



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

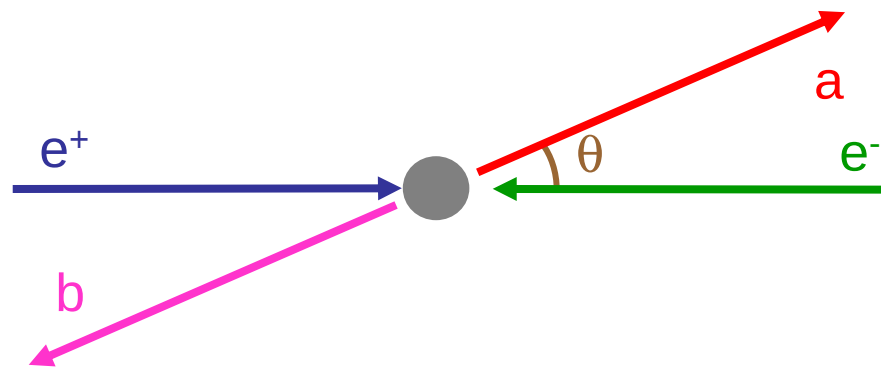
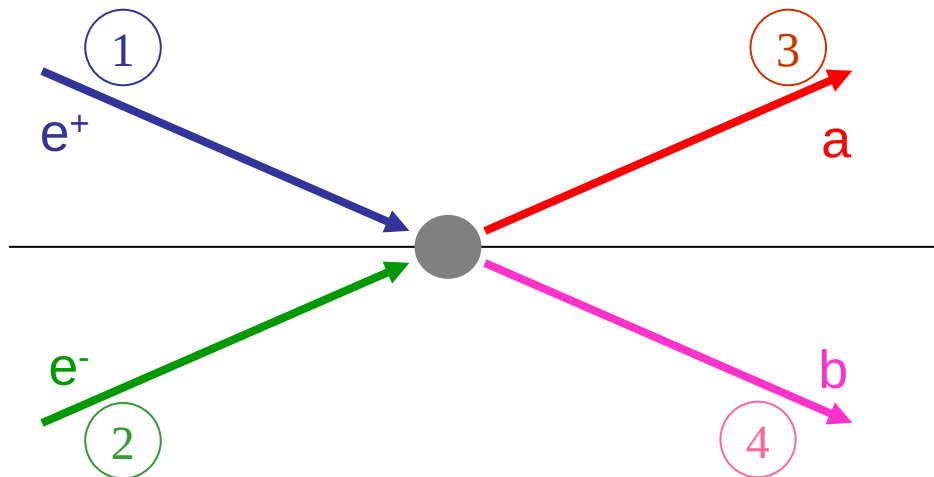
## Lezione #1

### Misure delle proprietà dei bosoni Z e W





# s,t,u – le variabili invarianti di Mandelstam



- $p_1 = [E, \quad p, \quad 0, \quad 0];$
- $p_2 = [E, \quad -p, \quad 0, \quad 0];$
- $p_3 = [E, \quad p \cos\theta, \quad p \sin\theta, \quad 0];$
- $p_4 = [E, \quad -p \cos\theta, \quad -p \sin\theta, \quad 0];$

- $s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = 4E^2;$
- $t = (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2 = -\frac{1}{2} s (1 - \cos\theta);$
- $u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 = -\frac{1}{2} s (1 + \cos\theta);$

- $s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \approx 0$  (2 variabili indipendenti).

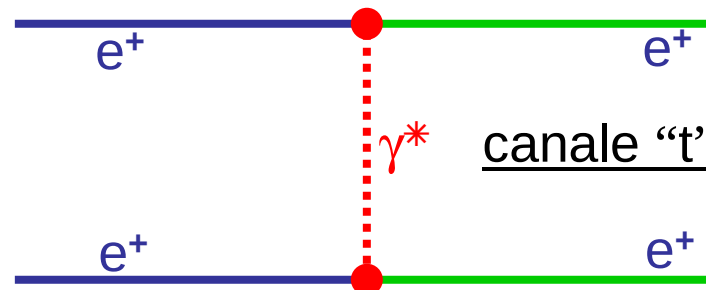
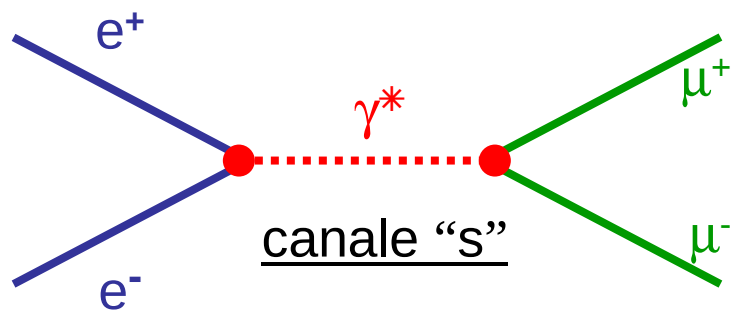
in approssimazione di massa  
nulla per tutte le particelle di  
stato iniziale e finale

( $m \approx 0$ ,  $E \approx |p|$ )

[per il caso  $m \neq 0$ , PDG § 34.5, pag 212].



## Canale “s” e canale “t”



- si chiamano processi di “canale **s**” quelli, come  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , in cui la particella emessa e riassorbita ( $\gamma^*$  in questo caso) è del genere spazio, cioè ha come quadrato del quadri-momento il valore **s**, la variabile di Mandelstam che caratterizza il processo;
- viceversa, si chiamano processi di “canale **t**” quelli, come  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , in cui la particella scambiata ( $\gamma^*$  anche in questo caso) è del genere tempo, cioè ha come quadrato del quadri-momento il valore **t**;
- talvolta, il processo (ex.  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) è descritto da più diagrammi di Feynman, di tipo **s** e **t**; in tal caso si parla di somma di “diagrammi di tipo s” o di “tipo t” (+ interferenza).



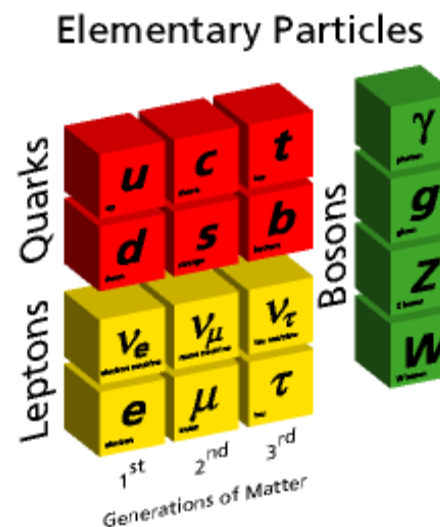
# Modello Standard



E' l'attuale descrizione delle interazioni  
elettro-deboli e forti  
dei costituenti fondamentali della materia  
quarks e leptoni ,  
oggetti “puntiformi” di spin  $\frac{1}{2}$ .

