Il bosone di Higgs

Paolo Ciafaloni *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Lecce.*

Il 4 luglio 2012, in un affollatissimo *Auditorium* del CERN a Ginevra, veniva annunciata la scoperta di una particella con le "caratteristiche del bosone di Higgs" e con massa pari a circa 125 volte la massa del protone. I *media* di tutto il mondo hanno dato ampio risalto alla notizia. Ma che cos'è il bosone di Higgs? E perché è tanto importante?

Per capire la rilevanza del bosone di Higgs occorre tuffarsi nel mondo delle particelle elementari, di quelle particelle cioè che allo stato attuale delle conoscenze si pensa siano indivisibili. Schematicamente, gli atomi che costituiscono la materia sono composti da un nucleo molto pesante attorno a cui girano elettroni leggeri. Il nucleo è poi diviso in neutroni e protoni che a loro volta sono composti da particelle chiamate *quark* (vedi fig. 1). Il Modello Standard descrive le particelle elementari come l'elettrone e i quark e le forze di tipo fondamentale (cioè non riconducibili ad altre forze note) in un quadro organico e matematicamente coerente. Sono state finora osservate in natura quattro tipi di forze (ma i fisici preferiscono chiamarle interazioni): l'interazione elettromagnetica e quella gravitazionale che tutti conosciamo perché hanno effetti sul mondo macroscopico, e altre due interazioni confinate al mondo nucleare e subnucleare: l'interazione nucleare forte, che tiene insieme i quark nei neutroni e nei protoni, ed i protoni ed i neutroni nel nucleo atomico, e l'interazione nucleare debole, responsabile, fra le altre cose, di alcuni tipi di decadimenti radioattivi. Il Modello Standard

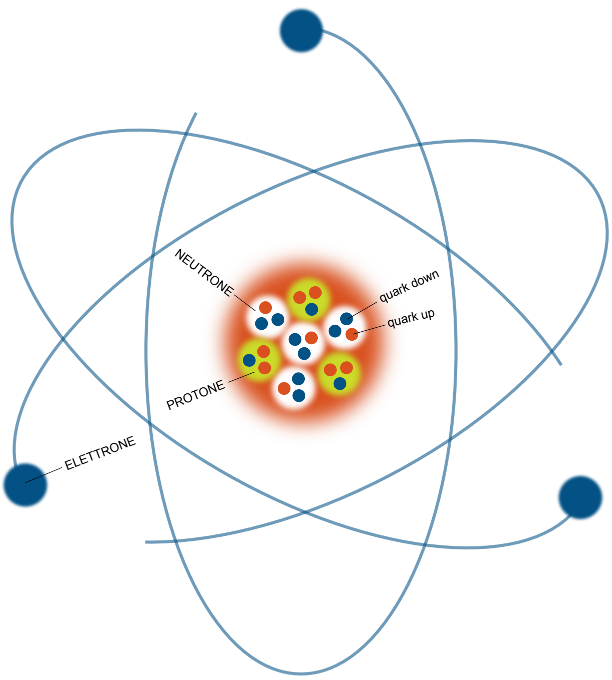

Figura 1: *L'atomo.*

non descrive la gravità, perché essa è trascurabile negli esperimenti condotti agli acceleratori di particelle e perché, al momento, non esiste una descrizione che unisca gravità e meccanica quantistica e che consenta un confronto con l'esperimento. Le particelle elementari di materia, suddivise nelle famiglie di leptoni e quark, sono fermioni ed interagiscono fra loro scambiandosi i mediatori delle interazioni, che sono, a loro volta particelle, ma di tipo bosonico: il fotone γ (interazioni elettromagnetiche), i bosoni $W^{\pm}$ e Z^0 (interazioni deboli), ed i gluoni g (interazioni forti). In fig. 2 sono rappresentate le particelle descritte dal Modello Standard. È da notare che tra le particelle di materia, solo i quark sono sen-

