

# All'origine della massa: la QCD e il suo vuoto

**Luca Girlanda**

*Dipartimento di Matematica e Fisica "E. De Giorgi", Università del Salento e INFN sezione di Lecce*

**L**a Cromodinamica Quantistica (QCD) è la moderna teoria delle interazioni forti tra i costituenti fondamentali della materia, il cui stato fondamentale, o stato di minima energia, si chiama tecnicamente vuoto. Le sue complesse proprietà determinano per più del 95% l'intera massa visibile dell'Universo. In questo contributo si illustrano le ragioni teoriche e fenomenologiche che hanno portato alla formulazione della QCD, evidenziando in particolare il meccanismo di generazione della massa.

## Campi e particelle

Tra le maggiori acquisizioni della fisica del '900, riassuntiva, a giudizio di Feynman, di tutta la conoscenza scientifica, vi è la concezione atomistica della materia [1], che tutto ciò sia riconducibile a particelle elementari in reciproca interazione. Lungi dal costituire una posizione puramente filosofica, questa può invece ritenersi una vera e propria conquista sperimentale. Se infatti alla fine dell'800 si poteva ancora dibattere sulla realtà delle molecole, il dibattito si chiuse con la determinazione sperimentale del numero di Avogadro, che equivale a pesare le molecole stesse, una impresa che valse al francese Perrin il premio Nobel nel 1926, e che vide un significativo contributo nella tesi di dottorato di Einstein "Una nuova determinazione delle dimensioni molecolari"

[2].

Anche un concetto fisico antitetico quale quello di campo assume, nel quadro della teoria quantistica, un carattere discreto, una sorta di collezione di particelle localizzate. Benchè sia vero anche il viceversa, che cioè le particelle materiali siano descritte nella meccanica quantistica da funzioni estese, le funzioni d'onda.

Così come la meccanica quantistica postula l'esistenza di una granularità ultima, che Dirac eleva addirittura a requisito filosofico [3], la relatività conduce invece naturalmente alla prevalenza del concetto di campo. Essa infatti assume l'esistenza di un limite invalicabile alla velocità di propagazione delle interazioni dato dalla velocità della luce  $c$ . Queste non hanno il carattere di azione a distanza, come invece ipotizzato, seppur a malincuore, da Newton: per calcolare la forza agente su una particella bisogna conoscere la posizione delle altre particelle non ad uno stesso istante, ma ad istanti precedenti diversi, a seconda delle rispettive distanze. Risulta molto più conveniente introdurre la nozione di campo, che riassume l'effetto congiunto di tutte le altre particelle ed è definito in modo da fornire, ad ogni istante e in ogni punto, la forza agente su una particella che si trova in quel punto a quell'istante. Del resto la nozione di campo elettromagnetico aveva già con Maxwell e Faraday assunto connotati di vero e proprio ente fisico. I campi, che riempiono lo spazio e il tempo, diventano quindi elementi primari della realtà fisica.

La sintesi più naturale della meccanica quantistica e della relatività speciale è quindi la teoria quantistica dei campi. Nel processo di quantizzazione il campo diventa una combinazione di eccitazioni elementari quantizzate, i fotoni nel caso del campo elettromagnetico, così come la configurazione di una corda vibrante può essere vista come sovrapposizione di componenti con diverse lunghezze d'onda. Reciprocamente, anche le particelle elementari possono essere considerate come eccitazioni di altrettanti campi quantistici. Tutti gli elettroni dell'universo ad esempio, possono essere considerati come eccitazioni di un unico campo elettronico che pervade lo spazio e il tempo.

Vi è un'importante conseguenza dei principi della meccanica quantistica: così come il principio di indeterminazione di Heisenberg vieta di realizzare una situazione in cui una particella sia ferma in un punto, così una situazione di "vuoto" in cui il campo sia nullo e resti tale non è pensabile quantisticamente. Vi sono invece continuamente delle "fluttuazioni quantistiche" attorno a una configurazione di campo nullo. La configurazione di assenza di particelle è solo apparente. Continuamente emergono particelle cosiddette virtuali, insieme alle corrispondenti antiparticelle, in modo da conservare numeri quantici come la carica elettrica. Queste coppie però si riannichilano dopo brevissimo tempo, da cui deriva il termine "virtuali". Il loro apparire viola la conservazione dell'energia, perché richiede una certa energia  $\Delta E$ , ma solo per un tempo  $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$  brevissimo, in accordo appunto col principio di Heisenberg<sup>1</sup>. E proprio queste fluttuazioni conferiscono al "vuoto" (che tecnicamente indica lo stato di minima energia) caratteristiche ben precise e misurabili.

