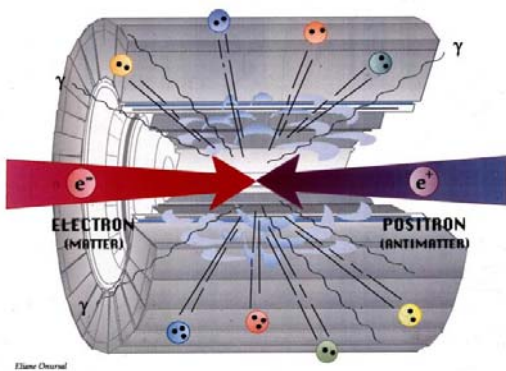


Misure di precisione EWK a LEP/SLD

1. Il LEP
2. Sezioni d'urto e^+e^- a $\sqrt{s} \sim M_Z$
3. Misura dell'energia dei fasci con depolarizzazione risonante
4. Misura della luminosita'
5. Asimmetrie leptoniche
6. Asimmetria Left/Right
7. Tau polarization
8. Misure di $\sin^2\theta_w$
9. Correzioni radiative
10. Misura del numero dei neutrini

II LEP

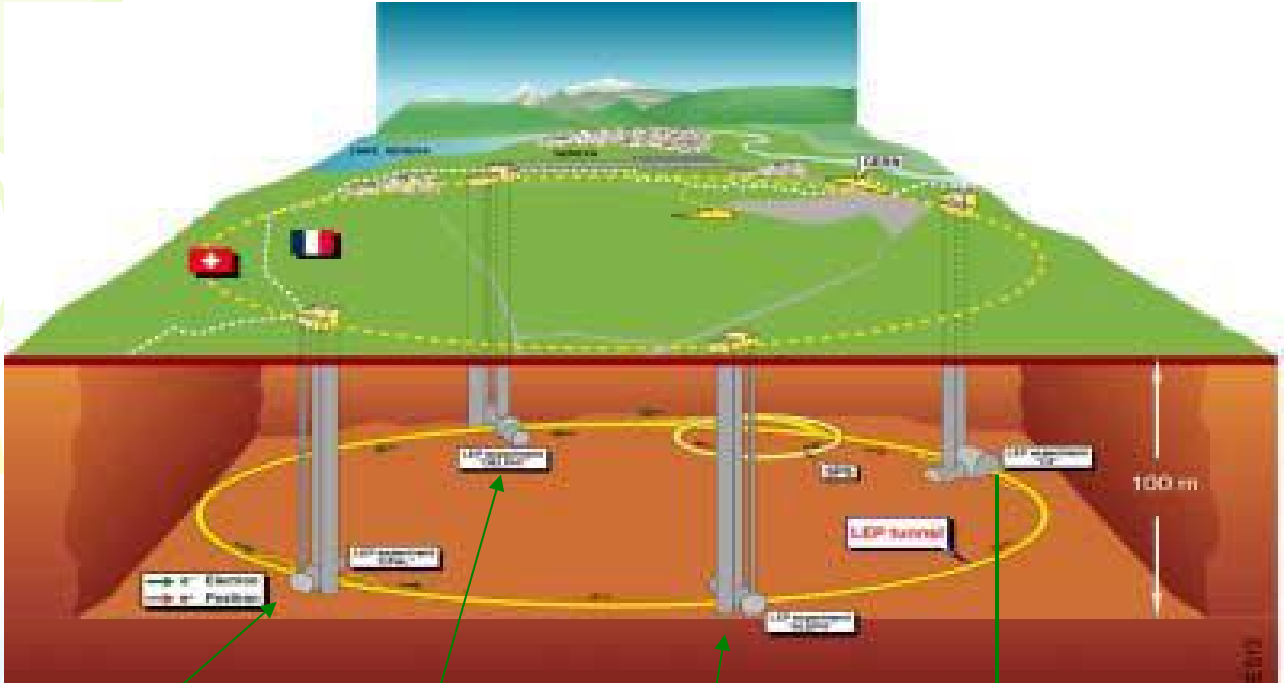
- Nel 1981 il CERN decide di costruire il più grande acceleratore del mondo: il LEP. Si tratta di un collisore elettrone-positrone di 27 km di circonferenza.
- Gli elettroni, al contrario dei protoni, sono delle particelle elementari, quindi l'interazione elettrone-positrone è molto più "pulita" di quella 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

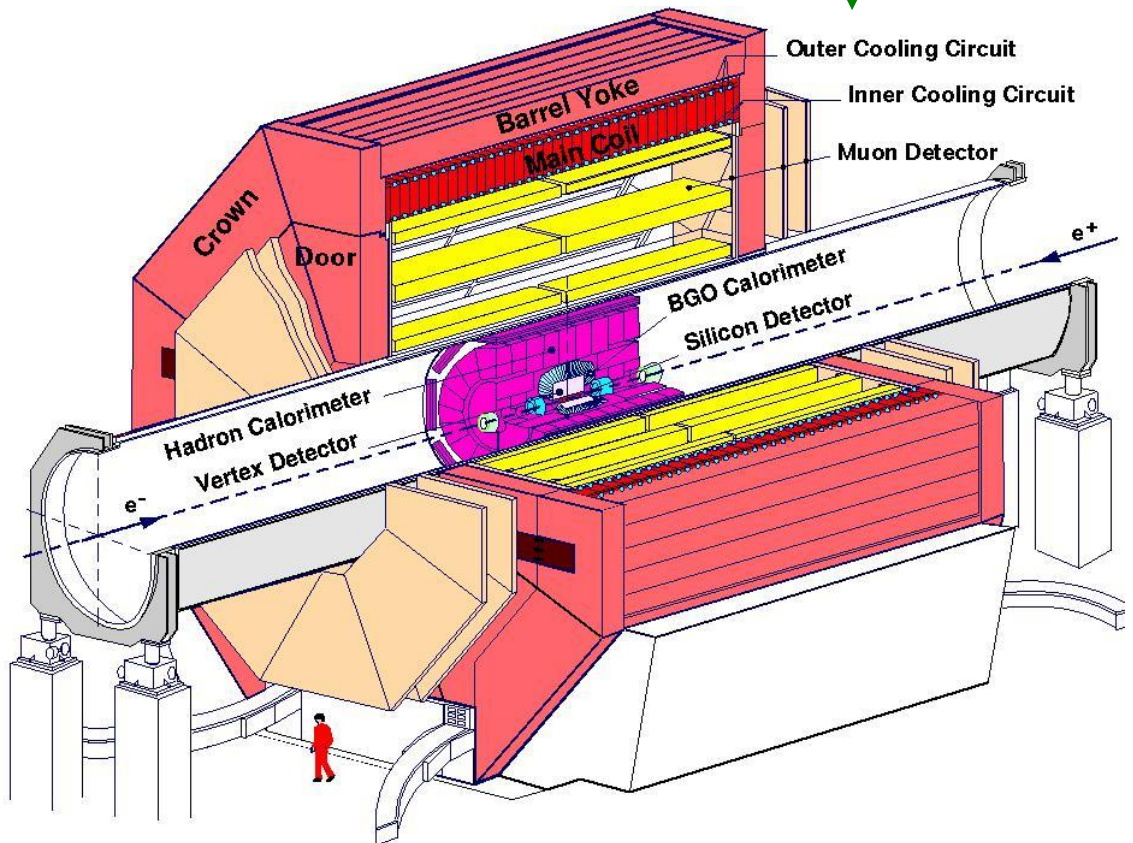


OPAL

DELPHI

Aleph

L3



Energy loss

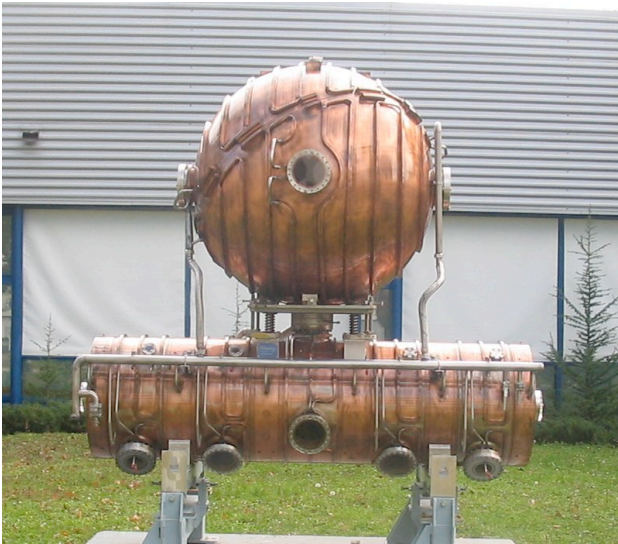
- Il fattore limitante l'energia in un collisore circolare e+e- e' l'energia persa per radiazione di sincrotone che va continuamente fornita ai fasci per mezzo di cavita' acceleratrici a radiofrequenza

$$U_0 = \frac{c_\gamma E_b^4}{\rho} \quad ; \quad c_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} = 8.86 \times 10^{-5} \text{m GeV}^{-3}$$

- Indicando con I_b la corrente di ciascun bunch e con k_b il numero totale di bunch

$$P_b = \frac{U_0 k_b I_b}{e} = \frac{E_b^4 k_b I_b}{e \rho} \times 8.86 \times 10^{-2} (\text{MW})$$

- A Lep a 100 GeV con una corrente di 6 mA corrisponde a 18 MW (a 108 massima energia raggiunta 25 MW)



Lep 2
SC RF

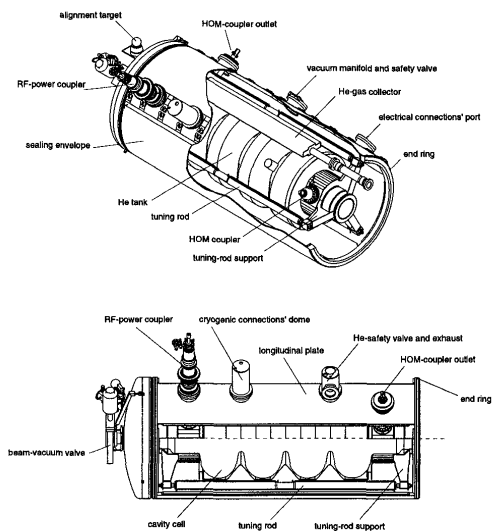
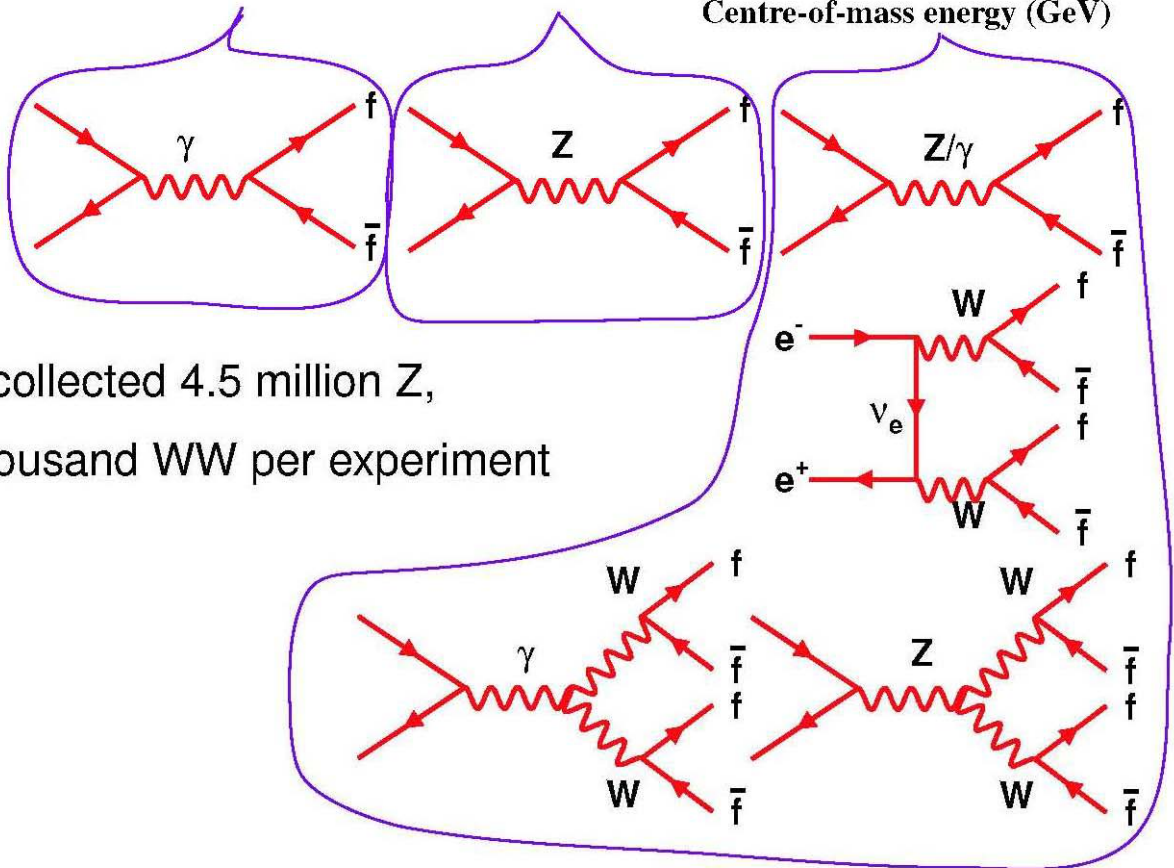
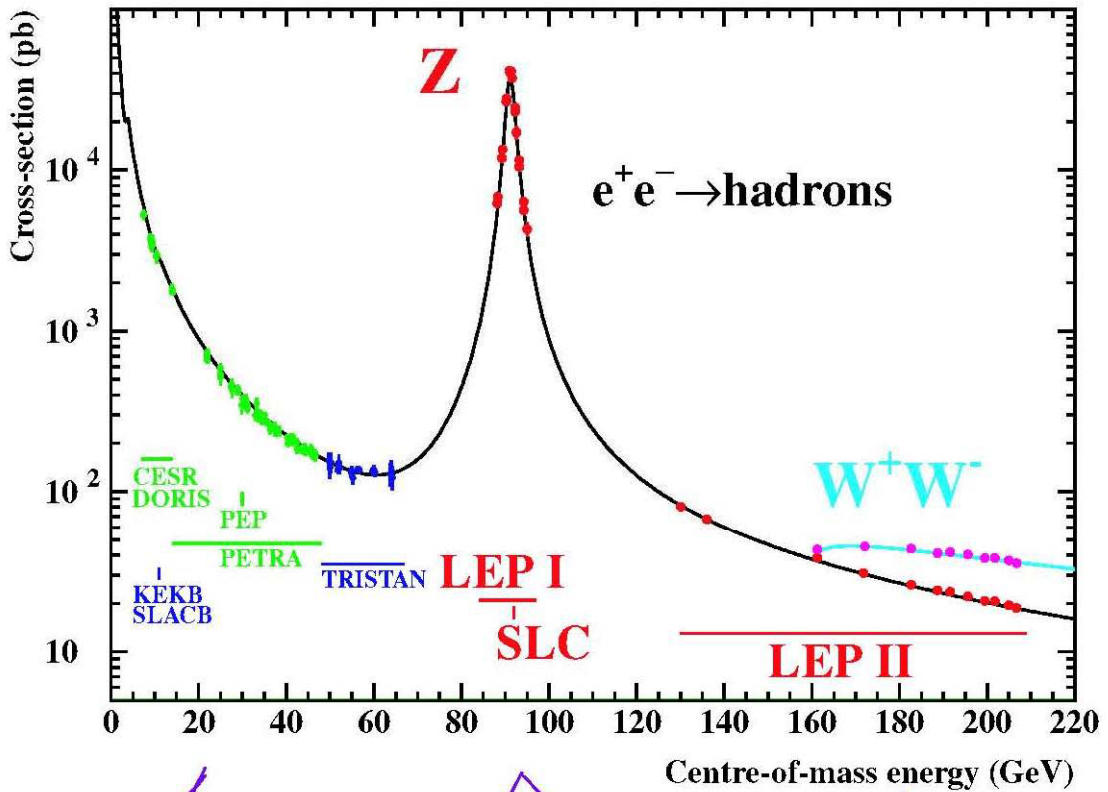


Fig. 1 The LEP2 SC cavity

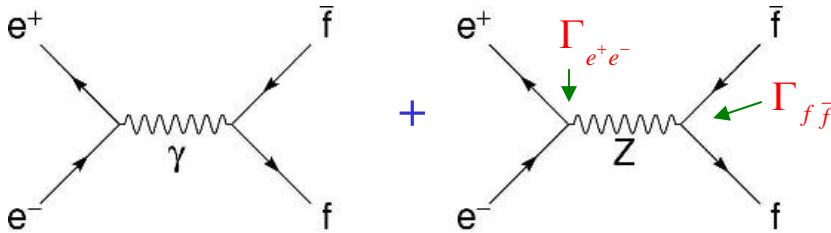
Sezione d'urto in funzione di \sqrt{s}



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 $f\bar{f}$

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

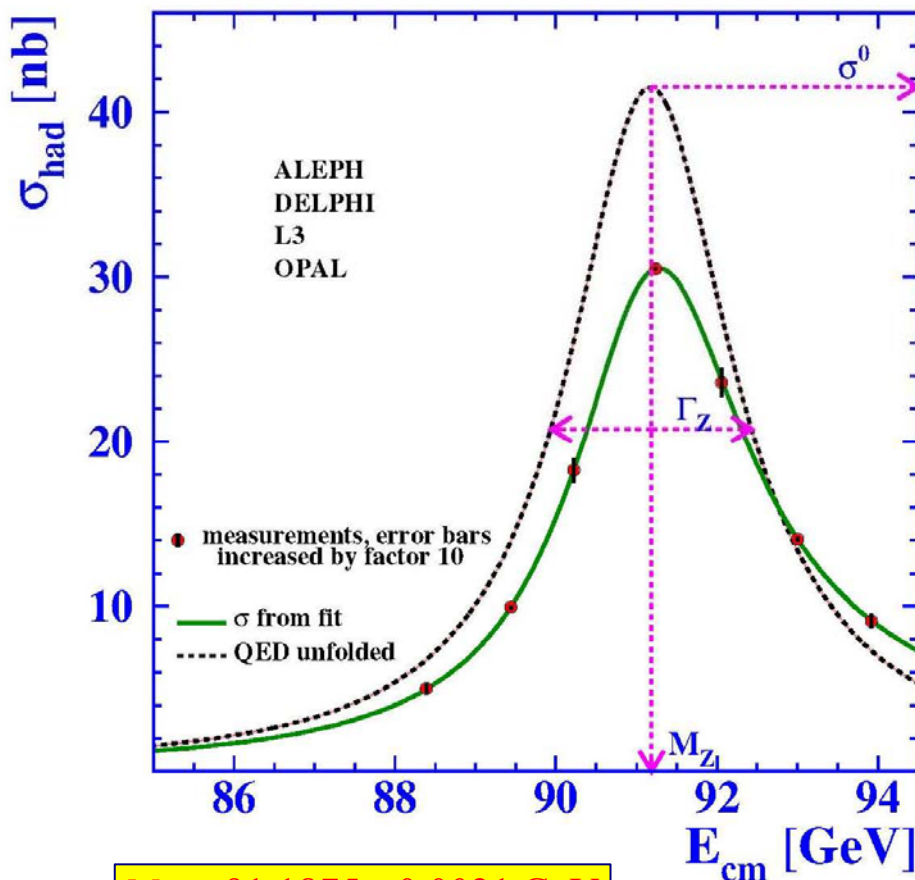
$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = 6 \frac{GM_Z^3}{\sqrt{2} \cdot 12\pi} \left[(C_V^l)^2 + (C_A^l)^2 \right] \quad (\text{fattore 3 di colore})$$

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

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.



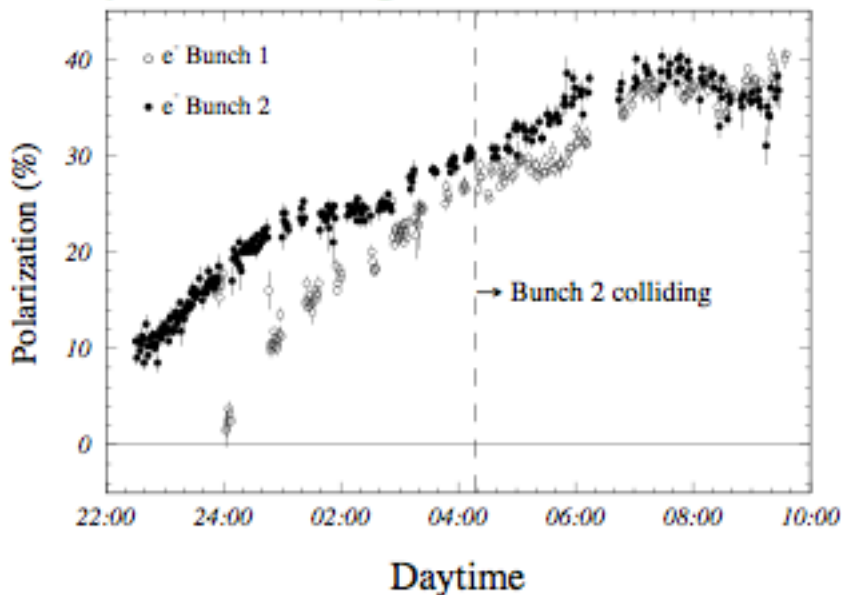
$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

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

Energy Calibration

- A causa dell'emissione di fotoni (effetto Sokolov-Ternov) si osserva un lento costituirsi di una polarizzazione dei fasci nella direzione del campo magnetico "guida", cioè perpendicolarmente al moto degli elettroni

The electrons get transversally polarized (i.e., their spin tends to align with **B**)



Slow process (~ 1 hour to get 10% polarization)

- La polarizzazione verticale puo' essere osservata con il back-scattering Compton di luce laser circolarmente polarizzata. La distribuzione dei fotoni e' funzione della polarizzazione del fascio

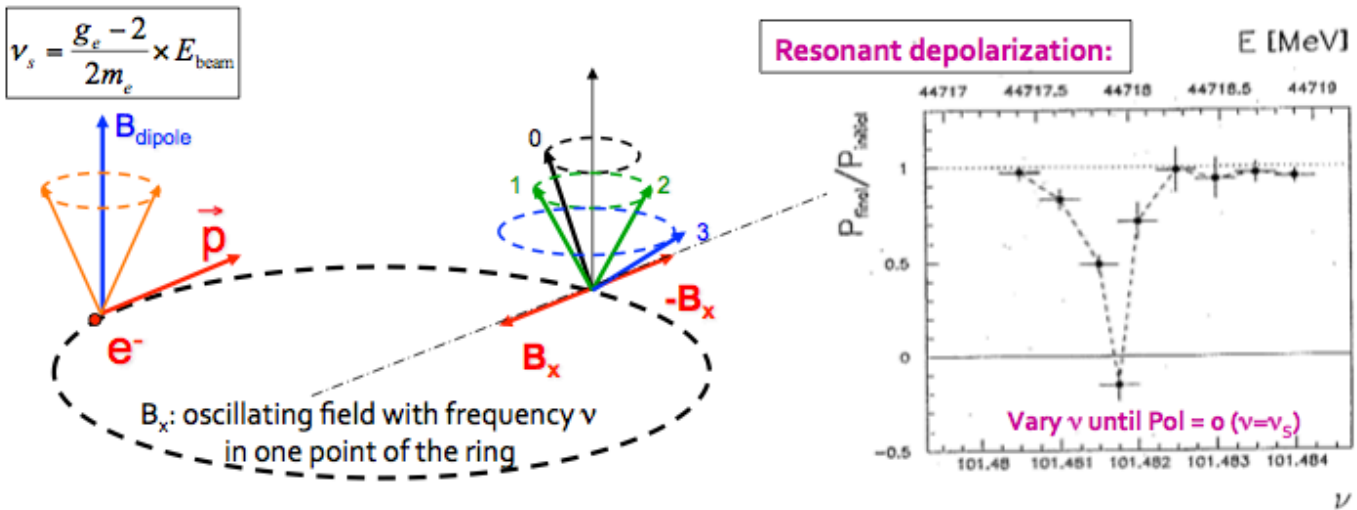
Energy Calibration

- Equazione del moto dello spin, in uno storage ring osserviamo la precessione dello spin

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{\text{BMT}} \times \vec{S}$$

$$\vec{\Omega}_{\text{BMT}} = -\frac{e}{\gamma m_e} \left[(1 + a\gamma) \vec{B}_{\perp} + (1 + a) \vec{B}_{\parallel} - \left(a\gamma + \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right) \vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c} \right]$$

- The spin precesses around \mathbf{B} with a frequency proportional to \mathbf{B} (Larmor precession)
 - Hence, the number of revolutions ν_s for each LEP turn is proportional to BL (or $\int B dl$)



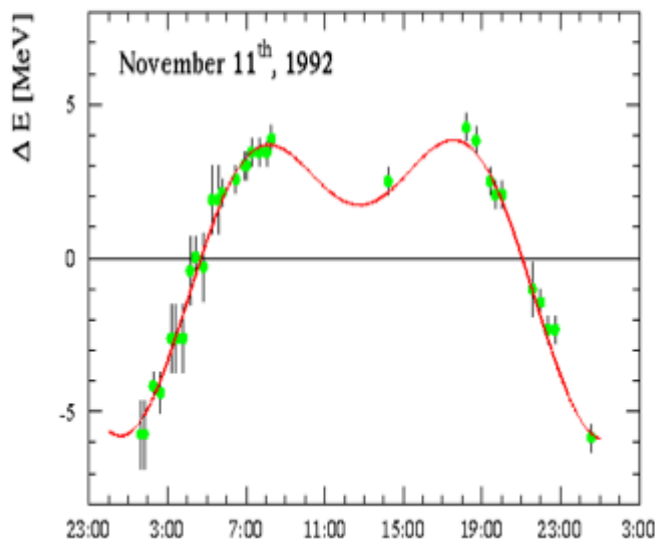
- Resonant intrinsic precision of the method $\Delta E_{\text{beam}} < 100 \text{ keV}$!

$$\nu = a\gamma = \frac{aE_b}{m_e c^2} = \frac{E_b(\text{MeV})}{440.6486(1)(\text{MeV})}$$

- Le misure non si riescono a fare durante le collisioni, e l'energia dei fasci va estrapolata nel tempo per ottenere la calibrazione dei run di fisica.

