

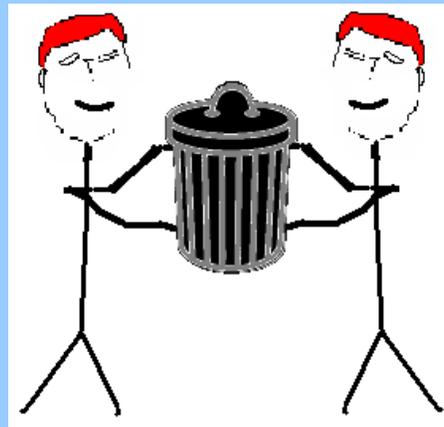


Fisica delle alte energie agli acceleratori: il Modello Standard e oltre



Lezione #2 Misura delle asimmetrie e fit globali

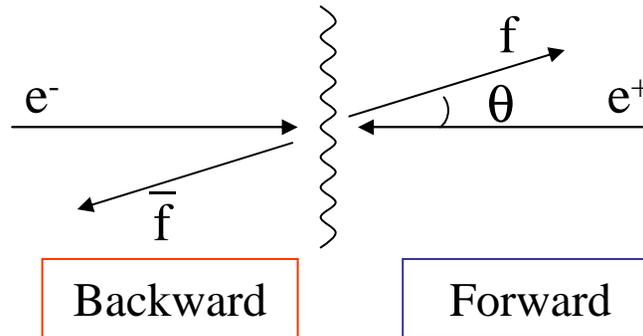
Avanti →



← Indietro



Asimmetrie Forward-Backward



$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f}$$

$$\sigma_B^f = 2\pi \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d \cos \theta$$

$$\sigma_F^f = 2\pi \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d \cos \theta$$

Lezione 26 Maggio
Line shape Z

$$\left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \right)^{EW} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s} \left[F_1(s)(1 + \cos^2 \vartheta) + F_2(s) \cos \vartheta \right]$$

termine di asimmetria



“costanti” v_f e a_f

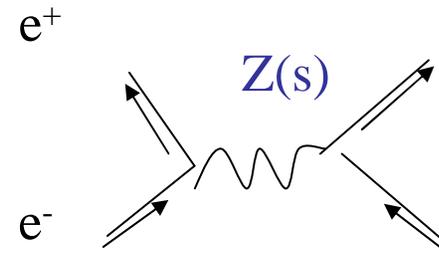
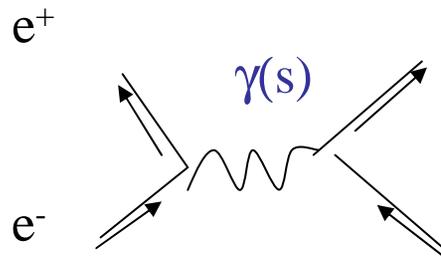
$$\Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_{Vf}^2 + g_{Af}^2) \quad g_{Vf} = I_{3f} - 2 Q_f \sin^2 \theta_W \quad g_{Af} = I_{3f}$$

Introduciamo le costanti v_f e a_f :

$$v_f = \frac{g_{Vf}}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} = \frac{I_{3f} - 2 Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad a_f = \frac{g_{Af}}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} = \frac{I_{3f}}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}$$

La nuova espressione di Γ_f risulta: $\Gamma_f = N_C \frac{\alpha M_Z}{3} (v_f^2 + a_f^2)$

$$\left(G_f = \frac{\alpha\pi}{4\sqrt{2}M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \right)$$



$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s} \sqrt{1-4\mu_f} \left[G_1(s)(1 + \cos^2 \vartheta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1-4\mu_f} G_3(s) 2 \cos \vartheta \right]$$

$$\boxed{\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s} \left[G_1(s)(1 + \cos^2 \vartheta) + G_3(s) 2 \cos \vartheta \right]} \quad \begin{array}{l} (\mu_f = m_f^2 / s) \\ \mu_f \ll \sqrt{s} \end{array}$$

$$G_1(s) = Q_e^2 Q_f^2 + 2Q_e Q_f v_e v_f (\text{Re } \chi_o(s)) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi_o(s)|^2$$

$$G_3(s) = 2Q_e Q_f a_e a_f (\text{Re } \chi_o(s)) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_o(s)|^2 \quad \text{Termini dominanti}$$

$$\chi_o(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \quad \text{Re } \chi_o(M_Z^2) = 0 \quad |\chi_o(M_Z^2)|^2 = \left(\frac{M_Z}{\Gamma_Z} \right)^2$$



$$\sigma_F + \sigma_B$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G_1(s) \int_{-1}^1 (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta = \frac{8}{3} \\ 2G_3(s) \int_{-1}^1 \cos \theta d \cos \theta = 0 \end{array} \right.$$

$$\sigma_F - \sigma_B$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G_1(s) \int_0^1 (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta - \int_{-1}^0 (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta = 0 \\ 2G_3(s) \int_0^1 \cos \theta d \cos \theta - \int_{-1}^0 \cos \theta d \cos \theta = \frac{1}{2} - \left(-\frac{1}{2} \right) = 1 \end{array} \right.$$

$$A_{FB}^f = \frac{2G_3(s)}{8/3 G_1(s)} = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s)}$$

Parametri di asimmetria $A_e A_f$

Per $s=M_Z^2$

(considerando i termini dominanti)



$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} \left(\frac{2a_e v_e}{a_e^2 + v_e^2} \right) \left(\frac{2a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2} \right) = \frac{3}{4} A_e A_f$$



$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s} [G_1(s)(1 + \cos^2 \vartheta) + G_3(s)2 \cos \vartheta]$$

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \vartheta) + \frac{G_3(s)}{G_1(s)} 2 \cos \vartheta$$

$$G_1(s) \cong (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi_o(s)|^2$$

$$G_3(s) \cong 4v_e a_e v_f a_f |\chi_o(s)|^2$$

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \vartheta) + \underbrace{A_e A_f 2}_{\frac{8}{3} A_{FB}} \cos \vartheta$$

Il prodotto $A_e A_f$ (dunque A_{FB}) è un termine moltiplicativo di $\cos\theta$



$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \vartheta) + \frac{8}{3} A_{FB} \cos \vartheta$$

Metodo di conteggio

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

Metodo di “maximum likelihood fit”

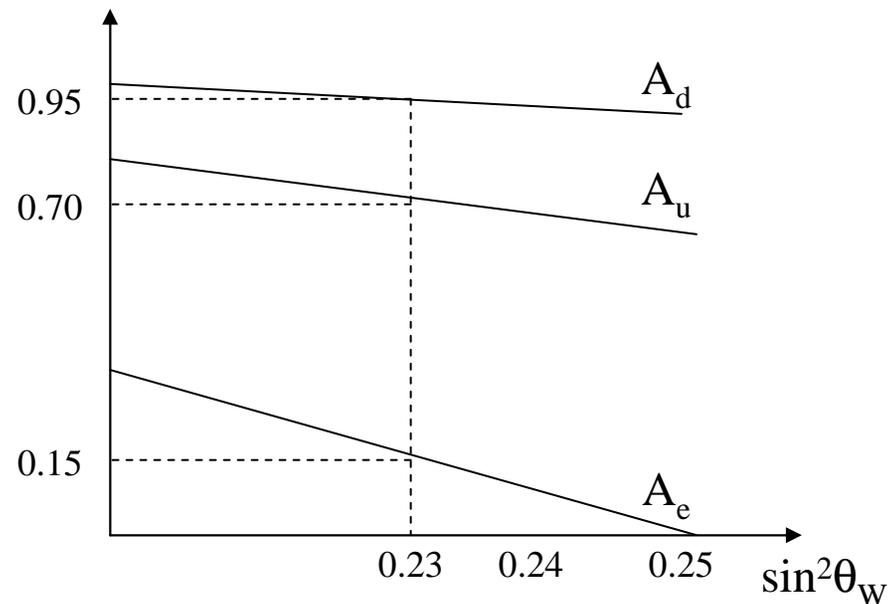
$$L = \prod_i \left((1 + \cos^2 \vartheta_i) + \frac{8}{3} A_{FB} \cos \vartheta_i \right)$$

