LEZIONE 1 DINAMICA DELLE INTERAZIONI ELETTRODEBOLI E FORTE

Questo è un corso di fisica delle particelle teorico, in cui vedremo vari aspetti di come mettere in pratica la teoria che descrive le particelle elementari e le loro interazioni: il <u>Modello Standard</u>.

Avete visto le basi di questa teoria nel corso di Modello Standard, in questo corso vedremo un assaggio di applicazioni, sia sviluppando e approfondendo la teoria, sia con alcuni esempi di come si confronta con gli esperimenti.

Quattro docenti, struttura del corso:

Di Pietro $\begin{cases} \text{Richiamo MS} \sim 2 \\ \text{Scattering WW e limite teorico a } M_H \sim 2 \\ \text{Correzioni radiative e test di precisione} \\ \text{elettrodeboli} \sim 2 \end{cases}$

Valandro $\begin{cases} \text{Lagrangiana chirale e anomalie} \\ \text{Strong CP problem e instantoni} \end{cases}$

Marrocca $\{$ Basi di fisica del flavor

Pinamonti $\begin{cases} \text{IR divergences \& jets} \\ \text{processi principali per studiare W, Z e Higgs} \end{cases}$

Pre-requisiti: Modello Standard, QFT 1 & 2

Testi di riferimento:

* Donoghue, Golowich, Holstein:
  "Dynamics of the Standard Model" 2nd edition
* Schwartz:
  "Quantum Field Theory and the Standard Model"
* Peskin, Schroeder:
  "An introduction to Quantum Field Theory".

Ripasso : Modello Standard

SEGUIAMO
Donoghue cap. I-II

Ingredienti fondamentali:

* teoria di gauge con

$$G = \underbrace{SU(3)}_{\text{QCD}} \times \underbrace{SU(2) \times U(1)}_{\text{settore elettrodebole}}$$

QCD
* interazioni forti

settore elettrodebole:
* interazione debole
* elettromagnetismo

* <u>materia</u>: <u>fermioni chirali</u> in certe rappresentazioni di G

leptoni → carichi solo sotto $SU(2) \times U(1)$, sentono solo interazioni elettrodeboli

quark → carichi anche sotto $SU(3)$, sentono anche interazioni forti

3 famiglie con caratteristiche simili ma masse diverse:

leptoni: $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$

quark: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

* <u>Higgs</u>: campo scalare carico sotto $SU(2) \times U(1)$ responsabile per <u>rottura spontanea</u>

$$SU(2) \times U(1) \longrightarrow U(1)_{e.m.}$$

che dà massa a $W^\pm, Z$.

Ha anche <u>interazioni di Yukawa</u> $\sim H \overline{\psi}_L \psi_R$ con i campi di materia che danno luogo alle masse per quark e leptoni.

Vediamo come scrivere la lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermioni} + \mathcal{L}_{Higgs}$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = \mathcal{L}_{SU(3)} + \mathcal{L}_{SU(2)} + \mathcal{L}_{U(1)}$$

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{2} Tr \left[F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right]$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig \overbrace{[A_\mu, A_\nu]}^{=0 \text{ per } U(1)}$$

$A_\mu \to$ campo elementare di spin 1 massless; è una matrice:

PARENTESI SUI GRUPPI

$$A_\mu = A_\mu^a T^a, \quad T^{a=1,\dots,\dim(G)} = \begin{cases} 1 & \text{per } U(1) \\ N^2-1 & \text{per } SU(N) \end{cases}$$

↳ generatori del gruppo, sono una base dell'algebra di Lie del gruppo:

$(T^a)_i{}^j \quad i,j = 1,\dots,N$ per $SU(N)$, 1 per $U(1)$

$$U \in SU(N), \quad U = e^{-i\omega^a T^a} \simeq \mathbb{1} - \underbrace{i\omega^a T^a}_{\text{trasformazione infinitesima}} + O(\omega^2)$$

$T^\dagger = T, \quad tr(T) = 0$

$\delta v_i = -i\omega^a T^a{}_i{}^j v_j \to$ rappresentazione fondamentale

$[v_i' = U_i{}^j v_j]$

Possiamo scegliere: $\mathrm{tr}[T^a T^b] = \frac{1}{2}\delta^{ab}$

$[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$, f^{abc}: costanti di struttura

Rappresentazione aggiunta: $\delta V^b = -\omega^a f^{abc} V^c$

$[V = V^a T^a, \quad V' = U V U^{-1} = U V U^\dagger]$

Per $SU(2)$: $T_2^a = \frac{\tau^{a=1,2,3}}{2}$ matrici di Pauli

$[T_2^a, T_2^b] = i \epsilon^{abc} T_2^c$

Per $SU(3)$: $T_3^a = \frac{\lambda^{a=1,\dots,8}}{2}$ matrici di Gell-Mann

vedi e.g. II-2 di Donoghue

Sotto trasformazioni globali di G, A_μ^a è nella rappresentazione aggiunta:

$$\delta A_\mu^b = -\omega^a f^{abc} A_\mu^c$$

[trasformazione finita: $A_\mu' = U A_\mu U^{-1}$]

La teoria è invariante anche sotto trasformazioni locali, simmetria di gauge

$$\omega^a \rightsquigarrow \omega^a(x): \quad \delta A_\mu^b = -\omega^a f^{abc} A_\mu^c + \frac{1}{g}\partial_\mu \omega^b$$

$$\left[A_\mu' = U A_\mu U^{-1} + \frac{i}{g}(\partial_\mu U) U^{-1} \right]$$

Scrivendo $F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^a T^a$

abbiamo: $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}$$

e vale: $\delta F_{\mu\nu}^b = -\omega^a f^{abc} F_{\mu\nu}^c$ anche per trasf. locali

$$\left[F_{\mu\nu}' = U F_{\mu\nu} U^{-1} \right]$$

da cui segue che $\mathcal{L}_G$ è invariante sotto trasformazioni di gauge.

[verifica per esercizio, sia con trasf. infinitesime che con quelle finite]

Espandendo $\mathcal{L}_G$ vediamo le self-interazioni dei campi di gauge:

$$\mathcal{L}_G = \overbrace{-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)^2}^{\text{cinetico}} + \overbrace{g f^{abc} \partial_\mu A_\nu^a A^{\mu b} A^{\nu c}}^{\text{interazione cubica}}$$

$$- \frac{1}{4} g^2 f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{\mu d} A^{\nu e} \Big\} \text{ interazione quartica}$$