

Capitolo 8

La Teoria elettrodebole e il Modello Standard

- **Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II**
- **Professor Carlo Dionisi**

A.A. 2012-2013

9.1. Le Interazioni Elettrodeboli

- 1) Fine anni 60 [Glashow(1961), Salam(1964) e Weinberg(1967)] : **unificazione delle interazioni deboli ed elettromagnetiche.**
 - a) **TUTTE** le Interazioni Fondamentali sono **INVARIANTI** sotto **TRASFORMAZIONI** di **GAUGE LOCALI**;
 - b) La SPERANZA e' rappresentata dalla possibilita' che le TEORIE di GAUGE forniscano una BASE per **una UNIFICAZIONE GLOBALE delle INTERAZIONI FONDAMENTALI.**
- 2) La richiesta BASILARE nella formulazione di una Teoria di Gauge sta nell'ottenere una LAGRANGIANA che descriva le INTERAZIONI sotto le TRASFORMAZIONI di SIMMETRIA RILEVANTI e APPROPRIATE: cioe' quelle che danno luogo alle LEGGI di CONSERVAZIONE.
- 3) Le leggi di conservazione devono riguardare quantita' **CONSERVATE LOCALMENTE** in ciascun punto dello spazio e NON globalmente. La CARICA ELETTRICA e' un ottimo esempio di Conservazione Locale.
- 4) La proprieta' di Conservazione Locale e' il cuore delle Simmetrie di Gauge esibite dalle Interazioni Fondamentali.
- 5) Nel Modello Standard una **SINGOLA teoria di Gauge** con il gruppo di simmetria $SU(2)\otimes U(1)$ include le interazioni elettromagnetiche e deboli (CC + NC) dove le costanti di accoppiamento NON SONO INDIPENDENTI ma sono CORRELATE dalla TEORIA.
- 6) QCD e Electroweak, essendo entrambe Teorie di Gauge, SONO UNIFICATE dal framework teorico MA hanno costanti di accoppiamento INDIPENDENTI.
- 7) Le caratteristiche unificanti appaiono principalmente nei processi di CORRENTE NEUTRA.
- 8) Il Modello Standard ha fornito un fantastico confronto tra predizioni e risultati sperimentali: l'esistenza dei W^+ W^- e Z, e, possedendo tutte la CARICA DEBOLE, delle loro reciproche interazioni deboli. Gli esperimenti di urti ν -nuclei, le misure di precisione a LEP, al Tevatron e a LHC. La scoperta del Bosone di Higgs.

Come detto, la teoria Elettrodebole e' basata sulla Invarianza di Gauge Locale sotto $SU(2)\otimes U(1)$. Una teoria valida DEVE essere **rinormalizzabile**. Deve cioe' esistere una procedura matematicamente corretta che elimina gli infiniti che si presentano nei calcoli degli osservabili fisici come per esempio le sezioni d'urto e le frequenze di decadimento. Per ottenere questo la Lagrangiana elettrodebole e' da prima scritta senza termini di massa, cioe' con I bosoni di Gauge e i fermioni senza massa. La dimostrazione della rinormalizzabilita' fu data da 't Hooft (1971). Le masse sono generate con la teoria, senza distruggere la rinormalizzabilita' , con la rottura spontanea della simmetria di Gauge locale attraverso un meccanismo scoperto nel 1964 da Englert & Brout (1964), Higgs (1964) e da Gularnik, Hagen & Kibble (1964). Questo e' chiamato usualmente, come vedremo piu' avanti nel corso: "Higgs mechanism". La predizione principale del meccanismo e' l'esistenza di un bosone scalare che e' diventato famoso come Bosone di Higgs, H. Tutti gli accoppiamenti di H ai bosoni di Gauge e ai fermioni sono predetti dalla teoria in funzione del valore della sua massa che la teoria lascia come parametro libero.

Discutiamo ora le proprieta' dei bosoni di gauge W^\pm, Z^0 e del fotone. La Rappresentazione Fondamentale di $SU(2)\otimes U(1)$ e' costituita rispettivamente da TRE e UNO campi di Gauge.

A $SU(2)$ corrisponde una quantita' chiamata "**isospin debole**" e che indichiamo con I_W e che chiameremo semplicemente "isospin". La quantita' corrispondente a $U(1)$ e' invece chiamata "**ipercarica debole**" o semplicemente "ipercarica" , Y_W .

Tutti i membri dello stesso multipletto di isospin hanno la stessa ipercarica.

L'ipercarica puo' essere definita come:

$$Y_W \equiv 2(Q - I_{Wz})$$

Notiamo che l'isospin debole e l'ipercarica NON hanno nessuna relazione con quelle degli adroni. Chiamiamo $W = (W_1, W_2, W_3)$ il tripletto di campi corrispondenti a $SU(2)$. Chiaramente , W ha $I_W=1$ and $Y_W=0$: Interagisce con l'isospin delle particelle.

Chiamiamo B il campo corrispondente a $U(1)$. Il suo isospin, la sua carica elettrica e la sua ipercarica sono nulli. Interagisce con l'ipercarica delle particelle.

Questi quattro campi NON sono i campi fisici che mediano le interazioni. Le interazioni deboli CC sono mediate, come vediamo subito, da W^+ and W^- , che sono combinazioni lineari di W_1 e W_2 , mentre i mediatori delle interazioni elettromagnetiche e deboli NC, il fotone e lo Z, sono combinazioni lineari di W_3 e B .

Abbiamo visto che i W carichi, i mediatori delle interazioni deboli di CC, si accoppiano a stati con chiralita' negativa. Dobbiamo quindi tenerne conto nell'assegnazione dell'isospin e dell'ipercarica alle particelle.

Iniziamo con I leptoni. In ogni famiglia ci sono due leptoni left; noi li disponiamo nello stesso doppietto di isospin ($I_W=1/2$) per permettere loro di accoppiarsi, a causa del loro isospin diverso da zero, W^\pm e scrivere le equazioni

$$\begin{pmatrix} I_{W_z} = +1/2 \\ I_{W_z} = -1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix}, \quad = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L^- \end{pmatrix}, \quad = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$$

Diversamente dalle correnti cariche, le correnti neutre interagiscono anche con I fermioni carichi destrigiri con accoppiamenti diversi ma NON con neutrini destrigiri. Il leptone carico destrigiro di ciascuna famiglia e' un singoletto di isospin ($I_W=0$).

$$e_R^-, \quad \mu_R^-, \quad \tau_R^-$$

Neutrini destrigiri NON ESISTONO. Piu' precisamente, se esistessero, poiche' essi avrebbero isospin e ipercarica nulli, essi non interagirebbero con nessuna interazione nota tranne quella gravitazionale. La situazione dei quark, purché venga tenuto in conto il mixing, e' simile: il W si accoppia universalmente agli stati ruotati dei quark d' , s' e b' . Per ogni colore, ci sono tre doppietti di isospin uno per ciascuna famiglia (nove in totale).

$$\begin{pmatrix} I_{W_z} = +1/2 \\ I_{W_z} = -1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \quad = \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}, \quad = \begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$$

e I singoletti (18 in totale)

$$d_R, \quad u_R, \quad s_R, \quad c_R, \quad b_R, \quad t_R$$

Il mixing dei quark per le interazioni deboli di corrente neutra e' irrilevante. Quindi possiamo scriverli sia in funzione dei quark "ruotati" che dei quark di sapore definito ottenendo lo stesso risultato.

Tutti i numeri quantici delle antiparticelle sono uguali e opposti a quelli delle corrispondenti particelle. Nel settore delle correnti cariche abbiamo a che fare con antileptoni, che sono le componenti "anti" negli spinori left (quindi con il pedice L nel loro simbolo). Essi appartengono a tre doppietti.

$$\begin{pmatrix} I_{W_z} = +1/2 \\ I_{W_z} = -1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_L^+ \\ \bar{\nu}_{eL} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu_L^+ \\ \bar{\nu}_{\mu L} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau_L^+ \\ \bar{\nu}_{\tau L} \end{pmatrix}$$

I leptoni destrorgiri che appaiono nelle NC, sono singoletti di isospin.

$$e_R^+, \quad \mu_R^+, \quad \tau_R^+$$

Gli antineutrini corrispondenti NON esistono.

I doppietti degli antiquark sono:

$$\begin{pmatrix} I_{Wz} = +1/2 \\ I_{Wz} = -1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{d}'_L \\ \bar{u}_L \end{pmatrix}, \quad = \begin{pmatrix} \bar{s}'_L \\ \bar{c}_L \end{pmatrix}, \quad = \begin{pmatrix} \bar{b}'_L \\ \bar{t}_L \end{pmatrix}$$

I loro singoletti sono:

$$\bar{d}_R, \quad \bar{u}_R, \quad \bar{s}_R, \quad \bar{c}_R, \quad \bar{b}_R, \quad \bar{t}_R$$

	I_W	I_{Wz}	Q	Y_W
ν_{iL}	1/2	+1/2	0	-1
l_L^-	1/2	-1/2	-1	-1
l_R^-	0	0	-1	-2
u_L	1/2	1/2	2/3	1/3
d'_L	1/2	-1/2	-1/3	1/3
u_R	0	0	2/3	4/3
d_R	0	0	-1/3	-2/3
W^+	1	+1	+1	0
W^-	1	-1	-1	0
Z	1,0	0	0	0
γ	1,0	0	0	0

**Ipercarica $Y_W=2(Q-I_{Wz})=2\langle Q\rangle$
 $\langle Q\rangle$ = carica media del multipletto**

Isospin debole e ipercarica debole non hanno nulla a che fare con quelli degli adroni

Isospin e ipercarica deboli sono le sorgenti del campo debole carico (W) e neutro (Z) rispettivamente

Le componenti L degli spinori hanno $I_W \neq 0 \Rightarrow$
emettono e assorbono W

Le componenti R hanno $I_W = 0 \Rightarrow$
non emettono né assorbono W

Entrambe le componenti hanno $Y_W \neq 0 \Rightarrow$
emettono e assorbono Z

I ν_R hanno $I_W = 0$ e $Y_W = 0 \Rightarrow$
non esistono o non sono osservabili

Isospin e ipercarica deboli si conservano in tutte le interazioni note

Nella Tabella seguente sono riassunti i valori di isospin, ipercarica e carica elettrica dei fermioni fondamentali. I valori sono identici per ogni colore. Nella tabella ciascuna particella e antiparticella ha una label con un pedice che specifica la sua chiralita', L per valore left e R per right.

