

Misure alla risonanza Z


Studio dei risultati di LEP I per la
determinazione di alcuni parametri
del Modello Standard

Sommario

- Introduzione
- Selezione dei vari tipi di eventi
- Le sezioni d'urto esclusive
 - Misure delle caratteristiche dello Z (massa, larghezza)
 - Determinazione del numero di famiglie di neutrini leggeri
- La sezione d'urto differenziale
 - Misure di asimmetria forward backward
 - Determinazione dell'angolo di Weinberg

Scopi sperimentali di LEP

Il Modello Standard contiene un certo numero di parametri liberi, che non sono fissati dalle simmetrie.

Occorrono misure di grande precisione per poter determinare sperimentalmente questi parametri liberi e successivamente inserirli nel modello  LEP

LEP si proponeva la determinazione con elevata precisione di alcuni di questi parametri:

- Massa e larghezza dello Z
- Determinazione degli accoppiamenti (e quindi l'angolo debole)
- Numero di famiglie di neutrini
-

Selezione degli eventi

Le reazioni di LEP che studieremo sono del tipo

$$e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$$

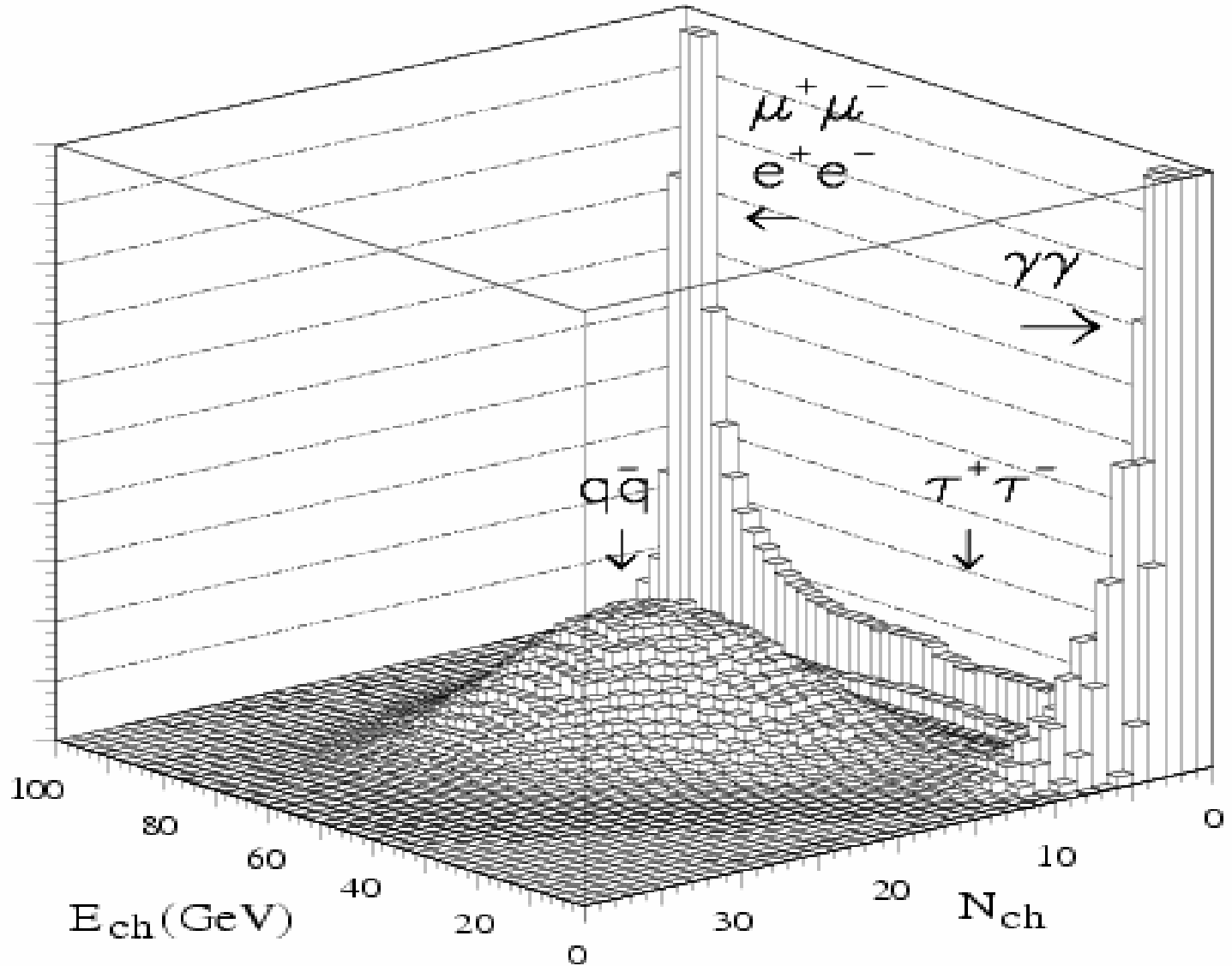
Per poter effettuare lo studio di queste reazioni risulta necessaria una opportuna separazione dei vari tipi di eventi. Selezionare dunque il caso in cui i fermioni prodotti sono

- leptoni
- quark (eventi rilevabili come jet adronici)

Vi sono poi i neutrini (ovviamente non rilevabili)

Selezione degli eventi

ALEPH



Selezione degli eventi

Eventi puramente leptonici

$e e \mu \rightarrow$ 2-3 tracce (brehmstrahlung) e grande momento ($\sim 100\%$ di quello iniziale)

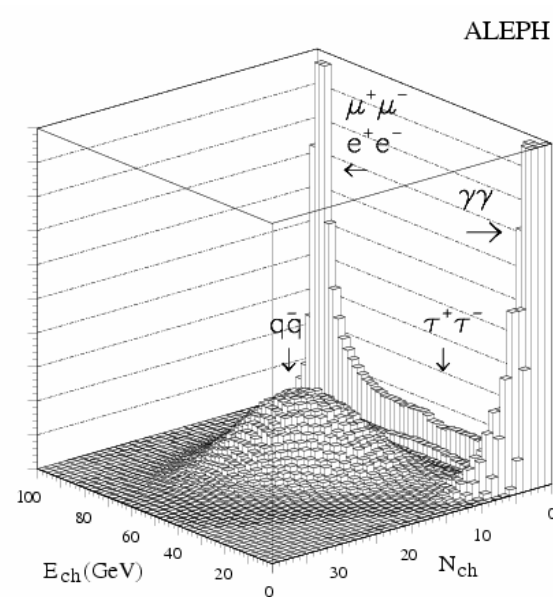
$\tau \rightarrow$ bassa molteplicità e medio momento

Eventi a 2 fotoni

legati al processo di scattering

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$$

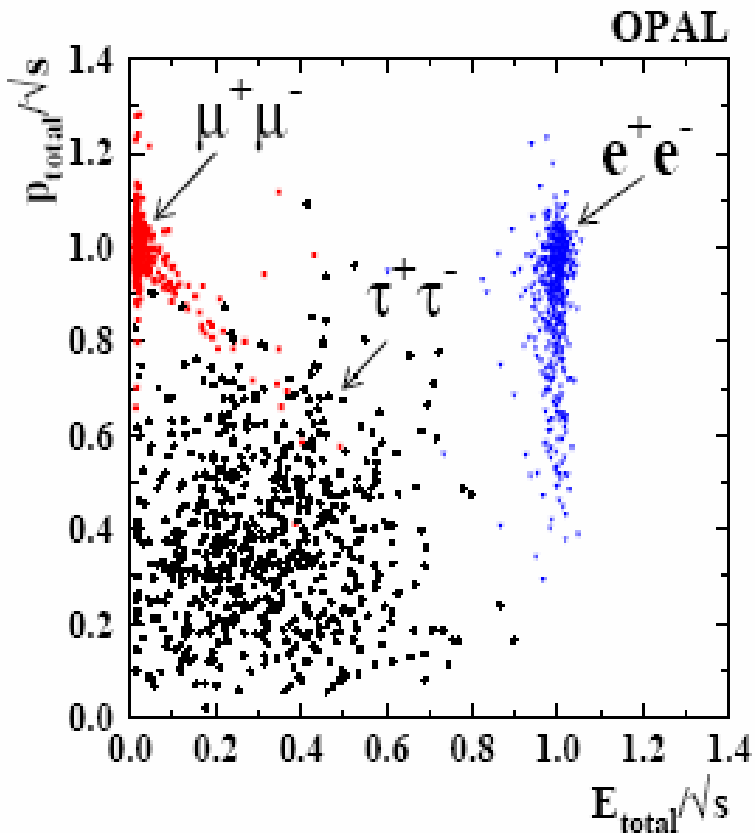
i processi di questo genere sono individuati da uno stato finale con 2 fotoni



Eventi adronici

grande numero di particelle che emerge dal processo di adronizzazione
grande molteplicità di tracce nel detector centrale e grande numero di cluster nei calorimetri