Energy Calibration

- Effetti di marea: l'orbita puo' variare anche di 300 um con effetti sull'energia dei fasci dovuta alla variazione del campo magnetico attraversato dagli elettroni
 - ◆ **Measurement with polarization take hours**
 - Usually performed with a single e^- bunch (no collisions)
 - ➔ Observed dispersion over 24 hours : 10 MeV !
- 100 times larger than the intrinsic precision of resonant depolarization...



- Altri effetti presi in considerazione :
variazione di livello dell'acqua nel lago,
orario dei treni AV francesi ! Limitano la conoscenza dell'energia del centro di massa a ~ 1.5 MeV al polo dello Z

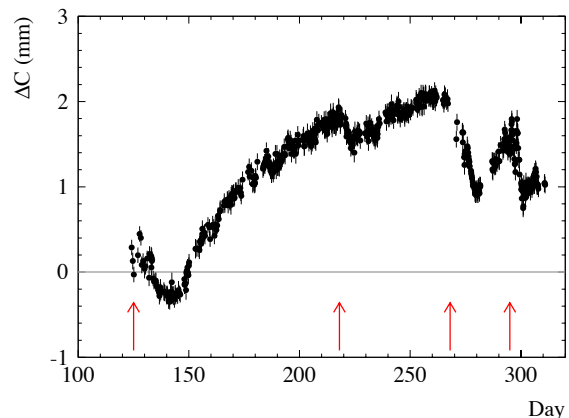
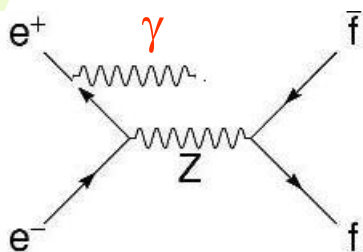
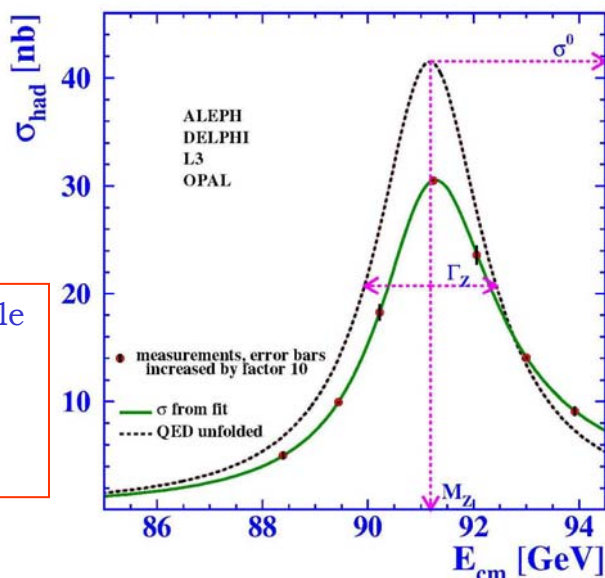


Figure 31: Evolution of the LEP circumference (corrected for tidal changes) as a function of the day in 1999. A drift of over 2mm is observed during the LEP run. In the summer months the circumference increases gradually. Following periods of heavy rainfall, indicated by the arrows, the circumference shrinks for some time before expanding again.

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 della luminosità

La determinazione della luminosità della macchina è fondamentale per la misura delle sezioni d'urto dei processi osservati:

La luminosità è tra le incertezze dominanti nelle misure delle larghezze parziali

$$N_{eventi} = \sigma \varepsilon \int L(t) dt$$

efficienza

(trigger+ricostruzione +selezione)

Luminosità integrata
sul tempo di presa dati

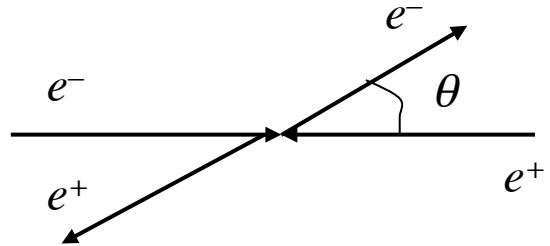
⇒ Gli esperimenti si sono dotati di speciali calorimetri elettromagnetici posti a piccolo angolo polare rispetto ai fasci (“**luminometri**”)
Tutti e quattro gli esperimenti hanno raggiunto precisioni sino ad allora inimmaginabili

$$\Rightarrow \sigma_L / L \cong 0.1\%$$

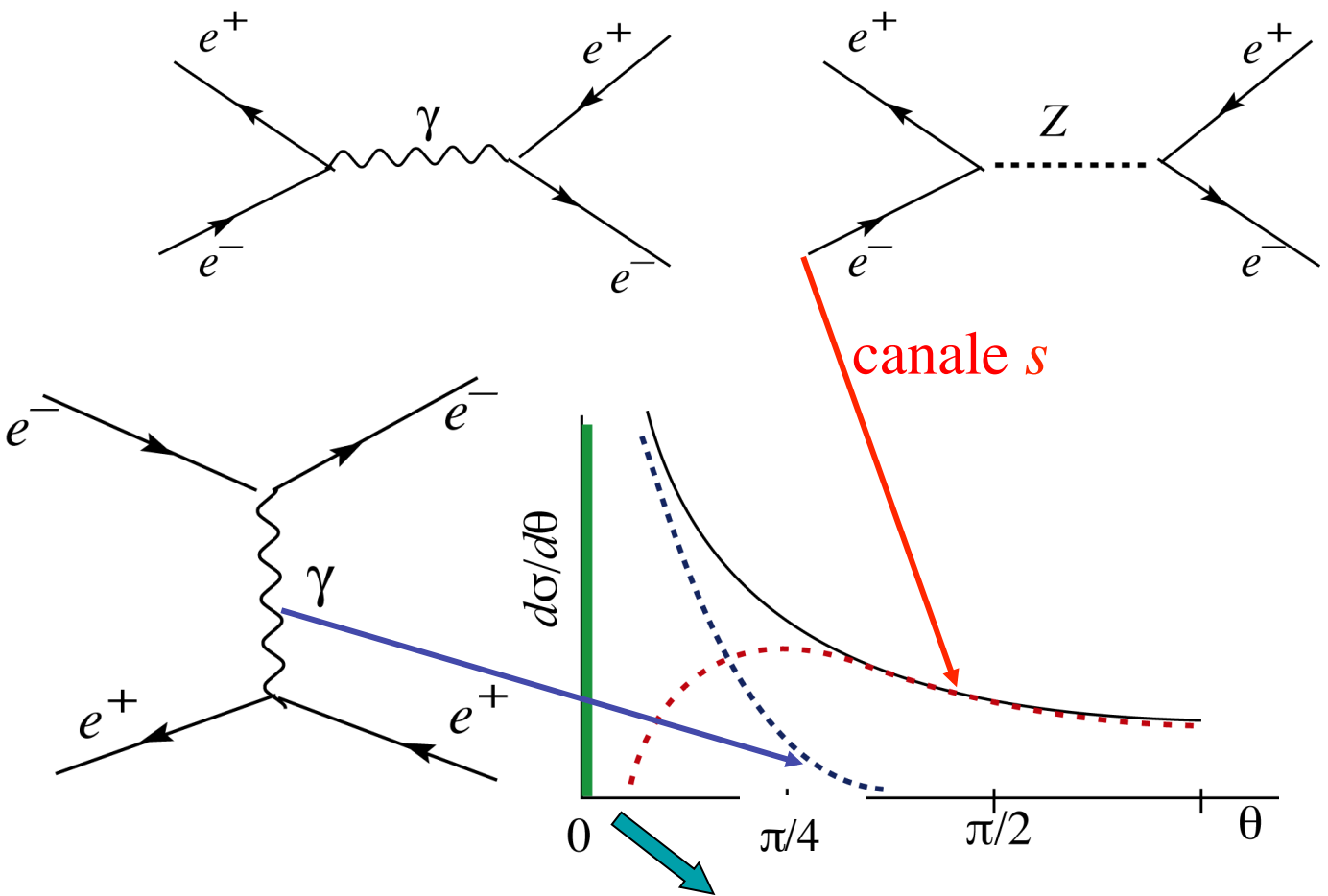
Processi di base

La misura e' basata sul conteggio degli eventi di **diffusione Bhabha a piccolo angolo**:

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



Il processo e' completamente dominato dallo scambio di un **fotone nel canale t** ed e' descritto al termine di Born dai seguenti diagrammi di Feynman:



regione usata dai luminometri: $\approx 10-60$ mrad

Luminosità Integrata

Luminosità integrata

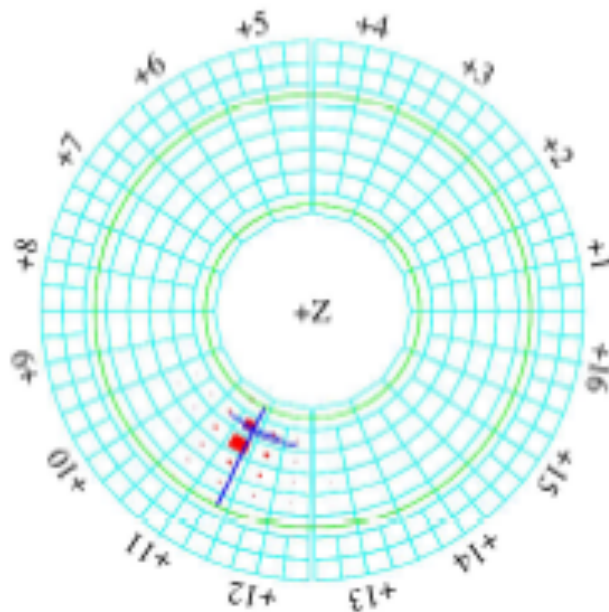
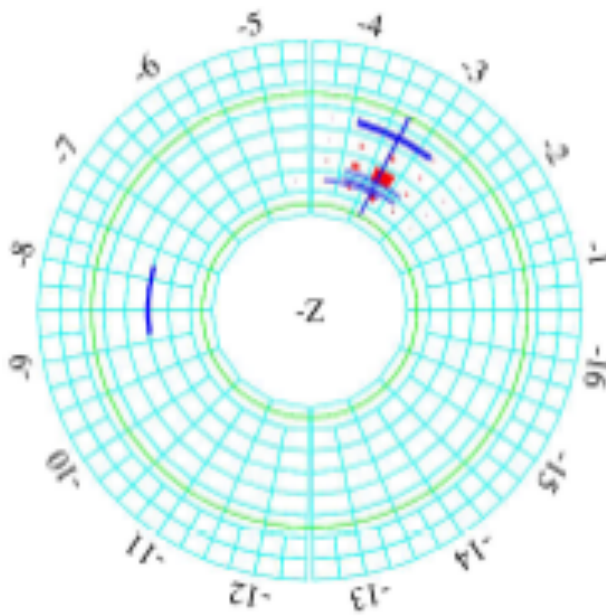
$$\int L(t) dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{QED} \epsilon}$$

$$\sigma_{QED} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma(s, \theta)}{d\theta} d\theta$$

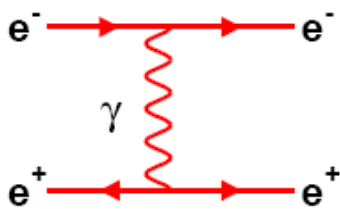
efficienza (trigger, conoscenza dell'accettanza geometrica, selezione...)

Richiesta più critica è la conoscenza dell'accettanza in θ (dipendenza da θ^4) → installazione di rivelatori dedicati per riconoscere le tracce degli elettroni

A Bhabha Event

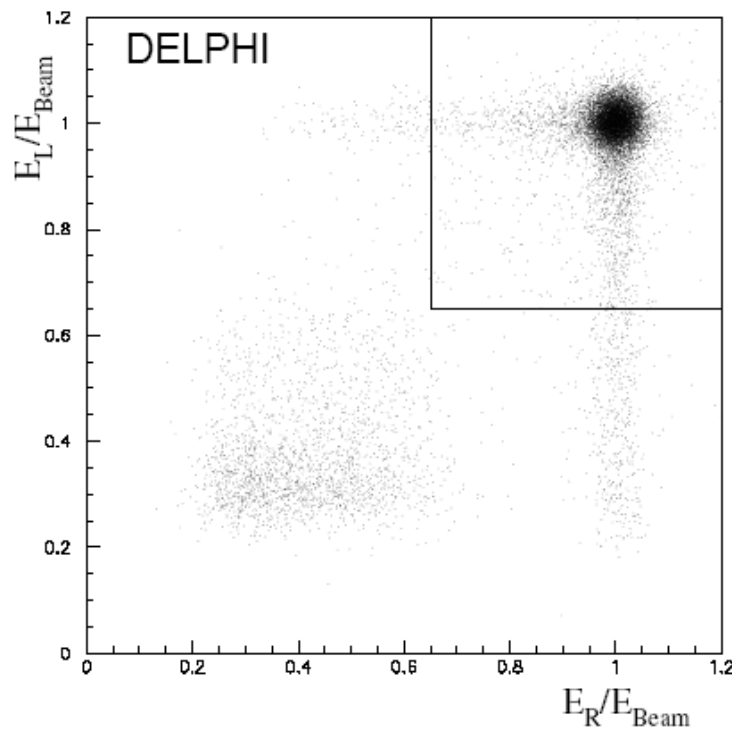


Luminosity Measurement



The t-channel contribution to $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ dominates at small angles. Detectors typically 25 to 60 mrad from beam.

Very clear electron signal in forward detectors (calorimeters).



Accepted cross section at least $2 \times \sigma_{\text{had}}$. $1/\theta^3$ variation.

Experimental difficulty: define geometric edge of acceptance to give cross-section precision $\lesssim 0.05\%$.

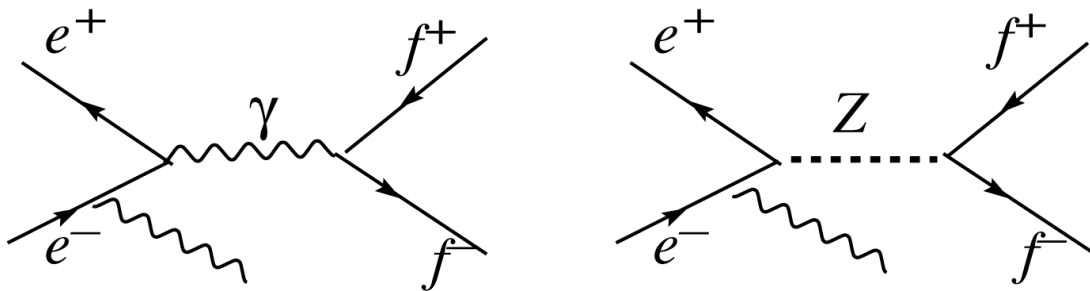
Common theory error of $\sim 0.05\%$ (cf $\sim 1\%$ in 1989).

(BHLUMI program: S. Jadach, B.F.L. Ward et al.)

Correzioni radiative

A) Correzioni fotoniche. Grandi, dipendenti dall'esperimento

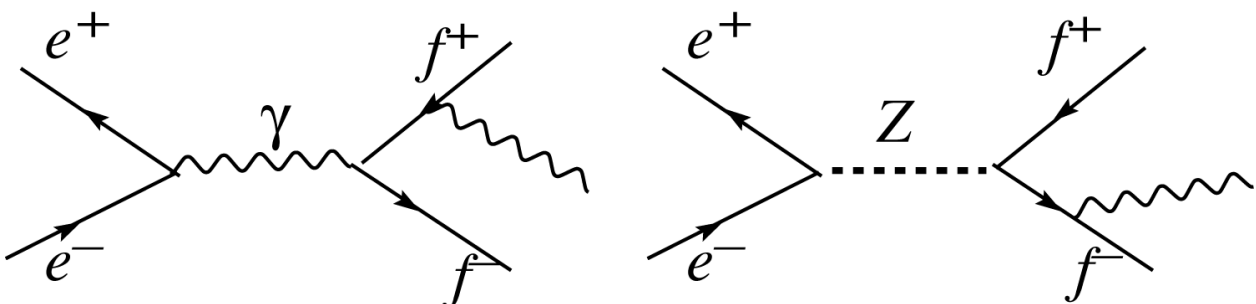
1) Radiazione di stato iniziale



Il termine dominante. Se un elettrone o un positrone irradia un fotone l'energia della collisione diminuisce; diventa risonante se $\sqrt{s} > MZ$. La curva ha una coda alle alte energie

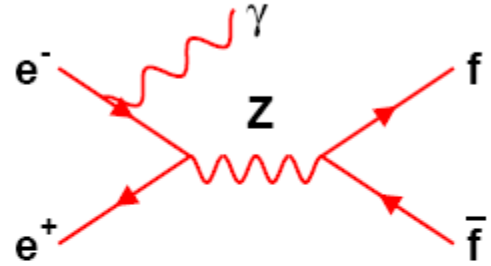
$$\delta\sigma(\text{picco}) = 30\%, \delta M_Z \approx 200 \text{ MeV}$$

2) Radiazione di stato finale



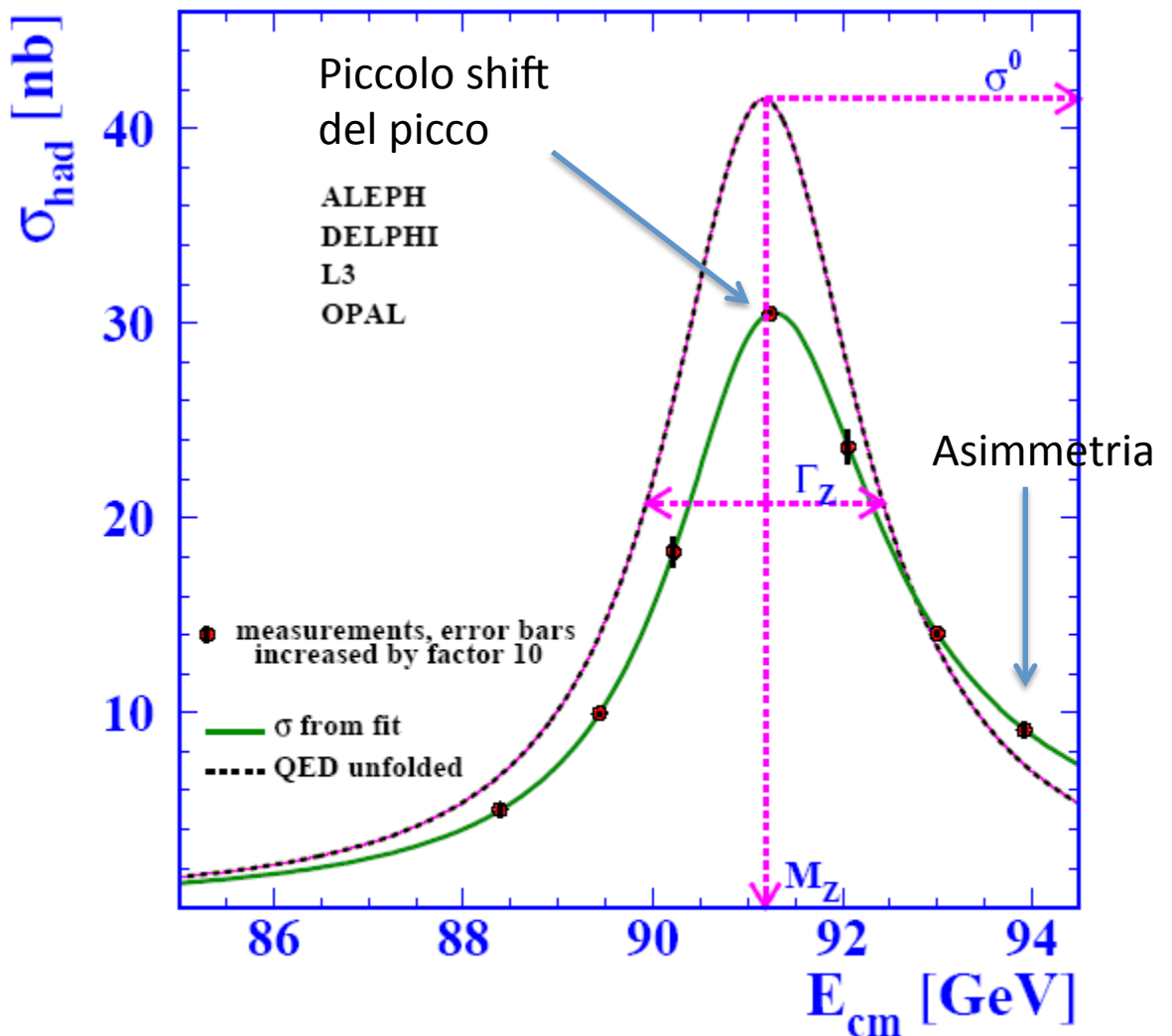
QED corrections

Dominant QED correction from initial state radiation.