Fermioni e bosoni

Nel mondo microscopico, descritto dalla meccanica quantistica, tutte le particelle hanno un momento angolare intrinseco che assume valori interi o semi-interi di una costante fondamentale della natura, detta di Plank: $\hbar = 1.05457266(33) \times 10^{-34}$ J s. Le particelle con spin-semintero sono soggette al principio di esclusione di Pauli, *due fermioni identici non possono stare sullo stesso stato energetico*, e questo implica che sistemi di fermioni identici seguano una particolare statistica detta di Fermi-Dirac, da cui il nome di fermioni. Al contrario, le particelle con spin intero, zero incluso, non sono soggette al principio di esclusione, e sono detti bosoni, dato che sistemi di particelle identiche seguono una statistica denominata di Bose-Einstein.

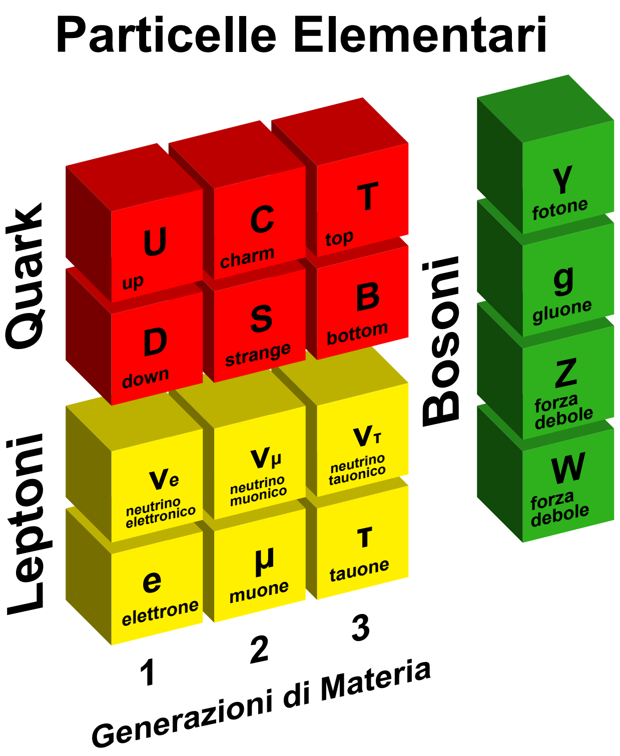

Figura 2: *Le particelle del Modello Standard.*

sibili all'interazione forte, mentre non lo sono i leptoni. D'altra parte i neutrini non sono sensibili nemmeno all'interazione elettromagnetica, non possedendo carica elettrica. La materia ordinaria, quella che conosciamo, è formata solo dalla prima generazione di particelle, cioè quark u e d, elettroni, e neutrini elettronici. Qui sulla terra, le altre due generazioni di particelle elementari vengono prodotte solo in esperimenti di laboratorio.

Per finire, va detto che, nel Modello Standard, le interazioni tra le particelle elementari sono caratterizzate da un alto grado di simmetria, che nel linguaggio della teoria dei campi viene espressa come "*simmetria di gauge* SU(3) $\otimes$ SU(2) $\otimes$ U(1)". La presenza di tre gruppi di simmetria è strettamente legata al fatto che le interazioni fondamentali descritte dal Modello Standard siano tre, elettromagnetica, debole e forte. Torneremo in seguito sul problema della simmetria.

Figura 3: *Confronto fra predizioni del Modello Standard e quantità misurate dal LEP.*

I successi del Modello Standard e il problema delle masse.