Inoltre abbiamo: $c_Z = I_{Wz} - s^2 Q$

	I_W	I_{Wz}	Q	Y_W	c_Z
ν_{iL}	1/2	+1/2	0	-1	1/2
l_L^-	1/2	-1/2	-1	-1	$-1/2 + s^2$
l_R^-	0	0	-1	-2	s^2
u_L	1/2	+1/2	2/3	1/3	$1/2 - (2/3)s^2$
d_L'	1/2	-1/2	-1/3	1/3	$-1/2 + (1/3)s^2$
u_R	0	0	2/3	4/3	$-(2/3)s^2$
d_R'	0	0	-1/3	-2/3	$(1/3)s^2$
$\bar{\nu}_{iR}$	1/2	-1/2	0	1	-1/2
l_R^+	1/2	+1/2	+1	1	$1/2 - s^2$
l_L^+	0	0	+1	2	$-s^2$
\bar{u}_R	1/2	-1/2	-2/3	-1/3	$-1/2 + (2/3)s^2$
\bar{d}_R'	1/2	+1/2	1/3	-1/3	$1/2 - (1/3)s^2$
\bar{u}_L	0	0	-2/3	-4/3	$(2/3)s^2$
\bar{d}_L'	0	0	1/3	2/3	$-(1/3)s^2$

9.2. Struttura delle correnti deboli neutre

NC hanno importanti differenze rispetto alle CC

- **Accoppiano solo una particella con se stessa**
(*ee*, non *em*; *u_Ru_R*, non *u_Ru_B*, non *uc*, ...)
- **Non sono V-A, ⇒ sia stati left sia right**

	$u_R \rightarrow Z^0 + u_R$	$u_R \not\rightarrow Z^0 + u_L$
I_z	0 0 0	I_z 0 0 1/2
Y	4/3 0 4/3	Y 4/3 0 1/3

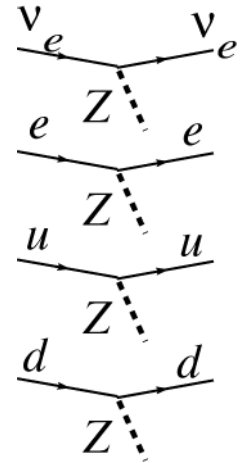
Le 4 correnti (1° generazione):

$$\frac{1}{2} g_L^{v_e} \bar{v}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_e = g_L^{v_e} \bar{v}_{eL} \gamma_\mu v_{eL}$$

$$\frac{1}{2} g_L^e \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e + \frac{1}{2} g_R^e \bar{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e = g_L^e \bar{e}_L \gamma_\mu e_L + g_R^e \bar{e}_R \gamma_\mu e_R$$

$$\frac{1}{2} g_L^u \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u + \frac{1}{2} g_R^u \bar{u} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u = g_L^u \bar{u}_L \gamma_\mu u_L + g_R^u \bar{u}_R \gamma_\mu u_R$$

$$\frac{1}{2} g_L^d \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d + \frac{1}{2} g_R^d \bar{d} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d = g_L^d \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + g_R^d \bar{d}_R \gamma_\mu d_R$$



Le 3x7=21 costanti sono determinate da due parametri = carica elettrica elementare e angolo di Weinberg $\sin^2 q_W$ (che deve essere misurato).

L'accoppiamento della Z è universale

- si accoppia a fermioni sia L che R
- si accoppia ai Ws
- si accoppia anche a particelle con carica elettrica nulla, purché abbiano $I_z \neq 0$ (come i neutrini L)
- non si accoppia a particelle neutre con sia $Q=0$ che $I_z=0$ (come i fotoni e gli stessi Z)

$$-\frac{g_e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} (I_z - Q \sin^2 \theta_W)$$

L' Unificazione Elettrodebole

Il campo $W^\mu = (W^\mu_1, W^\mu_2, W^\mu_3)$ è quadrivettore (nello spazio-tempo, indice μ), e un vettore nello spazio isotopico ($I_W=1$) in SU(2).

I campi dei bosoni carichi fisici sono:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \pm iW_2)$$

Per ogni doppietto di fermioni c'è un quadrivettore spazio-tempo, vettore nello spazio di isospin, chiamato "corrente debole"

$$j_\mu \equiv (j_{1\mu}, j_{2\mu}, j_{3\mu})$$

Il campo W^μ si accoppia a j_μ come: $gW^\mu j_\mu$
con la costante di accoppiamento adimensionale g .

Le correnti cariche sono combinazioni lineari di due componenti della corrente

$$j^\pm = j_1 \pm ij_2$$

Consideriamo per esempio il doppietto $\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix}$, le correnti cariche corrispondenti sono

$$j_{e\mu}^+ = \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu e_L^-; \quad j_{e\mu}^- = \bar{e}_L^- \gamma_\mu \nu_{eL}$$

Il campo B^μ è un quadrivettore spazio-tempo e uno scalare nello spazio di isospin isoscalare ($I_W=0$). Interagisce con la corrente neutra dei leptoni J_μ^Y (quadrivettore-isoscalare) tramite l'ipercarica con la costante di accoppiamento g' .

La corrente dell'iper carica e' 2 volte la differenza tra la corrente elettromagnetica j_μ^{EM} e la componente neutra delle NC deboli :

$$Y_W = 2(Q - I_{Wz}) \quad \Rightarrow \quad J_\mu^Y = 2J_\mu^{EM} - 2J_{3\mu}$$

Il primo termine e' la corrente elettromagnetica a noi ben nota, che per i fermioni carichi f e'

$$j_{f\mu}^{EM} = \bar{f} \gamma_\mu f$$

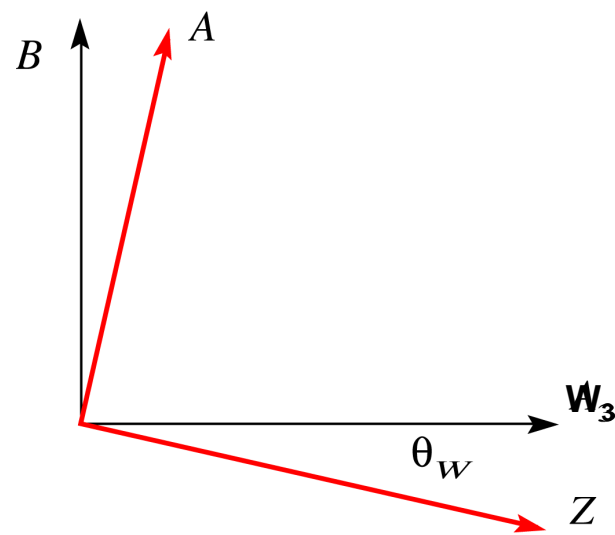
La chiralita' NON e' specificata poiche' le interazioni elettromagnetiche non vi dipendono. Indichiamo con A e Z i campi fisici che mediano rispettivamente le interazioni elettromagnetiche e deboli di NC. Esse sono due sovrapposizioni lineari mutuamente ortogonali di W_3 and B . Li determiniamo imponendo che il fotone non si accoppia alle particelle neutre mentre lo Z^0 lo fa. La trasformazione e' espressa in funzione delle due costanti di accoppiamento g e g' o, in modo equivalente, come una rotazione di un angolo θ_W , chiamato angolo di mixing debole.

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g & -g' \\ g' & g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}$$

L'angolo di mixing debole e' definito dalla relazione

$$\theta_W \equiv \tan^{-1} \frac{g'}{g}$$

Come vedremo la rotazione non e' piccola: $\theta_W \approx 29^\circ$.



La lagrangiana di Interazione, essendo simmetrica sotto il gruppo di gauge, e' un isoscalare, cioe':

$$L = g \left(j_{\mu}^1 W_1^{\mu} + j_{\mu}^2 W_2^{\mu} + j_{\mu}^3 W_3^{\mu} \right) + \frac{g'}{2} j_{\mu}^Y B^{\mu}$$

Possiamo scrivere questa espressione come

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(j_{\mu}^{-} W_{+}^{\mu} + j_{\mu}^{+} W_{-}^{\mu} \right) + j_{\mu}^3 \left(g W_3^{\mu} - g' B^{\mu} \right) + g' j_{\mu}^{EM} B^{\mu}$$

Ancora, introducendo I campi fisici neutri, si ottiene:

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(j_{\mu}^{-} W_{+}^{\mu} + j_{\mu}^{+} W_{-}^{\mu} \right) + \frac{g}{\cos \theta_W} \left(j_{\mu}^3 - \sin^2 \theta_W j_{\mu}^{EM} \right) Z^{\mu} + g \sin \theta_W j_{\mu}^{EM} A^{\mu} \quad \text{Equazione (A)}$$

Esaminiamo questa fondamentale espressione. I suoi termini sono nell'ordine: la interazione debole di CC, la interazione debole di NC e la interazione elettromagnetica. La costante che moltiplica l'ultimo termine DEVE essere proporzionale alla carica elettrica per assicurare che il fotone NON si accoppia a particelle neutre. La relazione con la carica elettrica elementare e' difatti:

$$g \sin \theta_W = \frac{q_e}{\sqrt{\epsilon_0 \hbar c}} = \sqrt{4\pi\alpha}$$

Queste espressione **“UNIFICA”** le cariche elettriche e deboli!

