

Chapter 4

Semplici predizioni a livello albero

4.1 Fenomenologia dei processi leptonici

Riprendiamo le parti di interesse della lagrangiana. Per le correnti cariche (CC) abbiamo

$$\mathcal{L}_{CC}^{lept} = -\frac{e}{\sqrt{2}\sin\theta_W} \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ \bar{\nu}_l \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) l W_\mu^+ + \bar{l} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \nu_l W_\mu^- \right\} \quad (4.1)$$

e per quelle di corrente neutra (NC)

$$\mathcal{L}_{NC}^{lept} = -\frac{e}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ \bar{\nu}_l \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \nu_l + \bar{l} \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) l \right\} Z_\mu \quad (4.2)$$

dove, come abbiamo già visto (si veda 3.45),

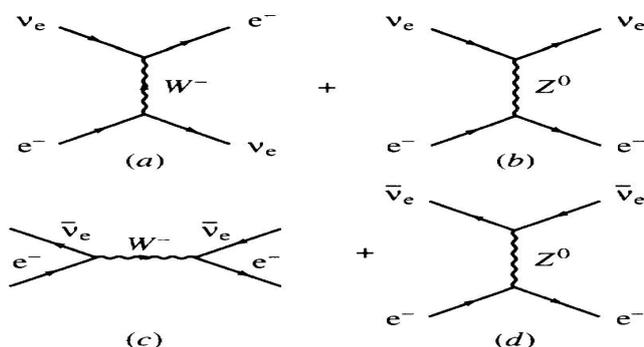
$$\begin{aligned} g_V &\equiv g_V^l = 2\sin^2\theta_W - \frac{1}{2} \\ g_A &\equiv g_A^l = -\frac{1}{2} \end{aligned}$$

Si osservi il ruolo di θ_W : a) fissa il rapporto tra le intensità relative dei processi CC e NC, b) fissa il rapporto tra la parte vettoriale e la parte assiale dell'accoppiamento dei leptoni (carichi) alla Z^0 . Questo ruolo riflette il mescolamento $\gamma - Z^0$ della unificazione elettrodebole e non dipende dalla scelta del meccanismo minimale di Higgs per la generazione delle masse. Come abbiamo già visto dalla 4.1 discende il vertice $W^- \rightarrow e^- - \bar{\nu}_e$

$$-\frac{ie}{\sqrt{2}\sin\theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \equiv -\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \quad (4.3)$$

e dalla 4.2 quello $Z^0 \rightarrow f + \bar{f}$

$$\frac{-ie}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) \equiv \frac{-ig}{\cos\theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V - g_A \gamma^5) \quad (4.4)$$

Figure 4.1: Grafici di ordine più basso per la diffusione νe^- e $\bar{\nu}_e e^-$.

e quello per $Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$

$$\frac{-ie}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \equiv \frac{-ig}{2 \cos \theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \quad (4.5)$$

I propagatori per W^\pm e Z^0 sono a loro volta

$$\frac{-i (g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M^2)}{k^2 - M^2}$$

con $M = M_W$ o M_Z . Il segno complessivo del grafico deve essere determinato confrontando l'ordine degli operatori fermionici con l'ordine normale nell'operatore S (per un esempio si veda il paragrafo successivo). Il modo in cui è stato sviluppato il MS è tale che per $|q^2| \ll M_W^2$ i risultati devono riprodurre quelli del modello corrente-corrente alla Fermi. Così, per esempio, il classico processo leptonic $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ sarà ben descritto dal MS. Fino a che non entrano in gioco momenti trasferiti molto alti, tutti i dettagli degli spettri, elicità ecc. risulteranno d'accordo con i risultati "alla Fermi" a meno di correzioni dell'ordine di m_μ^2/M_W^2 .

4.1.1 Diffusione elastica $\nu_e e$ e $\bar{\nu}_e e$

Questi processi ricevono contributo sia CC che NC. All'ordine più basso ognuno di essi riceve contributo da due grafici (figura 4.1). Per il contributo di CC si ha

$$\begin{aligned} -i\mathfrak{M}_W^{\nu_e e^-} &= \frac{ie^2}{8 \sin^2 \theta_W} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(\nu)] \times \frac{g_{\mu\nu} - q'_\mu q'_\nu / M_W^2}{q'^2 - M_W^2} \\ &\times [\bar{u}(\nu') \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u(e)] \end{aligned} \quad (4.6)$$

ove

$$q' = p(\nu) - p(e')$$

ovvero, per $|q'^2| \ll M_W^2$,

$$\mathfrak{M}_W^{\nu_e e^-} = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(\nu)] [\bar{u}(\nu') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(e)]$$

Questa ampiezza può essere riscritta, utilizzando il teorema di Fierz¹ sul prodotto diretto di matrici γ , come

$$\mathfrak{M}_W^{\nu_e e^-} = -\frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(e)] [\bar{u}(\nu') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(\nu)] \quad (4.7)$$

Passando al grafico di corrente neutra si ha²

$$\mathfrak{M}_Z^{\nu_e e^-} = \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(e)] \times \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M_Z^2}{q^2 - M_Z^2} \times [\bar{u}(\nu') \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u(\nu)]$$

con

$$q = p(\nu) - p(\nu')$$

Per $|q^2| \ll M_Z^2$,

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_Z^{\nu_e e^-} &= -\frac{e^2}{8M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(e)] [\bar{u}(\nu') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(\nu)] \\ &= -\frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(e)] [\bar{u}(\nu') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(\nu)] \quad (4.11) \end{aligned}$$

Osserviamo che, trascurando la massa dell'elettrone, abbiamo

$$\begin{aligned} q^2 &= -\frac{s}{2} (1 - \cos \theta) \\ q'^2 &= -\frac{s}{2} (1 + \cos \theta) \end{aligned}$$

¹ Si veda l'app. A2.7 di L&P vol. I. Nel caso presente il teorema comporta la relazione

$$[\gamma^\mu (1 - \gamma^5)]_{\rho\delta} [\gamma_\mu (1 - \gamma^5)]_{\nu\beta} = -[\gamma^\mu (1 - \gamma^5)]_{\rho\beta} [\gamma_\mu (1 - \gamma^5)]_{\nu\delta}$$

per cui la

$$\left\{ \bar{u}(e')_\rho [\gamma^\mu (1 - \gamma^5)]_{\rho\delta} u(\nu)_\delta \right\} \left\{ \bar{u}(\nu')_\nu [\gamma_\mu (1 - \gamma^5)]_{\nu\beta} u(e)_\beta \right\}$$

