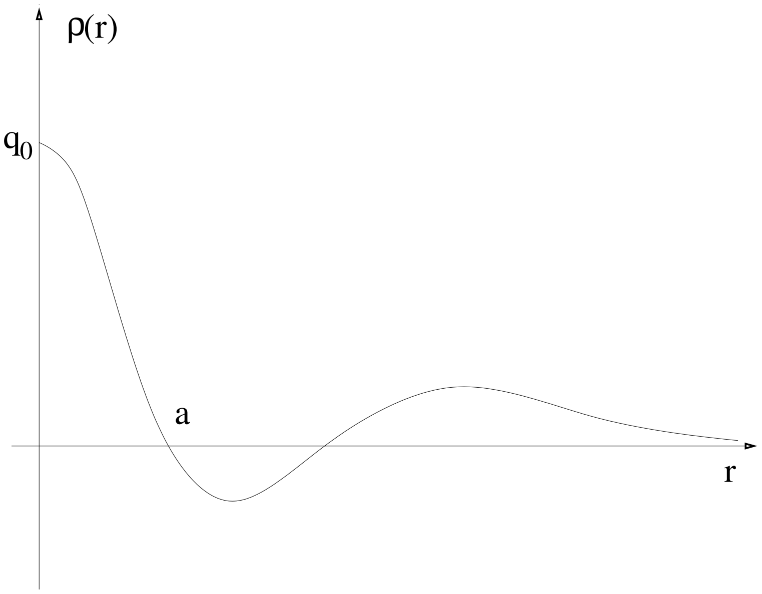
Azt is természetesnek vettük, hogy ez az állandó játsza a QED–ben a csatolási állandó szerepét. Felmerült azonban már a QED megalkotásakor is az a kérdés, hogy a csatolási állandó valóban "állandó"–e?"

E kérdés megválaszolása érdekében vizsgáljuk meg egy polározható közegbe helyezett -q_0 töltés hatását, a 3.22. ábra segítségével: A középpontban elhelyezett q_0



3.22. ábra: Negatív töltés polarizálható közegben

töltés hatására a közeg polarizálódik, azaz olyan dipólusok jönnek létre, amelyeknél a negatív pólus van távolabb a középponthoz képest. A kialakult töltéssűrűséget a 3.22. ábra szemlélteti. Az a-nál nagyobb r távolságoknál előbb negatív, majd pozitív töltéssűrűség alakul ki a polarizáció révén rendeződött dipólok miatt. 3.23.



3.23. ábra:

A $q_{eff}(R)$ effektív töltés, amit a megfigyelő $R > a$ távolságban észlel, kisebb mint q_0:

$$q_{eff}(R) = q_0 + q_p(R),$$

ahol

$$q_0 = \int_0^a \rho(\vec{r})d\vec{r}$$

és

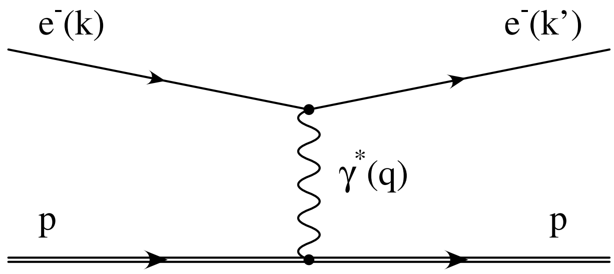
$$q_p(R) = \int_a^R \rho(\vec{r})d\vec{r}.$$

Ez utóbbi a polarizációs töltés, ami negatív, és csak a végtelenben tart zérushoz:

$$q_p(R) \to 0, \quad \text{ha} \quad R \to \infty.$$

Ezek szerint a közegben létrejött polarizáció árnyékoló hatást fejt ki. Ha nem egy polarizálható közegbe helyezzük a q_0 töltést, hanem vákuumba, akkor azt várnánk, hogy a megfigyelhető töltés q_0 lesz. Ez azonban csak akkor lenne igaz, ha a vákuum teljesen passzív maradna. Ezzel szemben a valóság az, hogy a vákuum is polarizálódik: elektron–pozitron párok alkotta dipólusok jönnek létre, amelyek a q_0 töltést leárnyékolják.

Nagy Z rendszámú atom kötelékében mozgó müon energianívói érzékenyen mutatják a vákuumpolarizáció árnyékoló hatását. A vákuumpolarizáció hatása a perturbációszámítás segítségével tanulmányozható a legkönyebben. Az egyszerűség kedvéért vizsgáljuk egy elektron szóródását egy végtelen nagy tömegűnek tekintett protonon. A folyamat legegyszerűbb Feynman gráfja a 3.24. ábrán látható. A szórási



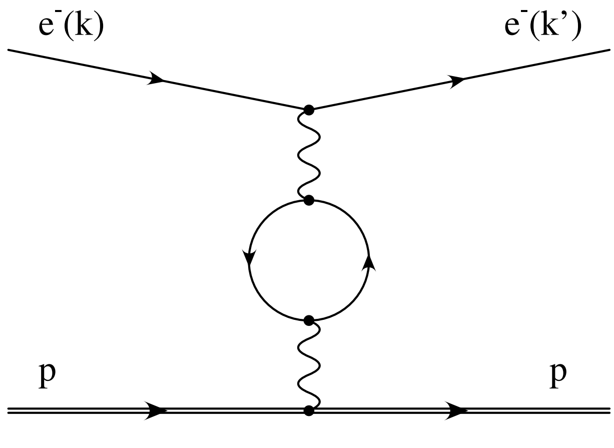
3.24. ábra: Elektronszóródás protonon

amplitudó:

$$M = \frac{\alpha}{q^2}$$

ahol $q = k' - k$ és $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ a finomszerkezeti állandó. Az M szórási amplitúdó éppen az $\frac{e^2}{r}$ Coulomb-potenciál Fourier-transzformáltja.

Ebből lehetne kiszámítani a szórás hatáskeresztmetszetét, ha a vákuum teljesen passzív lenne. De nem az, mert fellép a vákuumpolarizáció, ami legalacsonyabb rendben a 3.25. ábrán látható gráffal szemléltethető.



3.25. ábra: Az elektron szórásban fellépő vákuum polarizáció

Kiszámítva ennek a gráfnak a járulékát a perturbációszámítás negyedik rendjében és hozzáadva a második rendben kapott eredményhez azt kapjuk, hogy

$$M = \frac{\alpha}{q^2}\left\{1 + \frac{\alpha}{3\pi}\log\left(\frac{q^2}{m^2}\right)\right\}.$$

Ezt, úgy is írhatjuk, hogy

$$M = \frac{\alpha(q)}{q^2},$$

ahol

$$\alpha(q) = \alpha\left[1 + \frac{\alpha}{3\pi}\log\left(\frac{q^2}{m^2}\right)\right].$$

Vegyük észre, hogy $\alpha(q)$ értéke a q impulzusátadástól függ, tehát nem konstans.