Come detto, tutte le interazioni mediate dai 4 bosoni vettori sono espresse in funzione di DUE costanti, la carica elettrica q_e and l'angolo debole q_w . Tuttavia il modello NON predice i valori dei due parametri fondamentali che **DEVONO ESSERE DETERMINATI SPERIMENTALMENTE !**

Ricaviamo ancora la relazione tra la costante di accoppiamento di $U(1)$ e la carica elettrica

$$g' \cos \theta_w = \sqrt{4\pi\alpha} \qquad \frac{1}{\alpha} = \frac{4\pi}{g'^2} + \frac{4\pi}{g^2}$$

Vediamo quindi come gli accoppiamenti di entrambi i gruppi di gauge contribuiscono a $1/\alpha$. A basse energie dove $1/\alpha \approx 137$, con $\sin^2 \theta_w \approx 0.232$, abbiamo

$$4\pi / g'^2 = 105.2 \quad \text{e} \quad 4\pi / g^2 = 31.8$$

Il secondo termine dell'equazione (A) da' l'accoppiamento dello Z con i fermioni. Vediamo che e' UNIVERSALE nel senso che e' una funzione universale della carica e della terza componente dell'isospin debole.

$$g_Z \equiv \frac{g}{\cos \theta_w} (I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_w) = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\sin \theta_w \cos \theta_w} (I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_w) = \frac{g}{\cos \theta_w} c_Z$$

Nell'ultimo membro introduciamo " il fattore carica-Z c_Z (come da tabella)

$$c_Z \equiv I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_w \qquad \qquad \qquad 13$$

Ricordiamo la relazione tra g e G_F

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

Inoltre abbiamo:

$$M_W = \left(\frac{g^2 \sqrt{2}}{8G_F} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}} \frac{1}{\sin\theta_W} = \frac{37.3}{\sin\theta_W} \text{ GeV}$$

E

$$M_W / M_Z = \cos\theta_W$$

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(J_{\mu}^{-} W_{+}^{\mu} + J_{\mu}^{+} W_{-}^{\mu} \right) + \frac{g}{\cos \theta_W} \left(J_{\mu}^3 - \sin^2 \theta_W J_{\mu}^{EM} \right) Z^{\mu} + g \sin \theta_W J_{\mu}^{EM} A^{\mu}$$

ID CC

ID CN

EM

La relazione con la costante di Fermi è

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

$$g \sin \theta_W = \frac{q_e}{\sqrt{\epsilon_0 \hbar c}} = \sqrt{4\pi\alpha}$$

Unificazione elettrodebole

Tutte le interazioni dei bosoni vettori sono determinate dalla carica elettrica q_e e da q_W
I fermioni sia left sia right sono accoppiati alla Z dalla costante di accoppiamento

$$g_Z \equiv \frac{g}{\cos \theta_W} \left(I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_W \right) = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \left(I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_W \right) = \frac{g}{\cos \theta_W} c_Z$$


Le Z-cariche

$$c_Z \equiv I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_W$$

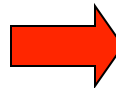
Due sole costanti, da misurare, la carica elementare α e l'angolo di Weinberg

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

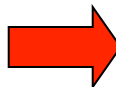
Unificazione delle cariche elettrica e debole + valore della costante di Fermi

 $M_W = \left(\frac{g^2 \sqrt{2}}{8G_F} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}} \frac{1}{\sin\theta_W} = \frac{37.3}{\sin\theta_W} \text{ GeV}$

Teoria elettro-debole

 $M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W}$

Esperimenti con neutrini ed altri

 $\sin^2\theta_W \approx 0.232$

$M_W \approx 80 \text{ GeV}$	$M_Z \approx 90 \text{ GeV}$
------------------------------	------------------------------

a meno di piccole "correzioni radiative"

$$c_Z \equiv I_{Wz} - Q \sin^2 \theta_W$$

	I_W	I_{Wz}	Q	c_Z	Y_W
ν_{lL}	1/2	+1/2	0	1/2	-1
l_L^-	1/2	-1/2	-1	$-1/2+s^2$	-1
l_R^-	0	0	-1	s^2	-2
u_L	1/2	1/2	2/3	$1/2-(2/3)s^2$	1/3
d'_L	1/2	-1/2	-1/3	$-1/2+(1/3)s^2$	1/3
u_R	0	0	2/3	$-(2/3)s^2$	4/3
d_R	0	0	-1/3	$(1/3)s^2$	-2/3

	I_W	I_{Wz}	c_Z	Q	Y_W
$\neq \nu_{lR}$	1/2	-1/2	-1/2	0	1
l_R^+	1/2	+1/2	$1/2-s^2$	1	1
l_L^+	0	0	$-s^2$	1	2
$\neq u_R$	1/2	-1/2	$-1/2+(2/3)s^2$	-2/3	-1/3
$\neq d'_R$	1/2	+1/2	$1/2-(1/3)s^2$	1/3	-1/3
$\neq u_L$	0	0	$(2/3)s^2$	-2/3	-4/3
$\neq d_L$	0	0	$-(1/3)s^2$	1/3	2/3

Processi descritti dalla teoria

Processi di corrente carica; a basse energie la teoria coincide con quella di Fermi

verificato sperimentalmente

Processi di corrente neutra; nei quali l'unificazione EW appare direttamente

verificato sperimentalmente

Interazione a tre bosoni (γ , W , Z , H)

verificato sperimentalmente

Generazione delle masse dei bosoni da parte dell'higgs

controllato sperimentalmente \Rightarrow LHC

Generazione delle masse dei fermioni da parte dell'higgs

non ancora controllato sperimentalmente

presumibilmente meccanismo diverso per masse dei neutrini

Se la teoria è corretta, tutte le costanti d'interazione sono espresse in funzione di un solo parametro libero, $\sin^2\theta_W$. Per verificare la teoria bisogna misurare quantità fisiche (sezioni d'urto, velocità di decadimento, ecc.) e confrontare il valore misurato con quello calcolato nella teoria. Il calcolo si basa su uno "sviluppo perturbativo" nel quale ci si ferma ad un certo ordine. L'ordine più basso = livello albero, ordini successivi = correzioni radiative".

Correnti neutre e misure dell'angolo di Weinberg

L'unificazione delle interazioni elettromagnetica e debole appare soprattutto nei processi di corrente debole neutra, NC. In questi processi possiamo misurare le “cariche deboli” che nella teoria unificata sono espresse in termini di un solo parametro, $\sin^2\theta_W$.

Il suo valore deve risultare il medesimo in tutti i casi a livello albero. Per confrontare misure di precisione bisogna tener conto anche dei grafici di ordine superiore, cioè delle “correzioni radiative”; queste sono piccole e calcolate

Questo è stato verificato in un vastissimo intervallo di energie e per diversi tipi di accoppiamento

- Non conservazione della parità negli atomi (scala = eV)
- Diffusione di elettroni polarizzati su deuterio (GeV)
- Asimmetrie $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (da 10 GeV a 200 GeV)
- Diffusione profondamente anelastica di ν_μ su nuclei (scala = parecchi GeV)
- Diffusione ν_μ su elettrone (scala = MeV)
 - Discuteremo solo questo caso

Definizione $\sin^2 \vartheta_w$

- Interazione elettromagnetica $\rightarrow \gamma$
- Interazione debole CC $\rightarrow W^\pm$
- Interazione debole NC $\rightarrow Z^0$

La corrente neutra debole J_μ^{NC} è combinazione di J_μ^3 e J_μ^{em} :

$$J_\mu^{NC} = J_\mu^3 - \sin^2 \vartheta_w J_\mu^{em}$$

- $\sin^2 \vartheta_w$ è uno dei tre parametri fondamentali della teoria elettrodebole: connette le masse dei bosoni W, Z^0 e inoltre mette in relazione m_W con α e G_F :

$$m_W = m_{Z^0} \cos \vartheta_w \quad m_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \vartheta_w}$$

\rightarrow E' interessante misurare $\sin^2 \vartheta_w$ in diversi processi

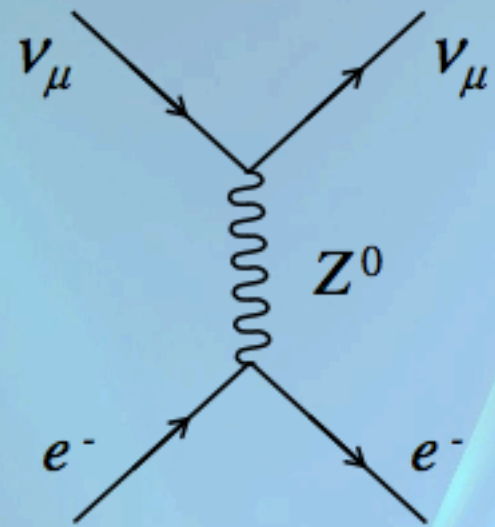
Scattering $\nu_\mu e^-$

- Interazione leptonica puramente debole di tipo NC
- Particelle puntiformi libere \rightarrow è possibile calcolare le sezioni d'urto $\sigma(\nu_\mu e)$ e $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)$:

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e) = G_F s f(\sin^2 \vartheta_w)$$

- **Il rapporto delle sezioni d'urto**, a meno di correzioni radiative (m_t, m_H), è funzione di $\sin^2 \vartheta_w$:

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu e)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e)} = \frac{3 - 12 \sin^2 \vartheta_w + 16 \sin^4 \vartheta_w}{1 - 4 \sin^2 \vartheta_w + 16 \sin^4 \vartheta_w}$$



NC/CC ...

Dalla tabella delle NC si ricava, integrando su y da 0 a 1 e quindi su $t(=E_{in}-E_{out})$ da 0 a $E_{v/anti-v}=E_{in}$ (termine che è uguale per NC e CC e che quindi nel rapporto si cancella):

$$R^v = \frac{\sigma(\text{NC})}{\sigma(\text{CC})} \Big|_v = \frac{\int_0^{E_{in}} t_{\text{CC}} dt_{\text{CC}}}{\int_0^{E_{in}} t_{\text{NC}} dt_{\text{NC}}} \int_0^1 dy ((u_L^2 + d_L^2 + (1-y)^2 (u_D^2 + d_D^2))) = \frac{1}{2} - \text{sen}^2(\theta_w) + \frac{20}{27} \text{sen}^4(\theta_w)$$
$$R^{\bar{v}} = \frac{\sigma(\text{NC})}{\sigma(\text{CC})} \Big|_{\bar{v}} = \frac{\int_0^{E_{in}} t_{\text{CC}} dt_{\text{CC}}}{\int_0^{E_{in}} t_{\text{NC}} dt_{\text{NC}}} \int_0^1 dy ((u_D^2 + d_D^2 + (1-y)^2 (u_L^2 + d_L^2))) = \frac{1}{2} - \text{sen}^2(\theta_w) + \frac{20}{9} \text{sen}^4(\theta_w)$$

... risultato di CHARM

Il parametro libero $\text{sen}^2(\theta_w)$ si può determinare dalla relazione ricavata per R^v .

