

PARTÍCULES 9

INTRODUCCIÓ

A hores d'ara s'han descobert les quatre interaccions que especifiquem a continuació, ordenades per la seva intensitat creixent a les condicions *actuals* en què es troba el nostre univers:

->Gravitatòria

->Feble

->Electromagnètica

->Forta

Per a altes energies la força feble és més gran que l'electromagnètica.

Les interaccions gravitatòria i electromagnètica són de llarg abast i a grans distàncies, en què l'efecte net de les càrregues elèctriques és nul, la gravetat és la força fonamental.

La gravitació és l'única força que actua sobre totes les partícules i que és exclusivament atractiva, si prescindim de la constant cosmològica. A curtes distàncies, però, el seu efecte és negligible davant del de les altres forces. Tanmateix, per a distàncies més petites que el *radi de Planck* ens trobem amb incerteses energètiques enormes de l'ordre de *l'energia de Planck* i l'equivalència entre la massa i l'energia fa que novament el protagonisme de la interacció gravitatòria sigui important. Amb la incertesa de l'energia la mètrica de l'espai-temps és totalment canviant i discontinua, *tots els nostres esquemes mentals s'ensorren i els seus paradigmes no són una guia segura.*

La interacció forta és la responsable de les forces nuclears i la feble actua en processos de desintegració radioactius, com els que ocorren dins del nucli de la Terra, on el que canvia essencialment no és el moviment de les partícules, sinó la seva identitat. Ambdues forces són de curt abast.

La interacció electromagnètica és la força bàsica de la química i actua en fenòmens quotidians, com el fregament entre els cossos, les forces mecàniques de contacte i la tensió superficial causada per la força residual de *Van der Waals*. Potser, la interacció feble, conjuntament amb la interacció electromagnètica, seria responsable de l'estructura dels éssers vius. Podria esdevenir la violació de la paritat, que hom observa a les interaccions febles, una causa possible de l'asimetria espacial que es troba en alguns compostos moleculars vitals, com l'ADN i les proteïnes?

Hem estudiat les interaccions electromagnètica i gravitatòria clàssiques. El camp electromagnètic verifica les equacions lineals de *Maxwell* i el camp gravitatori les no lineals d'*Einstein*. També hem conegut a bastament la interacció gauge electromagnètica quàntica (*E.D.Q.*).

Quant a la gravetat, podem seguir aquestes petjades:

->Les equacions de la relativitat restringida són invariants davant del grup de transformacions globals de *coordenades* de *Lorentz-Poincaré* entre sistemes inercials. Aquests sistemes inercials són també globals quant a l'espai total descrit per ells.

->Si introduïm la gravetat, *no* podem tenir sistemes inercials globals, sinó únicament locals, que descriuen només l'espai immediat. La transformació que ens permet arribar a un sistema inercial local en P és una transformació general de coordenades, *diferent* per a cada punt P . Aquesta transformació *sempre* la podem identificar amb una transformació de $L-P$ amb els 10 paràmetres *dependents* de P i, consegüentment, *local*.

->Les equacions que descriuen fenòmens són covariants davant de transformacions generals de coordenades i, per tant, tenen la invariància local del grup de $L-P$ deduïda de la global corresponent a l'absència de la gravetat.

->Tanmateix, la interpretació gauge de la gravitació *quàntica* troba dificultats, com veurem d'aquí a un moment i més endavant al capítol 11 que parla de la unificació de les interaccions.

Comprovarem més tard que la resta d'interaccions es dedueixen de la invariància gauge global, corresponent a un grup de simetria, transformant-la en local. La gran importància de les teories gauge està en el fet que són *renormalitzables* als càlculs per-

torbatiu. L'anterior, però, no ens ha de fer perdre de vista que tot estudi pertorbatiu és *limitat* en la seva essència i que la renormalització a través de la regularització pot fer desaparèixer simetries clàssiques. Aquestes *anomalies* quàntiques es redueixen a l'àmbit necessari elegint el tipus de regularització (l'estructura en famílies, que veurem més endavant, contribueix també a la cancel·lació de moltes anomalies, la qual cosa dóna suport a l'esmentada estructura). El grup de simetria global (com l' $U(1)$ que apareix a l'electromagnetisme) *no actua sobre l'espai temps*, sinó sobre coordenades *internes* (l'espai *fibrat* total és compost per una *base* de l'espai temps connectat a través d'una *fibra* interna). Aquí rau la dificultat principal a l'estudi de la gravitació i que fa que aquesta no sigui pròpiament gauge. Amb l'aparició de les interaccions a través d'una invariància gauge local s'ha acomplert en part el somni d'*Einstein* de deduir les forces a partir de la geometria (interna, en aquest cas).

Hem vist que la interacció electromagnètica es pot interpretar a través de l'intercanvi de fotons *virtuals* que transmeten la "força". Les altres interaccions també es poden interpretar per l'intercanvi de partícules virtuals, segons veiem a continuació:

->Electromagnetisme: *fotons* amb massa $m=0$ i espín $s=1$.

->Interacció feble: *bosons* W^+W^-Z amb massa i $s=1$.

->Interacció forta: *gluons* amb $m=0$ i $s=1$.

->Gravitació: *gravitons* amb $m=0$ i $s=2$ (el valor d'aquest espín fa que, contràriament al que passa amb les càrregues elèctriques, les masses del mateix signe s'atreugin i les de signe contrari, si n'hi hagués, es rebutgin).

La incertesa energètica dependrà de la incertesa temporal. Si una partícula té una massa petita, admetrà una menor incertesa de l'energia i, per tant, una vida i un recorregut més grans. L'abast d'una interacció dependrà, doncs, de la massa de les partícules d'intercanvi. Les interaccions electromagnètica i gravitatòria són d'abast infinit i la feble de curt abast.

La interacció forta a través de l'intercanvi de gluons és la responsable de les forces nuclears de curt abast. Com pot ésser possible això, si la massa dels gluons d'intercanvi és nul·la i l'abast corresponent és infinit? L'explicació que hom dóna és aquesta:

- a) La interacció electromagnètica és de llarg abast.
 ->La interacció entre molècules neutres (compostes de partícules amb càrrega elèctrica) a llargues distàncies és nul·la.
 ->A curtes distàncies, però, la interacció anterior apareix mitjançant la força residual de *Van der Waals*.
- b) Anàlogament, les partícules nuclears estan formades per altres (els *quarks* de *Gell-Mann* equivalents als "aces" de *Zweig*) sobre les quals actua la interacció forta de llarg abast a través dels *gluons* d'intercanvi. La composició dels nucleons és tal que a grans distàncies també desapareix la força i a curtes distàncies tenim una força residual (com la de *Van der Waals*) responsable de l'atracció nuclear. Aquesta força residual és de molt curt abast.

Fixem-nos bé que totes les partícules d'intercanvi tenen l'espín enter i, per tant, són bosons. El gravitó, però, n'és l'única amb espín diferent d'1. Aquesta és una altra diferència de la interacció gravitatòria amb la resta. Això, conjuntament amb la no-linealitat de les equacions del camp i les dificultats de trobar una teoria gauge renormalitzable amb l'eliminació de les divergències, ha fet molt difícil a hores d'ara la quantificació del camp gravitatori.

Bé; després d'aquest recorregut panoràmic per les interaccions, vegem ara l'esquema de les partícules *elementals*, dins del *model estàndard*, acceptat aproximadament des de 1977.

	<i>FERMIONS</i>			<i>BOSONS</i>
<i>L</i>	ν_e e	ν_μ μ	ν_τ τ	<i>Fotó: γ</i> <i>Bosons: $W^+ W^- Z$</i> <i>Higgs: H</i>
<i>Q</i>	u d	c s	t b	<i>8 gluons</i>

Anem ara a estendre'ns un xic sobre l'esquema de la figura anterior, on les masses fermiòniques creixen cap a la dreta.

- >Hem prescindit de la interacció gravitatòria i del gravitó.
 ->Ens apareixen 6 *leptons* (*L*) i 6 *quarks* (*Q*).

