

## PAR. 3.4 BOSONI VETTORI INTERMEDI

La teoria elettrodebole si basa sull' introduzione dei bosoni vettori intermedi  $W^\pm, Z_0$  come mediatori delle interazioni/ accoppiamenti relativi. Il calcolo, confermato dall' esperimento, porta ad individuare caratteristiche veramente inusuali di tali bosoni, in particolare per quanto riguarda il valore delle masse in confronto alle massa delle particelle che, in alcune interazioni, le generano. Gli scopi del presente paragrafo sono quelli di:

- A) Calcolare le masse di  $W^\pm, Z_0$  con una procedura più semplice e diretta di quella usualmente in vigore.
- B) Spiegare la genesi del così alto valore delle masse di  $W^\pm, Z_0$
- C) Proporre un metodo per calcolare la genesi di tale masse. Vengono, in questo caso, considerate solo configurazioni derivanti dagli eventi più semplici e noti coinvolgenti  $W^- (e^-, \bar{\nu}_e)$  e  $Z_0 (e^+, e^-)$ . Non considero correzioni radioattive .

A) Calcolo delle masse di  $W^\pm, Z_0$  :

Considero la relazione seguente, dove divido numeratore e denominatore per  $\text{sen}^2 \theta_w$

$$1.3.4) \quad \alpha_w = \frac{g_w^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{g_w^2 / \text{sen}^2 \theta_w}{4\pi\epsilon_0 \hbar c / \text{sen}^2 \theta_w} = \frac{g_w^2}{4\pi\epsilon_0 M_x} \quad \text{con: } M_x = \hbar c / \text{sen}^2 \theta_w$$

Analogamente posso scrivere :

$$2.3.4) \quad \alpha_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{e^2 / \text{sen}^2 \theta_w}{4\pi\epsilon_0 \hbar c / \text{sen}^2 \theta_w} = \frac{g_{1H}^2}{4\pi\epsilon_0 M_x}$$



$M_x$  ha le stesse dimensioni di  $\hbar c$ . Ricordando la formula delle masse citata al CAP. 1:  $m = D_m \hbar c \cdot \sum k_i$  noto che  $\hbar c$  risulta essere il massimo valore di massa raggiungibile per elettroni e neutrini. Le 1.3.4 e 2.3.4 rispettivamente nel caso di bassa energia ( $d_r = d_w, g_r = g_w$ ) e in quello di alta energia ( $d_r = d_e, g_r = e$ ), contenendo le cariche  $g_1, g_{2H}$  mettono in evidenza  $M_x$  (che per ora denominero': "massa nominale"). È immediato verificare che:  $M_x \approx M_{W^\pm}$  massa "nominale" del bosone vettore intermedio  $W^\pm$ .

$$3.3.4) M_{W^\pm} \approx \hbar c / \text{sen}^2 \theta \approx (2,3811 \div 1,4247) \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2 \approx (77,473 \div 79,919) \text{ GeV/c}^2$$

Considero la 1.3.4 che moltiplico e divido per  $\cos \theta_w$

$$4.3.4) d_w = \frac{g_1^2}{4\pi\epsilon_0 M_x} = \frac{g_1^2 / \cos \theta_w}{4\pi\epsilon_0 M_x / \cos \theta_w} = \frac{g_1 \cdot g_2}{4\pi\epsilon_0 M_y} \quad \text{con: } M_y = M_x / \cos \theta_w$$

Analogamente posso scrivere:

$$5.3.4) d_e = \frac{g_{2H}^2}{4\pi\epsilon_0 M_x} = \frac{g_{2H}^2 / \cos \theta_w}{4\pi\epsilon_0 M_x / \cos \theta_w} = \frac{g_{1H} \cdot g_{2H}}{4\pi\epsilon_0 M_y}$$

È immediato verificare che:  $M_{Z_0} \approx M_y \approx (88,225 \div 90,6) \text{ GeV/c}^2$

B) Genesi dell' alto valore della massa "nominale" dei bosoni  $W^\pm, Z_0$ :

Ricordando la formula generante le masse:  $m_i = \hbar c \sum k_i$  e la formula generante le cariche:  $q_i = \frac{q_i}{\omega_i} \hbar c \sum k_i$  (non riporto le costanti dimensionali unitarie  $D_J$ ), posso delimitare il loro campo di applicabilità:

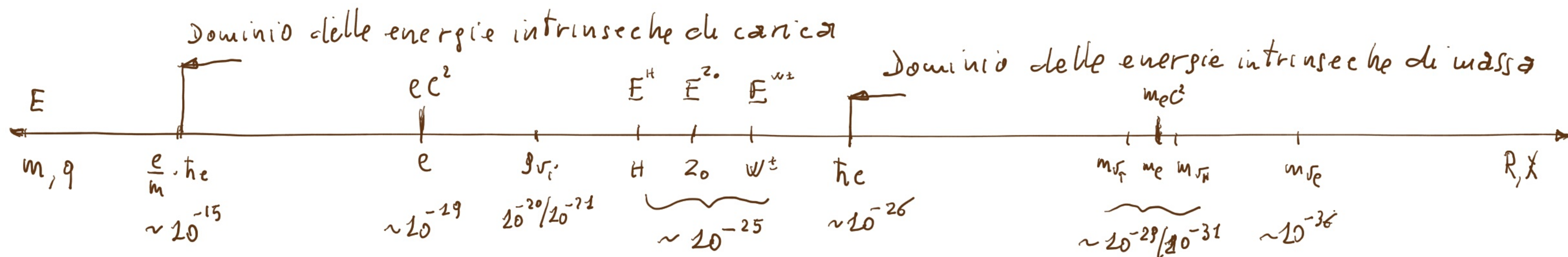
$$6.3.4) m_{max} = \hbar c \approx 3,16 \cdot 10^{-26} \text{ Kg}_m; q_{max} = \frac{e}{m_e} \cdot \hbar c \approx 5,56 \cdot 10^{-15} \text{ Coulomb}$$



Posso, analogamente, delimitare anche il campo delle relative energie intrinseche e ricordando l'estensione della relazione di de Broglie, scrivo :

$$7.3.4) E_{max}^m = \hbar e^3 \approx 2,8414 \cdot 10^{-9} \text{ J} \quad ; \quad E_{max}^e \approx \frac{e}{m} \cdot \hbar e^3 \approx 4,9 \cdot 10^2 \text{ J}$$

Posso costruire un grafico che illustra i campi suddetti con alcuni punti rilevanti :



Noto che un metodo omnicomprensivo per considerare tale grafico e quello di riferirsi alle energie intrinseche, indipendentemente dalla loro origine. In tale ottica non sorprende l'alto valore delle energie intrinseche dei bosoni vettori che risulta di poco superiore al valore relativo a  $\hbar e^3$  ma notevolmente inferiore a  $ec^2$ . Rimane comunque da spiegare come possono sussistere strutture, peraltro instabili, con energia intrinseca di carica con valore molto al di sotto del valore relativo all'elettrone. Inoltre tali strutture possono portare carica o essere neutre e sono di tipo bosonico. Una soluzione consiste nel considerare i bosoni vettori costituiti da una parte interna dei livelli che costituiscono più particelle e dai restanti livelli non più facenti parte delle relative particelle, ma temporaneamente liberi di propagarsi. Quindi una parte delle particelle si propaga ancora come struttura intrinsecamente stazionaria mentre la parte restante, non più stazionaria, si propaga come onda di carica. Ambedue le entità formano, temporaneamente, il bosone vettore relativo.



C) Metodo di calcolo della genesi delle masse "nominali" dei bosoni vettori intermedi  $W^\pm, Z_0$  :

Calcolo l' energia relativa ai livelli non stazionari e trascuro, per semplicità, l' energia intrinseca di origine massica  $(m_e + M_{\nu_e}) c^2$   
 L' energia relativa ai livelli non stazionari risulta essere una frazione di tutta l' energia intrinseca di origine elettrodebole  $E_{e, n_1} + E_{\nu_e, n_2}$ . Posso scrivere tali frazioni relative a elettrone ed antineutrino che compongono  $W^-$  come :

$$8.3.4) E_{e, n_1} = \frac{e}{m_e} \hbar c^3 \sum_{i=n_1}^{\infty} a_i d_e^i ; E_{\nu_e} = \frac{g_w}{m_{\nu_e}} \hbar c^3 \sum_{l=n_2}^{\infty} b_l d_w^l \quad \text{posso stimare } n_1, n_2 \text{ usando le 3.3.4 e la 8.3.4 :}$$

