

Verifica del Modello Standard

- Scoperta delle correnti deboli neutre in camera a bolle.
- Asimmetrie avanti-indietro nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.
- Produzione dello Z e del W al collider SPPS.
- Il collider e^+e^- LEP.
- Misura della massa e delle larghezze parziali e totale dello Z.
- Misura del numero di famiglie di neutrini leggeri.
- Produzione di coppie di W al LEP.
- Verifica dell'esistenza del vertice triplo di bosoni di gauge.

Correnti neutre

- Il Modello Standard prevede l'esistenza di correnti deboli neutre (scambio dello Z) che hanno un'intensità dello stesso ordine di grandezza di quello delle correnti cariche.
- Ricordiamo che i processi di corrente neutra erano già stati cercati nell'ambito dei decadimenti dei K, ad esempio:



in questi due decadimenti si può pensare che la coppia di leptoni abbia origine dal decadimento di uno Z virtuale.

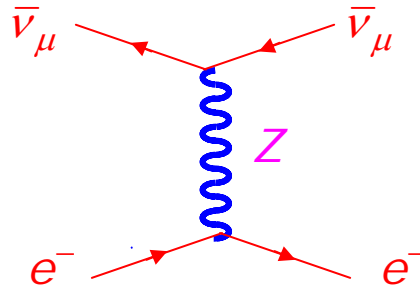
- Sperimentalmente si osserva che questi decadimenti sono altamente soppressi. A livello albero non si osservano correnti neutre con violazione di stranezza.
- La ricerca di correnti neutre fu quasi abbandonata, anche perché se risulta possibile lo scambio di uno Z, lo è altrettanto quello di un fotone e quest'ultimo maschera completamente il contributo dello Z, data la diversa intensità delle interazioni deboli e di quelle elettromagnetiche a basse energie.
- La ricerca delle correnti neutre riprese vigore dalla previsione del Modello Standard dell'esistenza dello Z e dal fatto che nel 1970 Veltmann e 't Hooft dimostrarono che la teoria era rinormalizzabile.
- Gli unici processi di corrente neutra in cui è possibile isolare lo scambio dello Z da quello del fotone riguardano l'interazione dei neutrini, nei quali il fotone non partecipa.
- La scoperta delle correnti neutre fu fatta al CERN nel 1973 da A. Lagarrigue e collaboratori utilizzando la camera a bolle Gargamelle riempita di freon (CF_3Br). La camera era esposta ad un fascio di neutrini e antineutrini derivanti dal decadimento in volo di pioni, quindi erano principalmente neutrini muonici.
- Lo scopo dell'esperimento era quello di trovare degli stati finali senza muoni. I muoni derivano da processi di corrente carica.
- L'esperimento dimostrò l'esistenza delle correnti deboli neutre, e quindi dello Z, e permise la prima misura dell'angolo di Weinberg: $\sin^2\theta_W$ tra 0.3 e 0.4.

Correnti neutre

- Primo evento di corrente neutra: Gargamelle (1973)



Questo processo può avvenire soltanto con lo scambio di uno Z nel canale t

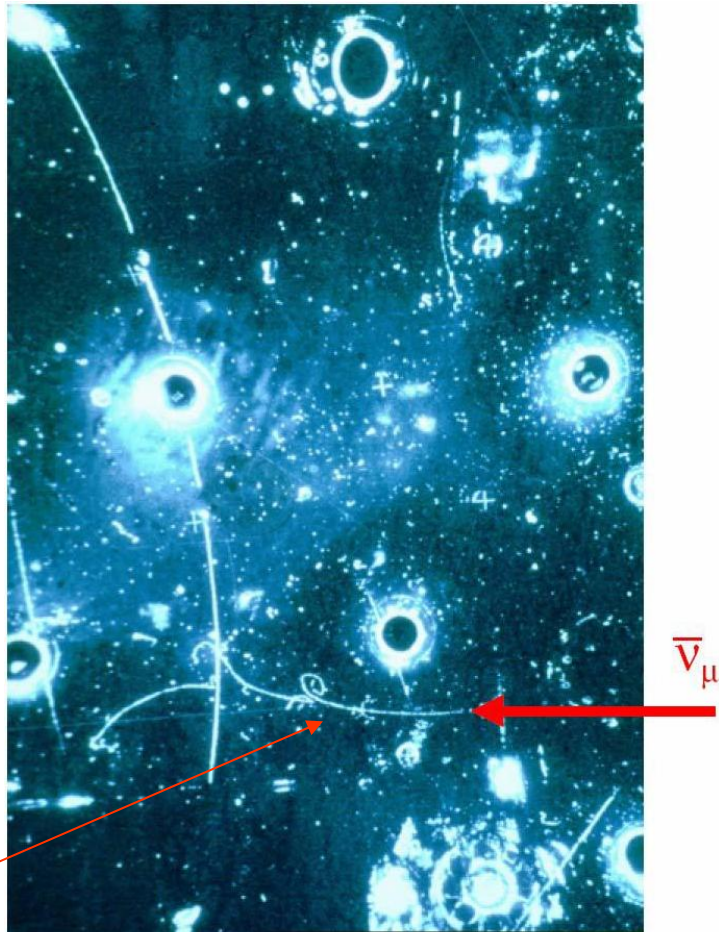


- Al CERN furono osservati 3 eventi di questo tipo su $1.4 \cdot 10^6$ beam pulse (cicli di accelerazione), con circa 10^9 antineutrini per ciclo. La presa dati durò circa due anni.

- La sezione d'urto del processo è molto piccola: $\frac{\sigma}{E_{\nu}} \approx 10^{-42} \text{ cm}^2 \cdot \text{GeV}^{-1}$

Si osserva un elettrone che parte dal “nulla” in mezzo alla camera a bolle

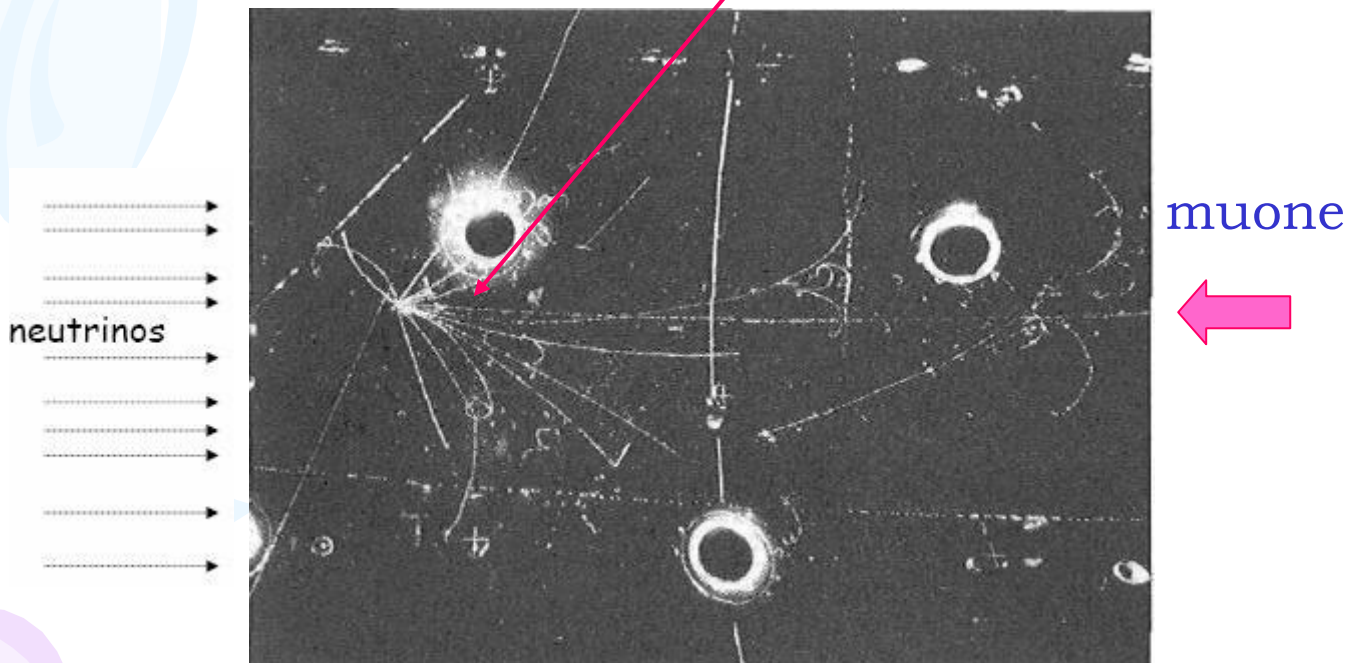
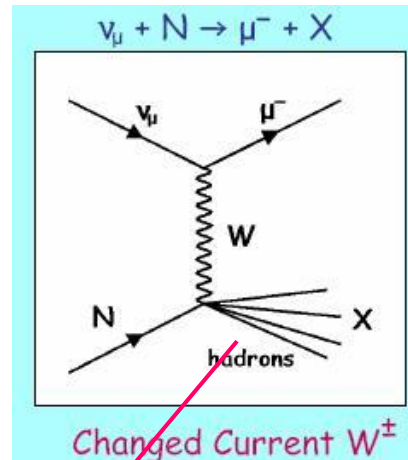
L'elettrone si riconosce dalla sua perdita di energia per bremsstrahlung (e con la susseguente produzione di coppie da parte del fotone).



elettrone

Correnti cariche "adroniche"