Selezione degli eventi: leptoni

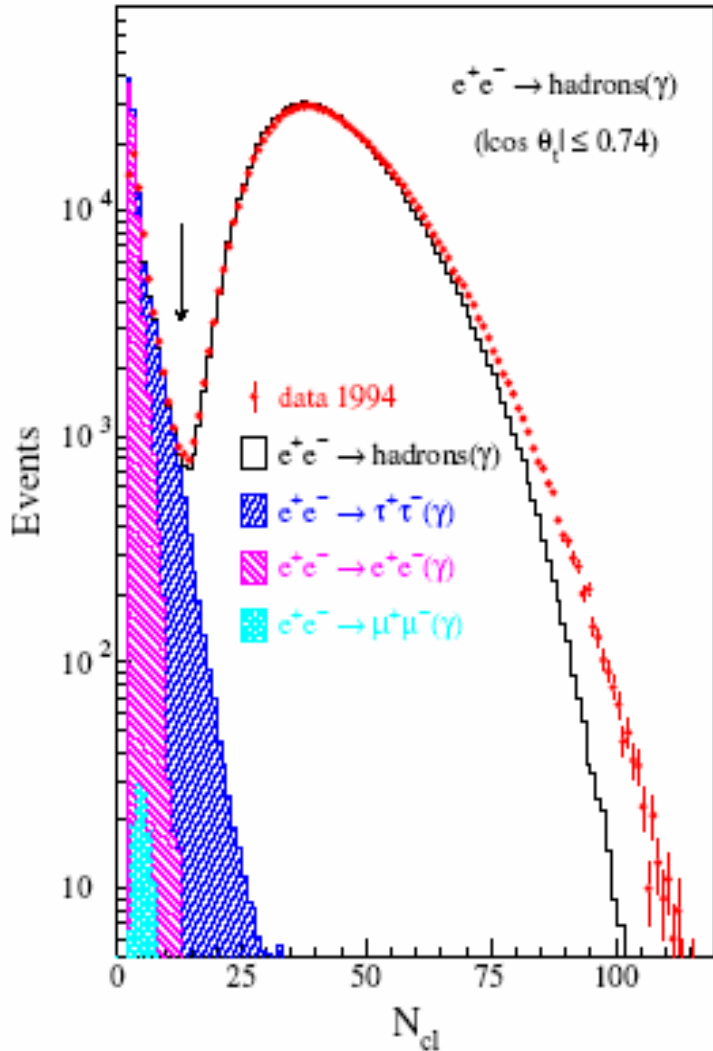


$e \rightarrow$ Cedono completamente la loro energia nel calorimetro elettromagnetico.

$\mu \rightarrow$ Il loro impulso viene misurato dalla camera centrale e dalle camere muoniche esterne mentre rilasciano solo una minima parte dell'energia nel calorimetro

$\tau \rightarrow$ Decadono e sono individuati dai loro modi di decadimento. Sono a bassi impulsi ed energia per via della missing energy da neutrino

Selezione degli eventi: adroni



Gli eventi adronici sono caratterizzati da un gran numero di particelle provenienti dal processo di adronizzazione della coppia di quark originali. Grande molteplicità di tracce nel detector centrale e grande molteplicità di cluster nei calorimetri elettromagnetici ed adronici

In figura si vede la differenza del numero di cluster per eventi adronici ed eventi leptonici

Efficienza della selezione: $q\bar{q}$ e e^+e^-

Efficienze di trigger molto elevate in tutti i 4 esperimenti ($\varepsilon \approx 100\%$)

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL
$q\bar{q}$ final state				
acceptance	$s'/s > 0.01$	$s'/s > 0.01$	$s'/s > 0.01$	$s'/s > 0.01$
efficiency [%]	99.1	94.8	99.3	99.5
background [%]	0.7	0.5	0.3	0.3
e^+e^- final state				
acceptance	$-0.9 < \cos \theta < 0.7$ $s' > 4m_\tau^2$	$ \cos \theta < 0.72$ $\eta < 10^\circ$	$ \cos \theta < 0.72$ $\eta < 25^\circ$	$ \cos \theta < 0.7$ $\eta < 10^\circ$
efficiency [%]	97.4	97.0	98.0	99.0
background [%]	1.0	1.1	1.1	0.3

$q\bar{q}$ → Efficienze di selezione alte, oltre il 99%. I fondi sono dominati da eventi del tipo $Z \rightarrow q\bar{q}$ e successivo decadimento del τ e produzione non risonante di $q\bar{q}$ (eventi a 2 fotoni).

e^+e^- → Background molto piccolo, dell'ordine dell'1-2%. Quello più significativo è relativo ad eventi τ

Efficienza della selezione: $\mu^+ \mu^-$ e $\tau^+ \tau^-$

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL
$\mu^+ \mu^-$ final state				
acceptance	$ \cos \theta < 0.9$ $s' > 4m_\tau^2$	$ \cos \theta < 0.94$ $\eta < 20^\circ$	$ \cos \theta < 0.8$ $\eta < 90^\circ$	$ \cos \theta < 0.95$ $m_{ff}^2/s > 0.01$
efficiency [%]	98.2	95.0	92.8	97.9
background [%]	0.2	1.2	1.5	1.0
$\tau^+ \tau^-$ final state				
acceptance	$ \cos \theta < 0.9$ $s' > 4m_\tau^2$	$0.035 < \cos \theta < 0.94$ $s' > 4m_\tau^2$	$ \cos \theta < 0.92$ $\eta < 10^\circ$	$ \cos \theta < 0.9$ $m_{ff}^2/s > 0.01$
efficiency [%]	92.1	72.0	70.9	86.2
background [%]	1.7	3.1	2.3	2.7

$\mu^+ \mu^- \rightarrow$ Background piccolo, dell'ordine dell'1-2%. Quello più significativo è relativo ad eventi τ

$\tau^+ \tau^- \rightarrow$ Background più elevato, 2-3%, deriva da eventi adronici a bassa molteplicità e da eventi di scattering a due fotoni. Inoltre c'è piccola parte anche da eventi e o μ accompagnati da fotoni che poi sfuggono ai rilevatori

Parametri del modello standard

Una generica corrente neutra si scrive

$$J_{\mu}^{NC} = \frac{1}{2} \bar{u}_f \gamma_{\mu} (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u_f$$

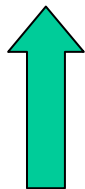
(non è accoppiamento V-A puro)

Nel caso del MS di Glashow Weinberg e Salam la corrente neutra che si associa allo Z è data da

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

E dallo studio delle simmetrie e dalla Lagrangiana del modello si ottiene

$$g_V^f = T_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_W \qquad g_A^f = T_3^f$$

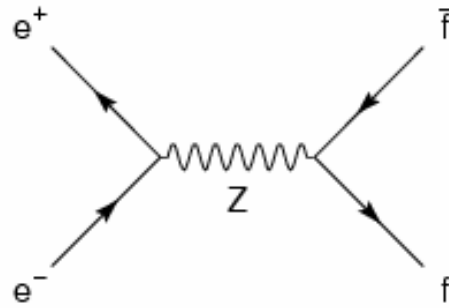
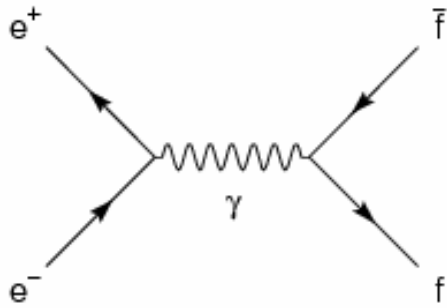


Carica del fermione f (e,μ,τ= -1 d,s,b=-1/3 u,c,t=2/3)

Isospin debole del fermione (e,μ,τ,d,s,b = -1/2 u,c,t = 1/2)

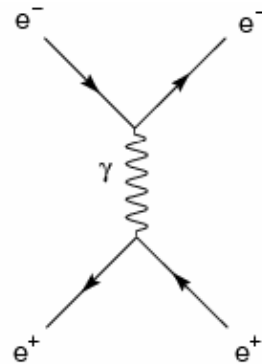
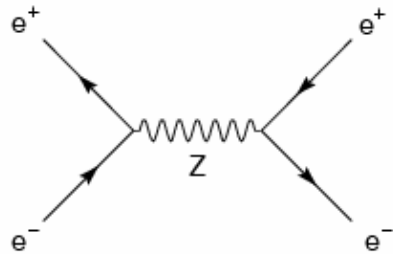
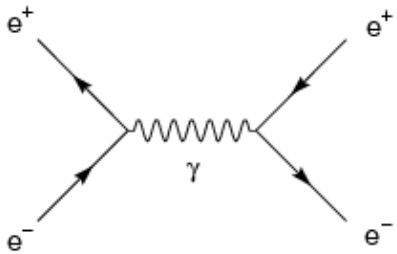
Eventi a LEP $(\sqrt{s} \approx M_Z)$

Per un fermione generico sono possibili i grafici di scambio di un fotone o di uno Z



$$e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$$

Se lo stato finale è $e^+ e^-$ bisogna tener conto del termine Bhabha

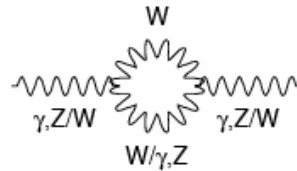
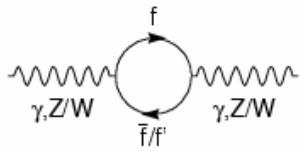


$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$$

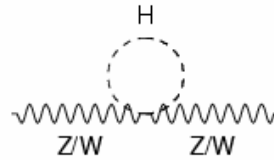
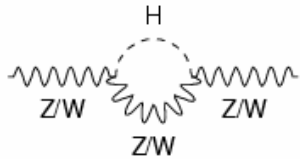
Correzioni radiative

I grafici precedenti permettono di calcolare la sezione d'urto all'ordine più basso. LEP era un esperimento di grande precisione