E' basata su due teorie di gauge non –abeliane:

- ▶ QCD (Quantum CromoDynamics) : gruppo di simmetria SU(3) di “colore”
- ▶ QE<sub>w</sub>D (Quantum ElectroweakDynamics) : gruppo di simmetria SU(2)xU(1)





# Modello Standard



Lagrangiana della  $Q_{EW}D$  (cfr. Halzen, Martin, “Quarks & leptons”, cap.13 - 15):

$$L_{Q_{EW}D} = L_{gauge} + L_{fermioni} + L_{Higgs} + L_{Yukawa}$$

$$L_{gauge} = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

$$L_{fermioni} = L_{lept} + L_{quark} \quad \Rightarrow \text{termini di interazione fermioni - bosoni vettori}$$

$$L_{Higgs} = \frac{1}{2}(D_{\mu}\phi)^2 - V(\phi) \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} D_{\mu} &= \partial_{\mu} + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\vec{W}_{\mu} - ig'\frac{Y}{2}B_{\mu} \\ V &= a\phi^2 + b\phi^4 \end{aligned}$$

$$L_{Yukawa} = -G_i \left[ \bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^{T*} L \right] \quad \Rightarrow \text{termini di interazione fermioni-bosoni scalari}$$

L = doppietto left      R = singoletto right



## Ipercarica e Spin isotopico

$$\frac{Y}{2} = Q - I_3$$

| Leptone       | I             | I <sub>3</sub> | Y/2            |
|---------------|---------------|----------------|----------------|
| $\nu_{\mu L}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$  | $-\frac{1}{2}$ |
| $\mu^-_L$     | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |

| Quark | I             | I <sub>3</sub> | Y/2           |
|-------|---------------|----------------|---------------|
| $u_L$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$  | $\frac{1}{6}$ |
| $d_L$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{6}$ |

| Leptone       | I | I <sub>3</sub> | Y/2 |
|---------------|---|----------------|-----|
| $\nu_{\mu R}$ | - | -              | -   |
| $\mu^-_R$     | 0 | 0              | -1  |

| Quark | I | I <sub>3</sub> | Y/2            |
|-------|---|----------------|----------------|
| $u_R$ | 0 | 0              | $\frac{2}{3}$  |
| $d_R$ | 0 | 0              | $-\frac{1}{3}$ |



$$L_{lept} = \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ (\bar{\nu}, \bar{\ell})_L \gamma_\mu \left[ \partial_\mu + i \frac{g}{2} \vec{\sigma} \vec{W}_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} \nu \\ \ell \end{pmatrix}_L + \bar{\ell}_R \gamma_\mu \left[ \partial_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \ell_R \right\}$$

$$L_{quark} = \sum_{\substack{u=u,c,t \\ d=d,s,b}} \left\{ (\bar{u}, \bar{d})_L \gamma_\mu \left[ \partial_\mu + i \frac{g}{2} \vec{\sigma} \vec{W}_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \bar{u}_R \gamma_\mu \left[ \partial_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] u_R + \right. \\ \left. \bar{d}_R \gamma_\mu \left[ \partial_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] d_R \right\}$$

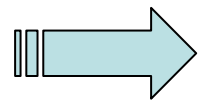
$\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$  : matrici di Pauli,  $\vec{W}_\mu, B_\mu$  generatori dei gruppi SU(2), U(1)

$g, g', a, b, G_i$  parametri del modello

$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}} \quad m_H = 2\sqrt{a}$  considerando a parte le masse dei fermioni e dell'Higgs restano 3 parametri:  $g, g', v$

$v$  minimo del potenziale di Higgs  $= \sqrt{\frac{-a}{2b}}$

Rottura di  
simmetria





$$\phi_1, \phi_2 \rightarrow \eta, \xi$$

Piccole oscillazioni intorno allo stato di vuoto

In  $V = a\phi^2 + b\phi^4$

si trascurano I termini superiori al 2° ordine

$$\left. \begin{aligned} W_{\mu}^{+} &= \frac{W_{\mu}^1 - W_{\mu}^2}{\sqrt{2}} \\ W_{\mu}^{-} &= \frac{W_{\mu}^1 + W_{\mu}^2}{\sqrt{2}} \end{aligned} \right\}$$

$$M_W = \frac{1}{2}vg$$

$$A_{\mu} = \frac{g'W_{\mu}^3 + gB_{\mu}}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$M_A = 0$$

$$Z_{\mu} = \frac{gW_{\mu}^3 - g'B_{\mu}}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$$



$$(g) (g') (v) \Rightarrow \overset{\text{carica elettrone}}{e} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \overset{\theta_W \text{ angolo di Weinberg}}{\sin \theta_W} = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \overset{\text{costante di Fermi}}{G_F} = \frac{1}{v^2 \sqrt{2}}$$

Misura di  $e$       Es. esperimento di Millikan (gocce di olio caricate ionizzando l'aria di cui si misura la velocità in un campo elettrico)

Misura di  $G_F$       Es. tempo di vita del  $\mu$

Misura di  $\theta_W$       Es. Gargamelle (1973) asimmetria scattering  $p\nu \rightarrow p\bar{\nu}$

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4G_F \sqrt{2} \sin^2 \theta_W}$$

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

$\sin^2 \theta_W = 0.23 \Rightarrow M_W = 80 \text{ GeV} \quad M_Z = 92 \text{ GeV}$       Prima della loro scoperta si avevano  
 errore  $\cong 10 \%$       chiare indicazioni sulla massa

UA1  $p\bar{p} \sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$  (1993)       $M_W = 82.4 \pm 1.1 \text{ GeV}$        $M_Z = 93.1 \pm 1.8 \text{ GeV}$   
 ( prima evidenza 39 eventi  $W \rightarrow e\nu$  )



# Decadimenti adronici e leptonici della Z

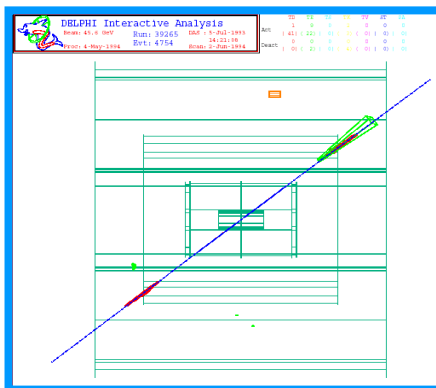
La  $Z^0$  può decadere in 5 *modi* diversi, ciascuno con una sua probabilità:

|       |               |                 |                       |                  |
|-------|---------------|-----------------|-----------------------|------------------|
| $Z^0$ | $\nearrow$    | $\nu \bar{\nu}$ | $p=0,20$ (invisibile) |                  |
|       | $\nearrow$    | $e^- e^+$       | $p=0,0337$            | $p_\nu = 0,0421$ |
|       | $\rightarrow$ | $\mu^- \mu^+$   | $p=0,0337$            | $p_\nu = 0,0421$ |
|       | $\searrow$    | $\tau^- \tau^+$ | $p=0,0337$            | $p_\nu = 0,0421$ |
|       | $\searrow$    | $q \bar{q}$     | $p=0,699$             | $p_\nu = 0,8738$ |

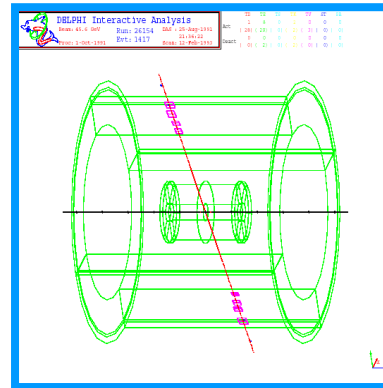
- $q \bar{q}$  comprende le seguenti 5 possibilità:  $u \bar{u}$   $d \bar{d}$   $s \bar{s}$   $c \bar{c}$   $b \bar{b}$   
e per ogni quark i 3 possibili stati di colore ( $t \bar{t}$  escluso in quanto  $m_t > M_Z$ )
- $\nu \bar{\nu}$  comprende le seguenti 3 possibilità:  $e$   $\mu$   $\tau$
- $g_{Vf} = (I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_w)$