In tal modo il vuoto quantistico si allontana moltissimo dalla visione classica di "palcoscenico degli eventi", ma assume invece un ruolo da primo attore. Dalle sue proprietà dipendono quelle di tutti gli altri stati descritti da una data

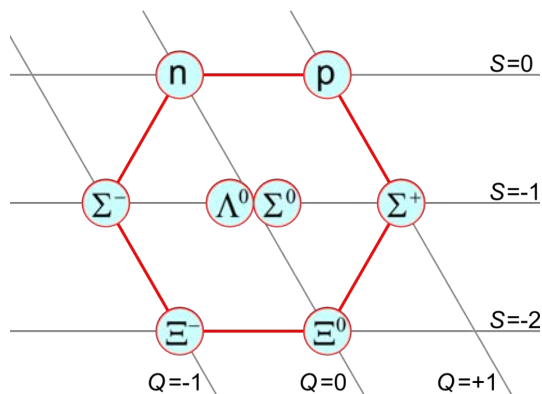
<sup>1</sup>David Griffiths [4] avverte i suoi lettori di tenere stretto il portafogli quando un fisico chiama in causa il principio di indeterminazione di Heisenberg. È vero che la descrizione dei fenomeni quantistici presuppone un consistente formalismo matematico, ma è altrettanto vero che anche queste definizioni sono fondate su presupposti classici, almeno nell'ortodossa interpretazione di Copenhagen [5].

teoria quantistica dei campi. Per la Cromodinamica Quantistica (QCD) portano in particolare all'emergere della massa dei costituenti del nucleo, rendendo in tal modo conto della gran parte della massa (visibile) dell'universo e di noi stessi. Il vuoto della QCD è dunque un mezzo dinamico altamente complesso, che modella il mondo con la sua attività. Ma per illustrare queste caratteristiche è necessario prima descrivere la moderna teoria delle interazioni forti [6, 7, 8].

## Preistoria della QCD

La storia della ricerca dell'interazione forte, responsabile dell'esistenza e stabilità dei nuclei atomici, nasce con la scoperta del nucleo e dei suoi costituenti, protoni e neutroni, all'inizio degli anni '30 del secolo scorso. Il carattere nascosto di questa forza dipende dal suo piccolissimo raggio d'azione limitato alle dimensioni dei nuclei atomici, dell'ordine di  $10^{-15}$  m, unità di lunghezza intitolata a Fermi. Inizialmente il legame tra questi costituenti veniva imputato allo scambio di particelle mediatrici, nello stesso senso in cui i fotoni sono i mediatori della forza elettromagnetica tra particelle cariche. Il raggio d'azione della forza indotta dallo scambio delle particelle mediatrici è tanto minore quanto maggiore è la loro massa  $m$ . Infatti l'emissione delle particelle mediatrici viola la conservazione dell'energia di una quantità  $\Delta E \sim mc^2$ . Come già visto ciò è consentito solo nei limiti previsti dal principio di Heisenberg, cioè per un tempo  $\Delta t \sim \hbar/\Delta E \sim \hbar/(mc^2)$ , dopodiché dovrà aversi il riassorbimento da parte dell'altra particella in interazione. In questo tempo l'interazione, per i limiti imposti dalla relatività non potrà essersi estesa a distanze maggiori di  $r \sim c\Delta t \sim \hbar/(mc)$ . Se l'interazione elettromagnetica, dovuta allo scambio dei fotoni, si estende a lungo raggio, in virtù del fatto che questi hanno massa nulla, così l'interazione forte dovrà essere mediata da particelle mediatrici di massa  $m \sim \hbar/(rc) \sim 200 \text{ MeV}/c^2$ . Fu il fisico giapponese Yukawa a proporre per primo questa idea nel 1934 e le particelle mediatrici furono poi effettivamente scoperte nel 1947 e chiamate mesoni  $\pi$  o pioni, con una massa pari a circa  $140 \text{ MeV}/c^2$ .

I tentativi però di descrivere l'interazione forte sul modello dell'interazione elettromagnetica, che nella sua versione quantistica mieteva i pri-

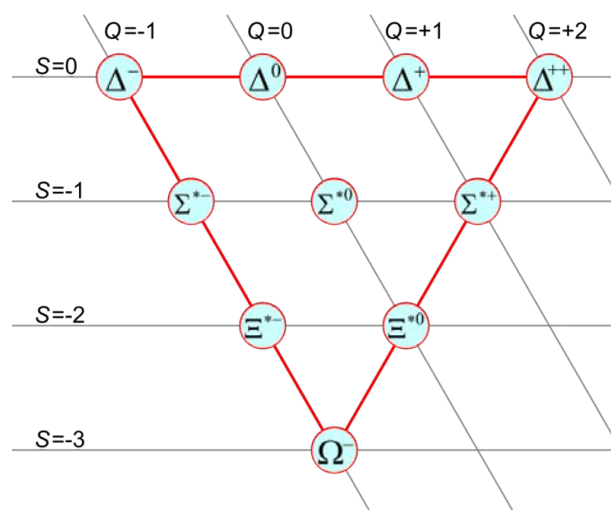


**Figura 1:** L'ottetto barionico. Le particelle più leggere con spin  $1/2$  ordinate secondo i numeri quantici di stranezza  $S$  e di carica elettrica  $Q$ . Con  $p$  e  $n$  si indicano protone e neutrone rispettivamente.

mi formidabili successi, furono però infruttuosi. Tanto più che nel corso degli anni successivi vi fu un fiorire di scoperte di nuovi "adroni", particelle cioè soggette alle interazioni forti. Si dovette dunque abbandonare l'idea che queste particelle fossero tutte "elementari". Piuttosto, venne alla luce una struttura, l'organizzazione di questi adroni in gruppi o "multipletti" di massa simile. Questo condusse all'idea che gli adroni fossero a loro volta costituiti da entità più fondamentali. Così come, infatti, le regolarità nelle proprietà degli elementi chimici, riassunte dalla tabella periodica di Mendeleev, sono spiegate dall'esistenza di medesimi costituenti subatomici combinati diversamente, anche per gli adroni vale lo stesso argomento. In questo caso le proprietà a cui si fa riferimento non sono naturalmente quelle chimiche, ma quelle che costituiscono la carta di identità delle particelle, ossia la massa e lo spin. Chi avanzò e portò avanti questa idea fu soprattutto Gell-Mann, che introdusse il termine "quarks" per queste entità più fondamentali, insieme a Ne'eman e a Zweig, che invece li chiamava "assi".