Il Modello Standard descrive correttamente i fenomeni fisici fino alle scale di energia più elevate e alle distanze più piccole mai esplorate dall'uo-

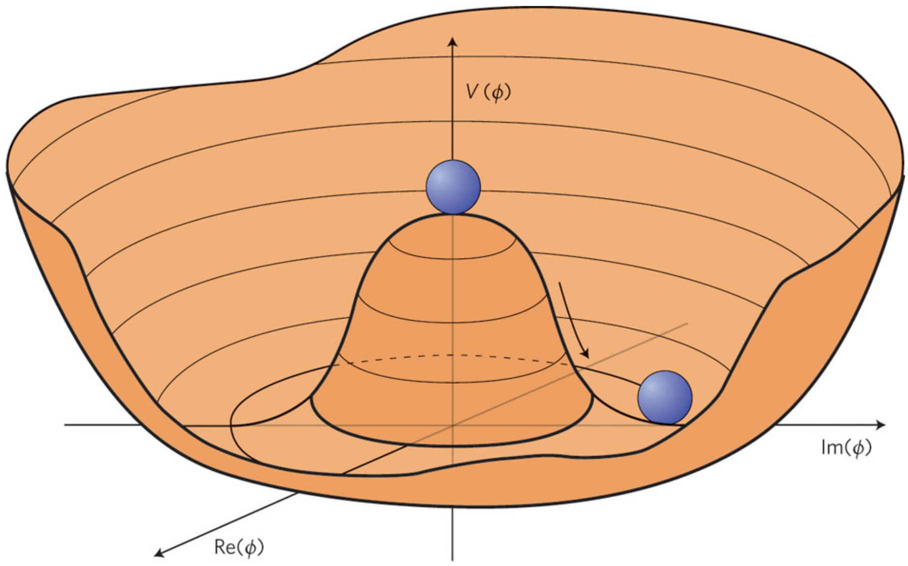

Figura 4: *Forma del potenziale $V(\varphi)$ che compare nella lagrangiana Eq. (1).*

mo: energie di circa 200 GeV che corrispondono a distanze di circa 10^{-18}m. La fig. 3 ben rappresenta il successo del Modello Standard nel confronto fra teoria ed esperimento. Nella colonna di sinistra compaiono una serie di quantità misurate al Large Electron Positron collider (LEP), l'acceleratore che, al CERN, ha preceduto l'odierno LHC. Nella seconda colonna compaiono i valori delle misure sperimentali, e in quella successiva i valori ottenuti dal Modello Standard. Infine nell'ultima colonna a destra compare la differenza fra esperimento e previsione teorica del Modello Standard in unità di deviazioni standard σ. L'accordo fra teoria ed esperimento è eccellente, al livello del *per mille*, che corrisponde alla precisione necessaria per verificare le previsioni quantistiche della teoria.

Il successo del Modello Standard nasconde un paradosso. In questo modello, le interazioni tra le varie particelle godono di un alto grado di simmetria, la simmetria di gauge SU(3) $\otimes$ SU(2) $\otimes$ U(1). Questa simmetria sarebbe perfettamente conservata se *tutte* le particelle che interagiscono fossero prive di massa. Questa affermazione non è conciliabile con l'osservazione che quark e leptoni hanno masse, a riposo, diverse da zero, e anche molto diverse tra loro: ad esempio un quark top pesa circa 350000 volte di più dell'elettrone.

Il modo di uscire da questa, apparente, contraddizione si chiama *rottura spontanea della simmetria*, ed è l'argomento del prossimo paragrafo.

Rottura spontanea della simmetria

Come spiegato nel riquadro, la lagrangiana $\mathcal{L}$ è un operatore scalare, invariante per trasformazioni di Lorentz e contiene tutte le informazioni necessarie per descrivere le interazioni tra le varie particelle. Il successo del Modello Standard è strettamente legato alle proprietà di simmetria di gauge della lagrangiana che, come già detto, sarebbero conservate in caso di massa nulla di tutte le particelle interagenti. Il problema è quindi quello di mantenere le simmetrie di gauge della lagrangiana, e fare in modo che queste si conservino anche se le particelle che interagiscono acquisiscono massa. Senza presentare globalmente il modello di Higgs, e la teoria di Salam-Weinberg, faremo due esempi per chiarire la procedura della rottura spontanea della simmetria.