Il valore ottenuto per $\text{sen}^2(\theta_w)$ è dunque il seguente:

$$\text{sen}^2(\theta_w) = 0.2356,$$

$$\text{err}(\text{sen}^2(\theta_w)) = 0.0050.$$

... risultato di CERN-DHS

Il parametro libero $\sin^2(\theta_w)$ si può determinare dalla relazione ricavata per R^ν .

Il valore ottenuto per $\sin^2(\theta_w)$ è il seguente:

$$\sin^2(\theta_w)=0.225,$$

$$\text{err}(\sin^2(\theta_w))=0.005.$$

Diffusioni ν_μ e. CHARM2

Le diffusioni di neutrini e antineutrini da elettroni sono processi puramente leptonici

Il calcolo delle sezioni d'urto è quindi privo di incertezze teoriche (presenti nella diffusione da nuclei), ma le sezioni d'urto sono molto piccole e quindi la loro misura è ardua

Determiniamo l'angolo di Weinberg misurando il rapporto delle sezioni d'urto

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^- \quad \text{e} \quad \bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$$

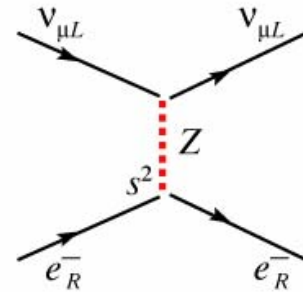
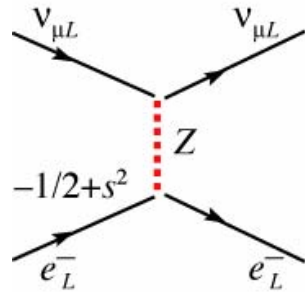
La cinematica è tale che la diffusione avviene ad angoli piccoli, quindi i momenti trasferiti sono $\ll m_Z$ anche se i neutrini hanno energie delle decine di GeV

$$\sigma \propto s \propto G_F^2 m_e E_\nu$$

$$\frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow X)} \approx 10^{-4}$$

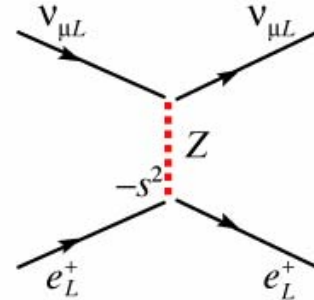
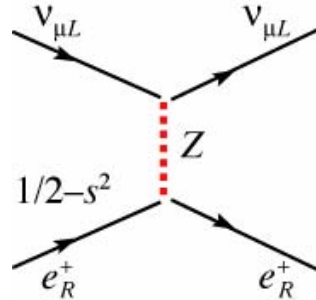
Calcolo del rapporto delle sezioni d'urto (1/2)

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-)$$

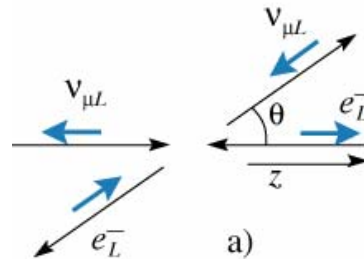


Sono distinguibili misurando le elicità
 \Rightarrow si sommano i quadrati

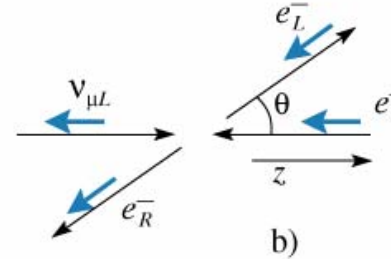
$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-) = \sigma(\nu_\mu e^+ \rightarrow \nu_\mu e^+)$$



$L+L \rightarrow L+L$



$J=0, J_z=0$

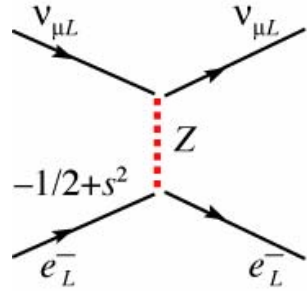


$L+R \rightarrow L+R$

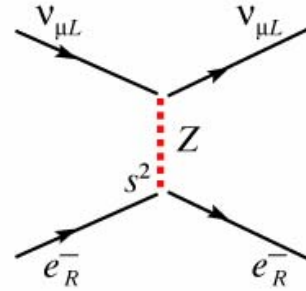
$J=1, J_z=-1$, uno su tre

Calcolo del rapporto delle sezioni d'urto (2/2)

$L+L \rightarrow L+L$

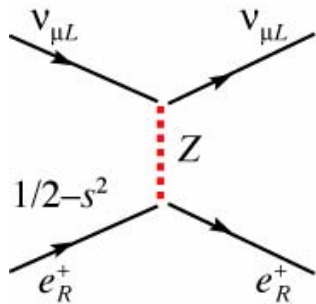


$L+R \rightarrow L+R \Rightarrow 1/3$

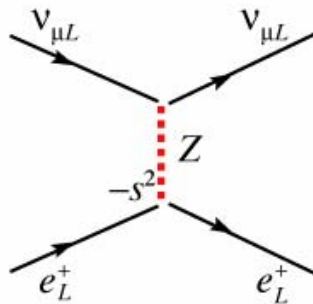


$$\sigma_{\nu_{\mu}e} = \frac{2G_F^2 m_e E_{\nu}}{\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W \right]$$

$L+L \rightarrow L+L \Rightarrow 1/3$



$L+R \rightarrow L+R$



$$\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e} = \frac{2G_F^2 m_e E_{\nu}}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \sin^4 \theta_W \right]$$

$$R = \frac{\sigma_{\nu_{\mu}e} / E_{\nu}}{\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e} / E_{\bar{\nu}}} = 3 \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W}$$

Misura del rapporto dei flussi

$$R = \frac{\sigma_{\nu_{\mu}e} / E_{\nu}}{\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e} / E_{\bar{\nu}}} = 3 \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W}$$

I fasci di neutrini e antineutrini non sono monocromatici. Hanno spettri di energia un po' diversi

Il rapporto misurato è

$$R_{\text{exp}} = \frac{N(\nu_{\mu}e)}{\int \Phi_{\nu}(E_{\nu}) E_{\nu} dE_{\nu}} \frac{\int \Phi_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}}}{N(\bar{\nu}_{\mu}e)}$$

Bisogna misurare a parte il rapporto dei flussi

$$F \equiv \frac{\int \Phi_{\bar{\nu}_{\mu}}(E_{\bar{\nu}}) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}}}{\int \Phi_{\nu_{\mu}}(E_{\nu}) E_{\nu} dE_{\nu}}$$

Misurati i ratei di diversi processi di sezione d'urto nota

Quattro metodi indipendenti, per controllo

Determinato F a $\pm 2\%$

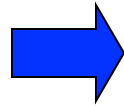
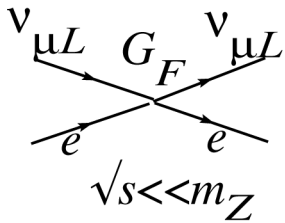
Obiettivo dell'esperimento $\Rightarrow \Delta \sin^2 \theta_W = \pm 0.005$

Diffusioni ν_μ e. CHARM2

Le diffusioni di neutrini e antineutrini da elettroni sono processi puramente leptonici

Il calcolo delle sezioni d'urto è quindi privo di incertezze teoriche (presenti nella diffusione da nuclei), ma le sezioni d'urto sono molto piccole e quindi la loro misura è ardua

$$\frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow X)} \approx 10^{-4}$$



$$\sigma_{\nu_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W \right]$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \sin^4 \theta_W \right]$$

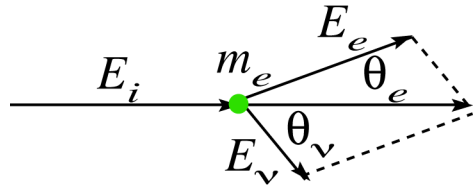
Strategia sperimentale

misurare sezioni d'urto di neutrini e antineutrini e prendere rapporto

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e} / E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} / E_{\bar{\nu}}} = 3 \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W}$$

Urto elastico neutrino-elettrone

Il segnale cercato è molto raro, la sua firma è solo la presenza di un elettrone. Come distinguere dai fondi? **sfruttare la cinematica**