Ricorrevano multipletti di adroni costituiti da 8 membri e questo suggeriva che il numero di costituenti fondamentali fosse pari a 3 ("Three quarks for Muster Mark" è l'esclamazione che apre il capitolo 4 dell'ultima onirica opera di Joyce, "Finnegans Wake"), nell'ambito di una descrizione matematica che Gell-Mann battezzò "l'ottupla via", parafrasando la via buddista al nirvana. Si interpretò allora questi ottupletti come costituiti da due di queste entità fonda-

tali equivalenti, ciascuna presente in 3 diverse specie, successivamente chiamati "sapori". L'equivalenza indica la possibilità di mescolare tra loro i sapori senza cambiare la dinamica dei sistemi di cui fanno parte. Da qui la possibilità di 9 diverse combinazioni, otto delle quali si trasformano tra di loro a seguito del mescolamento dei sapori, mentre una rimane invariata, analogamente a quanto avviene per il prodotto scalare tra due vettori sotto rotazioni. Matematicamente il gruppo di simmetria è  $SU(3)$  e l'ottetto è quella che si chiama una delle sue rappresentazioni irriducibili. Si hanno anche combinazioni di 3 quarks che possono dar luogo a multipletti formati da 8 o anche 10 membri, un'altra rappresentazione irriducibile dello stesso gruppo di simmetria. Queste combinazioni si presentano con spin semi-intero, corrispondenti a particelle che si chiamano "fermioni", contrariamente a quelle formate da due quarks (più precisamente da quark e antiquark). Da questo si deduce che i quarks siano essi stessi fermioni. Laddove sembravano mancare particelle per completare i multipletti, queste venivano sistematicamente scoperte, come nel caso della particella  $\Omega$ , la più pesante del decupletto più leggero.



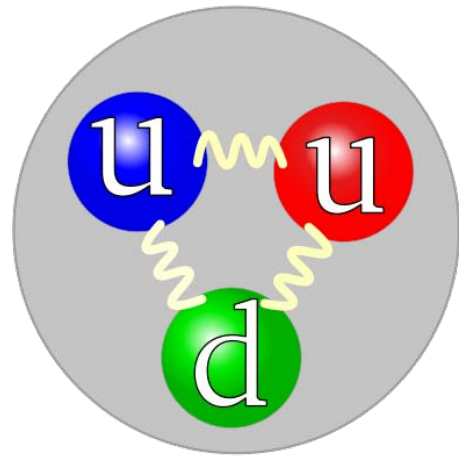
**Figura 2:** Il decupletto barionico. Le particelle più leggere con spin  $3/2$  ordinate secondo i numeri quantici di stranezza  $S$  e di ipercarica  $Q$ .

Il modello a quarks guadagnava dunque negli anni '60 enorme credibilità, tuttavia la sua maggiore difficoltà era il fatto che tra le tante particelle scoperte, non vi era nessun quark! Tanto più che una loro individuazione sarebbe stata facilitata dal fatto che la loro carica elettrica era

prevista dal modello essere frazionaria rispetto alla carica dell'elettrone. Vi era chi considerava i quarks dei meri costrutti matematici, utili solo per descrivere le proprietà di simmetria degli adroni, e proponeva di trattare questi ultimi come tutti elementari, democraticamente. Vi era anche chi invece cercava di costruire modelli di interazione tra i quarks, ipotizzandoli confinati in una sacca ("bag models") o come estremità di stringhe le quali, spezzandosi, dessero origine a nuove coppie di quark-antiquark, similmente a come avviene per i poli di un magnete. Ma il meccanismo del confinamento e la natura di queste stringhe non erano affatto compresi.

Un'altra difficoltà era l'esistenza di adroni che il modello a quarks descriveva come costituiti da 3 quarks identici, tutti nello stesso stato quantistico e con spin allineato nella stessa direzione; e questo è vietato dal principio di esclusione di Pauli, cui i quarks, in quanto fermioni, dovrebbero invece obbedire. Per rimediare a queste difficoltà venne introdotto un nuovo numero quantico, che Fritzsche e Gell-Mann (un vero linguista!) chiamarono "colore". Servono 3 colori per distinguere 3 quarks altrimenti identici, come i colori fondamentali rosso, verde e blu che colorano i pixel degli schermi LCD. Inoltre l'ipotesi del confinamento poteva essere riassunta nella richiesta che gli adroni siano bianchi, come risultante dalla accensione simultanea dei 3 colori in un pixel, oppure dalla presenza simultanea di un colore e del suo complementare (o "anticolore"), come accade nei mesoni, costituiti da una coppia di quark e antiquark.

