

Anatomia d'un protó

Antoni Méndez i Vilaseca *

Grup de Física Teòrica i IFAE. Universitat Autònoma de Barcelona

Buscant l'elementalitat

La curiositat humana ha tingut sempre com un dels seus objectius el coneixement del món que ens envolta i, particularment, de l'estructura i els constituents de la matèria al nivell més fonamental.

Aquest coneixement ha passat successivament per fases de simplicitat i de complexitat. Recordem, per exemple, els quatre elements (terra, aire, foc i aigua) dels quals tot era fet segons l'antiga Grècia. És una mostra del que anomenariem fase de simplicitat. A final del segle XIX teníem uns noranta elements químics dels quals eren fetes totes les substàncies conegudes. Hauríem passat així a una fase de complexitat en la descripció de la matèria. El posterior descobriment de l'àtom i dels seus constituents ens portà a una nova fase de simplicitat. Tota la matèria estava constituïda de només tres objectes bàsics: l'electró, el protó i el neutró. El quasi centenar d'elements químics no eren altra cosa que diferents estructures més o menys complicades construïdes a partir d'aquests tres constituents bàsics. S'havia descobert un nou nivell de subestructura.

Notem dos fets importants en la transició des d'una fase de complexitat cap a una de simplicitat. En primer lloc, hi ha l'observació de *regularitats*, és a dir, de repeticions periòdiques de certes propietats. En l'exemple anterior, l'observació d'aquestes regularitats ens portà a la taula periòdica dels elements en la qual, un cop ordenats els elements en ordre creixent segons el pes, s'observava la repetició de determinades propietats químiques. Així teníem "famílies" d'elements (els halògens, els gasos nobles, etc.). La classificació que ens proporcionava la taula periòdica era, de fet, una evidència indirecta de l'existència d'un nou nivell de subestructura i, d'altra banda, ens va permetre de predir l'existència de nous elements químics que haurien d'ocupar els "forats" que hi havia a la taula. Aquest fou el cas del galli, el germani o l'escandi, que foren descoberts posteriorment tot i que les seves propietats químiques ja eren conegudes a partir del lloc que havien d'ocupar a la taula periòdica.

* Antoni Méndez Vilaseca és licenciat en física per la UB (1971) i doctor en física per la UAB (1976). Visitant postdoctoral a la Universitat d'Oxford (1977-79). Actualment és catedràtic de Física Teòrica a la UAB i membre de l'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE)

L'altre fet que cal notar en el procés de simplificació és que la confirmació experimental de l'existència de nivells de subestructura més profunds requereix disposar d'un poder de *resolució* més i més gran. En altres paraules, hem de tenir la possibilitat d'observar (de *resoldre*) distàncies més i més petites. El món microscòpic (a nivell atòmic) ve descrit per la mecànica quàntica segons la qual les partícules atòmiques i subatòmiques poden presentar un aspecte corpuscular o ondulatori depenent de l'experiment o observació que realitzem (és el que s'anomena *dualitat ona-corpúscle*). Pel que fa a l'aspecte ondulatori, la longitud d'ona, λ , associada a una partícula és, segons la mecànica quàntica, inversament proporcional al seu moment lineal, p :

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

on h és la *constant de Planck*. En conseqüència, com més gran és el moment d'una partícula més petita és la seva longitud d'ona i, per tant, més gran és el seu poder de resolució.

Hi ha molts exemples que posen en evidència el poder de resolució de diferents tipus de "llum". La llum visible, per exemple, té una longitud d'ona d'aproximadament d'algunes dècimes de micra. Això permet, amb l'ajuda d'un microscopi òptic, observar un bacteri. No és possible, en canvi, observar un virus, que és molt més petit. Aquesta impossibilitat no té res a veure amb qüestions tècniques i no pot ser superada per molt que perfeccionem els nostres microscopis. Es tracta d'una limitació intrínseca de la llum visible.

Per poder observar un virus hem de recórrer a un altre tipus de "llum" de longitud d'ona més petita. Això ho podem aconseguir amb un microscopi electrònic, on en lloc de fotons (llum), emprem *electrons* d'energia suficientment elevada per tal de tenir, com a ones, una longitud d'ona de, per exemple, algunes centèsimes de micra. Similarment, utilitzant raigs X amb una energia d'alguns milers d'electronvolts podem aconseguir longituds d'ona d'aproximadament l'angstrom ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) que ens permeten "veure" l'estructura atòmica d'un cristall. Aquest és el principi en què es basen els *lauegrams*.

Per observar l'estructura interna dels àtoms, Rutherford va fer incidir partícules α sobre àtoms de

plata. Les partícules α es movien amb una velocitat d'aproximadament $1/20$ de la velocitat de la llum, és a dir, amb un moment lineal d'uns $200 \text{ MeV}/c$ i, per tant, tenien una longitud d'ona d'aproximadament el *fermi* ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$). Aquest va ser un experiment crucial que val la pena que analitzem més detalladament.

A final de la primera dècada del segle actual el model atòmic vigent era el de Thomson. Se sabia que l'àtom contenia electrons (s'havien fet dispersions de raigs X amb àtoms i s'havia observat l'efecte fotoelèctric), però es desconeixia l'existència del nucli i, per tant, dels seus constituents, els protons i els neutrons. Segons el model de Thomson l'àtom consistia en una esfera d'un radi d'aproximadament l'angstrom amb una distribució contínua de càrrega positiva on "nedaven" els electrons que es distribuïen uniformement per la superfície a causa de la repulsió electrostàtica mútua. Segons aquesta descripció, quan l'àtom està en un estat d'excitació, els electrons vibren al voltant de la posició d'equilibri i emeten radiació electromagnètica. Malgrat tot, el model no era capaç d'explicar quantitativament els espectres observats experimentalment.

L'any 1911, Ernest Rutherford va bombardejar àtoms de plata amb partícules α . D'acord amb el model de Thomson, les partícules α havien de travessar l'esfera de càrrega positiva sense pràcticament variar la seva trajectòria. Efectivament, això és el que es va observar en la majoria dels casos però de tant en tant s'observava alguna partícula α que era fortament desviada o fins i tot que "rebotava" enrere. Aquesta observació va ser molt sorprenent. El mateix Rutherford va comentar que era com si disparéssim trets sobre fulls de paper i de tant en tant alguna bala rebotés enrere. Immediatament es va adonar del que estava succeint. L'àtom és essencialment buit i pràcticament tota la seva massa està concentrada en una regió central diminuta (el nucli) que conté tota la càrrega positiva al voltant de la qual giren els electrons. Fent un analogia simple, és com si volguéssim esbrinar què hi ha a l'interior d'una fruita punxant-la amb agulles de fer mitja. En el cas d'un kiwi (àtom de Thomson) les agulles el travessarien sense trobar-hi cap obstacle. En el cas d'un préssec (àtom de Rutherford) passaria el mateix excepte quan ensopeguéssim amb el pinyol, que faria desviar o rebotar l'agulla. Cal esmentar, però, que el diàmetre del "pinyol" d'un àtom és deu mil vegades més petit que el de l'àtom mateix. El fet que la longitud d'ona associada a les partícules α fos de l'entorn del fermi és el que va possibilitar l'observació dels "detalls" de l'interior de l'àtom.