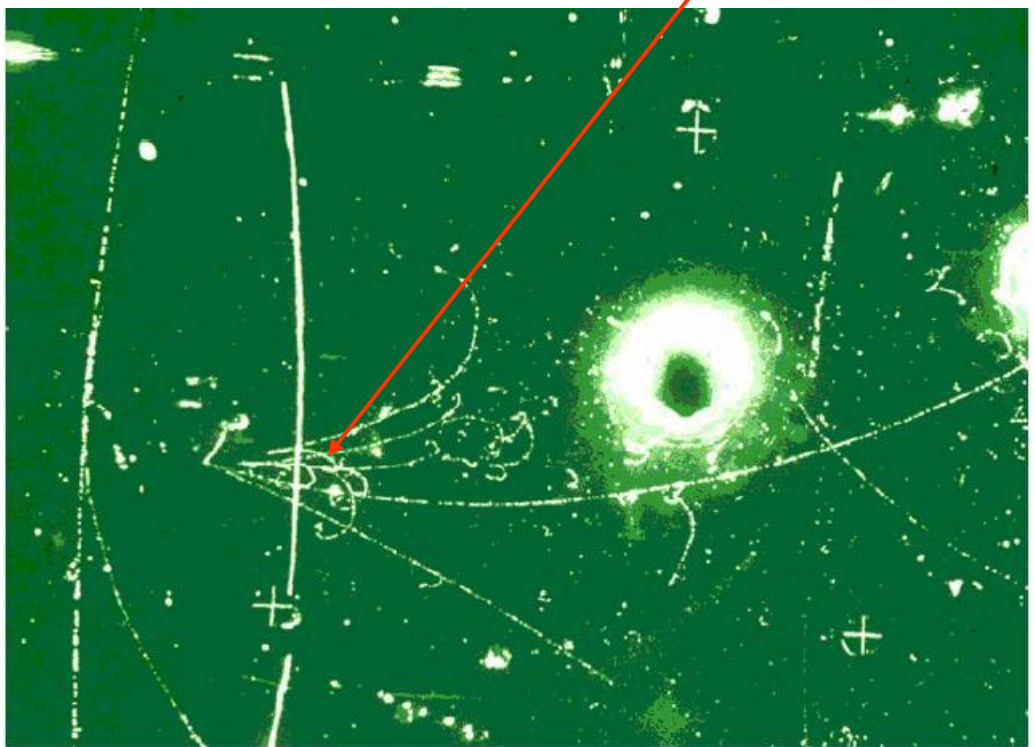
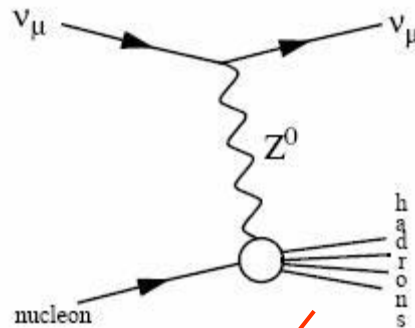
- Nelle correnti deboli cariche si ha lo scambio di un W. Queste sono identificate sperimentalmente dalla presenza di un muone nello stato finale.
- Il segno della carica del muone dipende se lo scattering è dovuto ad un neutrino oppure a un antineutrino.



- Nell'accoppiamento del W non compare ovviamente l'angolo di Weimberg, ma è importante misurare questi eventi insieme alle correnti neutre per eliminare molti effetti sistemati nella misura della sezione d'urto degli eventi con corrente neutra.

Correnti neutre "adroniche"

- Nello stesso esperimento furono anche osservate correnti neutre attraverso lo scattering del neutrino (o antineutrino) con un nucleone:



N.B. Non ci sono muoni nello stato finale

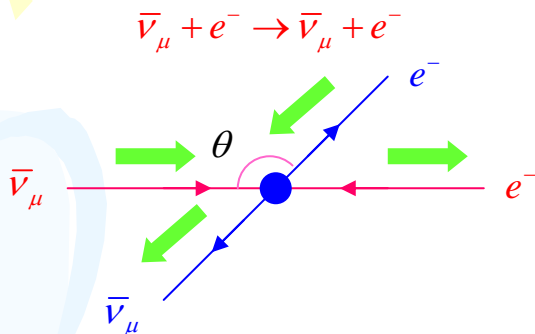
- Furono esaminati 83mila fotogrammi di eventi di interazioni di neutrini e 207mila fotogrammi di eventi di antineutrini (per avere grosso modo lo stesso errore statistico). Furono trovati:

Neutrini: 102 eventi corrente neutra e 428 eventi di corrente carica

Antineutrini: 64 eventi di corrente neutra e 148 eventi di cor. car.

Interazione di neutrini e antineutrini

- La sezione d'urto di neutrini e antineutrini sono diverse a causa della diversa elicità delle due particelle. Consideriamo ad esempio l'interazione di neutrini e antineutrini su elettroni o positroni. Supponiamo che i neutrini abbiano energia abbastanza elevata (ad esempio maggiore di 1 GeV) da poter trascurare la massa degli elettroni. In queste condizioni gli elettroni sono levogiri ed i positroni destrorgi.
- Consideriamo gli urti nel centro di massa del sistema, si possono avere le seguenti combinazioni:



Lo stato iniziale ha $J_z = 1$

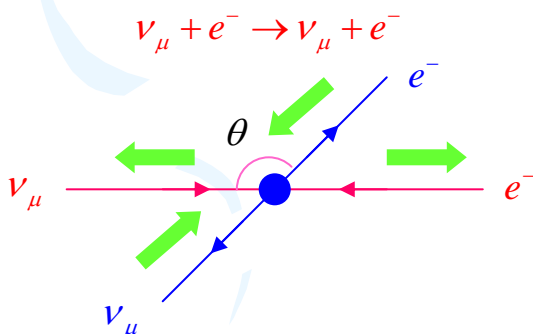
Quando $\theta=180$, $J_z=-1$, quindi questa configurazione non è possibile, quindi:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\nu}_\mu e^-) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu e^+) = \frac{G^2 s}{16\pi^2} (1 + \cos\theta)^2$$

$$\Rightarrow \sigma(\bar{\nu}_\mu e^-) = \sigma(\nu_\mu e^+) = \frac{G^2 s}{3\pi}$$

• Lo spin totale è 1, ma contribuisce alla sezione d'urto soltanto la proiezione $J_z=1$, quindi questo da un fattore 1/3 rispetto alla configurazione con lo spin totale uguale a zero.

• Lo stesso discorso è valido per la sezione d'urto neutrino su positrone



Lo stato iniziale ha $J_z = 0$

In questo caso la sezione d'urto differenziale è isotropa, quindi:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu e^-) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\nu}_\mu e^+) = \frac{G^2 s}{4\pi^2}$$

$$\Rightarrow \sigma(\nu_\mu e^-) = \sigma(\bar{\nu}_\mu e^+) = \frac{G^2 s}{\pi} \approx \frac{2G^2 mE}{\pi}$$

• Lo stesso discorso è valido per la sezione d'urto antineutrino su positrone

$$\Rightarrow \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu e^-)}{\sigma(\nu_\mu e^-)} = \frac{\sigma(\nu_\mu e^+)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e^+)} = \frac{1}{3}$$

Misura di $\sin^2 \theta_w$

- Dal confronto tra la sezione d'urto degli eventi con corrente carica e quelli con corrente neutra si può ricavare $\sin^2 \theta_w$
- Infatti ricordiamo che l'accoppiamento vettoriale dello Z con i fermioni dipende da $\sin^2 \theta_w$:

$$C_V^f = I_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_w \quad ; \quad C_A^f = I_3^f$$

- Sperimentalmente si misura il rapporto tra la sezione d'urto delle interazioni con corrente neutra e quella con corrente carica. In questo modo non occorre conoscere il flusso dei neutrini che è lo stesso in entrambi i casi.
- Se si ignorano gli effetti dello scattering dei neutrini (e antineutrini) sugli antiquark del mare presenti nei nucleoni (è una correzione dell'ordine del 10-20%), si hanno le seguenti predizioni:

$$R_\nu = \left(\frac{NC}{CC} \right)_\nu = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_w$$

$$R_{\bar{\nu}} = \left(\frac{NC}{CC} \right)_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_w$$

- I dati di Gargamelle, una volta tenuto conto degli eventi di fondo (dovuti ad esempio ai neutroni prodotti dalle interazioni dei neutrini con le pareti della camera a bolle e che davano poi eventi che simulavano la corrente neutra nella camera a bolle) davano come risultato:

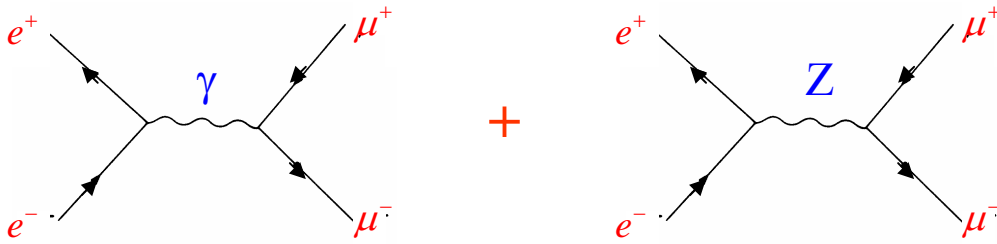
$$\sin^2 \theta_w = 0.3 \div 0.4$$

- Esperimenti successivi di scattering di neutrini e antineutrini muonici, basati su rivelatori "elettronici" e che preferiscono misurare lo scattering elastico su elettrone, in modo da eliminare le incertezze legate alla composizione del nucleone, danno come risultato: $\sin^2 \theta_w = 0.231 \pm 0.010$.

- Vedremo che a LEP si è raggiunta una precisione tale nella determinazione di $\sin^2 \theta_w$ da verificare le correzioni radiative di questo parametro.

Interferenza elettrodebole nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

- Il processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ viene descritto, all'ordine più basso, dai due seguenti diagrammi di Feynman:



- Per il calcolo della sezione d'urto occorre sommare le ampiezze dei due diagrammi:

$$\sigma \propto |A_\gamma + A_Z|^2 = |A_\gamma|^2 + |A_Z|^2 + 2\text{Re}(A_\gamma \cdot A_Z^*)$$

- Questo processo fu studiato in particolare al collider Petra del laboratorio Desy di Amburgo a cavallo degli anni 80.
- Ad esempio, per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s}=34$ GeV, il valore dei tre termini vale approssimativamente:

$$|A_\gamma|^2 \approx 0.1 \text{ nb} \quad ; \quad |A_Z|^2 \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ nb} \quad ; \quad 2\text{Re}(A_\gamma \cdot A_Z^*) \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ nb}$$

- Come si vede il termine di interferenza dà un contributo significativo; questo si manifesta sperimentalmente come una asimmetria nella sezione d'urto differenziale del processo, che è funzione dell'energia del centro di massa (si ricorda che le interazioni e.m. non violano la parità mentre quelle deboli la violano).

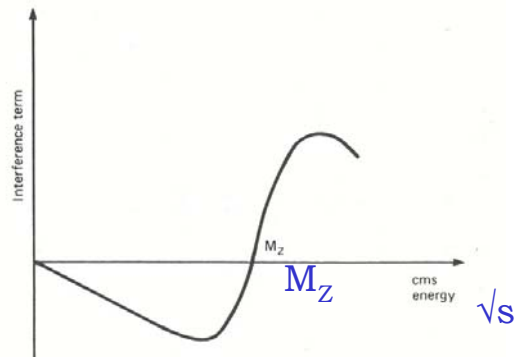
- Viene pertanto definita operativamente l'asimmetria avanti/indietro nel modo seguente:

$$A(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

Dove N_F e N_B sono il numero di eventi che presentano un muone positivo nell'emisfero in avanti e all'indietro (definito rispetto alla direzione di volo del positrone incidente)

Interferenza elettrodebole nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Il termine di interferenza, e quindi l'asimmetria, dipende da \sqrt{s} . Alla massa dello Z si annulla e poi cambia segno.