Az $\alpha(q) = \frac{e^2(q)}{4\pi}$ képlettel definiált $e(q)$ mennyiség a futó csatolási "állandó", értéke q^2 növekedtével növekszik. Fourier-transzformációval ebből megkapható az r–től függő $e(r)$ futó csatolási állandó, aminek értéke r csökkenésével növekszik, úgy ahogy azt a polarizálható közegbe helyezett töltés esetén megbeszéltük. Ezek után térjünk át a QCD esetére. Itt e helyébe a g csatolási állandó lép α helyébe pedig α_s, ahol $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$.

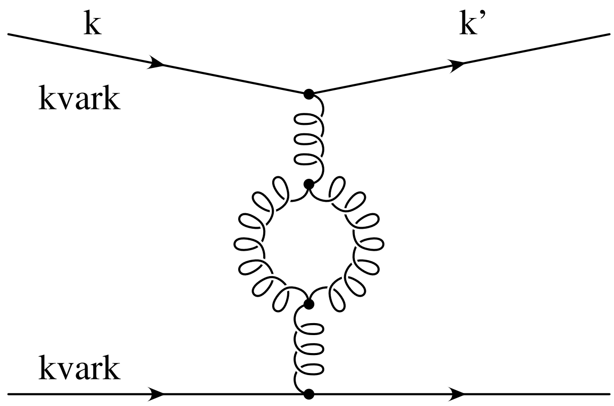
A QED–ben alkalmazott gondolatmenetet követve eredményül azt kapjuk, hogy

$$\alpha_s(q^2) = \alpha_s\left[1 + \frac{\alpha_s}{12\pi}\log\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)2n_f + ...\right].$$

ahol n_f a különböző zamatú (flavour) kvark állapotok száma. Ez úgy értelmezhető, hogy minden különböző zamatú kvarkállapot, külön-külön hozzájárul a g töltés leárnyékolásához. Az $\alpha_s(q^2)$ kifejezése azonban még nem teljes, erre utal a három pont a fenti képletben. A perturbációszámítás negyedik rendjében figyelembe kell még venni a 3.26. ábrán látható Feynman diagramnak megfelelő járulékot is. Ilyen folyamat nem fordul elő a QED–ben, az elektromágneses tér ugyanis nincs kölcsönhatásban önmagával. A QCD–ben azonban a gluon tér nem-lineáris téregyenleteknek tesz eleget és maga is hordoz szintöltést. Ennek a nem-lineáris jellegnek a kifejeződése a fenti Feynman-gráf. Kiszámítva a járulékát kiderül, hogy az ellentétes előjelű, azaz árnyékolás helyett "antiárnyékolást" eredményez:

$$\alpha_s(q^2) = \alpha_s\left[1 + \frac{\alpha_s}{12\pi}\log\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)(2n_f - 33)\right].$$

Ez egy roppant fontos eredmény!



3.26. ábra: A kvark-kvark szórás során fellépő gluon önkölcsönhatás

Minthogy $n_f = 6$ azért $(2n_f - 33) = -21$ azaz a gluon–gluon kölcsönhatásból származó "antiárnyékolás" túlkompenzálja a kvarkok okozta árnyékolást és végeredményül azt kapjuk, hogy növekvő q^2 értékeknél $\alpha_s(q^2)$ értéke egyre kisebb. A renormálás elméletének segítségével belátható, hogy $\alpha_s(q^2)$ nemcsak csökken, hanem

$$\alpha_s(q^2) \to 0, \qquad \text{ha} \qquad q^2 \to \infty$$

azaz a kölcsönhatás nagy q^2 értékeknél elenyészik. Ezt hívják asszimptotikus szabadságnak. A protonon végrehajtott, mélyen rugalmatlan lepton szórási kisérletek arról tanuskodnak, hogy nagy q^2 impulzusátadás esetén a proton kvarkjai független, azaz nem kölcsönható részecskék módjára viselkednek. Az asszimptotikus szabadság miatt $\alpha_s(q^2)$ kicsivé válik. Ez módot ad arra, hogy a nagyenergiás ütközési folyamatokat le tudjuk írni a perturbációszámítás eszközeivel.

3.7.2. Kvark bezárás

Az QCD a QED általánosítása révén jött létre, de ez a nem–Abeli csoportra, azaz az $SU(3)$–ra alapozott általánosítás, nagyon sok olyan új és elvileg is nehéz problémát vetett fel, amelyek elméleti kezelésére alkalmas módszerek, nem álltak rendelkezésre. A viszonylag egyszerű és a QED keretén belül már jól megismert perturbációs módszer, különösen a Feynman-gráfok technikáját alkalmazva igen sikeresnek bizonyult a QCD–ben is a nagy energiás tartományban, pontosabban ott, ahol a $g(q^2)$ "futó" csatolási állandó elég kicsivé válik ahhoz, hogy a perturbációszámítást egyáltalán alkalmazni lehessen. Az alacsonyabb energiákon lezajló folyamatokra azonban a perturbációszámítás felmondja a szolgálatot, mert a "futó" csatolási állandó 1–nél is nagyobb értékeket vesz fel. Ebben a tartományban vagy "QCD motivált" modelleket kellett bevezetni, vagy olyan nemperturbatív módszereket, amelyek függetlenek a csatolási állandó nagyságától, mint amilyen például a rácselmélet.

3.7.3. Zsák modell

Az első, igen termékeny modell volt az ú.n. zsák modell, amelynek lényege a következő. Feltételezzük, hogy a barion a tér egy véges sugarú tartományát foglalja el. Ez a zsák. Ennek belsejét $-B$ negatív energiasűrűség jellemzi. Ebben a zsákban mozog három kvark, amelyeket a Dirac-egyenlettel írunk le. A kvark hullámfüggvények a zsák határán eltűnnek, az áramok merőleges komponensei úgyszintén. Így a kvarkok megtalálási valószínűsége a zsákon kívül zérus. A kvarkok között páronkénti "maradék" kölcsönhatás működik, amely a következő alakú:

$$
\begin{aligned}
v(r_{ij}) &= v_0(r_{ij}) + \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j v_{ss}(r_{ij}) \\
v_0(r_{ij}) &= -g\frac{1}{r_{ij}} + c r_{ij}
\end{aligned}
$$

Amint látható, ez a "maradék" kölcsönhatás kis távon Coulomb jellegű, nagyobb távon lineárisan növekszik a két kvark r_{ij} távolságával. Ezen feltevések, valamint a kvarkok tömegeire tett feltevések segítségével értelmezni lehet az ismert barionok tömegspektrumát.

3.7.4. Oszcillátor modell

Ez a modell a magfizikából ismert héjmodell adaptációja. Feltételezzük, hogy minden kvark egy harmonikus osszcillátor potenciál terében van kötve. A harmonikus osszcillátor sajátfüggvényeiből megalkotunk egy olyan bázis rendszert, amely a három kvark állapotterében teljes rendszert alkot. Ebben közelítőleg diagonalizáljuk az előzőkben megadott maradék kölcsönhatást. Ez a modell is alkalmas a barionok tulajdonságainak visszatükrözésére.

3.7.5. QCD rácson

Amint az előzőekben megbeszéltük az erős kölcsönhatás csatolási állandója kis távolságok felé haladva csökken. Ezt a jelenséget asszimptotikus szabadságnak nevezzük: a kvarkok "majdnem" szabadok.