Als acceleradors de partícules actuals es disposa de feixos de protons amb energies d'aproximadament els TeV ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$) i d'electrons de quasi $0,1 \text{ TeV}$ que ens permeten explorar distàncies de l'entorn de la milèsima del fermi. El fet de poder disposar de "llum" amb un poder de resolució tan elevat és una de les ra-

ons per les quals s'han construït acceleradors cada vegada més grans, capaços de produir feixos de partícules més i més energètics. L'altra raó és que segons la famosa equació d'Einstein ($E = mc^2$) podem produir nova matèria (noves partícules) fent xocar partícules molt accelerades, convertint part de la seva energia cinètica en massa. Per aquests motius la *física de les partícules elementals* s'anomena també *física d'altres energies*.

Tot això ens ha permès en els darrers 25 anys "veure" els detalls de l'interior del protó. Tornarem a aquest tema més endavant. Primer ens ocuparem de les diferents maneres com els constituents fonamentals de la matèria "juguen" entre ells.

Les quatre forces bàsiques

Hi ha quatre tipus de forces (o interaccions) entre els constituents elementals de la matèria: la força *gravitatòria*, la força *electromagnètica*, la força *força* i la força *dèbil*.

La força gravitatòria

És una força omnipresent a la nostra vida quotidiana. És sempre atractiva i és universal, és a dir, l'experimenten tots els cossos. La seva intensitat és inversament proporcional al quadrat de la distància i, per tant, per allunyats que estiguin dos cossos l'un de l'altre sempre hi ha una atracció gravitatòria entre ells. En aquest sentit diem que és una força d'abast infinit i aquesta és la raó per la qual se'ns manifesta al món macroscòpic.

La força gravitatòria és responsable del moviment dels planetes, les estrelles i les galàxies. També es la responsable de la caiguda d'una poma o del funcionament d'un molí d'aigua o d'una central hidroelèctrica. No obstant això, és una força extremadament feble. L'atracció gravitatòria entre dos protons és 10^{30} vegades més petita que la seva repulsió electrostàtica. Per aquest motiu la força gravitatòria és irrellevant al món subatòmic.

La força electromagnètica

També és una força d'abast infinit i per això també se'ns manifesta al món macroscòpic. A diferència de la gravitatòria, la força electromagnètica pot ser atractiva o repulsiva i no és universal sinó que actua únicament sobre objectes carregats. En aquest sentit es diu que la càrrega elèctrica és la *font* de la interacció electromagnètica.

Des del punt de vista microscòpic (quàntic) la interacció electromagnètica es descriu en termes de l'intercanvi d'un fotó entre dos objectes carregats. El fotó és, doncs, el transmissor de la interacció. La seva massa és zero (es mou a la velocitat de la llum!) la qual cosa està relacionada amb el fet que l'abast de la interacció és infinit. La massa d'una partícula transmissora (M) és inversament proporcional a l'abast de la inter-

acció (r):

$$M \text{ (en MeV)} \simeq \frac{197}{r \text{ (en fm)}}$$

La força electromagnètica és la que manté lligats els electrons al nucli atòmic i determina per tant les propietats de l'àtom. Així, l'electricitat, la llum, les ones de ràdio, els raigs X i els gamma, les propietats físiques de la matèria (elasticitat, duresa, viscositat, conductivitat elèctrica o tèrmica, magnetisme, solubilitat, calor específica, etc.), la química, la biologia i la vida són manifestacions diverses de la força electromagnètica.

Ja hem dit abans que aquesta força és molt més intensa que la gravitatòria, tot i que l'experiència quotidiana semblaria indicar el contrari. La raó d'això és que la natura (els àtoms) és elèctricament neutra. Se sap que el protó i l'electró tenen exactament la mateixa càrrega elèctrica (amb signe oposat, és clar) la qual cosa fa que la força electromagnètica entre dos àtoms allunyats sigui inexistent. Només quan la distància entre ells sigui molt petita (d'aproximadament l'angstrom, és a dir, de la mateixa mida atòmica), les distàncies relatives entre els diferents electrons i els nuclis de l'un i de l'altre fan que hi hagi algunes forces electromagnètiques residuals (forces de Van der Waals) que són responsables dels enllaços químics i de les forces interatòmiques i intermoleculars. Aquestes forces electromagnètiques residuals de curt abast són molt importants perquè donen la consistència sòlida, líquida o gasosa a la matèria.

La força nuclear forta

Va ser considerada originalment com la força que manté unides les partícules (protons i neutrons) dins del nucli atòmic, malgrat les fortes repulsions electrostàtiques allí existents. La radioactivitat α , la fissió i la fusió nuclears i el naixement, l'evolució i la mort de les estrelles (com el Sol) en són manifestacions. Aquesta força no és universal, actua únicament entre certes partícules que anomenem *hadrons* (entre les quals hi ha el protó i el neutró) i el seu abast és molt curt: de l'entorn del fermi, és a dir, de la mida del mateix nucli atòmic. Aquest fet va fer pensar que es tractava d'una interacció transmesa per una partícula de massa no nul·la (al contrari que en el cas del fotó). El càlcul indicava que aquesta massa hauria de ser aproximadament 1/7 de la massa del protó. Els *pions* descoberts més tard van ser identificats com els transmissors de la força nuclear forta.

Avui sabem que les coses no són exactament així. La visió actual és que les forces entre hadrons són, de fet, forces residuals (o de Van der Waals) de l'autèntica força *força* que actua sobre els constituents interns del protó i el neutró (i dels hadrons, en general): els *quarks*. La font de la interacció (la *càrrega forta*) és el *color*, propietat que tenen els quarks i que descriurem més endavant. Els transmissors de la interacció són els *gluons* (n'hi ha 8) que tenen també massa zero com el fotó. Per

tant, la interacció forta té, intrínsecament, abast infinit. L'aparent abast finit de les forces entre nucleons es deu al fet que aquests són combinacions de quarks amb càrrega forta (color) total nul·la (també les forces interatòmiques són d'abast limitat ja que els àtoms són elèctricament neutres).

La interacció forta és la més intensa de les quatre interaccions fonamentals. L'atracció forta entre dos protons és unes mil vegades més intensa que la seva repulsió electrostàtica. Pel que fa a la dependència en la distància, la interacció forta s'assembla a l'electromagnètica a distàncies molt més petites que el fermi però quan les distàncies són grans la força és de tipus harmònic: augmenta amb la distància. Això fa que com més allunyats estiguin dos quarks més gran és la força entre ells, cosa que impedeix de separar-los. En aquest sentit diem que la força forta és una força *confinant*, la qual cosa explicaria la no observació directa dels quarks en forma aïllada. Notem que en el cas de la força electromagnètica les coses no són així: podem arrancar un electró d'un àtom. Ho podríem resumir dient que en el cas de la interacció forta no existeix l'anàleg a la *ionització* que tenim en el cas de la interacció electromagnètica.