Accounted for by radiator function H . We want $\sigma_{ew}(s)$

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



Cross-section and partial widths

Cross-section as a function of s (from $|\chi(s)|^2$): “Z lineshape”

$$\sigma_{ff}(s) = \sigma_{ff}^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

where pole cross-section is

$$\sigma_{ff}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{ff}}{\Gamma_Z^2}$$

with $\Gamma_{ff}/\Gamma_Z = \text{BR}(Z \rightarrow f\bar{f})$ and partial width is

$$\Gamma_{ff} = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)$$

+ QED/QCD corrections eg. QCD: $\Gamma_{q\bar{q}} \rightarrow \Gamma_{q\bar{q}}(1 + \alpha_s/\pi + \dots)$

Total width of Z

$$\Gamma_Z = \Gamma_{\text{had}} + 3\Gamma_{\ell\ell} + \Gamma_{\text{inv}} = \Sigma\Gamma_{q\bar{q}} + 3\Gamma_{\ell\ell} + N_\nu\Gamma_{\nu\nu}$$

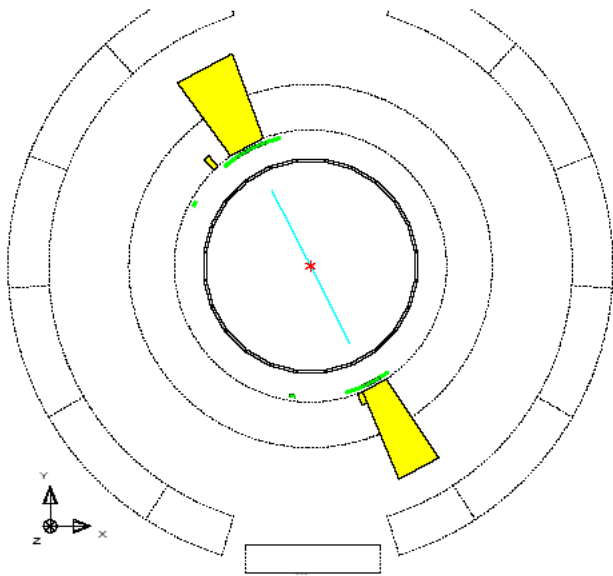
Comparing total width to partial width gives N_ν

Cross-sections and widths correlated. Choose to fit:

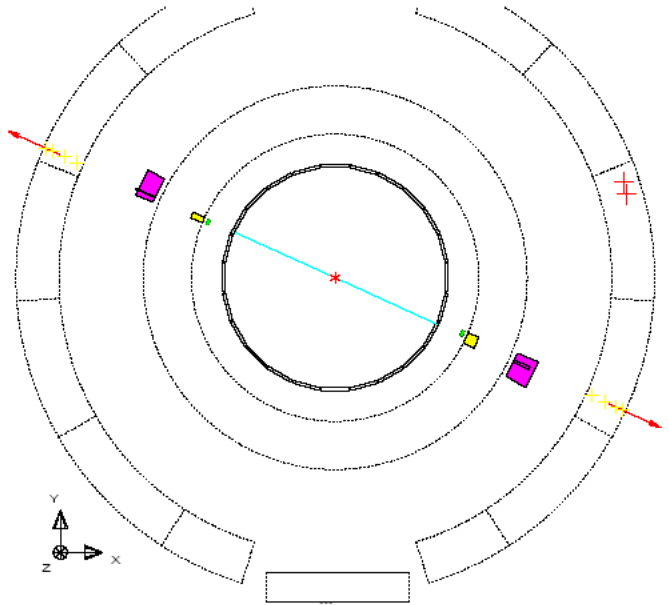
- $M_Z, \Gamma_Z, \sigma_h^0$
- Ratios: $R_e^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{ee}, R_\mu^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\mu\mu}, R_\tau^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\tau\tau}$
or $R_\ell^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\ell\ell}$
- Asymmetries: $A_{\text{FB}}^{0,e}, A_{\text{FB}}^{0,\mu}$ and $A_{\text{FB}}^{0,\tau}$ or $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$

Typical $e^+e^- \rightarrow Z^0$ Events

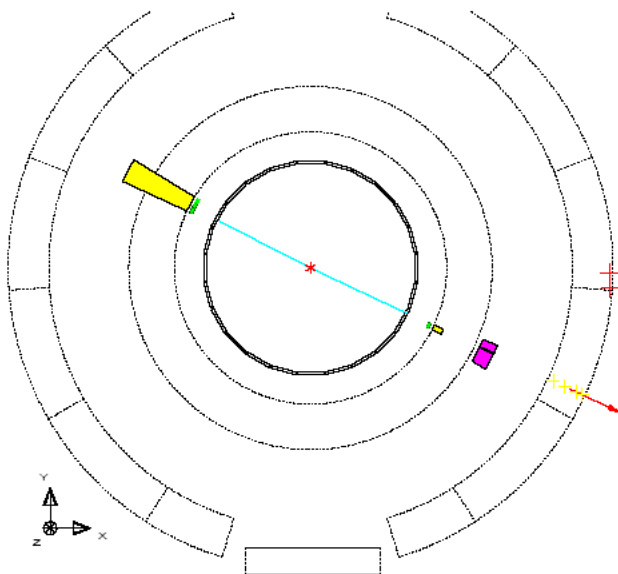
$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$$



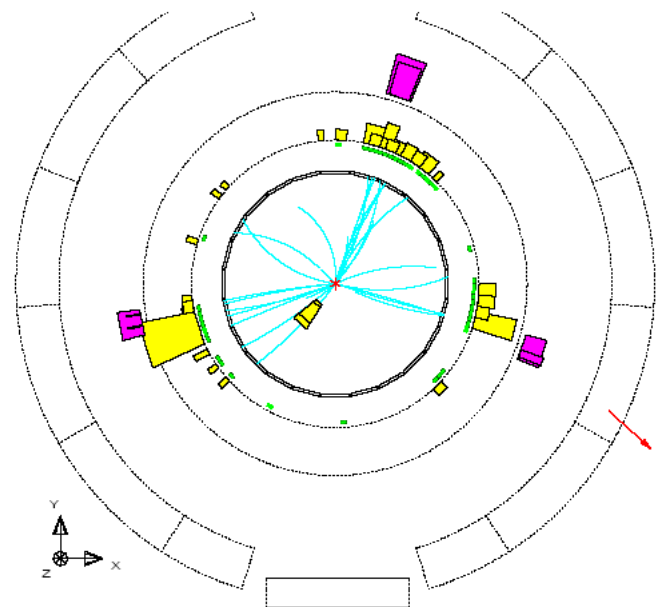
$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$$



$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$$



$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$$



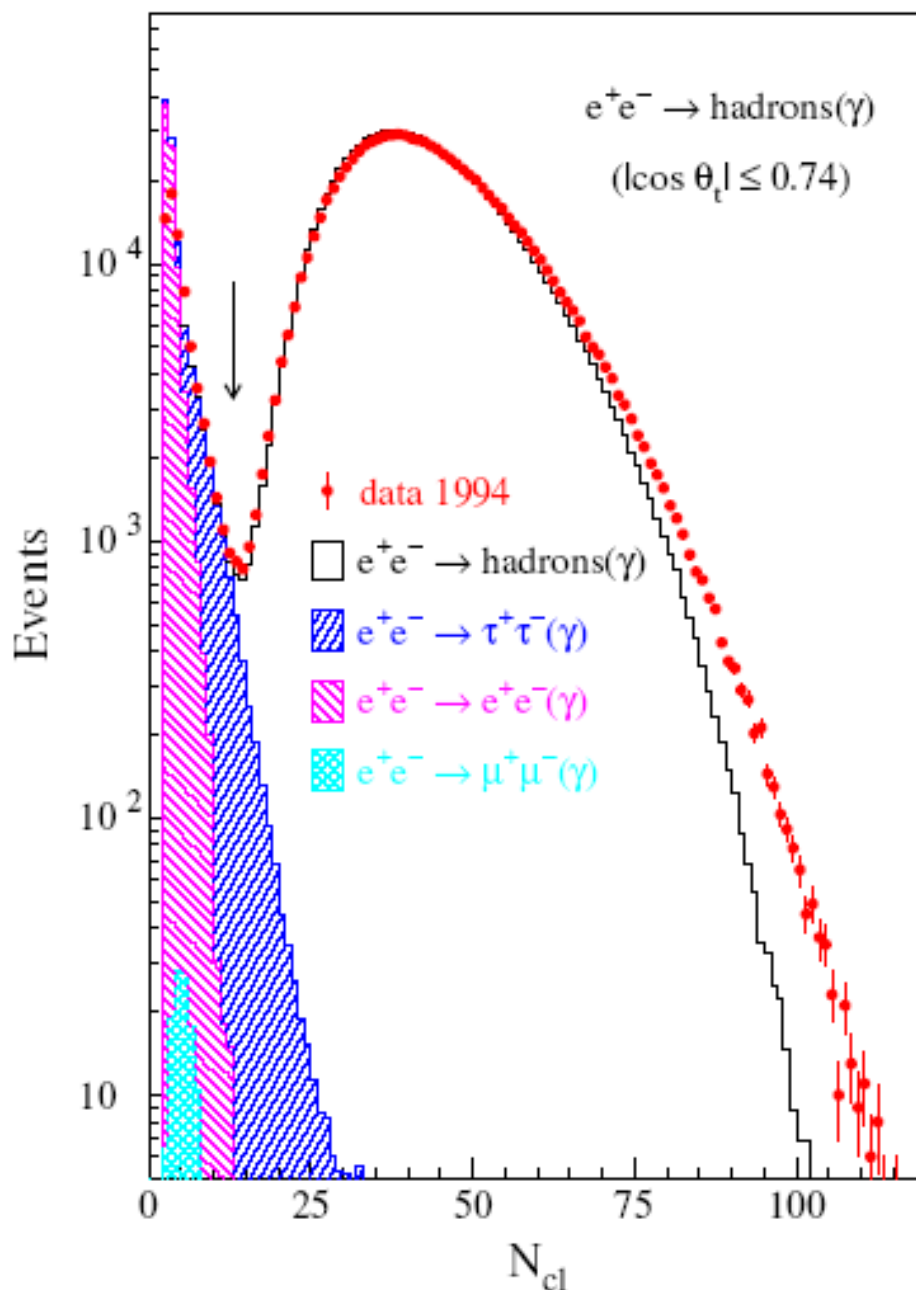
In $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ event, the tau leptons decay within the detector (lifetime $\sim 10^{-13}$ s), here $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ and $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$.

Event selection

A few very simple cuts can distinguish hadronic, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ and $\tau^+\tau^-$ events, and also background from $\gamma\gamma$, cosmic rays...

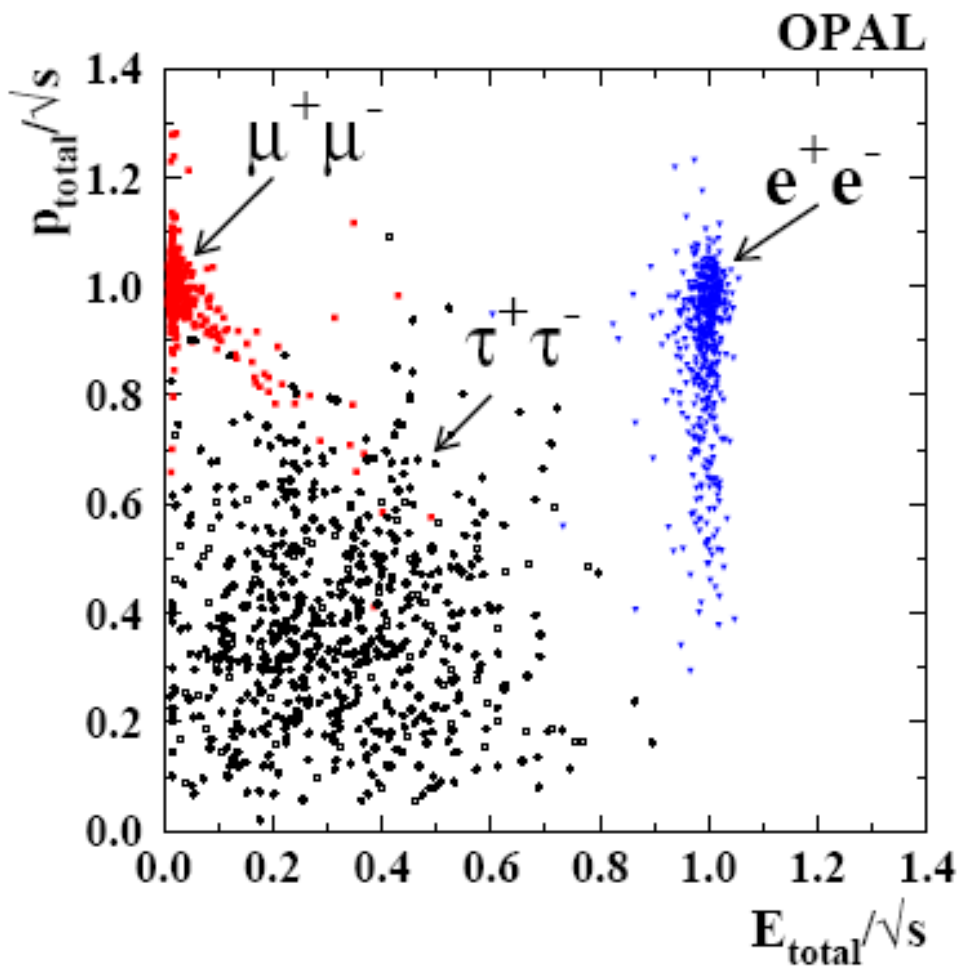
The difficult task is to control systematic errors - how good is Monte Carlo description of data?

Example 1: Hadronic event selection from L3



Event selection

Example 2: $\sum |p_{\text{tracks}}|$ vs $\sum E_{\text{clusters}}$ for leptons

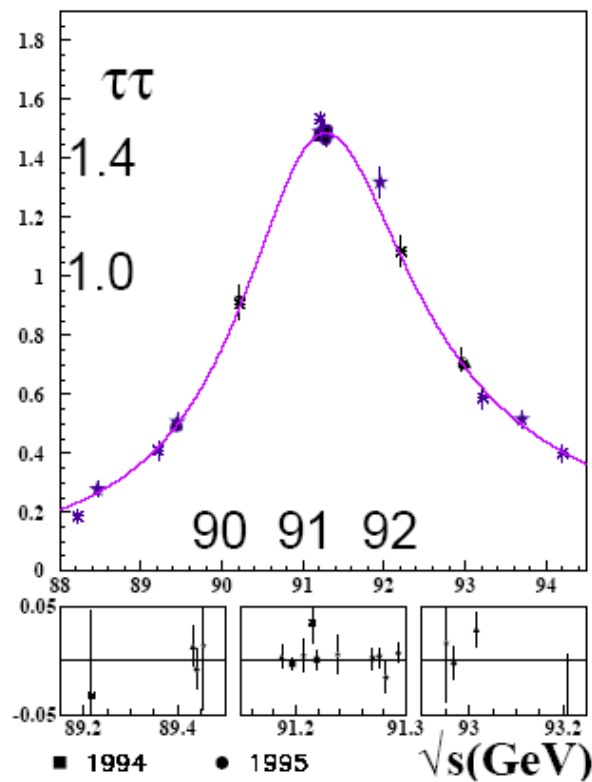
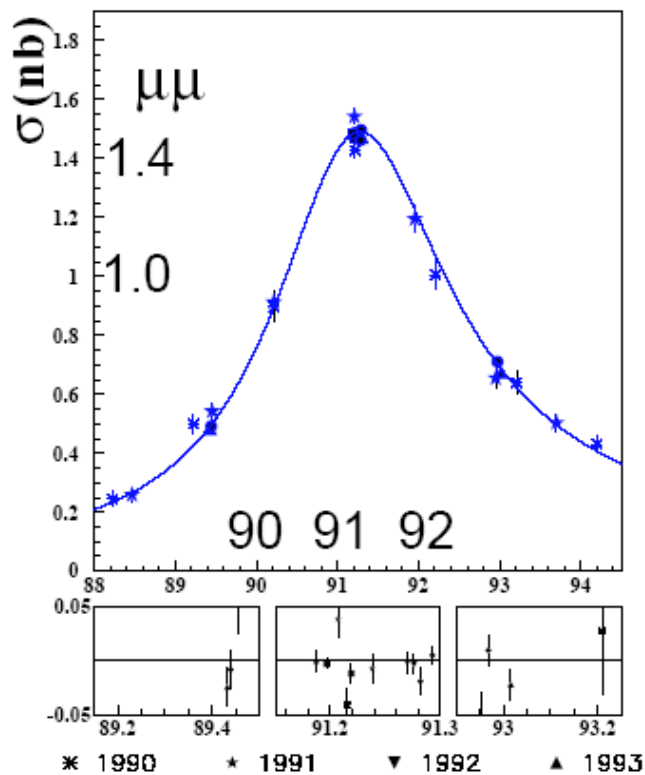
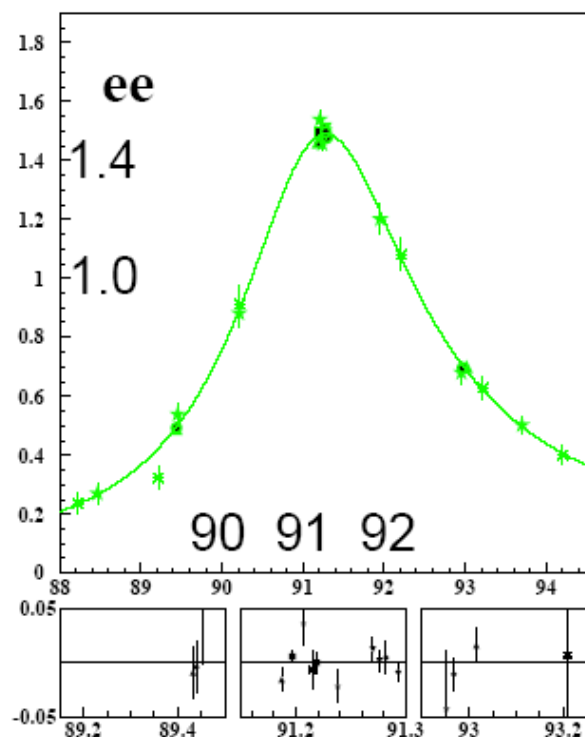
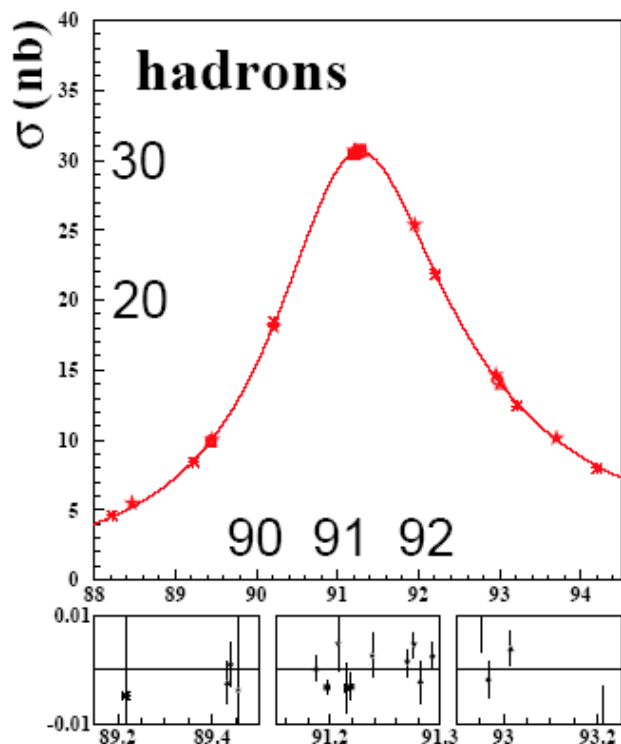


Representative values (vary from experiment to experiment)

Channel	hadron	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
Efficiency %	99	98	98	80
Background %	0.5	1	1	2
Syst error %	0.07	0.2	0.1	0.4

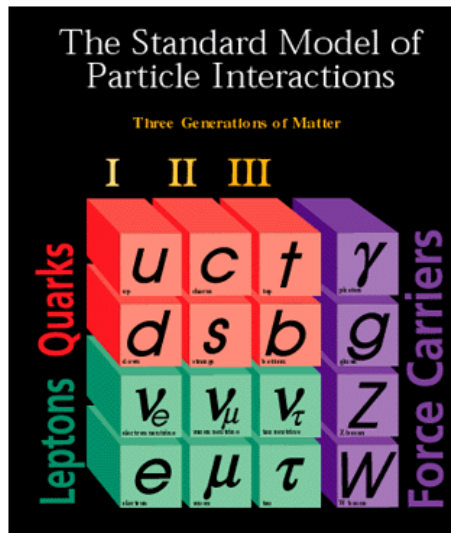
Cross-sections vs \sqrt{s}

ALEPH



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.

Misura indiretta di N_ν

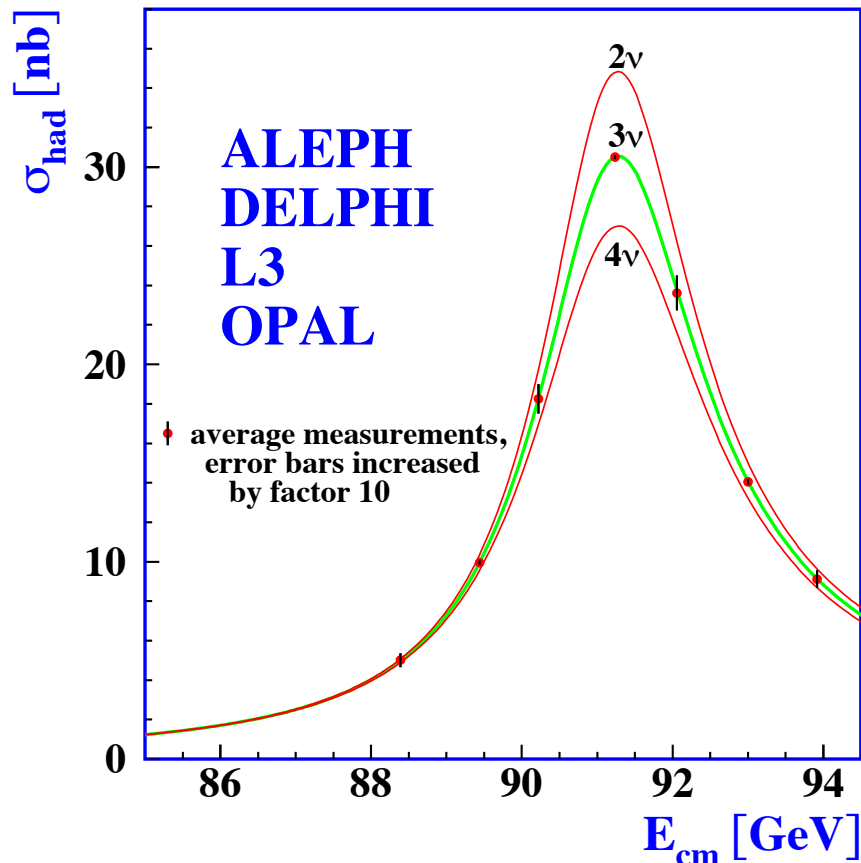


Figure 1.13: Measurements of the hadron production cross-section around the Z resonance. The curves indicate the predicted cross-section for two, three and four neutrino species with SM couplings and negligible mass.