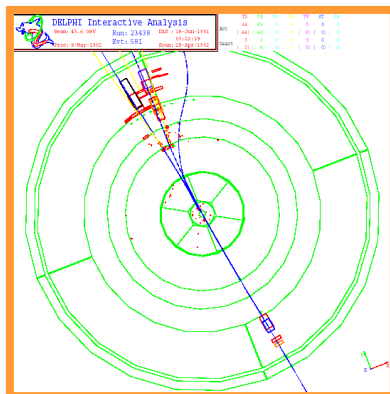
$$Z \rightarrow e^+e^-$$



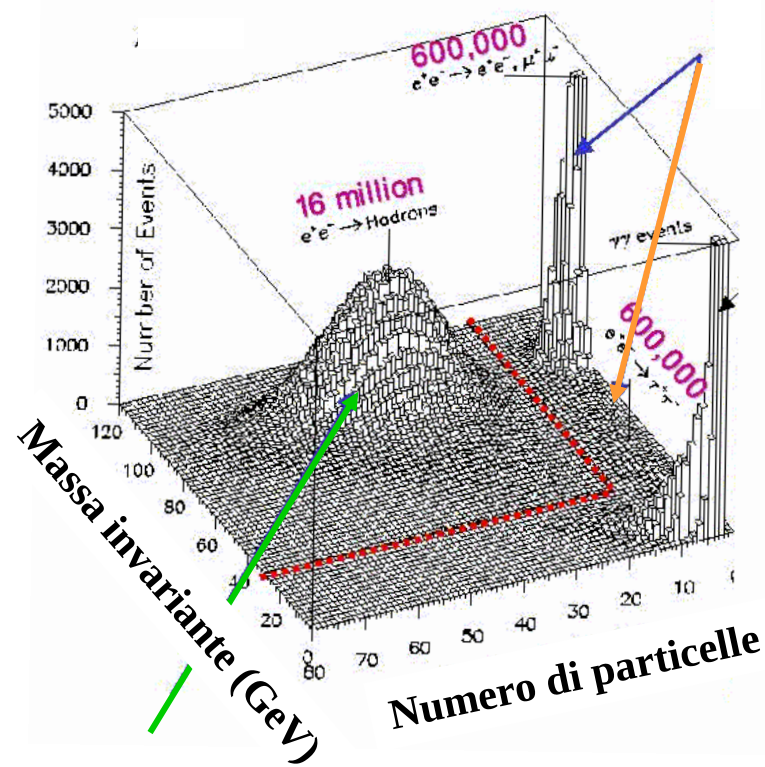
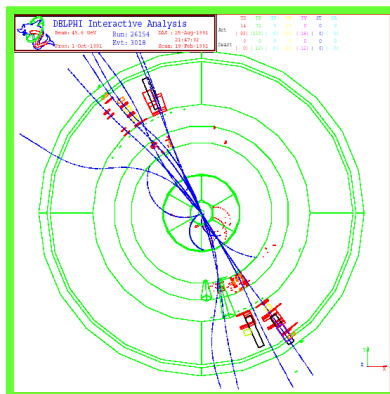
$$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$$



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

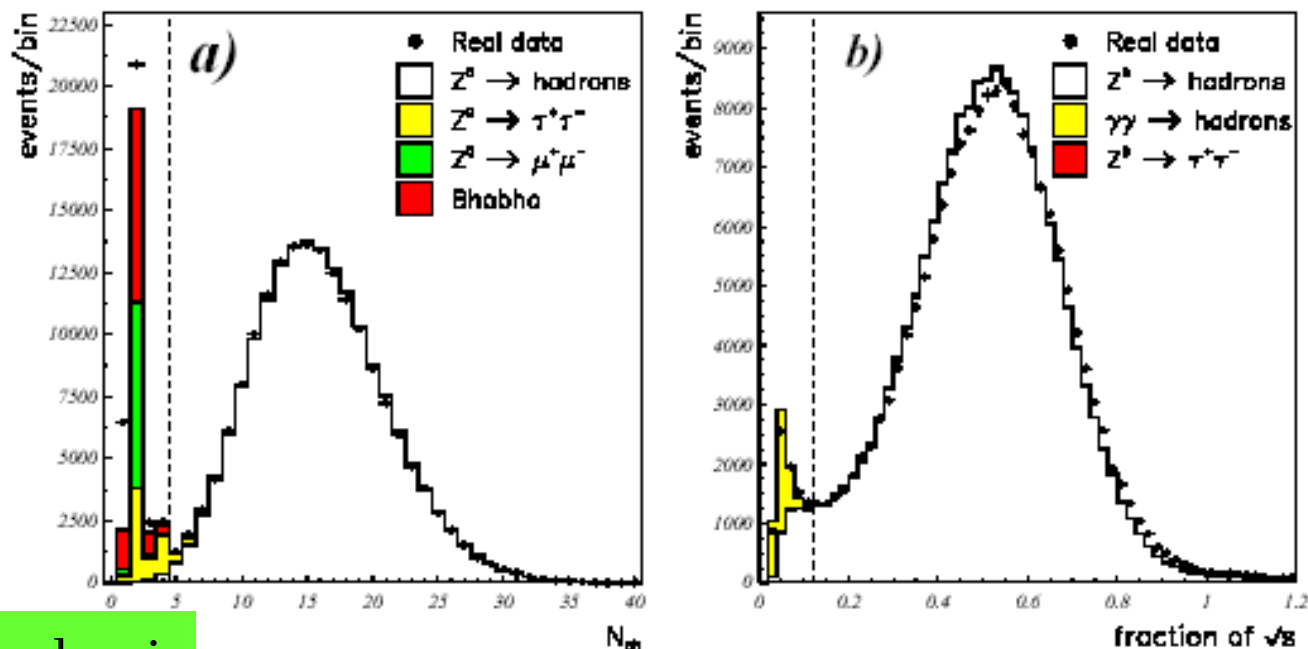


$$Z \rightarrow qq$$





# Criteri di selezione



## $e^+e^- \rightarrow \text{adroni}$

- Molteplicità di traccia carica (tra 0.4 e 50 GeV)  $\geq 5$
- $E > 12 \% \sqrt{s}$

Efficienza  $\cong 96 \%$

Contaminazione  $\cong 0.3 \%$  (eventi  $\tau$ )

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

- Molteplicità di traccia carica (oltre 1.5 GeV)  $\leq 3$
- $E^1_{\text{ECAL}} > 30 \text{ GeV}$     $E^2_{\text{ECAL}} > 25 \text{ GeV}$     $\Delta\phi < 10^\circ$

Efficienza  $\cong 98 \%$

Contaminazione  $\cong 1.0 \%$  (eventi  $\tau$ )