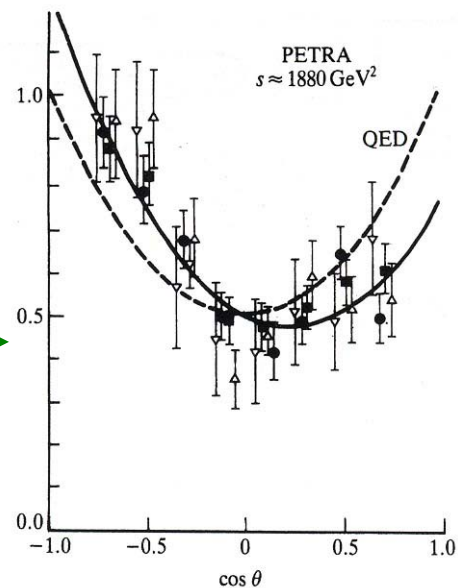


- Per energie del centro di massa tali che $\sqrt{s} \ll M_Z$ come quelle di Petra l'asimmetria avanti/indietro ha la seguente dipendenza dalle costanti di accoppiamento dello Z con i fermioni:

$$A(s) = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = -\frac{3s}{4\sqrt{2}\pi\alpha} C_A^e C_A^\mu$$

Distribuzione angolare della reazione $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ a $\sqrt{s} \approx 43$ GeV. Il best fit alla distribuzione angolare da l'asimmetria di:

$$A(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = -0.18 \pm 0.2$$



- L'asimmetria avanti/indietro dipende solo dall'accoppiamento assiale che non contiene l'angolo di Weimberg ($C_A = I_3$). Tuttavia dalla misura della sezione d'urto (totale e/o differenziale) confrontata con quella di QED (scambio solo del fotone) si può determinare l'angolo di Weimberg. Da questi dati si trova:

$$\sin^2 \theta_w = 0.210 \pm 0.019 \text{ (stat.)} \pm 0.013 \text{ (syst.)}$$

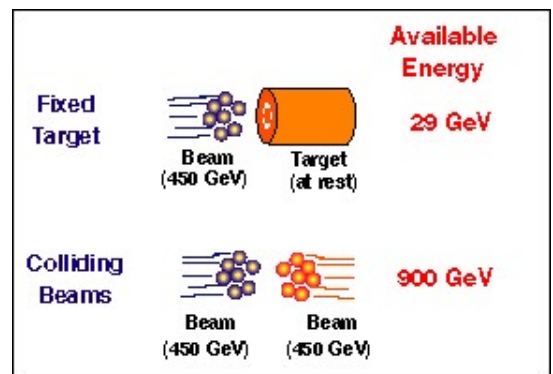
- Prendendo il valore di $\sin^2 \theta_w$ e di M_Z misurato da altri esperimenti, si può misurare CA^2 (assumendo l'universalità leptonica) e controllare se il valore misurato è in accordo con le previsioni del MS ($C_A = I_3 = -1/2$)

Scoperta del W e dello Z

- La scoperta delle correnti neutre fu una grande evidenza in favore del Modello Standard, infatti nel 1976 Glashow, Weimberg e Salam vinsero il premio Nobel per il MS.
- Tuttavia la prova definitiva in favore del Modello sarebbe l'osservazione dei bosoni mediatori dell'interazione: il W e lo Z.
- Ricordiamo qual'era il valore della massa del W e dello Z prevista dal Modello Standard alla fine degli anni 70:

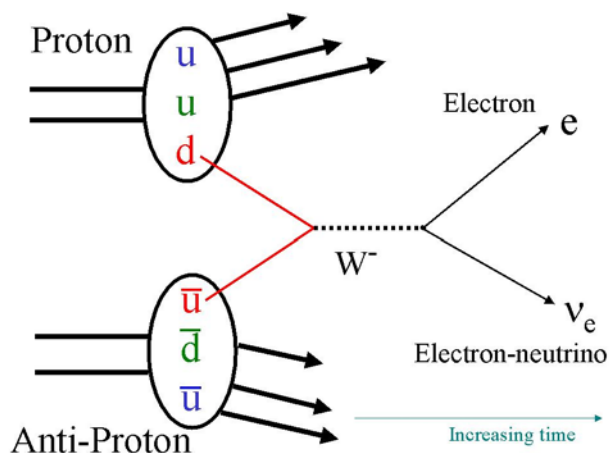
$$M_W = \sqrt{\frac{g^2 \sqrt{2}}{8G}} \approx \frac{37.4}{\sin \theta_W} = \frac{37.4}{\sqrt{0.23}} \approx 78 \text{ GeV} \quad ; \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \approx 89 \text{ GeV}$$

- Nel 1976 entrò in funzione al CERN l'SPS, un acceleratore di protoni fino ad un'energia di 450 GeV. Tuttavia l'energia nel centro di massa non era sufficiente per produrre il W o lo Z. (Al Fermilab negli stessi anni c'era un acceleratore di protoni con prestazioni leggermente superiori (500 GeV) ma comunque altrettanto inadeguato.



- Rubbia propose di trasformare l'SPS in un collisore protone-antiprotone sul modello dei collisori e+e-. L'idea non fu accolta favorevolmente perché non c'era modo di accumulare abbastanza antiprotoni da assicurare una luminosità sufficiente per produrre qualche W o Z in un tempo ragionevole.
- Il problema fu risolto da Simon van der Meer che propose il raffreddamento stocastico per ridurre l'emittanza degli antiprotoni ed aumentare così la luminosità.
- Nel 1978 parte il progetto SppS (270 + 270 GeV).
- Nel 1982-83 furono prodotti i primi W e Z rivelati nei detector UA1 (Rubbia) e UA2.
- **1984: premio Nobel a Rubbia e van der Meer**

Scoperta del W e dello Z



(nel caso dello Z
sostituite il
neutrino con un
positrone)

- Protone e antiprotone non sono particelle elementari ma sono particelle composte; oltre ai quark di valenza, ci sono i quark e antiquark del mare ed i gluoni.
- L'urto avviene tra un partone del protone ed un partone dell'antiprotone. Come abbiamo visto i partoni non hanno un impulso definito ma esiste una distribuzione di probabilità che il partone abbia una certa frazione dell'impulso del protone.
- Questo vuol dire che l'energia del centro di massa non è definita, ed inoltre nel sistema del laboratorio il centro di massa non è fermo, ma ha un impulso longitudinale (ovvero nella direzione dei fasci). L'impulso trasverso si può assumere sia nullo (approssimazione di infinite momentum frame).
- Assumendo che in media un quark di valenza abbia un terzo dell'impulso del protone, si ha che in media l'energia del centro di massa dell'urto partone-partone sia grosso modo un sesto dell'energia del centro di massa del sistema protone-antiprotone; quindi con un'energia nel centro di massa di 540 GeV, nell'urto partone-partone si hanno circa 90 GeV, sufficienti per produrre il W o lo Z.
- Tuttavia per il calcolo della luminosità occorre conoscere le funzioni di distribuzioni dei partoni all'interno dei protoni e antiprotoni, le quali sono anche funzione dell'energia del protone. Questo fa sì che le previsioni teoriche siano affette da un errore "sistematico" legato alla conoscenza delle pdf.
- Un calcolo plausibile dava per la sezione d'urto i valori:

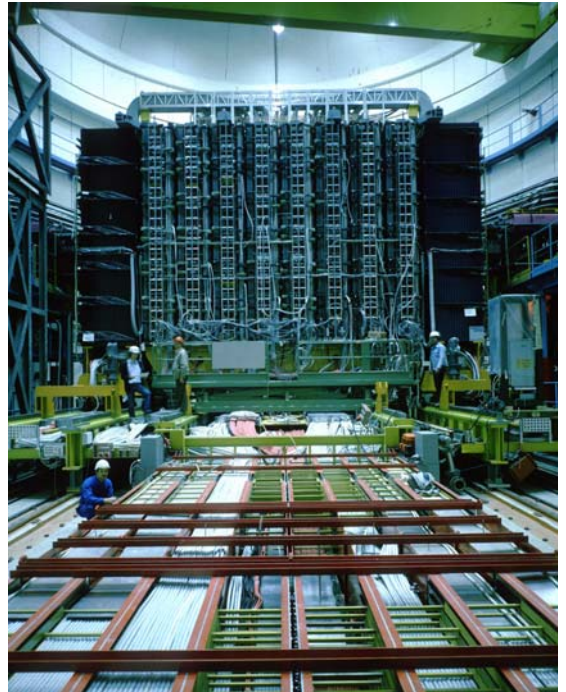
$$\sigma_{W^\pm} \approx 4 \text{ nb} \quad ; \quad \sigma_Z \approx 2 \text{ nb}$$

Scoperta del W nel 1982

- L'SppS fu equipaggiato con due rivelatori: UA1 (C.Rubbia) e UA2 (P.Darriulat).
- UA1 aveva un campo magnetico dipolare che gli permetteva di misura l'impulso delle tracce nella camera centrale, calorimetri (e.m. e had) seguiti dal rivelatore dei mu
- A novembre-dicembre 1982 UA1 (ed in maniera simile UA2) raccolse dati corrispondenti ad una luminosità integrata di 18 nb^{-1} , corrispondenti grosso modo a 109 collisioni protone-antiprotone a $\sqrt{s}=540 \text{ GeV}$.
- Furono trovati 6 eventi del tipo:

$$p\bar{p} \rightarrow W + \text{anything}$$

$$W \rightarrow e + \nu$$



Rivelatore UA1 (C.Rubbia)

- La topologia dell'evento consisteva in un elettrone isolato con un alto impulso trasverso (rispetto all'asse dei fasci) con in aggiunta un grande impulso trasverso mancante (dovuto al neutrino).
- La segnatura sperimentale era molto chiara, con un background molto ridotto, che ha permesso di misurare la massa del W avendo così pochi eventi a disposizione (tenendo in conto anche il momento trasverso dei partoni per ogni singolo evento).

$$M_W = 81 \pm 5 \text{ GeV}$$

- L'analisi degli eventi nel canale con un muone nello stato finale e l'esperimento UA2 confermarono questo risultato.