Másrészt viszont a csatolási állandó nagy távolságok felé haladva rohamosan növekszik, ezért a kvarkok közötti kölcsönhatás nagy távolságokon, azaz alacsony energián egyre erősebb lesz.

Az erős kölcsönhatás tanulmányozására alkalmas, nem-perturbatív módszerek közül a rács-QCD a legelterjedtebb és a legmegbízhatóbb.

Ennek a modellnek a keretei között a négyes téridőben definiálunk egy rácsot. A kvark terek csupán ezen rács pontokban "élnek", azaz csak a rácspontokban vannak értelmezve. A rács-QCD-t a leggyakrabban a Feynman-féle pályaintegrál segítségével fogalmazzuk meg. Az F fizikai mennyiség vákuum várható értékét az:

$$\langle 0|F|0\rangle = \frac{1}{Z}\int \mathcal{D}[A]\mathcal{D}[\psi]\mathcal{D}[\bar{\psi}]F(A,\psi,\bar{\psi})\exp(\mathrm{i}S[A,\psi,\bar{\psi}]$$

pályaintegrál adja, ahol

$$Z = \int \mathcal{D}[A]\mathcal{D}[\psi]\mathcal{D}[\bar{\psi}]\exp(\mathrm{i}S[A,\psi,\bar{\psi}]) \ .$$

Itt az S hatást szokásos módon a Lagrange-sűrűség segítségével definiáljuk:

$$S = \int d^4x\,(\mathcal{L}_G + \mathcal{L}_Q)$$

a gluon tér $\mathcal{L}_{\mathcal{G}}$ Lagrange sűrűsége:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F^a_{\alpha\beta}(x)F^{\alpha\beta}_a(x)$$

az $\mathcal{L}_{\mathcal{Q}}$-t pedig az:

$$\mathcal{L}_Q = \psi(x)\,(iD_\mu\gamma^\mu + m)\,\psi(x)$$

összefüggés definiálja, ahol:

$$D_\mu = \partial_\mu + igA^a_\mu(x)T_a.$$

Itt $\psi(x)$ a szines kvarkteret leíró 12 komponensű spinor, $A^a_\mu(x)(a=1,...8)$ a gluon tereket jelöli, $F^a_{\alpha\beta}$ pedig a gluon tér térerősség tenzora:

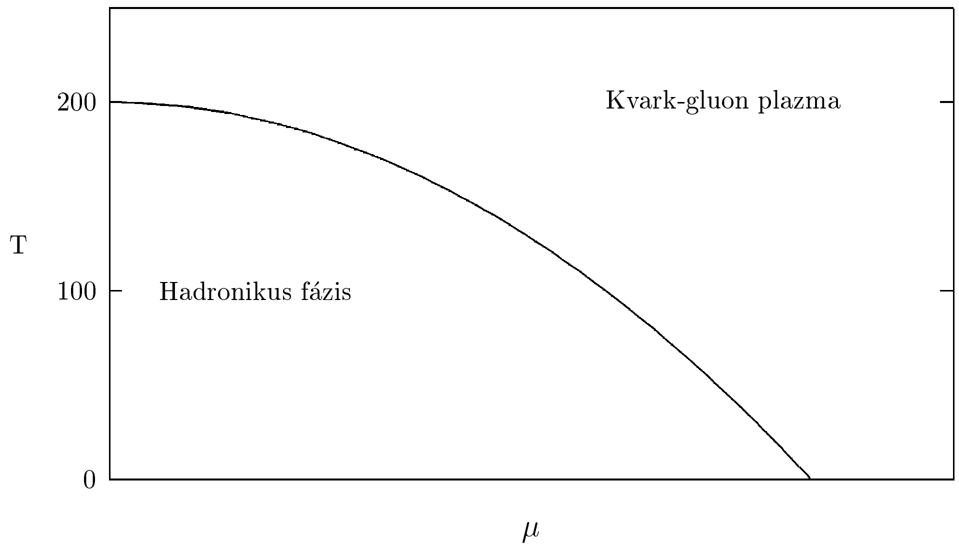
$$F^a_{\alpha\beta}(x) = \partial_\alpha A^a_\beta - \partial_\beta A^a_\alpha - gf_{abc}A^b_\alpha A^c_\beta$$

Az integrálban szereplő $e^{iS[A,\psi,\bar{\psi}]}$ tényező értéke komplex. Rendkívül figyelemreméltó az a tény, hogy ha a valós $t(x_0)$ időről analitikus folytatással áttérünk az $-ix_4$ Euklidesz-féle időre, akkor az S hatás átmegy az Euklidesz-féle S_E hatásba, és a komplex $e^{iS[A,\psi,\bar{\psi}]}$ tényező helyébe az $e^{-S_E[A,\psi,\bar{\psi}]}$ kerül, ami pozitív. A pályaintegrál formailag megegyezik egy olyan statisztikus fizikai átlaggal, amelyben a Boltzmann-faktor szerepét az $e^{-E[A,\psi,\bar{\psi}]}$ kifejezés játssza:

$$\begin{aligned}\langle 0|F|0\rangle &= \frac{1}{Z}\int \mathcal{D}[A]\mathcal{D}[\psi]\mathcal{D}[\bar{\psi}]\,F(A,\psi,\bar{\psi})\,\exp(-S_E[A,\psi,\bar{\psi}])\\ Z &= \int \mathcal{D}[A]\mathcal{D}[\psi]\mathcal{D}[\bar{\psi}]\,\exp(-S_E[A,\psi,\bar{\psi}])\end{aligned}$$

Ezek az integrálok a Teller-Metropolis algoritmust használva Mont-Carlo módszerrel numerikusan kiértékelhetők. Az eredmény pontossága elsősorban azon múlik, hogy milyen nagy rácsot definiáltunk. A számításhoz szükséges gépidő a rácspontok számávalrohamosan nő. A feladat ezért csak párhuzamosan működő processzorok rendszerével oldható meg. Az első ilyen ú.n. szuperszámítógépeket a rács-QCD-vel foglalkozó kutatók fejlesztették ki.

A rács-QCD alkalmazásai közül a legjelentősebb annak hiteltérdemlő bizonyítása, hogy ha a hadronikus anyag hőmérséklete elegendően nagy, $(T = 200 MeV)$ akkor lehetséges egy olyan fázisátalakulás, amelynek során a kvarkok kiszabadulnak a hadronok börtönéből és kvark-gluon plazma jön létre. A QCD-re alapozott modellek megerősítik azt a feltevést, hogy ez az átalakulás a hideg hadronikus anyagban is bekövetkezhet, ha elegendően nagy a barionszám sűrűség, azaz a μ barion kémiai potenciál. A közbenső lehetőségeket a 3.27. ábra szemlélteti:



3.27. ábra: A hadronikus fázis és kvark-gluon plazma fázisdiagramja.