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

- Molteplicità di traccia carica (oltre 5 GeV) = 2
  - $p_{\mu 1}$  e  $p_{\mu 2} > 15$  GeV
  - $IP_Z < 4.5$  cm ,  $IP_R < 1.5$  cm
  - $\Delta\phi < 10^\circ$
  - Associazione tracciatore - muon detector
  - $E_{\text{HCAL}} < 10$  GeV (consistente con MIP)
  - $E_{\text{ECAL}} < 1$  GeV (consistente con MIP)
- $$\left. \begin{array}{l} \text{Associazione tracciatore - muon detector} \\ E_{\text{HCAL}} < 10 \text{ GeV (consistente con MIP)} \\ E_{\text{ECAL}} < 1 \text{ GeV (consistente con MIP)} \end{array} \right\} \oplus$$

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

- Molteplicità di traccia carica (oltre 1 GeV)  $\leq 6$
- $E^{\text{tot}} > 8$  GeV ,  $p_{\text{missing}}^T > 0.4$  GeV
- $\Delta\phi > 0.5^\circ$
- ecc

Efficienza  $\cong 99$  %

Contaminazione:  $\sim 1.9$  % eventi  $\tau$   
 $\sim 1.5$  % cosmici

Efficienza  $\cong 70$  %

Contaminazione:  $\sim 0.5$  % eventi  $\mu$   
 $\sim 0.8$  % eventi  $e$   
 $\sim 0.5$  % eventi  $q$



# Distinzione tra i diversi quarks

Classificazione mediante l'uso di  
una rete neurale

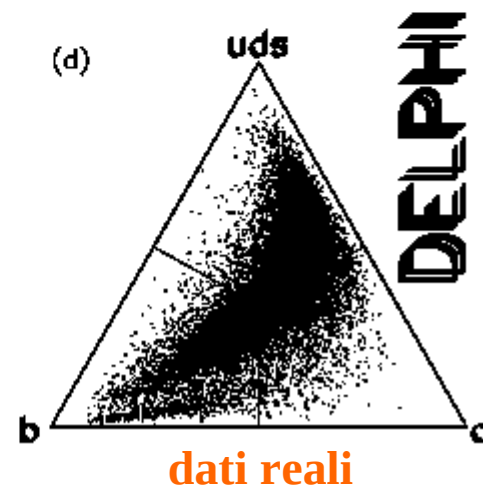
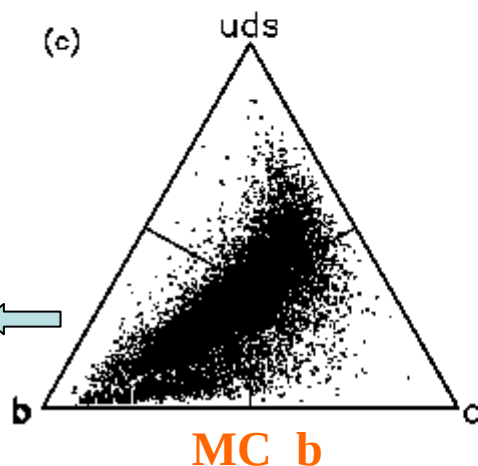
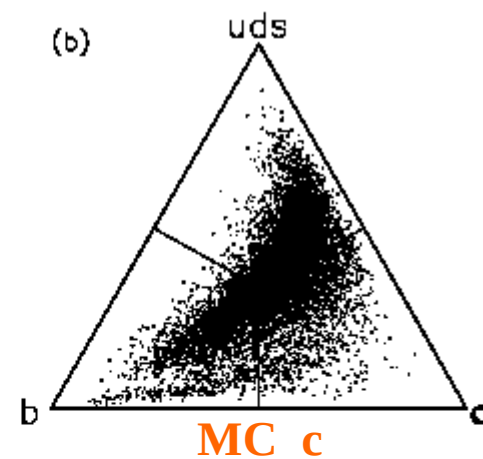
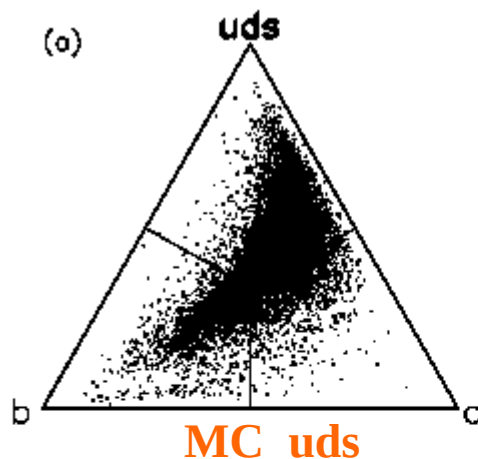
19 variabili in ingresso:

- P del muone piu' energetico
- Pt del muone piu' energetico
- Somma dei parametri d'impatto delle tracce
- Sfericità , Masse invarianti nei vari jets

3 variabili in uscita:

- Probabilità di quark uds
- Probabilità di quark c
- Probabilità di quark b

$$R_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma_h}$$

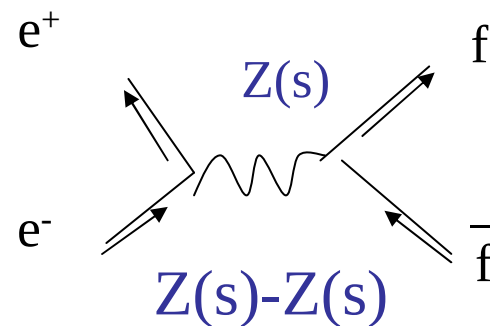
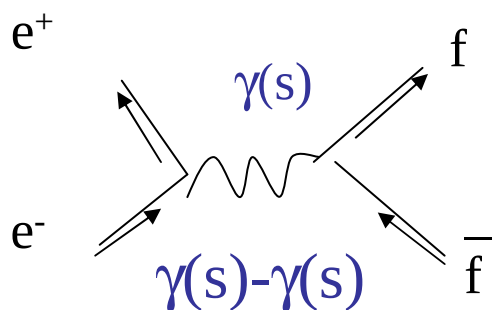




# Line shape della Z

Con line shape si intende l'andamento  $\sigma(s)$   $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  s intorno ad  $M_Z$   
Può essere osservato un singolo fermione od un insieme (ad esempio tutti i quarks)

$$\sigma_{TOT} = \sum_f \sigma_{f\bar{f}}$$



$$\left( \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \right)^{EW} = \left( \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \right)^{em} + \left( \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \right)^{int} + \left( \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \right)^{weak}$$

$$\left( \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \right)^{em} = \frac{\alpha^2 Q_f^2 N_C}{4s} (1 + \cos^2 \theta)$$

| Leptone   | I             | I <sub>3</sub> |
|-----------|---------------|----------------|
| $\nu_\mu$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$  |
| $\mu^-_L$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |
| $\mu^-_R$ | 0             | 0              |

| Quark | I             | I <sub>3</sub> |
|-------|---------------|----------------|
| $u_L$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$  |
| $d_L$ | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ |

| Quark | I | I <sub>3</sub> |
|-------|---|----------------|
| $u_R$ | 0 | 0              |
| $d_R$ | 0 | 0              |

Spin isotopico



Mediando le 4 possibili combinazioni di elicità (fascio non polarizzato) :



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

termine di asimmetria

All'ordine più basso la line shape è semplicemente una Breit-Wigner caratterizzata da 3 parametri

Massa ( $M_Z$ ) – Larghezza ( $\Gamma_Z$ ) – Sezione di picco ( $\sigma_0$ )

$$\sigma^{EW}(s) = \frac{s \Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \left[ \sigma_0 + I \frac{s - M_Z^2}{s} \right] + \frac{4\pi Q_f^2 \alpha^2 N_C}{3s}$$

termine di risonanza (Breit – Wigner)