è uguale a

$$-\left\{ \bar{u}(e')_\rho [\gamma^\mu (1 - \gamma^5)]_{\rho\beta} u(\nu)_\beta \right\} \left\{ \bar{u}(\nu')_\nu [\gamma_\mu (1 - \gamma^5)]_{\nu\delta} u(e)_\delta \right\}$$

e, quindi

$$-\left\{ \bar{u}(e')_\rho [\gamma^\mu (1 - \gamma^5)]_{\rho\beta} u(e)_\beta \right\} \left\{ \bar{u}(\nu')_\nu [\gamma_\mu (1 - \gamma^5)]_{\nu\delta} u(\nu)_\delta \right\}$$

ovvero

$$-\left\{ \bar{u}(e') \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(e) \right\} \left\{ \bar{u}(\nu') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(\nu) \right\}$$

² Il segno relativo tra l'ampiezza CC e quella NC viene confrontando l'ordine degli operatori fermionici. Infatti quando si calcola la matrice S al secondo ordine, gli operatori fermionici compaiono nel seguente ordine

$$\text{scambio } Z^0 : (\bar{\nu}_e \nu_e) (\bar{e} e) \quad (4.8)$$

$$\text{scambio } W : (\bar{e} \nu_e) (\bar{\nu}_e e) \quad (4.9)$$

In questi operatori sono contenuti gli operatori di creazione e di distruzione il cui ordine, nell'operare sul vuoto per definire gli stati iniziale e finale, è fissato e implica che l'ordine dei campi nella 4.8 e nella 4.9 debba essere $\bar{e}\bar{\nu}_e\nu_e e$. Si vede così che, partendo da 4.8 e 4.9 occorrono due spostamenti per sistemare la 4.8 ed uno per la 4.9 e questo conduce al segno meno relativo tra le due ampiezze.

ove \sqrt{s} è l'energia totale nel CM e θ è l'angolo di diffusione nel CM (tra ν entrante e ν' uscente). Per $\sqrt{s} \ll M_Z^2$, combinando 4.7 e 4.11 otteniamo

$$\mathfrak{M}^{\nu_e e^-} \simeq -\frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(e') \gamma^\mu (c_V - c_A \gamma^5) u(e)] [\bar{u}(\nu') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(\nu)] \quad (4.12)$$

dove

$$\begin{aligned} c_V &= 1 + g_V \\ c_A &= 1 + g_A \end{aligned}$$

e avendo usato

$$\frac{e}{2\sqrt{2}M_W \sin \theta_W} = \sqrt{\frac{G}{\sqrt{2}}}$$

Ovviamente nella 4.12 avremmo $c_V = c_A = 1$ se non considerassimo il contributo NC al processo.

L'analisi fenomenologica viene condotta usando l'energia E del neutrino nel SL e la variabile y , già incontrata nel paragrafo 2.5, definita come

$$y = \frac{[p(\nu) - p(\nu')] \cdot p(e)}{p(\nu) \cdot p(e)} \equiv \frac{q \cdot p(e)}{p(\nu) \cdot p(e)}$$

y è un invariante relativistico. Ricordiamo che (trascurando m_e/E) y rappresenta la frazione di energia del neutrino incidente trasferita all'elettrone nel SL

$$y = \frac{E - E'}{E} = \frac{E'_R}{E}$$

e, inoltre, si vede che nel CM

$$y = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta)$$

Ovviamente y varia tra 0 e 1.

Usando l'elemento di matrice 4.12 si trova

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy} (\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) &= \frac{2G^2 m_e E}{\pi} \left\{ \left(\frac{c_V + c_A}{2} \right)^2 + (1-y)^2 \left(\frac{c_V - c_A}{2} \right)^2 \right\} \\ \frac{d\sigma}{dy} &= 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \end{aligned} \quad (4.13)$$

ove E è l'energia del neutrino nel SL e $2m_e E \simeq s$. Se non esistesse il contributo NC, nella 4.13 sopravviverebbe soltanto il primo termine e la sezione d'urto sarebbe isotropa, come abbiamo già visto con la 2.15. La sezione d'urto totale è

$$\sigma (\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) = \frac{2G^2 m_e E}{\pi} \left\{ \left(\frac{c_V + c_A}{2} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{c_V - c_A}{2} \right)^2 \right\} \quad (4.14)$$

Si tratta (a bassa energia) di una sezione d'urto piuttosto piccola, il cui ordine di grandezza è

$$\frac{2G^2 m_e E}{\pi} = 1,72 \times 10^{-14} E \text{ mb} \quad (\text{con } E \text{ in GeV})$$

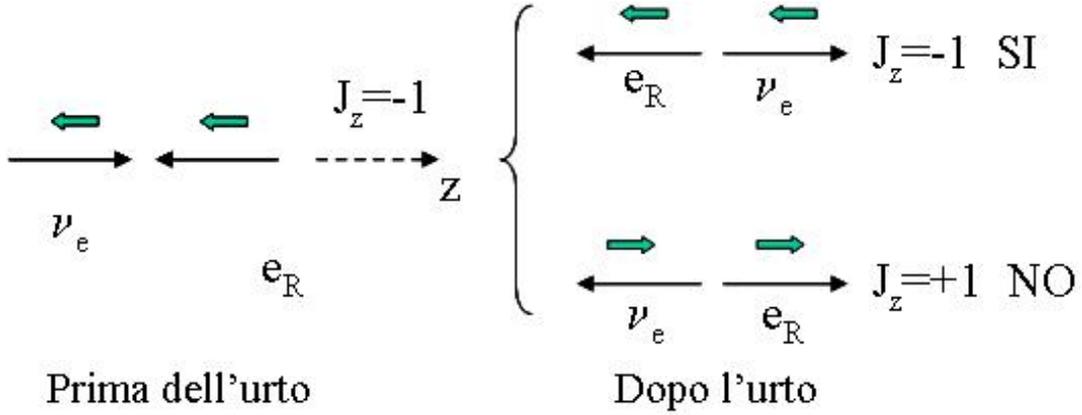


Figure 4.2: La conservazione del momento angolare (nel caso presente solo spin, avendo considerato l'urto puntiforme) impedisce la diffusione all'indietro di e_R .