Az ősrobbanás után, a korai Univerzumban volt egy olyan idő intervallum, amikor a hőmérséklet 22 MeV körüli érték volt. Ekkor az anyag természetes állapota a kvark-gluon plazma állapot volt. Jelenleg folynak azok a kísérletek, amelyek során nehéáz ionok ütköztetésével kísérlik meg a kvark-gluon plazma előállítását. A CERN-ben (Genf) álló Pb magokat bombáznak nagy energiára gyorsított Pb ionokkal. Brookhaven-ben a R(elativistic) H(eavy) I(on) C(ollider) segítségével egymással szemben futó Au ionokat ütköztetnek.

4. Fejezet

A gyenge és az elektromágneses kölcsönhatás egyesített elmélete

4.1. Bétabomlás

Becquerel 1896-ban fedezte fel a radioaktivitást, amelynek egyik változata a bétabomlás. Amikor Rutherford 1912-ben felfedezte az atommagot, csakhamar világossá vált, hogy a bétabomlás során az atommag az, ami kibocsájtja az elektront és eközben átalakul a szomszédos elem atommagjává

$$X \Rightarrow Y + e^-$$

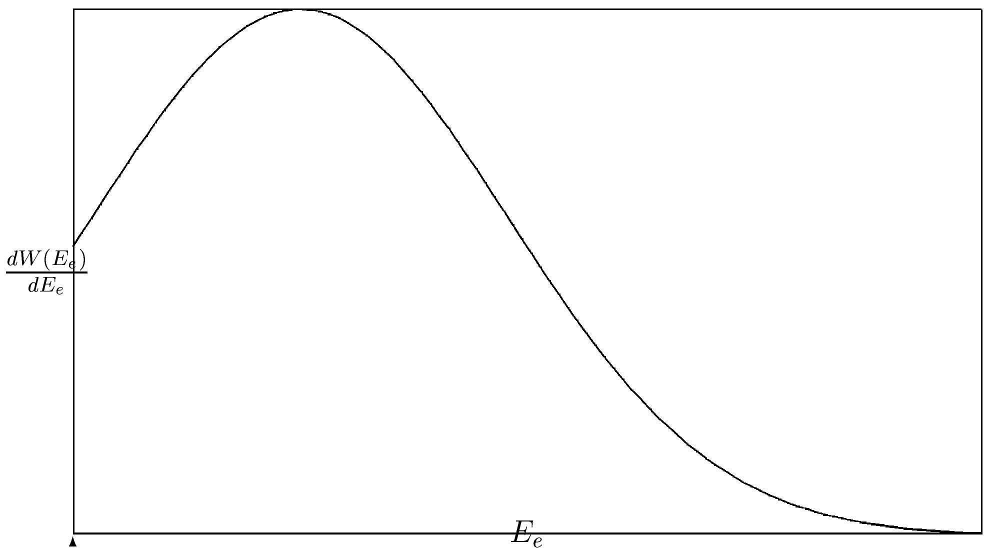
A klasszikus fizikában megismert megmaradási tételek érvényesek a mikrofizika szintjén is. Vizsgáljuk meg, hogy teljesednek-e az alapvetö megmaradási tételek a bétabomlás során.

1. Töltés: $Ze = (Z+1)e + (-e)$
2. Energia: $E_X = E_Y + E_e$
3. Impulzusmomentum: $\vec{J}_X = \vec{J}_Y + \vec{J}_e$

   Ha J_X egész (feles), akkor J_Y feles (egész).
4. Impulzus: $\vec{p}_X = \vec{p}_Y + \vec{p}_e$

A tapasztalat szerint a töltésmegmaradás rendben van.

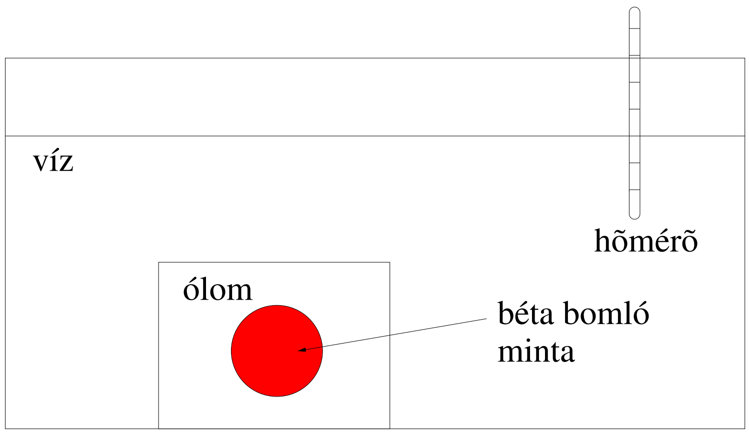
Az energiamegmaradás törvénye azonban sérül, mert a kísérleti tapasztalatok szerint, amint az a 4.1. ábrán látható, az elektron $dW(E_e)/dE_e$ energiaeloszlása folytonos, annak ellenére, hogy E_X és E_Y diszkrét. Az $< E >$ átlagenergia:



4.1. ábra: Energiaspektrum

$$< E >= \frac{\int_{m_e}^{E_0} E_e dW(E_e)}{\int_{m_e}^{E_0} dW(E_e)}$$

ahol $E_0 = E_X - E_Y$ a maximális elektronenergia. A kaloriméterrel végzett integrális



4.2. ábra: Kaloriméter

energiamérés átlagolja (4.2. ábra) az elemi folyamatokban felszabaduló energiát. Az $< E >$ átlagos energia, ami kisebb mint E_0, közelítőleg megegyezik a spektrum maximumához tartozó energiaértékkel. Ezek alapján úgy tűnik, hogy energia vész el. Az impulzusmomentum megmaradás törvénye is sérül, mert a tapasztalat szerint, ha J_X egész, illetve feles, akkor J_Y is egész, illetve feles.

Az impulzusmegmaradás törvénye ugyancsak sérül. 1956-ban Csikai Gyula és Szalay Sándor mágneses térbe helyezett ködkamra segítségével megfigyelte a ^{6}He bomlása során keletkezett elektront, valamint a visszalökődött ^{6}Li leánymagot (4.3. ábra). A bomlás előtt a ^{6}He mag állt, azaz az impulzusa nulla volt, ennek ellenére

4.3. ábra: A Csikai-Szalay kísérlet

azt tapasztalták,hogy

$$\vec{p}_{^6Li} \neq -\vec{p}_e.$$

A megmaradási tételek érvényessége egycsapásra helyreáll, ha elfogadjuk Wolfgang Pauli elgondolását, aki bevezette a neutrinó hipotézist, mondván, hogy az elektronon kívül még egy másik részecske is keletkezik:

$$X \to Y + e^- + \tilde{\nu}.$$

Pauli feltételezte, hogy a neutrinó semleges, kis tömegű ($m_\nu \ll m_e$) és $1/2$-es spinű részecske.

1953-ban Marx György felfedezte a leptonszám megmaradás törvényét, ami azt mondja ki, hogy a természeti folyamatok során a könnyű részecskék által hordozott leptonszám változatlan marad. Ez azt jelenti, hogy elektronnal együtt antineutrinó ($\tilde{\nu}$), pozitronnal együtt pedig neutrinó (ν) keletkezik.

