

PAR. 3.3 CARATTERISTICHE INTERNE

La teoria elettrodebole G.S.W. prescrive che a quadrimomenti trasferiti dell' ordine di 100 GeV/c si abbiano eguali valori di carica e costante di accoppiamento rispetto al caso elettromagnetico: $g_s \simeq e$; $\alpha_s \simeq \alpha_e$
 L' applicazione della Q.E.D. ha mostrato una divergenza nei valori delle probabilita' di scattering per energie dell' ordine di circa 300 GeV. Per sanare questa discrepanza della teoria, insieme al bosone vettore intermedio W^\pm è stato necessario prevedere un altro bosone vettore intermedio Z_0 . Inoltre per la coerenza dell' interazione di corrente neutra si è supposta verificata la relazione: ⁽³⁾

$$1.3.3) \quad g_s = e = g_1 \cdot \sin \theta_w = g_2 \cdot \cos \theta_w \quad \text{con } \theta_w \text{ angolo di Weinberg} \quad (*)$$

Ottenuta sempre in un quadro teorico di alte energie, per cui posso denominare: $g_{1_H} \equiv g_1$ e $g_{2_H} \equiv g_2$ dove il pedice " H " indica la condizione di alta energia.

Analogamente denomino le costanti a bassa energia con: g_{1_L} e g_{2_L} dove il pedice " L " indica la condizione di bassa energia.

Denomino anche le costanti di accoppiamento nelle condizioni citate: $\alpha_s \equiv \alpha_e$ per l' alta energia e $\alpha_s \equiv \alpha_w$ per la bassa energia.

Considero espressioni analoghe per i due regimi dell' unica teoria elettrodebole:

$$2.3.3) \quad e = g_{1_H} \cdot \sin \theta_w = g_{2_H} \cdot \cos \theta_w \quad ; \quad g_w = g_{1_L} \cdot \sin \theta_w = g_{2_L} \cdot \cos \theta_w$$

$$3.3.3) d_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c \quad ; \quad d_w = g_w^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c = G_F (m_p c^2)^2 / (\hbar c)^3$$

Esplicito numericamente le grandezze citate in 2.3.3 e 3.3.3

$$4.3.3) g_w = \sqrt{4\pi\epsilon_0 \hbar c \cdot d_w} \simeq 6,01 \cdot 10^{-22}$$

$$5.3.3) g_{1L} = g_w / \sin\theta_w \simeq (1,2561 \div 1,2758) \cdot 10^{-20} \quad (*)$$

$$6.3.3) g_{2L} = g_w / \cos\theta_w \simeq (6,813 \div 6,844) \cdot 10^{-21} \quad (*)$$

Attraverso le 5.3.3 e 6.3.3 posso calcolare il "charge radius square", applicando la stessa metodologia illustrata al CAP. 2 e confrontarlo con il dato sperimentale per avere un primo riscontro sia di tale applicazione che delle 5.3.3, 6.3.3 e precedenti.

$$7.3.3) R_{W_1}^{\hbar} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{g_{1L}^3} \simeq 5,98 \cdot 10^{-19}$$

$$8.3.3) R_{W_2}^{\hbar} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{g_{2L}^3} \simeq 3,91 \cdot 10^{-18}$$

Valori sperimentali indicano limiti dimensionali per $\sqrt{e}, \sqrt{\mu}$ in termini di "charge radius square": $\langle r_{sp}^2 \rangle = (-2,1 \div 3,3) \cdot 10^{-36}$ compatibile con l'intervallo definito dai raggi quadratici teorici definiti da 7.3.3 e 8.3.3: $3,58 \cdot 10^{-37} \div 1,52 \cdot 10^{-35}$

Applicando l'estensione del principio di De Broglie al caso neutrinico posso calcolare le lunghezze d'onda relative alle cariche (in seguito denominero', per ragioni di semplicità: $g_{1L} \equiv g_1$ e $g_{2L} \equiv g_2$):

$$9.3.3) \lambda_{g_w} = \frac{h}{c g_w} \approx 5,853 \cdot 10^{-23}; \quad \lambda_{g_1} = \frac{h}{c \cdot g_1} \approx 2,77 \cdot 10^{-23}; \quad \lambda_{g_2} = \frac{h}{c \cdot g_2} \approx 5,156 \cdot 10^{-23}$$