La dipendenza dall'angolo di diffusione (da y) della sezione d'urto differenziale si può capire facilmente. Intanto possiamo scrivere

$$c_V - c_A \gamma^5 = \left(\frac{c_V + c_A}{2} \right) (1 - \gamma^5) + \left(\frac{c_V - c_A}{2} \right) (1 + \gamma^5)$$

Per un elettrone veloce i fattori $(1 \pm \gamma^5)$ estraggono le componenti destrorsa e sinistrorsa dell'elettrone³, i cui contributi si sommano in modo incoerente nella sezione d'urto. La conservazione del momento angolare (nel caso presente solo spin, avendo considerato l'urto puntiforme) consente che la componente sinistrorsa dell'elettrone, e_L , possa essere diffusa sia in avanti ($\theta = 0$) sia indietro ($\theta = 180^\circ$) mentre impedisce la diffusione all'indietro di e_R (si veda la figura).

Per il processo $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$, poiché $\lambda_p = +1$, c'è una inversione di quanto è permesso e quanto è proibito (questa volta è la componente sinistrorsa di e , e_L , che non può essere diffusa all'indietro) e le sezioni d'urto differenziale e totale sono

$$\frac{d\sigma}{dy} (\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-) = \frac{2G^2 m_e E}{\pi} \left\{ \left(\frac{c_V + c_A}{2} \right)^2 (1 - y)^2 + \left(\frac{c_V - c_A}{2} \right)^2 \right\} \quad (4.15)$$

$$\sigma (\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-) = \frac{2G^2 m_e E}{\pi} \left\{ \frac{1}{3} \left(\frac{c_V + c_A}{2} \right)^2 + \left(\frac{c_V - c_A}{2} \right)^2 \right\} \quad (4.16)$$

Si osservi che se contribuisse solo la CC si avrebbe (come abbiamo già visto nel paragrafo 2.3.1)

$$\sigma (\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-) = \frac{1}{3} \sigma (\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-)$$

³Un elettrone veloce può essere assimilato con buona approssimazione ad una particella a massa nulla. Allora gli spinori u_R e u_L , autostati di γ^5 , diventano anche autostati dell'elicità per cui u_R descrive un elettrone ad elicità positiva e u_L un elettrone ad elicità negativa.

Si osservi anche che tutte le sezioni d'urto sopra riportate dipendono da un solo parametro, θ_W , soltanto nel caso del meccanismo di Higgs minimale.

Considerando che

$$\begin{aligned} g_V &= 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} &\implies c_V &= 1 + g_V = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \\ g_A &= -\frac{1}{2} &\implies c_A &= 1 + g_A = \frac{1}{2} \end{aligned}$$

si ha

$$\begin{aligned} c_V + c_A &= 1 + 2 \sin^2 \theta_W \\ c_V - c_A &= 2 \sin^2 \theta_W \end{aligned}$$

e, quindi

$$\sigma(\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) = \frac{G^2 s}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W \right] \quad (4.17)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-) = \frac{G^2 s}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \sin^4 \theta_W \right] \quad (4.18)$$

essendo

$$2mE \simeq s$$

La misura delle sezioni d'urto permette di determinare $\sin^2 \theta_W$, oppure preso $\sin^2 \theta_W$ da altre misure si può confrontare la misura sperimentale con il risultato previsto dal modello standard.

Risultati sperimentali

Una prima misura di $\sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-)$ fu fatta già negli anni '70 da Reines e collaboratori con $\bar{\nu}_e$ di energia fino a pochi MeV provenienti dal reattore di Savannah River, per due intervalli dell'energia di rinculo dell'elettrone: $1,5 \text{ MeV} < E'_R < 3,0 \text{ MeV}$ e $3,0 \text{ MeV} < E'_R < 4,5 \text{ MeV}$. Questi risultati portarono ad una prima determinazione di $\sin^2 \theta_W \simeq 0,29 \pm 0,05$. La prima vera misura da $\nu_e e^-$ fu fatta con neutrini di energia $\leq 53 \text{ MeV}$ (Allen et al. Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2401. Si trovò

$$\sigma(\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) = [8,9 \pm 3,2 \pm 1,5] 10^{-42} \text{ cm}^2 \times E_\nu \quad (\text{MeV})$$

in accordo con le previsioni del modello standard. Una misura più recente (Allen et al. Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1330) fu fatta presso la Meson Physics Facility (LAMPF) di Los Alamos, usando un fascio di neutrini ottenuto arrestando su un bersaglio un fascio di π^+ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; i μ^+ sono fermati e decadono in $e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ con un end-point di 53 MeV; l'energia media dei ν_e era 31,7 MeV). Il risultato è

$$\sigma(\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) = [9,9 \pm 1,5 \pm 1,0] \times 10^{-18} \text{ b} \times E_\nu (\text{MeV}) \quad (4.19)$$

ovvero, in altra forma,

$$\sigma(\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) = (1,15 \pm 0,21) \frac{G^2 m_e E_\nu}{\pi} \quad (4.20)$$

Si osservi che senza il contributo della Z^0 si sarebbe aspettato

$$\sigma(\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-) = \frac{2G^2 m_e E_\nu}{\pi}$$

4.1.2 Diffusione elastica $\nu_\mu e^-$, $\bar{\nu}_\mu e^-$

Consideriamo ora i processi

$$\begin{aligned} \nu_\mu + e^- &\rightarrow \nu_\mu + e^- \\ \bar{\nu}_\mu + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \end{aligned}$$

Essi possono avvenire solo per interazione di corrente neutra. Esperimenti agli acceleratori con fasci di ν_μ o $\bar{\nu}_\mu$ sono molto più facili di quelli con neutrini elettronici; infatti, essendo i neutrini muonici prodotti da decadimenti π o $K \rightarrow \mu + \nu$, il loro flusso è circa un ordine di grandezza maggiore di quello di ν_e e $\bar{\nu}_e$. Per $d\sigma/dy$ e σ valgono formule perfettamente analoghe alle 4.13, 4.14, 4.15 e 4.16 con la sostituzione

$$c_V \rightarrow g_V \quad c_A \rightarrow g_A \quad (4.21)$$

avendo in questo caso soltanto il contributo di corrente neutra. Si ha pertanto

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-) = \frac{m_e E G^2}{2\pi} \left[\frac{4}{3} \sin^4 \theta_W + (-1 + 2 \sin^2 \theta_W)^2 \right] \quad (4.22)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-) = \frac{m_e E G^2}{2\pi} \left[4 \sin^4 \theta_W + \frac{1}{3} (-1 + 2 \sin^2 \theta_W)^2 \right] \quad (4.23)$$