- >L'*electró* (e^-), el *muó* (μ^-) i el *tauó* (τ^-) són partícules elementals fermiòniques d'espín $1/2$ i càrrega elèctrica negativa (-1) i les seves antipartícules tenen càrrega elèctrica $+1$ i espín $1/2$.
- >Cada leptó amb càrrega elèctrica té un company sense càrrega amb el qual forma una *família* amb dos *sabors*:
 - >*Electró i neutrí electrònic*.
 - >*Muó i neutrí muònic*.
 - >*Tauó i neutrí tauònic*.
- >Experimentalment només s'han trobat neutrins i antineutrins de quiralitat negativa L (vegeu l'apartat corresponent del capítol 7).
Amb la conversió $L \leftrightarrow R$, les masses dels neutrins no són nul·les i no tenim pròpiament estats L o R , sinó una mescla quàntica d'ambdós. La interacció feble només involucra la part "left" (la "right", si ho fa, intervindria molt més dèbilment), però el moment magnètic del neutrí (i això només seria possible si ell tingués una estructura interna, amb la qual cosa no seria elemental) fa participar els dos components a través de la interacció electromagnètica. Veurem més tard que una massa dels neutrins diferent de zero ens permet resoldre el problema dels neutrins solars, que es detecten en una proporció molt inferior a la prevista.
- >*Cap* leptó és sotmès a la interacció forta, la qual únicament actua entre quarks i gluons.
- >Entre els fermions i els bosons γ, W^+, W^-, Z, H apareix la interacció electrofeble.
- >Els neutrins i antineutrins no tenen càrrega elèctrica i sobre ells només actua la interacció feble, per la qual cosa es detecten difícilment.
- >Als leptons de cada família els assignem un *número quàntic leptònic* de tipus *electrònic, muònic o tauònic*, $+1$ per a les partícules i -1 per a les antipartícules (en tots els altres casos tenim número leptònic nul). La conservació del número quàntic leptònic *familiar* només és possible si les masses dels neutrins són nul·les; en cas contrari, pot aparèixer l'encreuament entre famílies quan els estats

- propis de sabor no ho són de la massa i, per tant, no són estacionaris. Actualment el problema dels neutrins solars s'explica fonamentalment per la conversió $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.
- > El caràcter leptònic (leptó vol dir lleuger) no ve donat a partir de la massa (la massa del tauó és de l'ordre de la del protó), sinó per la no-participació a la interacció forta (només els hadrons ho fan). Els neutrins, en ser elèctricament neutres, actuen molt dèbilment amb la matèria. De fet, els nostres cossos són travessats per milions d'ells, sense adonar-nos-en! La seva detecció només es pot fer en les fondàries de la Terra en presència de grans quantitats d'àtoms amb els quals només ells tenen una minsa probabilitat de trobar-se i interaccionar.
 - > Els *quarks* són els elements constructors de les partícules que participen a la interacció forta (*hadrons*); el seu espín val $1/2$ i les càrregues elèctriques són fraccionàries.
 - > Existeixen sis *sabors* de quarks agrupats en tres *famílies*. Aquestes famílies són les que estan formades per:
 - > Quarks "*down*" (*d*) i "*up*" (*u*): $Q_d = -1/3$, $Q_u = +2/3$.
 - > Quarks "*strange*" (*s*) i "*charm*" (*c*): $Q_s = -1/3$, $Q_c = +2/3$.
 - > Quarks "*bottom*" (*b*) i "*top*" (*t*): $Q_b = -1/3$, $Q_t = +2/3$.
 - > Cada quark pot tenir tres *colors* diferents. El color és la propietat bàsica que participa a la interacció forta a través de l'intercanvi de gluons *sense afectar el sabor*.
 - > Similarment (no idènticament) als leptons, la unitat familiar dels quarks és important a les interaccions febles.
 - > Els sabors dels quarks determinen els distints hadrons:
 - > Tres quarks originen els *barions* d'espín semienter i caràcter fermiònic. Els barions tenen un *número bariònic* igual a $+1$ i els *antibarions* el tenen igual a -1 .
 - > Un quark i un antiquark originen els *mesons* d'espín enter i caràcter bosònic. El número bariònic dels mesons i de les seves antipartícules (aquestes no són pròpiament antimessons, sinó mesons!) és igual a zero.
 - > Tenim en total, a més de les seves antipartícules:
 - > Sis sabors de quarks distribuïts en tres famílies, que es corresponen amb els sabors i famílies dels leptons.
 - > Tres colors de quark per a cada sabor.

- > Els bosons γ , W^+ , W^- , Z són les partícules d'intercanvi de la interacció electrofeble i aquesta és conseqüència de la unificació de les interaccions *electromagnètica i feble*. L'intercanvi dels bosons W^+ i W^- , amb càrregues $+1$ i -1 respectivament, dóna lloc a canvis de càrrega elèctrica. Altrament, amb l'intercanvi de bosons Z això no ocorre, com amb l'intercanvi de fotons (*corrents neutres*).
- > Trobem els bosons de Higgs H a la unificació electrofeble, i més tard a altres unificacions, "donant" massa a bosons, que transmeten la interacció, i fermions que hi participen en aquella *tot preservant la renormalització*. Els bosons de Higgs, per tradició, estan associats a camps quàntics σ amb nom diferent.
- > El bosó de Higgs i els bosons W^+ , W^- , Z i γ també poden rebre la interacció electrofeble (el fotó i Z no estan sotmesos a la interacció electromagnètica).
- > A la interacció feble els camps L i R tenen comportaments molt diferents. La *quiralitat* d'una densitat lagrangiana defineix el grau de desacoblament dels components L i R que impedeix la transició entre ambdós tipus de camps.
- > Existeixen vuit *gluons*, sense càrrega elèctrica ni massa, que participen a la interacció forta com a transmissors, sense canviar el sabor dels quarks:
 - > Sis d'ells canvien el color dels quarks.
 - > Dos d'ells no ho fan.
- > La interacció forta actua entre gluons, que, *confinats*, formarien la hipotètica bola de gluons o "*glueball*".
- > Segons sembla, els quarks no es troben lliures a la natura (*confinament*) i a molt curtes distàncies la seva interacció és negligible (*llibertat asimptòtica*). L'estructura real dels hadrons no és senzilla i conté una mescla complexa de quarks, gluons i "*glueballs*" interaccionant entre ells (la *sopa* de quarks i gluons que conformen els hadrons).
- > La teoria de la *cromodinàmica quàntica*, *C.D.Q.*, ("quantum chromodynamics *Q.C.D.*") és la teoria de la interacció forta, on el color és l'equivalent a la càrrega elèctrica de l'electrodinàmica.
- > Resumint tot l'anterior, ens han aparegut:

- >12 leptons (6 sabors i les antipartícules).
- >36 quarks (6 sabors amb 3 colors i les antipartícules).
- >12 bosons d'intercanvi (γ , W^+ , W^- , Z + 8 gluons).
- >Els bosons de *Higgs*.
- >L'existència d'una quarta família leptònica és improbable; en efecte: a causa de l'aparició de més canals desintegradors, el temps de vida de Z en desintegrar-se en neutrins seria més petit que el trobat experimentalment.
- >A partir de l'*elementalitat* de quarks i leptons hom troba els tipus de partícules *manifestades*, prescindint dels bosons d'intercanvi, de la taula següent.

	<i>FERMIONS</i>	<i>BOSONS</i>
<i>LEPTONS</i>	e, μ, τ ν_e, ν_μ, ν_τ	<i>NO</i>
<i>HADRONS</i>	<i>BARIONS: p, n, Ω,...</i>	<i>MESONS: $\pi, J/\Psi$,...</i>

- >Els leptons no participen a la interacció forta i els neutrins no estan sotmesos a la interacció electromagnètica. És important assenyalar que els hadrons neutres participen seus quarks.
- >La hipòtesi dels *preons* (etimològicament: "els que vindrien *abans* que els *primers*, els protons") o *rison*s, que construirien els no elementals quarks i leptons, és només això: una hipòtesi. Aquestes noves partícules romandrien ocultes, potser, per un mecanisme semblant al del color que manté els quarks lligats: es tractaria de la teoria del "*technicolor*" amb les interaccions corresponents.

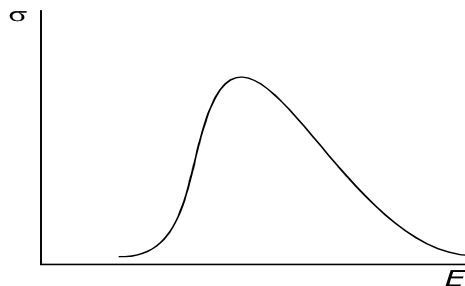
RESONÀNCIES

A l'apartat següent tindrem una visió panoràmica de la història que ens ha conduït al descobriment d'un gran nombre de partícules. En aquesta història té un paper fonamental el fenomen de la ressonància.

Suposem un feix de partícules que interaccionin amb altres i que finalment reapareguin. Poden ocórrer diferents processos:

- 1-Una partícula no és afectada en absolut.
- 2-Una partícula només és afectada en la seva trajectòria.
- 3-Es forma una partícula intermèdia de curta vida que es desintegrarà posteriorment en les primeres.

Nosaltres podem calcular la secció eficaç total d'un fenomen de dispersió, prescindint d'1. Podem expressar aquesta secció en funció de l'energia total del sistema. Per a cada energia cinètica de les partícules incidents, per exemple, tindrem una secció eficaç *lleugerament variable*, perquè 3) no ocorrerà, en general. Quan 3) ocorri, la dispersió augmentarà fortament i apareixerà un pic de ressonància, com indica la figura.