Matematicamente si tratta di un altro gruppo  $SU(3)$ , detto  $SU(3)$  di colore, rispetto al quale gli adroni sono supposti costituire la rappresentazione di singoletto, cioè quella invariante. I tre quarks di Muster Mark sono quindi in realtà  $3 \times 3$ . Le tre varietà che mescolandosi danno origine all'ottupla via vennero chiamate sapori, in assonanza col numero quantico di colore appena introdotto. Davvero provvidenziale, il numero quantico di colore, per salvare la dotta citazione di Gell-Mann, o forse la profetica filastrocca di Joyce, in quanto di sapori se ne scoprirono altri, a partire dagli anni '70 fino alla scoperta del sesto sapore, il "top" nel 1994 al Fermilab. Naturalmente si parla sempre di manifestazioni alquanto indirette di questi nuovi sapori, dato



**Figura 3:** Nel modello a quark ingenuo i barioni, come il protone qui raffigurato, sono composti da tre quark.

che i singoli quarks restano invisibili, per l'ipotesi del confinamento.

Negli stessi anni, nuove indirette evidenze in favore di una sottostruttura degli adroni venivano dagli esperimenti di scattering profondamente inelastico di elettroni da nuclei, condotti a SLAC, l'acceleratore lineare di Stanford. Con questo termine si indicano processi di diffusione in cui parte dell'energia cinetica iniziale viene spesa per creare nuove particelle. Nel caso elastico l'energia con la quale l'elettrone emerge è strettamente correlata con l'angolo di deflessione. Nel caso inelastico invece queste due variabili cinematiche sono scorrelate. Tuttavia risultava da questi esperimenti la dipendenza da un'unica combinazione di tali variabili, un fenomeno chiamato "scaling di Bjorken" dal nome del fisico che l'ha proposto, sulla base dell'ipotesi che gli adroni fossero composti da costituenti puntiformi. A dare compiutezza all'idea fu il modello a "partoni" proposto da Feynman.

Secondo questo modello la diffusione sull'adrone avviene di fatto mediante un processo d'urto elastico che coinvolge l'elettrone e uno solo dei costituenti puntiformi dell'adrone alla volta, costituenti che vennero chiamati appunto partoni. Come tutti in tutti i fenomeni quantistici gli esiti di un esperimento hanno carattere probabilistico. Tali esiti sono descrivibili dall'ipotesi

che i partoni abbiano una certa distribuzione di massa nell'adrone. Nemmeno il loro numero è determinato, l'unica richiesta è che la somma delle loro energie coincida con quella dell'adrone in esame. Dato che in un processo d'urto elastico l'energia dell'elettrone diffuso ad un fissato angolo dipende dalla massa del centro diffusore, la distribuzione in energia dell'elettrone fornisce informazioni sulla distribuzione di massa dei partoni nell'adrone. Il maggiore successo del modello a partoni consiste nel fatto che le distribuzioni partoniche così ottenute sono distintive di ogni adrone e possono essere utilizzate in altri tipi di esperimenti.

L'identificazione dei partoni di Feynman con i quarks di Gell-Mann era tuttavia alquanto difficile, non foss'altro che per il fatto che, come già sottolineato, il numero di partoni non è fissato, e che inoltre alcuni di questi partoni risultano elettricamente neutri, in contrasto con il modello a quarks. Inoltre i partoni, per ipotesi, sono tra loro indipendenti e non-interagenti, al contrario dei quarks, che sono invece fortemente legati. I diversi modelli che abbiamo discusso catturano ciascuno un aspetto dell'interazione forte, un'interazione così forte da tenere confinati i costituenti elementari, ma che alle piccolissime distanze, esplorate negli esperimenti a SLAC, diventa evanescente, così da lasciar apparire partoni non-interagenti. Un tale comportamento apparentemente contraddittorio è proprio di una classe di teorie, dette teorie di gauge non abeliane, introdotte nel 1954 da Yang e Mills. Come scoperto nel 1972-73 da 't Hooft e da Gross, Wilczek e Politzer, tali teorie manifestano proprio questa proprietà, che venne chiamata della "libertà asintotica". Negli stessi anni la Cromodinamica Quantistica venne formulata, ad opera di Gell-Mann, Fritzsche e Leutwyler, interpretando il gruppo  $SU(3)$  di colore come un gruppo di gauge, chiamando così in causa, oltre ai quarks, anche 8 gluoni, mediatori dell'interazione tra i quarks.

## Il principio di gauge e la QCD

L'esempio più semplice di teoria di gauge è dato dall'elettrodinamica, che nella versione quantistica prende il nome di QED. Il tratto caratteristico di queste teorie risiede nel fatto che una richiesta

di simmetria della teoria porta necessariamente all'introduzione di interazioni con ben precise proprietà. Nel caso della QED questa simmetria consiste nel richiedere che per il campo che descrive gli elettroni, che è un campo complesso, sia possibile scegliere arbitrariamente la fase in ogni punto dello spazio-tempo, senza modificare le equazioni della teoria. È come se richiedessimo che i calciatori di un biliardino possano avere orientazioni diverse tra loro sulle stecche, e tuttavia continuare a costituire una squadra, cooperando nei passaggi per segnare un gol. Affinché questo sia possibile è necessario tener conto delle diverse orientazioni dei calciatori. La prescrizione che codifica le diverse orientazioni tra un punto e un altro vicino è espressa matematicamente dal campo di gauge, che viene anche chiamato, per questo motivo, campo di "connessione". Tornando alla QED, il campo di gauge è quello che descrive i fotoni. Le caratteristiche dei fotoni, il fatto di essere particelle di massa nulla e spin 1, sono tutte conseguenze dell'iniziale richiesta di invarianza rispetto a ridefinizioni della fase indipendenti in ogni punto dello spazio-tempo. È in questo senso che il principio di gauge "genera" l'interazione elettromagnetica. Altra conseguenza dell'invarianza è una legge di conservazione, che corrisponde in questo caso alla conservazione della carica elettrica.