( $I \propto Q_e Q_f$ )

$$\sigma_0 = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{M_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad \Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi \sqrt{2}} (g_{Vf}^2 + g_{Af}^2) \quad \Gamma_Z = \sum_f \Gamma_f$$

trascurato i termini in  $(m_f / M_Z)^2$

$$g_{Vf} = I_{3f} - 2 Q_f \sin^2 \theta_W$$

$$g_{Af} = I_{3f}$$

( $I_{3f}$  Left)

$g_V, g_A$ : costanti di accoppiamento vettore e assiale-vettore della Z ai fermioni



$\Gamma_Z$  larghezza della risonanza     $\Gamma_f / \Gamma_Z$  rapporti di decadimento



$G_F = (1.16637 \pm 0.00001) 10^{-5} \text{ GeV}^2$      $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$      $\sin^2 \theta_W = 0.23120 \pm 0.00015$   
( PDG 2004 )

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

$$\Gamma_\nu = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (1/4 + 1/4) = 165.88 \pm 0.01 \text{ MeV} \qquad \times 3 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_l = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (0.0014 + 1/4) = 83.419 \pm 0.005 \text{ MeV} \qquad \times 3 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_{u.c} = 3 \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (0.0368 + 1/4) = 285.446 \pm 0.015 \text{ MeV} \qquad \times 2 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_{d.s,b} = 3 \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (0.1197 + 1/4) = 367.95 \pm 0.02 \text{ MeV} \qquad \times 3 \text{ famiglie}$$

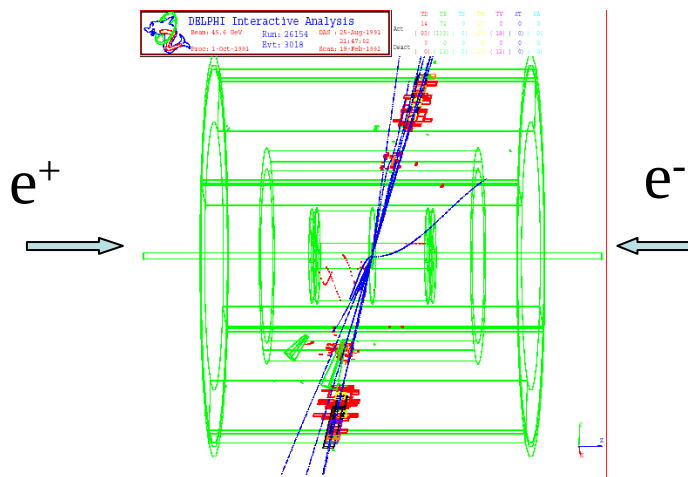
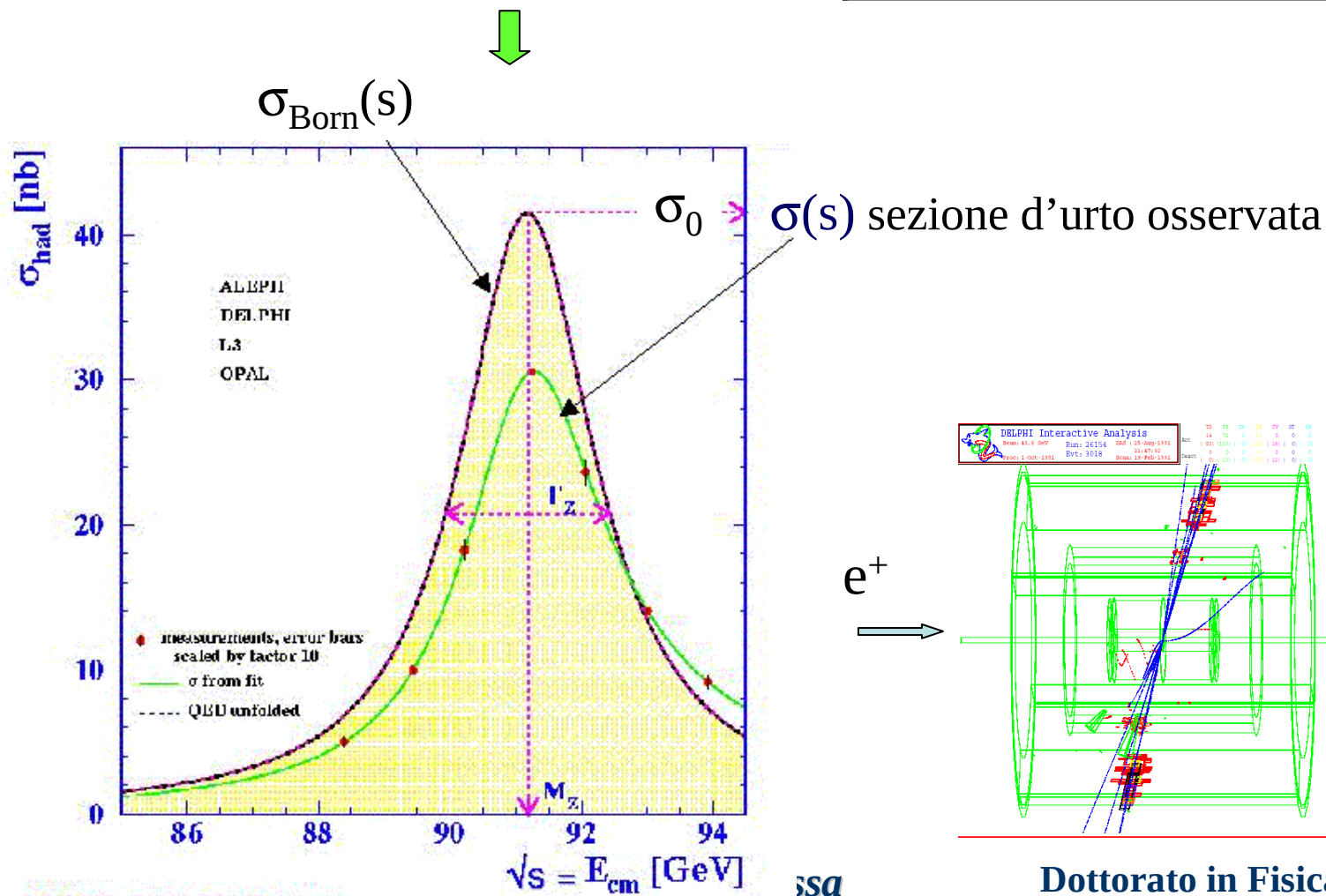
$$\Gamma_Z = 2422.64 \pm 0.07 \text{ MeV} \qquad \Gamma_Z^{sper} = 2495.6 \pm 2.1 \text{ MeV} \qquad \Delta\Gamma \approx 3\%$$



# Rapporti di decadimento

$$\sigma(s) \quad e^+e^- \rightarrow \text{adroni}$$

| Processo | $\Gamma_{ff} / \Gamma_Z$<br>(%) | B.R. sperim.<br>(%) |
|----------|---------------------------------|---------------------|
| Neutrini | 20.54                           | $20.00 \pm 0.06$    |
| Leptoni  | 10.33                           | $10.10 \pm 0.02$    |
| Adroni   | 69.13                           | $69.91 \pm 0.06$    |