Queste sezioni d'urto sono state misurate al CERN (prima dall'esperimento CHARM e poi dall'esperimento CHARM2 (le misure più precise). La misura di CHARM (J. Dorenbosch et al., Z. Phys. C41 (1989) 567) dà

$$\sigma(\nu_\mu e)/E = [2, 2 \pm 0, 4 \pm 0, 4] \times 10^{-18} b/GeV \quad (4.24)$$

$$= [0, 22 \pm 0, 01] G^2 m_e / \pi \quad (4.25)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e)/E = [1, 6 \pm 0, 3 \pm 0, 3] \times 10^{-18} b/GeV$$

Un buon test del MS può essere fatto confrontando i risultati per $\sigma(\nu_e e)$ con quelli per $\sigma(\nu_\mu e)$. Formulando, infatti, l'espressione

$$I = \frac{\pi}{G^2 m_e E} \left\{ \sigma(\nu_e e) - \frac{2G^2 m_e E}{\pi} - \sigma(\nu_\mu e) \right\}$$

essa è diversa da zero solo per l'esistenza nella sezione d'urto $\sigma(\nu_e e)$ del termine di interferenza tra i grafici di scambio di W e di Z^0 . Infatti il termine in parentesi graffa può essere scritto come

$$\begin{aligned} \{...\} &= \{\sigma_{CC}(\nu_e e) + \sigma_{NC}(\nu_e e) + \sigma_{int}(\nu_e e) - \sigma_{CC} - \sigma_{NC}(\nu_\mu e)\} \\ &= \sigma_{int}(\nu_e e) \end{aligned}$$

Considerando la 4.14 e la 4.21 si ottiene

$$I_{SM} = 2(g_V - g_A) = 2(2 \sin^2 \theta_W - 1)$$

Sperimentalmente (da 4.20 e 4.24) si ottiene (R. C. Allen et al. Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1339)

$$I_{sper} = -1,07 \pm 0,15$$

da cui

$$\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,04$$

Una determinazione più precisa è stata fatta da CHARM2; ne parleremo tra breve.

4.1.3 Decadimento inverso del muone

Degno di nota è anche il processo di corrente carica

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

che è stato, per esempio, misurato da CHARM (J. Dorenbosch et al., Z. Phys. C41 (1989) 567) per $E_\nu > m_\mu^2/m_e$ ottenendo

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e)/E_\nu = [1,693 \pm 0,085 \pm 0,041] \times 10^{-17} b/GeV$$

La sezione d'urto calcolata con il grafico di CC (a parte una piccola correzione di massa) dà

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e)/E_\nu &= \sigma(\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-)_{CC}/E_\nu = \frac{2G^2 m_e}{\pi} \\ &= (1,72 \times 10^{-17}) b/GeV \end{aligned}$$

in buon accordo.

4.1.4 Misura del rapporto $\sigma(\nu_\mu e^-)/\sigma(\bar{\nu}_\mu e^-)$: considerazioni sperimentali.

Uno dei molti metodi per misurare $\sin^2 \theta_W$ consiste nel misurare il rapporto

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e)} = 3 \times \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W}$$

Per misurare R il medesimo rivelatore viene esposto sia a un fascio di neutrini che di antineutrini. Siano $N(\nu_\mu e)$ e $N(\bar{\nu}_\mu e)$ i numeri di eventi $\nu_\mu e$ e $\bar{\nu}_\mu e$ rispettivamente. Il fascio non ha energia definita bensì l'energia varia in un ampio intervallo (wide-band beam). Poiché la sezione d'urto è proporzionale all'energia, gli eventi osservati sono normalizzati al rapporto F dei flussi pesati in energia

$$F = \frac{\int \tilde{\Phi}_{\bar{\nu}_\mu}(E_{\bar{\nu}_\mu}) E_{\bar{\nu}_\mu} dE_{\bar{\nu}_\mu}}{\int \tilde{\Phi}_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu}) E_{\nu_\mu} dE_{\nu_\mu}}$$

ottenendo il rapporto empirico⁴

$$R_{sp} = \frac{N(\nu_\mu e)}{N(\bar{\nu}_\mu e)} F$$

Le principali caratteristiche dell'apparato sono:

⁴Vediamo come si giustifica questo R_{sp} . Possiamo scrivere

$$dN_{\nu_\mu e} = \sigma(\nu_\mu e) \frac{d\Phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu}} dE_{\nu_\mu} = K f_{\nu_\mu e}(\theta_W) E_{\nu_\mu} \frac{d\Phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu}} dE_{\nu_\mu}$$

- grande massa sensibile essendo molto piccola la sezione d'urto,
- massa dell'ordine di centinaia di tonnellate,
- buone capacità traccianti per misurare impulso e energia delle particelle cariche. Il tracciatore deve agire anche da bersaglio per i neutrini.

In pratica deve essere costituito da un "calorimetro a grana fine". Un problema importante è costituito dal fondo. I neutrini oltre a interagire con gli elettroni interagiscono con i nuclei, anzi la sezione d'urto su questi ultimi è ~ 4 ordini di grandezza maggiore. Si ha un evento νe ogni $\sim 10^4$ eventi $\nu - \text{nucleo}$. Inoltre, il segnale è costituito da una traccia singola di elettrone e questa è una tipologia che può essere simulata facilmente da eventi di fondo.

Ci sono due principali tipi di fondo:

1. Il fascio di neutrini è inevitabilmente contaminato da ν_e . La contaminazione è $\approx 1\%$, però il processo

$$\nu_e + N \rightarrow e^- + X$$

è ≈ 10.000 volte più probabile del segnale. Conseguentemente questo processo genera un fondo con un rapporto segnale/fondo dell'ordine di 1 : 100.

2. Gli eventi di CC su nucleo sono distinguibili per la presenza di un muone che genera una traccia molto penetrante facilmente riconoscibile. Tuttavia, questo non avviene per processi di corrente neutra. Consideriamo in particolare il processo

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \pi^0 + X \quad \text{con} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

Può accadere talvolta che la parte X sfugga all'osservazione (per esempio non ha abbastanza energia); inoltre, un elettrone di conversione di un γ può simulare il segnale.