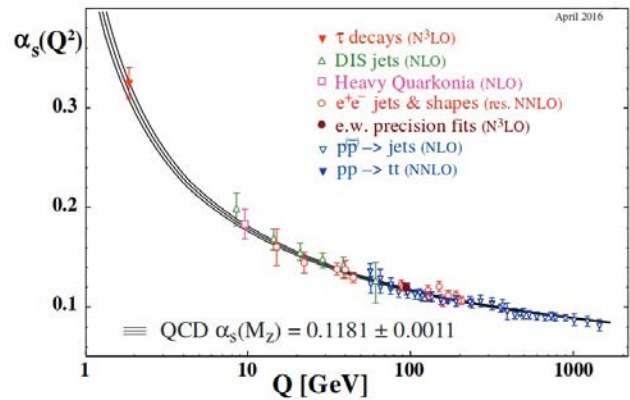
Il termine invarianza di gauge si potrebbe tradurre invarianza per "ricalibrazione", e fu coniato da Weyl nel suo tentativo di unificare gravità ed elettromagnetismo. L'invarianza cui Weyl faceva riferimento era infatti la libertà di ridefinire in ogni punto dello spazio-tempo la distanza tra due eventi vicini. La reinterpretazione dell'idea di Weyl nel senso suddetto di invarianza per ridefinizione della fase quantistica fu invece dovuta a London.

La QCD può considerarsi una generalizzazione della QED. Nell'analogia del biliardino, è come se permettessimo ai giocatori non solo di cambiare indipendentemente orientazione rispetto all'asse della stecca, ma anche di ruotare attorno ad altri assi. Dato che la composizione di due generiche rotazioni dipende dall'ordine in cui si effettuano, il corrispondente gruppo di trasformazioni si dice "non-abeliano" e, corrispondentemente, la struttura della connessione di gauge è più complicata. La trasformazione

in questione, per la QCD, è quella che mescola i colori: il campo dei quarks può cambiare colore indipendentemente in ogni punto dello spazio-tempo, senza modificare le equazioni della teoria, purchè si introduca un campo di gauge con ben precise proprietà, l'aver cioè le proprie eccitazioni quantistiche, i gluoni, massa nulla e spin 1, analogamente a quanto avviene per il fotone. Così come la simmetria della QED conduce alla conservazione della carica elettrica, in QCD si ha la conservazione del numero quantico "colore". I gluoni trasportano il colore da un punto all'altro dello spazio-tempo, cambiando quello dei quarks nei punti corrispondenti. Così, ad esempio, un quark rosso può trasformarsi in uno verde emettendo un gluone che trasporta numeri quantici (rosso-antiverde). Vi sono quindi 8 gluoni diversamente colorati, pari alle 9 possibili combinazioni di colore-anticolore tranne una, corrispondente alla combinazione "bianca", in cui i tre colori e i tre anticolori sono presenti in ugual modo.

Una caratteristica distintiva della QCD rispetto alla QED, che dipende dal carattere non-abeliano della simmetria di gauge, è il fatto che i gluoni sono carichi, possiedono cioè definite caratteristiche di colore, contrariamente ai fotoni, che sono elettricamente neutri. Questo porta alla possibilità che essi interagiscano direttamente tra di loro. Ad esempio un gluone (rosso-antiverde) può trasformarsi in un gluone (rosso-antiblu) emettendo un gluone (blu-antiverde). Un processo del genere, in cui un fotone si trasforma in due, non è invece possibile in QED. È proprio questa caratteristica che conduce alle radicali e spettacolari differenze esistenti tra le due teorie.

La più sorprendente e fondamentale è il cosiddetto fenomeno dell'antiscreening, o antischermatura. Si può comprendere che la continua, seppur effimera, esistenza di coppie virtuali particella-antiparticella porti ad un effetto di schermatura di una carica elementare nel vuoto, e questo è infatti ciò che accade in QED, analogamente al fenomeno della polarizzazione di un mezzo materiale. Si parla in questo contesto di polarizzazione del vuoto: una carica positiva attrarrà le particelle virtuali cariche negativamente e respingerà quelle cariche positivamente, cosicché la carica effettiva diminuisce con la distanza. In QCD, oltre a questo effetto di schermatura di



**Figura 4:** *Variatione della carica effettiva di colore  $\alpha_s$  con la scala di energia. All'aumentare di  $Q$  si esplorano distanze sempre più piccole, alle quali l'interazione forte diminuisce. Viceversa, per piccoli  $Q$  l'interazione cresce, portando la teoria nel cosiddetto regime "non-perturbativo", in cui  $\alpha_s \sim 1$ . I dati sperimentali seguono perfettamente l'andamento previsto dalla libertà asintotica. Tratta dalla Ref. [9].*

una singola carica di colore da parte delle coppie virtuali quark-antiquark, si ha anche un effetto contrario, dovuto al contributo dei gluoni e alle loro mutue interazioni, un effetto assente in QED per quanto visto.