- La sezione d'urto adronica e' fortemente dipendente dal numero di neutri (attraverso Γ_Z)
- Assumendo l'universalita' leptonica e introducendo una piccola correzione dovuta alla massa del leptone tau possiamo scrivere:

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - 3(1 + \delta_\tau)\Gamma_l = N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$$

Misura indiretta di N_ν

- Utilizzando:

$$\sigma_{\text{had}}^0 \equiv \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2}; \quad R_\ell^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\ell\ell}$$

- E definendo $R_{\text{inv}}^0 = \Gamma_{\text{inv}}/\tilde{\Gamma}_{\ell\ell}$:

- Ricaviamo: $R_{\text{inv}}^0 = \left(\frac{12\pi R_\ell^0}{\sigma_{\text{had}}^0 m_Z^2} \right)^{\frac{1}{2}} - R_\ell^0 - (3 + \delta_\tau)$

- Da cui:

- $N_\nu = R_\nu^0 (\Gamma_l/\Gamma_{\nu\nu})_{\text{th}} = R_\nu^0 \times 1.99125 \pm 0.00083$

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

- In accordo (entro 2 sigma) con il valore previsto di 3

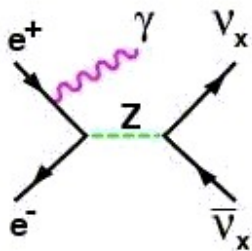
Misura diretta di N_ν

Vantaggi di una misura diretta

Il valore di G_{inv} potrebbe essere dovuto non solo ai neutrini ma anche ad altre particelle stabili e debolmente interagenti con $m < M_Z/2$
 $N_n > 3$

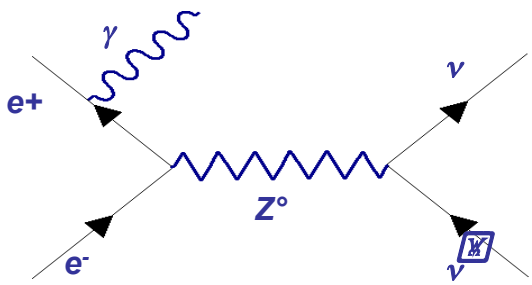
Il valore di G_{inv} potrebbe anche essere più piccolo del previsto a causa, ad esempio, di accoppiamenti non previsti dallo SM
 $N_n < 3$

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

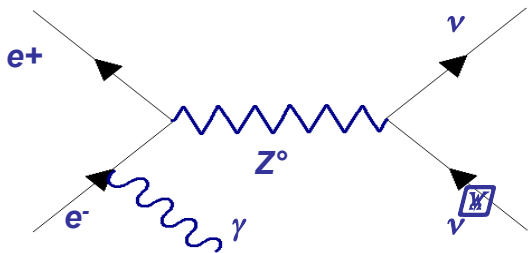


- Forte segnatura: un solo fotone con $E_\gamma = \sqrt{s} - M_Z$.
- Possibilità di osservare un gran numero di eventi in prossimità di M_Z .
- La misura è diretta *ma difficile!*

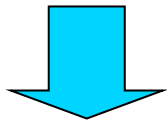
Misura diretta di N_ν



$$N_\nu = \Gamma_{inv} / \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$



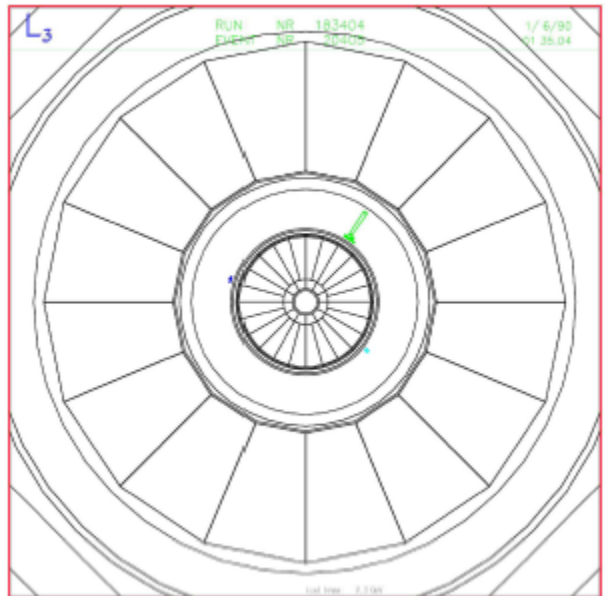
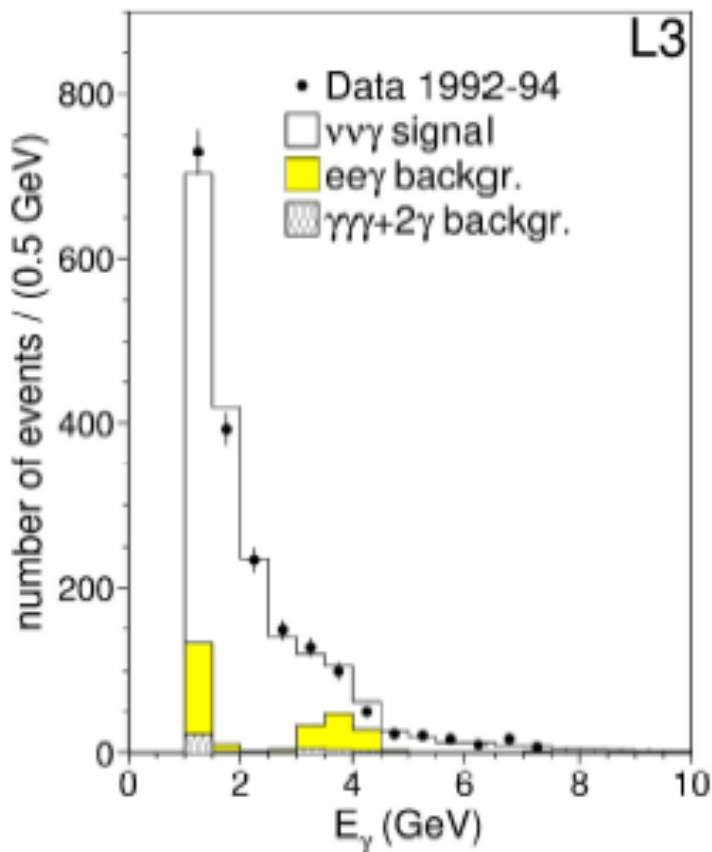
$$s' = s \left(1 - 2E_\gamma / \sqrt{s} \right)$$



$$\sigma_0(s') = \frac{12\pi}{M_{Z^0}^2} \frac{s' \Gamma_e N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}}}{\left(s' - M_{Z^0}^2 \right)^2 + s'^2 \Gamma_{Z^0}^2 / M_{Z^0}^2}$$

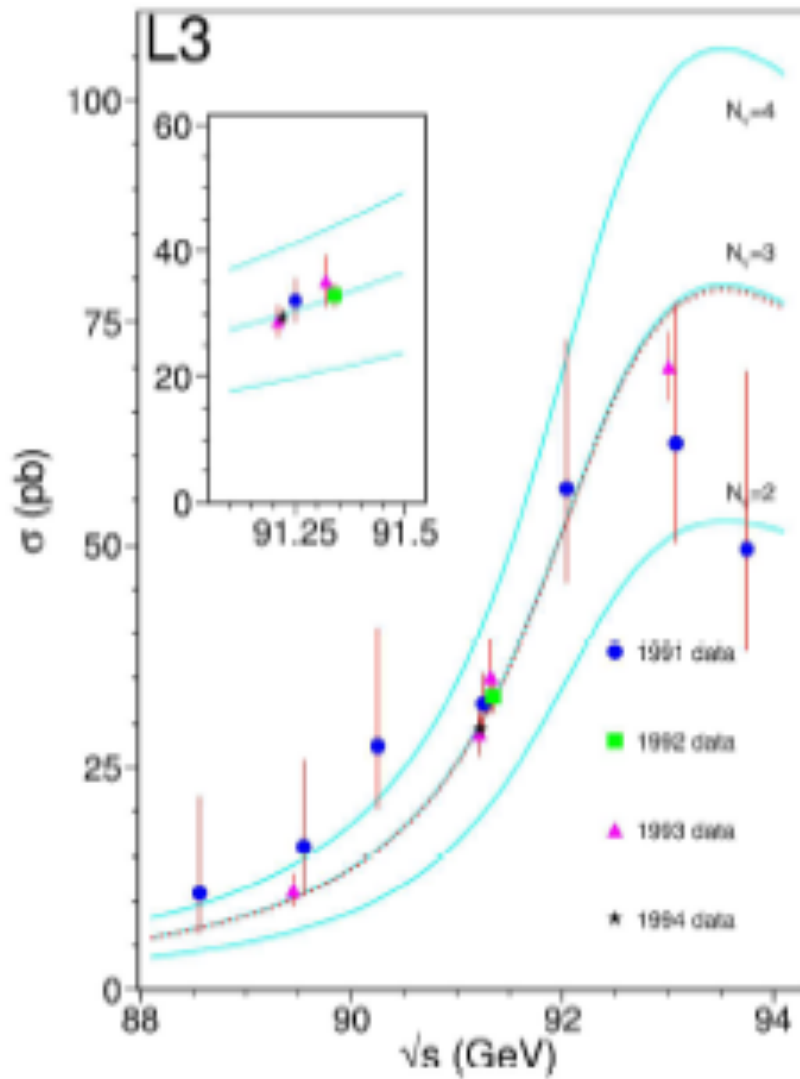
La sezione d'urto nel centro di massa ridotto s' va convoluta con la funzione di probabilita' dell'emissione di fotoni nello stato iniziale di energia E_γ

Misura diretta di N_ν



- Eventi particolarmente difficili da accumulare, occorre lavorare a soglie molto basse rispetto a quelle tipiche di LEP ($E_\gamma > 1$ GeV) ($\sim 1\%$ dell'energia visibile negli eventi di Z). L3 700 eventi in tutto, contro 5 milioni di Z
- Fondi dominati da eventi Bhabha radiativi con elettroni che sfuggono in avanti o nelle zone morte del rivelatore (essenziale una copertura angolare vicina a 4π)

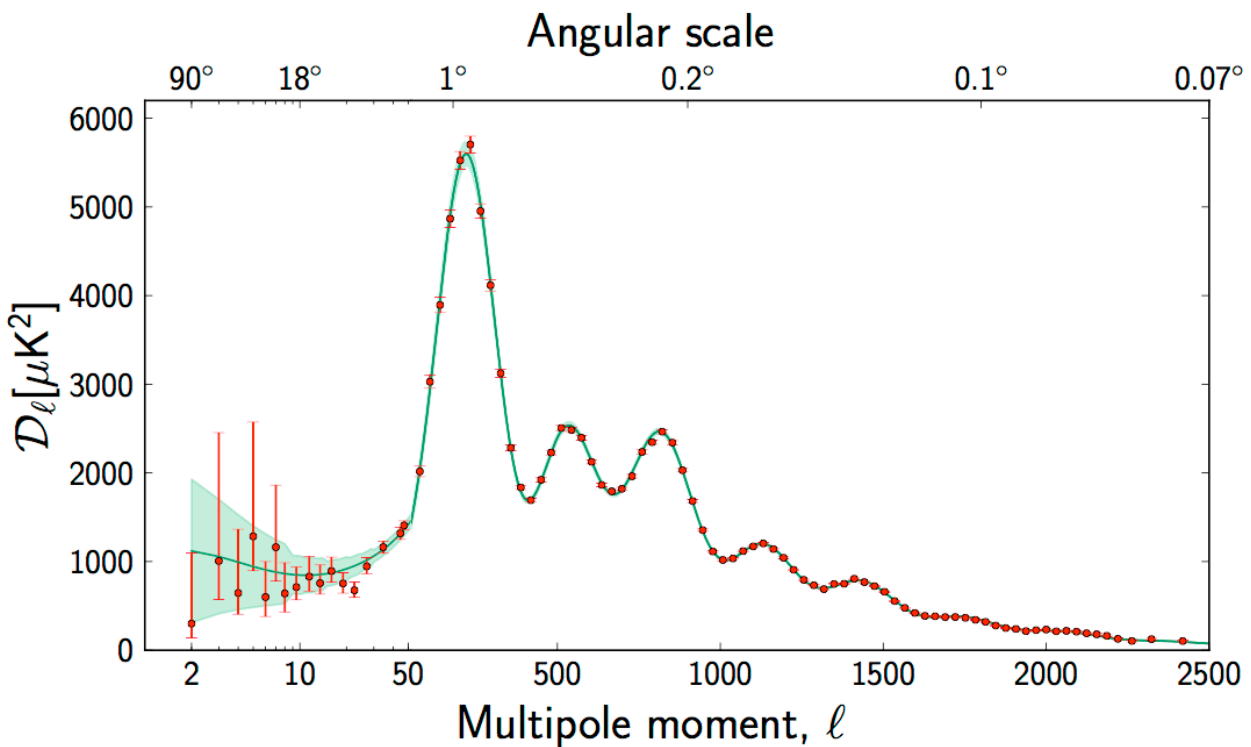
Misura diretta di N_ν



Picco della risonanza Z spostato in avanti a causa della richiesta di un fotone con $E_\gamma > 1$ GeV

$$N_\nu = 2.98 \pm 0.10$$

Numero efficace di neutrini dal fondo cosmico

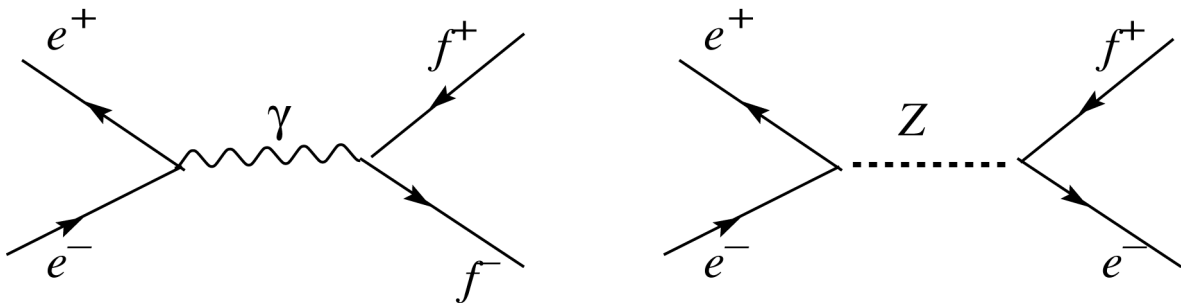


- Il numero di neutrini, o meglio il numero di gradi di liberta' relativistici (N_{eff}) nell'universo primordiale influenza lo spettro delle fluttuazioni del fondo cosmico (CMB). In particolare piu' e' grande la densita' di radiazione dei neutrini (proporzionale a N_ν) piu' e' rapida l'espansione dell'universo e questo influenza la propagazione delle fluttuazioni di temperatura misurate dalle anisotropie del fondo cosmico nell'universo attuale a diverse scale angolari. La posizione dei picchi nello spettro angolare delle fluttuazioni e' influenzato dalla velocita' di espansione nell'universo primordiale e quindi da N_ν

$$N_{\text{eff}} = N_\nu \text{ (Planck 2015)} = 3.15 \pm 0.23$$

Sezione d'urto differenziale

L'espressione della sezione d'urto discussa a bassa energia è valida a livello più basso perturbativo, il "livello albero". È anche detta approssimazione di Born:



$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} = \frac{3}{16\pi} \sigma_0 N_c \left[C_1 (1 + \cos^2 \theta) + C_2 \cos \theta \right]$$

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

$$C_1 = Q_f^2 - 2Q_f g_V^e g_V^f \operatorname{Re} \chi + \left(g_V^{e^2} + g_A^{e^2} \right) \left(g_V^{f^2} + g_A^{f^2} \right) |\chi|^2$$

$$C_2 = -4Q_f g_A^e g_A^f \operatorname{Re} \chi + 8g_V^e g_V^f g_A^e g_A^f |\chi|^2$$

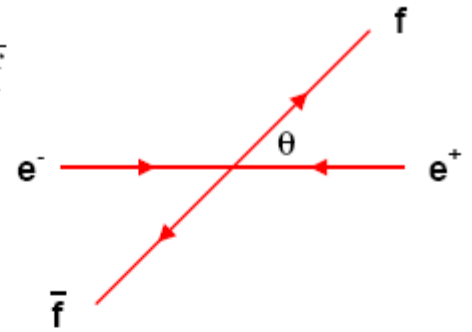
$$\chi = \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}$$

$C_1 \rightarrow$ |fotone|²+|Z|²+ |fotone-Vector neutral current interference
 $C_2 \rightarrow$ fotone-Axial current interference + Vector-Axial Vector interf.

Differential cross-section

Improved Born Approximation for $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

(Ignoring fermion masses, QED/QCD ISR/FSR ...)



$$\frac{d\sigma_{ew}}{d\cos\theta} = \frac{\pi N_c^f}{2s} 16 |\chi(s)|^2 \times$$

$$[(g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2)(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2)(1 + \cos^2\theta) + \delta g_{Ve}g_{Ae}g_{Vf}g_{Af} \cos\theta]$$

$$+ [\gamma \text{ exchange}] + [\gamma Z \text{ interference}]$$

Where

$$\chi(s) = \frac{G_F M_Z^2}{8\pi\sqrt{2}} \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z}$$

$|\chi(s)|^2$ gives lineshape as a function of s .

Even term in $\cos\theta$ gives **total cross-section**

$$\sigma_{ff} \propto (g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2)(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2)$$

Odd term in $\cos\theta$ leads to **forward-backward asymmetry**:

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

where $\sigma_F = \int_0^1 (d\sigma/d\cos\theta) d\cos\theta$. At the Z peak:

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} \frac{2g_{Ve}g_{Ae}}{g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2} \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2} \equiv \frac{3}{4} A_e A_f$$

A_{FB} depends on g_{Vf}/g_{Af} , i.e. on $\sin^2\theta_{eff}$

Cross-section plus A_{FB} allow g_{Vf} and g_{Af} to be derived.

Asimmetria FB vs \sqrt{s}

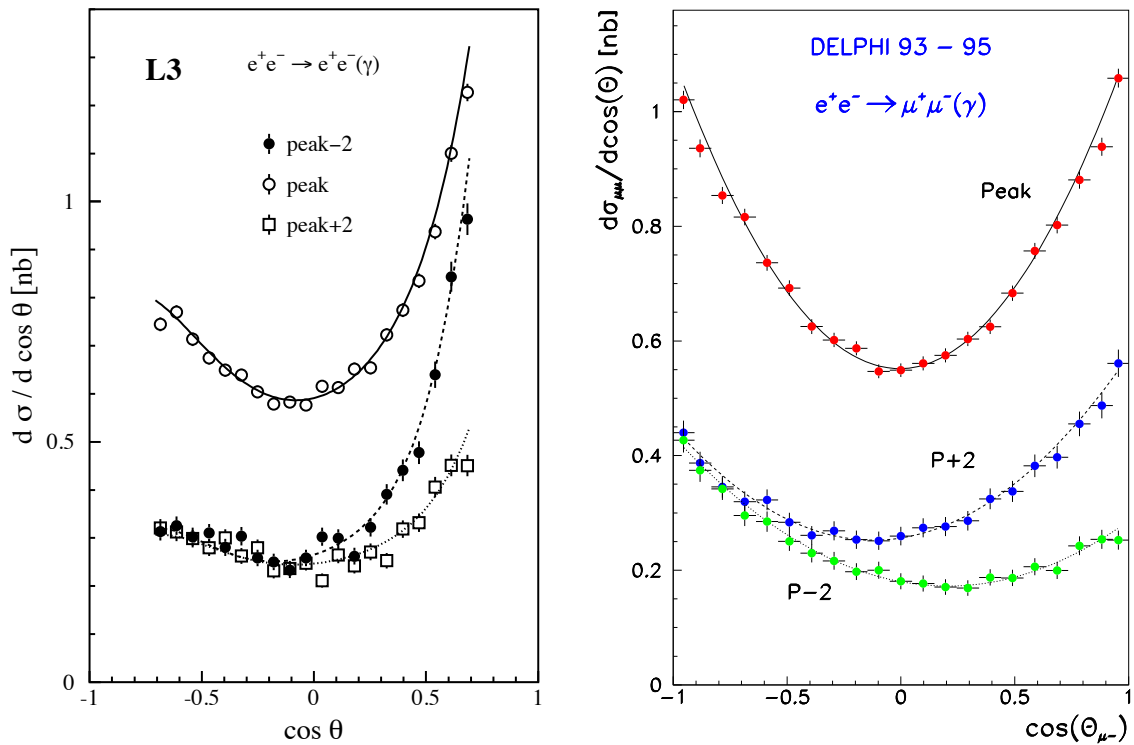
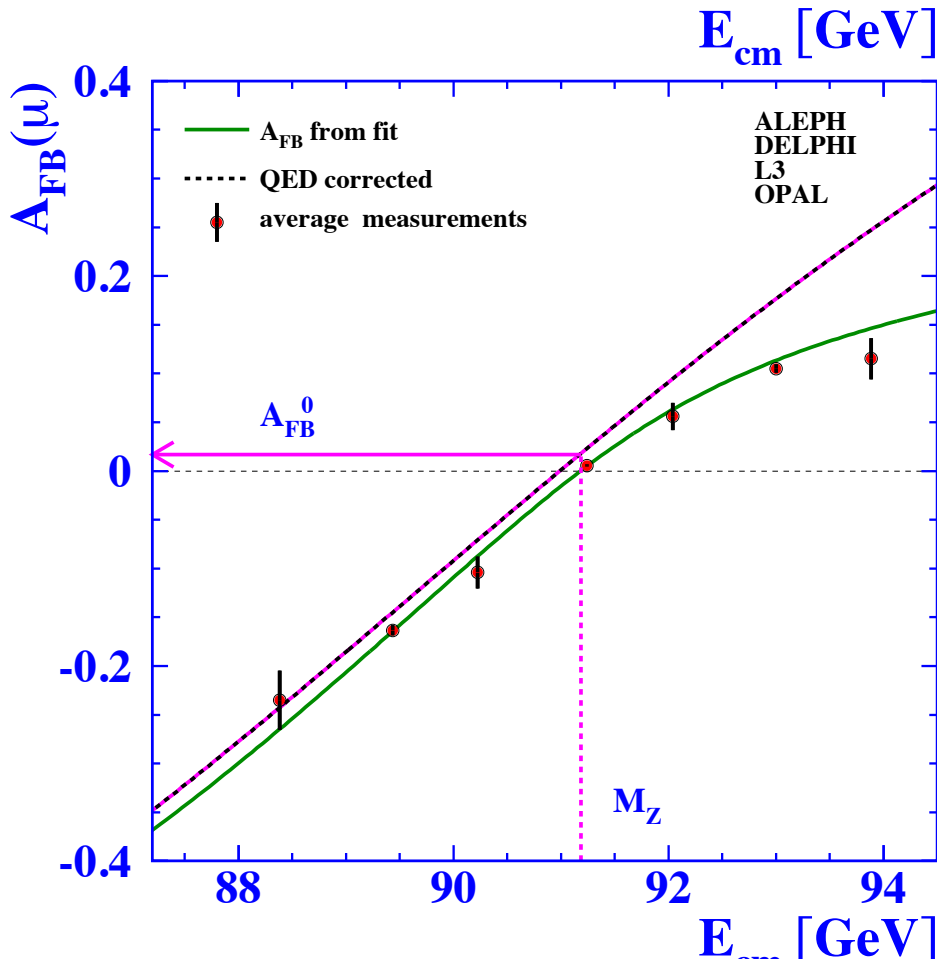


Figure 2.5: Distribution of the production polar angle, $\cos\theta$, for e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ events at the three principal energies during the years 1993–1995, measured in the L3 (left) and DELPHI (right) detectors, respectively. The curves show the SM prediction from ALIBABA [52] for e^+e^- and a fit to the data for $\mu^+\mu^-$ assuming the parabolic form of the differential cross-section given in the text.

- Il caso bhabha significativamente diverso (canale t di QED, vedi dopo)

Asimmetria FB vs \sqrt{s}



- Al picco per i leptoni piccola asimmetria
- Risultato finale combinato alle osservabili leptoniche + sez. d'urto:

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} \frac{2g_{Ve}g_{Ae}}{q_{Ve}^2 + g_{Ae}^2} \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{q_{Vf}^2 + g_{Af}^2} \equiv \frac{3}{4} A_e A_f$$

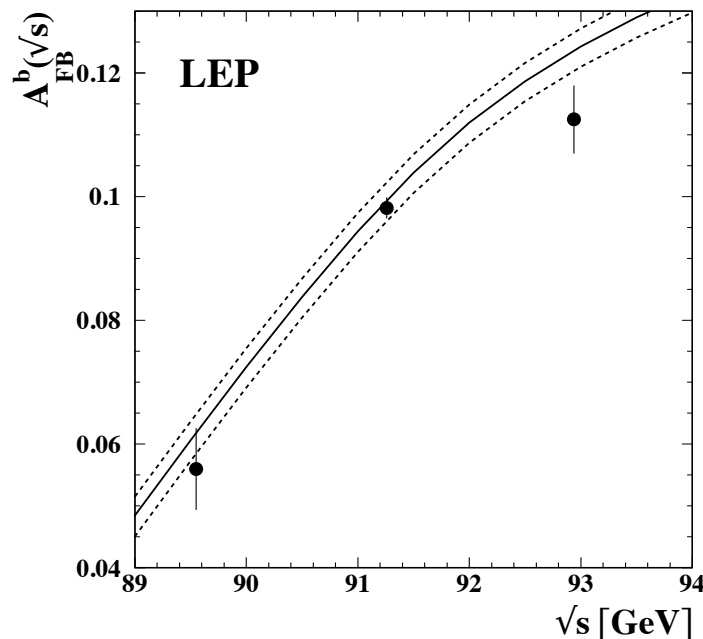
$$C_V = I_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_W \longrightarrow \sim 0$$

$$C_A = I_3^f$$

With lepton universality		Correlations				
$\chi^2/\text{dof} = 36.5/31$		m_Z	Γ_Z	σ_{had}^0	R_ℓ^0	$A_{FB}^{0,\ell}$
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	1.000				
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	-0.023	1.000			
σ_{had}^0 [nb]	41.540 ± 0.037	-0.045	-0.297	1.000		
R_ℓ^0	20.767 ± 0.025	0.033	0.004	0.183	1.000	
$A_{FB}^{0,\ell}$	0.0171 ± 0.0010	0.055	0.003	0.006	-0.056	1.000

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.23099 \pm 0.00053$$

Asimmetria FB per quark b



$$A_{FB}^{0,b} = 0.1000 \pm 0.0017$$

- Occorre riconoscere il flavor e la carica dei quark (per esempio utilizzando decadimenti semileptonici $b \rightarrow l n X$ / $\text{anti-}b \rightarrow l^+ n X$)
- Asimmetria del b poco dipendente da $\sin^2 \theta_w \rightarrow$ ma fornisce un forte constraint all'asimmetria leptonica : $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.23221 \pm 0.00029$

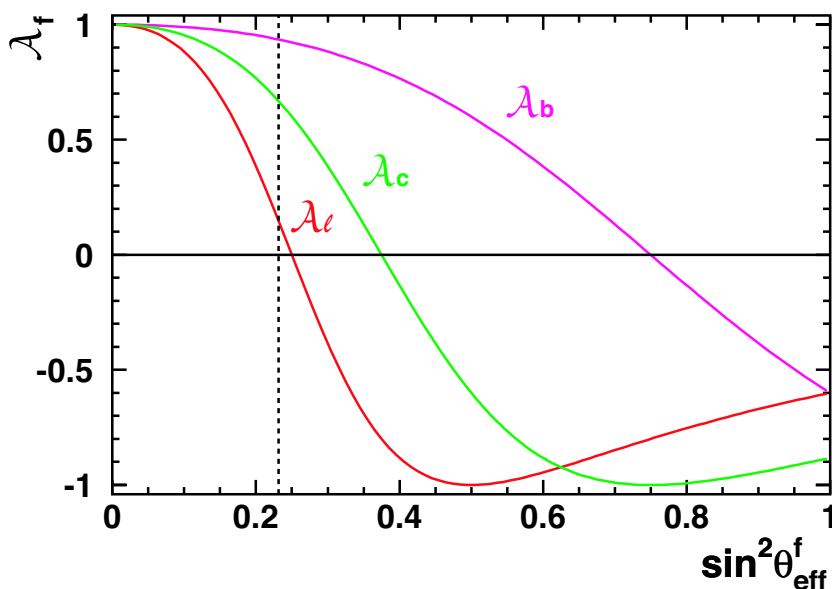


Figure 1.14: In the SM the variation of \mathcal{A}_f with $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$ is controlled by the charge and weak isospin assignment of the fermion species concerned. The measured values of $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$ are near the vertical line. In this region, \mathcal{A}_c depends strongly on $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$, while \mathcal{A}_b depends much more weakly on $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$.