Rottura di simmetria globale

L'esempio più semplice di rottura spontanea è quello che considera un campo scalare complesso $\varphi(x)$, la cui lagrangiana $\mathcal{L}$ può essere scritta come (vedi il riquadro "La teoria dei campi"):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi - V(\varphi) \\ V(\varphi) &= \lambda(\varphi^*\varphi)^2 - \mu^2(\varphi^*\varphi) \end{aligned} \qquad (1)$$

Nell'equazione precedente è sottintesa una somma sugli indici ripetuti, e la metrica è tale che $\partial_\mu \partial^\mu = \partial_0 \partial_0 - \sum_{i=1}^{3} \partial_i \partial_i$. Abbiamo indicato con

La teoria dei campi

Il formalismo teorico che descrive i fenomeni che avvengono alle energie raggiunte dall'acceleratore LHC del CERN è quello delle teoria dei campi. Questo formalismo concilia relatività ristretta e meccanica quantistica, e descrive la creazione e l'annichilazione di particelle. Nella teoria dei campi ad ogni particella viene associato un campo, che è un operatore definito in ogni punto dello spazio-tempo, e crea e distrugge le particelle ad esso associate. I campi, in interazione tra loro, sono descritti da una quantità scalare, invariante per trasfromazioni di Lorentz, la lagrangiana, $\mathcal{L}$, la cui evoluzione spazio-temporale è determinata dalle equazioni di Eulero-Lagrange, che per un campo $\varphi(x)$ e coordinate spazio-temporali $x = (x_0 = t, x_1, x_2, x_3)$ può essere scritta come

$$\frac{\delta \mathcal{L}(\varphi, \partial_\mu \varphi)}{\delta \varphi} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\delta \mathcal{L}(\varphi, \partial_\mu \varphi)}{\delta(\partial_\mu \varphi)}$$

dove $\mu = 0, 1, 2, 3$, e si intende una somma sugli indici ripetuti. Utilizzando gli operatori di campo è possibile poi costruire le ampiezze di probabilità, i cui moduli quadri rappresentano le probabilità che l'evento studiato possa avvenire. Ad esempio, per descrivere l'urto di un elettrone contro il nucleo di un atomo, si parte dalla lagrangiana dell'Elettrodinamica Quantistica (QED), che descrive l'interazione tra i campi elettromagnetici dell'elettrone e del nucleo atomico, e si ricava la probabilità che l'elettrone dopo l'urto sia deviato di un certo angolo θ rispetto alla traiettoria iniziale. Quindi, in teoria dei campi, la conoscenza delle lagrangiane è il punto di partenza per ricavare i valori di quntità che possono essere confrontate con l'esperimento.

In una lagrangiana si distinguono principalmente il termine cinetico, di tipo derivativo, il termine di massa, quadratico nei campi, e il termine di interazione. Ad esempio, per un campo scalare $\varphi(x)$, invariante per trasformazioni di Lorentz, possiamo scrivere la lagrangiana come

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - M^2 (\varphi)^2 + \lambda (\varphi)^4$$

nella quale il primo termine è quello cinetico, il secondo quello di massa, ed è moltiplicato per un parametro M^2 la cui radice quadrata viene identificata con la massa della particella descritta dal campo, e il terzo termine è quello di interazione, in questo caso autointerazione, moltiplicato dal parametro λ che determina l'intensità dell'interazione.

0 l'indice temporale e con i gli indici spaziali. Il potenziale $V(\varphi)$ dipende da due parametri λ e μ^2 definiti positivi. La lagrangiana (1) è simmetrica sotto una trasformazione U(1) globale. Questo vuol dire che l'espressione di $\mathcal{L}$ non cambia sotto la trasformazione

$$\varphi(x) \to e^{i\theta} \varphi(x) \qquad (2)$$

dove θ è una costante.