Il fenomeno dell'antiscreening porta al fatto che la carica di colore sia amplificata dalle fluttuazioni del vuoto. La nuvola di particelle virtuali che circonda una carica di colore ne potenzia l'effetto, in misura tanto maggiore quanto più ce ne si allontana. Viceversa, indagando sempre più all'interno di questa nuvola, mediante esperimenti di alta energia, l'effetto della carica di colore diminuisce, fino ad essere irrilevante. Nella Fig. 4 è illustrato l'andamento della carica effettiva di colore con la scala d'energia  $Q$ , così come previsto dalle equazioni della QCD e confrontata con una pluralità di risultati sperimentali [9].

È questo il meccanismo che tiene insieme la fenomenologia del modello a quarks e del modello a partoni. Inoltre lo stesso meccanismo rende plausibile l'ipotesi del confinamento: un singolo quark colorato crea una perturbazione nella configurazione dei campi circostanti che si estende sempre più intensamente con la distanza. Ciò porterebbe ad un costo energetico enorme, ed è questo costo ad impedire l'esistenza di cariche di colore isolate. Un modo per cancellare queste perturbazioni è di considerare insieme al quark

il corrispondente antiquark nello stesso punto. Ma localizzare con questa precisione una particella comporta, per il principio di Heisenberg, una grande dispersione dei valori del suo impulso e quindi dell'energia cinetica. Il risparmio sull'energia della nuvola di particelle virtuali si paga quindi in termini di energia cinetica delle sorgenti di colore. Da questo bilancio scaturisce la massa dell'adrone, e come corollario la giustificazione dell'ipotesi del confinamento.

Una dimostrazione matematicamente rigorosa dell'origine del confinamento è un problema ancora aperto, dopo quasi mezzo secolo di ricerche, e costituisce uno dei Problemi del Millennio, che il Clay Mathematics Institute di Cambridge premia con 1 milione di dollari. Tuttavia esistono oggi solide ragioni per ritenere il confinamento una conseguenza diretta delle equazioni della QCD, basate su evidenze numeriche provenienti da simulazioni su supercalcolatori. Quest'ultimo è l'unico approccio effettivamente percorribile, in quanto la dinamica è non-perturbativa, contrariamente al caso della QED. Infatti, alla scala a cui avviene la generazione della massa, le interazioni sono forti. Tanto forti appunto da confinare i costituenti fondamentali e dar vita ad altri gradi di libertà compositi.

## Tutto da un numero

L'aspetto particolarmente affascinante delle teorie di gauge, e della QCD in particolare, è il fatto che, fissato il tipo di trasformazione dei campi elementari sotto il gruppo di simmetria, la loro forma è essenzialmente determinata. Tutto quanto è fissato in termini di un'unica costante adimensionale,  $g$  e delle masse  $m_f$  dei diversi sapori di quarks. Vi è in realtà un secondo parametro adimensionale, il cosiddetto angolo  $\theta_{\text{QCD}}$ , che è legato a un altro aspetto della struttura del vuoto, di tipo topologico, cui però non si farà altro cenno. Detto parametro peraltro, per ragioni tuttora inspiegate (e questo costituisce il cosiddetto problema di *CP*-forte) risulta fenomenologicamente essere praticamente nullo. Non ci sono altri parametri, o almeno sono così piccoli da essere irrilevanti, per ragioni, queste sì, comprese. Gli  $N_f = 6$  sapori di quarks hanno masse molto diverse tra loro: i tre più leggeri, detti up, down e strange, sono molto più leggeri dei tre

più pesanti, detti charm, bottom e top. Questa situazione è molto vicina a quello che Leutwyler chiama il "paradiso del teorico" [10], cioè una situazione in cui i 3 quarks leggeri siano di massa nulla, mentre quelli pesanti siano di massa infinita, in modo da non giocare più alcun ruolo.

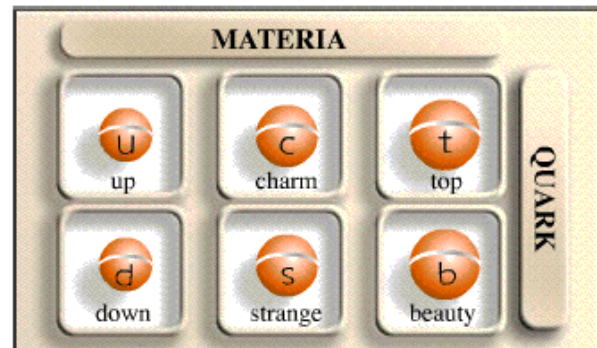


Figura 5: I sei quark.