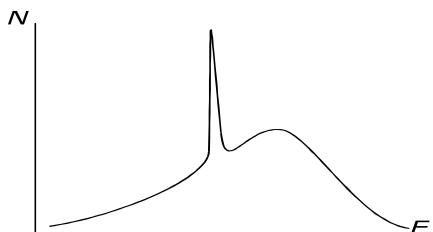


Segons l'amplària estimada del pic tindrem una incertesa de la massa de la partícula intermèdia i d'aquí podrem esbrinar el seu temps de vida pel principi d'incertesa. A partir del temps de vida podrem arribar a deduir el tipus d'interacció de què es tracta. Si la interacció de la desintegració és forta, la probabilitat de "viure" per unitat de temps disminuirà i el temps de vida serà més petit.

El fenomen de la ressonància pot també manifestar-se de la manera que mostra l'exemple que segueix:

Suposem la reacció $p + \bar{p} \rightarrow 2\pi^- + 2\pi^+ + \pi^0$, que intuïm que es pot desenvolupar amb la seqüència: 1) $p + \bar{p} \rightarrow w + \pi^+ + \pi^-$ i 2) $w \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. L'origen de les partícules finals, π^+ i π^- , no el coneixem. Si w no es formés, el nombre de ternes corresponents a diferents *energies conjuntes* de la terna seguiria una corba suau amb lleugeres fluctuacions degut a la seva formació aleatòria. Si 2) ocorre, un nombre considerable N de les ternes elegides tindrà el seu origen en la desintegració de w i, per tant, hi haurà un pic de

ressonància per a una energia concreta E de la terna corresponent a l'energia de la partícula intermèdia w .



De l'anàlisi de les ressonàncies s'arriba a esbrinar l'existència de partícules intermèdies de curta vida, no directament, sinó pels efectes de la seva minsa presència.

LA HISTÒRIA DEL DESCOBRIMENT DE LES PARTÍCULES

El *model estàndard actual* que descriu les partícules i les seves interaccions és hereu d'una llarga història:

->*Al-Biruni* (s.X-XI, Àsia Central) és el gran savi de l'Islam oblidat per Occident i el primer home amb l'esperit "d'unificació", en assignar les mateixes lleis físiques al Sol, la Terra i la Lluna.

->*Newton* (1687): Publicació dels "*Principia*" amb la unificació de la gravetat celeste i terrestre.

->*Faraday* i *Ampère* (1820-1830): Interconnexió entre els fenòmens elèctrics i magnètics iniciada per *Oersted*.

->*Kirchhoff* (1861) en col·laboració amb *Bunsen* comprova la coincidència espectral de les línies d'emissió i d'absorció.

->*Maxwell* (1878): Unificació de l'electricitat i el magnetisme i entre l'òptica i l'electromagnetisme, continuada per *Hertz*.

->*Röntgen* (1895) descobreix els raigs X.

-> *Joseph John Thomson* -popularment, *J.J.*- (1897) descobreix l'electró *material* a partir dels raigs catòdics (el seu fill *G.P. Thomson* presentaria molt més tard les proves de les propietats *ondulatòries* de l'electró postulades per *de Broglie*).

->*Becquerel* (1896) i *els Curie*⁴² (1898) descobreixen la radioactivitat.

->Quantificació *només* "formal" de l'emissió i absorció de l'energia per *Planck* (1900) i "explícita" del fotó per *Einstein* (1905).

->*Einstein* (1905): *Relativitat restringida* amb la "unió" e-t.

->*Einstein* (1915): *Relativitat general*, amb la interpretació geomètrica de les forces gravitatòries.

->*Models atòmics*: model "clàssic" de *Rutherford* (1911) i " quàntics" de *Bohr* (1913) i *Sommerfeld* (1916). *Rutherford* descobreix el 1919 el *protó* (etimològicament: "*el primer*", en raó que el nucli atòmic més senzill està format per un sol protó) i postula el *neutró* el 1920.

->Intent parcial d'unificació de l'electromagnetisme i de la gravetat per part de *Kaluza* (1921) i *Klein* (1926) amb l'extensió del nostre espai amb altres dimensions addicionals.

->A la dècada dels anys vint es desenvolupa la física quàntica. S'enuncien els principis de complementarietat de *Bohr* i d'incertesa de *Heisenberg*.

->*Schrödinger* (1926) presenta la seva equació d'ones que equival formalment al sistema matricial de *Heisenberg*.

->*Dirac* (1928) publica la seva equació i postula el positró.

->*Pauli* (1930) postula el neutrí per tal que es verifiqui la conservació de l'energia a la reacció $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

->Descobriments del neutró per *Chadwick* i del positró per *Anderson* (1932). **A partir de l'any 1932 comença una etapa de recerca totalment nova.**

->*Fermi* (1933) bateja la partícula postulada per *Pauli* com a "neutrino" (neutró petit).

->*Yukawa* (1935) publica la seva teoria de la força nuclear i postula una partícula de massa intermèdia entre l'electró i el protó que actua com a propagador de la força nuclear. La seva massa és predita a partir de l'abast de les forces nuclears, la qual cosa ens orienta sobre el temps de vida de la partícula propagadora i, a partir del principi d'incertesa, sobre la seva massa. L'anterior havia estat considerat abans per *Stückelberg*, desautoritzat injustament per *Pauli*.

->Descobriments per *Anderson* (1938) del muó, que es confós amb la partícula de *Yukawa*.

->*Kemmer* (1938) a partir de la simetria $SU(2)$ corresponent al doblet neutró-protó teoritzava l'existència d'un triplet que més tard

esdevindrà real (els pions π^0, π^+, π^-). Al grup anterior tenim els components (I_3) de l'isospín (I) amb la mateixa àlgebra que els J_3 i J de $SO(3)$.

->A la dècada dels quaranta es descobreixen els pions responsables de la força de Yukawa. Els pions formats a l'alta atmosfera es desintegren formant muons que viatgen al llarg de l'atmosfera i es detecten a la Terra després d'un viatge paradoxalment llarg, causat per la dilatació relativista del temps de vida propi.

->Feynman, Tomonaga, Swinger i Dyson (dècades dels anys quaranta i dels cinquanta) formulen l'EDQ.

->Al llarg de la dècada dels cinquanta la investigació canvia de lloc: dels raigs còsmics hom passa als acceleradors, que deuen la seva paternitat a Lawrence (1929). Es descobreixen noves partícules estranyes a partir de l'observació de ressonàncies.

L'estranyesa es basava en el fet que les partícules estranyes sempre es formaven per parelles i els seus temps de vida eren més grans que els que es preveien a partir de les seves masses. Si les partícules estranyes es formaven per la interacció forta i es desintegraven per la feble, l'anterior tenia una explicació senzilla:

a) Hi havia una nova llei (la conservació de l'estranyesa) que obligava que a partir de partícules amb estranyesa nul·la es formessin parelles de partícules amb estranyesa oposada per mitjà de la interacció forta.

b) La desintegració per la interacció feble feia que el seu temps de vida fos més gran que el que s'havia previst. La interacció feble no conservava l'estranyesa.

->Gell-Mann i Nishijima (1953) postulen un nou número quàntic (l'estranyesa) per explicar algunes propietats de les partícules estranyes.

->Teories gauge no abelianes o de Yang i Mills (1954).

* Quan una teoria física prediu les propietats de noves partícules, és possible provar la seva existència indirectament, a partir de la detecció de la seva firma formada per partícules que demostren la seva presència, com ocorre amb els neutrins, quarks, gluons etc.

->Cowan i Reines (1956) descobreixen el neutrí electrònic.

->Yang i Lee (1956) descobreixen la violació de la paritat a les interaccions febles. Una reacció en què intervenien els neutrins no tenia la corresponent per transformació especular: si a la

primera hi havia neutrins levogirs, a la segona calia neutrins dextrogirs... que no s'han trobat experimentalment!

Aquí podem fer ara una sèrie de consideracions referents als principis de conservació. A mesura que la interacció és més forta es respecten més principis. Cada principi violat per un tipus d'interacció és violat per totes les altres de menor rang.

Sempre trobem la conservació de:

- >L'energia/impuls.
- >El moment angular.
- >La càrrega elèctrica.
- >La càrrega de color.
- >El número leptònic, prescindint del tipus de leptó.
- >El número bariònic (certes teories que veurem més endavant ho neguen, amb desintegració del protó com a conseqüència).

I ens apareixen les violacions següents:

- >Interacció forta: cap.
- >Interacció electromagnètica: la d'isoespín (I).
- >Interacció feble: les d'isoespín (I) i la seva projecció (I_3), d'estranyesa (S), de paritat (P), de conjugació de càrrega (C), i "rarament" de CP o T .

Definim l'isoespín a $SU(2/3)$ i l'estranyesa i color a $SU(3)$.

Les lleis de conservació permeten entendre fàcilment molts de fenòmens. Així, la desintegració d'una partícula en altres només és possible, si la seva massa és més gran o igual a la suma de les seves masses finals (vegeu el "quadritensor energia-impuls" al capítol 3 anterior). Per això, el procés $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ només pot ocórrer en presència de matèria, però no pas al buit. Per altra banda, el procés $e^- \rightarrow \nu_e + \gamma$, permès pel principi anterior, no ho és pel de conservació de la càrrega elèctrica.