← Necessari ordini successivi



← Diagrammi di correzione ai bosoni di gauge



L'effetto dei grafici di ordine superiore viene riassorbito in costanti di accoppiamento effettive

$$\overline{g_V} = \sqrt{1 + \Delta\rho} (T^3 - 2Q \sin^2 \overline{\theta_W})$$

$$\overline{g_A} = \sqrt{1 + \Delta\rho} T^3$$

$$\sin^2 \overline{\theta_W} = (1 + \Delta\kappa) \sin^2 \theta_W$$

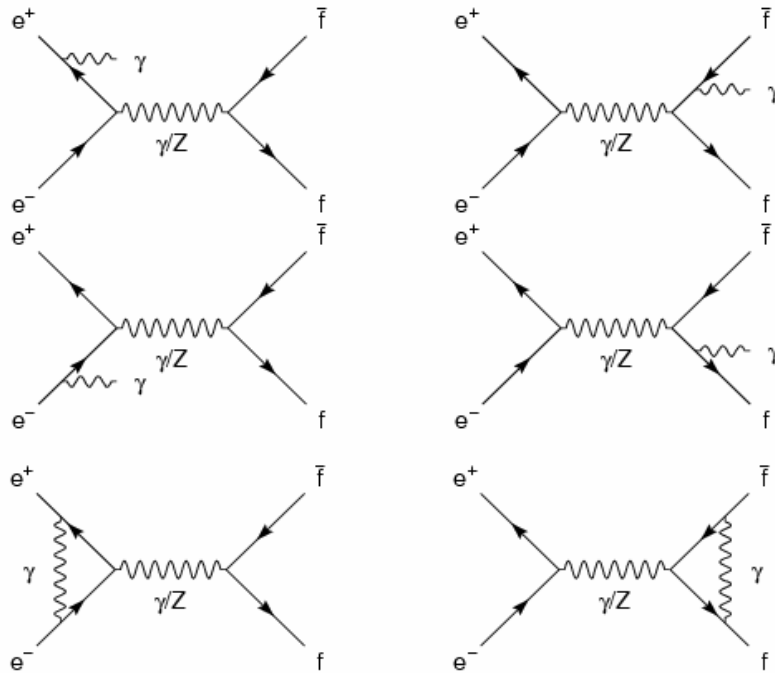
dove

$$\Delta\kappa = \frac{3G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \left(\cot^2 \theta_W \frac{M_t^2}{M_W^2} - \frac{11}{9} \left(\ln \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right) + \dots$$

$$\Delta\rho = \frac{3G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \left(\frac{M_t^2}{M_W^2} - \tan^2 \theta_W \left(\ln \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right) + \dots$$

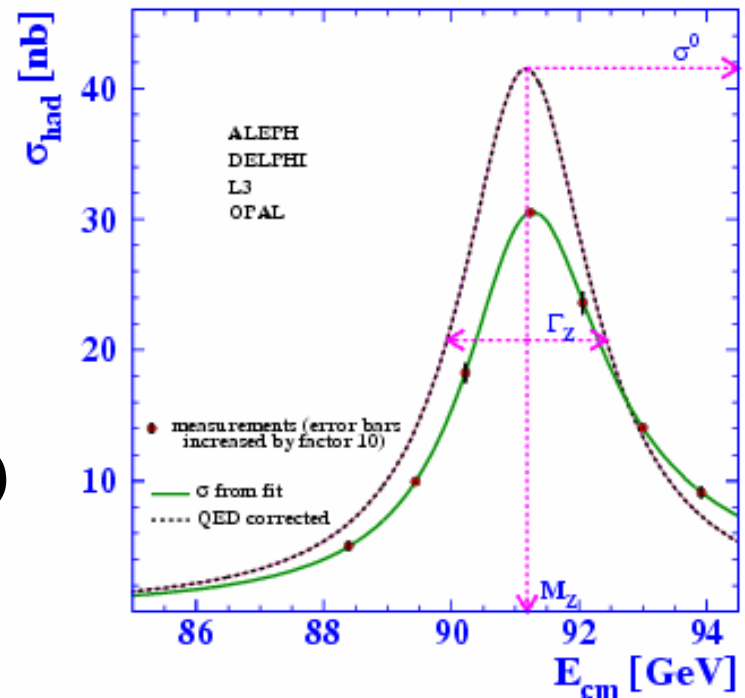
Correzioni da stato iniziale e finale

Occorre tener conto anche della possibilità di radiazione da stato iniziale e finale che porta allo studio dei seguenti grafici



Gli effetti sono riassorbiti nell'utilizzo di un opportuno radiatore che permette di collegare la sezione d'urto misurata con quella teorica

$$\sigma(s) = \int_{4m_f^2/2}^1 dz H_{QED}(z, s) \sigma_{ew}(zs)$$



La sezione d'urto per canale fermionico

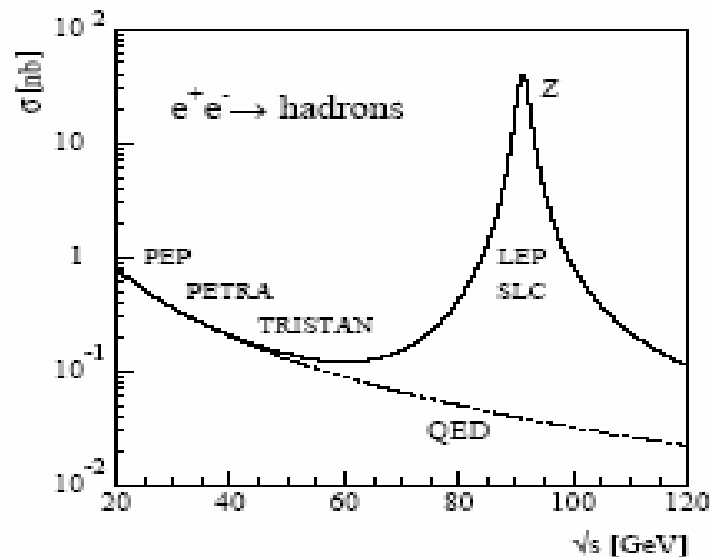
Tenendo conto dei grafici visti in precedenza si ottiene la sezione d'urto totale del processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ (Considerazione: $f \neq e$)

t channel

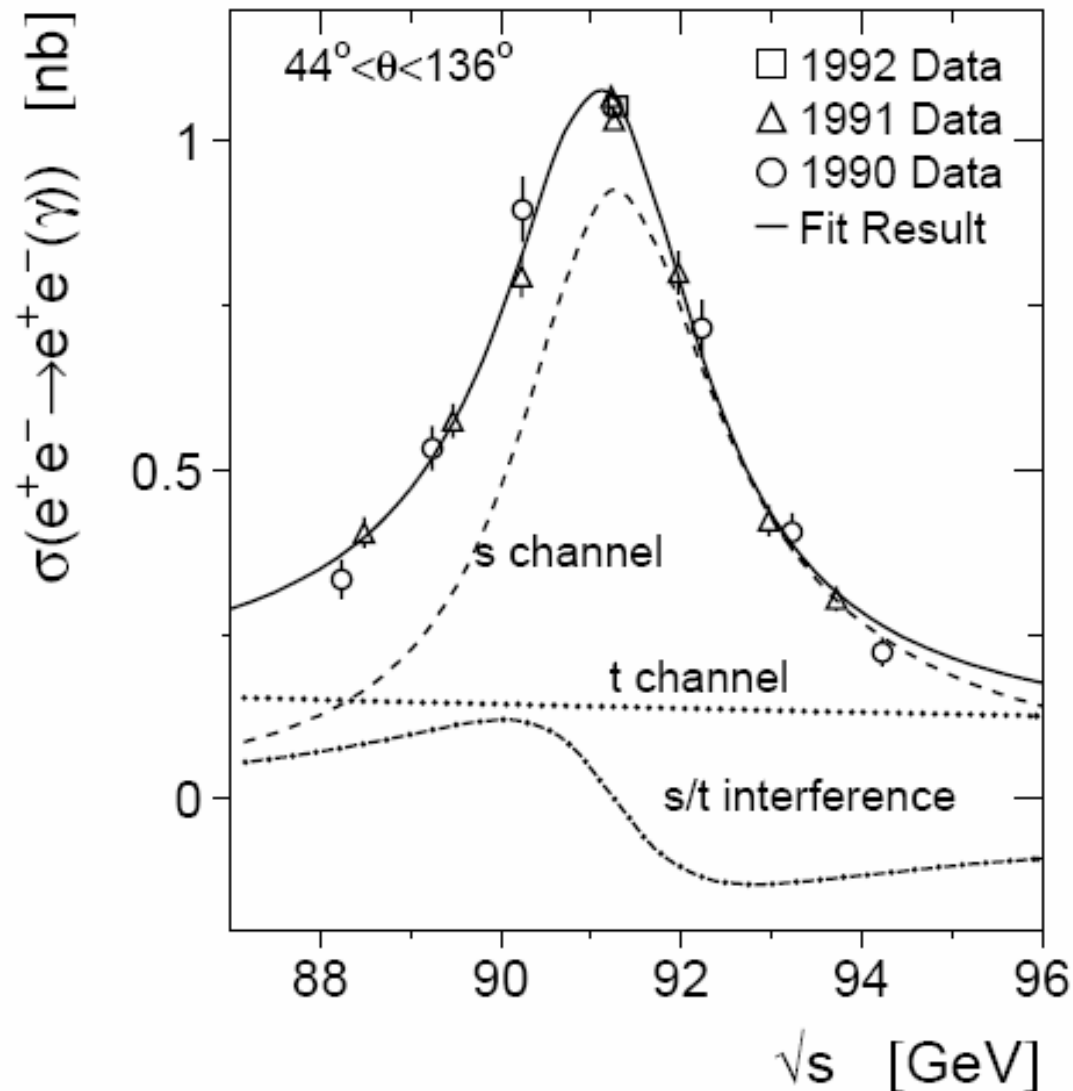
s/t channel

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c^f \left\{ Q_f^2 - 2Q_f \overline{g_V^e} \overline{g_V^f} \frac{1}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \frac{s(s-m_Z^2)}{(s-m_Z^2)^2 + \Gamma^2 m_Z^2} \right.$$

$$\left. + \left[(\overline{g_V^e})^2 + (\overline{g_A^e})^2 \right] \left[(\overline{g_V^f})^2 + (\overline{g_A^f})^2 \right] \frac{1}{16\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \frac{s^2}{(s-m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2} \right\} \quad \text{s channel}$$