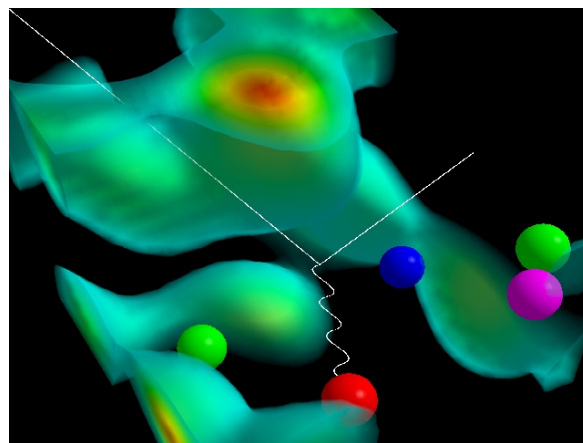
In questo scenario resta un unico parametro,  $g$  da cui la teoria dipende. Un numero puro che stabilisce da solo la massa degli adroni, le sezioni d'urto delle reazioni nucleari che avvengono nelle stelle e che hanno prodotto i nuclei degli elementi pesanti da cui il nostro pianeta si è formato ed in esso la vita... Il motto Pitagorico "tutto è numero" trova qui una letterale conferma. Naturalmente riconoscere nella Lagrangiana della QCD, un'espressione che non prende più di una riga, tutte queste meraviglie è un compito piuttosto arduo, ma si può dire che essa riassume tutte queste informazioni, in un formato di compressione particolarmente estremo.

Nel paradiso del teorico, con solo 3 sapori di quarks di massa nulla, appare un'ulteriore simmetria, la cosiddetta simmetria chirale: avendo i quarks tutti identica massa nulla, si possono scambiare le "etichette" di sapore senza modificare le equazioni della teoria. Questa non è altro che la già discussa ottupla via di Gell-Mann. Inoltre il mescolamento dei sapori può avvenire indipendentemente per i quarks di elicità destra (il cui spin è allineato alla direzione dell'impulso) o sinistra (spin anti-allineato), da cui il nome di simmetria chirale. La stessa dinamica del vuoto che conduce al confinamento produce una rottura spontanea della simmetria chirale, termine con il quale si indica il fatto che lo stato fondamentale non rispetta tale simmetria. È un fenomeno analogo a quanto avviene nei sistemi di spin fer-

romagnetici, le cui interazioni sono invarianti per rotazioni globali del sistema ma il cui stato fondamentale esibisce una magnetizzazione spontanea, vale a dire con tutti gli spin che puntano in una stessa direzione, con il che l'originale invarianza per rotazioni è perduta. L'analogo della magnetizzazione spontanea nel caso della simmetria chirale della QCD è il condensato di quark-antiquark. Non si tratta delle effimere coppie di particelle virtuali, bensì di materia e antimateria persistente, che abita il vuoto e permea tutto lo spazio per sempre, come una specie di etere. Possiamo pensare che il vuoto, in assenza di condensato chirale, sia instabile, come un liquido al di sotto della temperatura di fusione pronto a solidificare alla minima perturbazione; la materializzazione di quark e antiquark comporta un guadagno di energia e avviene una transizione di fase. In questa materializzazione le elicità destre e sinistre dei quark vengono accoppiate in modo da rompere la simmetria iniziale sotto mescolamenti indipendenti delle diverse elicità. Le eccitazioni elementari di questo aggregato di quark e antiquark che pervade il vuoto sono interpretabili come particelle di massa nulla, chiamati bosoni di Nambu-Goldstone, che possono essere identificati con l'ottetto dei mesoni più leggeri.

Il condensato chirale è solo il più semplice di una infinità di parametri di questo genere, che segnalano la condensazione di combinazioni più complesse dei campi dei quarks e dei gluoni, e che costituiscono delle precise caratteristiche del vuoto della QCD. Dipendono anch'essi dall'unico parametro  $g$ , ma un loro calcolo in teoria delle perturbazioni (lo sviluppo in potenze di  $g$ ) darebbe un risultato nullo ad ogni ordine. Si tratta infatti di proprietà prettamente non-perturbative, la cui determinazione sperimentale, tutt'altro che diretta, si basa principalmente sullo studio delle interazioni tra i bosoni di Nambu-Goldstone.

Una teoria senza nessun parametro dimensionale, che non ha quindi bisogno di appoggiarsi su unità di misura esterne che facciano da campione, riesce quindi a generare la complessità di cui siamo parte e a render conto della stragrande maggioranza della massa visibile dell'universo, tutto da un solo numero,  $g$ , senza bisogno del meccanismo di Higgs, che produce solo piccole correzioni rispetto a questo scenario. Correzioni



**Figura 6:** Una configurazione di gauge simulata in un reticolo del volume di  $2.4 \times 2.4 \times 3.6$  fm, abbastanza da contenere un protone e la sua nuvola di pioni. Tratta dal sito di Derek B. Leinweber [11].

che sono calcolabili e calcolate in uno schema perturbativo.

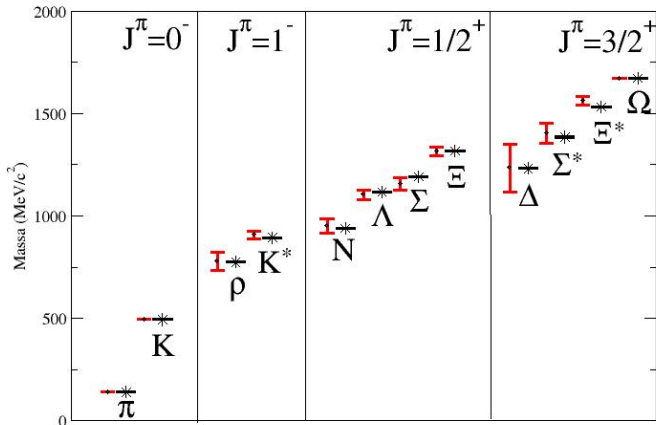
In attesa di nuove prospettive teoriche sul problema, lo strumento più potente per decifrare il contenuto della Lagrangiana della QCD viene da simulazioni ai supercalcolatori. Questa tecnica è basata sulla formulazione di Feynman della teoria quantistica, per la quale ad esempio una particella che si muova da un punto  $A$  a un punto  $B$  segue in effetti *tutti* i possibili percorsi nello spazio-tempo, ciascuno con associato un peso statistico. Per simulare campi quantistici va fatta una media statistica su un formidabile numero di configurazioni, ciascuna generata con il peso statistico determinato dalla teoria.