->*Gell-Mann* i *Ne'eman* (1961) elaboren independentment el "camí òctuple" de classificació dels hadrons, confirmat pel descobriment de la partícula Ω^- (1963).

->*Lederman*, *Schwartz* i *Steinberger* (1962) descobreixen el neutrí muònic.

->*Gell-Mann/Zweig* (1963) creen el model de "quarks \approx aces". Els treballs de *Greeberg* i *Nambu/Han* desembocaran en el postulat del color com a "càrrega forta" amb *Gell-Mann* i *Fritzs*.

->Cronin i Fitch (1964) comproven la violació CP a la desintegració del kaó neutre k^0 mitjançant la interacció feble.

->Al llarg de les dècades dels anys 60 Glashow, Weinberg, Salam i Ward formulen la teoria d'unificació electrofeble.

->Els estudis de Veneziano (1968-70) de la interacció forta donaran pas posteriorment a les teories de cordes.

->La invariància de la secció eficaç en la interacció e^-+p , multiplicant per un mateix factor totes les energies (*invariància d'escala*, formulada el 1967 per Bjorken), suggerí l'estructura interna del protó amb components puntuals (*partons*). Els quarks i gluons es descobriren indirectament (1979) a partir dels seus jets.

->Estudis de Wilczek, Gross i Politzer (1973) de la llibertat asimptòtica i del confinament dels quarks: formulació de la CDQ.

->Inicis de la unificació supersimètrica ("SUSY") amb Wess i Zumino (1973)³⁰.

->Lagarrigue descobreix l'any 1973 els corrents febles neutres (interaccions febles amb intercanvi de Z).

->Ting i Richter (1974) descobreixen independentment la partícula J/Ψ (J/ψ ="gypsy") per ressonància, la qual cosa portarà a postular més endavant el quark c (amb encant o "charm").

->Georgi i Glashow (1974) proposen la gran unificació SU(5).

->Perl (1975) descobreix el tauó.

->Lederman (1977) descobreix la partícula úpsilon (γ/Y), també per ressonància, que palesà l'existència del nou quark b ("bottom"). **L'any 1977 es consolida el model estàndard.**

->Rubbia (1983) comunica el descobriment dels bosons W^+ , W^- i Z, transmissors de la força feble.

->Durant el 1995 s'anuncia l'existència del quark t ("top").

->Durant l'any 1998 les oscil·lacions entre les famílies leptòniques permeten confirmar la massa no nul·la dels neutrins.

->L'any 2000 s'anuncia el descobriment del neutrí tauònic.

->L'any 2000 hi ha indicis del Higgs. De quin Higgs?

ELS MULTIPLETS DE SU(2)

El grup de simetria SU(2) és un grup de Lie de dimensió 3. Ell té exactament 3 generadors I_1, I_2, I_3 amb la mateixa àlgebra que

els J_i de $SO(3)$. $SU(2)$ té representacions irreductibles de totes les dimensions. En particular, entre els seus multiplets hi ha *doblets* i *triplets*. Suposant que tenim el hamiltonià definidor de les masses de les partícules, a cada multiplet l'energia, i per tant la massa, estarà degenerada. El neutró i el protó tenen masses molt semblants (la massa del neutró és lleugerament més gran i per aquesta causa és el neutró el que es converteix fàcilment en protó per mitjà de la interacció feble; altrament, si fos el protó el que es desintegrés, no hi hauria química orgànica). La similitud de les seves masses ens porta a pensar que ambdues partícules són un doblet de $SU(2)$, trencat a causa de la no exacta simetria del hamiltonià teòric.

Podem elegir com a generadors les matrius $\tau_j = \sigma_j$, on les σ_j són les *matrius de Pauli*, i definir $I_j = (1/2) \cdot \tau_j$.

A partir de I_3 obtenim la càrrega elèctrica $Q = I_3 + 1/2$.

Vegem ara les característiques del doblet:

->El doblet vindrà determinat pels estats propis de l'operador de Casimir I^2 corresponent a $i=1/2$.

->Un dels I_i , I_3 per exemple, podrà diagonalitzar-se simultàniament a I^2 (commuta amb ell, però no amb els altres I_k , ja que el rang de $SU(2)$ és 1).

->Els dos valors propis de I_3 en el doblet seran $1/2$ i $-1/2$.

->Els vectors propis de I_3 i I^2 en el doblet tindran aquests valors propis de Q : *1 per al protó* i *0 per al neutró*. Per tant, hem interpretat un doblet de $SU(2)$ com el sistema protó-neutró.

No cal ni dir que aquesta interpretació és totalment *gratuïta*. Continuant, però, amb aquesta "gratuïtat" podem raonar així:

->El multiplet següent (el triplet) l'interpretarem com a un sistema de tres partícules.

->En el triplet tenim $i=1$ i $i_3=-1,0,+1$ (ara treballem amb les representacions matricials de dimensió 3).

->Definim l'operador càrrega $Q'=I_3$ i tenim el triplet amb les càrregues *1 per a π^+* , *0 per a π^0* i *-1 per a π^-* .

Suposant correcta la interpretació anterior, podem unir les dues expressions de la càrrega elèctrica en una de sola

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} \cdot B$$

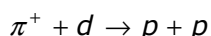
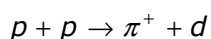
, on B és el *número bariònic*, que val 1 en el doblet neutró-protó i 0 en el triplet de pions.

Definim ara la *hipercàrrega* Y , com l'operador que té com a valor propi constant dins del multiplet la suma entre les càrregues mínima i màxima, i que val 1 al doblet i 0 al triplet. Aleshores obtenim també que

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} \cdot Y$$

Tant B com Y no es defineixen al grup $SU(2)$ (cal l'extensió a un grup més gran, com $SU(3)$).

Si analitzem les reaccions



, on d és el *deuteró* (el nucli d'hidrogen amb un neutró addicional), tenim que:

->La probabilitat de transició entre *estats concrets* en ambdues reaccions és la mateixa.

->Si no coneixem les helicitats de les partícules, haurem de fer la mitjana corresponent als valors inicials i la suma sobre els estats finals per a l'estudi anterior de les probabilitats de transició de les dues reaccions. Això dona lloc a resultats diferents per als dos processos. Els valors que s'han trobat experimentalment són compatibles amb l'espín $s=0$ de π^+ .

Fent extensiva aquesta conclusió als altres pions obtenim finalment:

->Un doblet $n-p$ de fermions amb $s=1/2$.

->Un triplet $\pi^+ \pi^0 \pi^-$ de bosons amb $s=0$.

Ambdues menes de partícules participen a les interaccions fortes i són, per tant, *hadrons*. El doblet està format per *barions* i el triplet per *mesons*.

Els operadors I , I_3 s'anomenen operadors d'isoespín i la simetria de $SU(2)$ simetria d'isoespín.

Fixem-nos bé que els grups $SU(2)$ corresponents a l'espín i a l'isoespín tenen la mateixa estructura, però no són el mateix. El canvi de la projecció I_3 de l'isoespín origina un canvi de partícula, cosa que no ocorre amb la projecció de l'espín.

Si treballem amb els espinors relativistes representatius del conjunt partícula-antipartícula, un doblet de SU(2) tindrà dos components quadrivectorials.

Les paritats intrínseques relatives dels components dels multiplets valen 1, per al doblet, i -1, per al triplet. El conjunt de propietats espín/paritat es representa com a s^p , que al doblet és $(1/2)^+$ i al triplet 0. Recordem que les paritats intrínseques s'assignen arbitràriament a partir de la d'una partícula inicial i amb la hipòtesi d'invariància de la *paritat total* en una sèrie de reaccions. Aquesta hipòtesi va essent corroborada, en general, però pot aparèixer la reacció en què la llei de conservació de la paritat total sigui violada. L'anterior no anul·laria el treball previ, però ens obligaria a abandonar la universalitat de la conservació de la paritat total.

Hem vist, doncs, que, dins de l'arbitrarietat dels raonaments anteriors, tenim una certa coherència en les hipòtesis. Vegem ara en el que segueix un resultat que ens acabarà de convèncer de la bondat del que hem anat realitzant:

-> Partim de les representacions irreductibles de dimensions 2 i 3 corresponents al multiplets p - n i $\pi^+ - \pi^0 - \pi^-$, respectivament.