Ambedue questi eventi di fondo possono essere discriminati per via cinematica grazie al fatto che l'elettrone dell'evento $\nu e \rightarrow \nu e$ è emesso in avanti a un angolo molto piccolo (per $E \gg m_e$) rispetto alla direzione del ν incidente. Infatti, con riferimento alla figura 4.3, conservando energia e impulso ($E_e \simeq |\mathbf{p}_e|$) si ha

$$\begin{aligned} E_i + m_e &= E_e + E_\nu \\ 0 &= E_\nu \sin \theta_\nu + E_e \sin \theta_e \\ E_i &= E_\nu \cos \theta_\nu + E_e \cos \theta_e \\ &= E_\nu + E_e - E_\nu (1 - \cos \theta_\nu) - E_e (1 - \cos \theta_e) \end{aligned}$$

ovvero

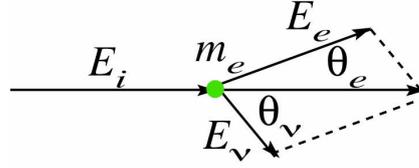
$$N_{\nu_\mu e} = K f_{\nu_\mu e}(\theta_W) \int E_{\nu_\mu} \frac{d\Phi_{\nu_\mu}}{dE} dE_{\nu_\mu} \equiv K f_{\nu_\mu e}(\theta_W) \int \tilde{\Phi}_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu}) E_{\nu_\mu} dE_{\nu_\mu}$$

e l'analoga relazione

$$N_{\bar{\nu}_e e} = K f_{\bar{\nu}_e e}(\theta_W) \int \tilde{\Phi}_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) E_{\bar{\nu}_e} dE_{\bar{\nu}_e}$$

e, quindi,

$$\frac{N_{\nu_\mu e}}{N_{\bar{\nu}_e e}} = \frac{f_{\nu_\mu e}(\theta_W) \int \tilde{\Phi}_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu}) E_{\nu_\mu} dE_{\nu_\mu}}{f_{\bar{\nu}_e e}(\theta_W) \int \tilde{\Phi}_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) E_{\bar{\nu}_e} dE_{\bar{\nu}_e}} = R \frac{1}{F}$$

Figure 4.3: Definizione delle variabili cinematiche per il processo $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$.

sostituendo la prima nella terza

$$E_i = E_i + m_e - E_\nu (1 - \cos \theta_\nu) - E_e (1 - \cos \theta_e)$$

da cui

$$\begin{aligned} E_e (1 - \cos \theta_e) &= m_e - E_\nu (1 - \cos \theta_\nu) \leq m_e \\ \implies 1 - \cos \theta_e &\leq \frac{m_e}{E_e} \end{aligned}$$

Sviluppando il coseno troviamo

$$E_e \theta_e^2 \leq 2m_e$$

Dunque per gli eventi elastici il prodotto del quadrato dell'angolo di emissione dell'elettrone (rispetto alla direzione del ν incidente) e della sua energia è molto piccolo. Concludiamo pertanto che il rivelatore deve avere una risoluzione in energia molto buona e una risoluzione spaziale anch'essa molto buona. Questa condizione implica materiale a basso Z per minimizzare lo scattering multiplo e buona granularità per distinguere elettroni da π^0 .

Il bersaglio/rivelatore di CHARM2 (fig. 4.4) aveva una struttura modulare, massa totale 692 t, sezione 4mx4m e lunghezza 33 m. Ciascun modulo era fatto da una lastra di vetro (materiale basso Z) di spessore 48 cm, seguito da una coppia di camere traccianti e una matrice di contatori a scintillazione. Questi ultimi permettevano la misura dell'energia e fornivano il trigger. La figura 4.5 mostra la distribuzione di $E_e \theta_e^2$ per ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ incidenti. Il picco a 0 è il segnale di diffusione $\nu - e$ sopra il fondo. Il contributo dei fondi principali (quelli precedentemente illustrati) sono valutati a grande angolo dove il segnale è assente; quindi, sono estrapolati nella regione del picco e sottratti ottenendo, così, il segnale. Il risultato finale per $\sin^2 \theta_W$ è (P. Vilain et al., Phys. Lett. B335 (1994) 246)

$$\sin^2 \theta_W = 0,2324 \pm 0,0083$$

4.2 Masse e larghezze dei bosoni vettoriali

La scoperta sperimentale delle correnti deboli neutre avvenne nel 1973 con l'osservazione - al CERN con la camera a bolle a liquido pesante "Gargamelle" - del processo di diffusione elastica

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

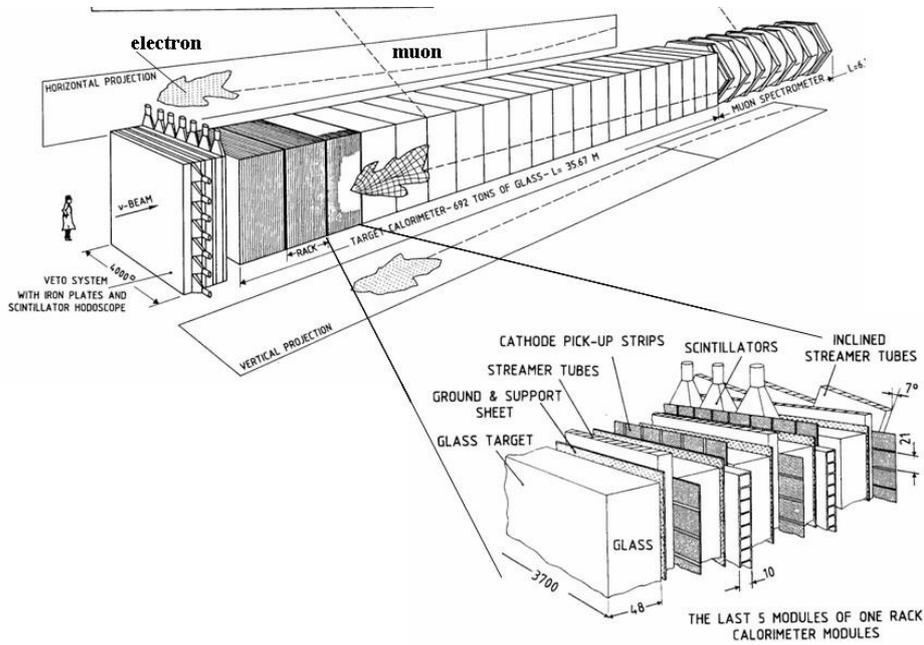


Figure 4.4: Disegno schematico del rivelatore dell'esperimento CHARM2

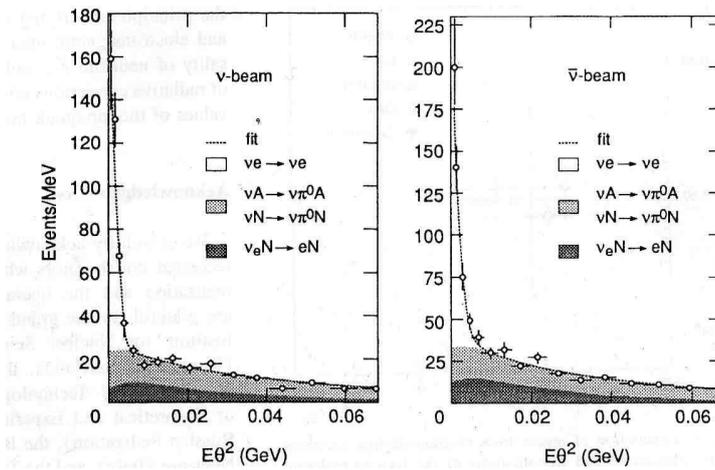


Figure 4.5: Distribuzione di $E_e \theta_e^2$ per ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ (esp. CHARM2).