La sezione d'urto (caso elettronico)



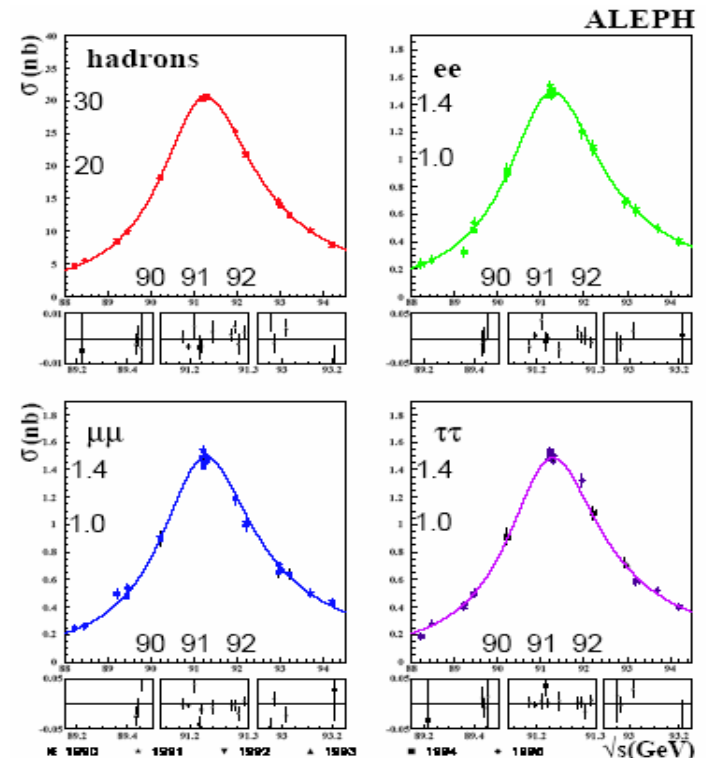
Il grafico a lato mostra il contributo dei vari canali alla sezione d'urto totale in prossimità del picco.

La sezione d'urto al picco

I parametri del bosone Z sono calcolati a partire dalla sezione d'urto al picco che assume la forma di una risonanza di tipo Breit-Wigner

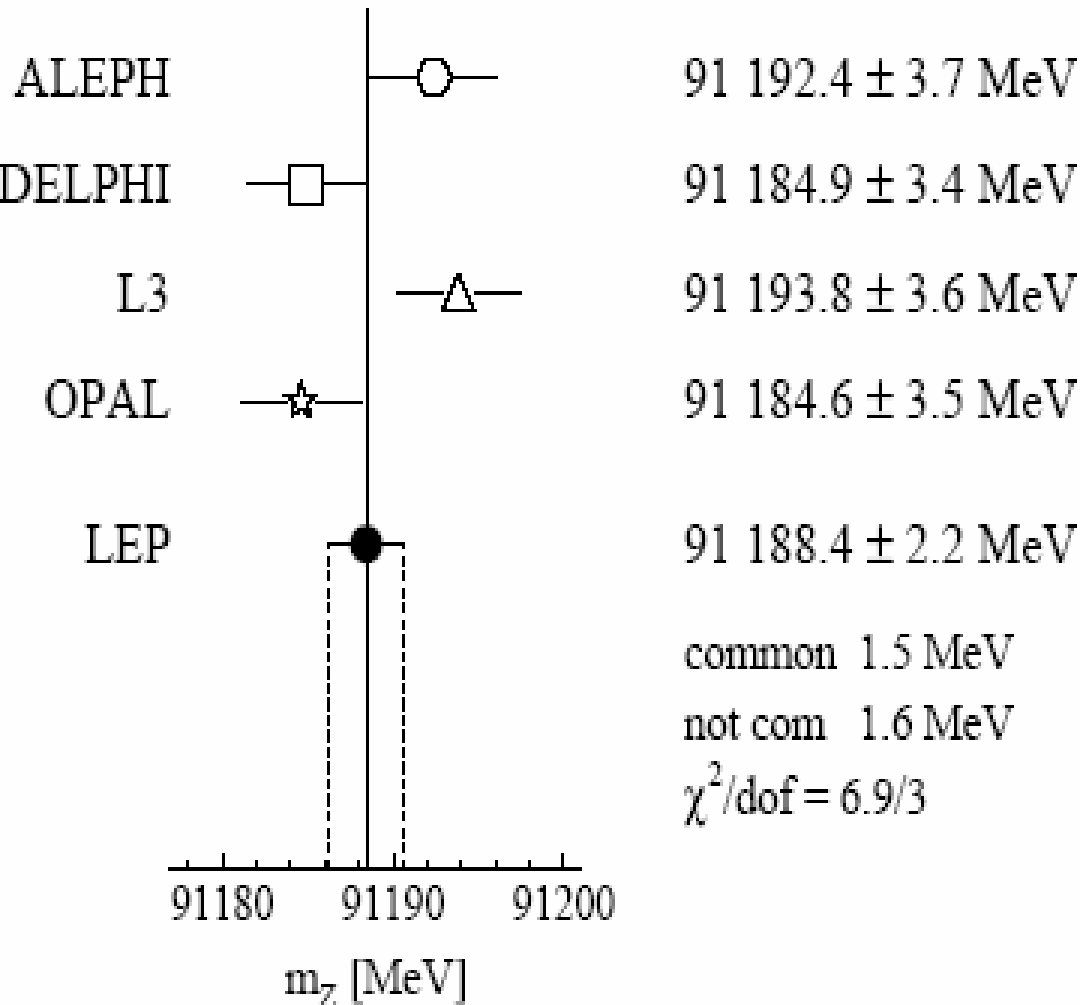
$$\sigma_f = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \frac{s}{(s - m_Z^2)^2 + s^2 \Gamma_Z^2 / m_Z^2}$$

Quelle trovate sono dunque le sezioni d'urto per ogni singolo canale. Da esse si può ricavare la massa dello Z (dalla posizione del picco) e le larghezze totali e parziali mediante un fit opportuno.



La massa dello Z: risultati

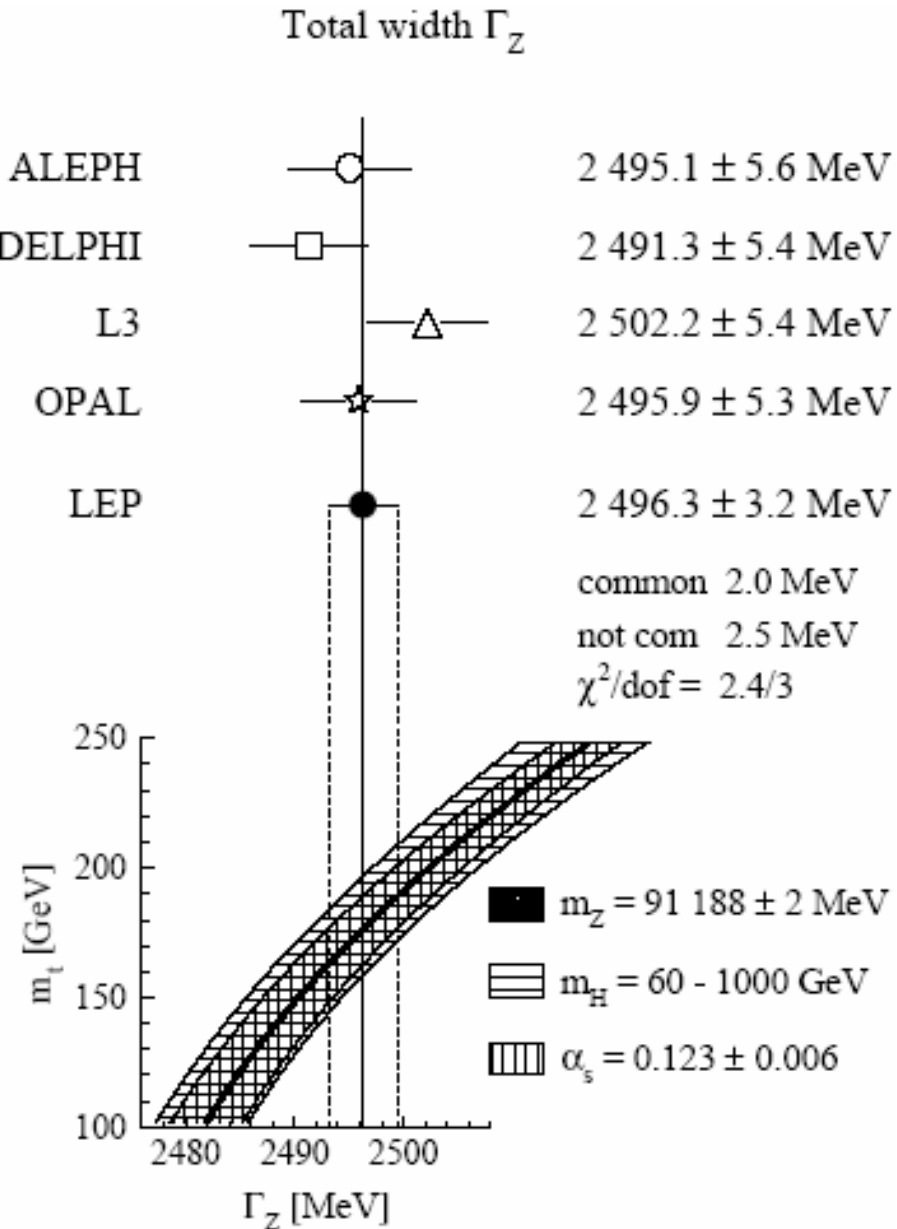
Z mass



Il risultato ottenuto ha notevolmente contribuito alla determinazione di quello attualmente presente nel PDG