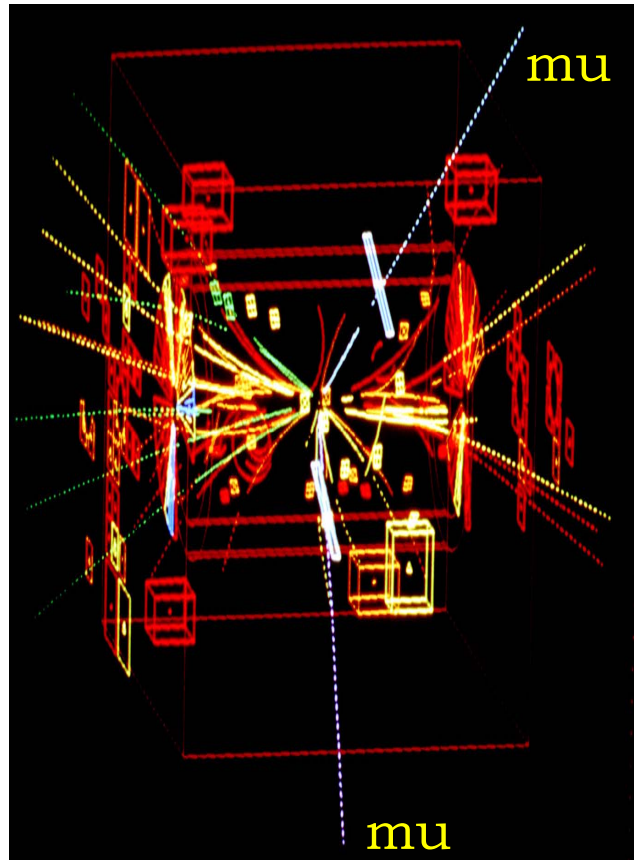
Scoperta dello Z nel 1983

- Nel 1983 i rivelatori UA1 e UA2 osservarono alcuni eventi relativi al decadimento dello Z:

$$pp \rightarrow Z + \text{anything}$$

$$Z \rightarrow e^+e^- \text{ or } \mu^+\mu^-$$

- *topologia dell'evento*: due leptoni carichi isolati con alto pT, carica elettrica opposta e nessun impulso trasverso mancante (niente neutrini)
- *background*: quasi trascurabile
- N.B. la segnatura sperimentale dello Z è più "facile" di quella del W, ma la sua sezione d'urto è più piccola, per questo si è osservato prima il W e poi lo Z.

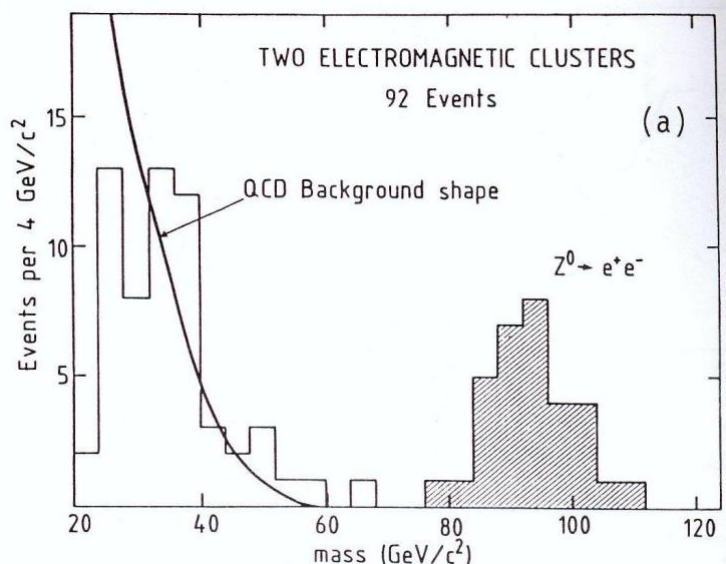


Evento di uno Z in $\mu^+\mu^-$ in UA1 ricostruito al computer

N.B. inoltre il B.R. dello Z in una coppia di leptoni è 3.4%, mentre quello del W in una coppia di leptoni è 10.7%

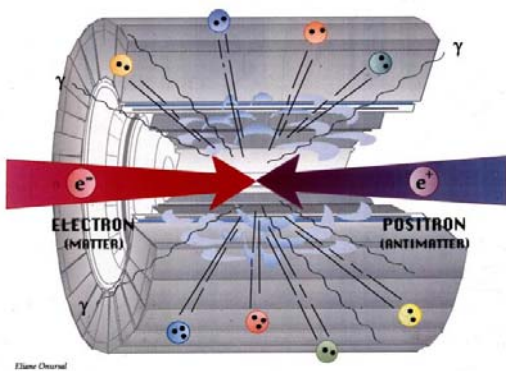
Dal grafico si vede ad "occhio" che la massa dello Z è intorno a 90 GeV. Il fit dava:

$$M_Z = 95.6 \pm 1.4 \pm 2.9 \text{ GeV}$$



II LEP

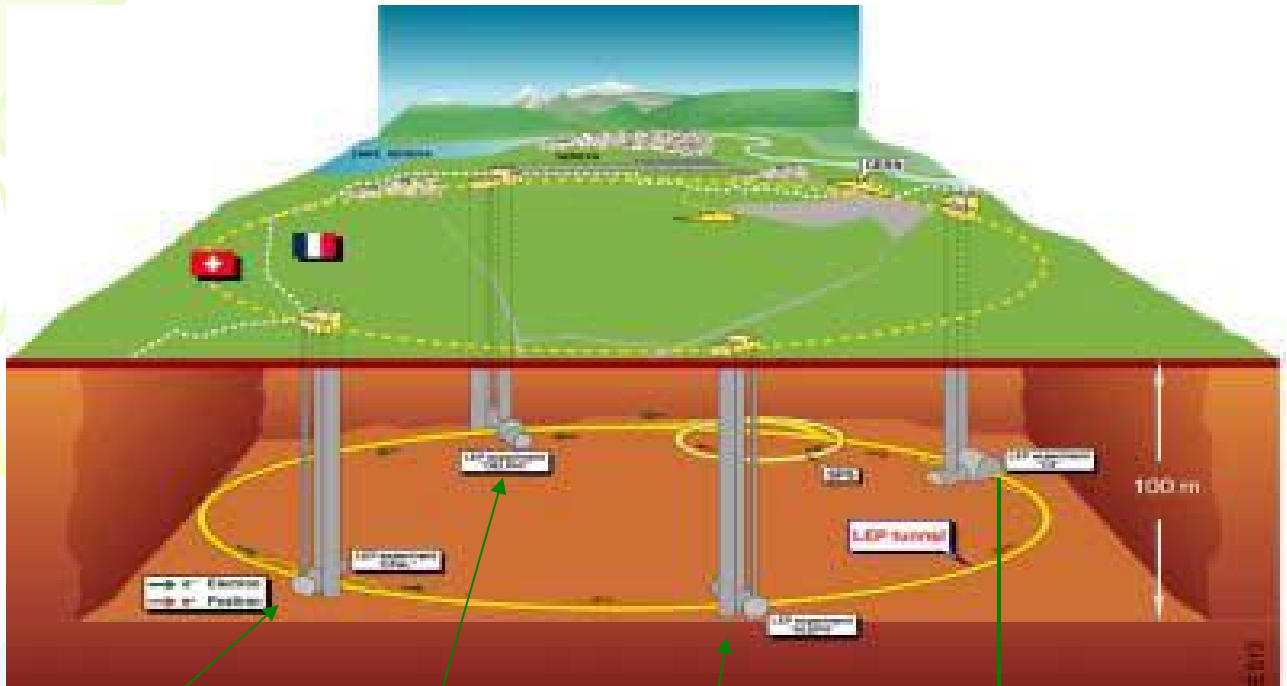
- Nel 1981 il CERN decide di costruire il più grande acceleratore del mondo: il LEP. Si tratta di un collisore elettrone-positrone di 27 km di circonferenza.
- Gli elettroni, al contrario dei protoni, sono delle particelle elementari, quindi l'interazione elettrone-positrone è molto più "pulita" di quella protone-antiprotone. Lo stato iniziale è perfettamente noto e le previsioni teoriche del Modello Standard possono essere verificate con maggiore accuratezza.



Tutta l'energia del centro di massa è disponibile per creare nuove particelle: $E=mc^2$

- Nel 1983 inizia lo scavo del tunnel. La galleria ha un diametro di 3.8 m e si trova a circa 100 m sotto il livello del suolo
- Nel 1988 lo scavo del tunnel è terminato. All'epoca era la galleria più lunga d'Europa, superata ora solo dal tunnel sotto la manica.
- I goal scientifici di Lep erano:
 - Scoperta del bosone di Higgs
 - Scoperta del quark top e misura dei livelli energetici del top quark
 - Scoperta delle particelle supersimmetriche
 - Misura della massa dello Z con un errore di 50 MeV
 - misure di precisione dei parametri del Modello Standard
 - misura del numero di famiglie di neutrini leggeri
 - Lep2: misura della massa del W e verifica del triple gauge boson coupling