Il caso particolare dello scattering e^+e^-

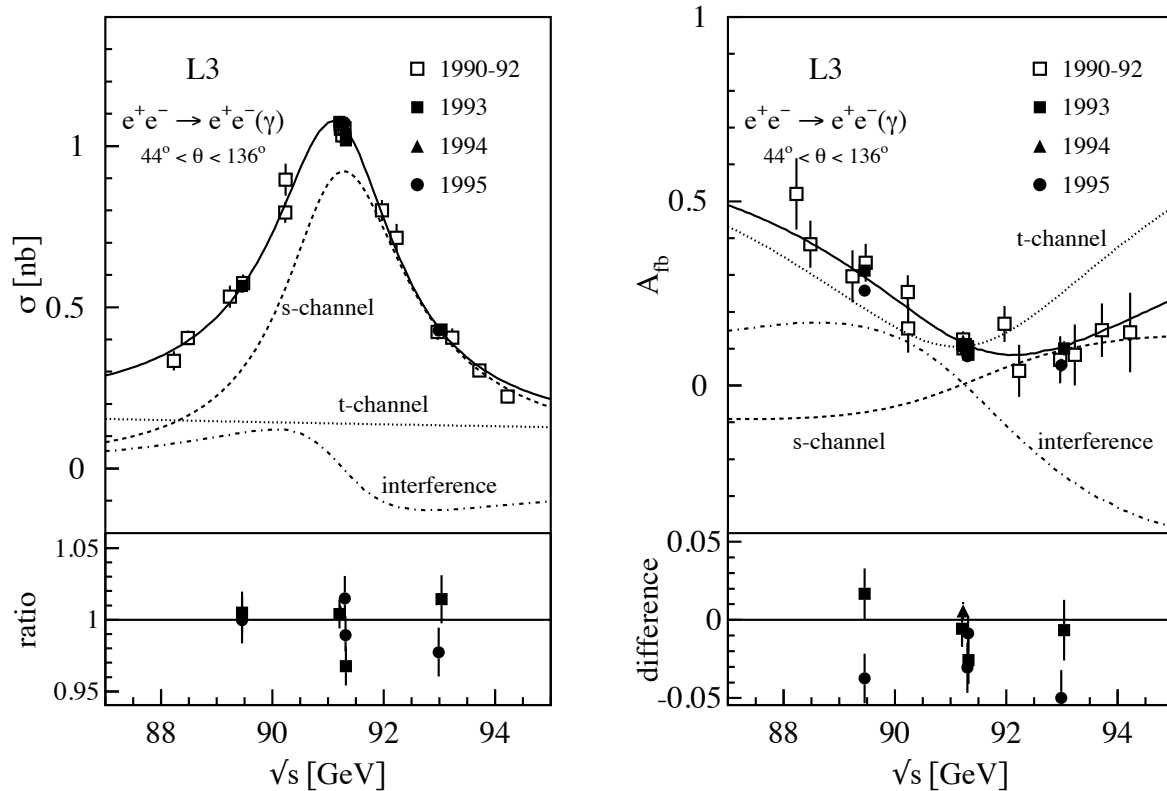


Figure 2.4: The energy dependence and the contributions from the s and t -channel diagrams and from the s - t interference for observables in the e^+e^- channel. Shown are the total cross-section (left) and the difference between the forward and backward cross-sections after normalisation to the total cross-section (right). The data points measured by the L3 collaboration refer to an angular acceptance of $|\cos\theta| < 0.72$, an acollinearity $\eta < 25^\circ$ and a minimum energy of $E_{e^\pm} > 1$ GeV. The lines represent the model-independent fit to all L3 data.

SLD (e^+e^- polarizzati)

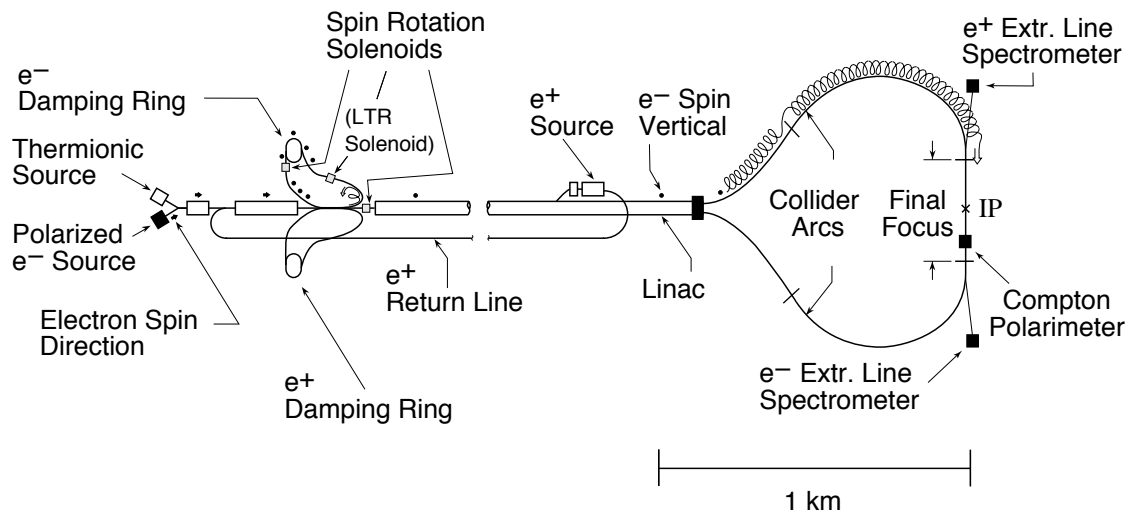


Figure 1.4: The SLC linear collider complex, showing the electron source, the damping rings, the positron source, the 3 km long linac and arcs and the final focus. The helix and arrow superimposed on the upper arc schematically indicate the electron spin precession which occurs during transport.

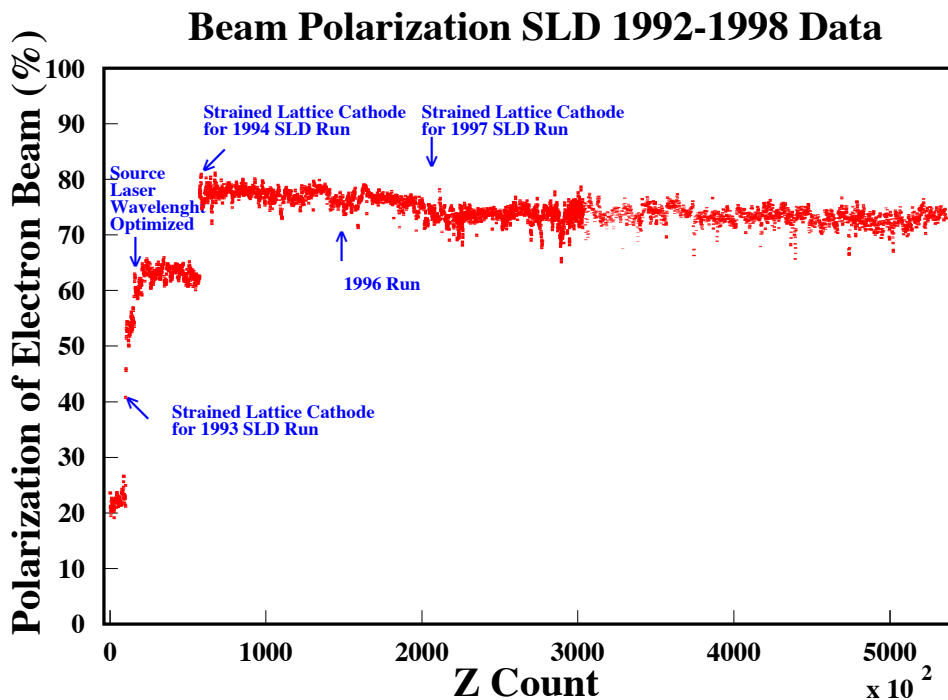


Figure 1.5: The amount of longitudinal electron polarisation as a function of the number of recorded Z decays at SLD.

Misura di A_{LR} a SLD

- Conoscendo la polarizzazione possiamo confrontare le sezioni d'urto per l'una e l'altra polarizzazione. Introducendo una polarizzazione non nulla per il fascio di elettroni (i positroni non sono polarizzati) la sezione d'urto differenziale diventa:

$$\frac{d\sigma_{ff}}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_{ff}^{\text{tot}} \left[(1 - \mathcal{P}_e \mathcal{A}_e)(1 + \cos^2\theta) + 2(\mathcal{A}_e - \mathcal{P}_e)\mathcal{A}_f \cos\theta \right].$$

- Il segno di \mathcal{P}_e è positivo per elettroni right-handed e negativo per left-handed

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \frac{1}{\langle |\mathcal{P}_e| \rangle} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \frac{1}{\langle \mathcal{P}_e \rangle} = \mathcal{A}_e$$

$$A_{LR}^0 = \frac{2(1 - 4\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}})}{1 + (1 - 4\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}})^2} = 0.1514 \pm 0.0022 \quad \rightarrow \quad \sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.23097 \pm 0.00027.$$

- Misura molto sensibile, perché inclusiva, utilizza tutti gli Z (adroni+muoni+tau) e misura unicamente sezioni d'urto inclusive. Sistemica dominante dalla misura della polarizzazione media dei fasci $\langle \mathcal{P}_e \rangle$ nota con una precisione di 0.5%
- La misura di A_{LR} ci dà accesso direttamente ai coupling dell'elettrone (al contrario delle asimmetrie di LEP)

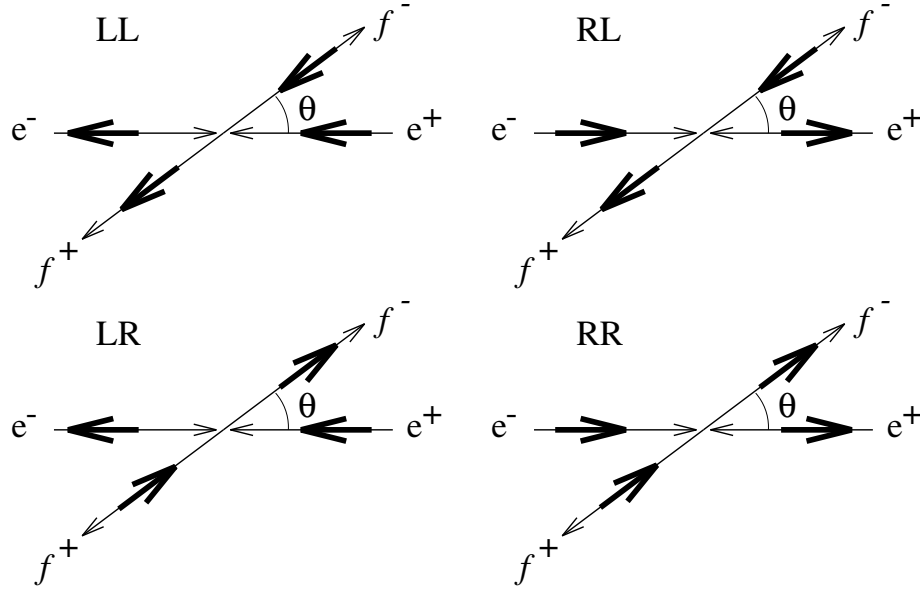
τ polarization

- Il fermioni di decadimento dello Z sono polarizzati. La polarizzazione dipende dagli accoppiamenti g_V e g_A (o g_L/g_R) dei leptoni.
- Non si puo' osservare questa polarizzazione a LEP/SLD se non per i tau i cui decadimenti fungono da "polarimetro"
- Da notare che la definizione di polarizzazione si riferisce allo stato di elicitita' dei fermioni, mentre lo Z seleziona gli stati di chiralita' (left o right handed), ma all'energia del LEP I tau sono relativistici (Lorentz $\gamma \sim 25$) e le due cose praticamente coincidono. Una misura di polarizzazione e' una misura diretta delle asimmetrie negli accoppiamenti chirali dello Z
- Da notare che questa misura fornisce una misura praticamente indipendente delle asimmetrie (accoppiamenti) degli elettroni e dei tau, cioe' fornisce una ulteriore verifica dell'universalita' leptonica delle correnti deboli neutre
- La polarizzazione dipende dall'angolo polare di emissione del tau nel sistema del centro di massa (=laboratorio per LEP e SLD) (al picco dello Z ed ignorando i contributi del fotone+interferenza):

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

- Mediando su θ : $\langle P_\tau^0 \rangle = - A_\tau$

τ polarization



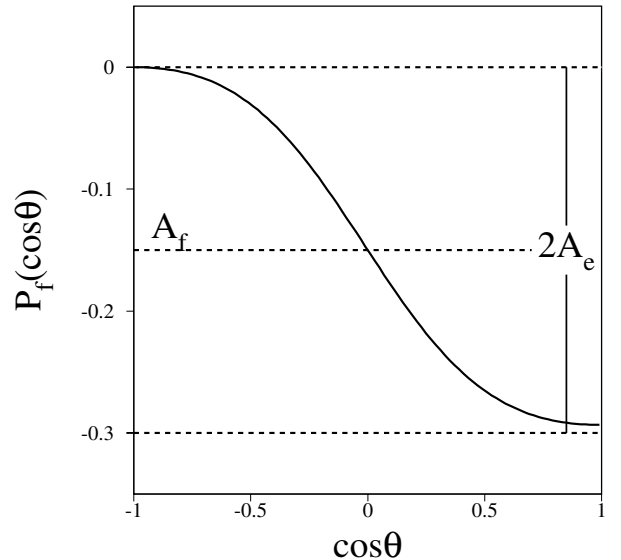
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{LL}}{d\cos\theta} &\propto g_{Le}^2 g_{Lf}^2 (1 + \cos\theta)^2 & \sigma_{LL} \text{ (Left-Handed } e^- \rightarrow \text{left-handed } \tau^-) \\ \frac{d\sigma_{RR}}{d\cos\theta} &\propto g_{Re}^2 g_{Rf}^2 (1 + \cos\theta)^2 & \sigma_{RR} \text{ (Right-Handed } e^- \rightarrow \text{right-handed } \tau^-) \\ \frac{d\sigma_{LR}}{d\cos\theta} &\propto g_{Le}^2 g_{Rf}^2 (1 - \cos\theta)^2 & \sigma_{LR} \text{ (Left-Handed } e^- \rightarrow \text{right-handed } \tau^-) \\ \frac{d\sigma_{RL}}{d\cos\theta} &\propto g_{Re}^2 g_{Lf}^2 (1 - \cos\theta)^2 & \sigma_{RL} \text{ (Right-Handed } e^- \rightarrow \text{left-handed } \tau^-) \end{aligned}$$

$$\mathcal{P}_f = \frac{d(\sigma_r - \sigma_l)}{d\cos\theta} \bigg/ \frac{d(\sigma_r + \sigma_l)}{d\cos\theta}$$

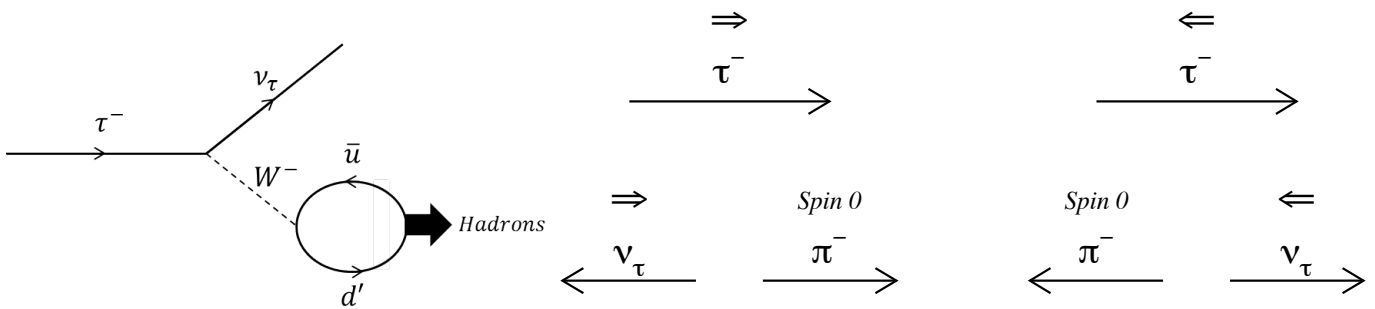
$$\frac{d(\sigma_r - \sigma_l)}{d\cos\theta} = -\frac{3}{8}\sigma_{ff}^{\text{tot}} [\mathcal{A}_f(1 + \cos^2\theta) + 2\mathcal{A}_e \cos\theta]$$

$$\frac{d(\sigma_r + \sigma_l)}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_{ff}^{\text{tot}} [(1 + \cos^2\theta) + 2\mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \cos\theta]$$

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



τ polarization



- Assumendo l'usuale struttura V-A si ottiene una correlazione ovvia tra lo stato di elicit  del tau e la direzione di emissione del pione nel rest frame del tau
 - $\tau_R \rightarrow \frac{1}{2}(1 + \cos\theta_\pi)$; $\tau_L \rightarrow \frac{1}{2}(1 - \cos\theta_\pi)$

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta_\pi} = \frac{1}{2} (1 + \mathcal{P}_\tau \cos\theta_\pi),$$

- Nel sistema del laboratorio l'angolo di emissione direttamente correlato con la frazione dell'energia del tau (==energia del fascio collisioni e^+e^-) trasportata dall'adrone $x_\pi = E_\pi/E_\tau$

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dx_\pi} = 1 + \mathcal{P}_\tau (2x_\pi - 1)$$

- Considerando altri decadimenti adronici e leptonicisi ottengono espressioni piu' complicate ma sempre fortemente dipendenti dal grado di polarizzazione del tau. Ad esempio per il decadimento leptonic (il meno sensibile)

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dx_\ell} = \frac{1}{3} [(5 - 9x_\ell^2 + 4x_\ell^3) + \mathcal{P}_\tau (1 - 9x_\ell^2 + 8x_\ell^3)]$$

τ polarization/teoria

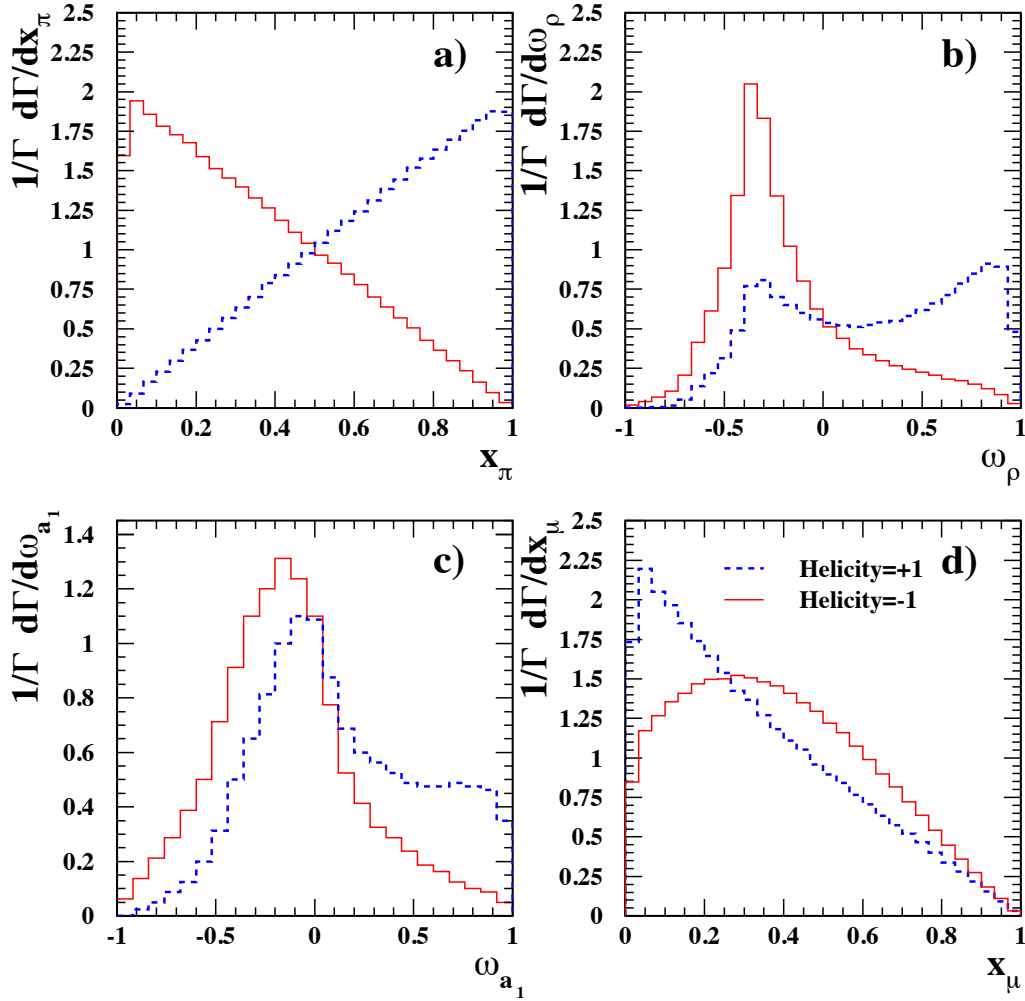
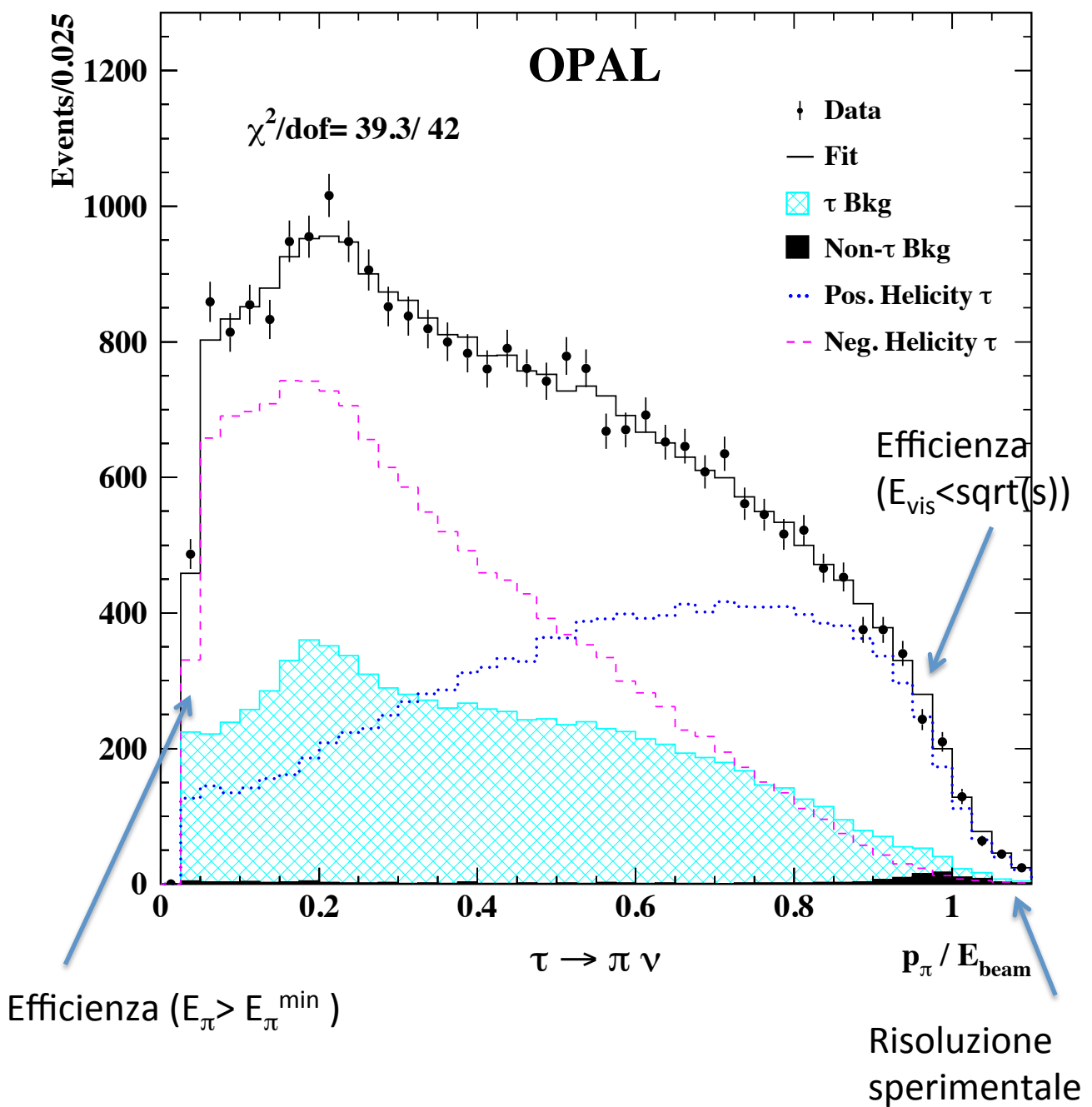