$$9.3.4) n_1 \approx \text{Log}(m_e / e \cdot \text{sen}^2 \theta_w) / \text{Log} d_e \approx 4,958 ; n_2 \approx \text{Log}(m_{\nu_e} / g_w \cdot \text{sen}^2 \theta_w) / \text{Log} d_w \approx 2,985 \quad \text{nell' ipotesi di equipartizione}$$

delle energie. Posso quindi calcolare  $M_{W_e} = E_{e,5} / c^2$  e  $M_{W_{\nu_e}} = E_{\nu_e,3} / c^2$  prendendo in considerazione i primi termini delle 8.3.4

$$10.3.4) M_{W_e} \approx \frac{e}{m_e} \cdot \hbar c \sum_{i=5}^7 a_i d_e^i \quad \text{calcolo i termini della sommatoria : (tutte le serie e sommatorie sono a passo } p = 0,5)$$

$$11.3.4) d_e^5 = 2,069312 \cdot 10^{-11} \quad a_5 = 0,2 ; d_e^5 \cdot a_5 \approx 4,13862 \cdot 10^{-12}$$

$$d_e^{5,5} = 1,767699 \cdot 10^{-12} \quad a_{5,5} = (0,5 + 0,4 + 0,3 + 0,2857 + 0,25 + 0,2 + 0,18) \approx 2,173080 ; d_e^{5,5} \cdot a_{5,5} \approx 3,84135 \cdot 10^{-12}$$

$$d_e^6 = 1,510249 \cdot 10^{-13} \quad a_6 = (0,5 + 0,4 + 0,3 + 0,2857 + 0,25 + 0,2 + 0,2 + 0,16) \approx 2,357947 ; d_e^6 \cdot a_6 \approx 3,5606 \cdot 10^{-13}$$

$$d_e^{6,5} = 1,289952 \cdot 10^{-14} \quad a_{6,5} = (0,5 + 0,4 + 0,3 + 0,2857 + 0,25 + 0,2 + 0,2 + 0,18 + 0,1538) \approx 2,526878 ; d_e^{6,5} \cdot a_{6,5} \approx 3,259 \cdot 10^{-14}$$

$$d_e^7 = 1,101935 \cdot 10^{-15} \quad a_7 = (0,5 + 0,4 + 0,3 + 0,2857 + 0,25 + 0,2 + 0,2 + 0,18 + 0,16 + 0,1428) \approx 2,6825 ; d_e^7 \cdot a_7 \approx 2,95 \cdot 10^{-15}$$

$$\sum_{i=5}^7 a_i d_e^i \approx 8,368917 \cdot 10^{-12} ; M_{W_e} \approx 0,46532 \cdot 10^{-25} \text{ J}/c^2$$



12.3.4)  $M_{W\bar{\nu}_e} = \frac{g_w}{m_{\nu_e}} \cdot \hbar c \cdot \sum_{l=3}^4 b_l \cdot d_w^l$       calcolo I termini della sommatoria :

13.3.4)  $d_w^3 \approx 1,0832 \cdot 10^{-15}$        $b_3 = (0,5 + 0,3) = 0,8\bar{3}$  ;  $d_w^3 \cdot b_3 \approx 0,90266 \cdot 10^{-15}$

$d_w^{3,5} \approx 3,471 \cdot 10^{-18}$        $b_{3,5} = (0,5 + 0,4 + 0,2857) \approx 1,1857$  ;  $d_w^{3,5} \cdot b_{3,5} \approx 4,115 \cdot 10^{-18}$

$d_w^4 \approx 1,112 \cdot 10^{-20}$        $b_4 = (0,5 + 0,4 + 0,3 + 0,25) \approx 1,4833$  ;  $d_w^4 \cdot b_4 \approx 1,649 \cdot 10^{-20}$

$\sum_{l=3}^4 b_l \cdot d_w^l \approx 0,90307 \cdot 10^{-15}$  ;  $M_{W\bar{\nu}_e} \approx 1,009343 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2$       Per cui :

14.3.4)  $M_{W^-} \approx M_{W_e^-} + M_{W\bar{\nu}_e} \approx 1,47466 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2 \approx 82,737 \text{ GeV/c}^2$

Data l'incertezza sulla massa di  $m_{\nu_e}$  è opportuno mediare il risultato della 14.3.4 con quello ottenuto dalla 3.3.4 ottengo :

15.3.4)  $M_{W^-}^{th} \approx (80,105 \div 81,328) \text{ GeV/c}^2$       comparabile con  $M_{W^-}^{SP} \approx 80,4 \text{ GeV/c}^2$  reperibile in letteratura. <sup>(6)</sup>

Per  $W^-$  si ha:  $Spin = S_{pW^-} = S_{pe^-} + S_{p\bar{\nu}_e} = 1$  ; carica  $q = q_{W^-} = q_{e^-} + q_{\bar{\nu}_e} = -e$       Il caso  $W^+$  è analogo.