4.2. Átmeneti valószínűség

A perturbációszámításból ismert Fermi-féle aranyszabály

$$W(f \leftarrow i) = \frac{2\pi}{\hbar}|\langle f|H_\beta|i\rangle|^2\rho(E_f)$$

megadja az

$$|i >= |X_i >$$

kezdőállapotból az

$$|f>=|Y_f, \vec{p}_e, \vec{p}_\nu>$$

végállapotba való átmenet időegységre eső valószínűségét. Itt H_β a gyengekölcsönhatás kölcsönhatási operátora. A végállapotsűrűség:

$$\rho(E_f) = \frac{dN_f}{dE_f};$$

A fázistér elemi térfogatában található állapotok száma:

$$dN_f = \frac{p_e^2 dp_e d\Omega_e V}{h^3} \cdot \frac{p_\nu^2 dp_\nu d\Omega_\nu V}{h^3}$$

Feltételezzük, hogy az elektron és a neutrinó véletlenszerüen osztozik meg a rendelkezésre álló

$$E_f \equiv E_e + E_\nu = E_{X_i} - E_{Y_f}$$

$(c = 1)$ energián, ahol

$$E_e = \sqrt{m_e^2 + p_e^2} \quad \text{és} \quad E_\nu = \sqrt{m_\nu^2 + p_\nu^2}$$

Innen látható, hogy

$$p_\nu dp_\nu = (E_f - E_e)dE_f \quad \text{és} \quad p_e dp_e = E_e dE_e$$

A végállapotsűrűség tehát a

$$\rho(E_f) = \frac{(4\pi)^2 V^2}{h^6} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \sqrt{(E_f - E_e)^2 - m_\nu^2} (E_f - E_e) dE_e$$

alakba írható, és az átmeneti valószínűségre azt kapjuk, hogy

$$\frac{dW}{dE_e} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{(4\pi)^2 V^2}{h^6} |\langle f|H_\beta|i\rangle|^2 E_e (E_f - E_e) \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \sqrt{(E_f - E_e)^2 - m_\nu^2}.$$

Feltételezve, hogy az $\langle f|H_\beta|i\rangle$ átmeneti mátrixelem független az elektron energiájától, ez a képlet jól visszaadja a 4.1.. ábrán látható energiaspektrumot, amit az (ú.n. megengedett) bétabomlás esetén tapsztaltak. Az elektron energiaeloszlásának maximumánál az érintő szöge a neutrinó tömegétől függ. Ha pontosan meg akarjuk határozni a neutrinó tömegét, akkor a triton bomlását célszerű tanulmányozni, mert ez a legkönnyebb bétabomló mag. A

$${}^3_1H \Rightarrow {}^3_2He + e^- + \tilde{\nu}_e$$

bomlás megfigyeléséből először arra a következtetésre jutottak,hogy

$$m_{\nu_e} < 0.5KeV.$$

Ma az elfogadott határ: $m_{\nu_e} < 17eV$.

4.3. Kettős bétabomlás

Előfordul olyan eset,amikor a

$${}^{A}_{Z}X \to {}^{A}_{Z+1}X' + e^- + \tilde{\nu}_e$$

bomlás után a leánymag tovább bomlik:

$${}^{A}_{Z+1}X' \to {}^{A}_{Z+2}X'' + e^- + \tilde{\nu}_e$$

Ebben az esetben elképzelhető lenne olyan kettős bétabomlás, amikor a végállapotban csak két elektron lenne jelen

$${}^{A}_{Z}X \to [{}^{A}_{Z+1}X' + e^- + \tilde{\nu}_e] \to {}^{A}_{Z+2}X'' + e^- + e^-$$

Ez akkor lenne lehetséges, ha a ν_e neutrinó és $\tilde{\nu}_e$ antineutrinó azonos lenne. Ekkor az első lépésben emittált antineutrinót a második lépésben abszorbeálná a maradék mag. Ekkor a fázistér, s így a bomlási valószínűség is sok nagyságrenddel nagyobb lenne, mivel a végállapotban csak két lepton volna és nem négy. Ez a megfigyeléseknek ellentmond. Megállapíthatjuk tehát, hogy a neutrinó nem azonos az antineutrinóval: $\boxed{\nu_e \neq \tilde{\nu}_e}$.

4.4. A neutrinó kísérleti kimutatása.

4.4.1. A Reines és Cowan–kísérlet (1953)

A neutrinó létének feltételezése kielégítő magyarázatot szolgáltatott a bétabomlás során megfigyelt jelenségekre. Ez azonban csak közvetve bizonyítja a neutrinó létét. Szükség van olyan kísérletre is, amely közvetlen bizonyítékot szolgáltat. Egy ilyen kísérletet végzett el 1953-ban Reines és Cowan. Nagyteljesítményű reaktorból nagy $\tilde{\nu}_e$ fluxus nyerhető. Ezzel létre lehet hozni a

$$\tilde{\nu}_e + p \to n + e^+$$

indukált proton átalakulást. A hatáskeresztmetszet nagyon kicsi : $\sigma \sim 10^{-43} cm^2$. Kimutatásához nagymennyiségű hidrogént tartalmazó folyadék szcintillátort használtak. A nagyon érzékeny detektálási módszer a következő volt.

A pozitron igen gyorsan lelassul és elektronnal találkozván megsemmisül, miközben két 0.5 Mev energiájú fotont sugároz szét egymással ellentétes irányba.

$$e^+ + e^- \to \gamma_1 + \gamma_2.$$

A neutron lelassulása sokkal lassabban történik, minthogy nem ionizáció révén veszti az energiáját, hanem nukleáris ütközések révén. A lelassult neutront nagy valószínűséggel abszorbeálja a jelenlévö cadmium, ami azután több, nagyenergiás gammakvantum (γ_3) formájában sugározza ki a befogott neutron kötési energiáját. A kísérletben a γ_1 és γ_2 fotonok között koincidenciát, a γ_1 és γ_3 között pedig $10-20$ mikroszekundummal késleltetett koincidenciát mértek. Az ilyen hármas - koincidencia véletlen előfordulásának a valószínűsége elég kicsi ahhoz, hogy a valódi koincidenciák megfigyelhetők legyenek. Ez volt az első kísérlet, amely a neutrinó létét közvetlenül bizonyította.