# Correzioni radiative

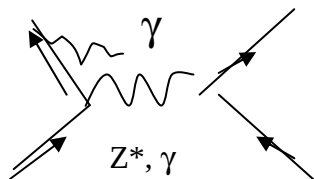


Le **correzioni radiative** modificano significativamente le predizioni a livello albero:

## Correzioni QED

### (1) Radiazione di stato iniziale

Effetto importante: abbassa la sezione d'urto totale di ~30% + spostamento del picco ~100 MeV



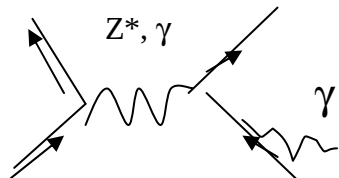
Correzione radiazione di stato iniziale

$$\sigma(s) = \int_0^s [\sigma_{Born}(s' = sz) \underline{G(s', s)}] ds'$$

$G(s', s)$  = funzione di radiazione di stato iniziale

$1-z = k^2/s$  frazione impulso del fotone

### (2) Radiazione di stato finale

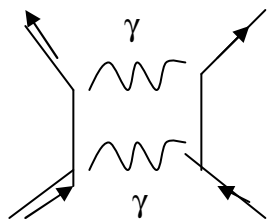


$$\Gamma_h = \sum_f \Gamma_0^f (1 + \delta_{QED}^f)$$

$$\delta_{QED}^f = \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi}$$

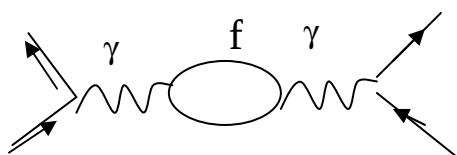


### (3) Interferenza tra rad. di stato iniziale e rad. di stato finale



$$\sigma(s) = \int_0^s [\sigma_{Born}(s' = sZ) H(s, s') + \Delta(s, s')] ds'$$

### (4) Correzioni del propagatore (polarizzazione del vuoto)



+ n loop

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

$$Q^2 \gg m_f^2$$

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 + \Pi_{\gamma\gamma}(Q^2)}$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{137}$$

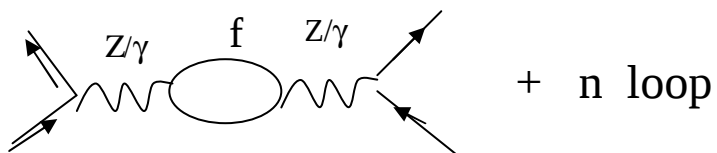
$$\Pi_{\gamma\gamma}(M_Z) \approx -0.064 \Rightarrow$$

$$\alpha(M_Z) = \frac{1}{128}$$

$$\alpha(95 \text{ GeV}) - \alpha(88 \text{ GeV}) \approx 10^{-6}$$



### (1) Correzioni del propagatore



$$\alpha \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{1 + \Pi_{\gamma\gamma}(s)}$$

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \bar{\theta}_W(s) = \sin^2 \theta_W - \cos \theta_W \sin \theta_W \frac{\Pi_{\gamma Z}(s)}{1 + \Pi_{\gamma\gamma}(s)}$$

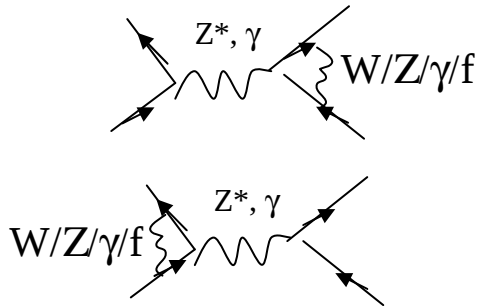
$$G_F \rightarrow G_F(s) = \frac{G_F}{1 + \Pi_Z(s)}$$

$$\Gamma \rightarrow \Gamma(s) = s\Gamma / M_Z^2$$



## (2) Correzioni di vertice

Contribuiscono termini con top virtuale

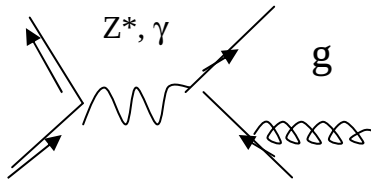


$$g_{Vf} \rightarrow \bar{g}_{Vf}(s, m_t) = \sqrt{\rho_f} (I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_W)$$

$$g_{Af} \rightarrow \bar{g}_{Af}(s, m_t) = \sqrt{\rho_f} I_{3f} \quad \rho_f \approx 1 + \frac{\alpha(M_Z)}{\pi} \frac{m_t^2}{m_Z^2}$$

## Correzioni QCD

### (1) Radiazione di stato finale



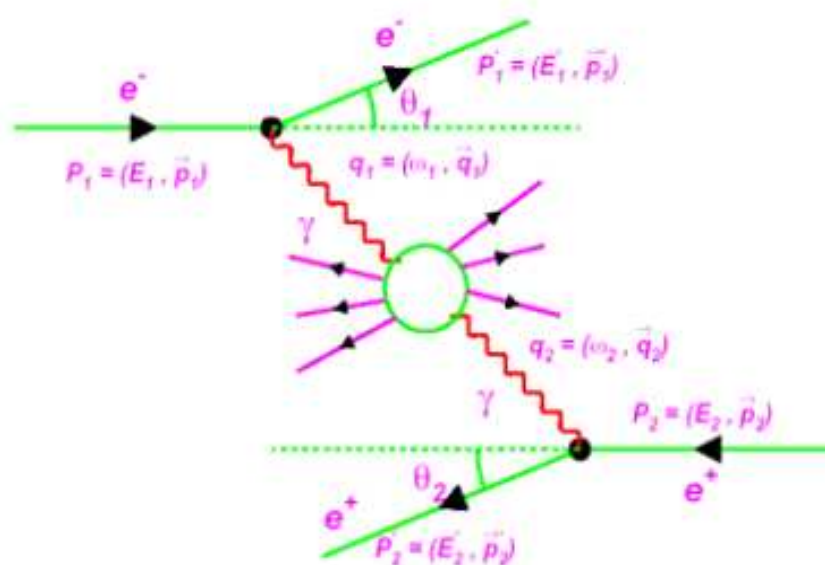
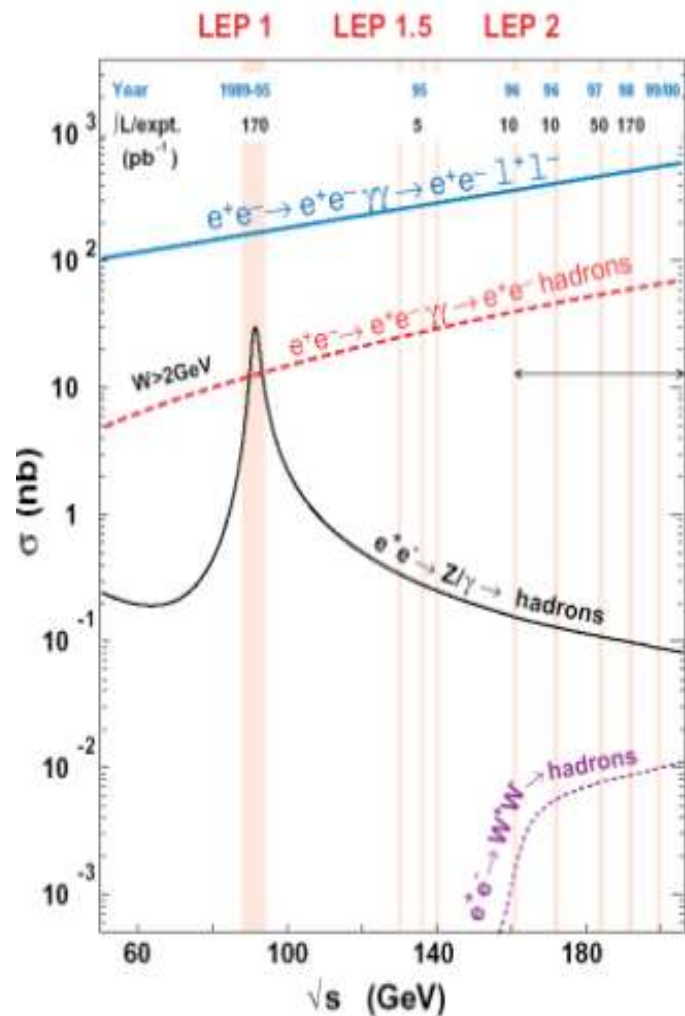
$$\Gamma_h = \sum_f \Gamma_0^f (1 + \delta_{QED}^f) (1 + \delta_{QCD})$$