Le energie in gioco sono alte: quantità \approx energie

$$E_i + m_e = E_e + E_\nu$$

$$0 = E_\nu \sin \theta_\nu + E_e \sin \theta_e$$

$$E_i = E_\nu \cos \theta_\nu + E_e \cos \theta_e$$



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

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

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

$$1 - \cos \theta_e \leq \frac{m_e}{E_e}$$

m_e/E_e è piccolissimo, quindi il coseno è molto vicino a 1

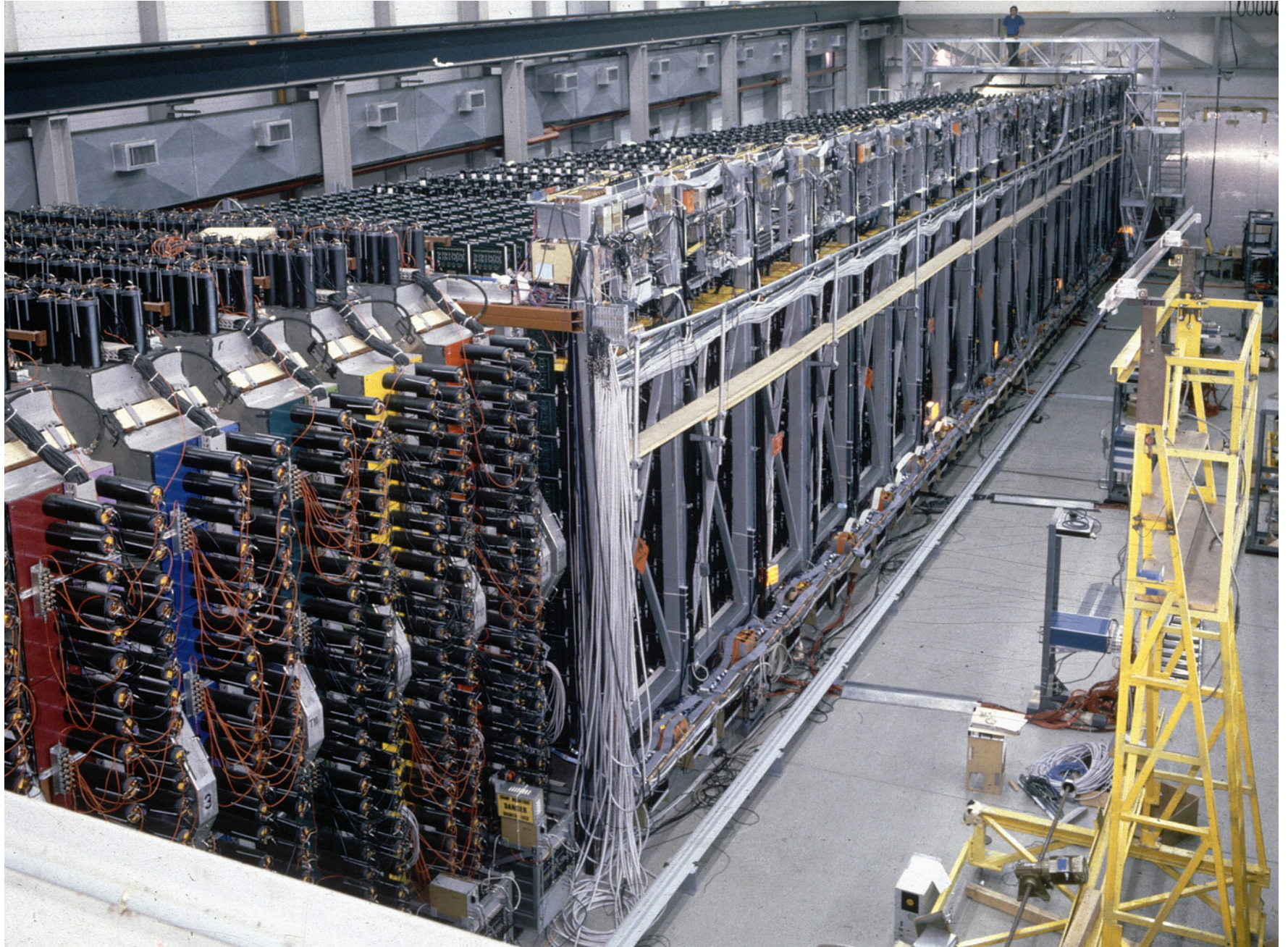
$$1 - \cos \theta_e \approx \frac{\theta_e^2}{2}$$



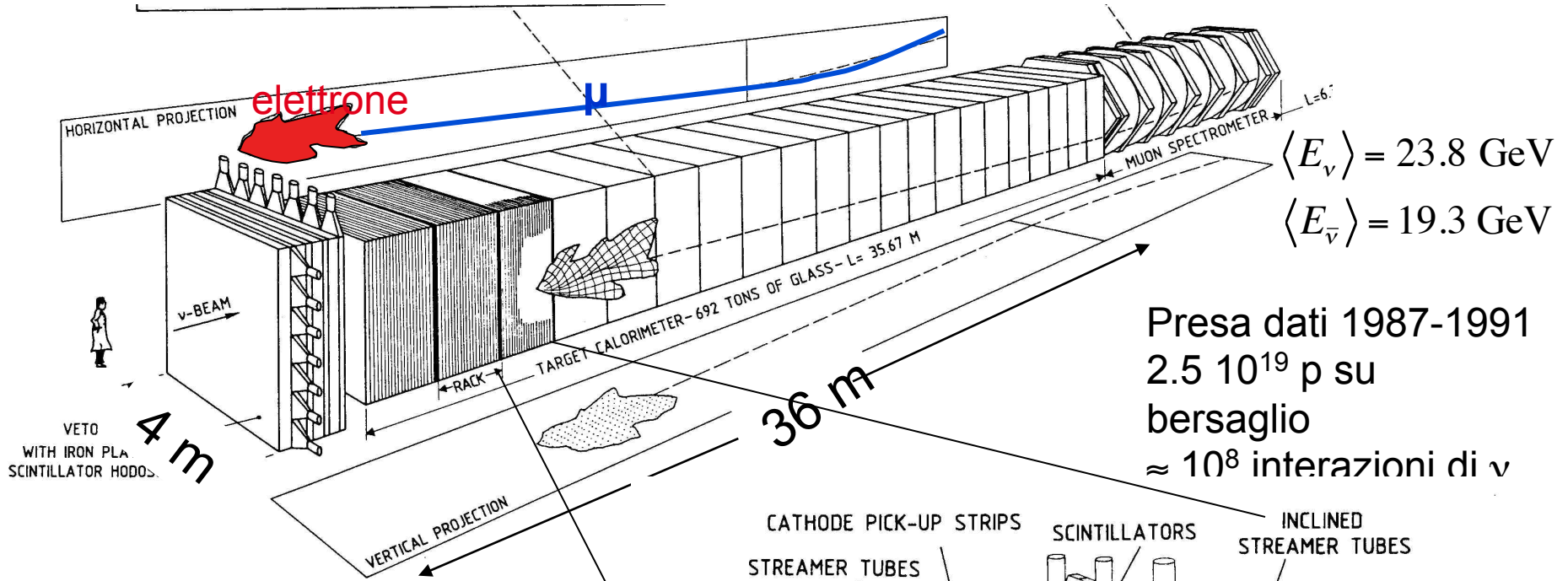
$$E_e \theta_e^2 \leq 2m_e$$

La variabile cinematica fondamentale per distinguere il segnale dal fondo è il prodotto dell'energia dell'elettrone per il quadrato dell'angolo di diffusione. Bisogna misurare bene entrambe, soprattutto l'angolo (al quadrato)

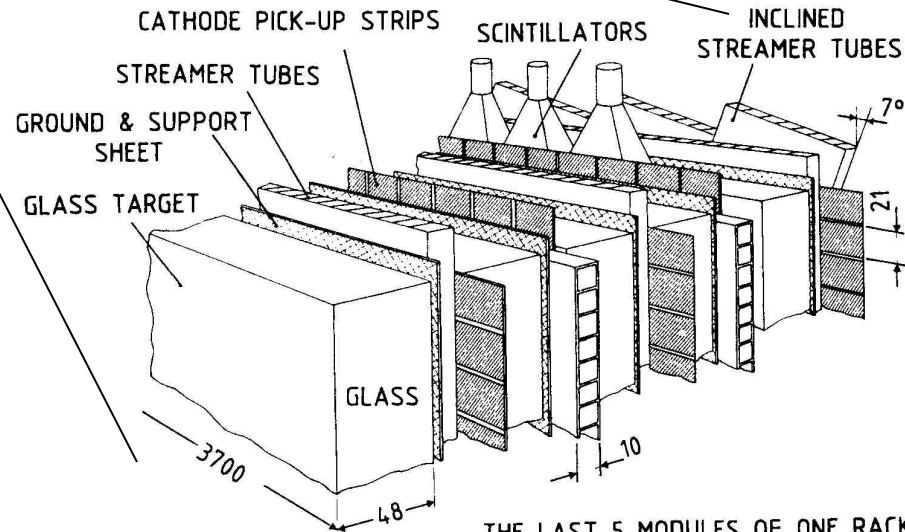
CHARM2. L'apparato



CHARM2. L'apparato



Preso dati 1987-1991
 $2.5 \cdot 10^{19}$ p su bersaglio
 $\approx 10^8$ interazioni di ν



THE LAST 5 MODULES OF ONE RACK CALORIMETER MODULES

1. Grande massa: 692t

2. Buona risoluzione angolare

Assorbitore di basso Z (vetro)

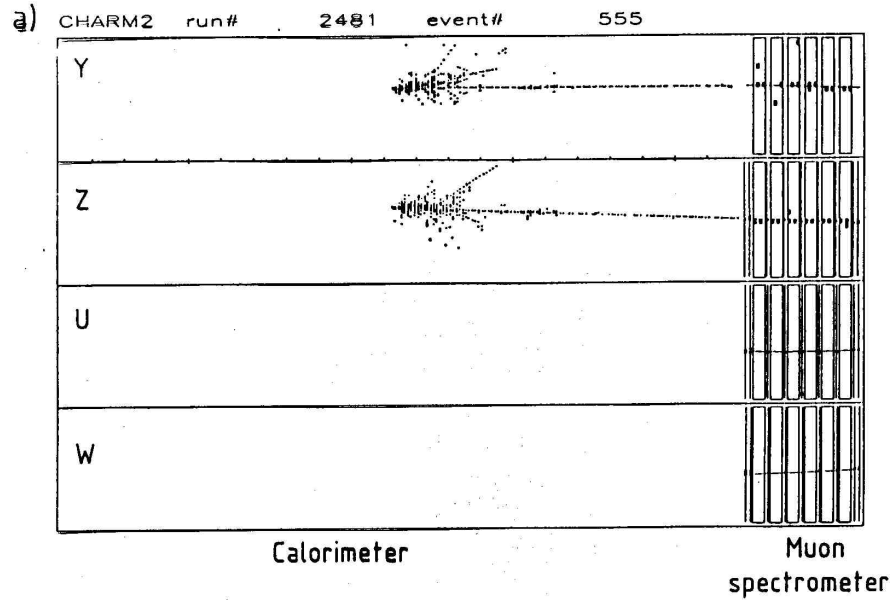
$$\sigma(\theta)/\theta \propto Z/\sqrt{E}$$