4.4.2. A Davis - kísérlet (1956)

A reaktorból származó neutrinók is alkalmasak arra, hogy jól megfigyelhető átalakulási folyamatot váltsanak ki. Ennek vizsgálata során kitűnt, hogy a Napból a Földre érkező neutrinók ugyancsak megfigyelhetők, ha a mérő berendezést elég mélyen a föld alatt építik fel ott, ahol sem a kozmikus háttér, sem a környezet radioaktivitása nem hamisítja meg a mérést. A Nap az általa kisugárzott energiát magreakciók során felszabaduló energiából pótolja. Magas hőmérsékleten ($\sim 10^7\ °K$) könnyű magok olvadnak egybe nehezebb magokká. A hidrogén “ég el” héliummá. A fúziós folyamatok sorában az első lépés a gyenge kölcsönhatás eredményeként jön létre:

$$^1_1H + ^1_1H \longrightarrow ^2_1H + e^+ + \nu_e$$

A további folyamatok során radioaktív magok is keletkeznek, amelyek bomlásukkor ν_e-ket emittálnak:

$$^7_4Be + e^- \longrightarrow ^7_3Li + \nu_e$$

A Davis–kísérletben a

$$^{37}_{17}Cl + \nu_e \longrightarrow ^{37}_{18} A + e^-$$

reakciót használták a ν_e detektálására, ahol a küszöbenergia: $E_\nu = 0.814 MeV$. Itt azt a fontos körülményt kell hangsúlyozni, hogy az $^{37}_{18}A$ egyrészt rádióaktiv, másrészt nemesgáz. Az ^{37}A radioaktív argont a céltárgyként használt széntetrakloridból argon gáz segítségével kimossák és GM-csövön áramoltatják át. A kimosás igen jó hatásfokkal valósítható meg, mert az argon, nemes gáz lévén, kémiailag nem kötődik meg. Így a neutrinó által kiváltott reakció nagyon érzékenyen detektálható. Az első kísérletben 4000 liter, a következőben 117000 liter széntetrakloridot használtak. 1971-ben a kísérletet 1500m mély aranybányában ismételték meg 380m^3 (610000kg) trikloretilénnel.

Ezzel a módszerrel sikerült a Napból származó neutrinókat észlelni, de számuk háromszorosan kisebbnek bizonyult, mint amennyit az elmélet előrejelzett. Ez a híres “Nap-neutrinó rejtély”, ami mindmáig megoldatlan.

4.5. Müon neutrinók

Az 1962-ben, Brookhaven-ben elvégzett kísérletek során a

$$p + Be \to \pi + X, \qquad E_p = 15GeV$$

reakcióban keltett pionokat, mágneses térrel terelve, hagyták elbomlani:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu$$

$$\pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}$$

A müonokat abszorbensekkel elnyelették. Így tiszta neutrinó, illetve antineutrinó nyalábot állítottak elő. A neutrinó nyalábot folyékony hidrogén, illetve deutérium céltárgyra irányítva azt tapasztalták, hogy a

$$\nu + n \to e^- + p$$

$$\tilde{\nu} + p \to e^+ + n$$

reakciók nem valósulnak meg. Ezzel szemben a

$$\nu + n \to \mu^- + p$$

$$\tilde{\nu} + p \to \mu^+ + n$$

folyamatok jól megfigyelhetők. Következtetésként azt kellett levonni, hogy a π bomlásban olyan neutrinók keletkeznek, amelyek nem azonosak a bétabomlás során keletkezö, ú.n. elektron neutrinókkal. A fenti reakciókat müonneutrinó, illetve müonantineutrinó hozza létre:

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p,$$

$$\tilde{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n.$$

A ν_μ a müon társa, hasonlóképpen ahhoz, ahogyan ν_e az elektron társa. Az 1970-es években felfedezett τ leptonhoz is tartozik egy semleges társ: ez a tauneutrinó. A leptonszám megmaradási tétel külön-külön érvényes az elektron, a müon és a tau típusú leptonokra.

4.6. A gyengekölcsönhatás elmélete

A bétabomlás Fermi-féle elméletében feltételezték, hogy a neutron bomlásakor a proton, az elektron és az antineutrinó megjelenése a téridő egy adott pontjában bekövetkező esemény. Ez az elmélet alacsony energián, a perturbációszámítás első közelítésében, nagyon jól működött, évtizedekig szolgálta a fizikai megismerés folyamatát. Elvi szempontból azonban már régóta világos volt, hogy ez az elmélet a perturbációszámítás magasabb rendjeiben értelmetlen (divergens) eredményeket ad, ami nem renormálható és az is közismert volt, hogy az elmélet sérti az unitaritás elvét is. A gyengekölcsönhatás helyes elméletének megalkotása útján az első fontos lépés az volt, amikor feltételezték, hogy a neutron bomlásakor a protonnal együtt egy negativ töltést hordozó, 1-es spinű, nagytömegű részecske, egy ú.n. W^- gyenge bozon keletkezik, ami egy közeli téridő pontban elbomlik egy elektronra és egy antineutrinóra. Ahhoz, hogy minden gyengekölcsönhatási folyamatról számot adhassunk, fel kellett tételezni, hogy a W^- mellett létezik még a W^+ és a Z^0 gyenge bozon is. Amikor megkísérelték ezeket a gyenge bozonokat egy $SU(2)$-re alapozott nem-Abeli mértékelmélet kvantumainak tekinteni, az a nehézség merült fel, hogy a mértékterekhez tartozó kvantumok szükségképpen zérus tömegűek. Ezt a nehézséget azzal a feltevéssel sikerült kiküszöbölni, hogy az 1-es spint hordozó három mérték bozonon kívül létezik még négy, zérus spint hordozó skalár tér is, amelyek közül három egybekapcsolódik a három mértéktérrel és eközben a mérték bozonoknak tömeg generálódik. A visszamaradó negyedik skalár bozon a Higgs-részecske. Ahhoz, hogy ez a Higgs-mechanizmusnak nevezett "csoda" működhessen az kell, hogy a skalár terekben spontán szimmetria sérülés következzen be.

4.7. A spontán szimmetriasértés

Spontán szimmetriasértésről beszélünk, ha a rendszer alapállapota kevésbé szimmetrikus, mint a rendszert leíró Lagrange-függvény (vagy Hamilton-függvény). A spontán szimmetriasérülés, közismert esete a ferromágnesség. A ferromágneses Hamilton operátor

$$H = -J \sum_{i \neq j} (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j)$$

forgásszimmetrikus. A ferromágneses alapállapotban a mágnesezettség valamerre mutat, az alapállapot tehát sérti a rendszer alapvető szimmetriáját.

4.7.1. Önkölcsönható, komplex, skalár tér

A spontán szimmetriasértés illusztrácójaként vizsgáljuk egy önkölcsönható, komplex skalár tér lehetséges alapállapotait. A Lagrange sűrűség legyen:

$$\mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) = (\partial_\mu \Phi^*)(\partial^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{4..1}$$

A Hamilton sűrűség:

$$\mathcal{H} = (\partial^0 \Phi^* \partial^0 \Phi + \vec{\nabla} \Phi^* \vec{\nabla} \Phi) + V(\Phi),$$

ahol

$$V(\Phi) = (\mu^2 (\Phi^* \Phi) + \lambda (\Phi^* \Phi)^2) \tag{4..2}$$

Ez invariáns a ($\Phi'(x) = e^{i\beta} \Phi(x)$) globális mértéktranszformációval szemben ($\beta = konst$). Keressük az alapállapotot. Mikor minimális $\mathcal{H}$?