Con il conteggio non si assume la distribuzione prevista in θ

Con la likelihood si ottiene un errore statistico minore



$$A_f = \frac{2a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2} = \frac{2g_{Af} g_{Vf}}{g_{Af}^2 + g_{Vf}^2} = \frac{2I_{3f}(I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_W)}{(I_{3f})^2 + (I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_W)^2}$$



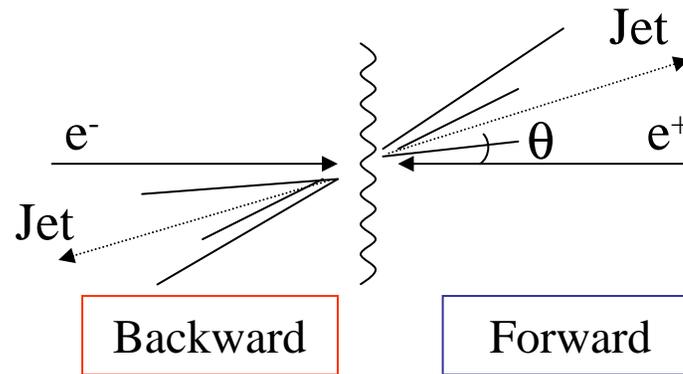
All'ordine piu' basso l'asimmetria forward-backward e' determinata esclusivamente dal valore di $\sin^2 \theta_W$

Misura A_{FB} per diversi f \rightarrow confronto tra diverse stime di $\sin^2 \theta_W$



Per i leptoni l'angolo θ è dato dalla direzione della traccia.

Per i quarks si identifica la direzione del quark con l'asse del jet

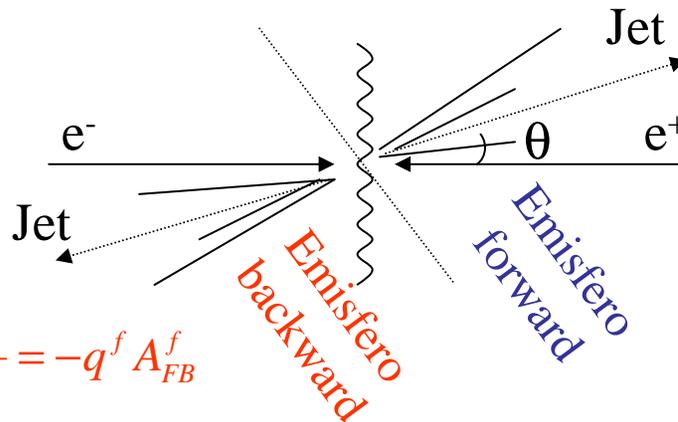


$$A_{FB}^b$$

$$A_{FB}^c$$

Un metodo che permette di non dover selezione la tipologia di quark è l'asimmetria di carica:

$$\langle Q_F^f \rangle = \frac{q^f \sigma_F^f + q^{\bar{f}} \sigma_F^{\bar{f}}}{\sigma_F^f + \sigma_F^{\bar{f}}} = q_f A_{FB}^f$$



$$\langle Q_B^f \rangle = \frac{q^f \sigma_B^f + q^{\bar{f}} \sigma_B^{\bar{f}}}{\sigma_B^f + \sigma_B^{\bar{f}}} = -q^f A_{FB}^f$$

$$\sigma_F^f = \sigma_B^{\bar{f}} \quad \sigma_B^f = \sigma_F^{\bar{f}}$$

$$\sigma_F^f + \sigma_F^{\bar{f}} = \sigma_B^f + \sigma_B^{\bar{f}} = \sigma_{TOT}$$

$$\langle Q_{FB}^f \rangle = 2q^f A_{FB}^f$$

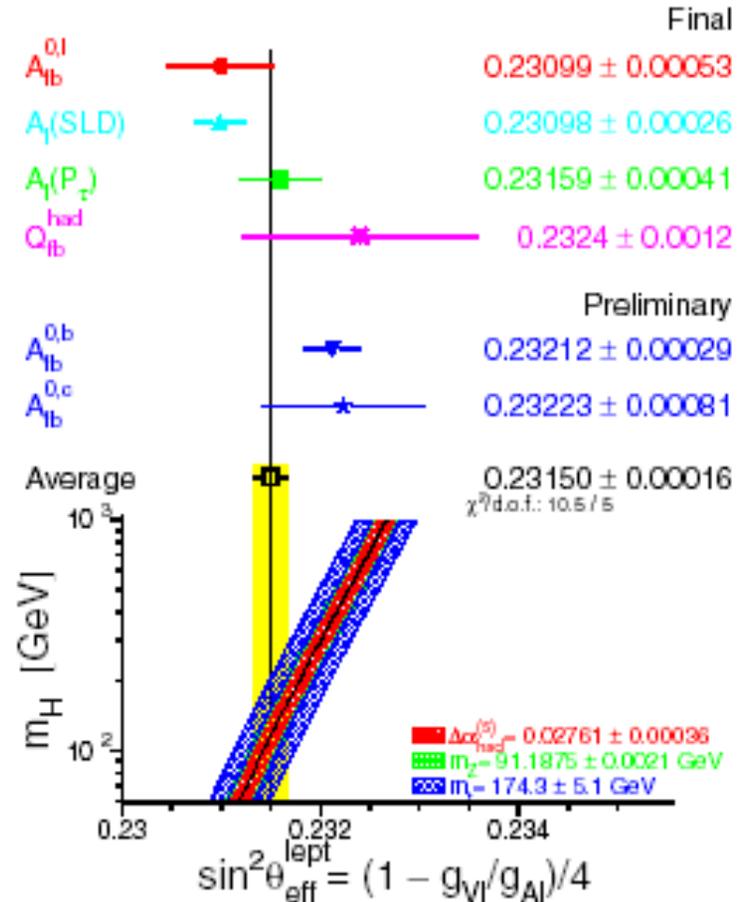
$$\langle Q_{FB} \rangle = \sum_{f=1}^5 2q^f A_{FB}^f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{had}} \quad |o$$



$$\begin{array}{cccc}
 A_{FB}^l & A_{FB}^c & A_{FB}^b & \langle Q_{FB} \rangle \\
 & & \updownarrow & \\
 \sin^2 \theta_W & \sin^2 \theta_{eff} & \sin^2 \theta_{MS} & \\
 & \text{Efficace} & \text{Minima} & \\
 & & \text{Sottrazione} &
 \end{array}$$

La corrispondenza tra la misura di asimmetria e l'angolo di Weinberg dipende dallo schema delle correzioni perturbative che si considera nella definizione dell'angolo

$$\sin^2 \theta_{eff} \cong \sin^2 \theta_{MS} + 0.00029$$



Eur Phys J C 33, s01, s641 –s643 (2004)



$\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ e correzioni perturbative



Il modello $QE_W D$ ha 3 parametri (tralasciando le masse dei fermioni e dell'Higgs)

Abbiamo indicato tali parametri con α , $\sin\theta_W$ e G_F

La scelta piu' opportuna è quella di utilizzare come parametri le grandezze misurabili con

maggior precisione: $\alpha = \frac{1}{137.03599911 \pm 0.00000046}$ $G_F = (1.16637 \pm 0.00001) 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$

- 1) α determinato dal momento magnetico anomalo dell'elettrone e dall'effetto Hall quantistico
- 2) G_F determinato dal tempo di vita del muone
- 3) M_Z determinato dalla line shape della Z

$\sin\theta_W$ e M_W diventano grandezze derivate che dipendono da m_t e m_H .

Consideriamo $\sin\theta_W$, esso può essere espresso in diversi modi tra loro equivalenti nella trattazione all'ordine piu' basso ma differenti (seppur di poco) considerando le correzioni perturbative:

$$\begin{array}{ll} \text{Schema On-shell} & \text{Schema NOV} \\ (1) \quad \sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} & (2) \quad \sin_{M_Z}^2(\theta_W) \cos_{M_Z}^2(\theta_W) \equiv \frac{\pi \alpha(M_Z)}{\sqrt{2} G_F M_Z^2} \end{array}$$



Nella definizione (2) le dipendenze da m_t e m_H sono rimosse per definizione ma restano per le altre grandezze derivate.