-> Els conjunts (I, I_3) de les bases respectives dels multiplets ens permeten definir l'espai vectorial producte tensorial d'ambdós espais amb base vectorial (1):

$$\begin{aligned} (1,1) \otimes (1/2, 1/2) &= \pi^+ p & (1,1) \otimes (1/2, -1/2) &= \pi^+ n \\ (1,0) \otimes (1/2, 1/2) &= \pi^0 p & (1,0) \otimes (1/2, -1/2) &= \pi^0 n \\ (1,-1) \otimes (1/2, 1/2) &= \pi^- p & (1,-1) \otimes (1/2, -1/2) &= \pi^- n \end{aligned}$$

-> Fem la descomposició de l'espai vectorial producte tensorial (vegeu l'apartat sobre "noves representacions" de l'apèndix 3) en suma directa de dues representacions irreductibles amb bases respectives (2):

$$\begin{aligned} &(3/2, 3/2) \quad (3/2, 1/2) \quad (3/2, -1/2) \quad (3/2, -3/2) \\ &(1/2, 1/2) \quad (1/2, -1/2) \end{aligned}$$

-> Els coeficients de *Clebsch-Gordan* ens permeten expressar (2) en funció de (1) i *la transformació inversa* corresponent (vegeu d'ara endavant "Elementary particles" de *I.S.Hughes*):

$$\begin{aligned}
\pi^+ p &= (3/2, 3/2) \\
\pi^- p &= \sqrt{1/3}(3/2, -1/2) - \sqrt{2/3}(1/2, -1/2) \\
\pi^0 p &= \sqrt{2/3}(3/2, 1/2) - \sqrt{1/3}(1/2, 1/2) \\
\pi^+ n &= \sqrt{1/3}(3/2, 1/2) + \sqrt{2/3}(1/2, 1/2) \\
\pi^0 n &= \sqrt{2/3}(3/2, -1/2) + \sqrt{1/3}(1/2, -1/2) \\
\pi^- n &= (3/2, -3/2)
\end{aligned}$$

Estudiem ara les tres reaccions següents, que es realitzen per mitjà de la interacció forta amb conservació de I i I_3 :

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad \pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad \pi^- p \rightarrow \pi^0 n$$

Les seves seccions eficaces dependran de l'energia involucrada en cada procés. Es comprova que per a una certa energia dels pions incidents apareix en els tres casos un pic de ressonància que correspondrà lògicament a l'aparició temporal d'una partícula amb un isoespín concret. Podem calcular la *relació* entre les tres seccions eficaces en la ressonància amb aquestes condicions:

a) Suposarem que la partícula temporal té un valor de l'isoespín $I=3/2$ i que en el càlcul de les probabilitats de transició intervindran fonamentalment els components corresponents a $I=3/2$, essent negligibles els efectes referents a $I=1/2$.

b) La probabilitat de transició entre els estats $|\phi\rangle$ i $|\Psi\rangle$ i la seva secció eficaç són proporcionals a $\langle\Psi|H|\phi\rangle^2$ amb $H=H(I)$.

A partir de les hipòtesis anteriors les seccions eficaces per als tres processos seran òbviament proporcionals a

$$1 : 1/9 : 2/9$$

(aquests valors s'han obtingut, d'acord amb les hipòtesis anteriors, a partir de les quantitats 1^2 , $(\sqrt{1/3} \cdot \sqrt{1/3})^2$ i $(\sqrt{1/3} \cdot \sqrt{2/3})^2$).

Doncs bé, això és el que es comprova experimentalment.

Fixem-nos que el camí seguit ha estat guiat per la intuïció i l'harmonia interna del que fèiem, amb la qual cosa es veu que la *imaginació creadora és essencial per a la ciència* i que la contraposició entre la creativitat artística i la lògica científica és clarament fal·laç.

A partir de la simetria $SU(2)$ expliquem similituds dins de cada multiplet. Hi ha, però, similituds de *massa* que semblen

apuntar cap a una simetria d'ordre superior, parcialment trencada, que inclogui la $SU(2)$: es tracta de la simetria $SU(3)$.

EL GRUP $SU(3)$

El grup de matrius unitàries 3×3 de determinant igual a 1 té els vuit generadors següents ($SU(n)$ té n^2-1 generadors):

$$\begin{aligned}
 g_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & g_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & g_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 g_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & g_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & g_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\
 g_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & g_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Les matrius de $SU(3)$ formen, òbviament, una representació de dimensió 3 d'aquest grup: la *representació fonamental* (vegeu d'ara endavant "Quantum Mechanics. Simetries." de Greiner i Muller). Qualsevol altra representació de dimensió 3 equivalent a ella hi estarà relacionada a través d'una transformació unitària. Les matrius generadores anteriors s'anomenen de *Gell-Mann* i les tres primeres s'han trobat a partir dels generadors de $SU(2)$.

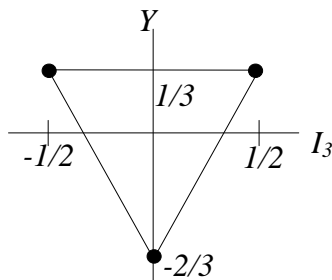
Similarment com fem a $SU(2)$, definim $F_i = (1/2) \cdot g_i$ i obtenim les matrius que segueixen:

$$I_{\pm} = F_1 \pm F_2 \quad I_3 = F_3 \quad V_{\pm} = F_4 \pm iF_5 \quad Y = \frac{2}{\sqrt{3}} F_8 \quad U_{\pm} = F_6 \pm iF_7$$

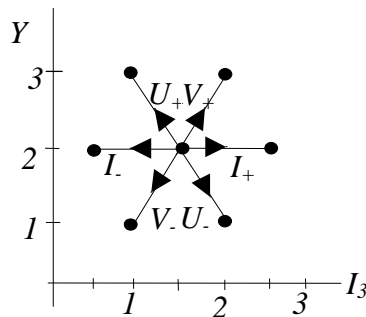
A partir d'una representació qualsevol del grup $SU(3)$ tindrem els operadors que actuaran sobre un espai de *Hilbert* concret. En particular, les matrius definides més amunt ens permetran la definició dels operadors corresponents, amb la mateixes relacions anteriors i els mateixos noms.

El grup $SU(3)$ és de rang 2. En qualsevol multiplet els operadors de *Casimir* (dos en total) tindran bons números quàntics. Vegem ara les característiques dels multiplets.

->Representarem cada multiplet al pla I_3Y . Cada punt correspondrà a un vector de la base vectorial amb valors propis de I_3 i Y determinats per les seves coordenades. I_3 és l'operador *projecció d'isoespín* i Y la *hipercàrrega forta*. A la figura següent tenim representat un triplet.



->Els operadors $U_{\pm}, V_{\pm}, I_{\pm}$ actuen, variant els valors propis de I_3Y , com indica la figura següent, o bé obtenint el vector nul.

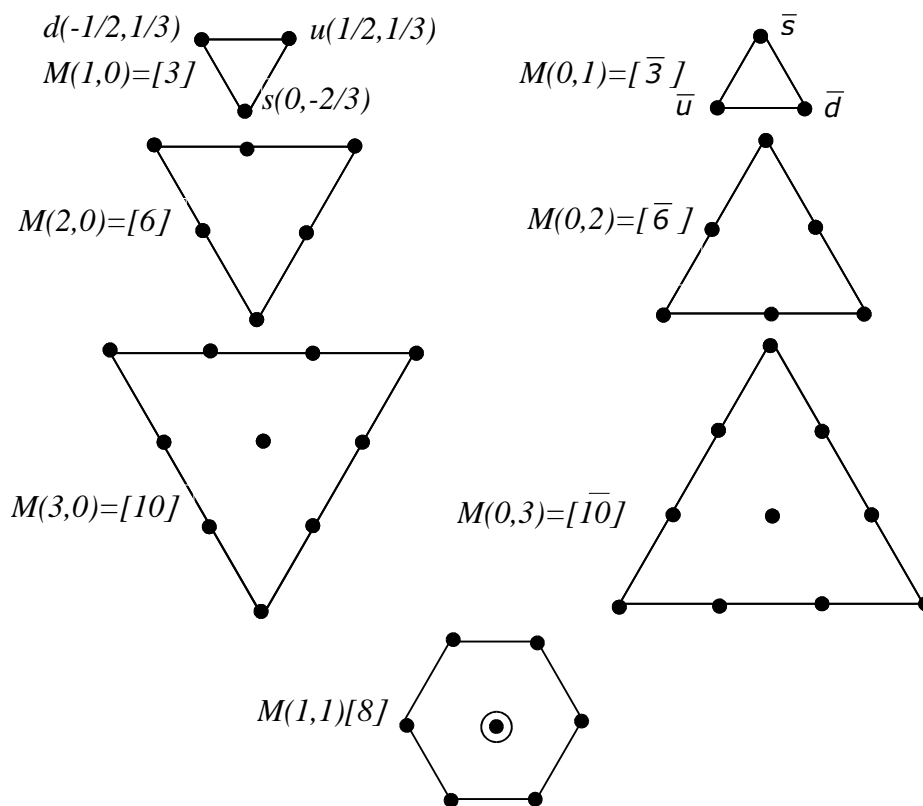


->Tot multiplet ve definit pels dos valors propis dels operadors de *Casimir* deduïts a partir dels vuit generadors. Cada multiplet, però, es defineix a la pràctica per dos números a i b (que comentarem després) i escrivim $M(a,b)$. Amb $M(a,b)$ ens referim indiferentment a l'espai invariant mínim (multiplet) o a la representació irreductible corresponent. La dimensió d'un multiplet val

$$d = \frac{1}{2} \cdot (a + 1) \cdot (b + 1) \cdot (a + b + 2)$$

A cada multiplet els punts pertanyents a la línia tancada exterior corresponen a un únic vector (multiplicitat igual a 1). Cada avanç cap a la línia tancada següent augmenta en 1 la seva multiplicitat, excepte quan hi apareix una línia tancada *triangular* amb els augments *posteriors* nuls de la multiplicitat.