La força nuclear dèbil

Aquesta és la força responsable de la majoria de les desintegracions de les anomenades partícules "estables". En particular, és la força responsable de la radioactivitat β en la qual un nucli atòmic es desintegra, dóna un altre nucli isòbar (amb el mateix nombre de nucleons) i emet un electró i un neutrí (de fet, un antineutrí). És una força d'abast curtíssim: de l'entorn de la milèsima del fermi. El seus transmissors (són tres: W^+ , W^- i Z^0) tenen, per tant, una massa elevada: quasi 100 vegades la massa del protó. La seva intensitat és aparentment molt més dèbil que la de la força electromagnètica i d'aquí li ve el nom. No obstant això, avui sabem que aquesta debilitat és només aparent i és conseqüència de l'elevada massa de les partícules transmissores de la interacció. En processos (col·lisions o desintegracions) en què les energies de les partícules són comparables a les masses d'aquests transmissors s'observa que la intensitat de la força dèbil és similar a la de la força electromagnètica. De fet, durant els darrers 20 anys hem anat acumulant evidència experimental del fet que aquestes dues forces són, en realitat, dues manifestacions d'una única força *electro-dèbil*. El descobriment de la unificació entre dues de les quatre forces fonamentals ha estat un dels progressos més importants del nostre segle pel que fa a la ciència bàsica i és comparable al descobriment, en el segle passat, que l'electricitat i el magnetisme eren dues manifestacions d'una única força: l'electromagnètica.

El coneixement de les forces bàsiques ha evolucionat paral·lelament al dels constituents de la matèria. Fem ara una breu història del que hem après d'aquests cons-

tituents elementals des dels anys trenta fins a l'aparició dels primers acceleradors de partícules.

Les partícules elementals: dels anys trenta als seixanta

Al principi dels anys trenta la matèria (els àtoms) es creia formada exclusivament de *protons* (p) i d'*electrons* (e^-). No es coneixia el que avui anomenem neutró sinó que se'l considerava un estat lligat d'un protó i un electró que es desfeia en les desintegracions β . A part de la *matèria* teníem la *radiació* formada per *fotons* (γ). L'univers es considerava, doncs, fet de només tres partícules: p , e^- i γ . Érem en una fase de simplicitat. Ressenyem ara, de forma sinòptica, els esdeveniments més importants que tingueren lloc des de llavors fins als anys seixanta:

1932: Es descobreix el *neutró* (n) i el *positró* (e^+) o antipartícula de l'electró. Aquest darrer descobriment va comportar la primera evidència d'antimatèria. Avui sabem que gairebé totes les partícules tenen la corresponent antipartícula, amb la mateixa massa i amb les càrregues (elèctrica, de color, i altres) de signe oposat. No obstant això, algunes partícules (com el fotó) són les seves pròpies antipartícules. L'existència d'antimatèria és una conseqüència natural de qualsevol teoria quàntica que sigui compatible amb la relativitat.

1933: El *neutrí* (ν) va ser "descobert" per Pauli. Originalment es creia que en una desintegració β el neutró es convertia en un protó i un electró però la conservació de l'energia i del moment lineal en aquest procés implicava que l'energia de l'electró havia de tenir un valor fix, contràriament al que s'observava experimentalment: un espectre continu d'energies per a l'electró. Pauli va suggerir com a solució desesperada, abans de renunciar al principi de conservació de l'energia a les desintegracions β , que entre els productes de la desintegració hi havia una tercera partícula neutra, de massa nul·la i spin $1/2$ que escapava a la detecció. La comprovació experimental que el neutrí realment existia va haver d'esperar fins a l'any 1956 en què, per primera vegada, es va realitzar al laboratori una reacció iniciada per la col·lisió d'un neutrí amb la matèria.

1937: Es va descobrir el *muó* (μ^-) en estudiar els raigs còsmics. Es confongué amb el transmissor de la interacció forta, però es va comprovar que era una partícula insensible a aquesta interacció. Avui sabem que és una partícula similar en tot a l'electró encara que amb una massa unes 200 vegades més gran.

1947: Es van descobrir els *pions* (π^\pm), identificats amb els transmissors de les forces nuclears. Com ja hem

mencionat més amunt, els vertaders transmissors de la força forta són els gluons; els pions els podem considerar transmissors en un cert límit efectiu de la verdadera teoria de les interaccions fortes. De pions, n'hi ha de tres tipus: amb càrrega positiva, negativa i nul·la. El pió positiu (π^+) és l'antipartícula del negatiu (π^-) i viceversa. El pió neutre (π^0), en canvi, és la seva pròpia antipartícula, com el fotó. S'arribà així a un espectre de constituents bàsics format per 14 partícules:

Partícules	ν	e^-	μ^-	p	n	π^+	
						π^0	γ
Antipartícules	$\bar{\nu}$	e^+	μ^+	\bar{p}	\bar{n}	π^-	

L'antiprotó (\bar{p}) i l'antineutró (\bar{n}) van ser descoberts posteriorment però no es dubtava que existissin.

Anys cinquanta: Durant la dècada dels anys cinquanta, amb l'adveniment dels acceleradors va ser possible crear partícules de massa més elevada al laboratori. Així es descobriren les anomenades partícules *extranyes* ($k^-, k^+, k^0, \bar{k}^0, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^-, \Xi^0, \dots$) i les *resonàncies* ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}, \dots$). Algunes d'aquestes partícules havien estat ja identificades al final de la dècada anterior en l'anàlisi d'emulsions fotogràfiques exposades al bombardeig dels raigs còsmics.

Començament dels seixanta: s'arribà a una nombrosa col·lecció de més de 200 partícules elementals. Érem novament en una etapa de complexitat.

Paral·lelament al descobriment d'aquestes partícules s'anaren trobant certes propietats comunes que van possibilitar-ne la classificació. Atenent al tipus d'interaccions a què eren sensibles, les partícules es van classificar en:

Leptons: partícules *insensibles* a la interacció forta. N'hi havia quatre:

Leptons	e^-	μ^-	ν_e	ν_μ
Antileptons	e^+	μ^+	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$

Tots tenen spin $1/2$. El neutrí ν_e (electrònic) és el que originalment va ser *inventat* per Pauli i el que es produeix a les desintegracions β . Durant els anys seixanta es va comprovar que hi havia un altre tipus de neutrí, ν_μ (muònic), que es produïa habitualment en companyia d'un muó a les desintegracions dels pions i dels kaons carregats.

Hadrons: partícules *sensibles* a la interacció forta. Se'n coneixien més de 200 i se'ls subclassificava en:

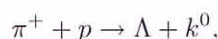
Barions: hadrons que tenen un protó entre els seus productes finals de desintegració. El seu spin és sempre semienter ($1/2, 3/2, \dots$). Entre els barions tenim els nucleons (p, n), el Λ^0 , els Σ ($\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$), els Ξ (Ξ^-, Ξ^0), els Δ ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$), etc. Hi ha també els corresponents antibarions ($\bar{p}, \bar{n}, \bar{\Lambda}^0, \bar{\Sigma}^-, \bar{\Sigma}^0, \bar{\Sigma}^+, \dots$) que tenen un antiprotó entre els seus productes de desintegració finals. Existeix una magnitud (un *nombre quàntic*) anomenada *nombre bariònic* (B) que és igual a $+1$ per a tots els barions i a -1 per als antibarions. El nombre bariònic es conserva en tots els processos físics i va ser “inventat” per explicar per què el protó és estable en comptes de desintegrar-se en partícules més lleugeres (com ara un π^+ i un γ): ho impedeix la conservació del nombre bariònic.