Anche per G_F occorre puntualizzare la definizione. La grandezza che si misura con precisione è τ_μ . Se con G_F si intende la costante della langrangiana di Fermi allora la relazione tra τ_μ e G_F dipende dall'ordine perturbativo considerato e l'errore nella stima di G_F contiene un contributo teorico (così avviene per il valore fornito dal PDG).

Diversamente si può scegliere uno schema di rinormalizzazione e definire G_F dalla relazione con τ_μ che ne deriva.

Uno schema spesso utilizzato per la definizione dell'angolo di Weinberg è quello denominato **“efficace”**



$\sin \theta_W^{eff}$ è correlato alle costanti assiale-vettore e vettore come all'ordine più basso

Il termine moltiplicativo $\sqrt{\rho_{eff}}$ (correzioni di vertice) risulta ininfluenza nella definizione

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{g_{Vf}}{g_{Af}} \right)$$

$$\bar{g}_{Af} = \sqrt{\rho_{eff}} I_{3f}$$

$$\bar{g}_{Vf} = \sqrt{\rho_{eff}} (I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_W^{eff})$$

$$A_{FB}^f = 3 \left(\frac{\bar{g}_{Ae} \bar{g}_{Ve}}{-2 \quad -2} \right) \left(\frac{\bar{g}_{Af} \bar{g}_{Vf}}{-2 \quad -2} \right) \left(\frac{\bar{g}_{Af} \bar{g}_{Vf}}{g_{Af} + g_{Vf}} \right)$$

$$\Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_{Vf}^{-2} + g_{Af}^{-2})$$

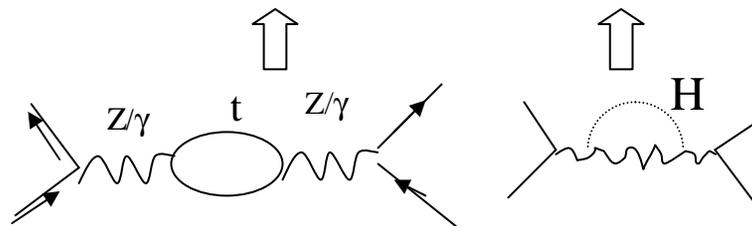
Dalla misura di A_{FB} ricavo $\sin 2\theta_W^{eff}$

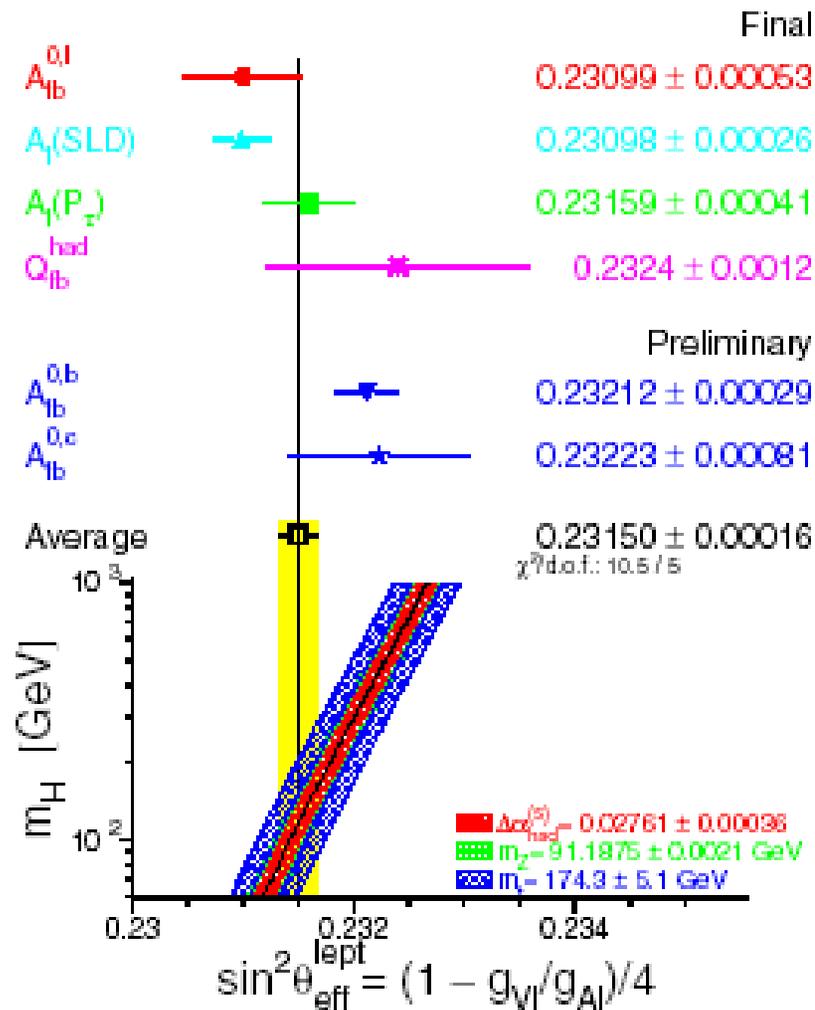
L'angolo efficace è correlato alle masse m_t m_H

$$\sin^2 \theta_W^{eff}(s) = \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\tan^2 \theta_W} \right) \sin^2 \theta_W$$

$$\Delta\rho = \frac{\alpha(M_Z)}{\pi} \frac{m_t^2}{m_Z^2} - \frac{\alpha(M_Z)}{4\pi} \log \left(\frac{m_H^2}{m_Z^2} \right) + \dots$$

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$$





angolo di mixing
elettrodebole:

$\sin^2 \theta_{\text{eff}} = 0.23150 \pm 0.00016$
 $P(\chi^2) = 7\% (10.5/5)$

0.23113 ± 0.00020 leptoni
 0.23213 ± 0.00029 hadroni

e $A_1(\text{SLD}) - A_{fb}^b$ 2.9σ



Dipendenza da s

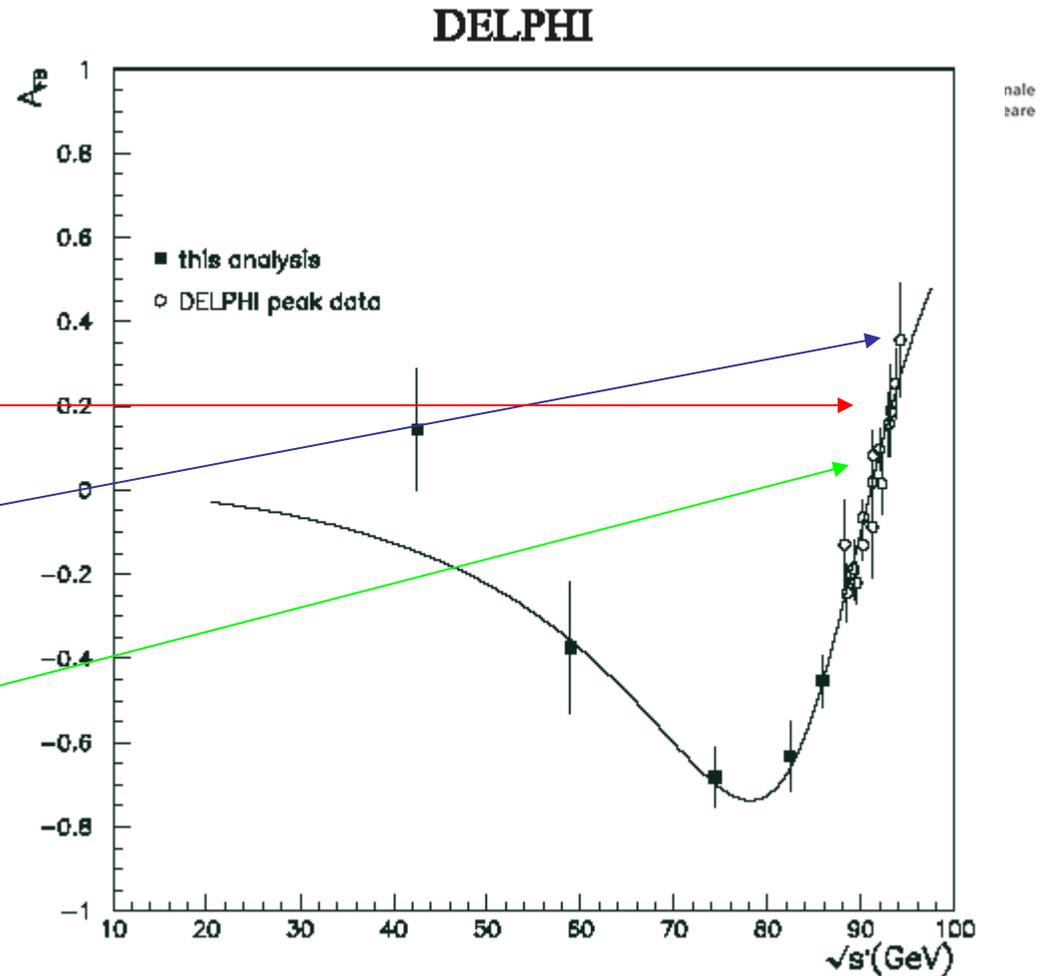
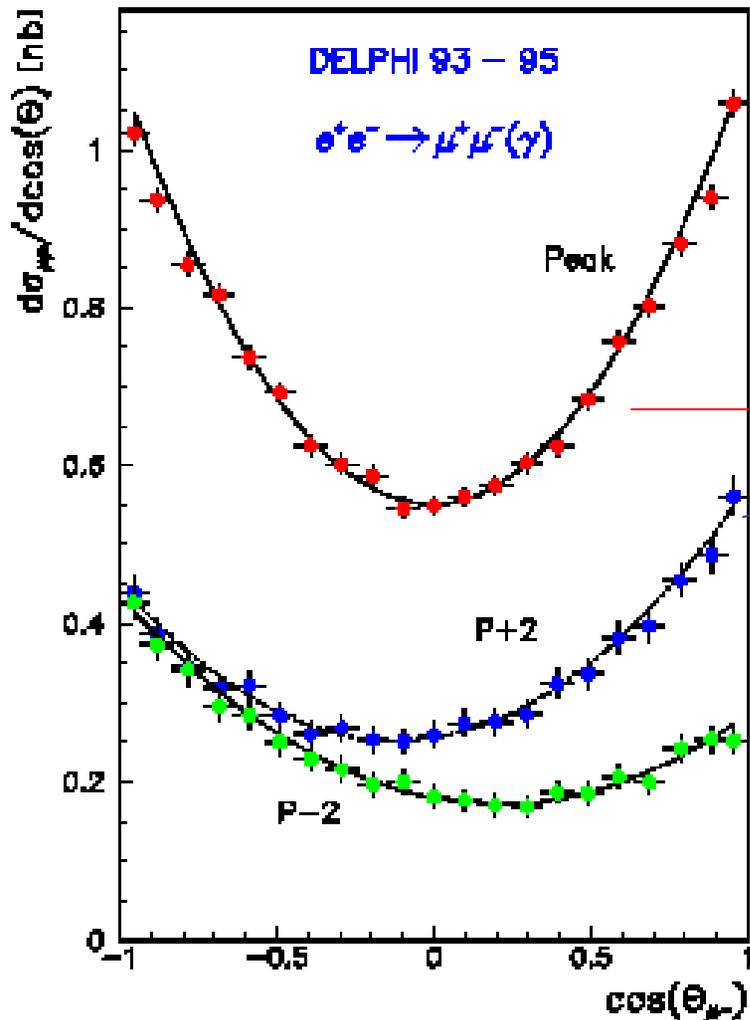
$$G_1(s) = \boxed{Q_e^2 Q_f^2} + 2Q_e Q_f v_e v_f (\text{Re } \chi_o(s)) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi_o(s)|^2$$

$$G_3(s) = \boxed{2Q_e Q_f a_e a_f (\text{Re } \chi_o(s))} + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_o(s)|^2$$

$$\chi_o(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \quad \longrightarrow \quad \text{Re}(\chi_o(s)) \cong \frac{s}{s - M_Z^2}$$

Fuori dal picco I termini in $|\chi_o(s)|^2$ anzichè dominanti diventano trascurabili

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s)} = \frac{3}{4} \frac{2Q_e Q_f a_e a_f}{Q_e^2 Q_f^2} \left(\frac{s}{s - M_Z^2} \right) \xrightarrow{s \rightarrow 0} 0$$



Se ho diversi punti in funzione di s posso fare un fit.

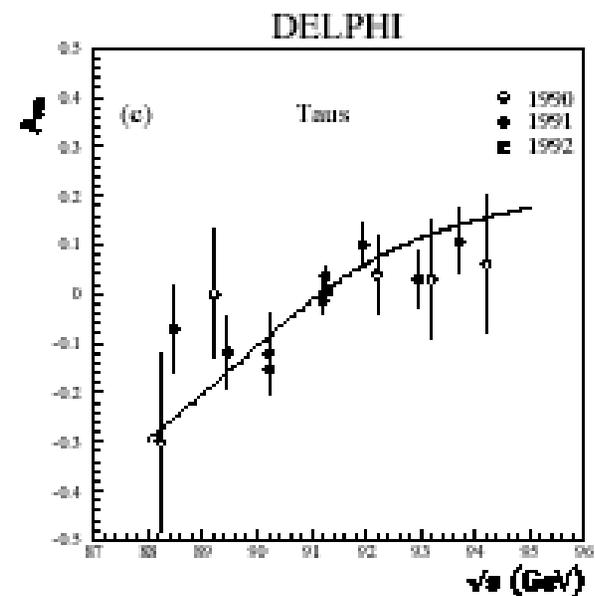
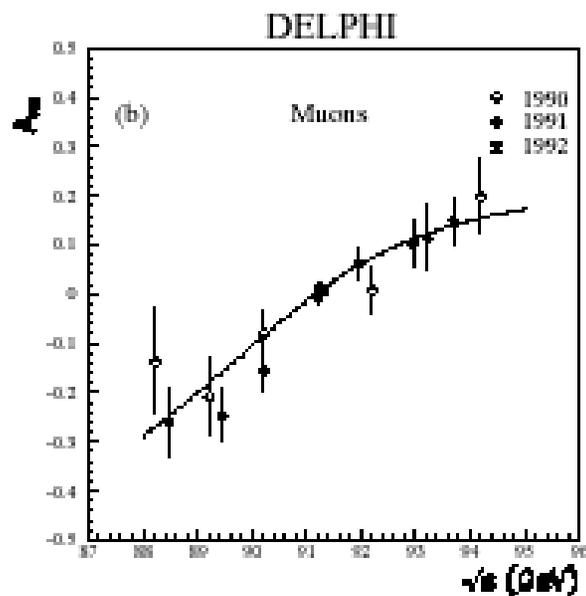
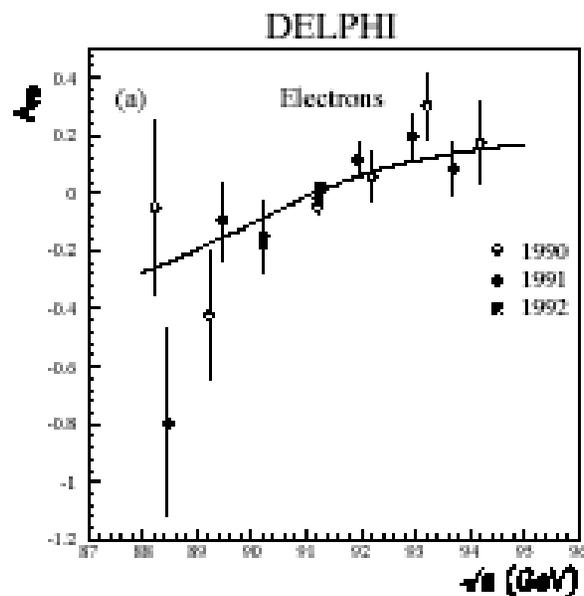
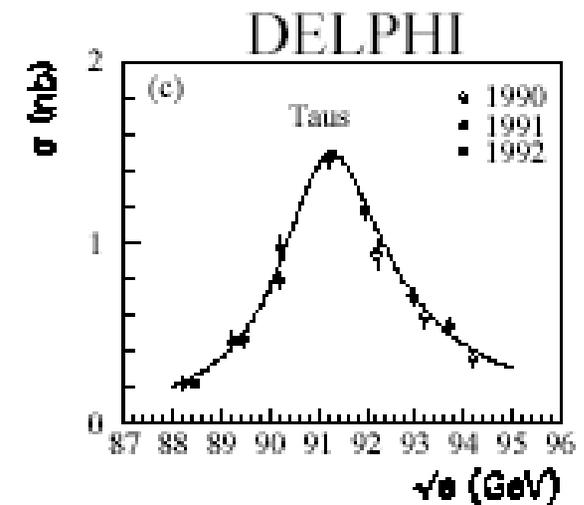
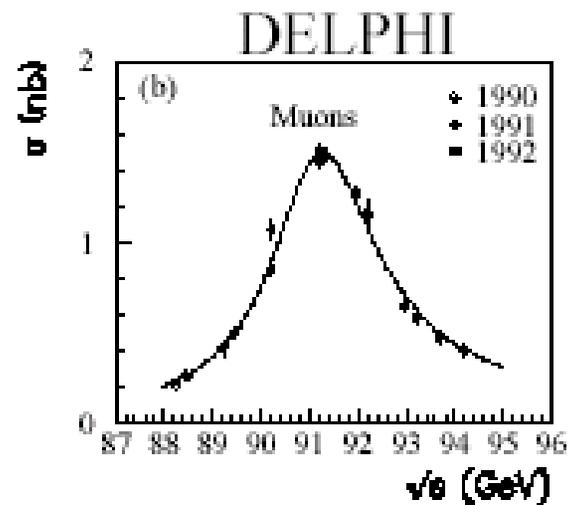
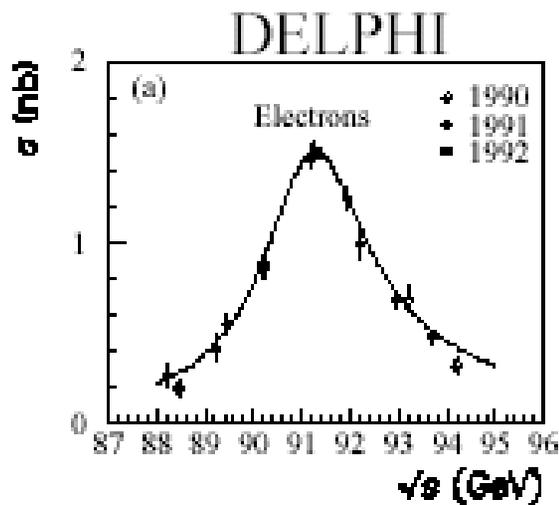
Quali parametri liberi lascio ?