LEP e gli esperimenti

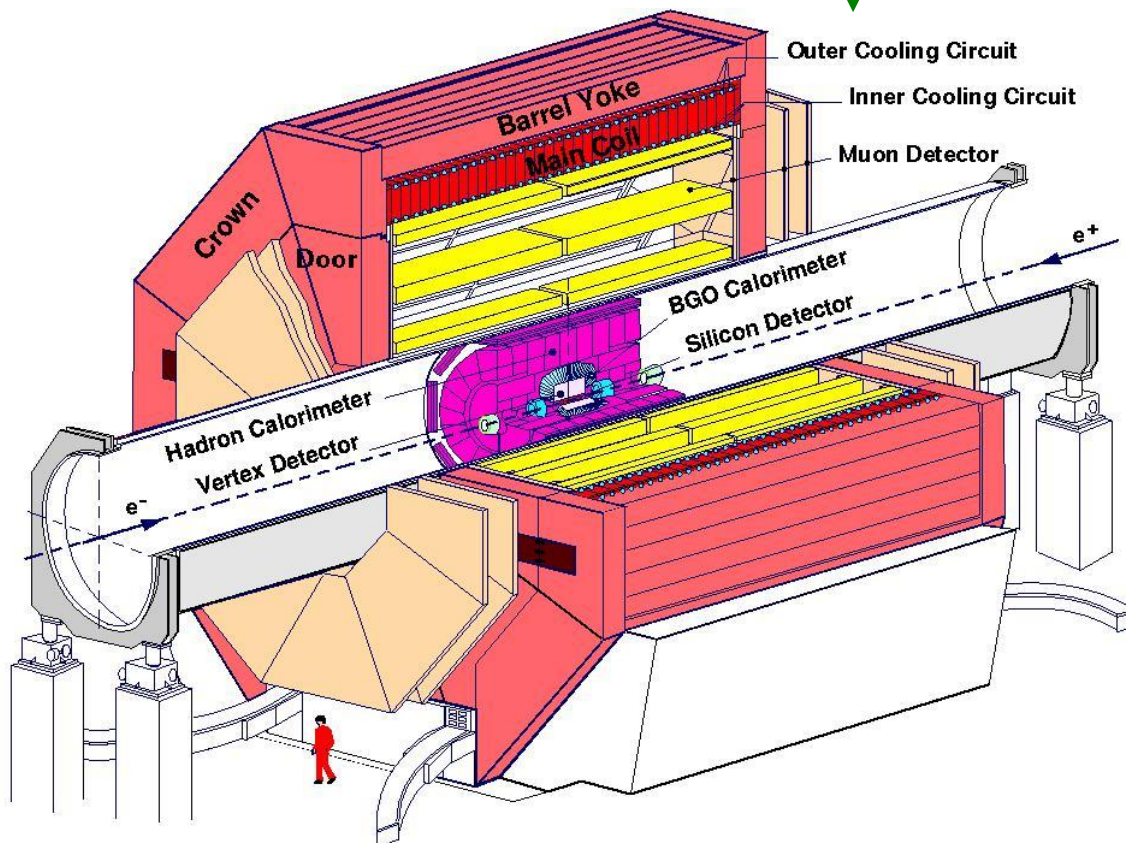


OPAL

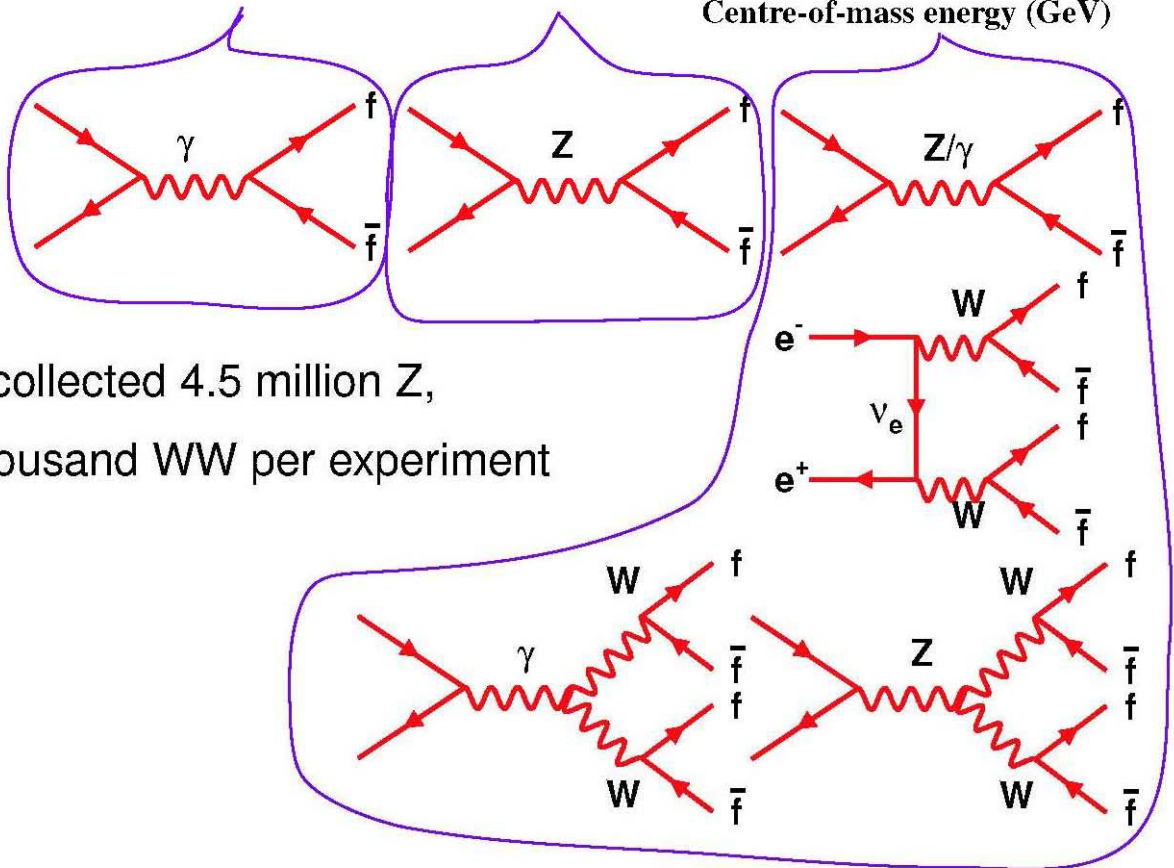
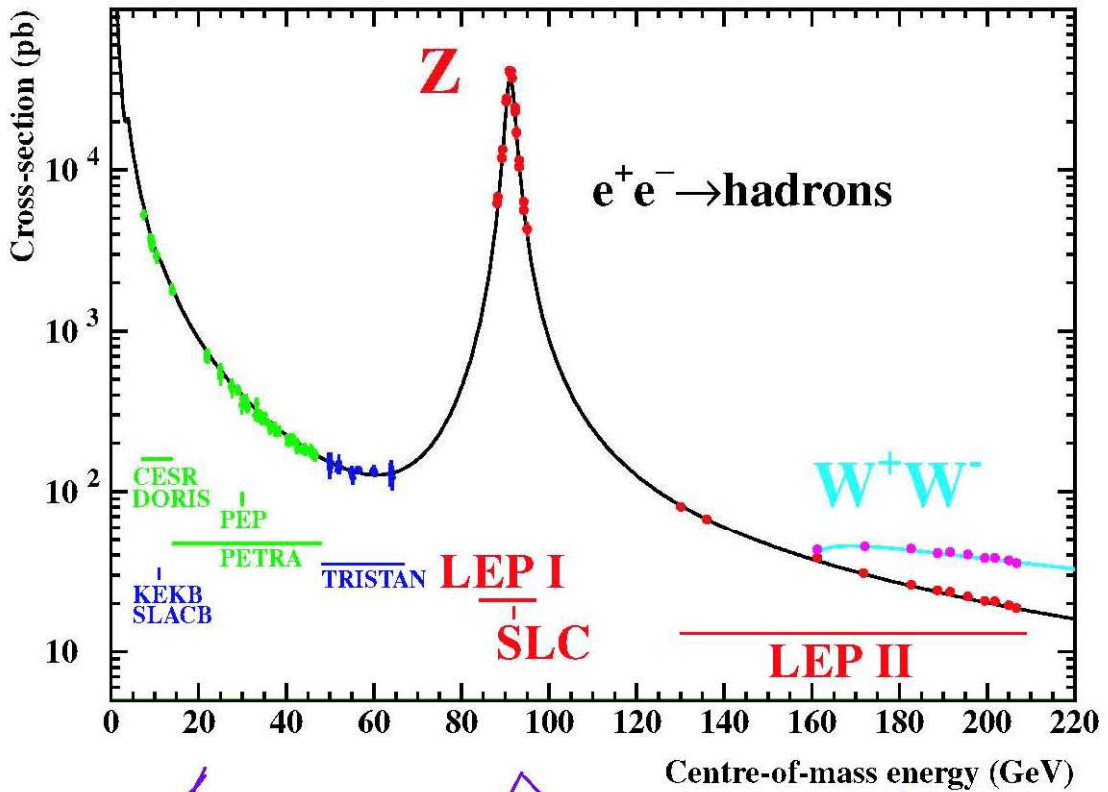
DELPHI

Aleph

L3



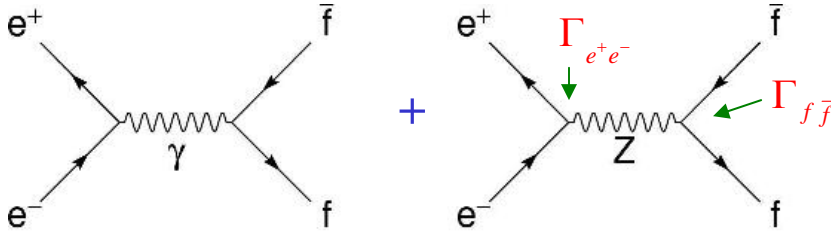
Sezione d'urto in funzione di \sqrt{s}



LEP collected 4.5 million Z,
12 thousand WW per experiment

Sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ per $\sqrt{s} \approx M_Z$

- Abbiamo visto che il processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ viene descritto, all'ordine più basso, dai due seguenti diagrammi di Feynman:



- Per il calcolo della sezione d'urto occorre sommare le ampiezze e poi fare il modulo quadro (sommando sugli spin finali e mediando su quelli iniziali)

$$\sigma \propto |A_\gamma + A_Z|^2 = |A_\gamma|^2 + |A_Z|^2 + 2\text{Re}(A_\gamma \cdot A_Z^*)$$

- Per $\sqrt{s} \approx M_Z$ il contributo del fotone ed del termine di interferenza è di qualche per cento rispetto alla sezione d'urto totale. Lo scambio del fotone si sa calcolare teoricamente con grande precisione (QED); per il calcolo del termine di interferenza si assume il Modello Standard, mentre le misure riguardano il termine relativo allo Z, che si può parametrizzare nel modo seguente:

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{q\bar{q}}}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}}$$

- Γ_Z è la larghezza totale della risonanza $Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV
- Γ_{ff} è la larghezza parziale del decadimento dello Z nel canale $f\bar{f}$

$$\Gamma(Z \rightarrow l^+l^-) = 2 \frac{GM_Z^3}{\sqrt{2} \cdot 12\pi} \left[(C_V^l)^2 + (C_A^l)^2 \right]$$

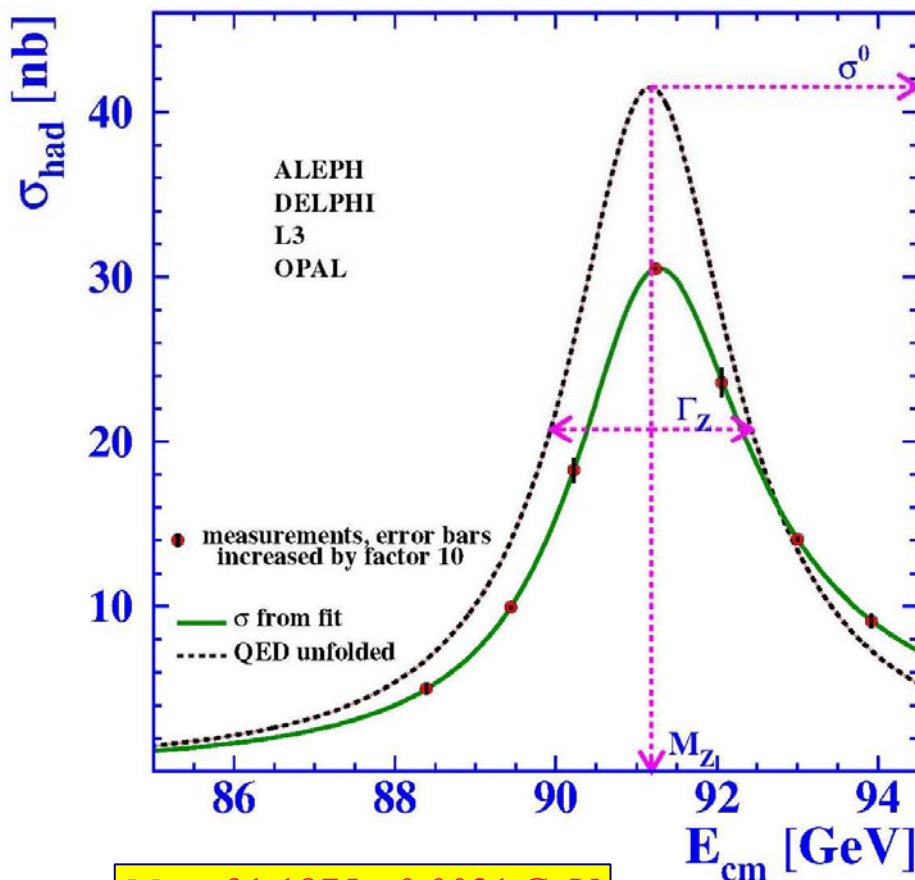
$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = 6 \frac{GM_Z^3}{\sqrt{2} \cdot 12\pi} \left[(C_V^l)^2 + (C_A^l)^2 \right] \quad (\text{fattore 3 di colore})$$

$$\Gamma_Z = \Gamma_{\text{leptoni carichi}} + \Gamma_{\text{adroni}} + N_\nu \cdot \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

Misura della massa dello Z

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{q\bar{q}}}{(s-M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}}$$

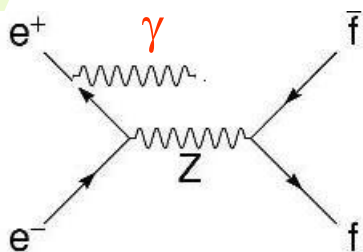
- La sezione d'urto ha una forte dipendenza dall'energia del centro di massa. La strategia di misura della massa dello Z è consistita nella misura della sezione d'urto adronica per diverse energie del centro di massa.
- In un collider e+e- l'energia del centro di massa è nota con grande precisione. Nel 1989 si pensava di riuscire a misurare la massa dello Z con un errore di 50 MeV, invece i "macchinisti" del Lep sono riusciti a migliorare di un ordine di grandezza la misura dell'energia dei fasci, permettendo la misura dello Z con un errore di 2 MeV.