Il potenziale $V(\varphi)$ acquisisce il suo valore minimo quando $(\varphi^* \varphi) = \mu^2 / 2\lambda \equiv v^2$. I valori di $\varphi(x)$ che soddisfano questa condizione sono connessi fra loro dalla trasformazione U(1) globale (2). Il minimo di $V(\varphi)$ corrisponde al livello di energia più bassa, identificato con lo stato di vuoto, che denoteremo con $|0\rangle$. Questo significa che ci troviamo in una situazione, detta degenere, nella quale ad un valore di energia corrisponde più di uno stato fisico, in questo caso addirittura un numero infinito di stati. Il sistema fisico seleziona soltanto uno dei possibili minimi che soddisfano $|\varphi| = v$, vedi fig. 4, rompendo così la simmetria U(1). È questo il significato di "rottura spontanea": la lagrangiana che descrive il sistema continua ad essere simmetrica sotto la trasformazione U(1) globale, mentre lo stato di minima energia non lo è più. In natura esistono molti esempi di rottura spontanea di simmetria; forse il più noto è quello dei materiali ferromagnetici che sono descritti da una interazione invariante per rotazione e tuttavia acquisiscono nello stato fondamentale un allineamento non nullo degli spin, cioè una magnetizzazione $\boldsymbol{M}$ diversa da zero, in una data direzione.

Per via della simmetria U(1), siamo liberi di scegliere lo stato di minima energia attorno al quale sviluppare le "piccole perturbazioni" lungo l'asse reale. In altri termini, possiamo scrivere il campo che contiene perturbazioni come

$$\varphi(x) = v + \sigma(x) + i\chi(x) \tag{3}$$

dove le perturbazioni $\sigma(x)$ e $\chi(x)$ inducono "piccole oscillazioni" del campo ma il loro valor medio rispetto allo stato di vuoto è nullo, ovvero $\langle 0| \varphi |0\rangle = v$. Utilizzando l'espressione del campo (3) nell'espressione della lagrangiana (1) otteniamo:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = &\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma + \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi - 4\lambda v^2 \sigma^2 \\ &- \lambda(\sigma^2 + \chi^2)^2 - 2v\sigma(\sigma^2 + \chi^2) \end{aligned} \tag{4}$$

Nell'espressione della lagrangiana i due campi della perturbazione si comportano come fossero campi che descrivono nuove particelle, in analogia a quanto avveniva con il campo φ. I primi due termini della lagrangiana rappresentano termini cinematici; si ha poi un termine di massa, che dipende dal quadrato di σ, e poi termini di interazione. Dato che i campi sono scalari le particelle hanno spin zero e sono quindi bosoni. Il campo σ, che acquisisce una massa $M_H^2 = 4\lambda v^2$, rappresenta il bosone di Higgs. L'altro bosone, χ, è presente solo nei termini di interazione, ha massa nulla, e viene chiamato bosone di Goldstone.

Rottura della simmetria locale

L'esempio presentato sopra mostra come la rottura spontanea della simmetria generi una particella, detta di Higgs, che acquisisce massa, e un'altra, detta di Goldstone, che ha il ruolo di far interagire tra loro i vari campi. Nell'esempio precedente, le due particelle erano entrambi scalari, con spin nullo, nella realtà fisica i bosoni che mediano le interazioni elettromagnetiche e deboli sono bosoni vettoriali, cioè con spin uno. Per ottenere bosoni vettoriali è necessario passare dalla simmetria globale, presentata sopra, ad una simmetria di gauge locale, ovvero bisogna considerare la fase θ della simmetria U(1) non più costante, ma dipendente dal punto dello spazio-tempo x.