Mesons: són la resta dels hadrons. Tots tenen spin enter ($0, 1, \dots$) i nombre bariònic nul. Alguns, com el π^0 , el η i altres, són les seves pròpies antipartícules ja que tenen totes les càrregues nul·les. Altres, com el π^+ i el π^- , el k^+ i el k^- , el k^0 i el \bar{k}^0 , etc., són antipartícula l'un de l'altre. Els mesons van ser considerats originalment com els transmissors de la interacció forta entre els barions. Aquesta descripció de la força forta és avui obsoleta, encara que vàlida com a descripció efectiva en certs casos límit.

Transmissors: només es coneixia el fotó (transmissor de la interacció electromagnètica). Els transmissors de les interaccions forta i dèbil van ser descoberts posteriorment.

Es tenia, doncs, un conjunt reduït de leptons i de transmissors i, en canvi, un nombrós conjunt d'hadrons. Dos nous nombres quàntics ajudaren a posar-hi una mica d'ordre: l'*estranysa* i l'*isospín*.

Estranyesa: Ja hem parlat abans de les partícules *estranys* originalment descobertes en els raigs còsmics. Entre elles hi havia els mesons k (o kaons) i també els barions Λ, Σ i Ξ . Quan aquestes partícules van ser produïdes al laboratori s'observà un fenomen peculiar: les partícules *estranys* es produïen sempre de dues en dues (“producció associada”). Per exemple, en la col·lisió d'un π^+ amb un protó s'obtenia de vegades:



però mai s'observava $\pi^+ + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$, tot i que era energèticament més favorable ja que el pió és molt més lleuger que el kaó. Per explicar aquest fenomen M. Gell-Mann i, simultàniament, T. Nakano i K. Nishijima, van postular l'any 1953 l'existència d'un nou nombre quàntic

que anomenaren *estranysa* (S), que es conserva a les interaccions fortes. Van assignar el valor $S = 0$ als nucleons i als pions, el valor $S = -1$ al barió Λ i el valor $S = +1$ al mesó k^0 . Així la conservació de S a les interaccions fortes permetia la reacció anterior i prohibia la mateixa reacció amb el k^0 substituït per un π^0 .

El nombre quàntic S es va estendre a tots els hadrons coneguts. Així, s'assignà el valor $S = 1$ als mesons k^0 i k^+ , el valor $S = -1$ als mesons \bar{k}^0 i k^- i als barions Λ i Σ , i el valor $S = -2$ als barions Ξ .

Isospín: Sovint els hadrons formen “famílies” (multiplets d'isospín) els membres de les quals tenen pràcticament la mateixa massa i idèntics números quàntics però diferent càrrega elèctrica. En tenim molts exemples: el doblet dels nucleons (p, n), el triplet dels pions (π^-, π^0, π^+), el doblet dels kaons amb $S = 1$ (k^0, k^+) i el dels kaons amb $S = -1$ (k^-, \bar{k}^0). Tenim també el triplet dels Σ ($\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$), el doblet dels Ξ (Ξ^-, Ξ^0), el quadruplet dels Δ ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$), etc. Alguns hadrons, com el barió Λ , no tenen “companys” amb càrrega diferent i formen, per tant, singlets.

Seguint la idea original de Heisenberg que ho aplicà als nucleons i també als nuclis atòmics, s'introduïren els conceptes d'*isospín* (I) i de *3a component de l'isospín* (I_3). Així, a tots els membres d'un multiplet de n components se'ls hi assignava el valor d'isospín $I = (n-1)/2$. Els nucleons tenen, per tant, isospín $1/2$, els pions tenen isospín 1 , les Δ tenen isospín $3/2$, el Λ té isospín 0 , etc.

Dins de cada multiplet els membres s'ordenen per la càrrega elèctrica (de més negativa a més positiva) i s'assignen els valors de I_3 començant pel valor $I_3 = -I$, que es dona al membre amb la càrrega elèctrica més negativa; aquest valor s'augmenta en una unitat quan passem al següent membre del multiplet, i s'acaba amb el valor $I_3 = +I$, que correspon a la partícula amb la càrrega elèctrica més positiva. Alguns exemples ho aclariran: al doblet de nucleons ($I = 1/2$) li assignem els valors $I_3 = -1/2$ i $I_3 = +1/2$ al neutró i al protó respectivament; les assignacions de I_3 són $-3/2, -1/2, +1/2$ i $+3/2$ respectivament per a les partícules $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+$ i Δ^{++} ; els pions π^-, π^0 i π^+ tenen els valors $I_3 = -1, 0$ i $+1$ respectivament i el barió Λ té $I_3 = I = 0$.

Cal notar que els valors de S i de I_3 no són del tot arbitraris. Tots els hadrons compleixen l'anomenada *Relació de Gell-Mann i Nishijima*:

$$Q = I_3 + \frac{B + S}{2},$$

on Q és la càrrega elèctrica.

Si representem gràficament els valors de I_3 i S corresponents a tots els mesons coneguts al principi de la dècada dels seixanta ens trobem sempre que es disposen segons les formes que mostra la figura 1, anomenades *octet* (8) i *singlet* (1) respectivament. A la figura 1 hem

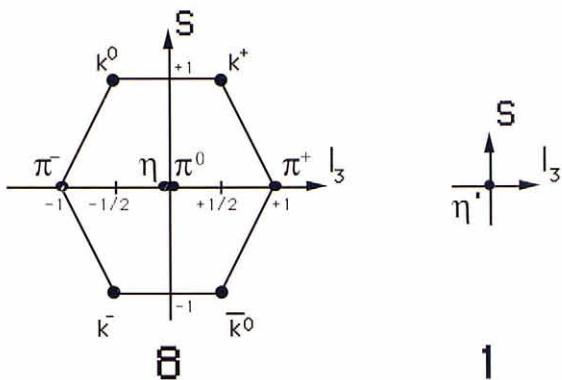


Figura 1: Octet i singlet corresponents als valors de I_3 i S per als mesons (hi hem representat els més lleugers)

representat els mesons més lleugers. Similarment, tots els barions s'agrupen d'acord amb les estructures de la figura 2, anomenades *decuplet* (10), *octet* (8) i *singlet* (1). Com abans, hem representat els barions de massa més petita.

Ens trobem, doncs, amb regularitats (repetició de certes propietats) entre els hadrons, és a dir, estem davant d'una "taula periòdica" dels hadrons. Novament, això va permetre predir l'existència de nous hadrons que havien d'ocupar alguns "forats". Aquest va ser el cas, per exemple, del barió Ω^- . Els barions de spin 3/2 que es coneixien l'any 1962 ocupaven les diferents posicions d'un decuplet. Les quatre posicions de la línia superior corresponien al quadruplet d'isospín format per $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+$ i Δ^{++} ; a la línia següent hi havia un triplet d'isospín format pels barions Σ^{*0}, Σ^{*+} i Σ^{*++} i a la línia següent hi havia un doblet format pels barions Ξ^{*0} i Ξ^{*+} . A la línia inferior quedava un lloc que corresponia a un barió (també de spin 3/2), d'extranyesa $S = -3$, isospín $I = 0$ i càrrega elèctrica $Q = -1$. No es coneixia cap barió amb aquestes característiques. S'havia observat també que les masses de les partícules que ocupaven un determinat multiplet complien certes relacions, la qual cosa va possibilitar la predicció de la massa de la partícula que havia d'ocupar aquest lloc. El coneixement d'aquesta massa i dels altres nombres quàntics determinava quasi unívocament en quin procés s'hauria de produir i com s'hauria de desintegrar. Un any més tard, el 1963, fou descoberta una partícula que complia tots els requisits. Se l'anomenà Ω^- .