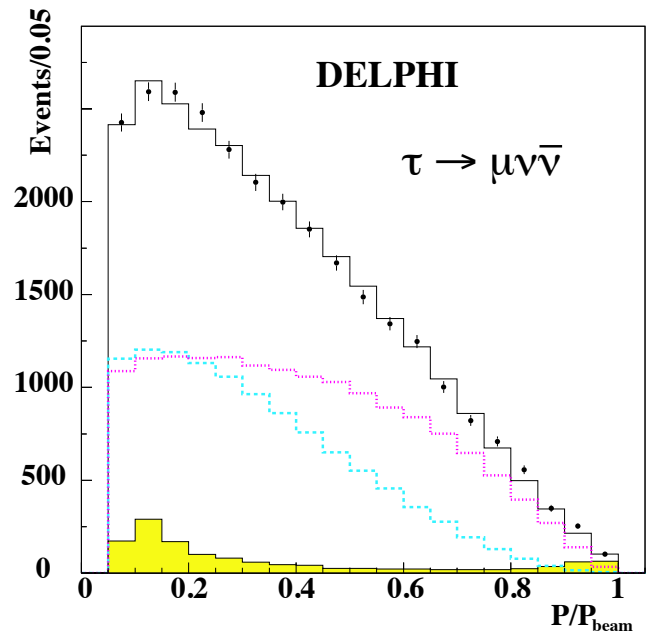
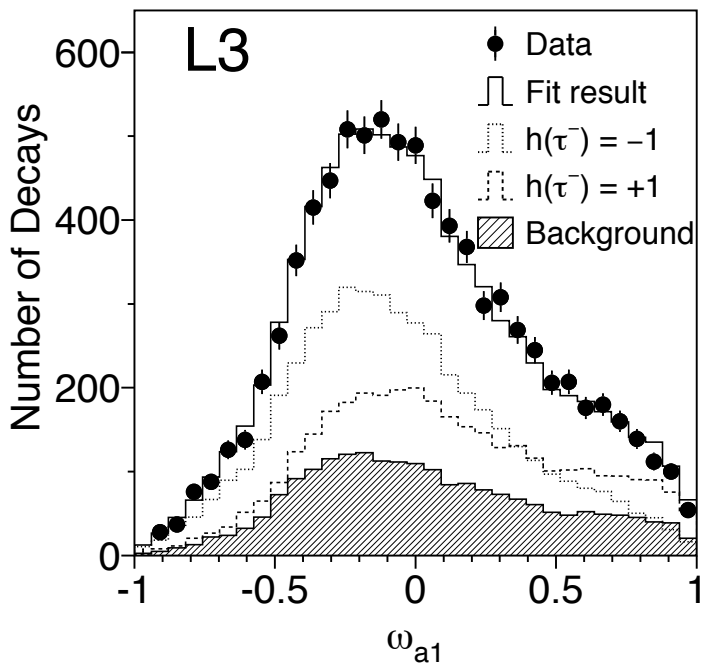
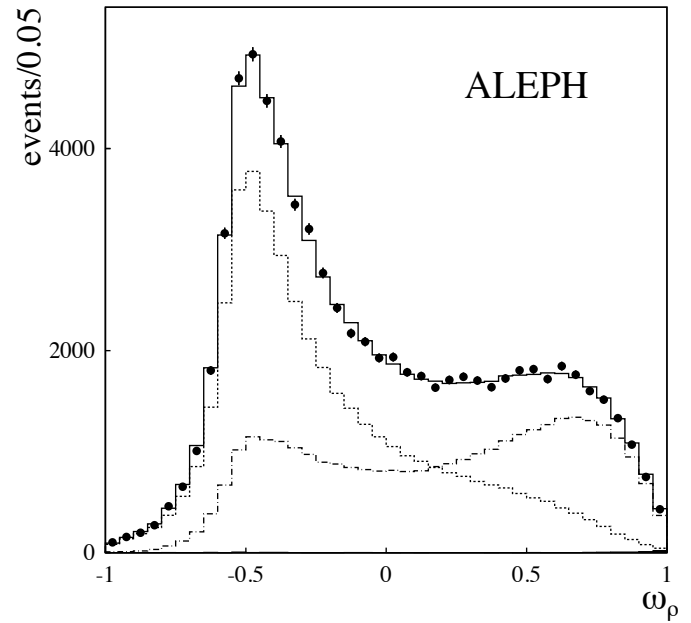
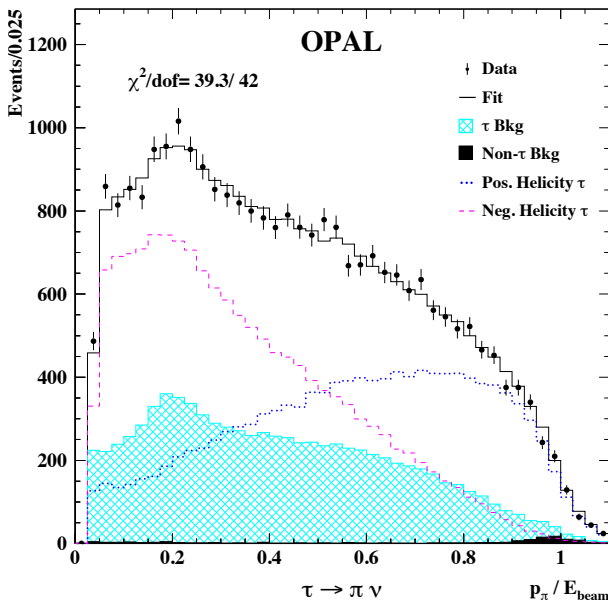
Figure 4.2: Monte Carlo simulated distributions of polarisation sensitive kinematic variables defined in the text for (a) $\tau \rightarrow \pi\nu$, (b) $\tau \rightarrow \rho\nu$, (c) $\tau \rightarrow a_1\nu$ and (d) $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$ decays for positive and negative helicity τ leptons excluding the effects of selection and detector response.

	$\tau \rightarrow \rho\nu$	$\tau \rightarrow \pi\nu$	$\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$	$\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$	$\tau \rightarrow a_1\nu$ $a_1 \rightarrow \pi^\pm\pi^+\pi^-$
Branching fraction	0.25	0.12	0.18	0.17	0.09
Maximum sensitivity:					
no 3D τ direction	0.49	0.58	0.22	0.22	0.45
with 3D τ direction	0.58	0.58	0.27	0.27	0.58

τ polarization/ esperimento



τ polarization/ esperimento



τ polarization

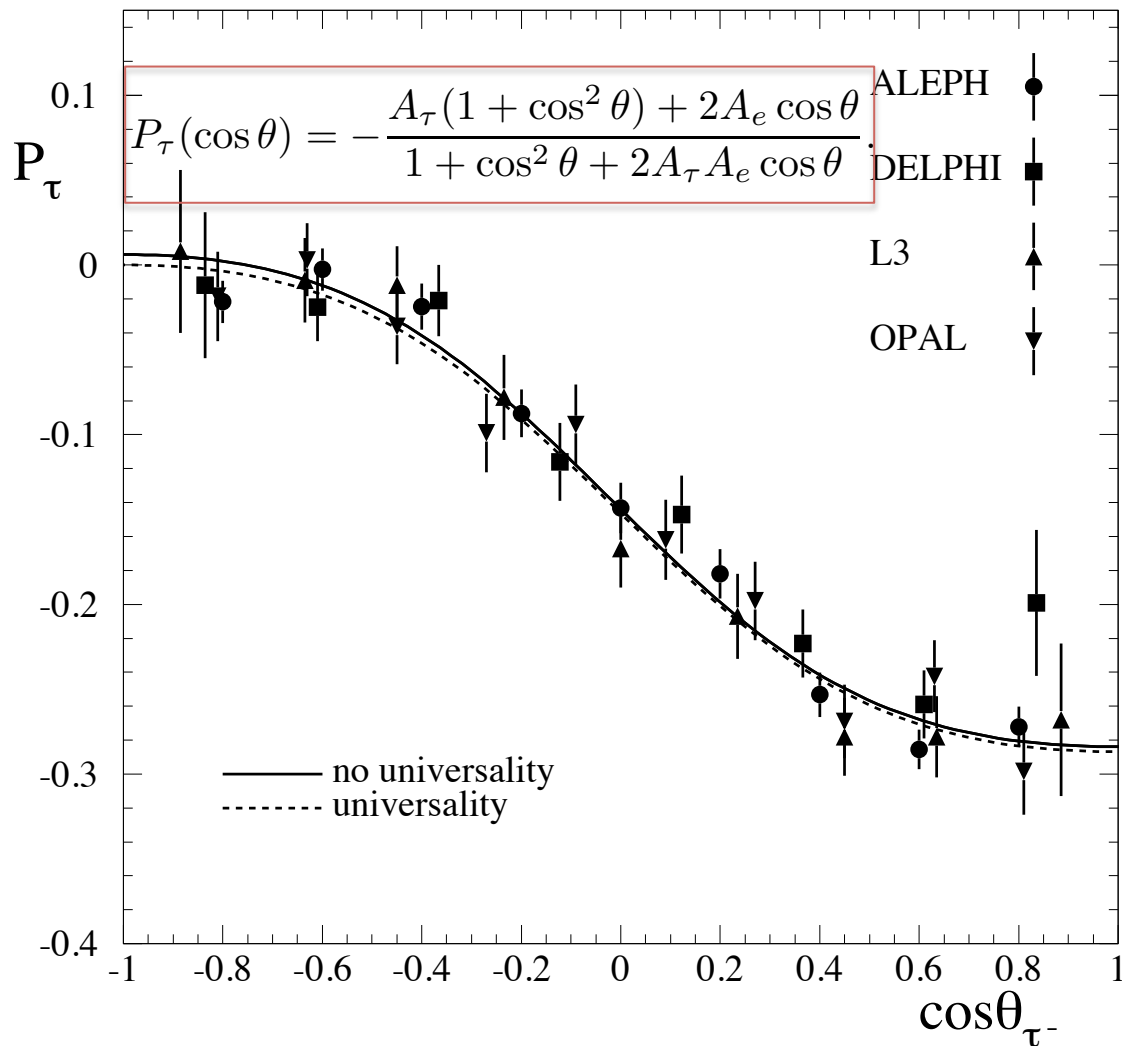


Figure 4.7: The values of \mathcal{P}_τ as a function of $\cos\theta_{\tau^-}$ as measured by each of the LEP experiments. Only the statistical errors are shown. The values are not corrected for radiation, interference or pure photon exchange. The solid curve overlays Equation 4.2 for the LEP values of \mathcal{A}_τ and \mathcal{A}_e . The dashed curve overlays Equation 4.2 under the assumption of lepton universality for the LEP value of \mathcal{A}_ℓ .

$$\begin{array}{l}
 \mathcal{A}_\tau = 0.1439 \pm 0.0043 \\
 \mathcal{A}_e = 0.1498 \pm 0.0049
 \end{array}
 \begin{array}{c}
 \longrightarrow \\
 \text{Senza universalita'}
 \end{array}
 \mathcal{A}_\ell = 0.1465 \pm 0.0033
 \begin{array}{c}
 \longrightarrow \\
 \text{Con universalita'}
 \end{array}
 \sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.23159 \pm 0.00041$$

Risultati Lep1

Number of Events										
Year	$Z \rightarrow q\bar{q}$					$Z \rightarrow \ell^+\ell^-$				
	A	D	L	O	LEP	A	D	L	O	LEP
1990/91	433	357	416	454	1660	53	36	39	58	186
1992	633	697	678	733	2741	77	70	59	88	294
1993	630	682	646	649	2607	78	75	64	79	296
1994	1640	1310	1359	1601	5910	202	137	127	191	657
1995	735	659	526	659	2579	90	66	54	81	291
Total	4071	3705	3625	4096	15497	500	384	343	497	1724

Table 1.2: The $q\bar{q}$ and $\ell^+\ell^-$ event statistics, in units of 10^3 , used for Z analyses by the experiments ALEPH (A), DELPHI (D), L3 (L) and OPAL (O).

	ALEPH			DELPHI		
	1993	1994	1995	1993	1994	1995
\mathcal{L}^{exp}	0.067%	0.073%	0.080%	0.24%	0.09%	0.09%
σ_{had}	0.069%	0.072%	0.073%	0.10%	0.11%	0.10%
σ_e	0.15%	0.13%	0.15%	0.46%	0.52%	0.52%
σ_μ	0.11%	0.09%	0.11%	0.28%	0.26%	0.28%
σ_τ	0.26%	0.18%	0.25%	0.60%	0.60%	0.60%
A_{FB}^e	0.0006	0.0006	0.0006	0.0026	0.0021	0.0020
A_{FB}^μ	0.0005	0.0005	0.0005	0.0009	0.0005	0.0010
A_{FB}^τ	0.0009	0.0007	0.0009	0.0020	0.0020	0.0020

	L3			OPAL		
	1993	1994	1995	1993	1994	1995
\mathcal{L}^{exp}	0.086%	0.064%	0.068%	0.033%	0.033%	0.034%
σ_{had}	0.042%	0.041%	0.042%	0.073%	0.073%	0.085%
σ_e	0.24%	0.17%	0.28%	0.17%	0.14%	0.16%
σ_μ	0.32%	0.31%	0.40%	0.16%	0.10%	0.12%
σ_τ	0.68%	0.65%	0.76%	0.49%	0.42%	0.48%
A_{FB}^e	0.0025	0.0025	0.0025	0.001	0.001	0.001
A_{FB}^μ	0.0008	0.0008	0.0015	0.0007	0.0004	0.0009
A_{FB}^τ	0.0032	0.0032	0.0032	0.0012	0.0012	0.0012

Table 2.2: Experimental systematic errors for the analyses at the Z peak. The errors are relative for the cross-sections and absolute for the forward-backward asymmetries. None of the common errors discussed in Section 2.4 are included here.

Risultati Lep1

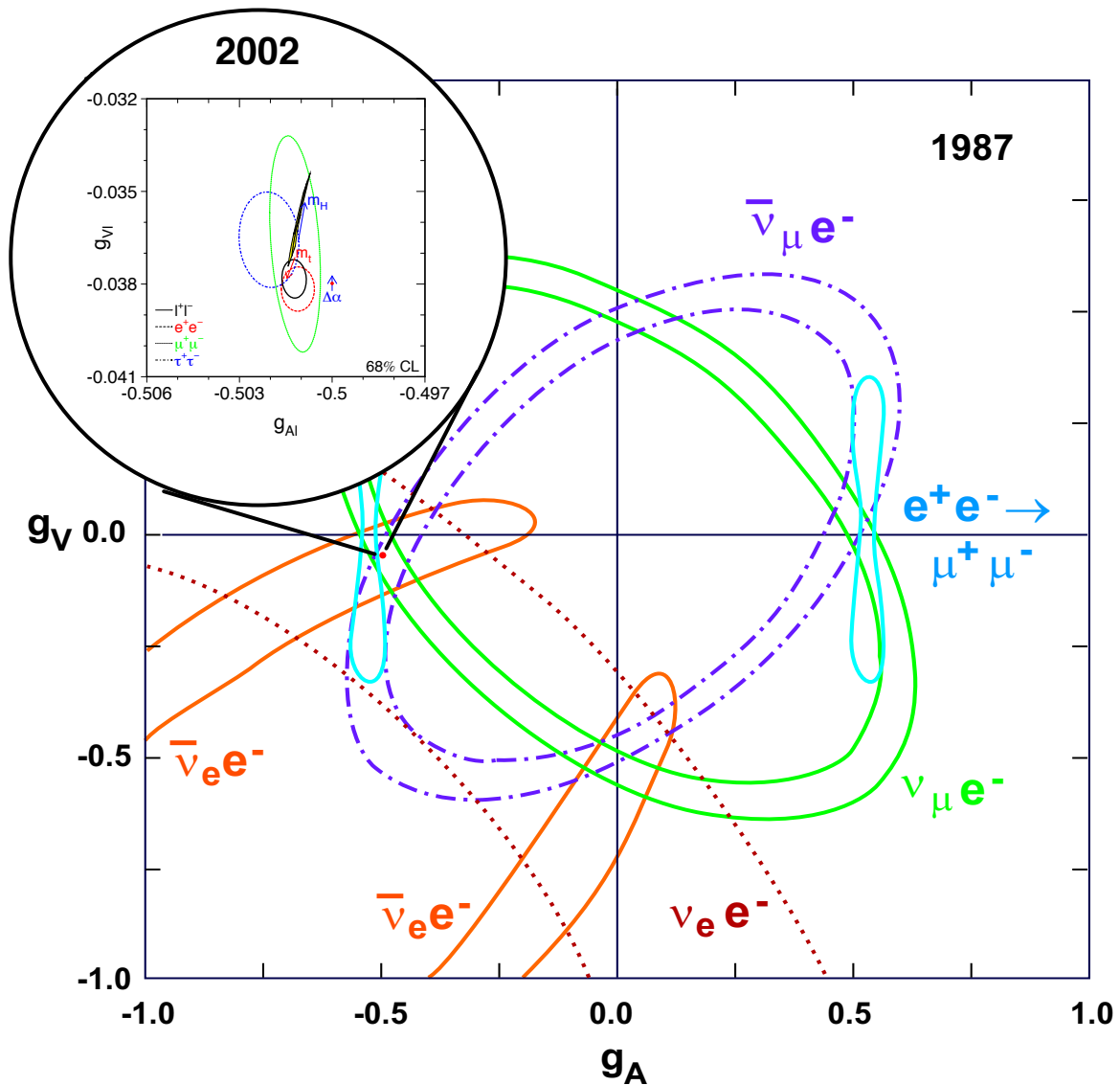
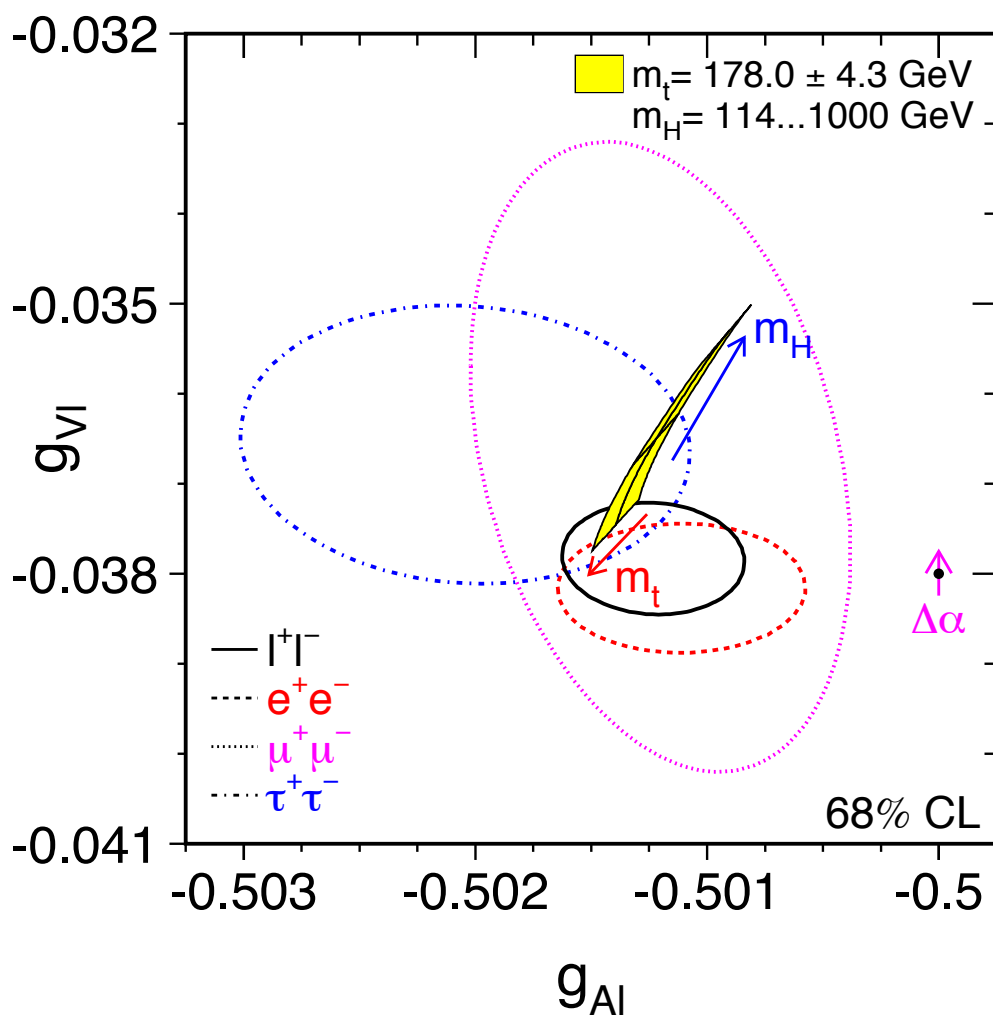


Figure 1.15: The neutrino scattering and e^+e^- annihilation data available in 1987 constrained the values of $g_{V\ell}$ and $g_{A\ell}$ to lie within broad bands, whose intersections helped establish the validity of the SM and were consistent with the hypothesis of lepton universality. The inset shows the results of the LEP/SLD measurements at a scale expanded by a factor of 65 (see Figure 7.3). The flavour-specific measurements demonstrate the universal nature of the lepton couplings unambiguously on a scale of approximately 0.001.