Molto lavoro sperimentale fu fatto sia relativamente a processi CC che NC prima ancora che fossero scoperti i bosoni intermedi W^\pm e Z^0 . Già allora tutti i risultati erano coerenti con un unico valore di $\sin^2 \theta_W$.

Usando $\sin^2 \theta_W$, G_F e α , la costante di struttura fine, possiamo predire il valore di M_W e M_Z . Infatti mettendo insieme la 3.38

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

e la 3.28

$$e = g \sin \theta_W$$

otteniamo

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}} \frac{1}{\sin \theta_W} \simeq \frac{37,28}{\sin \theta_W} = 77,93 GeV \quad (4.26)$$

(avendo usato $\sin^2 \theta_W = 0,231$). Inoltre

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \simeq 88,25 GeV \quad (4.27)$$

Queste sono predizioni all'ordine più basso (livello albero).

Usando il vertice $W - e - \nu$ (figura 3.1) possiamo facilmente calcolare la larghezza parziale di decadimento $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$; otteniamo

$$\Gamma(W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e) = \frac{1}{12} \frac{g^2}{4\pi} M_W = \frac{G_F M_W^3}{\sqrt{2} 6\pi} \simeq 205 MeV \quad (4.28)$$

Naturalmente le larghezze per $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ e per $\tau^- \bar{\nu}_\tau$ saranno le stesse.

Per quanto riguarda il decadimento di W in una coppia $q_a \bar{q}_b$, gli unici canali energeticamente permessi sono $d\bar{u}$ e $s\bar{c}$, trascurando, almeno per il momento, il mixing di sapori dei quark di carica $-1/3$. Con questa ipotesi la larghezza di decadimento in $q_a \bar{q}_b$ è quella in $e\nu$ per un fattore 3 che tiene conto del numero di colori possibili (il colore netto della coppia $q_a \bar{q}_b$ deve essere nullo perché W non porta carica di colore, per cui \bar{q}_b deve avere l'anticolore corrispondente al colore di q_a). La larghezza totale di W è dunque

$$\Gamma_W \simeq 9 \times 205 = 1,85 GeV \quad (3 \text{ coppie di leptoni} + 3 \times (\text{due coppie di quark})) \quad (4.29)$$

e

$$BR(e\nu) = \frac{\Gamma(W \rightarrow e\nu)}{\Gamma_{totale}} \simeq 11\% \quad (4.30)$$

Abbiamo, ovviamente, *trascurato la massa dei fermioni*.

La larghezza per il decadimento $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ può essere ottenuta dalla 4.28 sostituendo $g/\sqrt{2}$ con $g/(2 \cos \theta_W)$ (confronta la 4.3 con la 4.5) e M_W con M_Z ; si ha

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{1}{24} \frac{g^2}{4\pi} \frac{M_Z}{\cos^2 \theta_W} = \frac{G_F M_Z^3}{\sqrt{2} 12\pi} \simeq 152 MeV \quad (4.31)$$

avendo usata la 4.27 (cioè $M_Z = M_W / \cos \theta_W \simeq 88,25 GeV$).

Per quanto riguarda il decadimento in leptoni carichi si ha (trascurando le masse dei leptoni)

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow l\bar{l}) = \left[\frac{|c_L^l|^2 + |c_R^l|^2}{6} \right] \frac{g^2}{4\pi} \frac{M_Z}{\cos^2 \theta_W} \simeq 76,5 MeV \quad (4.32)$$

4.3. LA SCOPERTA DEI BOSONI W^\pm E Z^0 AL $p\bar{p}$ -COLLIDER DEL CERN⁸³

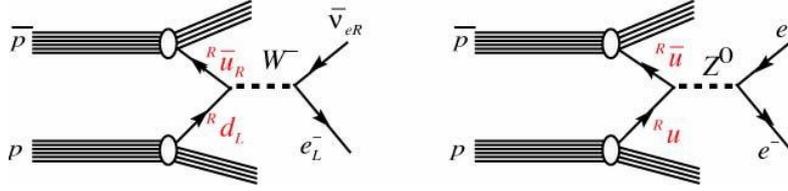


Figure 4.6: Produzione di W e Z^0 al $p\bar{p}$ -collider. Gli indici superiori dei quark sono indici di colore.

con $\sin^2 \theta_W = 0,23$. Si noti come ponendo $c_L = 1/2$ e $c_R = 0$ nella 4.32 si ottenga proprio la 4.31 (basta considerare la 3.24 e la 3.38).

Per il decadimento in $q\bar{q}$ il meccanismo GIM, cancellando i termini che cambiano il sapore, dice che sono permessi solo i decadimenti in $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$. L'accoppiamento è quello della 3.57. Trascurando ancora una volta la massa dei fermioni e tenendo conto del fattore 3 di colore si trova $\Gamma(\text{tutti } q\bar{q}) \simeq 1538 \text{ MeV}$ per cui aggiungendo $3 \times 152 \text{ MeV}$ e $3 \times 76,5 \text{ MeV}$ otteniamo la larghezza totale $\Gamma_T(Z^0) \simeq 2,22 \text{ GeV}$ (correzioni di QCD innalzano questo valore di un fattore $\sim 1,1$). Si ha così

$$\begin{aligned} Z^0 \rightarrow l^+l^- &\sim 3 \times 3,4\% \\ Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu} &\sim 20,5\% \\ Z^0 \rightarrow q\bar{q} &\sim 69,3\% \end{aligned} \quad (4.33)$$

4.3 La scoperta dei bosoni W^\pm e Z^0 al $p\bar{p}$ -collider del CERN

I bosoni intermedi furono scoperti nel 1983 da C. Rubbia e collaboratori con l'esperimento UA1 (G. Arnison et al., Phys.Lett. **122B**, 103 (1983); **126B**, 398 (1983)), condotto presso l'acceleratore SPS-collider del CERN. Il SPS-collider era un acceleratore a fasci incrociati di protoni e antiprotoni ($p\bar{p}$ -collider), nel quale protoni e antiprotoni circolavano in direzioni opposte ed erano accelerati fino a raggiungere l'energia di 273 GeV. Nelle zone di intersezione dei fasci si producevano, così, collisioni frontali $p\bar{p}$ ad una energia totale nel CM di 546 GeV.