3. Granularità per definizione del vertice (distinzione e da π^0)

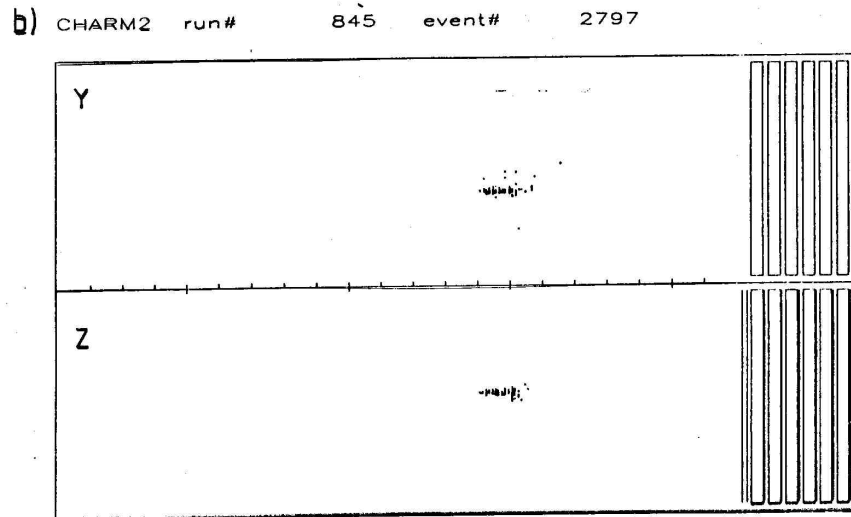
Elementi traccianti a grana fine

Tubi di Iarocci con celle di 1cm

CHARM2 un mu e un e



C.C.

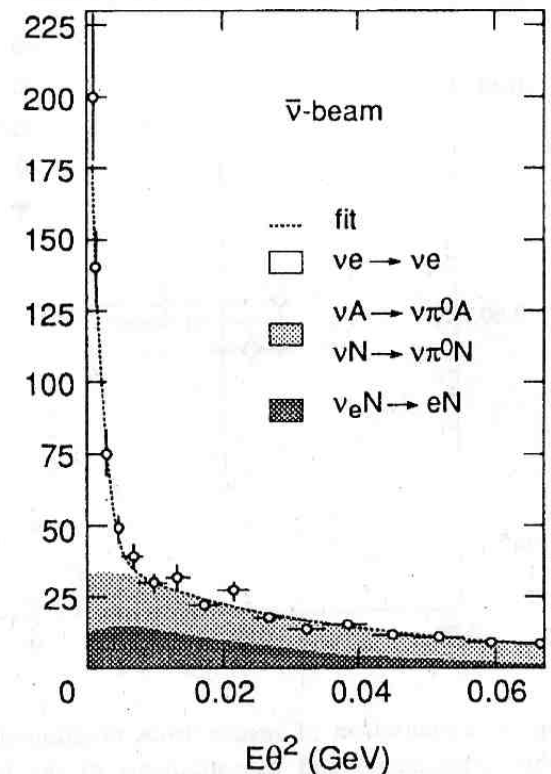
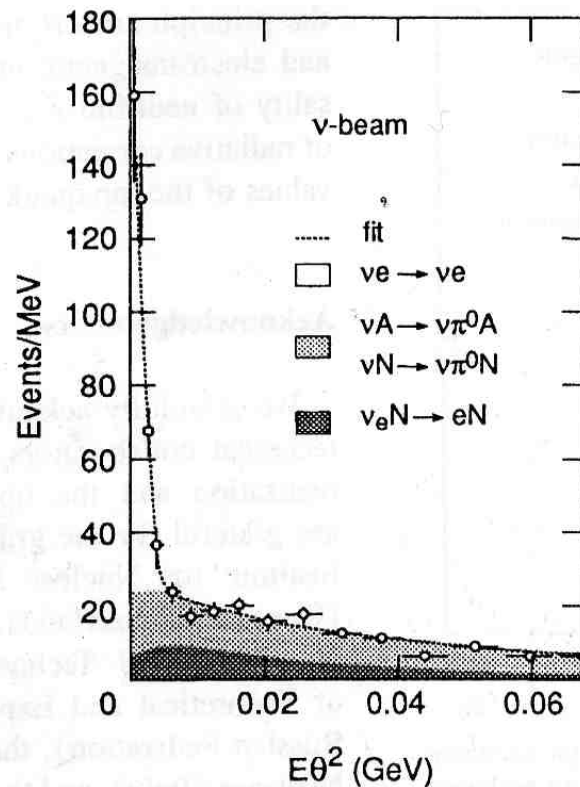


Candid.
 ν_e

Fig. 11

CHARM2

Il fondo principale è dovuto a quelle interazioni di “corrente neutra”, cioè senza μ nello stato finale, che danno π^0 . I γ dal decadimento del π^0 danno sciame come l’elettrone. Per distinguere si può usare il deposito di energia nello scintillatore. Infatti $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 4e$ e lo scintillatore è attraversato da 4 particelle al minimo di ionizzazione invece che da una. Però bisogna che non sia ancora iniziato lo sciame. Selezionare gli eventi nelle lastre di vetro subito a monte di uno stato di scintillatori. A prezzo di ridurre la statistica si migliora il rapporto segnale/fondo e si può verificare se il fondo è compreso



Risultato finale (1994)

$$\sin^2_{\nu e} \theta_W = 0.2324 \pm 0.0058(\text{stat.}) \pm 0.0059(\text{sist})$$

Masse W e Z. Larghezze leptoniche W

Le masse (approssimativamente)

$$M_W = \left(\frac{g^2 \sqrt{2}}{8G_F} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}} \frac{1}{\sin\theta_W} = \frac{37.3}{\sin\theta_W} \text{ GeV} \qquad \frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W$$

Da valore misurato di θ_W $M_W \simeq 80 \text{ GeV}$ $M_Z \simeq 91 \text{ GeV}$

W. Larghezze leptoniche (uguali per universalità). Per calcolo serve teoria

$$\Gamma_{ev} = \Gamma_{\mu\nu} = \Gamma_{\tau\nu} = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{M_W}{24\pi} = \frac{1}{2} \frac{G_F M_W^3}{3\sqrt{2}\pi} \simeq 225 \text{ MeV}$$

NB. In generale le larghezze dei BI sono proporzionali al cubo della massa

W. Larghezze adroniche

$$m_t > m_W \Rightarrow \Gamma_{td} = \Gamma_{ts} = \Gamma_{tb} = 0$$

Per calcolare le larghezze in $\neq qq$ bisogna tener conto di

• un fattore 3 perché ci sono 3 colori

• la matrice di mescolamento $|V_{ub}| \ll 1 \Rightarrow \Gamma_{ub} \approx 0$ $|V_{cb}| \ll 1 \Rightarrow \Gamma_{cb} \approx 0$

Due tipi di decadimento

• nella stessa famiglia

• in diverse famiglie (piccola larghezza)

Tutti gli elementi non diagonali sono piccoli, quindi W decade poco in quark di diverse famiglie

$$\Gamma_{us} \equiv \Gamma(W \rightarrow \bar{u}s) = 3 \times |V_{us}|^2 \Gamma_{ev} = 3 \times 0.224^2 \times \Gamma_{ev} \approx 35 \text{ MeV}$$

Tre colori

$$\Gamma_{cd} \equiv \Gamma(W \rightarrow \bar{c}d) = 3 \times |V_{cd}|^2 \Gamma_{ev} = 3 \times 0.22^2 \times \Gamma_{ev} \approx 33 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{ud} \equiv \Gamma(W \rightarrow \bar{u}d) = 3 \times |V_{ud}|^2 \Gamma_{ev} = 3 \times 0.974^2 \times \Gamma_{ev} = 2.84 \times \Gamma_{ev} \approx 640 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{cs} \equiv \Gamma(W \rightarrow \bar{c}s) = 3 \times |V_{cs}|^2 \Gamma_{ev} = 3 \times 0.99^2 \times \Gamma_{ev} \approx 660 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_W \approx 2.04 \text{ GeV}$$

Z. Larghezze leptoniche

$$g_Z \equiv \frac{g}{\cos \theta_W} \left(I_3^W - Q \sin^2 \theta_W \right) = \frac{g}{\cos \theta_W} c_Z$$

$$\Gamma_{lv} \equiv \Gamma(W \rightarrow l\nu_l) = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{M_W}{24\pi}$$

$$\Gamma_{\nu_l\bar{\nu}_l} \equiv \Gamma(Z \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l) = \left(\frac{g}{\cos \theta_W} \right)^2 \frac{M_Z}{24\pi} \left(\frac{1}{2} \right)^2 = \frac{G_F M_W^2 M_Z}{\cos^2 \theta_W 3\sqrt{2}\pi} \left(\frac{1}{2} \right)^2$$

$$\Gamma_{\nu_l\bar{\nu}_l} = \frac{G_F M_Z^3}{3\sqrt{2}\pi} \left(\frac{1}{2} \right)^2 \approx 660 \times \frac{1}{4} \text{ MeV} = 165 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{inv} = 3\Gamma_{\nu_l\bar{\nu}_l} \equiv \Gamma(Z \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l) \approx 495 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = \Gamma_{\tau\tau} = \frac{G_F M_Z^3}{3\sqrt{2}\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + s^2 \right)^2 + s^4 \right] \approx 660 \times 0.125 \approx 83 \text{ MeV}$$

	c_Z
ν_{lL}	1/2
l_L^-	$-1/2 + s^2$
l_R^-	s^2
u_L	$1/2 - (2/3) s^2$
d'_L	$-1/2 + (1/3) s^2$
u_R	$-(2/3) s^2$
d_R	$(1/3) s^2$

$$s^2 = \sin^2 \theta_W = 0.232$$

Z. Larghezze adroniche e totale

$$g_Z \equiv \frac{g}{\cos \theta_W} (I_3^W - Q \sin^2 \theta_W) = \frac{g}{\cos \theta_W} c_Z$$

$$s^2 = \sin^2 \theta_W = 0.232$$

$$\Gamma_{uu} = \Gamma_{cc} = 3 \frac{G_F M_Z^3}{3\sqrt{2}\pi} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} s^2 \right)^2 + \left(-\frac{2}{3} s^2 \right)^2 \right] \approx 660 \times 0.42 \approx 280 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{dd} = \Gamma_{ss} = \Gamma_{bb} = 3 \frac{G_F M_Z^3}{3\sqrt{2}\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} s^2 \right)^2 + \left(\frac{1}{3} s^2 \right)^2 \right] \approx 660 \times 0.555 \approx 370 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{adronica} = 2\Gamma_{uu} + 3\Gamma_{dd} \approx 1.67 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = \Gamma_{inv} + 3\Gamma_{ee} + \Gamma_{adronica} \approx 2.42 \text{ GeV}$$

	c_Z
ν_{lL}	$1/2$
l_L^-	$-1/2 + s^2$
l_R^-	s^2
u_L	$1/2 - (2/3) s^2$
d'_L	$-1/2 + (1/3) s^2$
u_R	$-(2/3) s^2$
d_R	$(1/3) s^2$