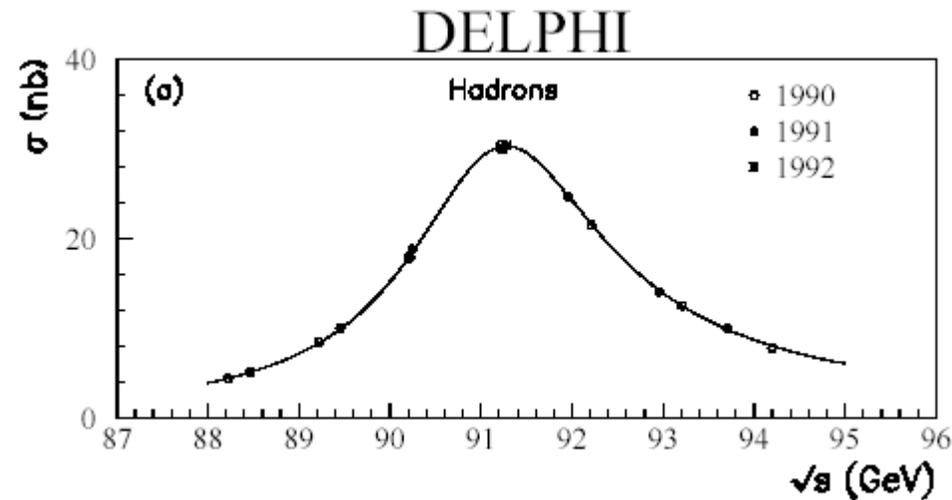
Ad esempio:

$$M_Z \quad \Gamma_Z \quad A_{FB}^{0f} = 3 \begin{pmatrix} \overline{g_{Ae}} & \overline{g_{Ve}} \\ -2 & -2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{g_{Af}} & \overline{g_{Vf}} \\ -2 & -2 \end{pmatrix}$$



Fit con Line shape a A_{FB}





Si decidono I parametri che andranno inseriti nel fit

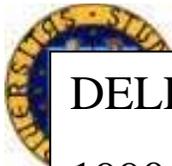
$$M_Z, \Gamma_Z, \sigma_h^0, R_e, R_\mu, R_\tau, \\ A_{FB}^{0,e}, A_{FB}^{0,\mu}, A_{FB}^{0,\tau}$$

Fit a 9 parametri ove i leptoni sono considerati indipendentemente

$$M_Z, \Gamma_Z, \sigma_h^0, R_l, A_{FB}^{0,lept}$$

Fit a 5 parametri ove si assume l'universalità leptonica

$$(R_f = \Gamma_{had} / \Gamma_f)$$



DELPHI

1990 (~ 100.000 Z⁰ adronici)

1991 (~ 250.000 Z⁰ adronici)

1992 (~ 750.000 Z⁰ adronici)

$$M_Z = 91187 \pm 9 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_Z = 2483 \pm 12 \text{ MeV}$$

$$\sigma_0^h = 41.23 \pm 0.20 \text{ nb}$$

$$R_e = 20.74 \pm 0.18$$

$$R_\mu = 20.54 \pm 0.14$$

$$R_\tau = 20.68 \pm 0.18$$

$$A_{FB}^e = 0.025 \pm 0.009$$

$$A_{FB}^\mu = 0.014 \pm 0.005$$

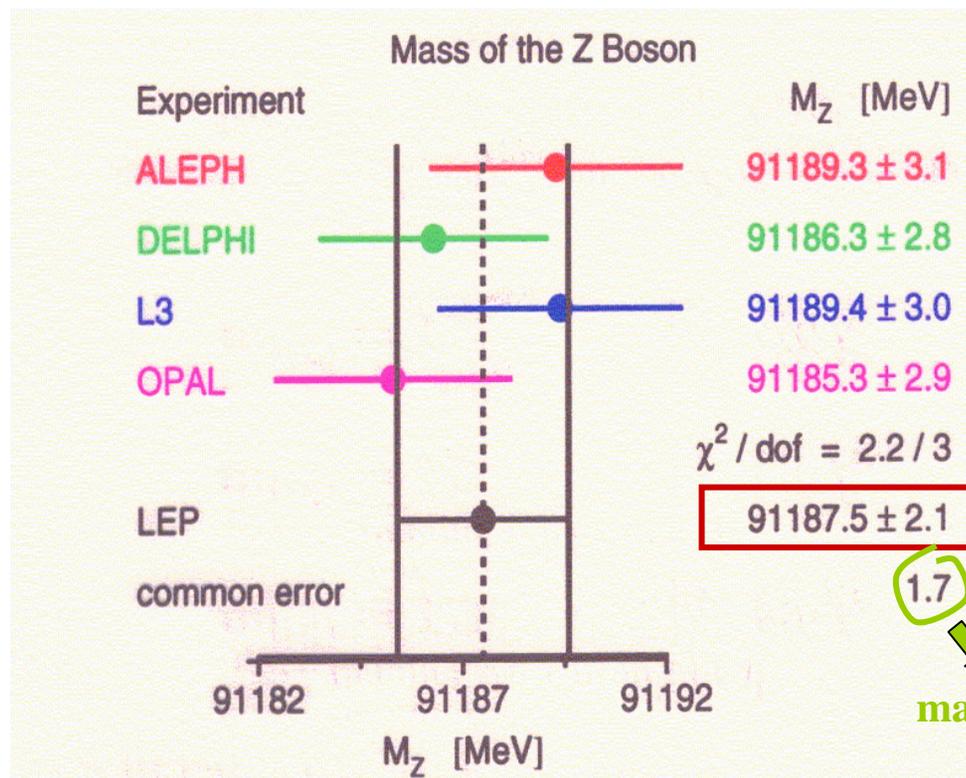
$$A_{FB}^\tau = 0.022 \pm 0.007$$

$$\chi^2 / NDF = 108 / 104$$

LEP

1990-1995

~ 5M Z⁰ / esperimento



$$\Delta M_Z / M_Z \approx 2.3 \cdot 10^{-5}$$

$$\Delta G_F / G_F \approx 0.9 \cdot 10^{-5} \quad \Delta \alpha(M_Z) / \alpha \approx 20 \cdot 10^{-5}$$



Fit globale



Dalle osservabili sperimentali: sezioni d'urto, asimmetrie FB, asimmetrie LR ecc.

si estraggono le pseudo-osservabili (osservabili che dipendono da quelle sperimentali): M_Z Γ_Z σ_h^0 ..