Dal punto di vista del modello a partoni, protone e antiprotone possono essere considerati come due aggregati di partoni, che sappiamo essere quark, antiquark e gluoni. In prima approssimazione possiamo trascurare il momento trasverso dei partoni. Essi si dividono il momento del nucleone in modo che ciascuno di loro, che indichiamo genericamente con q , ne trasporti una frazione x_q . Il meccanismo di produzione prevalente di W^\pm e Z^0 consiste nell'interazione di un quark del protone con un antiquark dell'antiprotone (figura 4.6) mentre i quark rimanenti dei due adroni fanno sostanzialmente da spettatori e producono due "jets" di particelle con piccolo momento trasverso rispetto alla direzione delle particelle incidenti (che, si propagano, cioè in direzione prossima alla direzione del protone o dell'antiprotone da cui hanno avuto origine). Consideriamo, infatti, i quark (del protone) e gli antiquark (dell'antiprotone) di valenza. Essi trasportano la frazione maggiore del momento del nucleone, pari in media a $\sim 1/6$ del totale, con una distribuzione piuttosto larga (vedi figura 4.7). Allora

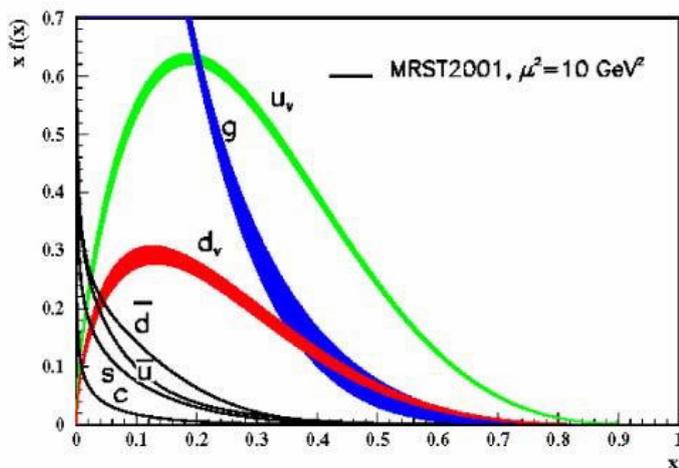


Figure 4.7: Funzioni di distribuzione dei partoni nel nucleone (PDG 2006).

se diciamo $\sqrt{\hat{s}}$ l'energia nel CM dei due quark interagenti - *energia di collisione* - è molto più probabile che $\sqrt{\hat{s}}$ risulti prossima al picco della risonanza nel caso della collisione tra un quark e antiquark di valenza che non nell'urto tra quark del mare o, anche, tra uno di valenza e uno del mare. Per altro la larghezza della distribuzione di $\sqrt{\hat{s}}$ è molto più grande della larghezza delle risonanze W e Z^0 e questo ci fa aspettare una sezione d'urto di produzione di W e Z^0 che cresca con l'energia del collider in quanto maggiore è $\sqrt{\hat{s}}$ e maggiore è la probabilità di trovare una coppia $q\bar{q}$ con $\sqrt{\hat{s}}$ vicino al picco della risonanza. Il collider del CERN, successivamente alla scoperta dei bosoni intermedi, fu infatti fatto funzionare a 630GeV per avere una produzione più abbondante di bosoni.

4.3.1 Sezione d'urto di produzione di W^\pm e Z^0 al $p\bar{p}$ - collider

Abbiamo indicato con \hat{s} l'invariante di Mandelstam relativo al sottoprocesso $q_a\bar{q}_b \rightarrow W$. Per partoni di massa nulla e trascurando la massa del protone

$$\hat{s} = (x_1 p_1 + x_2 p_2)^2 = x_1 x_2 s \quad (4.34)$$

Con $\sqrt{\hat{s}} = M_W \simeq 80\text{GeV}$ e $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ vediamo che le x valgono tipicamente $\approx 0,13$ cosicché il processo è dominato dai quark di valenza del protone e dagli antiquark di valenza dell'antiprotone (vedi figura 4.7) (per il Tevatron $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ e, quindi, $x \approx 0,04$; ci si aspetta un contributo significativo dei quark del mare). Ponendo $V_{ud} = 1$ e tutti gli altri $V_{ij} = 0$ si ha

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X) = \frac{1}{3} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \hat{\sigma}(x_1, x_2) \left\{ \begin{array}{l} u(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)u(x_2) \\ \bar{u}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2) \end{array} \right\} \quad (4.35)$$

Il fattore $1/3$ deriva dal fatto che al fine di costituire un singoletto di colore (W è infatti un singoletto di colore) i due quark devono portare la stessa specie di colore (per esempio, un quark di colore R deve annichilare con un antiquark di

4.3. LA SCOPERTA DEI BOSONI W^\pm E Z^0 AL $P\bar{P}$ -COLLIDER DEL CERN⁸⁵

colore \bar{R}). La sezione d'urto $\hat{\sigma}(x_1, x_2)$ per il sottoprocesso $q_a \bar{q}_b \rightarrow W^\pm$ è data da

$$\hat{\sigma}(x_1, x_2) = \frac{\pi^2 \alpha}{\sin^2 \theta_W} \delta(\hat{s} - M_W^2) = \sqrt{2} \pi G_F M_W^2 \delta(x_1 x_2 s - M_W^2) \quad (4.36)$$

essendo

$$M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W} \quad (4.37)$$

Naturalmente la sezione d'urto 4.35 deve essere corretta includendo correzioni QCD. Dopo aver fatto questo, la sezione d'urto totale di produzione di W^+ e W^- a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ viene dell'ordine di $6,5 \text{ nb}$ mentre un calcolo simile per Z^0 dà $\sim 2 \text{ nb}$. Tenendo allora conto dei rapporti di decadimento $\Gamma(W \rightarrow e\nu) / \Gamma \simeq 11\%$ (vedi la 4.30) e $\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) / \Gamma \simeq 3,4\%$ (vedi la 4.33), si trova