Ha $\Phi(t, \vec{x}) = konst$, akkor $(\partial^0 \Phi^* \partial^0 \Phi + \nabla \Phi^* \nabla \Phi) = 0$
és ekkor a minimum feltétele:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} = (\mu^2 + 2\lambda(\Phi^* \Phi))\Phi^* = 0$$

Két eset lehetséges:

$$\begin{array}{llll} \text{vagy} & \mu^2 > 0 \quad (\lambda > 0), & \text{ekkor} & \Phi_0 = 0, \\ \text{vagy} & \mu^2 < 0 \quad (\lambda > 0), & \text{ekkor} & \Phi_0 \neq 0. \end{array}$$

A második esetben ($-\mu^2 > 0$) az alapállapot nem invariáns a Lagrange-függvény fenti szimmetriatranszformációjával szemben, azaz spontán szimmetriasérülés következik be. Az alapállapot:

$$\Phi_0 = e^{i\alpha} (\frac{-\mu^2}{2\lambda})^{1/2}$$

alakú, ahol α tetszőleges valós szám. A transzformált alapállapot viszont:

$$\Phi_0' = e^{i\beta} \Phi_0 = e^{i\beta} e^{i\alpha} (\frac{-\mu^2}{2\lambda})^{1/2} \neq \Phi_0$$

ez szemmelláthatóan különbözik az erdetitől, azaz az alapállapot nem invariáns, pedig a Lagrange–függvény az volt.

4.7.2. Goldstone–tétel

Ha valamely rendszer egy folytonos szimmetriája spontán sérül, akkor a rendszerben egy olyan bozon tér jelenik meg, amelyhez zérus tömeg tartozik. Ez a Goldstone tétel. Ezt a tételt a következő példával illusztráljuk. Legyen $\mu^2 < 0$. Az eddigi Φ komplex tér helyett vezessük be a Φ_1 és Φ_2 valós tereket a

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_1 + i\Phi_2 + v)$$

definícióval, ahol $v = (\frac{-\mu^2}{\lambda})^{1/2}$. Φ-t behelyettesítve a Lagrange-sűrűségbe, kapjuk, hogy:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[\partial_\mu\Phi_1\partial^\mu\Phi_1 + \frac{1}{2}\partial_\mu\Phi_2\partial^\mu\Phi_2 - \mu^2((\Phi_1+v)^2 + (\Phi_2)^2)) - \frac{1}{2}\lambda((\Phi_1+v)^2 + {\Phi_2}^2)^2]$$

Innen leolvasható egyrészt, hogy a ${\Phi_1}^2$ együtthatója μ^2, tehát a Φ_1 –hez tartozó bozon tömege $|\mu|$, másrészt, hogy ${\Phi_2}^2$ együtthatója zérus:

$$(\frac{\mu^2}{2} + \frac{\lambda}{2}v^2) = (\frac{\mu^2}{2} + \frac{\lambda}{2}(\frac{-\mu^2}{\lambda})) = 0$$

Tehát a $\Phi_2(x)$ térhez tartozó bozon tömege zérus. Ez a Goldstone bozon . Ebben a konkrét példában előforduló bozon az általános eset egy konkrét megjelenési formája. További példák: fononok, ferromagnonok, stb.

4.8. Higgs–mechanizmus

4.8.1. Bozon terek lokális mértéktranszformációja

Meg fogjuk vizsgálni egy olyan rendszernek a Lagrange-sűrűségét, amely egy komplex, önkölcsönható, Φ skalár térből és egy ezzel kölcsönhatásban álló $A_\mu(x)$ vektortérből áll. Ezt a Lagrange-sűrűséget a következő alakban adjuk meg:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu + ieA_\mu)\Phi^*(\partial^\mu - ieA^\mu)\Phi - \mu^2\Phi^*\Phi - \lambda(\Phi^*\Phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (4..3)$$

Könnyű belátni, hogy ez a Lagrange-sűrűség invariáns a

$$\Phi'(x) = e^{-i\Theta(x)}\Phi(x)$$

$$\Phi^{*'}(x) = e^{i\Theta(x)}\Phi^*(x)$$

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu \Theta(x)$$

lokális mértéktranszformációval szemben. A belőle leszármaztatott Euler-Lagrange–egyenletek egyik csoportja egybeesik a Maxwell–egyenletekkel. Az A_μ vektortér, egy nulla tömegű mértékbozont ír le, ami a fotonnal azonosítható. Φ egy elektromosan töltött mezon tér. Ha $\mu^2 > 0$ és $\lambda > 0$, akkor az alapállapotban $\Phi_0 = 0$. Ha azonban $-\mu^2 > 0$ és $\lambda > 0$, akkor spontán szimmetriasérülés következik be: Φ_0 különbözik zérustól. Ahhoz, hogy ezt belássuk vezessünk be új tereket:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\vartheta(x)}[\eta(x) + v]$$

Itt a $\vartheta(x)$ és az $\eta(x)$ függvények valósak, v pedig konstans: $v = -\mu^2\lambda^{-1/2}$. Hajtsunk végre egy mértéktranszformációt úgy, hogy $\Theta(x) = \vartheta(x)$ egyenlő legyen $\eta(x)$-szel minden tér-idő pontban :

$$\Phi'(x) = e^{-i\vartheta(x)}\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\eta(x) + v]$$

Ekkor a Lagrange-sűrűség a következő alakot ölti:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu + ieA'_\mu)[\eta(x) + v](\partial^\mu - ieA'^\mu)[\eta(x) + v] - \frac{1}{2}\mu^2[\eta(x) + v]^2 \qquad (4..4)$$

$$-\frac{\lambda}{4}[\eta(x) + v]^4 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (4..5)$$

$$= \frac{1}{2}[\partial_\mu\eta(x)\partial^\mu\eta(x) + e^2v^2 A'_\mu A'^\mu] + \frac{1}{2}e^2 A'_\mu A'^\mu(2v\eta(x) + \eta^2(x)) \qquad (4..6)$$

$$+\frac{1}{4}(\mu^2/\lambda) - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\eta^2(x) - \lambda v\eta^3(x) - \frac{\lambda}{4}\eta^4(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (4..7)$$

Ez a Lagrange-sűrűség egy ev tömeggel rendelkező A'_μ vektorbozonnak és egy vele kölcsönható, valós, $\sqrt{-2\mu^2}$ tömegű skalár η térnek, az ú.n. Higgs bozonnak, a leírását adja. Az történt, hogy a spontán szimmetriasértés eredményeként a mértékbozon tömeget kapott a Goldstone bozon rovására, ami egyszerűen eltűnt, azaz beleolvadt a vektormezonba.