Si un multiplet té dimensió d , el representarem per $[d]$ o bé per $[\bar{d}]$. Els nombres quàntics d'ambdós multiplets són oposats.



->Les figures anteriors ens permeten conèixer el significat de a i b . $M(a,b)$ s'interpreta així: a partir del vèrtex extern (I_3, Y) amb I_3 màxim ens desplaçem seguint a punts addicionals al llarg del contorn extern, a partir de l'acció successiva de l'operador V . fins obtenir el vector nul. A continuació ens desplaçem per b punts addicionals en el mateix sentit de gir, a partir de l'acció repetida de l'operador I . fins trobar el vector nul.

->Els vectors de les bases de les representacions $[3]$ i $[\bar{3}]$ s'anomenen *quarks* i *antiquarks*, respectivament. Si definim l'operador *càrrega elèctrica* $Q=I_3+Y.1/2$, obtenim per a ells les càrregues següents:

$$Q_d = -1/3 Q_u = 2/3 Q_s = -1/3$$

$$Q_{\bar{d}} = 1/3 Q_{\bar{u}} = -2/3 Q_{\bar{s}} = 1/3$$

Si definim l'operador *nombre bariònic* B , que té valor propi $1/3$ per als quarks i $-1/3$ per als antiquarks, podem trobar l'operador *estranyesa* S a partir de $Y=B+S$. És immediat veure que els quarks d i u tenen estranyesa 0 i el s (el quark *estranys*) té estranyesa -1 . Els antiquarks \bar{d} i \bar{u} tenen estranyesa nul·la i l'antiquark \bar{s} estranyesa $+1$. L'operador *càrrega elèctrica* es calcularà ara mitjançant

$$Q=I_3+(B+S).1/2$$

L'expressió anterior pot portar-nos a un raonament fal·laç:

->Si Q i B es conserven sempre i treballem amb partícules d'estranyesa nul·la, també es conservarà I_3 .

->Sabem, però, que les interaccions febles no conserven I_3 , en general. On rau la fal·làcia?

->La fal·làcia està que l'expressió anterior val per als hadrons i a la interacció feble poden intervenir leptons amb les seves càrregues elèctriques.

->Totes les representacions irreductibles poden trobar-se a partir de les $[3]$ i $[\bar{3}]$ amb ajut del producte tensorial. En aquest producte tensorial tindrem una representació reductible que descompondrem en suma de representacions irreductibles mitjançant els coeficients de *Clebsch-Gordan*. Els vectors que generen els multiplets de la representació irreductible seran òbviament una combinació lineal de vectors del producte tensorial. Es comprova que els nombres quàntics d'aquells vectors generadors s'obtenen additivament a partir dels que tenen els quarks que els defineixen i, per tant, *interpretarem que els nous estats estan compostos per quarks*.

->En particular, tenim que

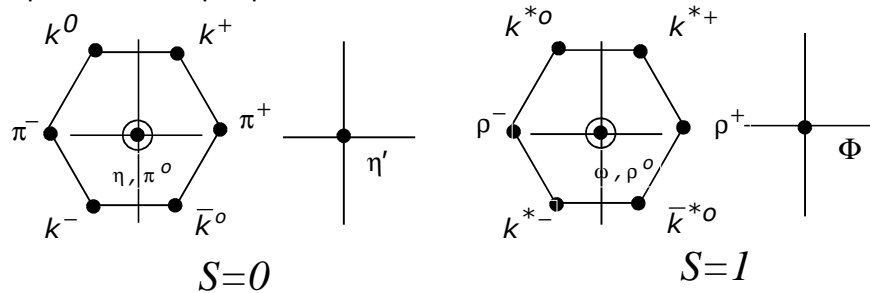
$$[3] \otimes [\bar{3}] = [8] \oplus [1]$$

$$[3] \otimes [3] \otimes [3] = [1] \oplus [8] \oplus [8]' \oplus [10]$$

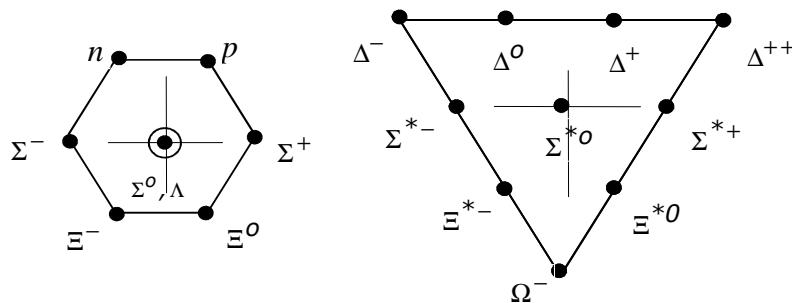
En el primer cas tenim un singlet $D(0,0)=[1]$ i un octet amb número bariònic $B=0$. Cada partícula estarà formada per un quark i un antiquark (no necessàriament un conjunt de parella partícula-antipartícula). Segons les orientacions dels espins dels quarks i dels antiquarks, farem la interpretació que segueix:

- a) Un octet i un singlet amb espín 0.
- b) Un octet i un singlet amb espín 1.

L'anterior es correspon exactament amb els octets i singlets dels mesons, com veiem a la figura següent. Les càrregues elèctriques son les que prediu el model.



Quant al segon cas, tenim un número bariònic $B=1$ i apareixen, entre d'altres: a) un octet, que correspondria als barions amb espín 1/2 i b) un decuplet de barions d'espín 3/2.



Tots els barions esmentats estan formats per tres quarks.

->Si volem perfeccionar el model anterior tenint en compte el número quàntic de l'espín, podem procedir d'acord amb el raonament que segueix:

- a) Elegim les representacions bàsiques de $SU(6)$, que és l'extensió més senzilla dels grups $SU(3)$ i $SU(2)$ (no oblidem que el grup $SU(2)$ contingut a $SU(3)$ no és el d'espín, sinó el d'isoespín).

D'aquí obtenim les representacions reductibles a $SU(6)$ dels diferents productes tensorials i, a partir d'elles, les representacions irreductibles corresponents. Els espais invariants amb $SU(6)$ contindran subespais invariants no trivials amb $SU(3) \times SU(2)$ i, per tant, les anteriors representacions seran reductibles amb el grup $SU(3) \times SU(2)$ i es podran expressar com a suma de representacions irreductibles $[\{n\}, s]$, on $\{n\}$ correspondrà al contingut de $SU(3)$ i s a l'espín del multiplet.

b) D'acord amb l'anterior tenim:

-> Representacions bàsiques de $SU(6)$:

$$[6]_{deSU(6)} \text{ amb } d^\uparrow d^\downarrow u^\uparrow u^\downarrow s^\uparrow s^\downarrow$$

$$[\bar{6}]_{deSU(6)} \text{ amb } \bar{d}^\uparrow \bar{d}^\downarrow \bar{u}^\uparrow \bar{u}^\downarrow \bar{s}^\uparrow \bar{s}^\downarrow$$

-> Descomposicions irreductibles a $SU(3) \times SU(2)$:

$$[6] \otimes [\bar{6}] = [1] \oplus [35]_{amb}$$

$$[1] = [\{1\}, 0] / [35] = [\{8\}, 0] \oplus [\{1\}, 1] \oplus [\{8\}, 1]$$

, que són exactament els singlets i octets de tots els mesons anteriors.

$$[6] \otimes [6] \otimes [6] = [20] \oplus [56] \oplus [70]_1 \oplus [70]_2 \text{ amb}$$

$$[56] = [\{8\}, 1/2] \oplus [\{10\}, 3/2]$$

, on $[56]$ representa l'octet i decuplet dels barions anteriors i $[20]$, $[70]_1$ i $[70]_2$ correspondrien a barions de masses elevades.

Podem, doncs, conèixer l'estructura dels hadrons com a combinació lineal de quarks amb sabors concrets i projeccions d'espín adients.

-> És desconegut encara el perquè només apareixen els multiplets corresponents a nombre bariònic 0 o 1. Així, per exemple, el multiplet $D(2,0)$ és rebutjat per donar B fraccionari.

-> Els multiplets de barions i antibarions són diferents, mentre que als multiplets dels mesons tenim a la vegada partícules i antipartícules. Els mesons que estan a l'origen del diagrama $I_3 Y$ coincideixen amb les seves antipartícules.