$$M_Z = 91187.6 \pm 2.1 \text{ MeV}$$

La larghezza totale: risultati



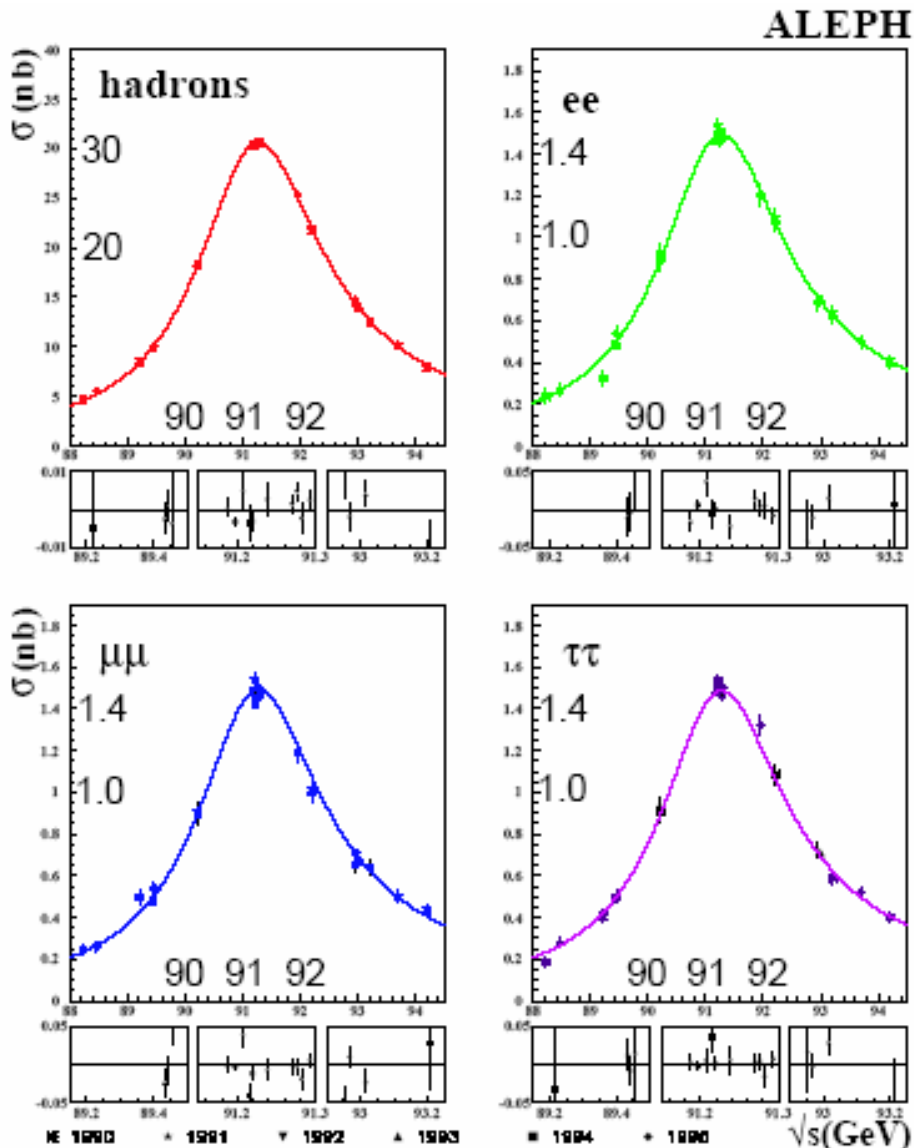
Da questa larghezza si può ricavare facilmente la vita media del bosone Z

$$(\approx 10^{-25} \text{ s})$$

Per completezza si riporta il valore della larghezza dello Z riportato nel PDG

$$\Gamma = 2495.2 \pm 2.3 \text{ MeV}$$

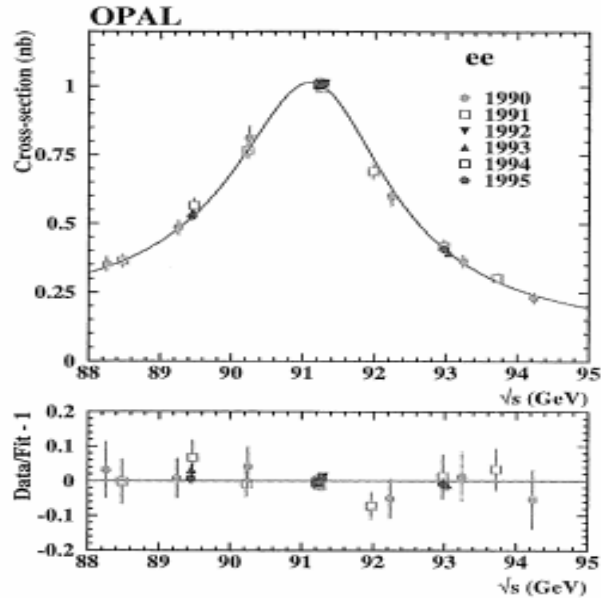
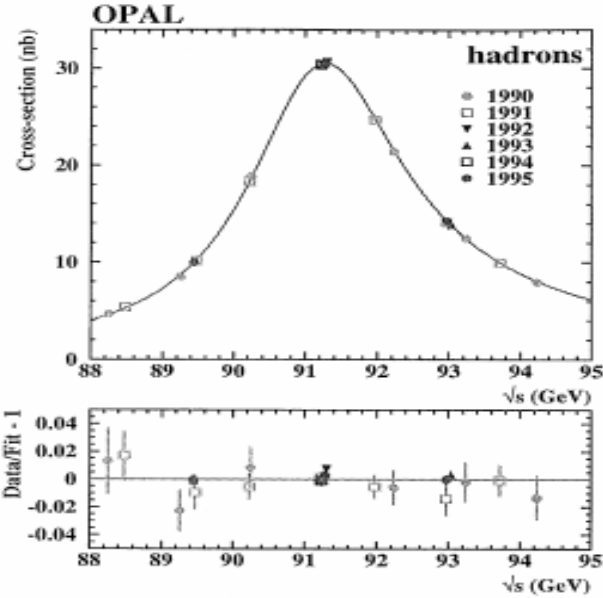
Larghezze parziali (ALEPH)



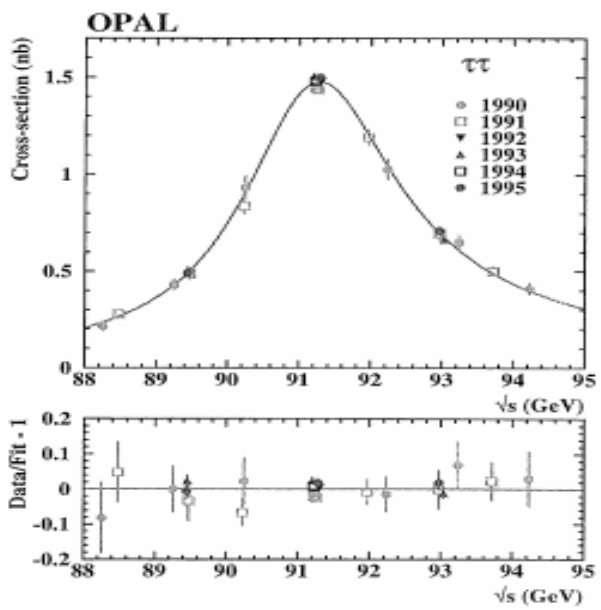
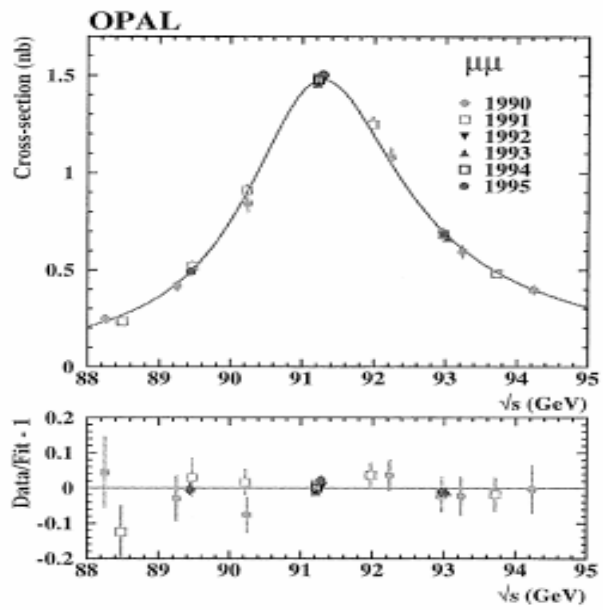
Quelle riportati sono i risultati delle sezioni d'urto per i singoli canali visibili. Possiamo notare due caratteristiche fondamentali