L'analogia amb la taula periòdica va molt més enllà. Novament les regularitats observades eren evidència d'un nivell de subestructura més profund. Tots els hadrons coneguts es podien entendre com diferents combinacions d'uns pocs subconstituents: els quarks.

Els quarks

Les figures anteriors (hexagonals, triangulars i puntuals) no són arbitràries. Corresponen al que els matemàtics anomenen "representacions irreductibles" del grup $SU(3)$ de dimensions 8, 10 i 1 respectivament. M. Gell-Mann i G. Zweig varen notar simultàniament que aquestes es podien obtenir a partir de la "representació fonamental" (de dimensió 3) del grup $SU(3)$. Així, postularen l'existència de 3 partícules bàsiques de spin 1/2 que Gell-Mann va anomenar quarks i que avui representem amb les lletres u, d i s . Aquests quarks tenen l'isospín i l'extranyesa que s'indiquen a la figura 3 i, d'acord amb la relació de Gell-Mann i Nishijima, han de tenir càrregues elèctriques fraccionàries (indicades en forma d'exponent).

Per tant, els quarks u i d formen un doblet d'isospín d'extranyesa 0 i el quark s és un singlet d'isospín d'extranyesa -1 .

El model de quarks de Gell-Mann i Zweig va consistir en considerar els mesons com estats formats per un quark i un antiquark i els barions com estats formats per tres quarks. Matemàticament, això volia dir que per obtenir les representacions de $SU(3)$ corresponents als mesons s'havia de fer el producte tensorial $3 \otimes \bar{3}$ i per obtenir les dels barions havíem de fer el producte $3 \otimes 3 \otimes 3$. La teoria de representacions de $SU(3)$ ens diu que:

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

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$

Els estats quark-antiquark (mesons) que resulten de fer el primer producte són els que presentem a la figura 4.

Similarment, a la figura 5 mostrem els estats de 3 quarks (barions) que resulten del segon producte.

Així doncs, tot l'espectre dels més de 200 hadrons s'explica en termes de combinacions construïdes a partir dels tres quarks bàsics (u, d, s) i dels corresponents antiquarks ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$). Per exemple, el protó i el neutró s'entenen ara com estats uud i udd respectivament. El protó de l'any 60 no era ni un kiwi ni un préssec sino una fruita amb 3 pinyols: una nespra

També els nombres quàntics S, I_3 i B es reinterpreten molt senzillament en termes dels quarks. Si definim n_u com el nombre de quarks tipus u menys el nombre d'antiquarks tipus \bar{u} que hi ha en un determinat hadró i, de manera semblant, definim n_d i n_s , llavors els valors de S, I_3 i B d'aquest hadró són:

$$S = -n_s \quad , \quad I_3 = \frac{1}{2}(n_u - n_d) \quad , \quad B = \frac{1}{3} \sum_{q=u,d,s} n_q$$

i la seva càrrega elèctrica és la suma de les càrregues dels constituents. Notem que, malgrat la fraccionalitat de les càrregues dels quarks, tots els hadrons tenen càrregues enteres.

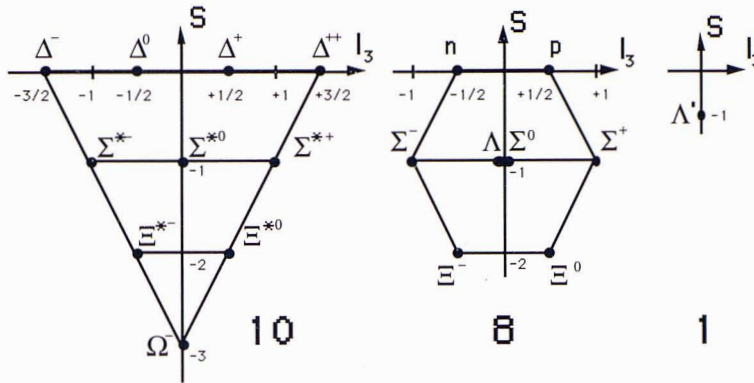


Figura 2: Decuplet, octet i singlet corresponents als valors de I_3 i S per als mesons (hi hem representat els més lleugers)

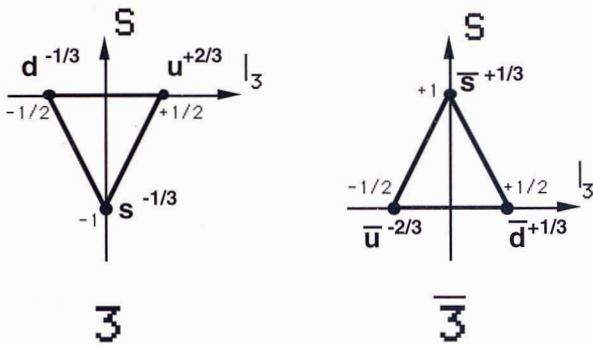


Figura 3: Triplets de quarks i d'antiquarks

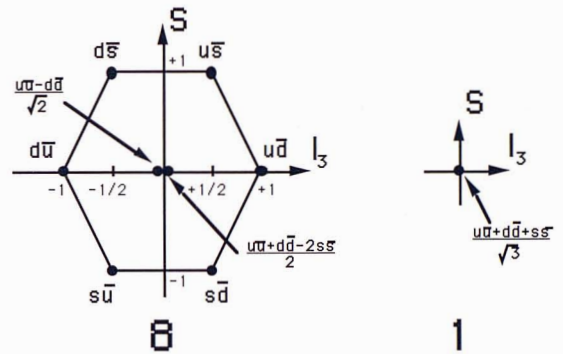


Figura 4: Estats possibles de parelles quark-antiquark

L'èxit del model de quarks va ser espectacular. Suposava una enorme simplificació en la descripció dels hadrons que, en cert sentit, deixaven de ser partícules *elementals*, atribuït que ara tindrien els quarks. Però hi havia també motius per a l'escepticisme. Els quarks no han estat mai observats en forma aïllada (de fet, no s'ha observat mai directament cap partícula amb càrrega elèctrica fraccionària). A més a més, hi ha un problema amb el Principi de Pauli si els quarks tenen spin 1/2 (aquest valor de l'spin és necessari per poder explicar els valors dels spins dels diversos hadrons). Durant pràcticament tota la dècada dels anys 60 l'existència dels quarks va ser un tema polèmic: existien realment els quarks o eren només ginyos matemàtics per explicar de forma senzilla l'espectre hadrònic?

L'any 1968 es va tenir la primera evidència que els quarks existien realment. Abans, però, ens ocuparem del problema dels quarks amb el principi de Pauli.

El "color" dels quarks

Les partícules de spin 1/2 (en general, les de spin semi-enter) obeeixen el principi d'exclusió de Pauli segons el

qual dues partícules idèntiques de spin 1/2 no poden estar en un mateix estat. Aquest principi és, en realitat, un teorema de la teoria quàntica i una de les seves conseqüències més conegudes és la impossibilitat que els electrons d'un àtom estiguin tots al nivell de mínima energia. Els diferents electrons van omplent els diferents nivells amb diferents valors dels nombres quàntics n , l , m i s (nivell energètic, moment angular orbital, tercera component de l i orientació de l'spin, respectivament) de manera que no hi ha dos electrons amb els mateixos valors d'aquests quatre nombres quàntics.