4.8.2. Fermion terek lokális mértéktranszformációja

A gyengekölcsönhatás renormálható elméletének a megalkotására irányuló erőfeszítések során kitűnt, hogy a korrekt, a tapasztalattal is egyező elméletet csak úgy lehet felépíteni, hogy a gyengekölcsönhatás és az elektromágneses kölcsönhatás elméletét egyesítjük egyetlen elmélet keretein belül. Ez az egyesített elektrogyenge elmélet egy $SU(2)*U(1)$ nem-Abeli mértékelmélet. A lokális nem-Abeli mértéktranszformáció:

$$\Psi'(x) = e^{i\Lambda(x)}\Psi(x). \tag{4..8}$$

A $\Lambda(x)$ lineárkombinációja az $SU(2)$ csoport T^1, T^2 és T^3, valamint az $U(1)$ csoport Y generátorainak. Akkor érhető el invariancia ezen transzformációval szemben ha bevezetjük a "kovariáns deriváltat", azaz

$$\partial_\mu \Psi(x) \rightarrow D_\mu \Psi(x) = (\partial_\mu + igT^i W^i_\mu + ig'YB_\mu)\Psi(x),$$

ahol $W^i_\mu(x)$ (i=1,2,3) és $B_\mu(x)$ zérus tömegű mértékterek. Itt g és g' csatolási állandók. A balkezes kvarkok és leptonok $SU(2)$ dublettek, a jobbkezesek viszont szinglettek. Ez azt jelenti, hogy a jobbkezes fermionok az $SU(2)$ csoport egy dimenziós, a balkezesek a két dimenziós ábrázolása szerint transzformálódnak:

$$e^R \quad \begin{pmatrix} \nu^L_e \\ e^L \end{pmatrix} \qquad \mu^R \quad \begin{pmatrix} \nu^L_\mu \\ \mu^L \end{pmatrix} \qquad \tau^R \quad \begin{pmatrix} \nu^L_\tau \\ \tau^L \end{pmatrix}$$

és

$$\begin{matrix} u^R \\ d^R \end{matrix} \quad \begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} c^R \\ s^R \end{matrix} \quad \begin{pmatrix} c^L \\ s^L \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} t^R \\ b^R \end{matrix} \quad \begin{pmatrix} t^L \\ b^L \end{pmatrix}$$

Ez azért van így mert a természetben nem léteznek jobbkezes ($+1/2$ helicitású) neutrinók. A gyenge kölcsönhats hadronikus áramában csak a balkezes kvarkok szerepelnek. Minthogy a mértékterek zérus tömegű részecskéket hordoznak, azért ezeken kívül még be kell vezetni négy önkölcsönható skalár teret, melyek egy komplex dublettbe rendezhetők. Ezek a Higgs terek.

Ha a Higgs terek értéke az alapállapotban zérustól különbözik, akkor az $SU(2)$ mértékszimmetria spontán sérül. Ilyenkor meg kellene jelennie olyan Goldstone-tereknek, amelyekhez zérus tömegű részecskék tartozik. Ez azonban nem következik be. Ehelyett 3 mértéktérnek megjelenik a zérus helicitású komponense és ezzel együtt 3 mértéktérnek tömeg generálódik. Ezen Higgs-mechanizmusnak nevezett "csoda" eredményeként a Lagrange-sűrűség azon része, amely a fermion tereket tartalmazza, a következő alakba írható:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \sum_f \overline{\Psi}_f(x)[i\gamma_\mu\partial^\mu - m_f - \frac{gm_f}{2m_W}H(x)]\Psi_f(x) - e\sum_f \overline{\Psi}_f(x)[q_f\gamma^\mu A_\mu(x)]\Psi_f(x) \\ &- \frac{g}{2\sqrt{2}}\sum_f \overline{\Psi}_f(x)[\gamma^\mu(1-\gamma_5)(T^+W^+_\mu(x) + T^-W^-_\mu(x))]\Psi_f(x) \\ &- \frac{g}{2\cos\theta_W}\sum_f \overline{\Psi}_f(x)[\gamma^\mu(v^f - a^f\gamma^5)Z_\mu(x)]\Psi_f(x) \end{aligned}$$

Itt a következő jelöléseket vezettük be:

$$\Psi_f = \begin{pmatrix} u_f \\ d'_f \end{pmatrix} \quad és \quad \begin{pmatrix} \nu_f \\ l^-_f \end{pmatrix} \quad ; f = 1, 2, 3$$

- A Weinberg szög $\theta_W \equiv \arctan(g'/g)$
- $e = g \sin\theta_W$ a pozitron elektromos töltése
- $A \equiv B \cos\theta_W + W^3 \cos\theta_W$ a nulla tömegű foton tér
- $W^{\pm} \equiv (W^1 \mp W^2)/\sqrt{2}$ és $Z \equiv -B \sin\theta_W + W^3 \cos\theta_W$ a nagy tömegű töltött és semleges gyenge bozon terek
- T^+ és T^- a gyenge "izospin" léptető operátorok
- A $v^f \equiv t_{3L}(f) - 2q_f \sin^2\theta_W$ a vektor $a^f \equiv t_{3L}(f)$ az axialvektor csatolási állandók.
- $t_{3L}(f)$ pedig az 'f'-ik fermion gyenge "izospin"-je $(+1/2\; u_f{-}re\; és\; \nu_f{-}re,$ $-\,1/2\; d_f{-}re\; és\; e_f{-}re.)$
- $q_f\ a\ \Psi_f$ töltése e egységekben.

Az egyetlen megmaradó Higgs teret $H(x)$-el jelöltük. Ez a leírás, amit általában STANDARD MODELL-nek szokás nevezni, teljes összhangban van az eddig elvégzett kísérletek eredményeivel. Egyedül a Higgs tér kvantumát, a Higgs bozont nem sikerült kísérletileg megtalálni. Jelenleg a Higgs bozon felkutatása a részecskefizika legfontosabb célkitűzése.

4.9. Jelölés és egységrendszer

A részecskefizikában igen gyakran olyan egységrendszert használunk amelyben:

$$\hbar = c = 1$$

Ebben a rendszerben a hatás és a sebesség dimenzió nélküli mennyiség. Tehát az energia, az impulzus és a tömeg egyforma dimenziójú:

$$[E] = [p] = [m] \qquad \text{mivel} \qquad E = mc^2, p = mv.$$

Az idő és a hosszúság dimenziót a tömeg dimenzió segítségével fejezzük ki:

$$[l] = [t] = [m^{-1}] \qquad \text{mivel} \qquad l = vt, Et \sim \hbar, pl \sim \hbar.$$

A reakció hatáskeresztmetszet dimenziója:

$$[\sigma] = [m^{-2}].$$

Az időegységenkénti bomlás valószínűsége:

$$[w] = [m].$$

Tömegegységnek 1 GeV/c^2–t szokás választani. A szokásos egységekre való áttérés:

$$\hbar c = 0.197\,327\,053\, GeV\, fm.$$

Megállapodások:
Kontravariáns vektorkomponensek:

$$x^\mu \equiv (x^0, x^1, x^2, x^3) \equiv (t, x, y, z)$$

Kovariáns vektorkomponensek:

$$x_\mu \equiv (x_0, x_1, x_2, x_3) \equiv (t, -x, -y, -z)$$

Metrikus tenzor:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned}
x^2 &= x_\mu x^\mu = t^2 - \vec{x}^2 \\
p^\mu &\equiv (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E, p_x, p_y, p_z) \\
p_1 \cdot p_2 &= p_1^\mu p_{2\mu} = E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2 \\
xp &= Et - \vec{p}\vec{x}
\end{aligned}$$

A γ mátrixok kielégítik a

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

egyenletet. A következő reprezentációt fogjuk használni:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix},$$

$$\gamma^j = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_j \\ -\sigma_j & 0 \end{pmatrix},$$

Itt σ_j-k ($j = 1, 2, 3$) a szokásos Pauli mátrixok.

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$