$$\delta_{QED}^f = \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi} \approx 0.17\%$$

$$\delta_{QCD}^f = \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \approx 3.8\%$$



# Interazioni gamma-gamma



I due elettroni primari sono diffusi a basso angolo e non vengono rivelati:  $W_{\gamma\gamma} \ll E_{\text{fascio}}$



# Line shape

$$\sigma(s) = \int_0^s [\sigma'(s' = sz) H(s, s') + \Delta(s, s')] ds'$$

Interferenza   Scambio fotone

$$\sigma'(s') = \sigma_0 \frac{s' \Gamma_Z^2}{(s' - M_Z^2)^2 + (s'^2 / M_Z^2) \Gamma_Z^2} + \sigma_{\gamma Z} + \sigma_{\gamma}$$

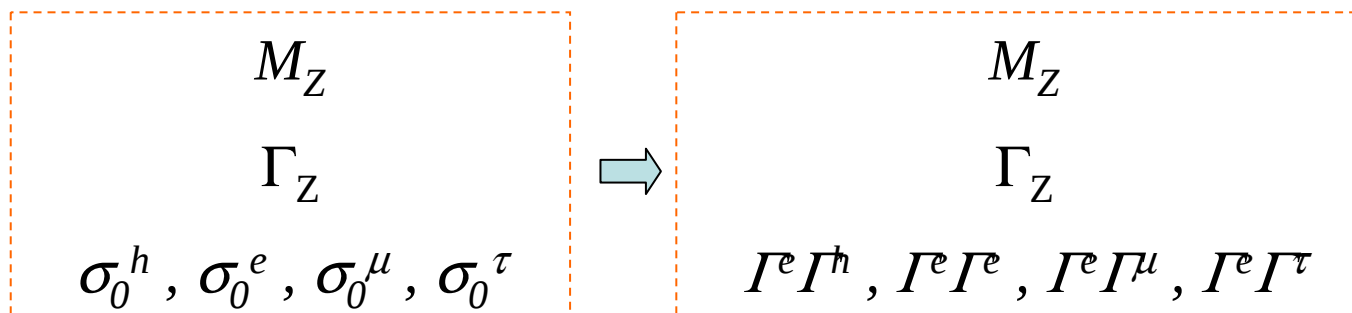
$$\sigma_0 = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_{hadr}}{M_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

$$\Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (\overline{g_{Ve}^2} + \overline{g_{Ae}^2}) (1 + \delta_f^{QED}) (1 + \delta_f^{QCD})$$

$$\overline{g_{Af}} = \sqrt{\rho_f} I_{3f}$$

$$\overline{g_{Vf}} = \sqrt{\rho_f} (I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_w)$$

$$M_Z \quad \Gamma_Z \quad \sigma_0$$



$$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_e / \Gamma_Z = 3.363 \pm 0.004 \%$$

$$\Gamma_\mu / \Gamma_Z = 3.366 \pm 0.007 \%$$

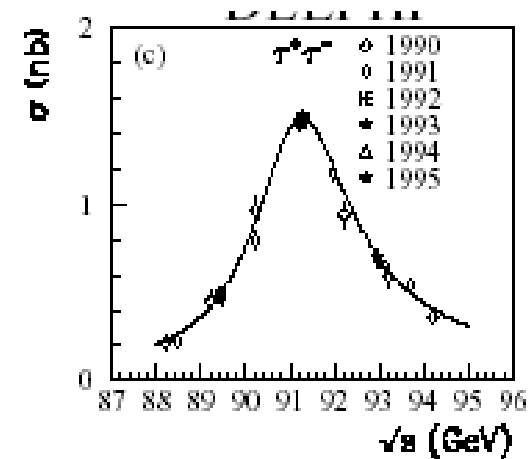
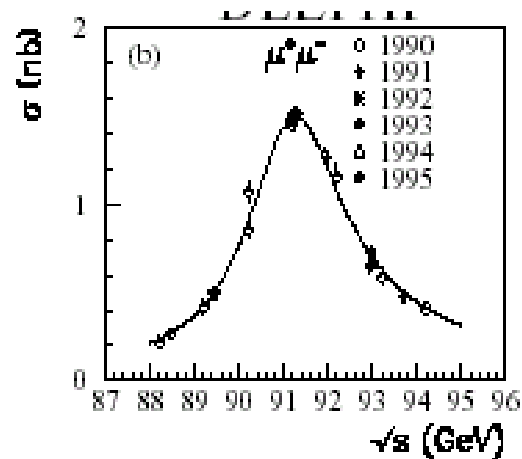
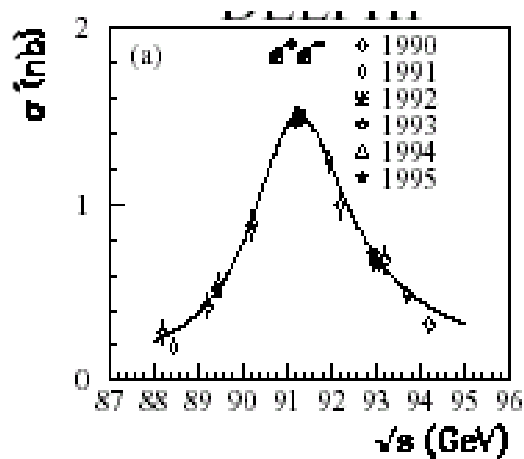
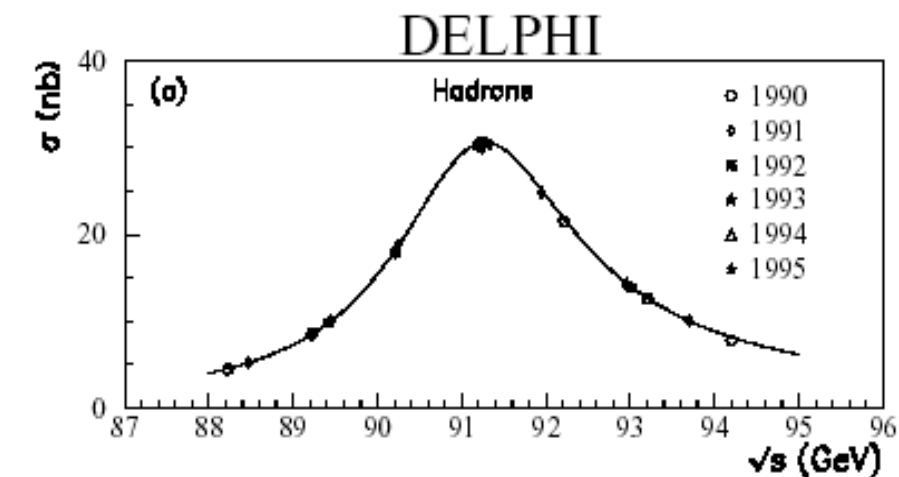
$$\Gamma_\tau / \Gamma_Z = 3.370 \pm 0.008 \%$$