- Il picco è per tutti i grafici nello stesso punto, alla massa dello Z
- Notiamo l'universalità delle interazioni deboli

Larghezze parziali (OPAL)



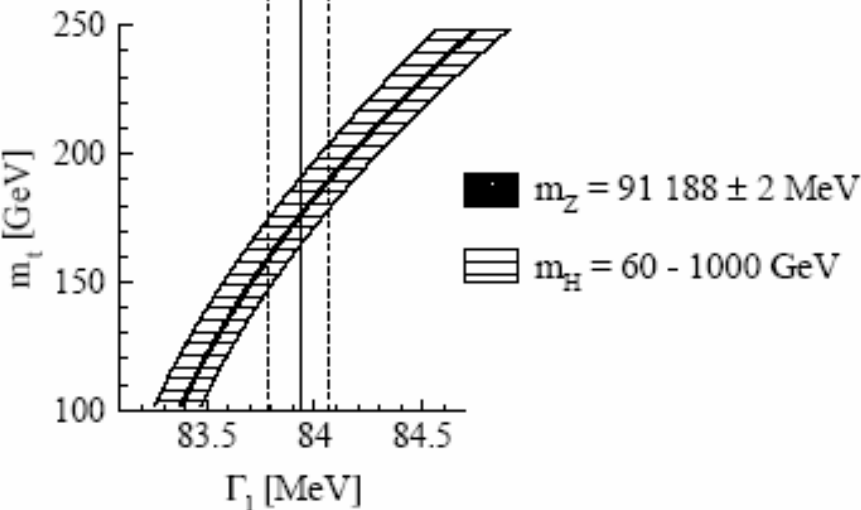
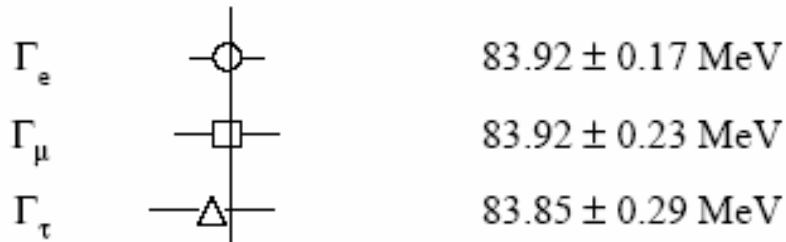
Risultati analoghi ai precedenti.



Si noti che la sezione d'urto elettronica non è ancora riscalata

Risultati delle larghezze parziali

LEP averages of leptonic widths



Come si vede dai valori accanto risulta chiara l'universalità degli accoppiamenti leptonici.

$$\frac{\Gamma(\mu)}{\Gamma(e)} = 1.0009 \pm 0.0028$$

$$\frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(e)} = 1.0019 \pm 0.0032$$

Sull'universalità torneremo anche nel seguito.

La larghezza invisibile

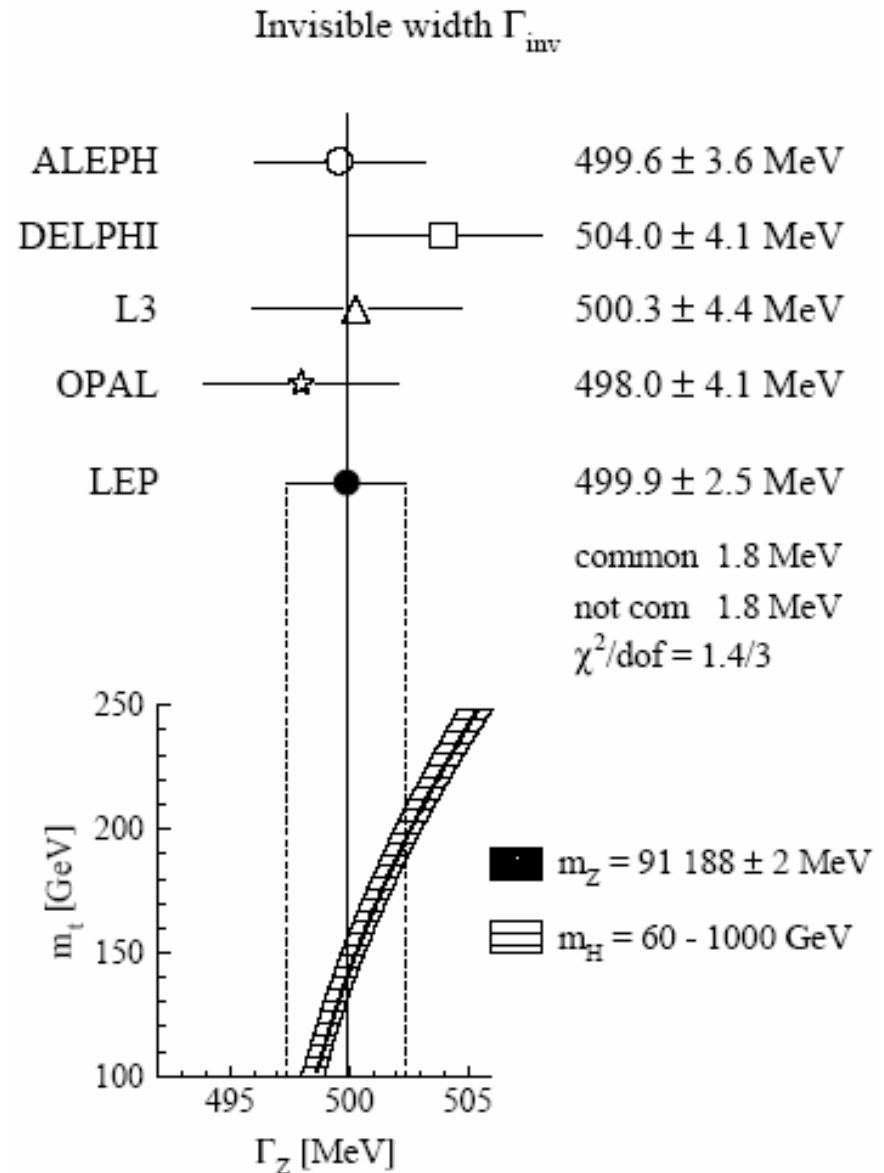
Come già accennato c'è una parte della larghezza dello Z che non è attribuibile a nessuno dei canali visti: è la larghezza invisibile.

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + \sum_{lept} \Gamma_{lept} + \Gamma_{inv}$$

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_{tot} - \Gamma_{vis} = \Gamma_{tot} - \Gamma_{had} - \sum_{lept} \Gamma_{lept}$$