Els quarks, com que tenen spin 1/2, també han d'obeir aquest principi. El problema és que alguns barións tenen els tres quarks del mateix tipus i amb els spins orientats en el mateix sentit. Per exemple, el barió Δ^{++} té spin 3/2 i és un estat uuu amb els spins dels quarks orientats paral·lelament. Això ho prohibeix el principi de Pauli.

La solució del problema és postular l'existència d'un nombre quàntic nou que serveixi per diferenciar els tres quarks idèntics del barió Δ^{++} . Aquesta nova variable ha de prendre almenys tres valors diferents que s'han

de combinar i donar un resultat nul per als barions. L'analogia d'aquest fet amb la teoria dels colors en la qual tres colors diferents com ara el roig, el verd i el blau es combinen per donar el color blanc, va fer que s'anomenés *color* al nou nombre quàntic. Així, tenim tres tipus (colors) de quarks u que anomenarem u_R, u_V i u_B per analogia als 3 colors fonamentals. Similarment, tindrem 3 quarks d (d_R, d_V, d_B) i 3 quarks s (s_R, s_V, s_B). El barió Δ^{++} és, doncs, l'estat $u_R u_V u_B$. Els spins dels quarks són encara paral·lels però ja no hi ha problema amb el principi de Pauli perquè tots tres quarks no són idèntics: tenen diferent color. Notem, no obstant això, que els colors dels quarks es combinen per donar el color *blanc* (color total zero) al barió Δ^{++} . Això succeeix amb tots els barions: els seus 3 quarks tenen sempre color diferent i es combinen per donar el blanc. Un protó, per exemple, és la combinació:

$$p = \frac{1}{\sqrt{6}}(u_R u_V d_B - u_R u_B d_V + u_B u_R d_V - u_B u_V d_R + u_V u_B d_R - u_V u_R d_B),$$

En el cas dels mesons (estats quark-antiquark) el color del quark es combina amb l'anticolor de l'antiquark per donar novament el color blanc. Seguint l'analogia òptica, és com quan combinem un color amb el seu complementari. Així, un mesó k^+ , format per un quark u i un antiquark \bar{s} , és la combinació:

$$k^+ = \frac{1}{\sqrt{3}}(u_R \bar{s}_R + u_B \bar{s}_B + u_V \bar{s}_V),$$

Pot semblar que es paga un preu molt alt per solucionar el problema dels quarks amb el principi de Pauli ja que hem triplicat el nombre de quarks. De fet, és un preu petit si tenim en compte que l'actual teoria de les interaccions fortes utilitza el color com a font de la interacció: el color és la "càrrega forta" (l'anàleg a la càrrega elèctrica a la interacció electromagnètica).

Tornem ara a la pregunta de si els quarks existeixen realment o no. L'any 1968 vàrem tenir la primera evidència experimental que efectivament existeixen.

L'experiment de SLAC-MIT

L'any 1968 es va realitzar un experiment crucial. A Califòrnia s'acabava de construir un accelerador lineal d'uns 3 kilòmetres de llargada anomenat Accelerador Lineal de Stanford (SLAC), amb el qual es podien obtenir feixos d'electrons amb una energia d'aproximadament les desenes de GeV (1 GeV = 10^9 eV), mai assolida amb electrons fins llavors. La longitud d'ona associada era de l'entorn de la centèsima del fermi, és a dir, es disposava d'un poder de resolució que permetia explorar l'interior del protó. Aquests feixos es feien incidir sobre els protons i neutrons dels nuclis atòmics de certs materials i s'observava l'angle de dispersió i l'energia de l'electró després de la col·lisió. Aquestes observacions

es comparaven amb el que s'esperaria si el protó fos un punt sense estructura interna.

Quan la col·lisió era elàstica ($e^- + p \rightarrow e^- + p$) les observacions diferien molt del comportament "puntual". Si denotem per $\sigma(\theta)$ la probabilitat observada que l'electró surti desviat un angle θ respecte a la direcció incident i per $\sigma_0(\theta)$ la probabilitat teòrica si el protó fos puntual, el que s'obté és:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) \times \left[\frac{(0,84 \text{ GeV})^2}{4EE' \sin^2(\theta/2)} \right]^4,$$

on E i E' són les energies de l'electró abans i després de la interacció, respectivament. Veiem, doncs, que quan l'energia de l'electró és molt superior a $\sim 0,84$ GeV la probabilitat observada és molt inferior a la que correspondria a un protó puntual. Aquesta quantitat correspon a una longitud d'ona d'aproximadament el fermi i aquest valor, per tant, separa el comportament puntual del no puntual. En altres paraules, el protó no és un punt sino una distribució de càrrega d'una mida aproximada al fermi: els electrons de baixa energia (longitud d'ona molt més gran que el fermi) el "veuen" com un punt mentre que els d'alta energia (longitud d'ona molt més petita que el fermi) el veuen com un objecte estès. Notem també que per a un valor fix de l'energia E la probabilitat que l'electró surti dispersat amb un angle gran és molt inferior que en el cas puntual ja que està penalitzada pel factor $[\sin^2(\theta/2)]^{-4}$. Els electrons, per tant, surten en general poc desviats. Aquest és un fenomen habitual quan es fa incidir partícules sobre objectes estesos i que ja hem mencionat anteriorment a propòsit de l'experiment de Rutherford i el model atòmic de Thomson.

La sorpresa apareix en el cas inelàstic ($e^- + p \rightarrow e^- + ?$, on "?" significa "qualsevol cosa"). En aquest cas les probabilitats de dispersió observades són *proporcionals* a les del cas puntual:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) \times F_2(x),$$

on $F_2(x)$ és una funció de la variable x que és una certa combinació *adimensional* de les energies i els moments lineals de les partícules que intervenen a la reacció. En aquest cas no apareix cap constant amb dimensions (com el 0,84 GeV del cas elàstic). Això vol dir que el factor de proporcionalitat, $F_2(x)$, entre les probabilitats observades i les del cas puntual, es manté invariant si multipliquem totes les energies i els moments lineals per un factor qualsevol. En aquest sentit, diem que el factor $F_2(x)$ és *invariant sota canvis d'escala*.