Usando un programma di fit (ZFITTER) che include le correzioni **2 loop QED** e **3 loop QED** si ricava il miglior fit per i parametri del modello e per le masse non conosciute o non bene determinate (ex. M_Z , m_t , m_H ..)

← 20 pseudo-osservabili

5 parametri nel fit



Fit to all data with ZFITTER

χ^2 / DoF (prob.)	25.4/15 (χ^2 prob. = 4.5 %)
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021
m_t [GeV]	174.3 ± 4.5
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$	0.02767 ± 0.00035
α_s	0.1186 ± 0.0027
m_H [GeV]	96^{+80}_{-38}



I parametri del fit permettono di ricavare i valori attesi per le pseudo-osservabili

	Measurement	m_H sens.	Pull
LEP 1			
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	–	+0.2
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	2.8	-0.4
σ_B^0 [nb]	41.540 ± 0.037	0.1	+1.7
R_Z	20.767 ± 0.025	0.8	+1.0
$A_{FB}^{b,\ell}$	0.01714 ± 0.00095	2.1	+0.8
A_ℓ fr. τ pol. ($+P$)	0.1465 ± 0.0032	2.8	-0.4
b & c quarks: ($+P$)			
R_b (incl. SLD)	0.21638 ± 0.00068	0.1	+0.9
R_c (incl. SLD)	0.1720 ± 0.0030	0.0	-0.1
$A_{FB}^{b,b}$	0.0997 ± 0.0016	3.9	-2.4
$A_{FB}^{b,c}$	0.0706 ± 0.0035	1.4	-1.0
qq charge asym.: ($+P$)			
$\sin^2\theta_{eff}^{lep}$ ((Q_{FB}^{lep}))	0.2324 ± 0.0012	1.0	+0.8
SLD			
A_ℓ	0.1513 ± 0.0021	4.4	+1.7
A_b	0.925 ± 0.020	0.0	-0.5
A_c	0.670 ± 0.026	0.2	+0.1
LEP 2 and p\bar{p} colliders ($+P$)			
m_W [GeV]	80.426 ± 0.034	4.4	+1.2
Γ_W [GeV]	2.130 ± 0.069	0.2	+0.7
νN scattering			
$\sin^2\theta_W(\nu N)$	0.2277 ± 0.0016	1.8	+2.9
atomic parity violation			
$Q_W(\text{Cs})$	-72.84 ± 0.46	0.5	+0.1
p\bar{p} colliders			
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	–	+0.0
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ ⁽⁴⁾	0.02761 ± 0.00036	–	-0.2

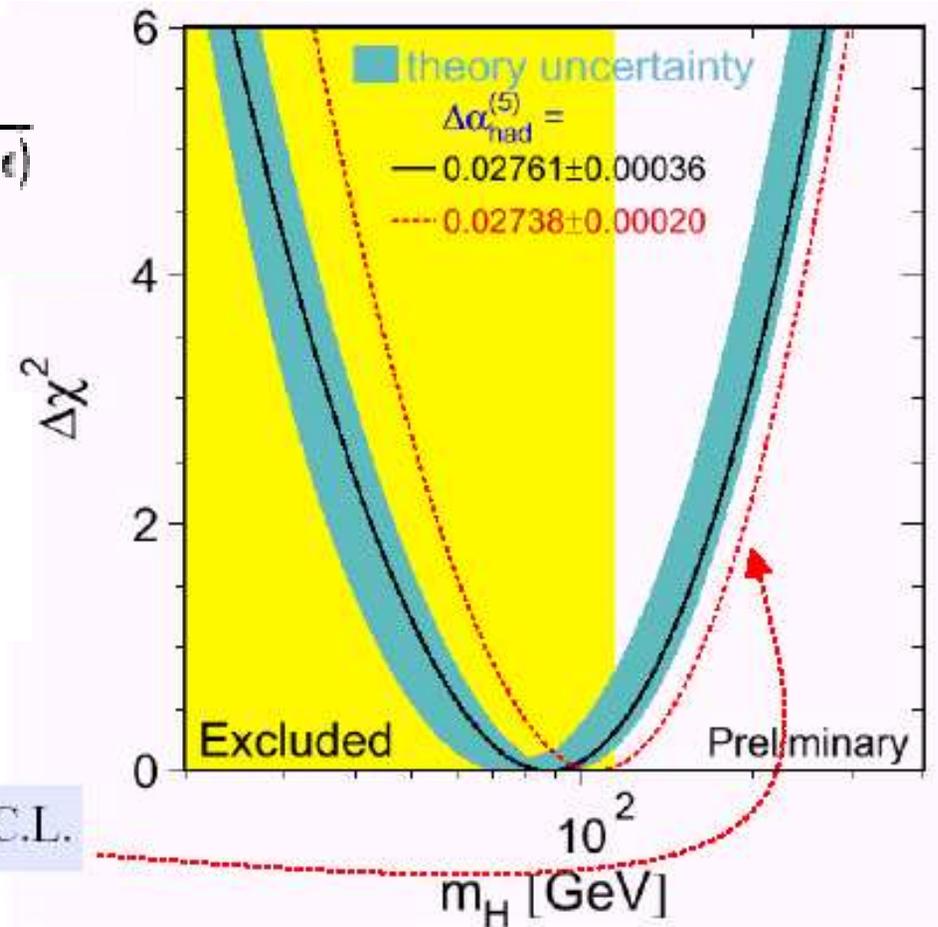


$$\begin{aligned} \Delta\alpha_{\text{hadrons}}^{(5)}(M_Z^2) &= -\frac{\alpha M_Z^2}{3\pi} \text{Re} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds \frac{R^{\text{had}}(s)}{s(s - M_Z^2 - i\epsilon)} \\ &= 0.0288 \pm 0.0009 \end{aligned}$$

Contributo adronico nella relazione di dispersione che “collega”
 $\alpha_{\text{QED}}(q^2=0) = 1/137$ ad $\alpha_{\text{QED}}(q^2=M_Z^2) \cong 1/128$

Small dependence of limit on $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$

$$m_{\text{Higgs}} \leq 222 \text{ GeV}/c^2 \text{ at } 95\% \text{ C.L.}$$



$\sigma(ee \rightarrow \text{adroni})$



Fit con ZFITTER, TOPAZ0

$$\chi^2 / F = 25.5 / 15$$

$$P(\chi^2) = 4.4 \%$$

probabilità di aver un χ^2 peggiore

($P \cong 50 \%$ per $\chi^2 = F$)

Senza NuTeV:

$$\chi^2 / F = 16.7 / 14$$

$$P(\chi^2) = 27.3 \%$$

Winter 2003

	Measurement	Pull	$(O^{\text{meas}} - O^{\text{fit}}) / \sigma^{\text{meas}}$
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z)$	0.02761 ± 0.00036	-0.16	
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	0.02	
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	-0.36	
σ_{had}^0 [nb]	41.540 ± 0.037	1.67	
R_l	20.767 ± 0.025	1.01	
$A_{\text{fb}}^{0,l}$	0.01714 ± 0.00095	0.79	
$A_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0032	-0.42	
R_b	0.21644 ± 0.00065	0.99	
R_c	0.1718 ± 0.0031	-0.15	
$A_{\text{fb}}^{0,b}$	0.0995 ± 0.0017	-2.43	
$A_{\text{fb}}^{0,c}$	0.0713 ± 0.0036	-0.78	
A_b	0.922 ± 0.020	-0.64	
A_c	0.670 ± 0.026	0.07	
$A_l(\text{SLD})$	0.1513 ± 0.0021	1.67	
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(Q_{\text{fb}})$	0.2324 ± 0.0012	0.82	
m_W [GeV]	80.426 ± 0.034	1.17	
Γ_W [GeV]	2.139 ± 0.069	0.67	
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	0.05	
$\sin^2\theta_W(\nu N)$	0.2277 ± 0.0016	2.94	
$Q_W(\text{Cs})$	-72.83 ± 0.49	0.12	