Questa larghezza invisibile risulta essere

$$\Gamma_{inv} = 499.9 \pm 2.5 \text{ MeV}$$

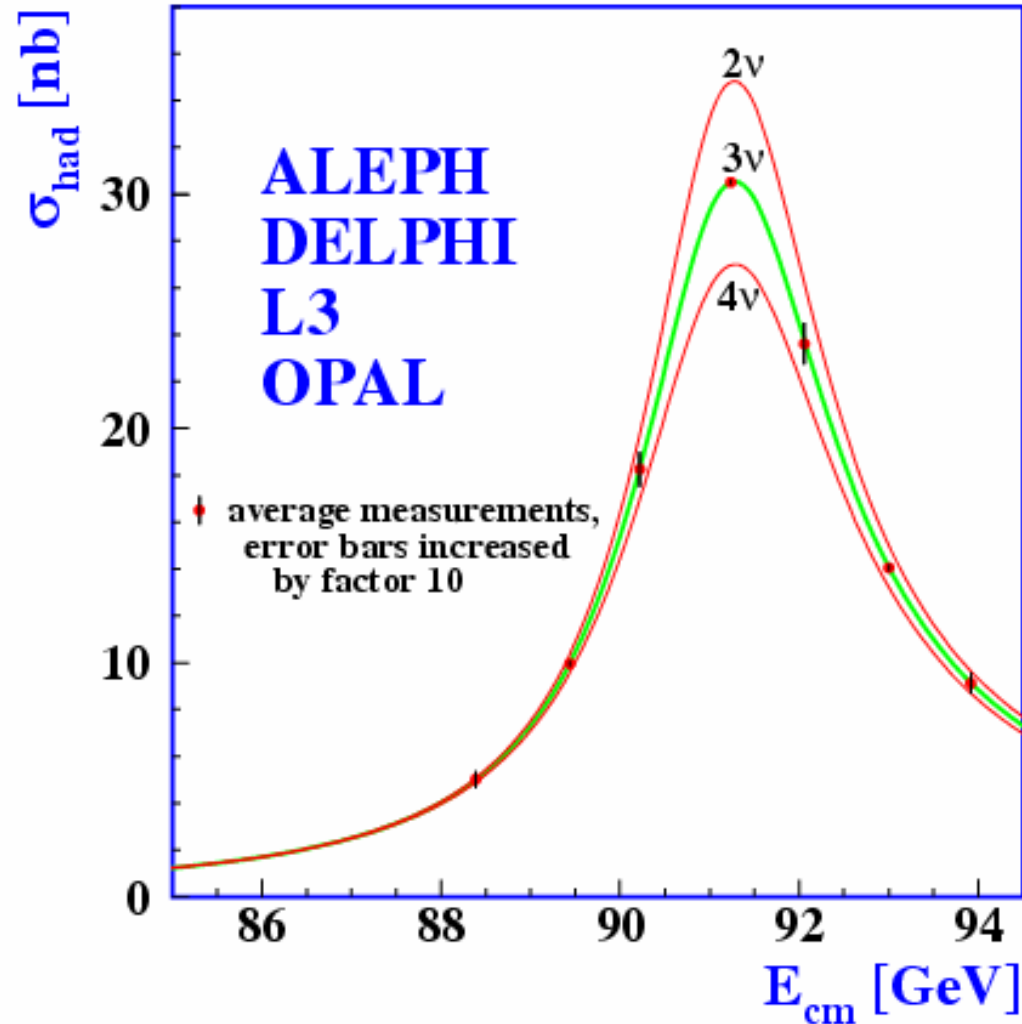


Numero famiglie neutrini

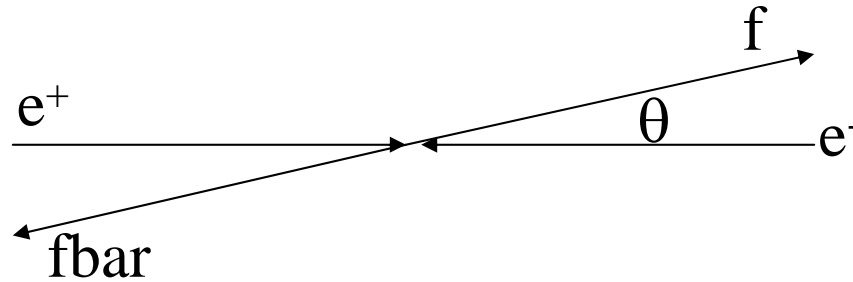
Dalla larghezza invisibile assumendo l'universalità, cioè che ogni famiglia di neutrini dia lo stesso contributo alla larghezza (che il MS prevede essere di circa 165MeV), si può fare un fit che permette di ottenere il numero di famiglie di neutrini (leggeri)

Il risultato ottenuto è

$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$$



La sezione d'urto differenziale



La sezione d'urto differenziale per il processo considerato è

$$\frac{d\sigma(s)}{d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c^f \left\{ Q_f^2 (1 + \cos^2\theta) - 2Q_f \left[\overline{g_V^e g_V^f} (1 + \cos^2\theta) + 2\overline{g_A^e g_A^f} \cos\theta \right] \frac{1}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \frac{s(s - m_Z^2)}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma^2 m_Z^2} + \left[(\overline{g_V^e})^2 + (\overline{g_A^e})^2 \right] \left[(\overline{g_V^f})^2 + (\overline{g_A^f})^2 \right] (1 + \cos^2\theta) + 8\overline{g_V^e g_A^e g_V^f g_A^f} \cos\theta \right\} \frac{1}{16\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \frac{s^2}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma^2 m_Z^2}$$

Che in prossimità del picco diviene

$$\frac{d\sigma(s)}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \sigma_{peak} \left[(1 + \cos^2\theta) \left(\overline{g_V^e}^2 + \overline{g_A^e}^2 \right) \left(\overline{g_V^f}^2 + \overline{g_A^f}^2 \right) + 2\cos\theta \left(\overline{g_V^e g_A^e} \right) \left(\overline{g_V^f g_A^f} \right) \right]$$

Come si vede risulta una importante dipendenza dall'angolo

Asimmetria FWD-BWD

La dipendenza della sezione d'urto dall'angolo porta ad un'asimmetria tra le sezione d'urto in avanti e quella indietro. Definendo il numero di eventi forward (backward) come

$$N_{f(b)} = \int_{\cos\theta > (<) 0} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta = \int_{\cos\theta > (<) 0} d\sigma$$

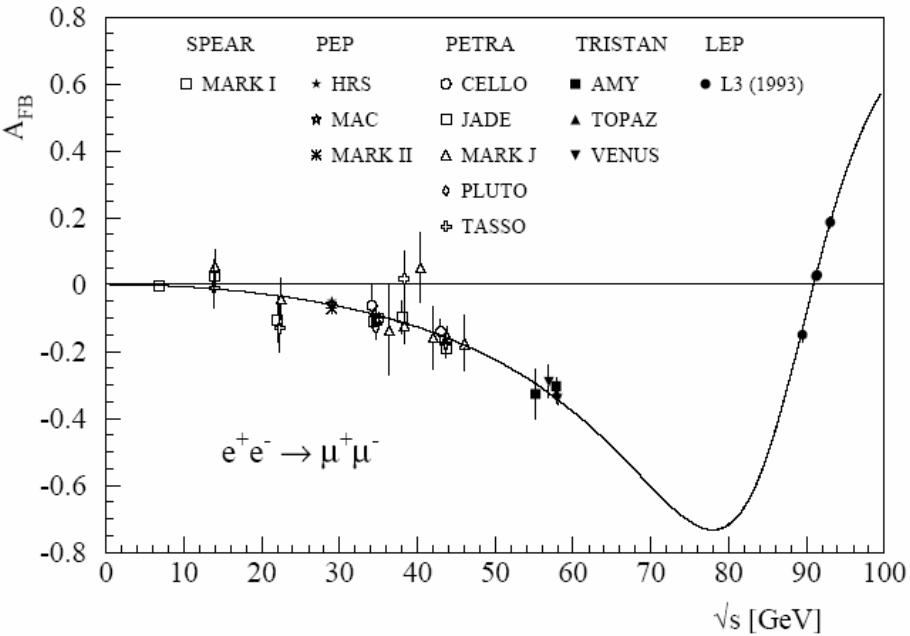
possiamo ottenere il parametro di asimmetria

$$A_{FB}^f = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b} = \frac{\int_{\cos\theta > 0} d\sigma - \int_{\cos\theta < 0} d\sigma}{\int_{\cos\theta > 0} d\sigma + \int_{\cos\theta < 0} d\sigma}$$

Tuttavia al picco sussiste la relazione $A_{FB}^{0f} = \frac{3}{4} A^e A^f$ dove

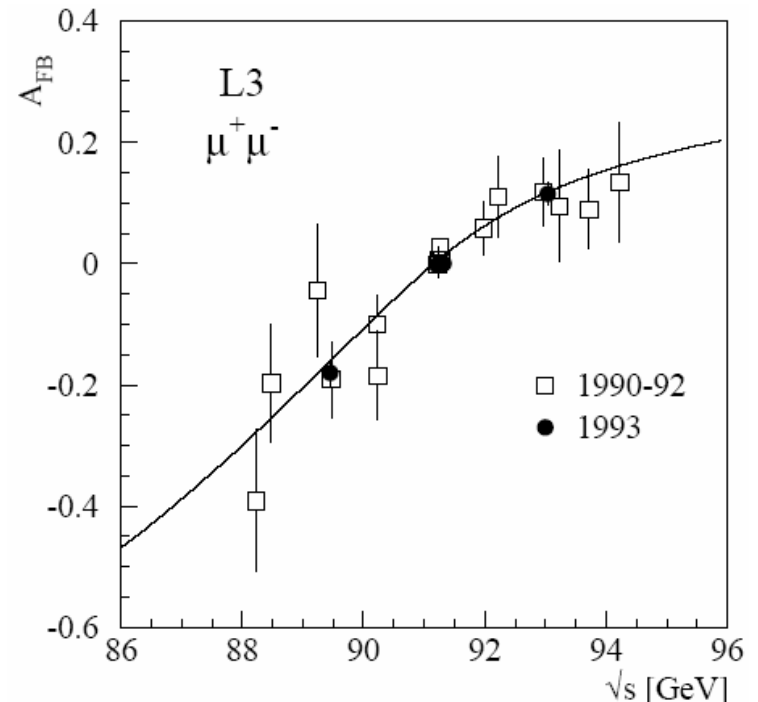
$$A^l = \frac{2 \overline{g_A^l g_V^l}}{\overline{g_A^l}^2 + \overline{g_V^l}^2}$$

Asimmetria FWD-BWD (μ)

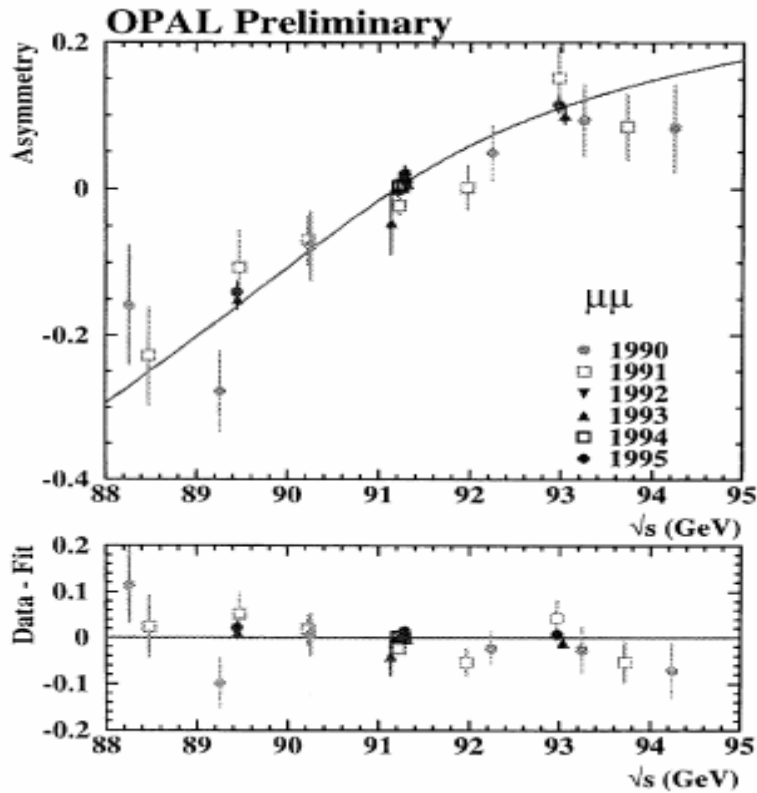


Parametro di asimmetria per valori dell'energia del centro di massa più bassi di LEPI. Evidenza della presenza dello Z