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow e + \nu + X) \simeq 0,7 \text{ nb} \quad (4.38)$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 + X \rightarrow e^+ + e^- + X) \simeq 0,07 \text{ nb} \quad (4.39)$$

Poiché a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ $\sigma_{tot}(p\bar{p}) \simeq 70 \text{ mb}$ la 4.38 è più piccola di ben otto ordini di grandezza e la 4.39 è ancora più piccola di un ulteriore ordine di grandezza. Naturalmente si potrebbe aumentare il tasso di produzione di bosoni intermedi cercando anche il modo di decadimento in $q\bar{q}$, cioè in due jet, però eventi di questo tipo sono molto più difficili da osservare sperimentalmente perché dovrebbero essere distinti dagli eventi a due jet "convenzionali", derivanti dal processo di diffusione "dura" di due partoni ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $gq \rightarrow gq$, $g\bar{q} \rightarrow g\bar{q}$, $gg \rightarrow gg$), la cui sezione d'urto è ~ 1000 volte più grande; gli eventi a due jet dal decadimento di W e Z^0 apparirebbero come una piccola spalla sul bordo di una distribuzione di massa invariante che scende rapidamente. Per di più occorrerebbe una risoluzione del calorimetro adronico non facile da ottenere. Si comprende, pertanto, perché i modi leptonici rappresentano la migliore segnatura per l'osservazione di W^\pm e Z^0 ad un collider adronico.

4.3.2 Asimmetria di carica nel decadimento di W^\pm

Alle energie alle quali è valida la produzione di W dall'annichilazione di due quark di valenza, secondo il processo illustrato in figura 4.6, (in base a $V - A$) W^+ è creato dall'annichilazione di un quark u_L del protone con un antiquark \bar{d}_R dell'antiprotone e nel decadimento del W^+ è emesso un e_R^+ e un ν_{eL} . Essendo le masse trascurabili, chiralità ed elicità coincidono per cui i fermioni hanno elicità negativa e gli antifermioni positiva. Allora, guardando la figura 4.8, si vede che la conservazione del momento angolare consente la produzione di e^+ parallelamente alla direzione dell'antiprotone mentre non la consente nella direzione del protone. Similmente, nel caso $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$, l'emissione di e^- è consentita parallelamente alla direzione del protone ma non a quella dell'antiprotone. In effetti la distribuzione angolare è del tipo

$$\sim (1 + \cos \theta_e^*)^2 \quad (4.40)$$

ove θ_e^* è l'angolo tra e^- e p per $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ e tra e^+ e \bar{p} per $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$. Questo si può vedere facilmente con riferimento alla figura 4.9 nella quale è schematizzato il processo $u + \bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ nel CM. Assumendo come asse

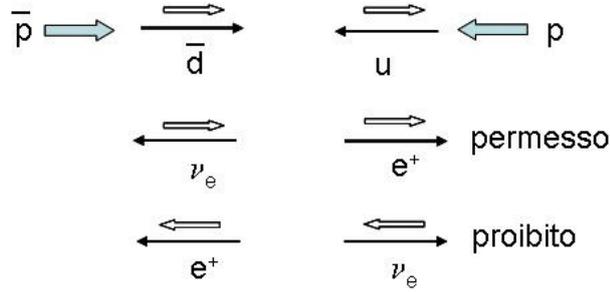


Figure 4.8: Nel decadimento $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ la conservazione del momento angolare consente la produzione di e^+ parallelamente alla direzione dell'antiprotone mentre non la consente nella direzione del protone.

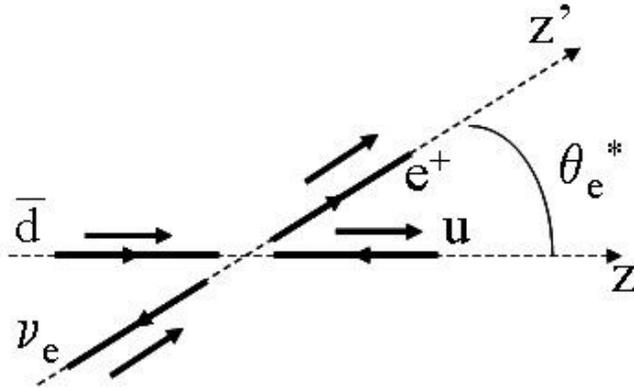


Figure 4.9: Cinematica di $\bar{d} + u \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$.

di quantizzazione l'asse z nella direzione dell'antiprotone incidente (e, quindi del \bar{d} incidente), il momento angolare iniziale è $(J, J_z) = (1, +1)$. Nello stato finale assumiamo come asse di quantizzazione l'asse z' nella direzione del positrone uscente, cosicché ancora $(J, J_z)' = (1, +1)$. Allora, detto θ_e^* l'angolo tra i due assi z e z' , la distribuzione angolare è determinata dalla funzione di rotazione $d_{+1,+1}^1$ per cui

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |d_{+1,+1}^1|^2 = \left[\frac{1}{2} (1 + \cos \theta_e^*) \right]^2$$

Si noti che mentre l'osservazione di questa asimmetria mostra che la parità è violata, essa non prova che l'interazione di CC è di tipo $V - A$ in quanto $V + A$ predice la stessa distribuzione angolare. Solo misure di polarizzazione possono distinguere i due casi.

4.3. LA SCOPERTA DEI BOSONI W^\pm E Z^0 AL $P\bar{P}$ -COLLIDER DEL CERN87

4.3.3 Il collider $\bar{p}p$ del CERN (file collider.pdf)

Poiché, come abbiamo visto, le sezioni d'urto di produzione dei bosoni vettoriali sono dell'ordine del nb è necessaria una luminosità di almeno $10^{29} cm^{-2} s^{-1}$ per produrre qualche bosone al giorno. Se poi si tiene conto delle efficienze di rivelazione e ricostruzione la luminosità necessaria diventa ancora maggiore. La difficoltà maggiore incontrata a suo tempo per la costruzione del collider fu rappresentata dalla necessità di generare fasci di antiprotoni in grado di fornire la luminosità richiesta.

4.3.4 L'esperimento UA(1) (file UA1.pdf)

.....

4.3.5 La scoperta di W^\pm e Z^0 (file UA1.pdf)

.....