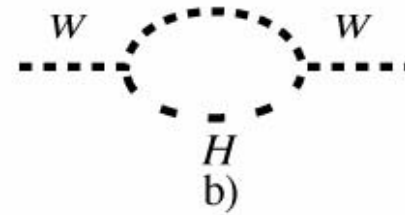
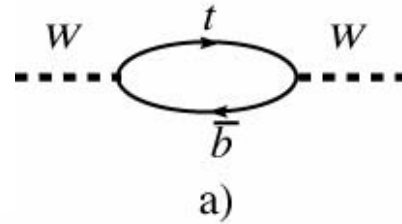
Trionfo del Modello Standard

1987-1988 le analisi complete di tutti i dati disponibili allora concludono che il MS è in perfetto accordo con i dati

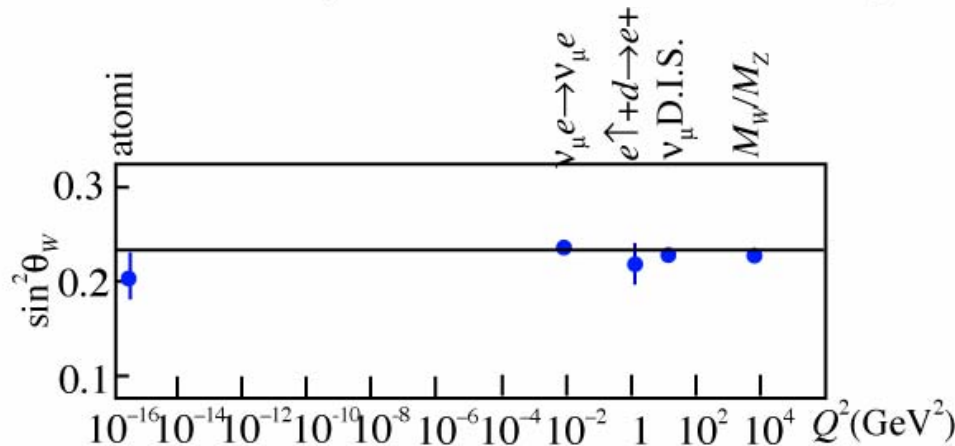
L'angolo di Weinberg deve aver lo stesso valore in ogni caso, ma nel confronto bisogna introdurre in ciascun caso delle correzioni radiative, previste dalla teoria (vedi capitolo 9).

Le principali sono:

$$\propto (m_t^2 - m_b^2) \approx m_t^2$$



$$\propto \ln M_H$$

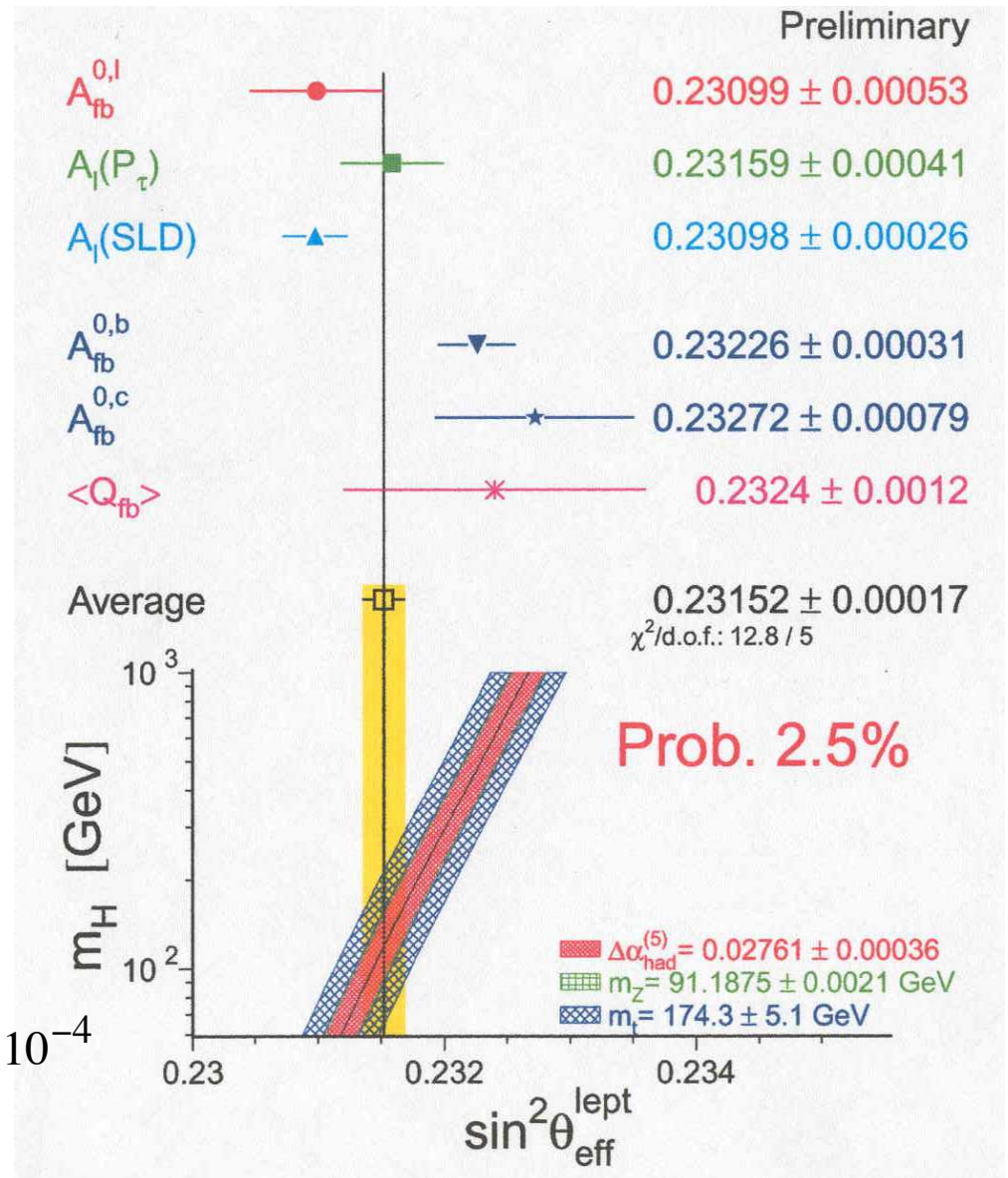


L'accordo si perde se $m_t > 180-200$ GeV

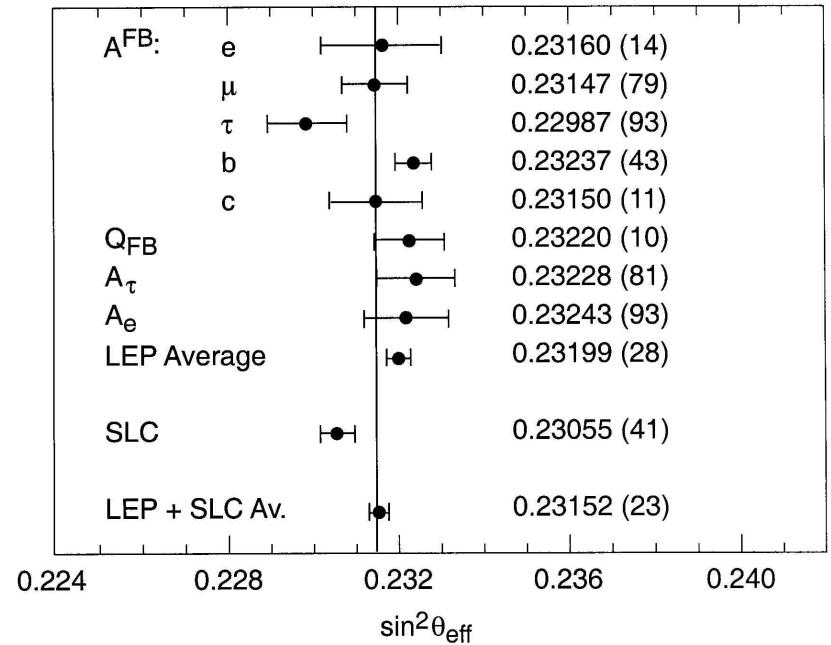
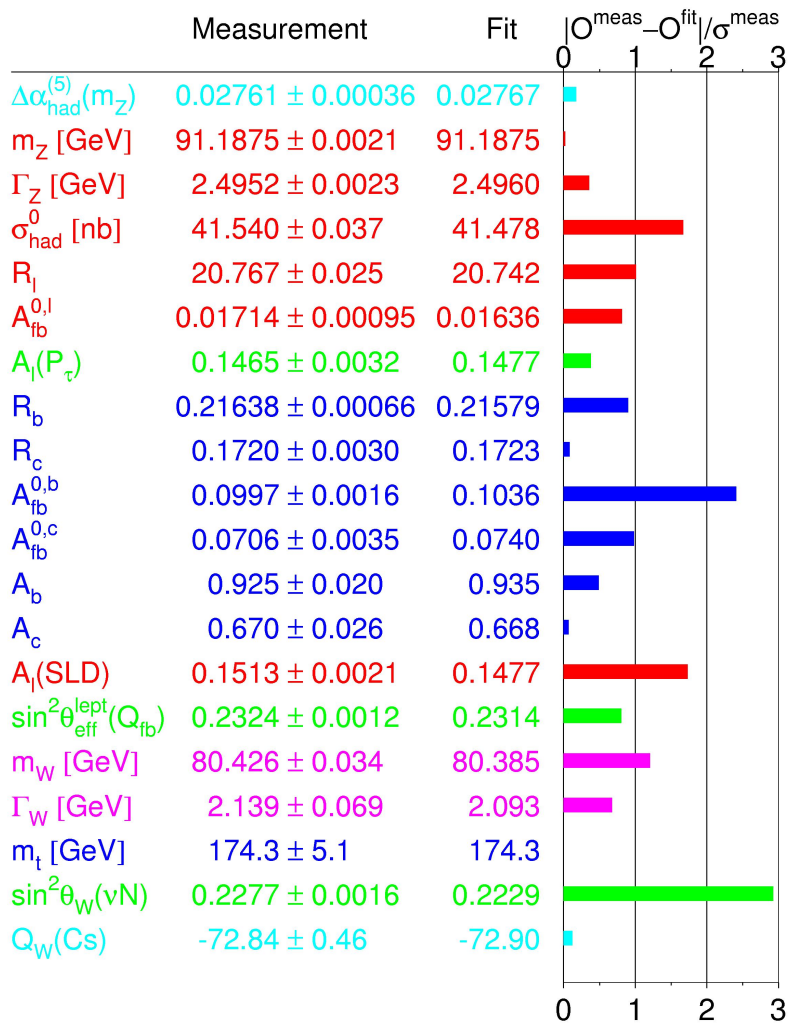
Da misure precise di LEP di m_W e $m_Z \Rightarrow m_t = 166 \pm 27$ GeV