Risultati di L3 per il parametro di asimmetria in prossimità del picco. Ci permetterà lo studio degli accoppiamenti

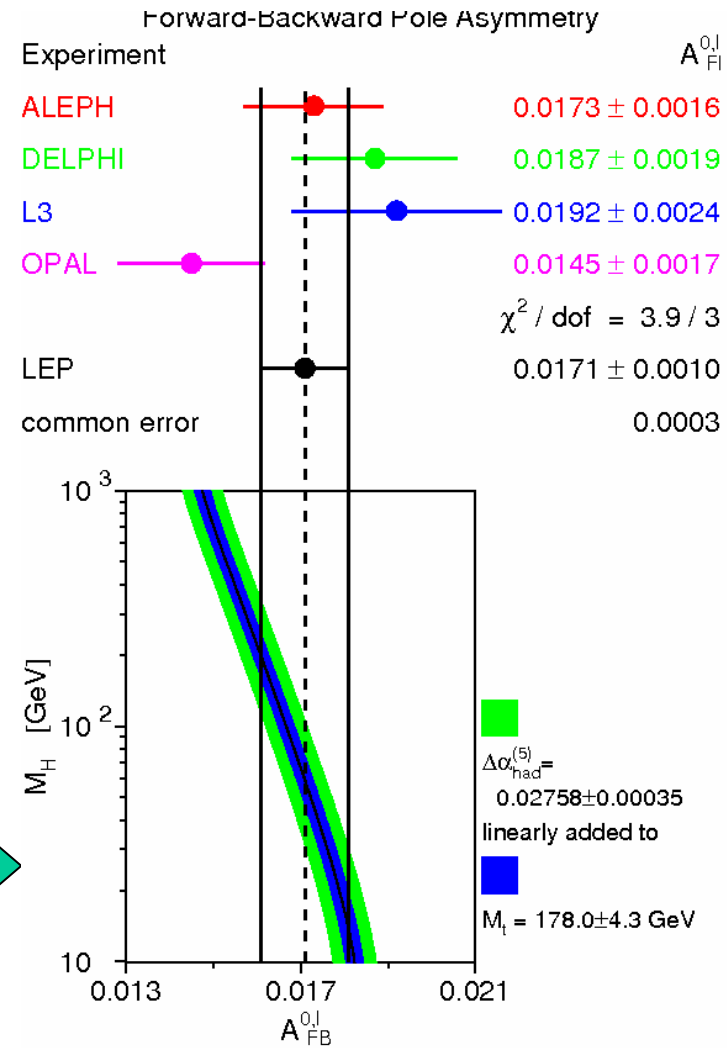
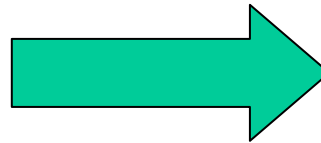


Asimmetria FWD-BWD (μ)



Risultato finale:

$$A_{FB}^0 = 0.0171 \pm 0.0010$$



Determinazione parametri MS

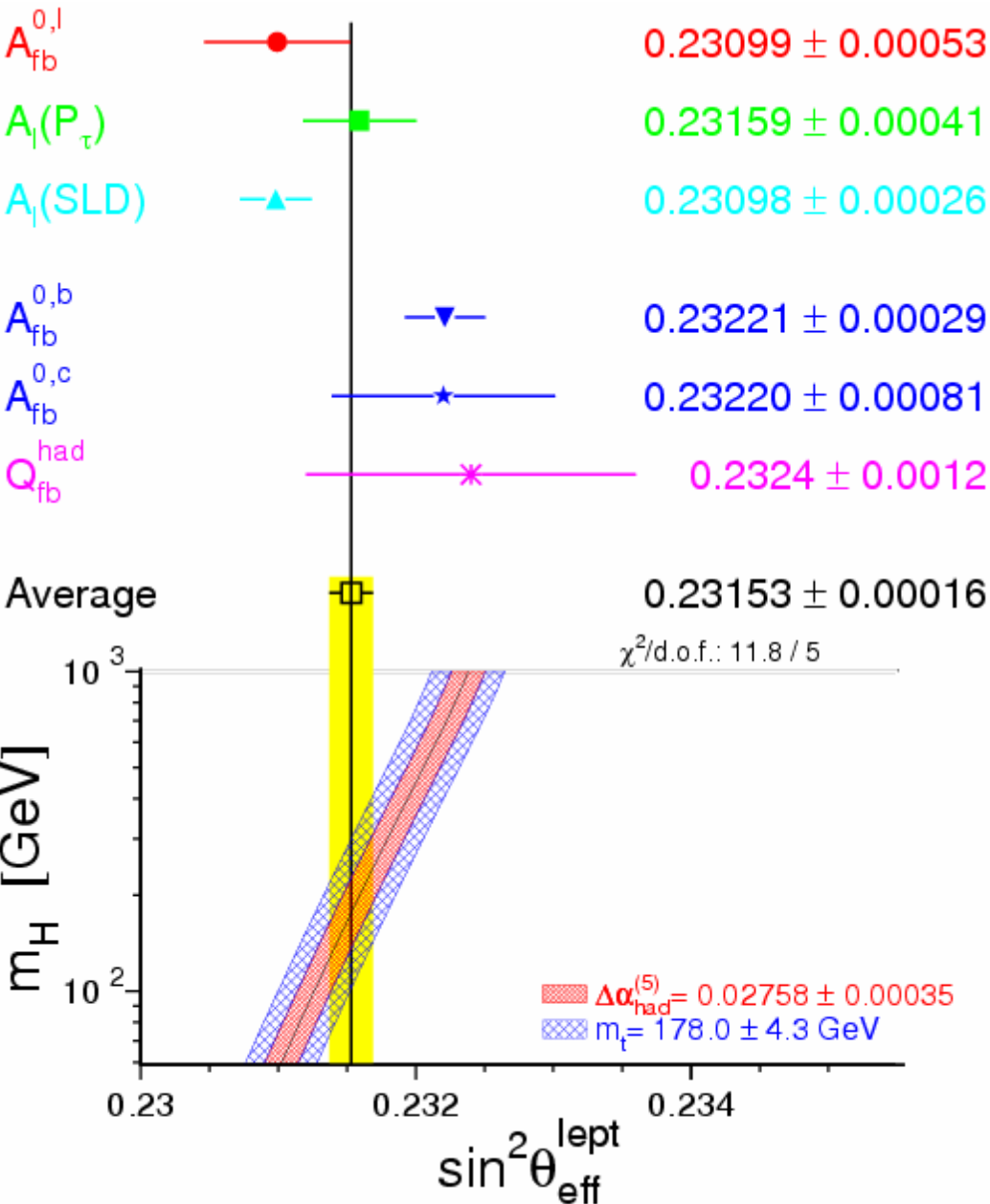
Come visto dalla sezione d'urto totale e dal parametro di asimmetria si possono ricavare gli accoppiamenti assiale e vettoriale e da questi si determina l'angolo di Weinberg. I risultati ottenuti da LEP per gli accoppiamenti dei vari leptoni sono

	\bar{g}_A	\bar{g}_V
e^+e^-	-0.5011 ± 0.0005	-0.0368 ± 0.0018
$\mu^+\mu^-$	-0.5011 ± 0.0008	-0.0370 ± 0.0041
$\tau^+\tau^-$	-0.5015 ± 0.0009	-0.0371 ± 0.0018
$\ell^+\ell^-$	-0.5012 ± 0.0004	-0.0369 ± 0.0010

Dalla relazione $\frac{\bar{g}_V^f}{\bar{g}_A^f} = 1 - 2 \frac{Q_f}{T_3} \sin^2 \bar{\theta}_W$ possiamo infine ricavare il valore del seno dell'angolo di Weinberg così come ottenuto a LEP

$$\sin^2 \bar{\theta}_W = 0.23099 \pm 0.00053$$

Confronto risultati angolo Weinberg



La figura a lato mostra i valori dell'angolo di mixing ottenuti a LEP con altri metodi e ottenuti a SLD. Il risultato combinato di queste misure è (on shell)



$$\sin^2 \theta_W = 0.22331 \pm 0.00062$$

(da confrontare con il valore ottenuto a NuTeV

$$\sin^2 \theta_W = 0.227 \pm 0.004 \quad)$$

Bibliografia

- F.Teubert, arXiv:hep-ex/0110004v1
- M.Grunewald, Phys.Rep. 322 (125-346)
- J.Mnich, L3 internal note 1783
- LEP coll., Phys.Rep. 427 (257-456)