Risultati Lep1



Accoppiamenti leptonici dalle asimmetrie e ampiezze di decadimento

Misure di $\sin\theta_w$

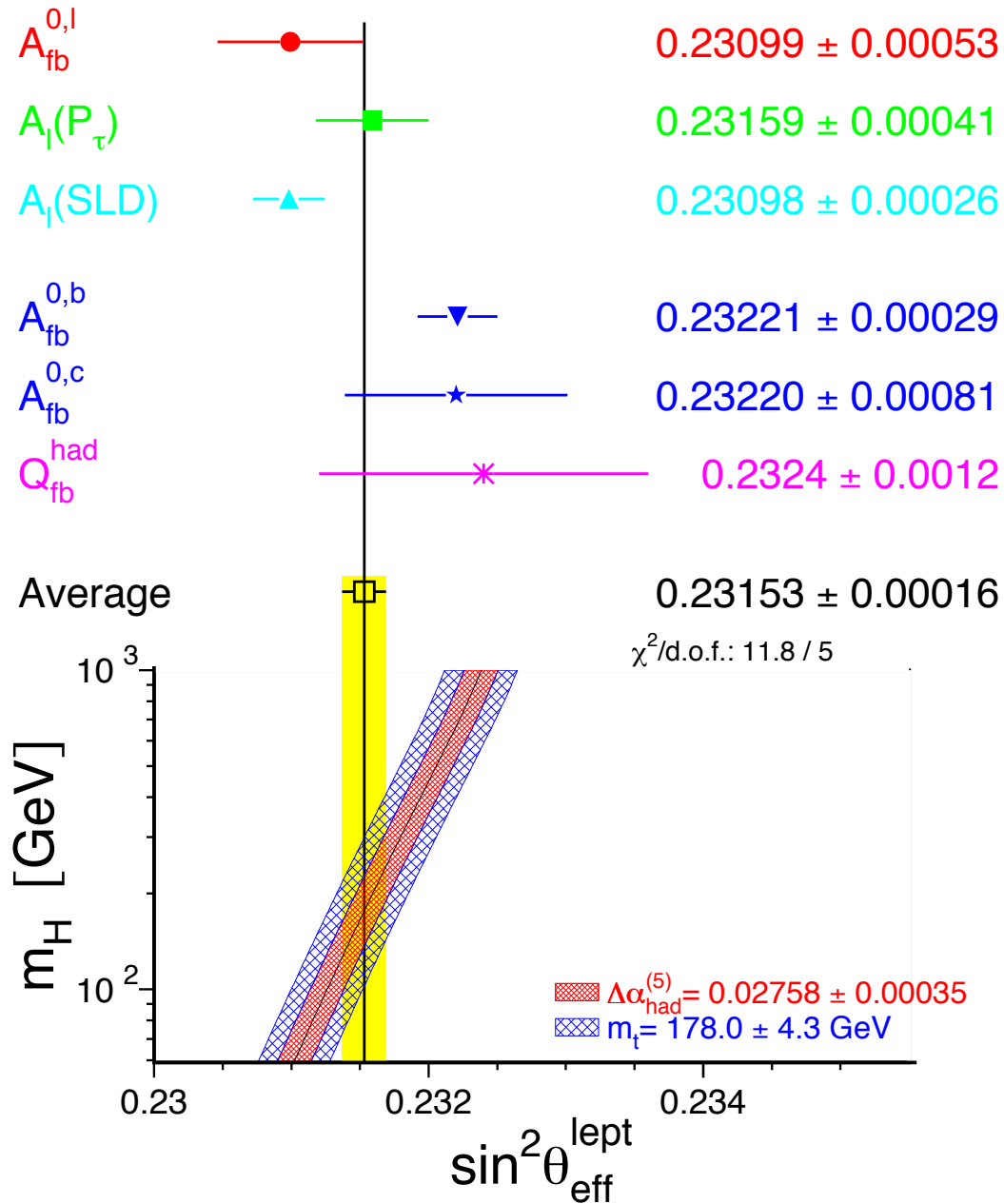


Figure 7.6: Comparison of the effective electroweak mixing angle $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ derived from measurements depending on lepton couplings only (top) and also quark couplings (bottom). Also shown is the SM prediction for $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ as a function of m_H . The additional uncertainty of the SM prediction is parametric and dominated by the uncertainties in $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ and m_t , shown as the bands. The total width of the band is the linear sum of these effects.

Correzioni Radiative (cenni)

- I dati di LEP sono sensibili alle correzioni radiative di QED, QCD e puramente EWK.
- Initial/final state real emission:

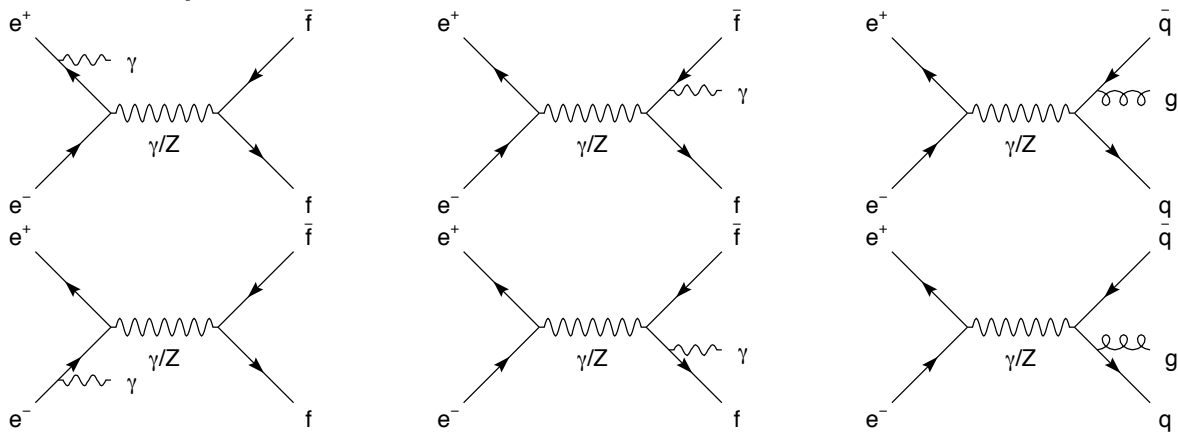
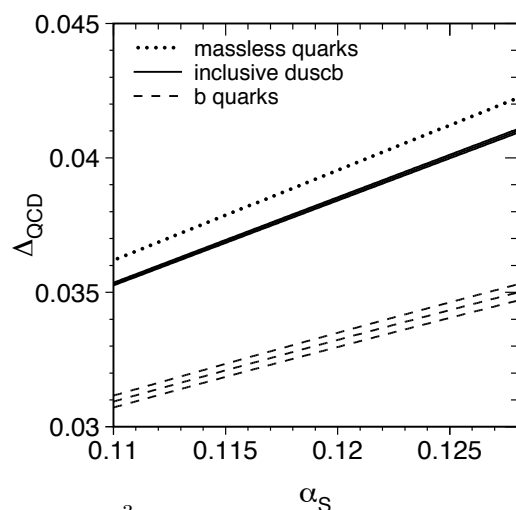


Figure 3.8: QED and QCD bremsstrahlung corrections in s -channel fermion-pair production. Left: Initial-state QED radiation; middle: final-state QED radiation; right: final-state QCD radiation in $q\bar{q}$ production.

Fattori di rinormalizzazione
delle sezioni d'urto (o ampiezze
parziali)

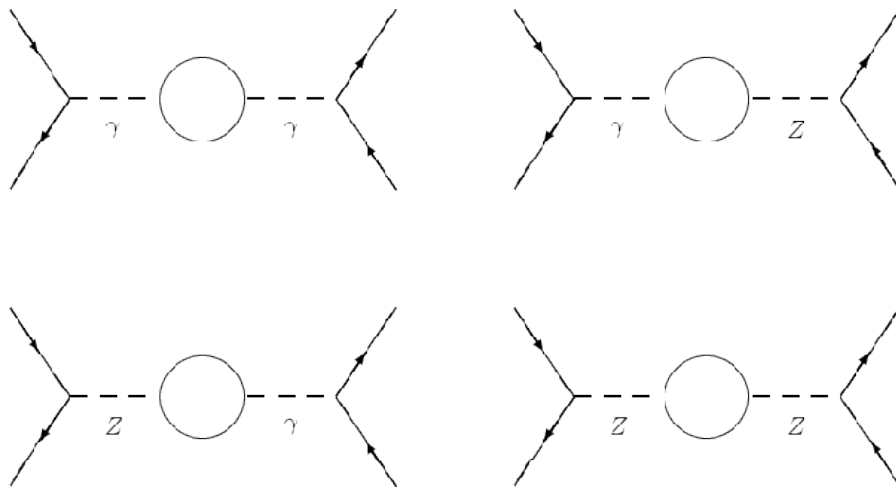
$$\left\{ \begin{aligned} R_{QED}^{(f)} &= 1 + \Delta_{QED}^{(f)} \\ \Delta_{QED}^{(f)} &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_{em}}{\pi} q_f^2 + \mathcal{O}(\alpha_{em}^2) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} R_{QCD}^{(f)} &= 1 + \Delta_{QCD}^{(f)} \\ \Delta_{QCD}^{(had)} &= \frac{\alpha_S}{\pi} + (0.78 \pm 0.04) \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^2 - (15.46 \pm 0.06) \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^3 + \mathcal{O}(\alpha_S^4) \\ \Delta_{QCD}^{(b)} &= \frac{\alpha_S}{\pi} - (2.46 \pm 0.17) \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^2 - (24.7 \pm 0.3) \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^3 + \mathcal{O}(\alpha_S^4). \end{aligned} \right.$$



Correzioni Radiative (cenni)

- Le correzioni dovute ai loop nel propagatore sono assorbite dalla modifica del coupling effettivi in teoria dipendenti dall'energia del c.m. \sqrt{s}



- Per il fotone \rightarrow running della costante di struttura fine

$$q_e^2 q_f^2 \longrightarrow q_e^2 q_f^2 |F_A(s)|^2 \quad \Re(F_A(s)) = \frac{1}{1 - \Delta\alpha_{em}(s)}$$

- Per lo Z \rightarrow effective rho parameter e correzione (flavor specific) a $\sin\theta_W$

$$G_{Vf}(s) = \sqrt{\rho_f(s)} \cdot (T_3^f - 2q_f \kappa_f(s) \sin^2 \theta_W)$$

$$\kappa = 1 + \Delta\kappa$$

$$G_{Af}(s) = \sqrt{\rho_f(s)} \cdot T_3^f$$

$$\Re(\rho) = 1/(1 - \Delta\rho)$$

$$\sin^2 \theta = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - 4 \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta}} \right]$$

$$\Delta\bar{r}_f = \Delta\alpha_{em} - \Delta\rho + \Delta\bar{r}_{f,rem}$$

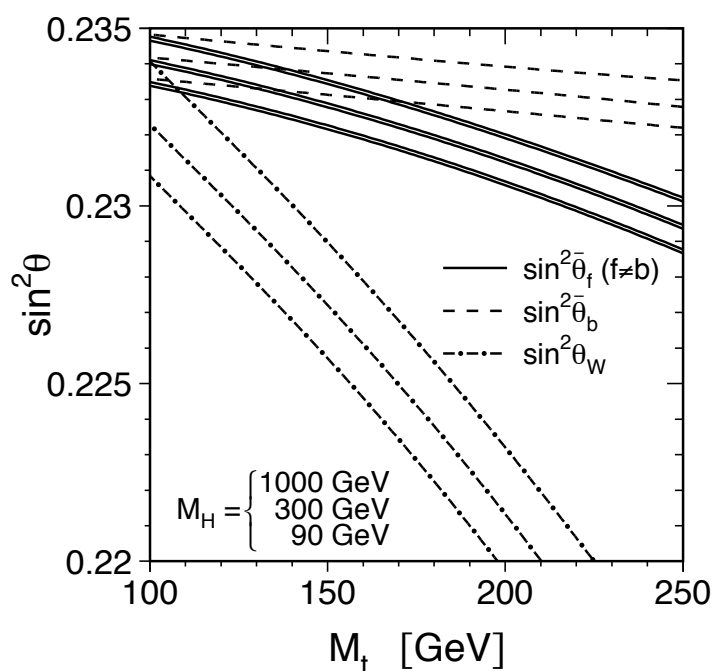
$\sin\theta_W$ efficace f=leptonico
visto prima

Correzioni Radiative (cenni)

- Come nel caso di M_W vista in precedenza la dipendenza dai loop dei quark top e' quadratica, mentre e' logaritmica la dipendenza dalla massa del bosone di Higgs
- I fattori Δr entrano linearmente in $\Delta\rho$ e Δk

$$\Delta\bar{r}^{(t)} = -\frac{G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \left[3\frac{M_t^2}{M_W^2} - \frac{2}{3\cos^2\theta_W} \ln\frac{M_t^2}{M_W^2} \right]$$

$$\Delta\bar{r}^{(H)} = \frac{G_F M_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{1 + 9\sin^2\theta_W}{3\cos^2\theta_W} \left(\ln\frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right).$$



Correzioni radiative (cenni)

- Esistono anche correzioni specifiche per flavor che sono rilevanti solo per i quark b
- Contributi da loop top/W (favoriti da grande massa m_{top} e $V_{tb} \sim 1$)

$$\Delta\rho_b = -\frac{4}{3}\Delta\rho$$

$$\Delta\kappa_b = -\frac{1}{2}\Delta\rho_b = +\frac{2}{3}\Delta\rho.$$

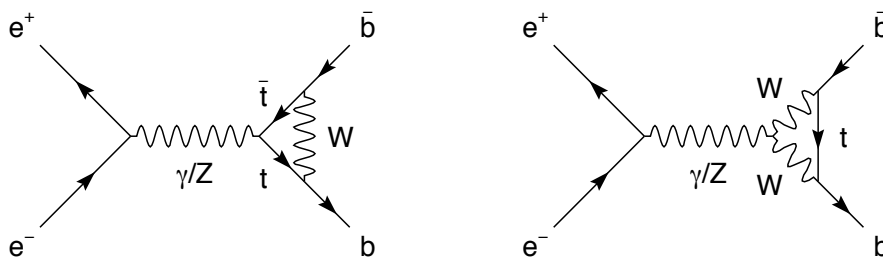


Figure 3.15: Vertex corrections in $b\bar{b}$ production involving the top quark.

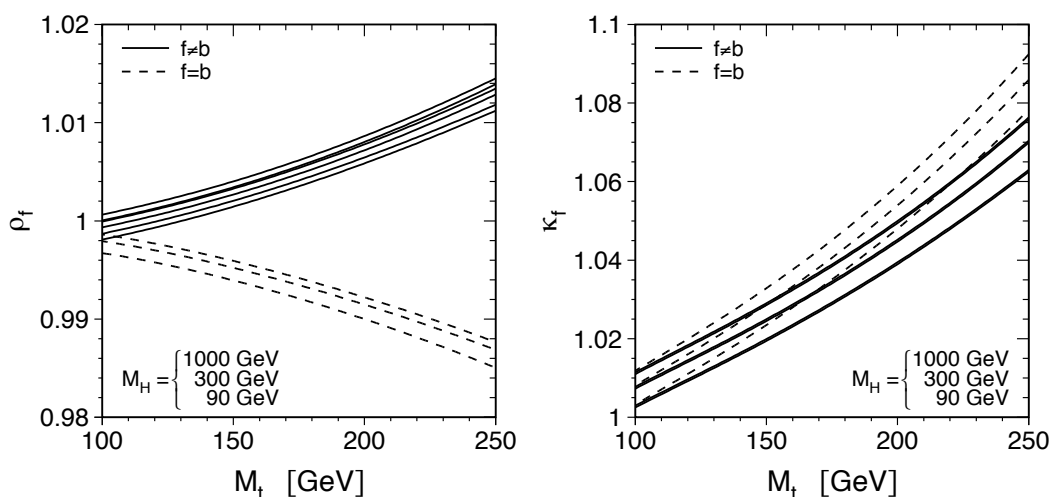


Figure 3.16: Electroweak formfactors ρ_f and κ_f as a function of M_t comparing b and non-b fermions. In each case, three lines are shown corresponding to Higgs-boson masses of 90 GeV, 300 GeV, and 1000 GeV. For fixed top-quark mass, both ρ_f and κ_f increase with M_H .

Sensibilita' alle pure correzioni EWK

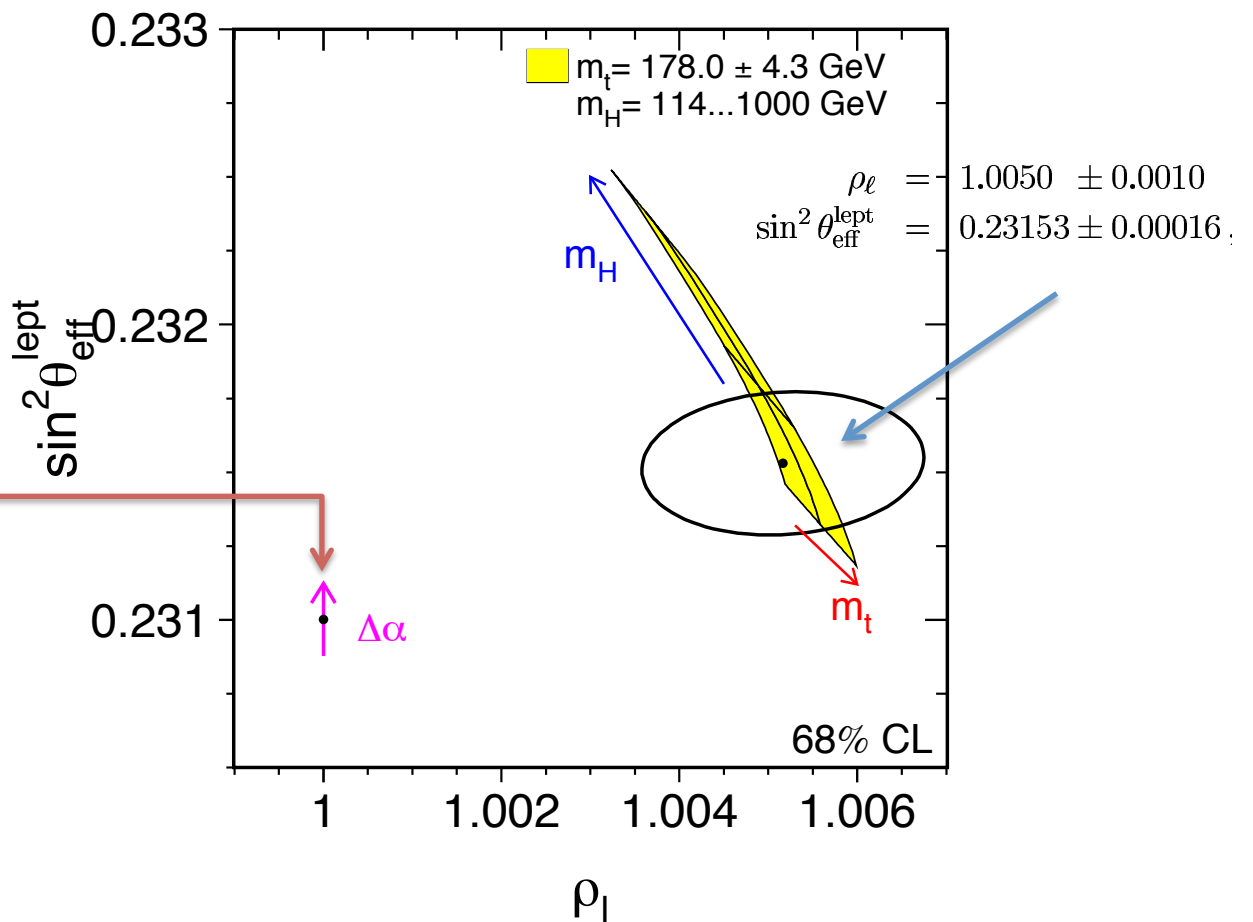


Figure 7.7: Contour curve of 68% probability in the $(\rho_\ell, \sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}})$ plane. The prediction of a theory based on electroweak Born-level formulae and QED with running α is shown as the dot, with the arrow representing the uncertainty due to the hadronic vacuum polarisation $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$. The same uncertainty also affects the SM prediction, shown as the shaded region drawn for fixed $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ while m_t and m_H are varied in the ranges indicated.

$$\rho_0 = 1$$

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - 4 \frac{\pi\alpha(m_Z^2)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2}} \right) = 0.23098 \pm 0.00012$$

“Predizione” di m_{top}

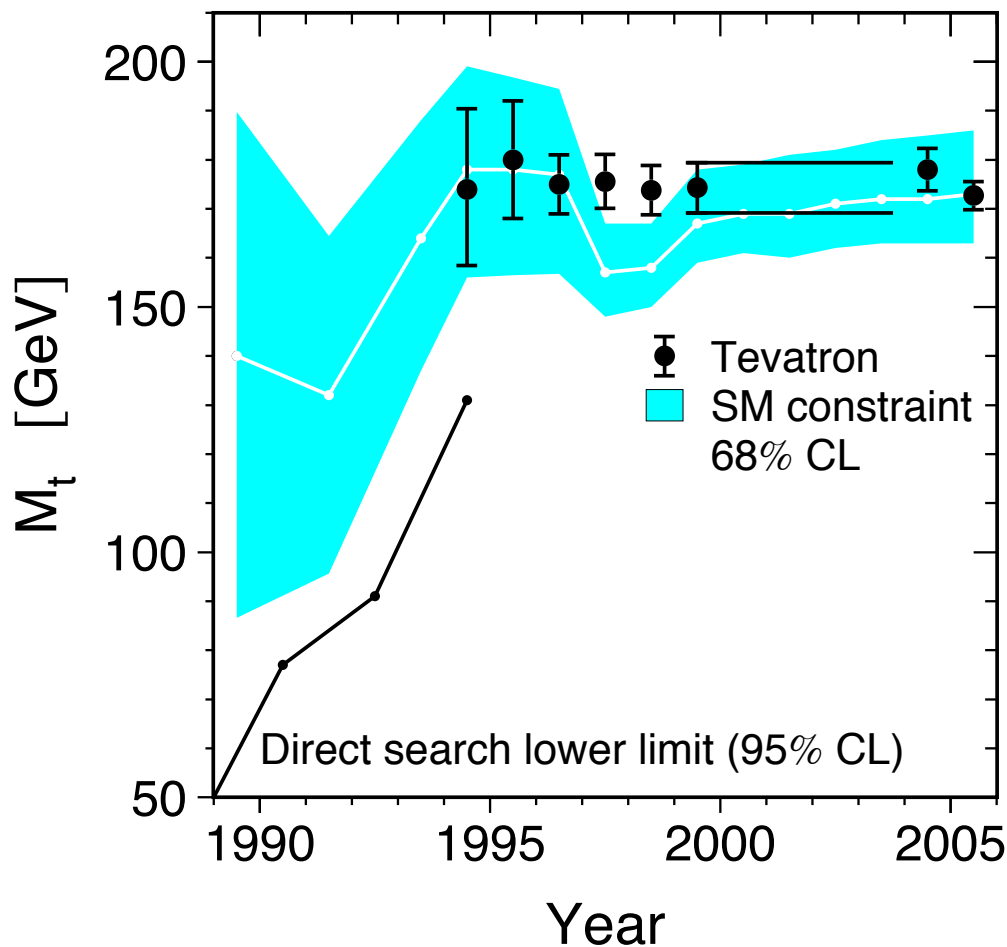


Figure 1.16: Comparison of direct and indirect determinations of the mass of the top quark, m_t , as a function of time. The shaded area denotes the indirect determination of m_t at 68% confidence level derived from the analysis of radiative corrections within the framework of the SM using precision electroweak measurements. The dots with error bars at 68% confidence level denote the direct measurements of m_t performed by the Tevatron experiments CDF and DØ. Also shown is the 95% confidence level lower limit on m_t from the direct searches before the discovery of the top quark. Predictions and measurements agree well.

“Predizione” di m_{top}

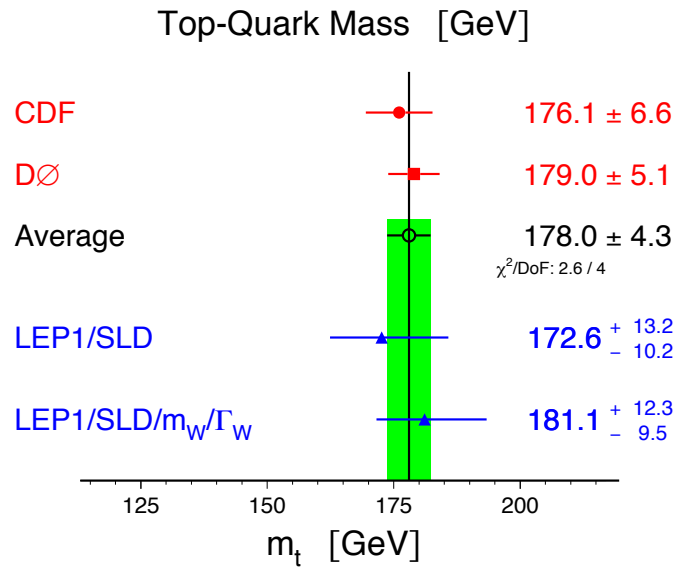


Figure 8.8: Results on the mass of the top quark. The direct measurements of m_t at Run-I of the Tevatron (top) are compared with the indirect determinations (bottom).

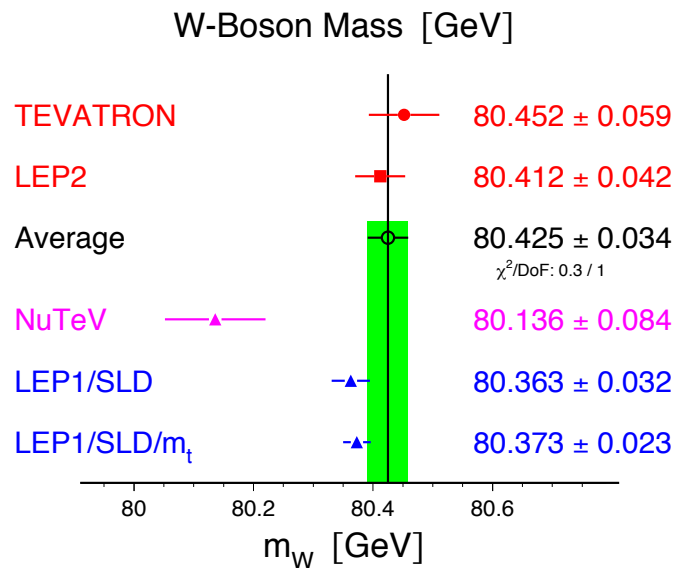


Figure 8.9: Results on the mass of the W boson, m_W . The direct measurements of m_W at LEP-II (preliminary) and at Run-I of the Tevatron (top) are compared with the indirect determinations (bottom). The NuTeV result interpreted in terms of m_W is shown separately.