És important comprovar que hi ha partícules amb la càrrega nul·la que no coincideixen amb la seva antipartícula. Així, el neu-

tró format per dos quarks d i un quark u té com a antipartícula la que està formada per dos antiquarks \bar{d} i un antiquark \bar{u} .

->Prescindint de l'espín, la introducció del quark c ens porta a la simetria $SU(4)$. El quark c té *encant* ("charm") igual a 1, mentre que els u , d i s tenen *encant* zero.

Les representacions irreductibles de $SU(4)$ esdevenen reducibles al seu subgrup $SU(3)$. A partir d'aquí podem recuperar la nostra estructura anterior amb "charm" nul. Si volguéssim incorporar l'espín, ens aniríem al grup $SU(8)$, etc.

Al grup $SU(4)$ definim la càrrega elèctrica a partir de la nova relació

$$Q = I_3 + (B + S + C) \cdot 1/2 = I_3 + (Y + C) \cdot 1/2$$

-> Les generalitzacions per acceptar els quarks b i t no tenen dificultats conceptuals, malgrat que els càlculs siguin complexos a la pràctica.

A partir de tot l'anterior i resumint, podem afirmar el que segueix:

- a) En l'estudi experimental dels multiplets es troben sovint els estats excitats de les partícules bàsiques.
- b) Amb el "charm" apareixen noves partícules, com els mesons $J/\psi, D, F$ i el barió Λ_c^+ .
- c) Amb el "bottom" trobem els mesons Y i B .
- d) Les propietats més importants dels quarks són aquestes (A és el número bariònic, per no confondre'l amb el "bottom" B):

	Q	A	S	C	B	T
d	$-1/3$	$1/3$	0	0	0	0
u	$2/3$	$1/3$	0	0	0	0
s	$-1/3$	$1/3$	-1	0	0	0
c	$2/3$	$1/3$	0	1	0	0
b	$-1/3$	$1/3$	0	0	-1	0
t	$2/3$	$1/3$	0	0	0	1

Fixem-nos que la diferència de càrregues entre els quarks de cada família és 1, exactament igual que la que tenim en les famílies de leptons entre la càrrega del neutrí (0) i la de l'electró (-1), per exemple. Aquesta coincidència serà fonamental en el tractament de quarks i de leptons a la interacció feble.

->Els barions estan formats per tres quarks i els antibarions per tres antiquarks. Els mesons (recordem que no és correcte

parlar d'antimesons) estan formats per conjunts quark-antiquark (no necessàriament la parella del quark i del seu antiquark).

La correspondència de l'estructura anterior amb els multiplets reals de masses aproximadament iguals és extraordinària i ens fa veure que *el grup de simetria $SU(3)$ és fonamental a la natura*, malgrat el seu trencament degut a les diferències de massa als multiplets. De la importància del grup $SU(3)$ podem concloure la dels seus subgrups, com el $SU(2)$ a través d'aspectes aparentment tan diferents com l'espín i l'isoespín,... *hi ha una unitat que se'ns escapa, però que existeix.*

->Al grup $SU(2)$ els multiplets venien definits per un únic número quàntic corresponent a I^2 . En estendre el grup a $SU(3)$ tenim barrejats en un multiplet diferents valors propis de I^2 . Els vectors propis del multiplet corresponents a diferents valors de l'isoespín tindran ara les seves propietats relacionades a través de la representació.

Veurem més endavant al capítol 11 que la supersimetria (extensió del grup de *Lorentz-Poincaré*) fa el mateix. Els multiplets del grup de $L-P$ amb valors concrets de la massa i de l'espín es transformaran en multiplets supersimètrics amb valors diferents de l'espín. Així podrem relacionar mitjançant la representació supersimètrica partícules de diferent espín i, més concretament, fermions i bosons.

A la simetria $SU(5)$ de gran unificació, que ens trobarem també al capítol 11, ocorre quelcom de semblant: les representacions irreductibles de $SU(3)$ no barregen partícules de càrrega fraccionària i entera. A les representacions de $SU(5)$ això pot passar i ens permetrà relacionar quarks i leptons, amb la quantificació de la càrrega elèctrica i deduir, indirectament, la possible existència de monopols magnètics (vegeu "les qüestions entorn de l'EDQ" del capítol 8).

->Per finalitzar, podem reflexionar a l'apartat següent sobre el significat conceptual de les partícules i sobre l'estructura interna que elles puguin tenir.

QUÈ ÉS UNA PARTÍCULA?

->Què és una partícula? Aquesta pregunta podria substituir-se per la de "*què és el que es pot manifestar i des d'on?*" Donarem una resposta parcial i condicional. *Podria* existir una simetria bàsica a la naturalesa que permetria definir totes les representacions irreductibles corresponents al seu grup de simetria. Les representacions irreductibles ens donarien els espais de *Hilbert* invariants. Les bases vectorials de cada espai invariant ens definarien *allò que pot existir fenomenològicament a partir de la "condensació" d'un camp quàntic*. Hi hauria una representació irreductible bàsica (*partícules elementals*) a partir de la qual construiríem el nostre món (hadrons, àtoms, etc.). En el principi hi havia la simetria, deia *Heisenberg*, la realitat que ho fonamenta tot.

->Amb l'anterior les coses serien com són sense ambigüitat, no? Efectivament: interpretant els espais invariants com a partícules, àtoms, etc., les estructures del món dels fenòmens quedarien necessàriament fixats per la simetria.

->Aquestes estructures serien, doncs, atemporals i eternes?

Ho serien *mentre no es canviés la simetria bàsica del món*. La temporalitat, però, intervindria amb el seu naixement, les seves relacions i la seva mort per al món: amb la seva vida!

->Si les representacions irreductibles poden construir-se amb ajut d'altres de més senzilles, podem afirmar que un àtom d'hidrogen, per exemple, té un electró i un protó? Aquesta és una qüestió essencial. L'únic que podem dir és que la *manifestació* "hidrogen" inclou la *possibilitat* de les *manifestacions* "protó" i "electró" (és com si tingués...). *Mai, però, podem dir que l'hidrogen conté un electró i un protó*. Si ho fem, ho farem només per comoditat o utilitat pràctica ja que això és quelcom semblant a l'assignació de les *propietats objectives* "tenir un protó i un electró".

L'ESTRUCTURA HADRÒNICA

L'estructura dels hadrons a base de quarks dóna explicació a molts fenòmens. Passem a continuació a fer un recull de comentaris i proves experimentals, entorn del model esmentat:

1-El moment magnètic anòmal del protó i del neutró.

El protó i el neutró tenen les estructures següents:

$$p_{1/2} = \sqrt{\frac{1}{18}} \cdot (2u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow - u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow + \text{permutacions})$$

$$n_{1/2} = \sqrt{\frac{1}{18}} \cdot (2d^\uparrow d^\uparrow u^\downarrow - d^\uparrow d^\downarrow u^\uparrow + \text{permutacions})$$

Amb la hipòtesi que tots els quarks tenen la mateixa massa m_q , podem definir el magnetó fonamental

$$\mu_q = \frac{|e|}{2m_q c}$$

Si tenim en compte la direcció de l'espín, la càrrega de cada quark i les amplituds de probabilitat, arribem a obtenir:

$$\mu_p = (1/18) \cdot (4(2/3+2/3+1/3) \cdot 3 + (2/3-2/3-1/3) \cdot 6) \cdot \mu_q$$

$$\mu_n = (1/18) \cdot (4(-1/3-1/3-2/3) \cdot 3 + (-1/3+1/3+2/3) \cdot 6) \cdot \mu_q$$

D'aquí deduïm que $\mu_n/\mu_p = -2/3$, en excel·lent acord amb els resultats experimentals. L'estructura interna dóna valors molt diferents als intuïtius 0 i $|e|/2M_p c$ per a n i p .

2-La paradoxa de les partícules estranyes.

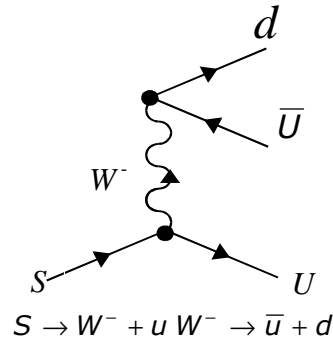
Una reacció mitjançant la interacció forta, que comporta la conservació de l'estranyesa, donarà lloc a un parell de partícules amb estranyesa oposada a partir de partícules sense estranyesa. Cada partícula estranya mitjançant la interacció feble podrà donar lloc a partícules sense estranyesa. Aquesta darrera interacció és més lenta i, per tant, la partícula intermèdia tindrà una vida més gran que si es desintegra per la interacció forta.