La lagrangiana (1) non è più simmetrica per trasformazioni locali U(1), $\varphi(x) \to e^{i\theta(x)}\varphi(x)$: infatti il termine cinetico $\partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi$ perde la sua invarianza. Per riscrivere una lagrangiana invariante sotto trasformazioni locali di gauge introduciamo un campo vettoriale A_μ di massa nulla, dove μ caratterizza le quattro componenti del campo, e definiamo un nuovo tipo di derivata, detta covariante, $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$. In queste trasformazioni abbiamo costruito A_μ in modo che si trasformi sotto U(1) come:

$$A_\mu(x) \to A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu \theta(x) \ . \tag{5}$$

Per costruzione, il termine $D_\mu \varphi(x)$ si trasforma sotto U(1) locale come $D_\mu \varphi(x) \to e^{i\theta(x)} D_\mu \varphi(x)$, e, quindi, un termine $D_\mu \varphi^* D^\mu \varphi$ è invariante. Per completare la struttura della nuova lagrangiana bisogna aggiungere un termine cinetico per il campo vettore A_μ. A questo scopo definiamo

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \ ,$$

che inserito nella lagrangiana ci permette di scrivere l'espressione

$$\mathcal{L} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + D_\mu \varphi^* D^\mu \varphi - V(\varphi) \ , \tag{6}$$

dove il termine di potenziale è dato da

$$V(\varphi) = \lambda(\varphi^* \varphi)^2 - \mu^2(\varphi) \ . \tag{7}$$

In sintesi, la lagrangiana (6) è invariante sotto una simmetria di gauge U(1) tale che

$$\begin{aligned} \varphi(x) &\to e^{i\theta(x)}\varphi(x) \\ A_\mu(x) &\to A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu \theta(x) \ . \end{aligned}$$

Considerazioni analoghe a quelle presentate per la simmetria globale portano a concludere che anche in questo caso si ha un numero infinito di stati degeneri ad energia minima. Questo avviene per tutti gli stati $|0\rangle$ tali che $\langle 0| A_\mu |0\rangle = 0$, e $|\langle 0| \varphi |0\rangle| = v \equiv \sqrt{\mu^2/2\lambda} \neq 0$.

Anche in questo caso scegliamo uno stato di minima energia attorno al quale trattiamo perturbativamente piccole oscillazioni, descritte dalla (3). Inserendo questa espressione di φ nella lagrangiana (6) possiamo scrivere la lagrangiana come

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma + \partial_\mu\chi\partial^\mu\chi \\ &+ e^2v^2A_\mu A^\mu - 4\lambda v^2\sigma^2 + \mathcal{H}(\mathcal{A}_\mu, \chi, \sigma)\end{aligned} \quad (8)$$

dove il termine $\mathcal{H}$ contiene le interazioni fra i campi A_μ, χ e σ, che omettiamo per brevità ma che sono facilmente ricavabili dalla (6). In analogia al caso della rottura di U(1) globale, si può identificare nell'espressione (8) un bosone di Higgs σ con massa $\sqrt{4\lambda v^2}$ ed uno di Goldstone con massa nulla. L'espressione (8) mostra che anche il campo vettore A_μ **ha acquisito una massa** pari a $\sqrt{e^2v^2}$, data dal termine $e^2v^2A_\mu A^\mu$.

È opportuno fare alcune considerazioni riguardanti la rottura della simmetria di gauge. È possibile dare massa al campo vettoriale A_μ aggiungendo nella lagrangiana iniziale (6) un termine $m^2A_\mu A^\mu$ che rompe la simmetria di gauge, dato che la trasformazione (5) non lascia invariati termini di massa del tipo $m^2A_\mu A^\mu$. Questo modo di rompere la simmetria, detto *rottura esplicita*, distrugge le buone proprietà matematiche della teoria, in particolare la rinormalizzabilità, ovvero la proprietà che permette di evitare le divergenze (cioè la comparsa di valori infiniti quando si sommano le serie che determinano la probabilità di alcuni processi elementari). Queste proprietà matematiche sono invece preservate se la rottura della simmetria non è *esplicita*, ma *spontanea*, rottura che si ottiene con il meccanismo che abbiamo descritto.