Sensibilita' a m_H

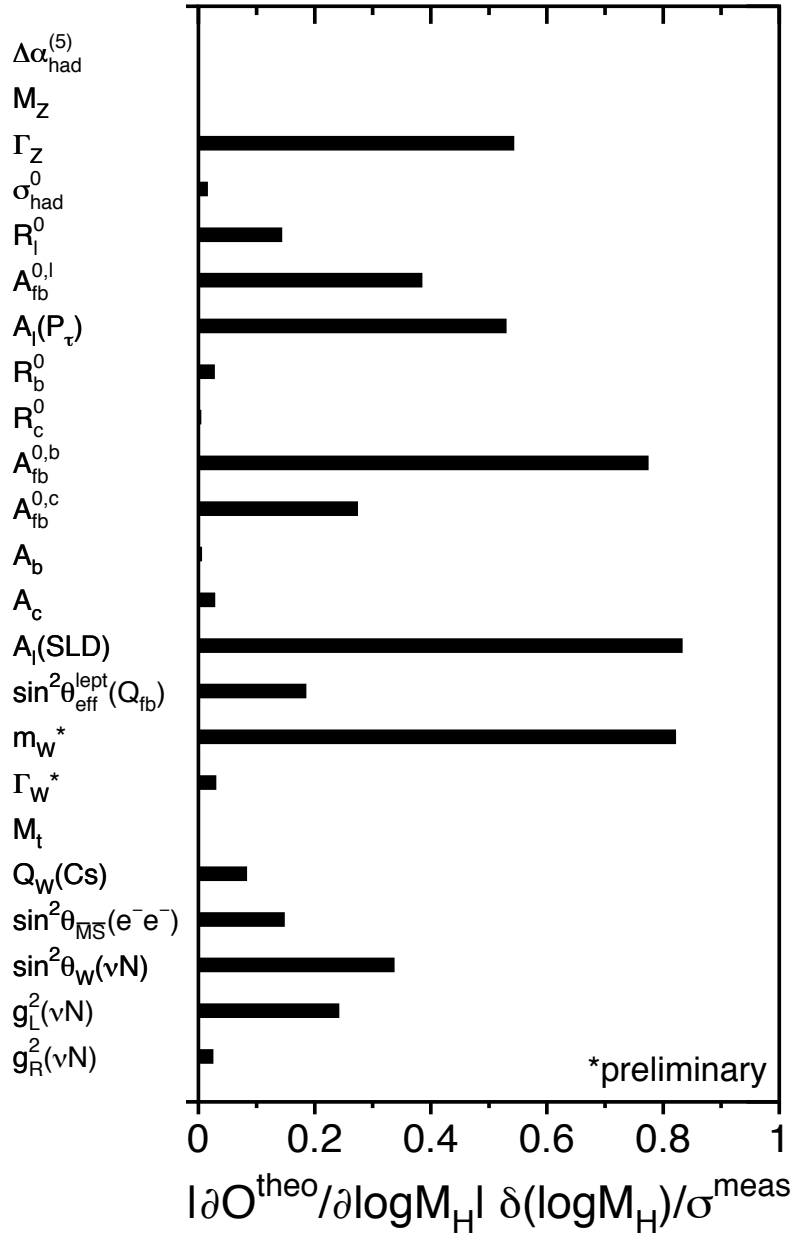


Figure 8.2: Sensitivity of each pseudo-observable to the mass of the Higgs boson, defined as the partial derivative of the SM calculation of the observable with respect to $\log_{10}(m_H/\text{GeV})$, relative to the total measurement error σ on the pseudo-observable, and multiplied by the ± 0.2 uncertainty δ in $\log_{10}(m_H/\text{GeV})$ (see Tables 8.1 and 8.3). The other SM input parameters are kept fixed at values $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0.02758$, $\alpha_S(m_Z^2) = 0.118$, $m_Z = 91.1875$ GeV, and $m_t = 178$ GeV. The direct measurements of m_W and Γ_W used here are preliminary.

Dipendenza da m_H

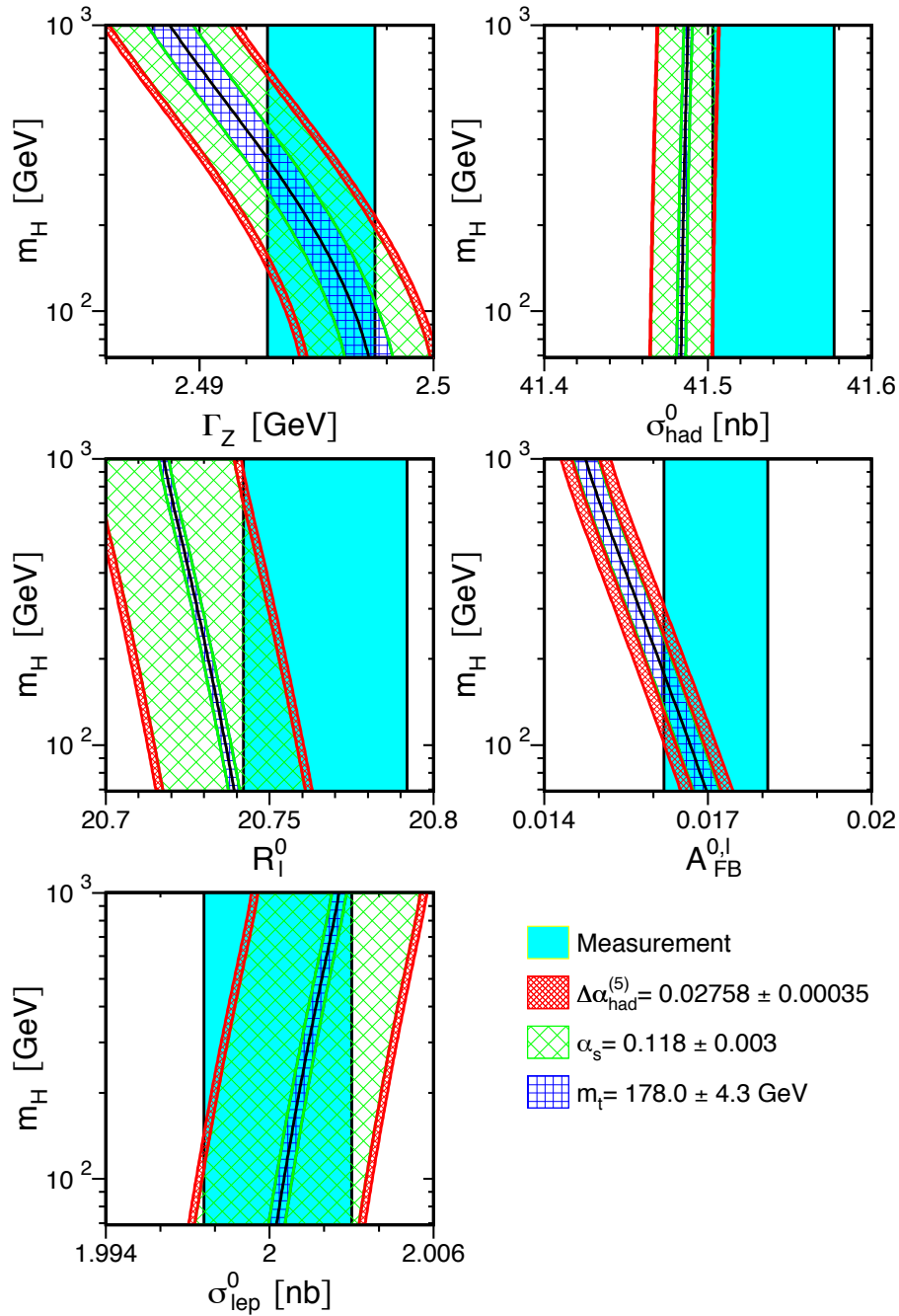


Figure 8.4: Comparison of the LEP combined measurements of Γ_Z , σ_{had}^0 , R_l^0 , $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$ and σ_{lep}^0 with the SM prediction as a function of the mass of the Higgs boson. The measurement with its uncertainty is shown as the vertical band. The width of the SM band arises due to the uncertainties in $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$, $\alpha_s(m_Z^2)$ and m_t in the ranges indicated. The total width of the band is the linear sum of these uncertainties.

Dipendenza da m_H

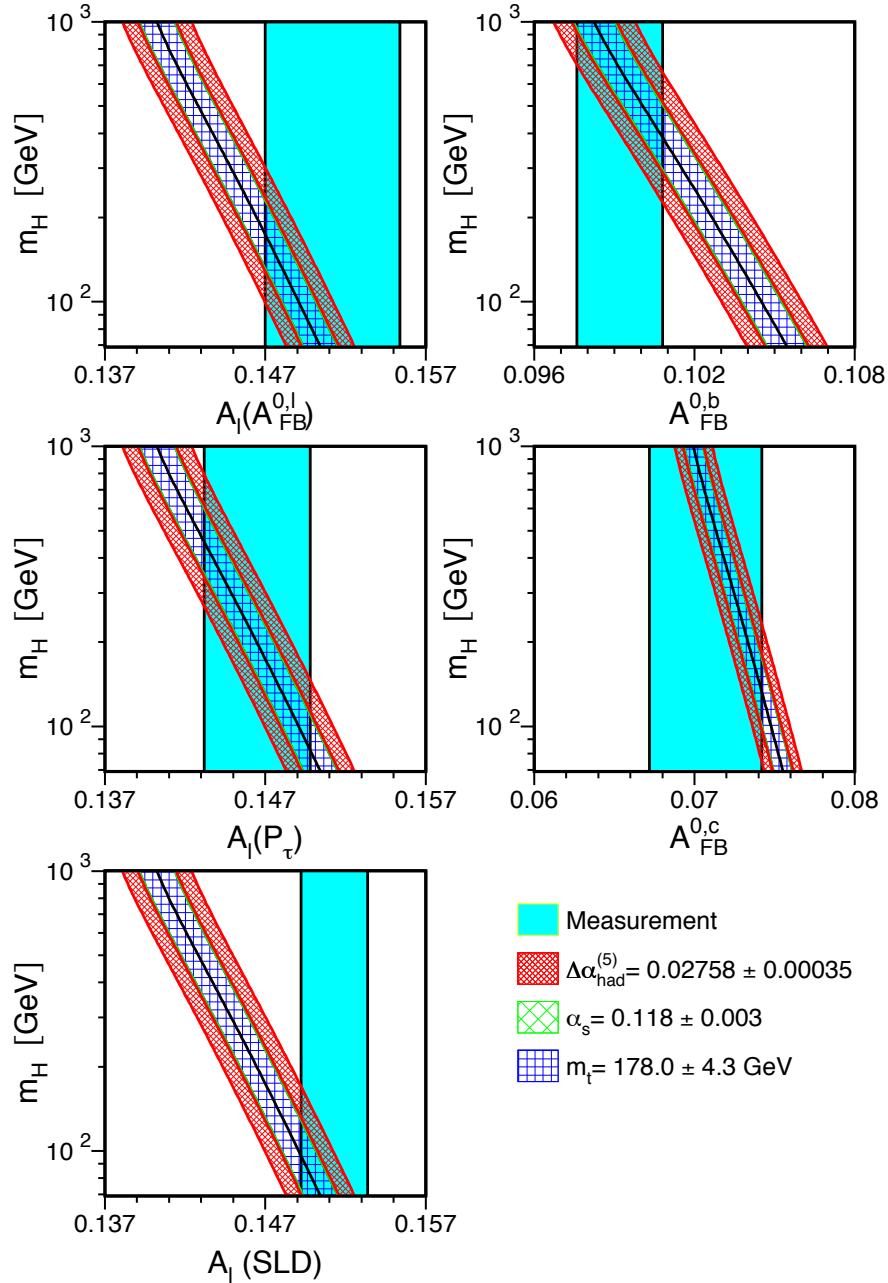
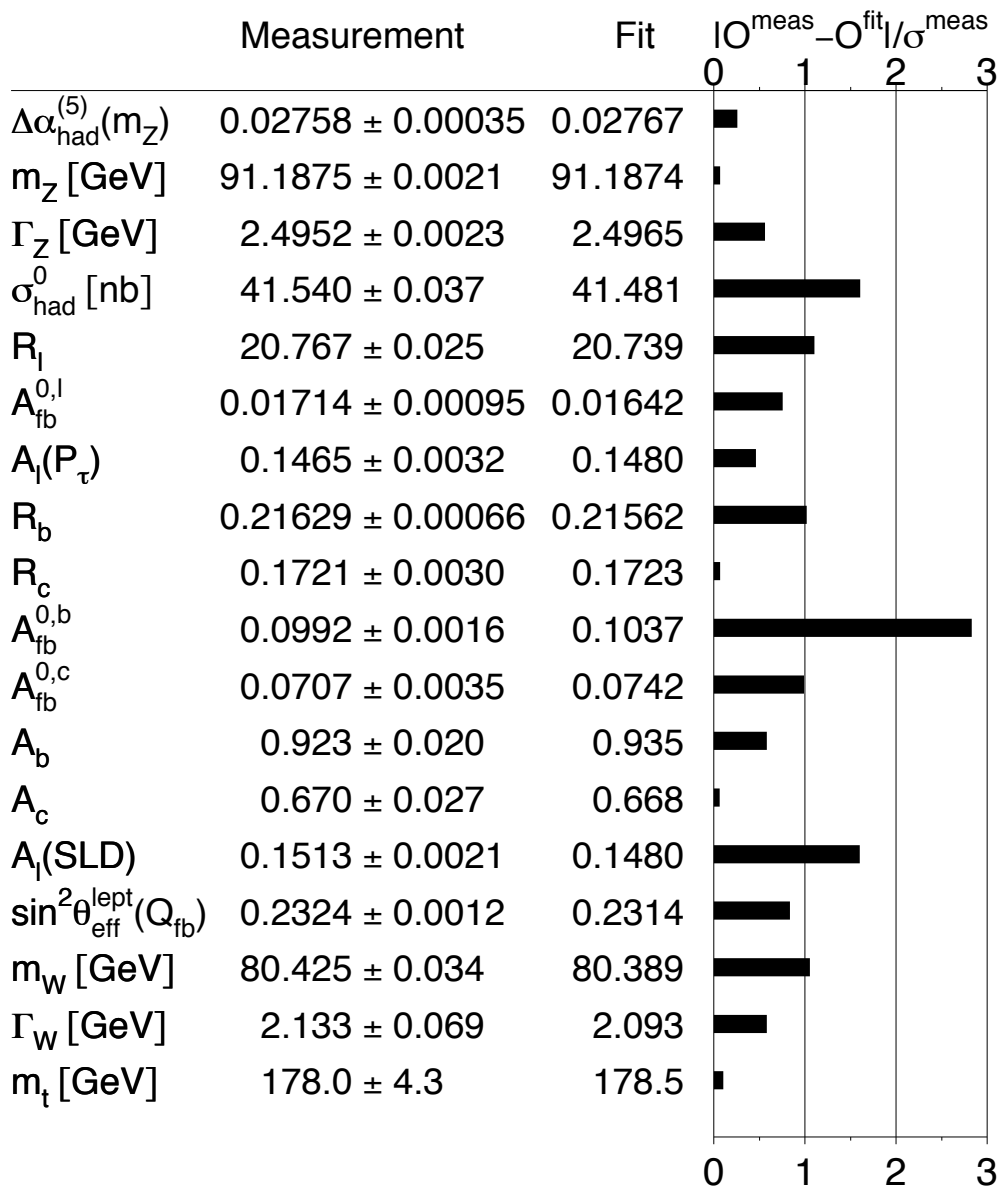


Figure 8.5: Comparison of the LEP/SLD combined measurements of $\mathcal{A}_\ell(A_{\text{FB}}^{0,\ell})$, $\mathcal{A}_\ell(P_\tau)$, $\mathcal{A}_\ell(\text{SLD})$, $A_{\text{FB}}^{0,b}$ and $A_{\text{FB}}^{0,c}$ with the SM prediction as a function of the mass of the Higgs boson. The measurement with its uncertainty is shown as the vertical band. The width of the SM band arises due to the uncertainties in $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$, $\alpha_s(m_Z^2)$ and m_t in the ranges indicated. The total width of the band is the linear sum of these uncertainties.

Compatibilita' del fit



Sensibilita' a mH

mH < 285 @ 95% CL dopo Lep1, Lep2

Confronta con mH < 152 @ 95% CL dopo mW, mtop a Tevatron

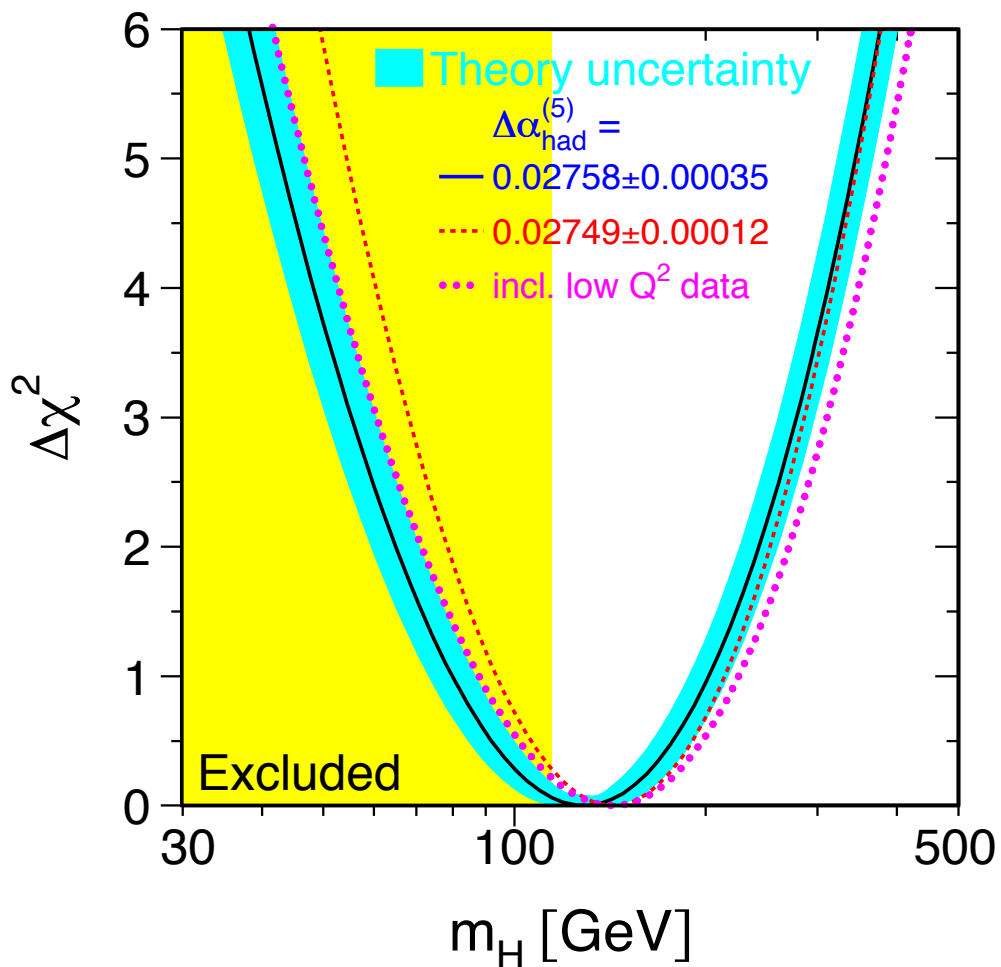
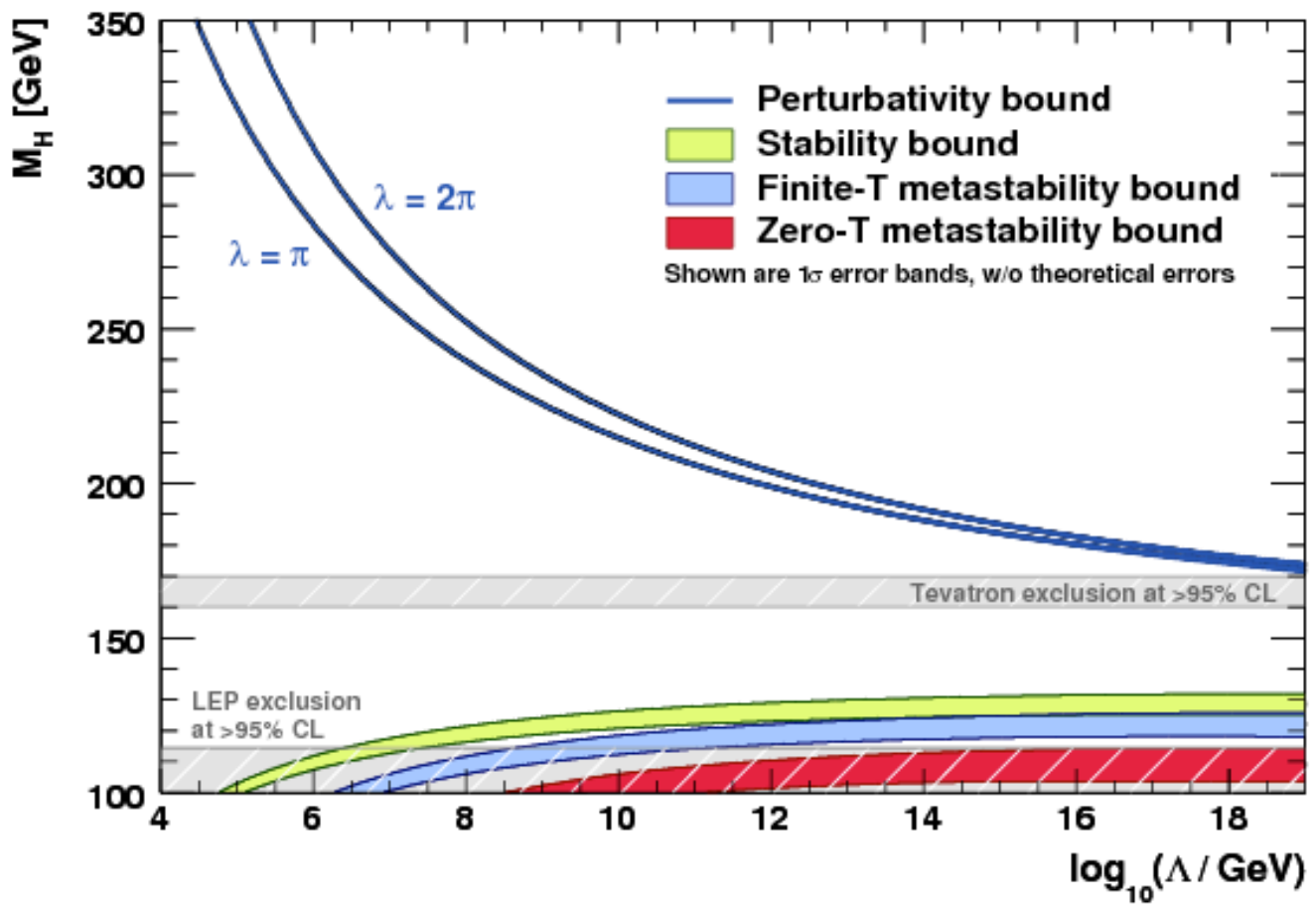


Figure 8.13: $\Delta\chi^2(m_H) = \chi_{\text{min}}^2(m_H) - \chi_{\text{min}}^2$ as a function of m_H . The line is the result of the fit using all 18 results. The associated band represents the estimate of the theoretical uncertainty due to missing higher-order corrections as discussed in Section 8.4. The vertical band shows the 95% confidence level exclusion limit on m_H of 114.4 GeV derived from the direct search at LEP-II [39]. The dashed curve is the result obtained using the theory-driven $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ determination of Equation 8.4. The direct measurements of m_W and Γ_W used here are preliminary.

Dove trovare Higgs



Bibliografia

- Lep Final Results:

- <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/1/>

[Physics Reports: Volume 427 Nos. 5-6 (May 2006)
257-454]

- M.Grunewald

[Physics Reports, Volume 322, Issues 3-4 \(1999\), pp.
125-346](#)