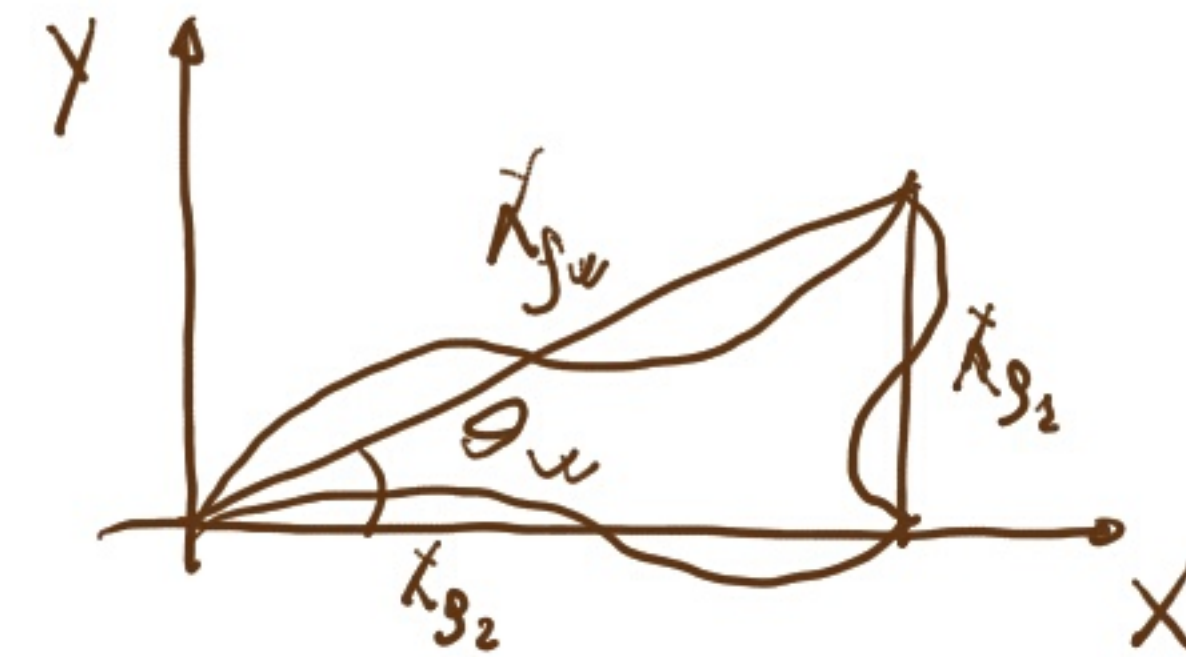
Posso mostrare, tenendo conto della 2.3.3, che :

$$10.3.3) g_w = \frac{g_1 \cdot g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \text{e che :}$$

$$11.3.3) \frac{g_w}{g_1} = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \text{sen} \theta_w \quad ; \quad \frac{g_w}{g_2} = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \text{cos} \theta_w$$

Analogamente, usando anche le 9.3.3 :

$$\lambda_{g_w} = \sqrt{\lambda_{g_1}^2 + \lambda_{g_2}^2} \quad \text{norma euclidea del vettore : } \vec{\lambda}_{g_w}$$



Le g_w, g_1, g_2 risultano essere, a tutti gli effetti cariche elettriche "deboli" rispetto ad "e". Posso cercare una relazione semplice tra una delle g_i ed "e". Ipotizzo che la carica dell' elettrone considerata per unita' di angolo solido Ω , sia eguale a g_1 . Quindi scrivo :

$$13.3.3) \int_{4\pi} g_1 d\Omega = e \quad \text{o analogamente :}$$

$$14.3.3) g_1 = \frac{e}{4\pi} \approx 1,27497 \cdot 10^{-20} \quad \text{compatibile con la : 5.3.3}$$

Dalla 14.3.3 discendono tutta una serie di relazioni di facile calcolo, al momento mi preme solo evidenziare la correlazione che si può stabilire tra d_e e d_w . Posso scrivere le costanti citate in relazione alle loro cariche:

$$15.3.3) \quad d_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \quad ; \quad d_w = \frac{g_w^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \quad \text{da cui deduco:}$$

$$16.3.3) \quad d_w = d_e \cdot \frac{g_w^2}{e^2} \quad \text{e tenendo presenti le 5.3.3 e 14.3.3 scrivo:}$$

$$17.3.3) \quad d_w = d_e \cdot \frac{\sin^2 \theta_w}{16 \cdot \pi^2}$$

Tutte le grandezze che definiscono le proprietà dei neutrini (massa, carica e derivate) e dell'interazione elettrodebole, comprese le masse dei bosoni vettori intermedi, trattati nel paragrafo successivo, sono ricavabili dalla conoscenza di due di esse. Se scelgo χ_{g_1} e χ_{g_2} (quindi g_1, g_2) posso ottenere g_w e quindi d_w . Inoltre da g_w e $g_1 (g_2)$ posso ottenere $\sin \theta_w (\cos \theta_w)$.

*) I valori di riferimento di $\sin^2 \theta_w (s_w^2)$ variano in base ai parametri determinati per il calcolo e alle risultanze sperimentali prodotte in esperienze e siti diversi. Ho scelto un valore di s_w^2 relativo al basse energie che tiene conto dei parametri M_H, M_Z (rpp2018-rev-standard-model, Tab. 10.7 Low energy+ $M_{H,Z}$).

Risulta: $s_w^2 = 0,2254(35)$ da cui: $\sin \theta_w = 0,471062 \div 0,478434$ e $\cos \theta_w = 0,878122 \div 0,882099$

Non ho tenuto conto del "running" di θ_w in funzione dell'energia.