Fit to all data with ZFITTER

$\chi^2 / \text{DoF (prob.)}$	25.4/15 (χ^2 prob. = 4.5 %)
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021
m_t [GeV]	174.3 ± 4.5
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$	0.02767 ± 0.00035
α_s	0.1186 ± 0.0027
m_H [GeV]	96^{+60}_{-38}

Global fit to electroweak precision data
 Eur. Phys J C 33, s01, s641 –s643 (2004)

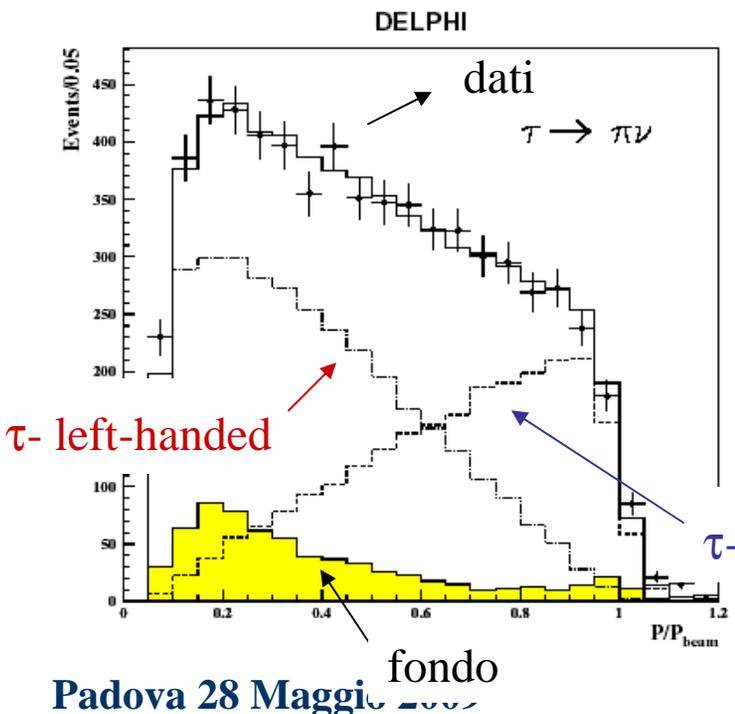
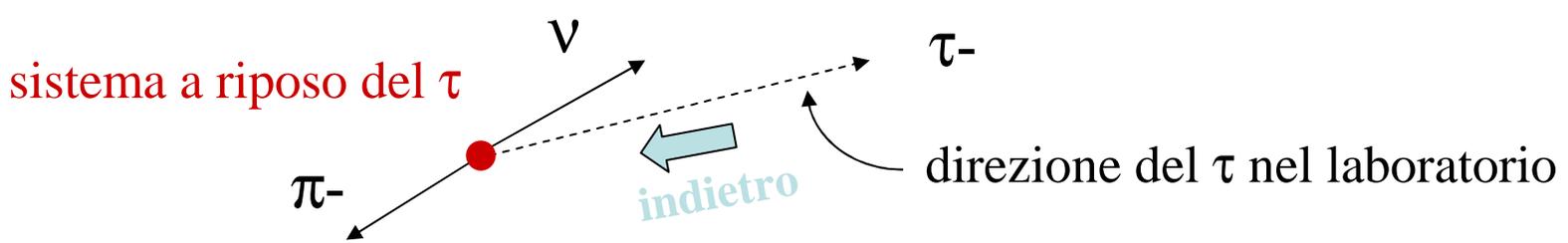
$m_H = 81^{+52}_{-33}$ GeV (2002) $m_{\text{Higgs}} < 193$ GeV 95% C.L.	M_W	$m_H = 91^{+58}_{-37}$ GeV (2003) $m_{\text{Higgs}} < 211$ GeV 95% C.L.
$m_H = 96^{+60}_{-38}$ GeV (2004) $m_{\text{Higgs}} < 219$ GeV 95% C.L.	$A_{\text{FB}}^b, A_{\text{FB}}^c, R_b, R_c$	



Misure di polarizzazione del τ in $Z \rightarrow \tau\tau$



La Z prodotta con fasci impolarizzati risulta comunque polarizzata a causa della violazione di parità, ne consegue una polarizzazione dei τ che può essere misurata con sui decadimenti



Il pione tende ad essere emesso **all'indietro** nel rest-frame di un τ^- “**left-handed**” **in avanti** nel rest-frame di un τ^- “**right-handed**” (avanti/indietro rispetto alla direzione del τ nel lab.)

Ciò porta ad un diverso spettro osservato nel sistema del laboratorio per p_π / p_{beam} nei due casi τ_L e τ_R



$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dx} = \frac{1}{3} \left[(5 - 9x^2 + 4x^3) + P_\tau (1 - 9x^2 + 8x^3) \right]$$

$$x = p_\pi / p_{beam}$$



La polarizzazione di stato finale del τ è misurabile osservando lo spettro delle particelle in diversi decadimenti :

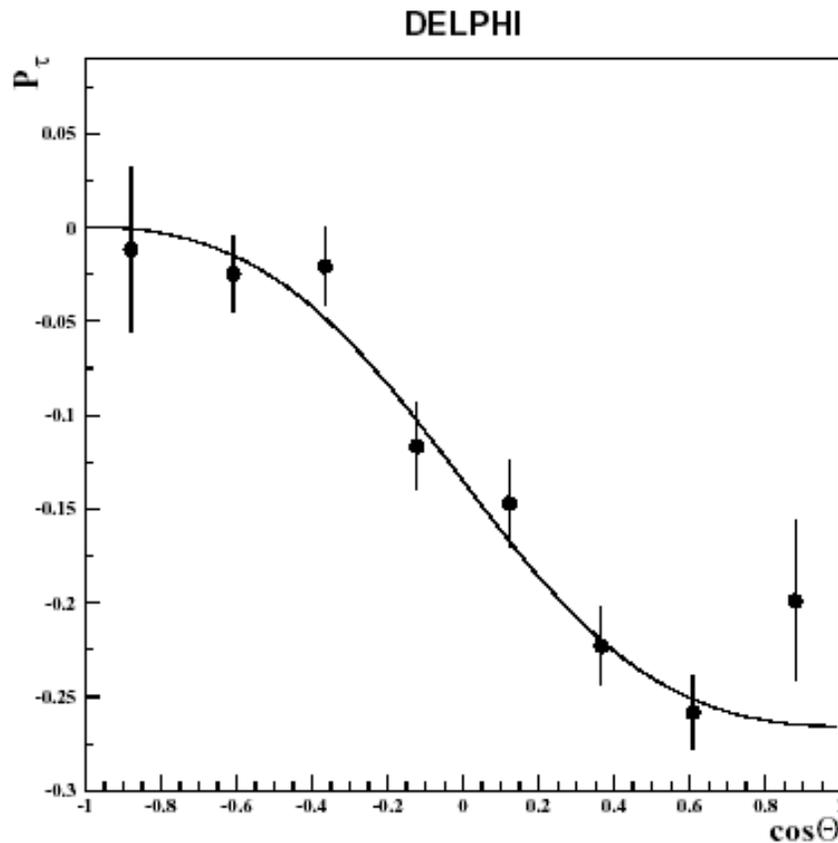
$$\tau \rightarrow \pi\nu$$

$$\tau \rightarrow 3\pi\nu$$

$$\tau \rightarrow \rho\nu$$

$$\tau \rightarrow \mu\nu, e\nu$$

La polarizzazione dipende dall'angolo θ della traccia rispetto alla direzione del fascio
Le misure di polarizzazione $P_\tau(\cos\theta)$ vengono sommate su tutti i canali di decadimento disponibili



$$P_{\tau}(\cos \vartheta) = -\frac{A_{\tau}(1 + \cos^2 \vartheta) + 2A_e \cos \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta + 2A_e A_{\tau} \cos \vartheta}$$

$$A_f = \frac{g_{Vf} g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2}$$

Fit: \rightarrow A_e A_{τ}

Rispetto ad A_{FB}^{τ} ricavo indipendentemente A_e e A_{τ}



Asimmetria Left-Right a SLD



Asimmetria nella sezione d'urto di produzione $ee \rightarrow ff$ (al picco della risonanza Z) con fasci polarizzati:

σ_L^f

$$A_{LR}^f = \frac{\sigma_L^f - \sigma_R^f}{\sigma_L^f + \sigma_R^f}$$

σ_R^f

sezione d'urto totale
con fascio polarizzato 'left-handed': ($P_e = 1$)
 $e_L^- e^+ \rightarrow ff$

sezione d'urto totale
con fascio 'right-handed':
 $e_R^- e^+ \rightarrow ff$

Per evidenziare la differenza di sezione d'urto tra $e_L^- e^+$ ed $e_R^- e^+$ occorre un controllo preciso della luminosità. La polarizzazione del fascio di e^- viene invertita alla frequenza di crossing (120 Hz) => la stessa luminosità viene "vista" per e_L ed e_R

si misura :

$$A_{mLR} = (N_L - N_R) / (N_L + N_R)$$

l' asimmetria left-right è data da:
è importante la misura precisa di P_e

$$A_{LR} = A_{mLR} / |P_e|$$

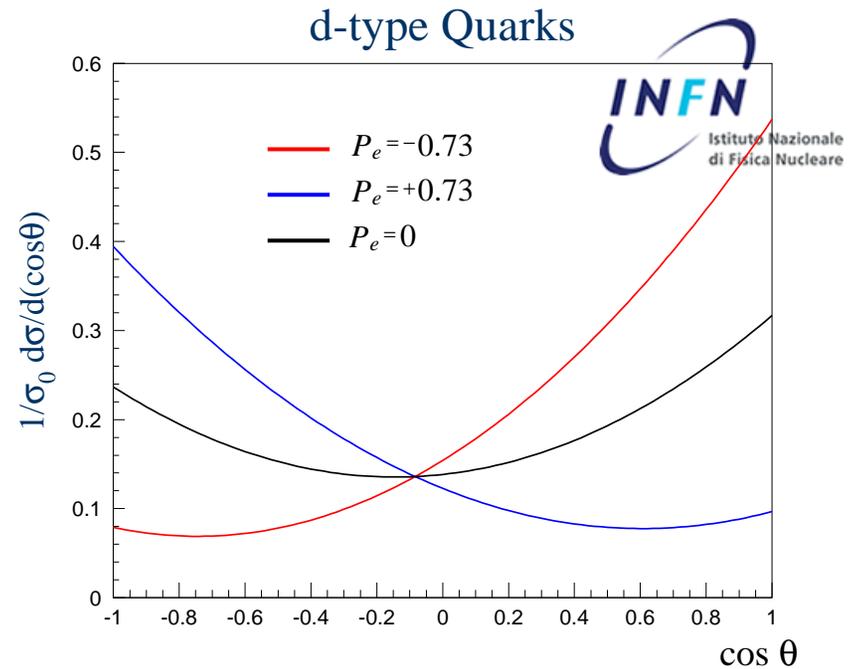


Fascio non polarizzato

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta} \propto (1 + \cos^2\vartheta) + A_e A_f 2 \cos\vartheta$$

Fascio con polarizzazione parziale

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta} \propto (1 + P_e A_e)(1 + \cos^2\vartheta) + (A_e - P_e) A_f 2 \cos\vartheta$$



Avendo la stessa luminosità per polarizzazioni uguali ma di segno opposto, mediando P^+ con P^-

$$A_{\text{FB}}^f \equiv \frac{\sigma_{\text{F}}^f - \sigma_{\text{B}}^f}{\sigma_{\text{F}}^f + \sigma_{\text{B}}^f} = \frac{3}{4} A_e A_f$$

come a LEP

Mantenendo separate le diverse polarizzazioni

$$A_{mLR} = \left[\frac{\sigma_{\text{L}} - \sigma_{\text{R}}}{\sigma_{\text{L}} + \sigma_{\text{R}}} \right]_{P=P_e} = |P_e| A_e$$

$$A_{\text{LR}} = A_e$$

new

$$A_{m\text{LRFB}}^f \equiv \left[\frac{(\sigma_{\text{FL}}^f - \sigma_{\text{BL}}^f) - (\sigma_{\text{FR}}^f - \sigma_{\text{BR}}^f)}{(\sigma_{\text{FL}}^f - \sigma_{\text{BL}}^f) + (\sigma_{\text{FR}}^f - \sigma_{\text{BR}}^f)} \right]_{P=P_e} = \frac{3}{4} |P_e| A_f$$

$$A_{\text{LRFB}}^f = \frac{3}{4} A_f$$

new

Misure di asimmetria a SLD

- A_f con A_{LRFB}

$$A_e = 0.1544 \pm 0.0060$$

$$A_\mu = 0.142 \pm 0.015$$

$$A_\tau = 0.136 \pm 0.015$$

- combinate con A_e da A_{LR}

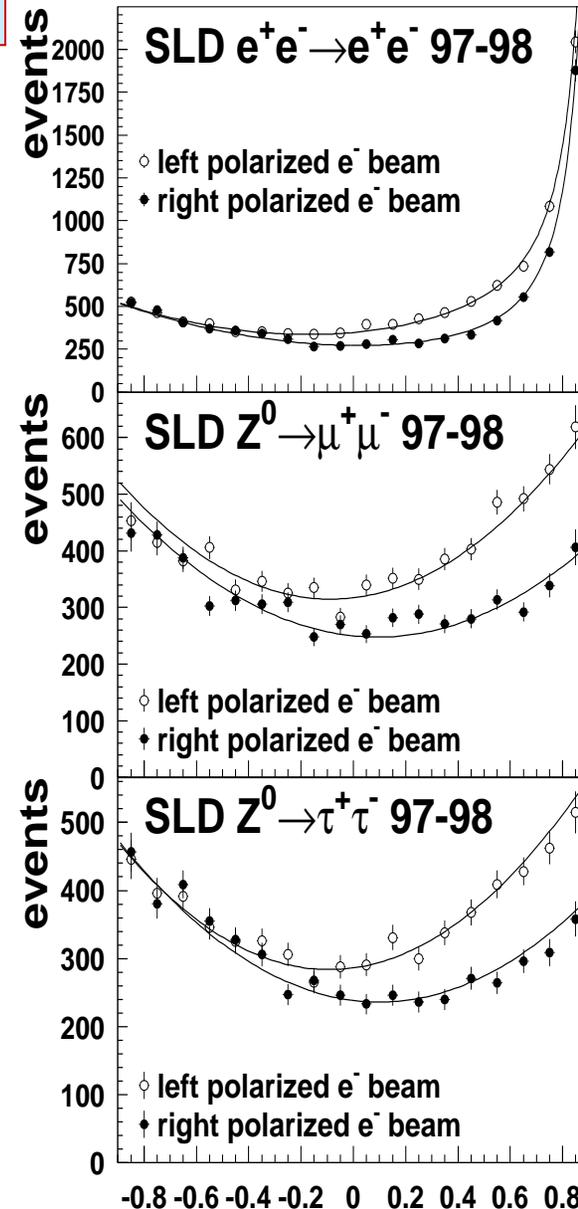
$$A_{LR}^0 = 0.15130 \pm 0.00207$$

$$\sin^2 \theta_{eff} = 0.23098 \pm 0.00026$$

Dalle sole misure di asimmetria:

SLD $\sin^2 \theta_{eff} = 0.2310 \pm 0.0003$

LEP^{leptoni} $\sin^2 \theta_{eff} = 0.2310 \pm 0.0005$



$\cos\theta$



Asimmetrie Forward-Backward:

Z Physics at LEP I CERN 89-08 Vol 1 – Forward-backward asymmetries (pag. 203)

Fit globali

Measurement of the lineshape of the Z and determination of electroweak parameters from its hadronic decays - Nuclear Physics B 417 (1994) 3-57

Improved measurement of cross sections and asymmetries at the Z resonance - Nuclear Physics B 418 (1994) 403-427

Global fit to electroweak precision data
Eur. Phys J C 33, s01, s641 –s643 (2004)

Polarizzazione tau

Measurement of the τ polarization in Z decays – Z. Phys. C 67 183-201 (1995)