Le proprietà del bosone vettore  $Z_0$  sono:  $Spin = S_{pZ_0} = S_{pe^-} + S_{pe^+} = 0$  ; carica:  $q_{Z_0} = q_{e^-} + q_{e^+} = 0$

La determinazione della massa "nominale" dello  $Z_0$  attraverso una forma simile alla 10.3.4 che tenga conto di elettrone e positrone, per l'annullamento della carica, che posso esplicitare in:  $M_{Z_0} = 2 \cdot \frac{e}{m_e} \cdot \hbar c \cdot \sum_{l=1}^{\infty} a_l d_e^l$  non può produrre risultati compatibili con quelli di letteratura.



Per superare questo problema sono costretto a considerare una asimmetria tra i livelli non stazionari di elettrone e positrone generante la massa "nominale" di  $Z_0$ . Tale asimmetria presuppone una diversa configurazione dei livelli non stazionari dei due elettroni coinvolti. Le due configurazioni presentano energie intrinseche diverse e la natura dell'interazione tra  $e^+, e^-$  permettono oscillazioni tra esse. Per questo motivo ipotizzo che la massa "nominale" di  $Z_0$  sia la media tra le masse "nominali" relative alle due configurazioni citate.

Calcolo come prima cosa le masse "nominali" per i livelli più esterni, eguali per i due elettroni:

$$16.3.4) M_Z^{est} = \frac{e}{m_e} \cdot \hbar c \cdot \sum_{i=5,5}^7 a_i \cdot d_e^i \approx 2,353753 \cdot 10^{-26} \text{ J/c}^2; \text{ con: } \sum_{i=5,5}^7 a_i d_e^i \approx (a_{5,5} d_e^{5,5} + a_6 d_e^6 + a_{6,5} d_e^{6,5} + a_7 d_e^7) \approx 4,23295 \cdot 10^{-12}$$

Calcolo la massa "nominale" della prima configurazione per i due elettroni  $M_Z^{c1}$ :

$$17.3.4) M_Z^{e1,1} = \frac{e}{m_e} \hbar c \cdot [d_e^5 (0,3 + 0,2857 + 0,25 + 0,2) + \sum_{i=5,5}^7 a_i d_e^i] \approx 2,4654 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2$$

$$18.3.4) M_Z^{e2,1} = M_Z^{est} \approx 2,353753 \cdot 10^{-26} \text{ J/c}^2; M_Z^{c1} = M_Z^{e1,1} + M_Z^{e2,1} \approx 2,70085 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2$$

Calcolo la massa "nominale" della seconda configurazione per i due elettroni  $M_Z^{c2}$ :

$$19.3.4) M_Z^{e1,2} = \frac{e}{m_e} \hbar c [d_e^5 \cdot (0,25 + 0,2) + \sum_{i=5,5}^7 a_i d_e^i] \approx 2,0819254 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2$$

$$20.3.4) M_Z^{e2,2} = \frac{e}{m_e} \hbar c [d_e^5 \cdot 0,2 + \sum_{i=5,5}^7 a_i d_e^i] \approx 0,465505 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2; M_Z^{c2} = M_Z^{e1,2} + M_Z^{e2,2} \approx 2,54743 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2$$

Mediando le masse "nominali" relative alle due configurazioni ottengo un valore teorico compatibile con quello sperimentale:

$$21.3.4) \hbar M_{Z_0}^{th} = (M_Z^{c1} + M_Z^{c2}) / 2 \approx 2,62414 \cdot 10^{-25} \text{ J/c}^2 \approx 91,11 \text{ GeV/c}^2 \quad (M_{Z_0}^{SP} = 91,18 \text{ GeV/c}^2)^{(6)}$$