Aquesta invariància d'escala és una evidència que hi ha hagut una col·lisió amb un objecte puntual. A final dels anys 60, R. Feynman va proposar un senzill model anomenat *model dels partons* per explicar els resultats observats. Feynman va considerar el protó com

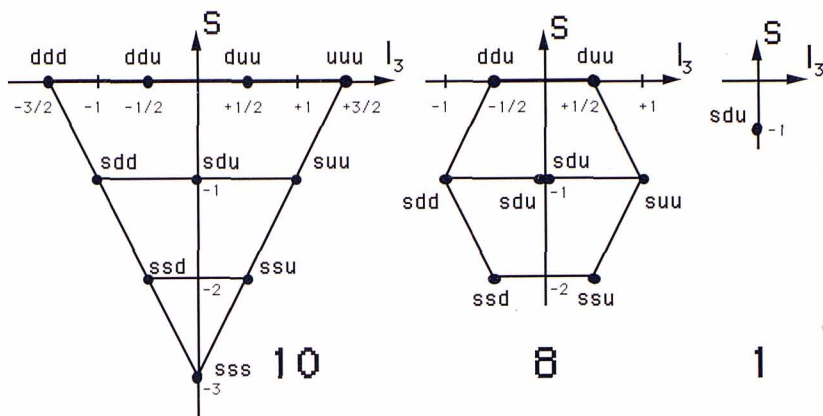


Figura 5: Estats possibles de tres quarks

un “gas quasi ideal” de constituents puntuals (partons) de spin 1/2, un dels quals interacciona amb l’electró. Es pot demostrar llavors que la probabilitat de dispersió és proporcional a la del cas puntual amb un factor de proporcionalitat que ve donat per:

$$F_2(x) = \sum_i Q_i^2 f_i(x),$$

on Q_i és la càrrega de l’ i -èsim partó i $f_i(x)$ és la probabilitat que l’ i -èsim partó porti una fracció x del moment lineal total del protó. És important notar que amb partons de spin diferent a 1/2 no es poden reproduir teòricament els resultats observats.

El model dels partons descriu el protó com una “boira” d’objectes puntuals de spin 1/2. El seu èxit en explicar de forma tan simple la invariància d’escala ens porta inevitablement a conjeturar si aquests constituents (partons) són, en realitat, els quarks que, recordem-ho, també tenen spin 1/2.

Fent la hipòtesi que els partons són els quarks, es pot demostrar la igualtat següent:

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x)] = Q_u^2 - Q_d^2 = \left(\frac{2}{3}\right)^2 - \left(\frac{-1}{3}\right)^2 = \frac{1}{3}.$$

El valor experimental que se n’obté és $0,28 \pm 0,06$, compatible amb la predicció teòrica 1/3. Una altra predicció que es pot fer si els partons són els quarks és que el quocient $F_2^{en}(x)/F_2^{ep}(x)$ ha d’estar entre 1/4 i 4. Els valors que s’obtenen de l’experiment es mouen (depenent del valor de x) entre 0,25 i 1, perfectament compatible amb la predicció teòrica. Totes aquestes confirmacions experimentals es van ratificar posteriorment emprant feixos encara més energètics d’electrons i, també, de muons.

El protó, doncs, més que una nespra, sembla una fruita plena de pinyols: una síndria. Aparentment,

doncs, a part dels tres quarks uud , n’hi ha d’altres que òbviament han de ser parelles quark-antiquark ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$ i/o $s\bar{s}$) ja que si no fos així modificarien els nombres quàntics (B, S, Q, I_3, \dots) del protó. D’on surten aquestes parelles? També hi ha una altra paradoxa: com s’enten que el protó sigui un “gas quasi ideal” de quarks si haurien d’estar molt fortament lligats entre ells per la força forta? La teoria de les interaccions fortes basada en el color (la cromodinàmica quàntica) ens dona la resposta a aquestes preguntes, com veurem més endavant.

L’any 1969, al CERN (Ginebra) i al Fermilab (EUA), es van començar a fer experiments similars utilitzant feixos de neutrins d’alta energia en lloc d’electrons. Aquests nous experiments ens van proporcionar una “radiografia” alternativa de l’interior del protó i del neutró. Novament es va observar que el procés “elàstic” ($\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$, $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$) es desviava molt de la predicció teòrica per una col·lisió puntual, mentre que en els processos inelàstics ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^\mp + ?$, on N vol dir p o n) es recuperava el comportament puntual, i es reconfirmava així el model dels partons. La hipòtesi que els partons són els quarks permetia demostrar que:

$$\frac{F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)}{F_2^{\nu p}(x) + F_2^{\nu n}(x)} \simeq \frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2} = \frac{5}{18},$$

en perfecte acord amb el valor experimental, 0,28. Notem que tant aquest resultat com l’anterior confirmen la fraccionalitat de les càrregues dels constituents.

Una predicció interessant del model dels quark-partons és que la quantitat

$$\int_0^1 dx \left[\frac{9}{2} [F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)] - \frac{3}{4} [F_2^{\nu p}(x) + F_2^{\nu n}(x)] \right]$$

és igual a la fracció del moment lineal del protó que els quarks (i antiquarks) porten conjuntament. El valor experimental d’aquesta quantitat és aproximadament 0,5, és a dir, els quarks i els antiquarks porten només el 50%

del moment lineal del protó. Qui porta l'altre 50% ? Han de ser partons que no interaccionin amb els electrons (per tant, han de ser neutres) ni amb els neutrins.

Novament, la cromodinàmica quàntica ens dóna la solució: són els *gluons*, és a dir, els transmissors de la força forta, que són dins el protó intercanviats contínuament entre els quarks.

Els anys 70 es començaren a realitzar també experiments d'anihilació electró-positró a alta energia. Novament, en el cas "elàstic" ($e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$) observem una secció eficaç molt diferent a la del cas puntual, mentre que en el cas inelàstic ($e^+ + e^- \rightarrow ?$) torna a ser proporcional a la puntual. El factor de proporcionalitat s'anomena R en aquest cas i el model de quarks prediu el valor

$$R = \sum_i Q_i^2,$$

on Q_i és la càrrega elèctrica de l' i -èsim quark. La suma anterior s'estén a tots els tipus i colors dels quarks ($u_R, u_V, u_B, d_R, d_V, \dots$) i el seu valor concorda amb el valor experimental. Aquest fet s'interpreta com una evidència del color dels quarks ja que si no hi hagués color la suma anterior es reduiria a 1/3 del valor experimental.

Tots aquests experiments i altres realitzats posteriorment ens han confirmat l'existència real dels quarks i del color. Així, a principi dels anys 70 la llista dels constituents elementals era aquesta:

Leptons	e^-	μ^-	ν_e	ν_μ
Quarks	$u_{R,V,B}$	$d_{R,V,B}$	$s_{R,V,B}$	
Transmissors	γ			

Què ha passat durant els darrers 25 anys?

Darrers progressos teòrics i experimentals

Durant els anys 60 i 70 hi va haver un enorme progrés en la formulació teòrica de les interaccions bàsiques. La teoria quàntica de la interacció electromagnètica, anomenada *electrodinàmica quàntica* (o QED) ja existia feia temps. La interacció bàsica de la QED és l'emissió o l'absorció d'un fotó pels quarks i els leptons carregats. Qualsevol procés electromagnètic es descriu en termes d'aquesta interacció bàsica. Així, per exemple, la interacció d'un electró amb un protó consisteix en l'intercanvi d'un fotó entre l'electró i un dels quarks del protó. Tècnicament, la QED és un exemple del que anomenem *teories gauge* i les seves prediccions coincideixen espectacularment amb els resultats experimentals.