A questo punto si pone la domanda di come sia possibile che nella lagrangiana (8) appaia un termine tipo $m^2A_\mu A^\mu$ che, almeno apparentemente, ne distrugge la simmetria di gauge che invece possedeva la lagrangiana iniziale (6). In realtà, un termine di massa per A_μ è presente *in nuce* nella (6), sotto forma di interazioni quartiche del tipo $\varphi^*A_\mu A^\mu\varphi$ che provengono dai termini di derivata covariante $D_\mu\varphi^*D^\mu\varphi$. Quando la simmetria U(1) si rompe spontaneamente il campo φ acquisisce un valore di aspettazione non nullo $\langle\varphi\rangle = v$ e i termini di interazione quartici contengono $\langle\varphi^*\rangle A_\mu A^\mu\langle\varphi\rangle = e^2v^2A_\mu A^\mu$. Le parti di $e^2v^2A_\mu A^\mu$ che rompono la simmetria di gauge sono cancellate da altri termini contenuti in $\mathcal{H}$ della (8).

È questa l'essenza della rottura spontanea di simmetria: la lagrangiana continua ad essere simmetrica per trasformazioni di gauge locali U(1), ma gli stati fisici, ed in particolare lo stato di minima energia, il vuoto, non lo sono. Il meccanismo di rottura spontanea della simmetria fa acquisire una massa al campo vettoriale A_μ, senza che le buone proprietà della teoria, sia nel confronto con l'esperimento che nella coerenza matematica (rinormalizzabilità) vengano alterate.

Rottura Spontanea della Simmetria e Modello Standard

Il Modello Standard delle interazioni fondamentali è notevolmente più complesso rispetto al modello qui descritto. Il gruppo di simmetria è più complicato, tanto per cominciare, ed agisce in maniera più complessa sui vari campi del Modello standard stesso. Nel modello che descrivo qui manca un meccanismo per dare massa ai fermioni, e così via.

Tuttavia le idee di base sono quelle descritte in questo articolo, ed è impressionante come un'idea in fondo tanto semplice abbia così tanto successo in un settore ricchissimo dal punto di vista fenomenologico come qello della fisica delle particelle.

Conclusioni

La realtà non è completamente simmetrica, e se lo fosse sarebbe probabilmente molto noiosa. La natura si diverte a mettere un certo grado di simmetria nelle equazioni, per poi rompere la simmetria stessa in maniera tenue e controllata. Il bosone di Higgs è il messaggero di tale rottura, detta spontanea, e genera le masse per tutte le particelle elementari. Come ultimo "pezzo" mancante del Modello Standard la sua scoperta è di vitale importanza. Non sappiamo con assoluta certezza se la particella annunciata il 4 luglio sia il bosone di Higgs; ulteriori investigazioni al Large Hadron Collider (LHC) del CERN saranno necessarie per chiarirlo. Se si confermasse che la particella in questione ha tutte le proprietà del bosone di Higgs del Modello Standard, il Modello stesso sarebbe caratterizzato da un grado di completezza, coerenza matematica e compatibilità coi dati sperimentali veramente impressionanti. Ma molti fatti sperimentali resterebbero da chiarire (Materia Oscura ed Energia Oscura ad esempio) e diversi motivi di insoddisfazione dal punto di vista teorico permarrebbero (problema della gerarchia, eccessivo numero di parametri, quantizzazione della carica per menzionarne alcuni). Se invece il futuro di LHC mostrasse che la particella scoperta non è, malgrado le apparenze, il bosone di Higgs, la sorpresa sarebbe grande e probabilmente una nuova era si aprirebbe nella Fisica delle Particelle.

Desidero ringraziare Giampaolo Co' per la sua attenta revisione del manoscritto e per i suoi preziosi consigli. Questo articolo è dedicato a mio padre Marcello.

Paolo Ciafaloni: è nato a Pisa nel 1965. Si è laureato a Pisa nel 1991. È attualmente ricercatore presso la sezione di Lecce dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Si occupa di fenomenologia delle interazioni deboli e di Materia Oscura.