Nella Ref. [11] sono contenute delle bellissime animazioni che illustrano la dinamica dei campi di gauge così generati, ottenute discretizzando lo spazio tempo e limitandolo ad un ipercubo, un reticolo delle dimensioni di pochi fermi.

In Fig. 6 è mostrata ad esempio la densità di energia di una di queste configurazioni; i quark rosso verde e blu, che costituiscono un protone sono confinati da queste configurazioni; appare anche una coppia di quark-antiquark (verde-antiverde) che circondano il protone come una nuvola. Il potere predittivo della QCD su reticolo è cresciuto enormemente con lo sviluppo di sofisticati algoritmi e con l'aumento delle risorse computazionali. Nella Fig. 7 sono mostrate le predizioni per le masse degli adroni più leggeri confrontate con quelle sperimentali. Un solo da-



un esempio.



**Figura 7:** Predizioni di QCD sul reticolo per le masse degli adroni più leggeri (punti rossi), confrontate con i valori sperimentali (in nero). Le barre d'errore comprendono sia quello sistematico che quello statistico, inerente alla procedura numerica. Vi sono solo 3 input sperimentali: la massa del barione  $\Omega$ , per fissare  $g$ , e la massa dei pioni  $\pi$  e dei kaoni  $K$  per fissare il valore delle masse dei quarks. I numeri quantici  $J^\pi$  si riferiscono allo spin e alla parità. I dati sono tratti dalla Ref. [12].

to sperimentale è utilizzato per fissare la costante  $g$ , o se si vuole per stabilire una scala assoluta. I restanti input del calcolo (dati dalla massa dei pioni  $\pi$  e dei kaoni  $K$ ) servono solo a fissare le masse dei quarks più leggeri, up, down e strange.

Non ce ne sarebbe bisogno se ci accontentassimo dei risultati nella situazione ideale di quarks di massa nulla. In quel caso, pioni e kaoni emergerebbero come veri bosoni di Nambu-Goldstone, particelle quindi di massa nulla, mentre la massa degli altri adroni sarebbe solo leggermente modificata.

Forse il punto più significativo della figura è quello che rappresenta i nucleoni  $N$ , col quale termine si indicano protoni e neutroni, i costituenti del nucleo, che contribuiscono in maniera dominante alla massa visibile dell'universo. La loro esistenza simulata rende conto perfettamente delle loro caratteristiche reali, a tal punto da sfumare il confine tra realtà virtuale e realtà oggettiva. Un confine che potrebbe essere addirittura abbattuto dall'avvento di calcolatori quantistici, del quale in fondo l'intero Universo costituisce

- [1] R.P. Feynman, R.B. Leighton, M.L. Sands: *The Feynman Lectures on Physics*. Addison-Wesley, New York (1963).
- [2] A. Pais: *Subtle is the Lord ....* Oxford University Press, Oxford (1982).
- [3] P.A.M. Dirac: *I principi della meccanica quantistica*. Bollati Boringhieri, Torino (1976).
- [4] D. Griffiths: *Introduction to elementary particles*. Wiley-Vch, Torino (2004).
- [5] A. Pais: *Niels Bohr's times*. Clarendon Press, Oxford (1991).
- [6] A.S. Kronfeld, C. Quigg: *Resource Letter: Quantum Chromodynamics*, Am. J. Phys., **78** (2010) 1081.
- [7] F. Wilczek: *The lightness of being*. Basic Books, ? (2008).
- [8] Y. Nambu: *Quarks*. World Scientific, Singapore (1985).
- [9] C. Patrignani et al. (Particle Data Group): *The Review of Particle Physics*, Chin. Phys., **C40** (2016) 100001.
- [10] H. Leutwyler: *Principles of Chiral Perturbation Theory*, Proc. Int. Sch. Phys. Fermi, **130** (1996) 1.
- [11] <http://www.physics.adelaide.edu.au/theory/staff/leinweber/VisualQCD/Nobel/index.html>
- [12] S. Durr et al.: *Ab-Initio Determination of Light Hadron Masses*, Science, **322** (2008) 1224.



**Luca Girlanda:** si è laureato in Fisica presso l'Università di Pisa nel 1997. Dopo aver conseguito il Master in Fisica Teorica e il PhD presso l'Università di Paris-Sud XI, ha lavorato con contratti post-dottorali presso l'Università Autonoma di Barcelona, l'Università di Padova, l'ECT\* di Trento, l'INFN di Pisa e l'Università di Pisa. Dal 2010 è ricercatore in Fisica Teorica presso l'Università del Salento. I suoi interessi di ricerca riguardano l'interazione nucleare e la simmetria chirale della QCD.