L'èxit de la QED va fer que es busquessin teories similars per a les altres interaccions. Aquest va ser el cas de la interacció forta per a la qual s'ha formulat una teoria gauge basada en el color com a "càrrega forta": la *cromodinàmica quàntica* (o QCD). Ara la interacció bàsica és l'emissió o absorció d'un gluó per un quark. En aquest procés el quark únicament canvia el color i això

vol dir que el gluó emès també porta color. Per exemple, si un quark u_V emet un gluó i es torna u_B , el gluó emès s'emporta color $V\bar{B}$ (verd-antiblau). De gluons, n'hi ha de 8 tipus (això és una conseqüència matemàtica de la teoria) i el fet de portar color fa que els gluons també puguin emetre i absorbir gluons. Aquest fet és inexistent a la QED (els fotons no poden emetre ni absorbir fotons perquè no tenen càrrega) i té conseqüències importants: fa que la força forta sigui més i més dèbil com més curta és la distància entre dos quarks i, d'altra banda, quan la distància es fa gran la força augmenta proporcionalment i impideix que un quark pugui ser arrencat d'un hadró. Aquest *confinament* dels quarks fa que només els objectes sense color (els hadrons) siguin directament observats a la natura.

El fet que la força sigui dèbil a curtes distàncies és una propietat de la QCD que s'anomena *llibertat asimptòtica* i és la raó que la descripció del protó en termes de constituents puntuals *quasi lliures* que fa el model de partons sigui una bona aproximació a la realitat. El fet que els quarks del protó s'intercanviïn constantment gluons fa que aquests siguin també una part important de la seva estructura interna: ja hem vist que els gluons porten el 50% del moment lineal del protó. Aquests gluons també poden materialitzar-se en parelles quark-antiquark que contribueixen també a l'estructura interna del protó.

Una altra conseqüència de la QCD és que la invariància d'escala observada a les col·lisions electró-protó i neutrí-protó no és del tot exacta. El factor $F_2(x)$ depèn molt dèbilment de la variable $4EE' \sin^2(\theta/2)$. Aquesta dèbil dependència es pot calcular teòricament i la predicció concorda perfectament amb l'observació experimental.

Pel que fa a la interacció dèbil, Fermi havia ja desenvolupat una teoria per a la desintegració β . Aquesta teoria tenia algunes inconsistències teòriques que provenien del fet que l'hipotètic transmissor de la interacció, anomenat W^\pm , havia de tenir massa no nul·la (al contrari que el fotó i els gluons). L'any 1967, S. Weinberg i A. Salam varen trobar una teoria que contenia la de Fermi i que no tenia les seves inconsistències teòriques. La teoria de Weinberg i Salam tenia, a més a més, un gran atractiu: unificava les interaccions dèbil i electromagnètica en una única interacció *electrodèbil*. El preu que s'havia de pagar era triple:

1. Hauria d'existir un nou tipus d'interacció dèbil amb un transmissor (Z) sense càrrega elèctrica.
2. Hauria d'existir un nou quark, anomenat c , amb càrrega $+2/3$.
3. Hauria d'existir una partícula elemental de spin 0 anomenada *bosó de Higgs*.

El nou tipus d'interacció dèbil produïda per l'intercanvi d'un Z va ser detectat per primera vegada

l'any 1973 i l'any següent, el 1974, es va descobrir el quark c . De llavors ençà hi ha hagut molts resultats experimentals que han confirmat la teoria de Weinberg i Salam amb un alt grau de precisió. El bosó de Higgs, en canvi, no ha estat encara trobat i el seu descobriment és avui un dels grans objectius de la física d'altres energies.

Fem ara una sinopsi breu dels avenços experimentals realitzats des de principi dels anys setanta fins avui:

1973: Descobriments al CERN i al Fermilab de processos d'interacció dèbil en els quals s'intercanviava un Z , que van implicar la primera confirmació de la teoria de Weinberg i Salam.

1974: Descobriments del mesó J/ψ que contenia un nou tipus de quark anomenat c de càrrega $+2/3$. Aquest quark (i els hadrons que el contenen) porta un nou nombre quàntic, similar a l'estranyesa, que s'anomena "encant".

1976: Descobriments d'un nou leptó, el τ^- , i del seu neutrí associat (ν_τ). També es van observar al DESY (Hamburg) les primeres evidències directes de l'existència dels gluons en les distribucions angulars d'hadrons produïts en col·lisions electró-positró.

1978: Descobriments del cinquè quark, anomenat *bottom* (b), de càrrega $-1/3$. La teoria prediu llavors l'existència d'un sisè quark (el quark *top* o t).

1981: Descobriments al CERN, emprant col·lisions protó-antiprotó, de les partícules transmissores de la interacció dèbil, els W^\pm i el Z , amb les masses que la teoria predeia.

1989: Utilitzant l'accelerador LEP del CERN comencen a fer-se tests d'alta precisió de la teoria de les interaccions electrodèbils i fortes. La teoria passa totes les proves. Es demostra experimentalment que no hi ha més de 3 neutrins lleugers i es detecten evidències indirectes del quark t .

1994: Primera evidència directa al Fermilab de l'existència del quark t , que cal reconfirmar.

Amb aquests i altres experiments hem arribat a configurar els constituents elementals i les teories de les interaccions bàsiques: el "model estàndard".

Referències

- SEGRÉ, E., *From X-Rays to Quarks*, W.H. Freeman and Co., New York (1980).
 GASIOROWICZ, S., *Elementary Particle Physics*, John Wiley and Sons (1966).
 PERKINS, D.H., *Introduction to High Energy Physics (3rd Ed.)*, Addison Wesley (1985).
 LEADER, E. i PREDAZZI, E., *An Introduction to Gauge Theories and the "New Physics"*, Cambridge Univ. Press (1982).
 HALZEN, F. i MARTIN, A.D., *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons (1984).
 Particle data group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev.*, **D50**, 1173, (1994).

El model estàndard

El *model estàndard* de les interaccions fortes i electrodèbils consta dels ingredients següents:

- **La matèria:** formada pels quarks i els leptons:

Leptons	ν_e e^-	ν_μ μ^-	ν_τ τ^-
Quarks	$u_{R,V,B}$ $d_{R,V,B}$	$c_{R,V,B}$ $s_{R,V,B}$	$t_{R,V,B}$ $b_{R,V,B}$

Tenim també, òbviament, l'antimatèria formada pels corresponents antiquarks i antileptons.

- **La radiació:** formada pels transmissors de les interaccions:

Int. electrodèbils	γ, W^+, W^-, Z
Int. fortes	gluons (g_1, \dots, g_8)

- **El bosó de Higgs:** H , encara no detectat experimentalment.

L'emissió d'un gluó per un quark canvia únicament el color. L'emissió d'un W^+ transforma els leptons i els quarks de les files superiors en els corresponents de les files inferiors (i manté el color en el cas dels quarks). En l'emissió d'un W^- passa el contrari. L'emissió d'un fotó o d'un Z per un quark o leptó no modifica el leptó (en el cas dels quarks, tampoc en modifica el color).

Estem, doncs, novament en una nova etapa de simplicitat. Tot sembla anar d'acord amb les previsions. És potser hora de plegar i dedicar-se a una altra cosa? Potser faríem bé de recordar la coneguda història de Max Planck que, quan era jove, dubtava entre dedicar-se a la física o a la música (sembla que ambdues coses li anaven bé). Seguint el consell del seu pare va anar a parlar amb Philipp von Jolly, professor de física de la Universitat de Munich, que li va aconsellar que es dedicés a la música perquè a la física ja no quedava res interessant per fer a part d'alguns problemes menors la solució dels quals era només qüestió de temps. Afortunadament Planck es va decidir per la física i va ser el detonant d'una de les revolucions científiques d'aquest segle: la revolució quàntica.