$$\sin^2 \theta_W^{eff,l} \equiv \frac{1}{4} \left(1 - \frac{g_V^l}{g_A^l} \right)$$

$$\sin^2 \theta_W^{eff,l} = 0.23152 \pm 0.00017$$



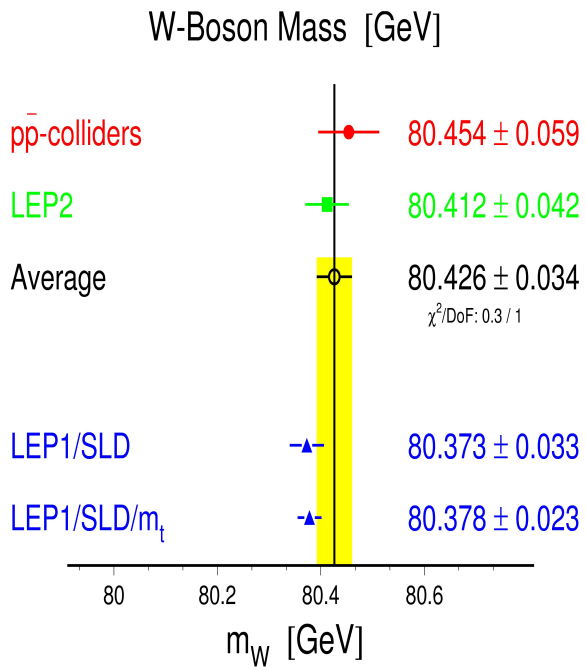
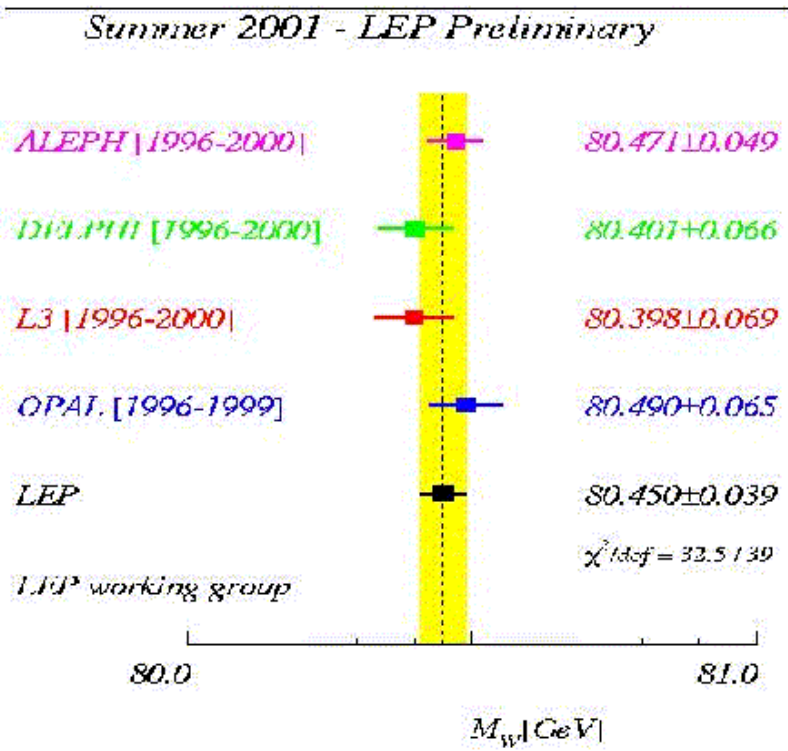
Summer 2003



$$\left(\frac{\Delta \sin^2 \theta_{eff}}{\sin^2 \theta_{eff}} \right)_{LEP+SLC} = 10^{-3}$$

La precisione sulle misure di M_W e Γ_W aumentò sia per LEP II, sia per i due esperimenti al Tevatron (CDF e D0)

Le misure sono sensibili alle correzioni radiative e, eventualmente, a nuova fisica



$M_W = 80450 \pm 39 \text{ MeV}$
 $\Delta M_W / M_W \approx 4.8 \cdot 10^{-4}$

$$\sin^2 \theta_W \equiv \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \frac{1}{M_W^2} \frac{1}{1-\Delta r} = \frac{(37.2802 \text{ GeV})^2}{M_W^2(1-\Delta r)}$$

$$\Delta r = \left[1 - \frac{\alpha(M_Z)}{\alpha} \right] - \frac{3G_F}{8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2 \theta_W} m_t^2 + O\left(\log \frac{M_H}{M_W}\right) \approx$$

$$\approx 0.00664(2) - \frac{3G_F}{8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2 \theta_W} m_t^2$$

Previsione su m_t nel 1993

$M_t^{EW} = 166 \pm 18 \pm 20 \text{ GeV}$ (per $60 < M_H < 700 \text{ GeV}$)

Nel 1994 CDF scoprì il top al Fermilab

$M_t = 174 \pm 10^{+13}_{-23} \text{ GeV}$

Nel 2001

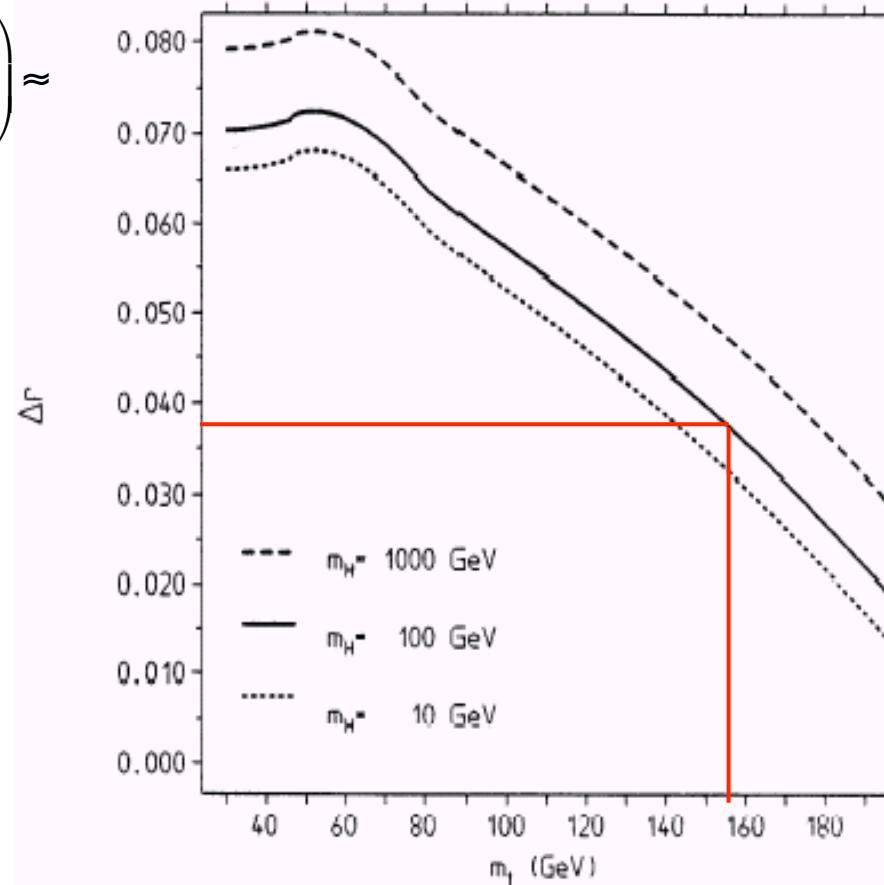
Calcolato $M_t^{EW} = 180.5 \pm 10.0 \text{ GeV}$

Osservato $M_t = 174.3 \pm 5.2 \text{ GeV}$

Misura M_W e $\sin^2 \theta_W$

$M_W = 80.385 \pm 0.030 \text{ GeV}$ LEP 2000

calcola Δr in funzione di M_t (e M_H)



Bibliografia

- Il contenuto di questo capitolo e' tratto quasi tutto dal capitolo 9 di:
A. Bettini: Introduction to Elementary particle physics
- Vedi anche:
Burcham and Jobes: Nuclear and Particle Physics
cap 13 pag 473 - 537