Així, per exemple, la partícula estranya intermèdia Λ es desintegrarà per la interacció feble $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

La reacció anterior pot explicar-se a partir de les estructures internes de Λ , p , π^- .

$$\Lambda = uds \quad p = uud \quad \pi^- = \bar{u}d$$

El bosó de *Higgs*, com veurem al capítol 10, permet les *oscil·lacions* entre les famílies dels quarks d , s i b . Degut a això, podem interpretar la reacció anterior a través de la *mescla* $s \leftrightarrow d$ de *Cabibbo* que permetrà la transformació $s \rightarrow u$, com veiem a la figura següent:



Dins de l'àmbit de l'estranyesa convé discutir aquí de forma qualitativa el *misteri de la desintegració dels kaons neutres*. Es comprova experimentalment que un feix de kaons neutres té dos tipus de desintegració: un de ràpid i un de lent. Els kaons k^0 i \bar{k}^0 poden transformar-se mútuament mitjançant la interacció feble, ja que només violem la conservació de l'estranyesa, i, per tant, en rigor sempre tenim estats quàntics mescla dels dos (la transició entre barions i antibarions és prohibida per la llei de conservació del nombre bariònic i la transició entre mesons amb càrrega elèctrica i les seves antipartícules també ho és per la llei de conservació d'aquella). Cada kaó té diferents possibilitats de desintegració. La més fàcil per a tots dos és la conversió en dos pions. Quan els dos kaons interfereixin constructivament es realitzarà aquesta desintegració ràpida. Si la interferència és destructiva, pot haver-hi canals desintegradors més probables i s'elegerà la desintegració més lenta en tres pions. Tot l'anterior pot interpretar-se com si el sistema de kaons neutres estigués format per dues partícules K_L i K_S de vida llarga i curta, respectivament.

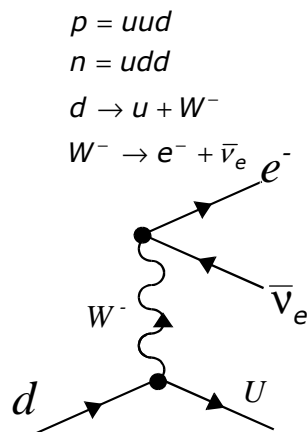
3-L'explicació de les diferents velocitats de reacció.

Les reaccions que impliquin inversió de l'espín d'un quark sense canviar el seu sabor o canvi de sabor sense variar la família seran més fàcils de realitzar que aquelles que impliquin canvis més profunds del sabor o de la família, respectivament.

D'acord amb el criteri anterior, la reacció $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$, on només estan implicats els quarks u i d , es realitzarà més ràpidament que les reaccions on estiguin implicats a més els quarks s i c que permetran unes vides més llargues de les partícules intermèdies.

4-La desintegració del neutró.

La reacció de desintegració $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ens permet comprovar les lleis de conservació de la càrrega elèctrica i dels nombres bariònic i leptònic electrònic. Aquesta reacció pot interpretar-se així:



5-Les masses dels hadrons.

No se sap exactament el perquè de les diferències de massa dels components dels multiplets (l'octet féu batejar el mètode emprat com a "camí òctuple" en clara referència al camí òctuple del budisme i els quarks reberen aquest nom per analogia amb els personatges d'una obra de *Joyce* on apareixien per ternes).

Hi ha fórmules experimentals que ajuden a trobar les masses dins d'un multiplet en funció de l'espín, l'isoespín, la hiper-càrrega, etc. La fórmula de *Gell-Man-Okubo* permeté fer la predicció de la massa d'una partícula del decuplet bariònic i que més tard es va descobrir: la partícula Ω^- .

Anem a fer ara unes consideracions molt generals sobre la influència de l'espín en la massa, *dins d'electrodinàmica clàssica*:

a) Quan una partícula està composta d'altres i aquestes es rebutgen inicialment, caldrà que subministrem energia per tal de formar-la. En aquest cas tenim que la massa del compost és més gran que la suma de les masses dels seus components.

b) A l'estudi del sistema *positroni* format per un electró i un positró podem dir, per analogia als corrents elèctrics (s'atreuen si tenen el mateix sentit), el que segueix:

- > Si els espins són paral·lels (*ortopositroni*), ambdues partícules es rebutgen magnèticament.
- > Si els espins són antiparal·lels (*parapositroni*), les dues partícules s'atrauen magnèticament.
- > La massa de l'ortopositroni serà, per tant, més gran que la del parapositroni (repetim-ho, raonant en un context clàssic).
- > Observem que la conservació del moment angular total fa que, amb un moment orbital nul, no sigui possible la desintegració de l'ortopositroni en dos fotons (en tres sí que ho és), mentre que la del parapositroni pot ocórrer.

c) Dins de l'àmbit de *la interacció forta entre quarks* es comprova la seva dependència de l'espín a través del seu hamiltonià. A l'estudi dels sistemes quark-antiquark dels mesons trobem el mateix que hem vist abans: si els espins són paral·lels, la massa augmenta. Així, per exemple, $m(\rho^0) > m(\pi^0)$.

d) A l'estudi del sistema $c\bar{c}$ ("charmonium") es pot comprovar l'anterior: la massa creix amb l'espín. Més encara: creix amb el moment angular total del sistema donant un espectre de masses en funció del moment orbital mutu i de l'espín total. La massa del "paracharmonium" (Ψ) és més petita que la de "l'ortocharmonium" (Ψ'). Estats semblants al "charmonium", com $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$, que són a l'origen del diagrama $I_3 Y$ dels mesons, confirmen l'anterior.

e) Les masses més grans dels barions del decuplet amb espins paral·lels en relació a les de l'octet corroboren el creixement de la massa amb l'espín.

La fórmula $M = a + b \cdot Y + c \cdot I \cdot (I + 1) - (1/4) \cdot Y^2 + d \cdot S \cdot (S + 1)$ generalitza la de *Gell-Man-Okubo*. Els paràmetres a, b, c, d són constants empíriques i ens permeten trobar totes les masses dins del multiplet [56] del grup $SU(6)$. Donat que $d > 0$, la fórmula reflecteix el fet que la massa creix amb l'espín S i que l'atracció que hi ha entre els quarks decreix quan l'espín augmenta (aquest és un efecte només explicable al marc de la teoria quàntica de camps).

Pot ocórrer que un hamiltonià no sigui funció de l'espín i , tanmateix, aquest influeixi indirectament en els valors possibles de l'energia. En efecte: en aquest cas la funció d'ona del sistema serà igual al producte $C(x) \cdot S(p)$, on $C(x)$ i $S(p)$ dependran únicament de les coordenades x i de les projeccions d'espín p de totes les

partícules, respectivament. En els sistemes compostos per partícules idèntiques la simetria o antisimetria de $S(p)$ dependrà de l'espín total i condicionarà el comportament de $C(x)$, perquè la funció d'ona final tingui la simetria o antisimetria corresponent al caràcter bosònic o fermiònic de les partícules. D'aquesta manera l'espín restringirà les propietats de $C(x)$ i les possibles energies marcades pel hamiltonià $H(x)$: es tracta d'una influència de l'espín, malgrat no figurar a $H(x)$, anomenada *interacció d'intercanvi*.

6-Confirmació de la composició hadrònica i del color.

Al decuplet bariònic trobem compostos de tres quarks que es troben aparentment al mateix estat, com $\Delta^{++} = u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow$, i que semblen violar el principi d'exclusió de *Pauli*. La introducció del número quàntic del color permet salvar aquest problema. Encoratjats pel convenciment que la simetria $SU(3)$ és bàsica i degut a la presència de dos grups $SU(2)$ diferents (el d'espín i el d'isoespín), per què no admetre un nou grup $SU(3)_C$ que sigui diferent del $SU(3)$ de sabors? Aquest nou grup $SU(3)_C$ s'anomenarà de color i *cada sabor de quark podrà tenir tres colors diferents* (anàlogament al fet que un sabor d'isoespín admet dos estats d'espín diferent).

El raonament que segueix ens reafirma en la hipòtesi del color i en la de la composició dels hadrons formats per quarks:

- >Suposem l'anihilació electró-positró.
- >Poden formar-se parelles muó-antimuó o mesons tipus $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ (les combinacions $c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t}$ no poden aparèixer a les baixes energies que ara considerem).
- >Sabem per l'EDQ que la relació entre les probabilitats de transició i, per tant, entre les seccions eficaces per a la primera aproximació pertorbativa útil és:
 - >Proporcional al quadrat de la càrrega elèctrica inicial implicada en la parella e^-e^+ , per a un estat final concret.
 - >Proporcional a la suma dels quadrats de les càrregues elèctriques implicades en cadascun dels $\mu^+\mu^-, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ dels canals finals, per a un estat inicial concret.

->Si nosaltres partim del mateix estat inicial e^-e^+ tindrem que $\sigma(q\bar{q}) / \sigma(\mu\bar{\mu}) = 3 \cdot ((2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2) / 1^2 = 2$. Això està en total acord amb l'experiència i ens confirma ensems les hipòtesis del color (el factor 3) i de la composició hadrònica.