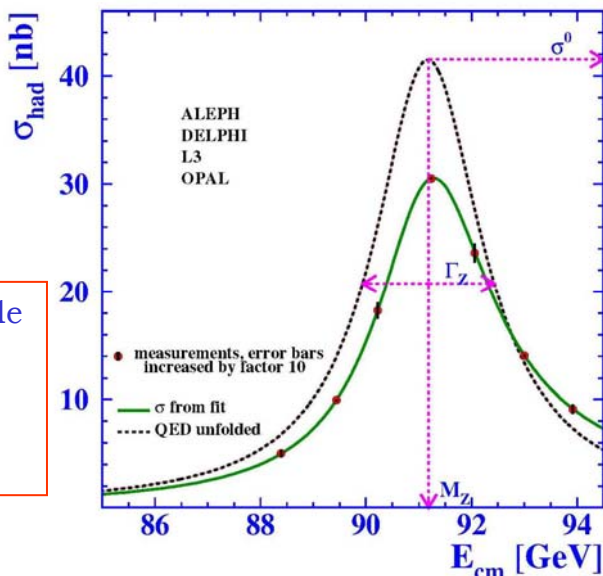
$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

$$\frac{\Delta M_Z}{M_Z} = \pm 2.3 \cdot 10^{-5}$$

Misura delle larghezze parziali



L'emissione di un fotone dallo stato iniziale modifica l'energia effettiva del centro di massa. Questo effetto può essere corretto (QED) e ne viene tenuto conto nel fit dal quale si estraggono i parametri dello Z.



$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{q\bar{q}}}{(s-M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \xrightarrow{s=M_Z^2} \sigma_{q\bar{q}}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{q\bar{q}}}{\Gamma_Z^2}$$

- Per misurare le larghezze parziali del decadimento dello Z nei vari canali fermionici occorre misurare la sezione d'urto al picco.
- Si selezionano quindi i seguenti canali:

$$Z \rightarrow q\bar{q}$$

$$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$$

$$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$$

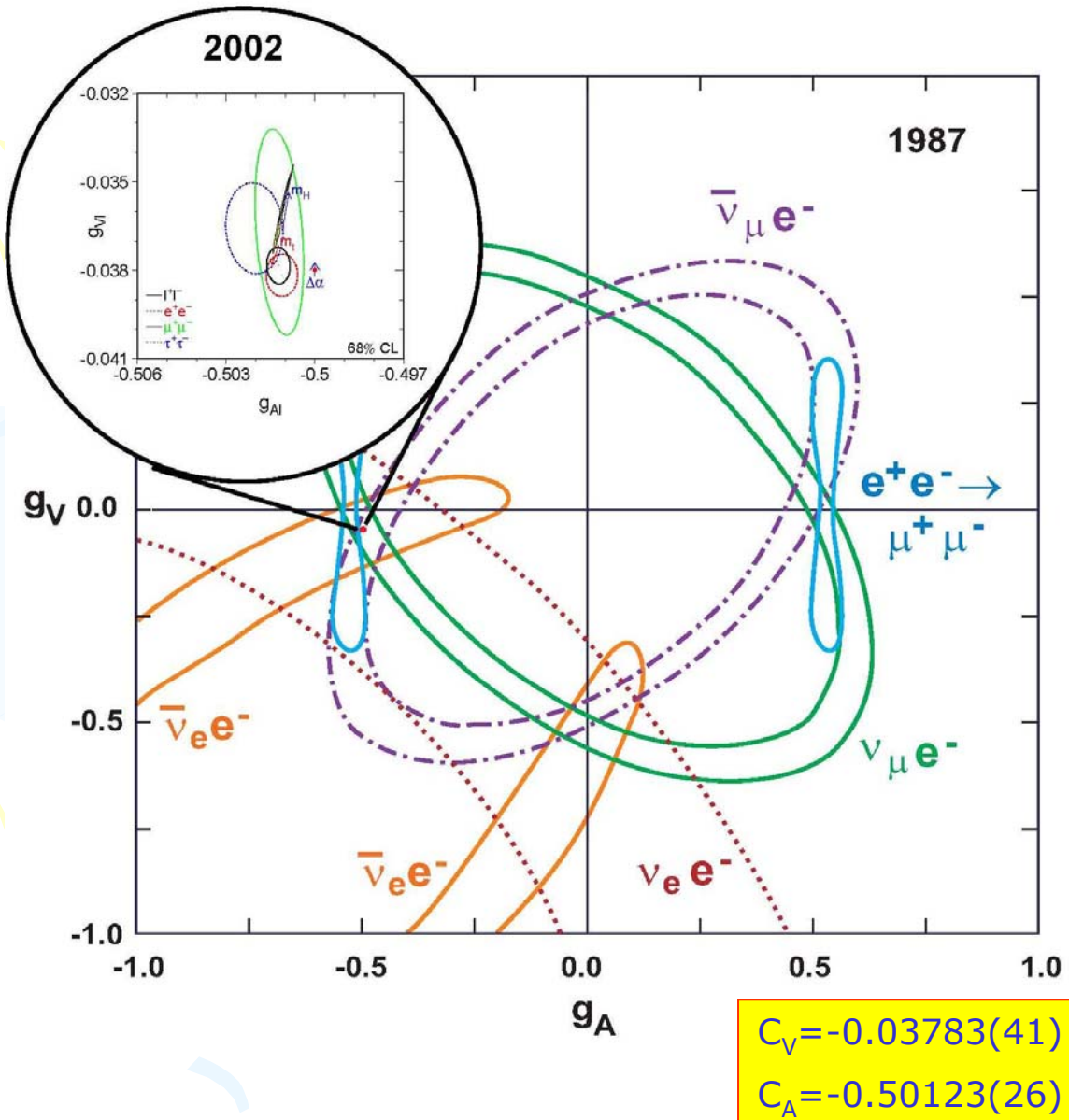
$$Z \rightarrow e^+e^-$$

1. sezione d'urto al picco
2. larghezze parziali.
3. accoppiamenti dello Z

- N.B. La larghezza totale Γ_Z è la stessa per tutti i canali; non cambia la forma della risonanza, ma solo il valore del picco
- N.B. Il canale con gli elettroni è più complicato degli altri perché c'è anche il canale t con lo scambio del fotone
- N.B. nel canale adronico si possono riconoscere i quark b dal parametro d'impatto; quindi si può misurare la larghezza parziale nel canale bb

Misura di C_V e C_A

- Le misure degli accoppiamenti dello Z fatte prima dell'entrata in funzione di LEP non avevano sufficiente precisione per fare dei test della validità del modello, ad esempio non permettevano di distinguere il segno degli accoppiamenti:



- Lepton coupling to the Z
- Ratios of coupling constants:

$$g_A^\mu / g_A^e = 1.0002 \pm 0.0014$$

$$g_A^\tau / g_A^e = 1.0019 \pm 0.0015$$

$$g_V^\mu / g_V^e = 0.962 \pm 0.063$$

$$g_V^\tau / g_V^e = 0.958 \pm 0.029$$

Verifica dell'universalità leptonica al livello del per mille

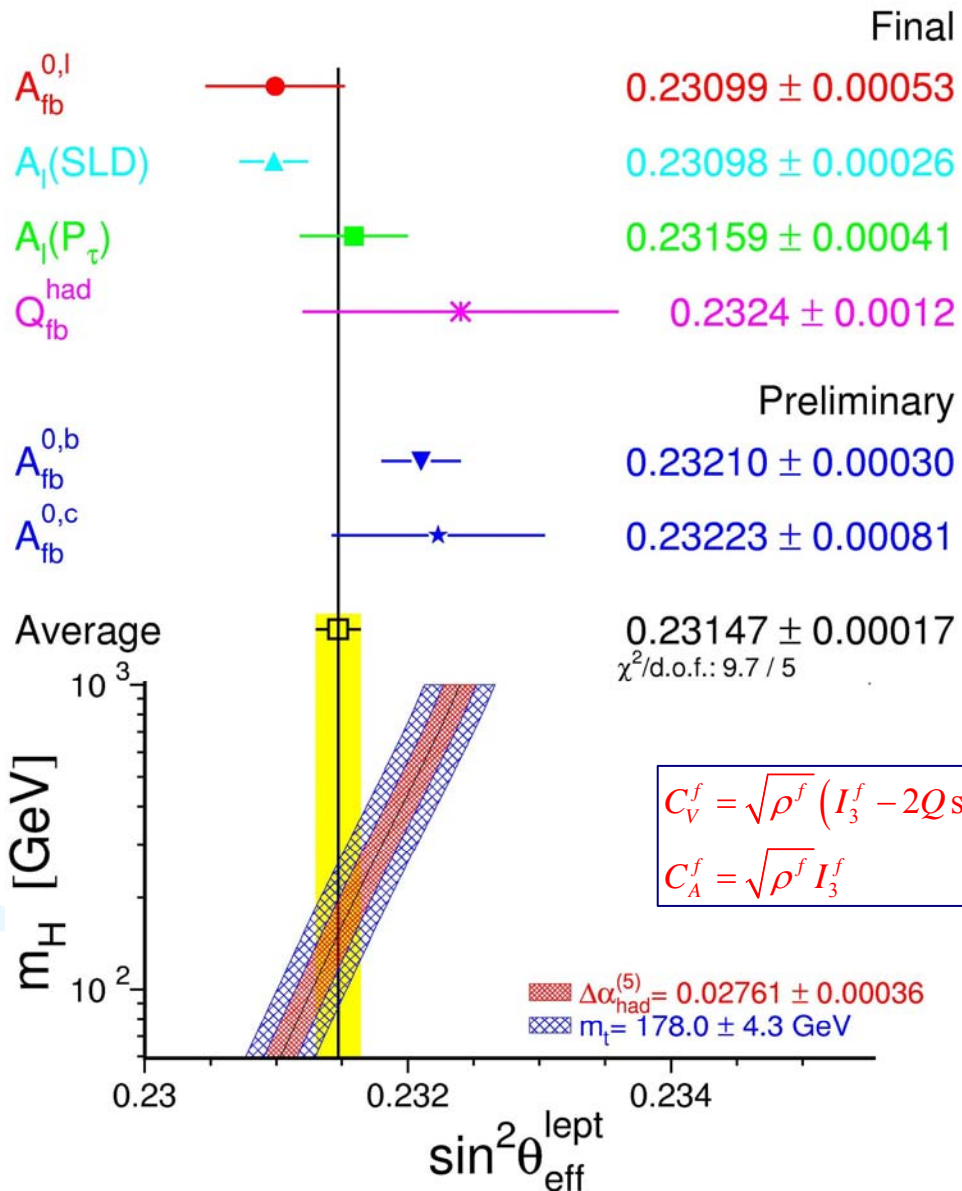
Misura di $\sin^2\theta_{\text{eff}}$

■ Asimmetrie al polo dello Z

- forward-backward
- left-right (SLD)
- tau polarisation

Dai valori misurati delle diverse asimmetrie si può ricavare il valore dell'angolo di Weimberg.

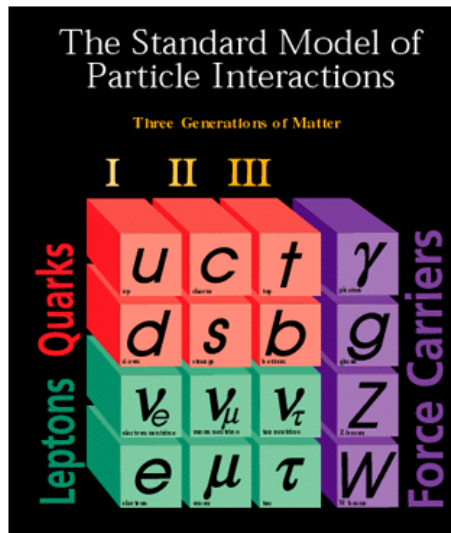
Attraverso le correzioni radiative, le previsioni sono funzioni della massa dell'Higgs e del top



• Da misure di questo tipo è stato possibile prevedere la massa del top dalla correzioni radiative, e si possono fare delle previsioni sulla massa dell'Higgs.

Misura del numero delle famiglie di neutrini leggeri

- Il numero di famiglie di leptoni non è previsto dal Modello Standard ma deve essere determinato sperimentalmente.
- Prima dell'entrata in funzione di LEP una quarta famiglia di fermioni non era esclusa sperimentalmente.
- In ogni famiglia è presente un neutrino, di massa nulla o comunque trascurabile, quindi la strategia di misura al Lep fu quella di misurare se esisteva un quarto neutrino leggero (dove leggero vuol dire di massa inferiore alla metà di M_Z).



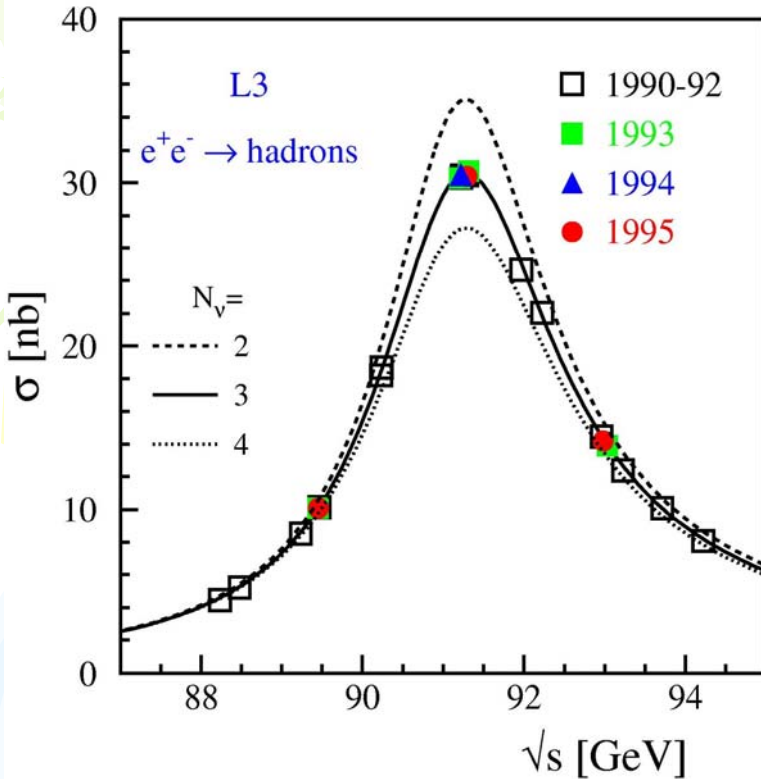
- Si trattava quindi di misurare la larghezza parziale di decadimento dello Z in neutrini e da questo dedurre il numero di neutrini.

$$\Gamma_Z = \Gamma_{\text{leptoni carichi}} + \Gamma_{\text{adroni}} + N_\nu \cdot \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

- Vi erano due tipi di misure della cosiddetta larghezza invisibile (Γ_{inv}): una indiretta dove la Γ_{inv} veniva ottenuta per differenza sottraendo a Γ_Z le larghezze parziali visibili, ed una misura diretta dove veniva rivelato il fotone emesso dallo stato iniziale; in questo caso la segnatura dell'evento era costituito da un fotone singolo di energia intorno al GeV.

N_ν: risultati

Misura indiretta



$$N_{\nu} = 2.9841 \pm 0.0083$$

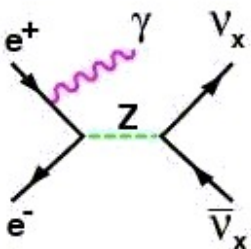
È una misura molto precisa che esclude la presenza di una quarta famiglia di neutrini (a meno che questa non abbia una struttura completamente diversa dalle altre tre).

N.B. La larghezza parziale dello Z in una coppia di neutrini si ricava dal calcolo del Modello Standard

Misura diretta

- Tuttavia nella misura indiretta il numero di neutrini è ottenuto per differenza, quindi se si fosse trovato un numero diverso da tre, non si era sicuri che la differenza fosse dovuta proprio alla presenza di un altro neutrino. Occorre quindi una misura diretta:

$$e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$$

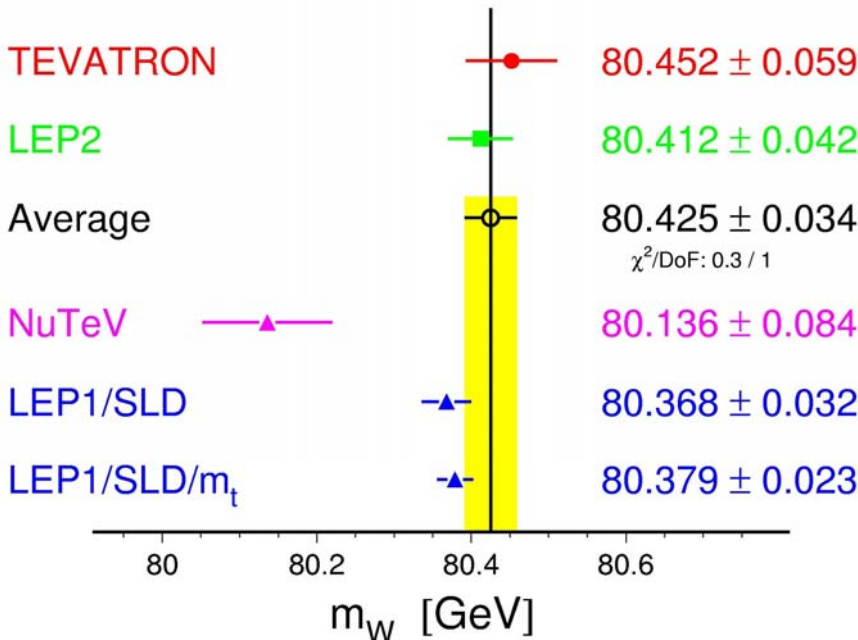
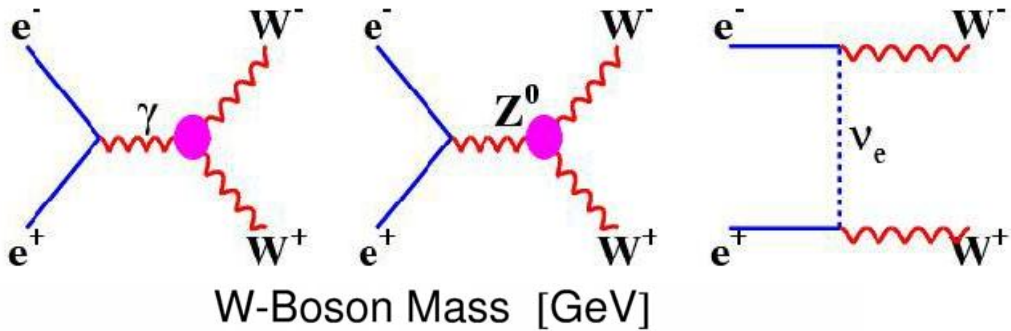


L3 ha trovato, a Lep fase 1, 702 eventi di questo tipo (da confrontarsi con 5 milioni di Z), dove l'energia del fotone è maggiore di 1 GeV. Da questi si ricava:

$$L3: N_{\nu} = 2.98 \pm 0.10$$

Misura della massa del W

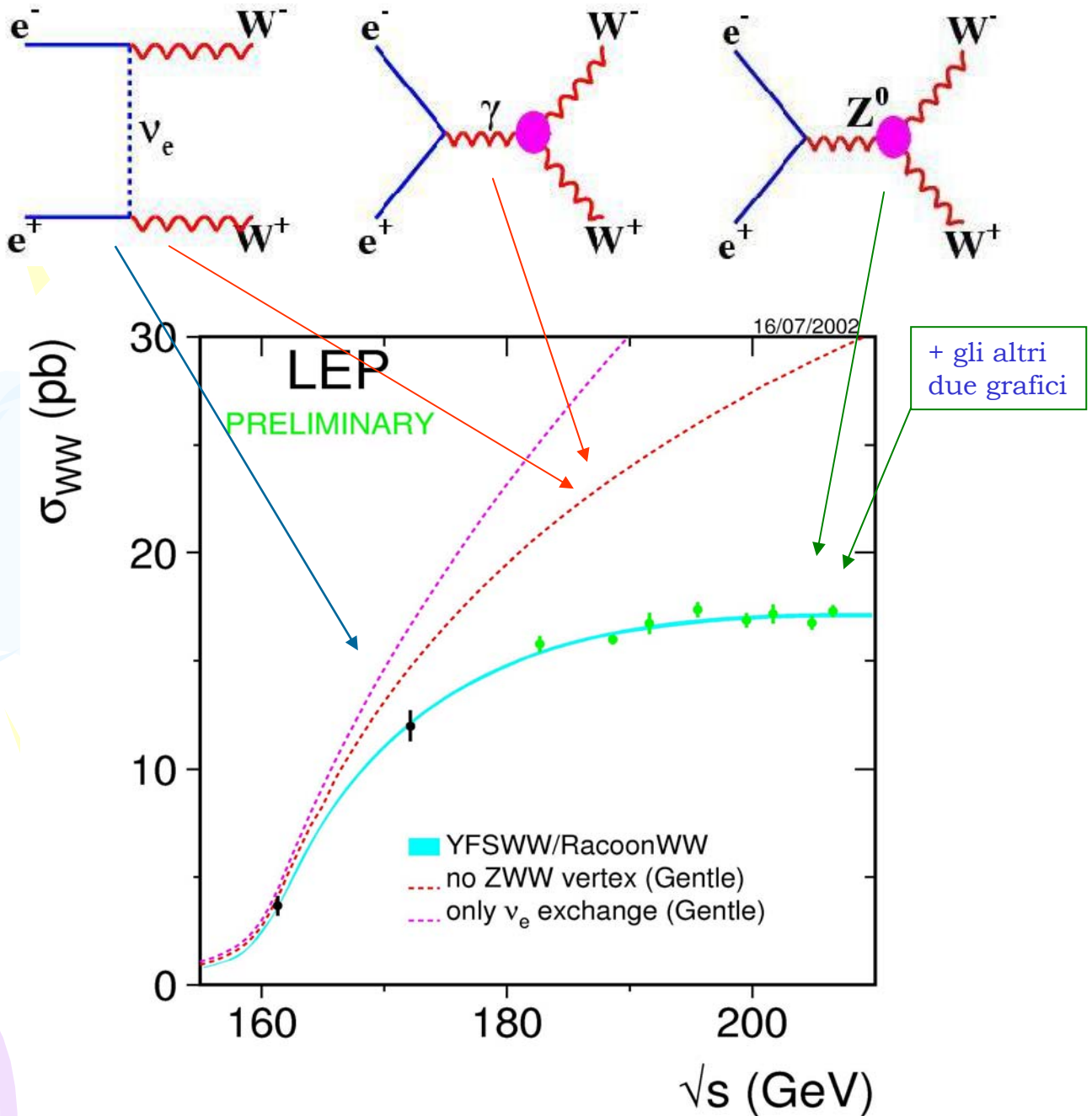
- A Lep fase 2 l'energia del centro di massa ha raggiunto i 208 GeV. Questo ha permesso di produrre coppie di W. E' stato possibile quindi misurarne la massa con precisione e di misurare i suoi accoppiamenti con i fermioni.



- La massa si è misurata utilizzando una tecnica di massa invariante con dei vincoli dati dalla conoscenza dell'energia del centro di massa. Tuttavia l'errore non è confrontabile con quello ottenuto per la massa dello Z.
- La precisione sulla M_W ottenuta a Lep2 è paragonabile con quella ottenuta al Tevatron.
- Infine la misura indiretta fatta a Lep1 dalla misura degli accoppiamenti dello Z è in accordo con la misura diretta della massa.

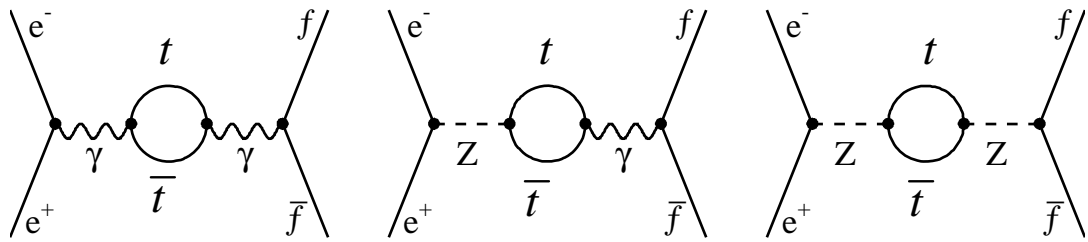
Triple gauge bosons coupling

- A Lep2 è stato possibile verificare l'esistenza dell'accoppiamento di 3 e 4 bosoni di gauge previsto dal Modello Standard ($SU(2)_L$ è un gruppo di simmetria non abeliano).



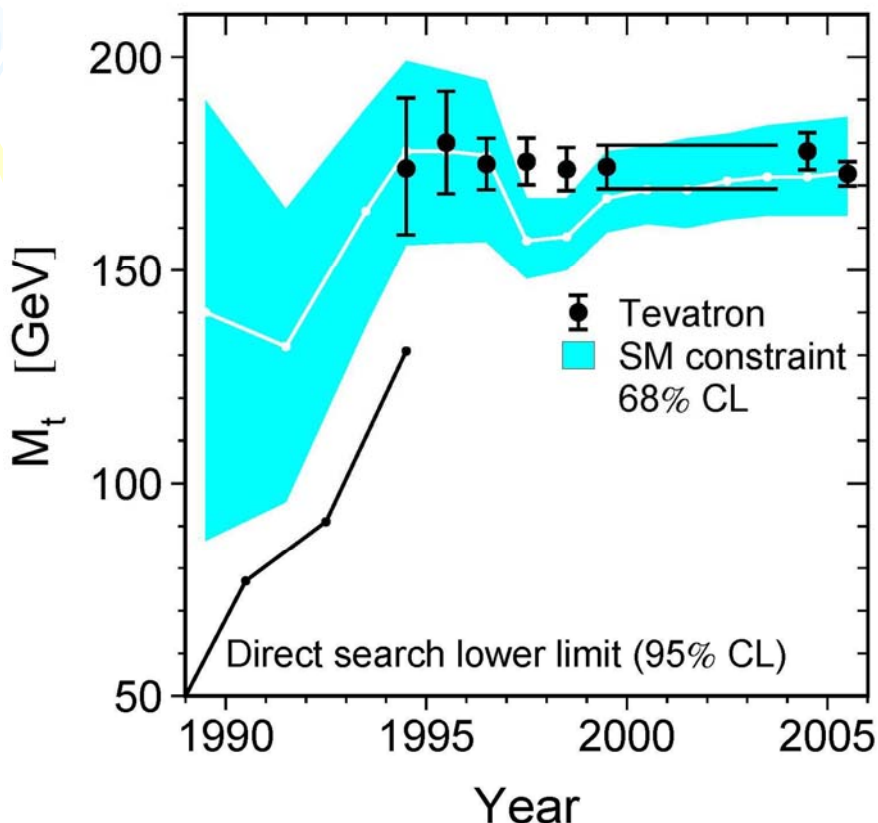
- La misura della sezione d'urto di produzione dei W in funzione di \sqrt{s} dimostra che i dati sono descritti correttamente dalla teoria solo se si considera anche il vertice ZWW previsto dal MS

Previsione della massa del top attraverso le correzioni radiative



• Il top non poteva essere prodotto al Lep perché la sua massa era troppo grande. Tuttavia esso interviene nei loop virtuali, e attraverso il confronto delle varie misure sperimentali con le previsioni teoriche che includevano le correzioni radiative, è stato possibile stimare la massa del top.

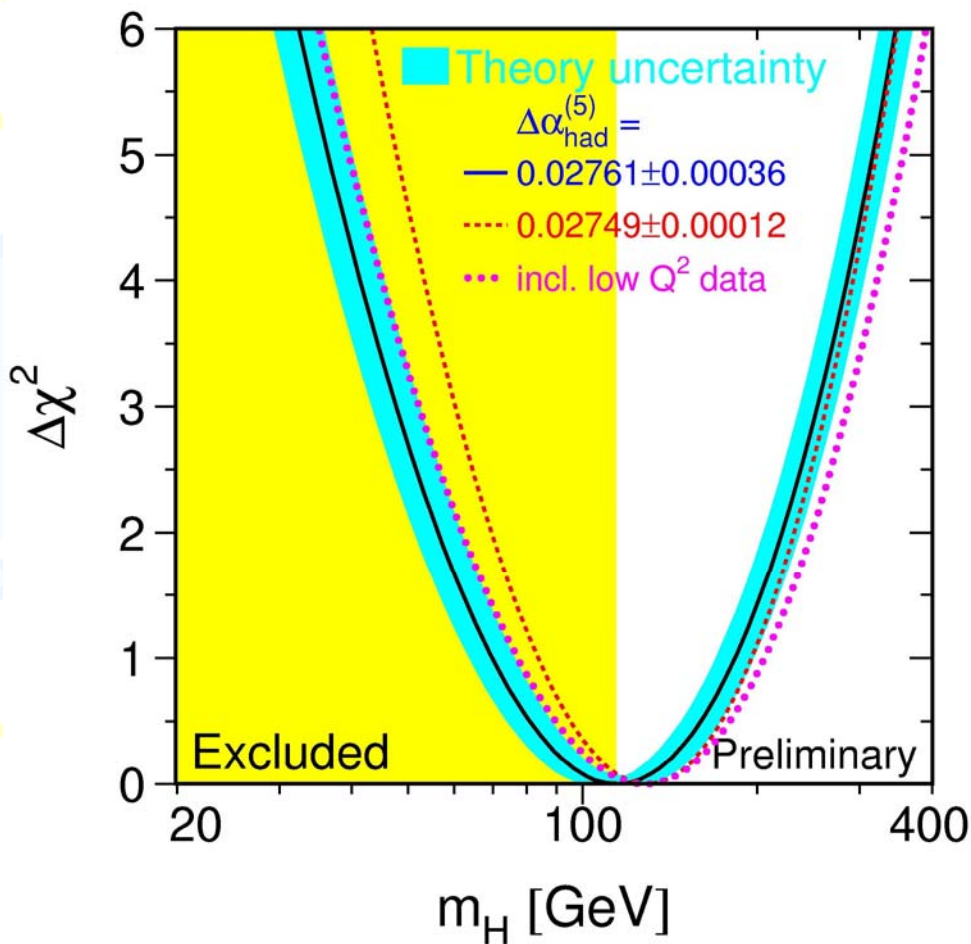
• Le previsioni fatte al Lep si sono mostrate in accordo con la misura diretta fatta al Tevatron una volta che è stato scoperto il quark top.



Le correzioni radiative dipendono da m_t^2

Previsioni sulla massa dell'Higgs

- Il successo ottenuto al Lep di prevedere la massa del top con un errore di 5-6 MeV attraverso le correzioni radiative, non si può ripetere per la massa del bosone di Higgs, perché le correzioni radiative dipendono dal logaritmo della massa dell'Higgs, e quindi la sensibilità è molto bassa:



▪ 95% CL upper limit: $m_H < 260$ GeV

- Non resta che attendere l'entrata in funzione di LHC