$$\Gamma_h / \Gamma_Z = 69.91 \pm 0.06 \%$$

$$\Gamma_\nu / \Gamma_Z = 20.00 \pm 0.06 \%$$

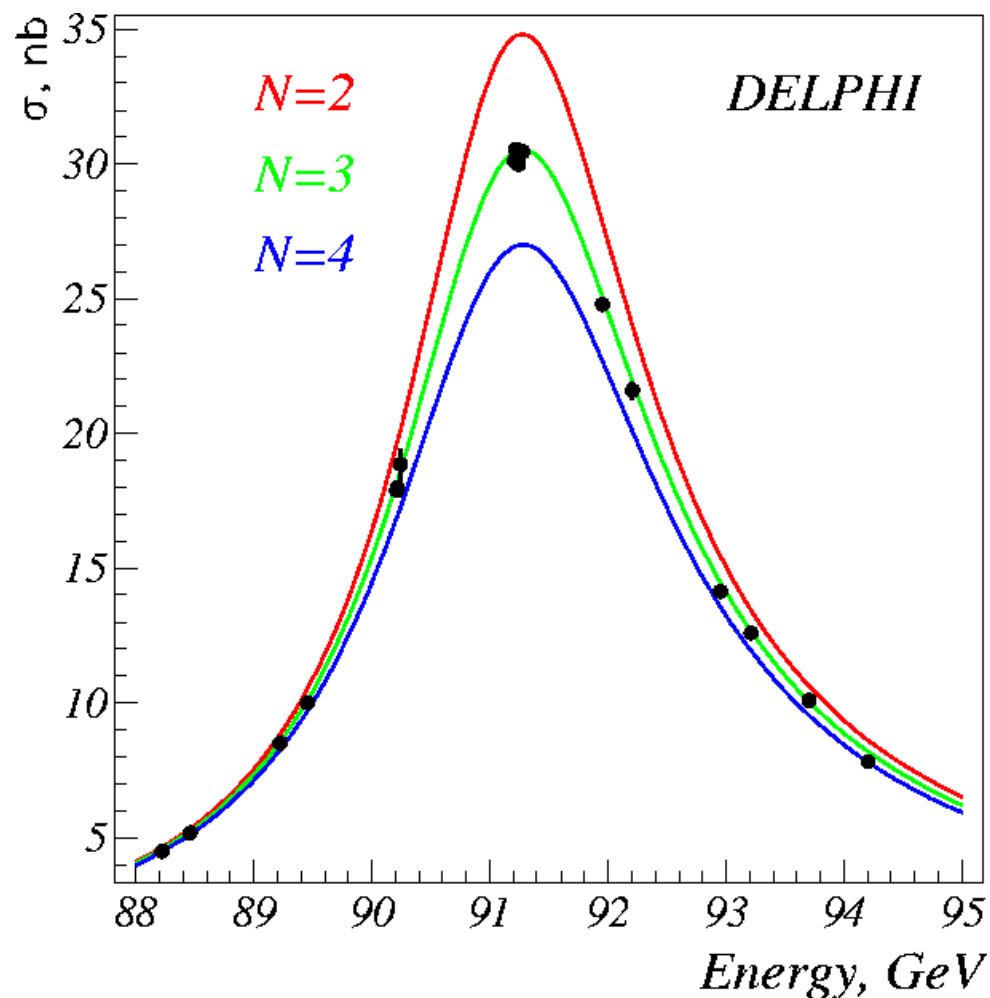
PDG

2004





# Numero di neutrini



Posso aggiungere come parametro libero il numero di famiglie di neutrini

$$\Rightarrow N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$$

$$\Gamma_{inv}^x = -2.7^{+1.7}_{-1.5} \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_{lept} - 3\Gamma_\nu$$

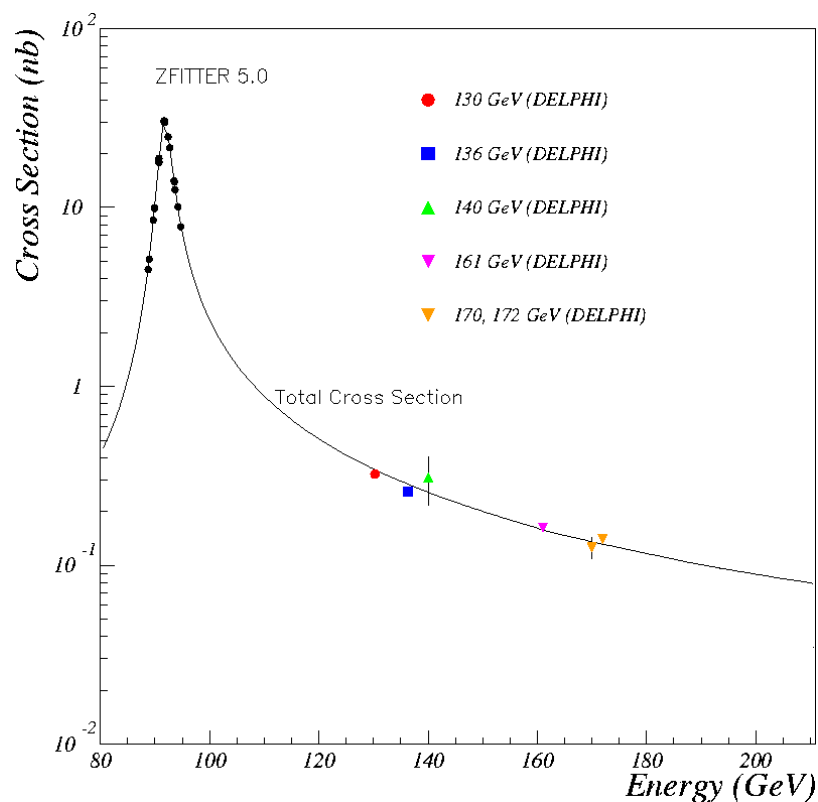
Si possono mettere limiti sul contributo alla larghezza dovuto a nuova fisica assumendo dallo SM  $\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_\ell}$

$$\left( \frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_\ell} = \frac{g_{V\nu}^2 + g_{A\nu}^2}{g_{V\ell}^2 + g_{A\ell}^2} \right)$$



# Residua dipendenza dal modello

- assunzione della QED nel calcolo della funzione di radiazione  $H(s,s')$ , dell' ampiezza di interferenza  $\Delta(s,s')$  tra fotoni in stato iniziale e finale, del termine  $\sigma_\gamma(s)$
- assunzione della  $QE_WD$  nel calcolo del termine di interferenza  $\sigma_{\gamma Z}(s)$
- assunzione della QCD nel termine di correzione per la emissione di gluoni negli stati finali adronici



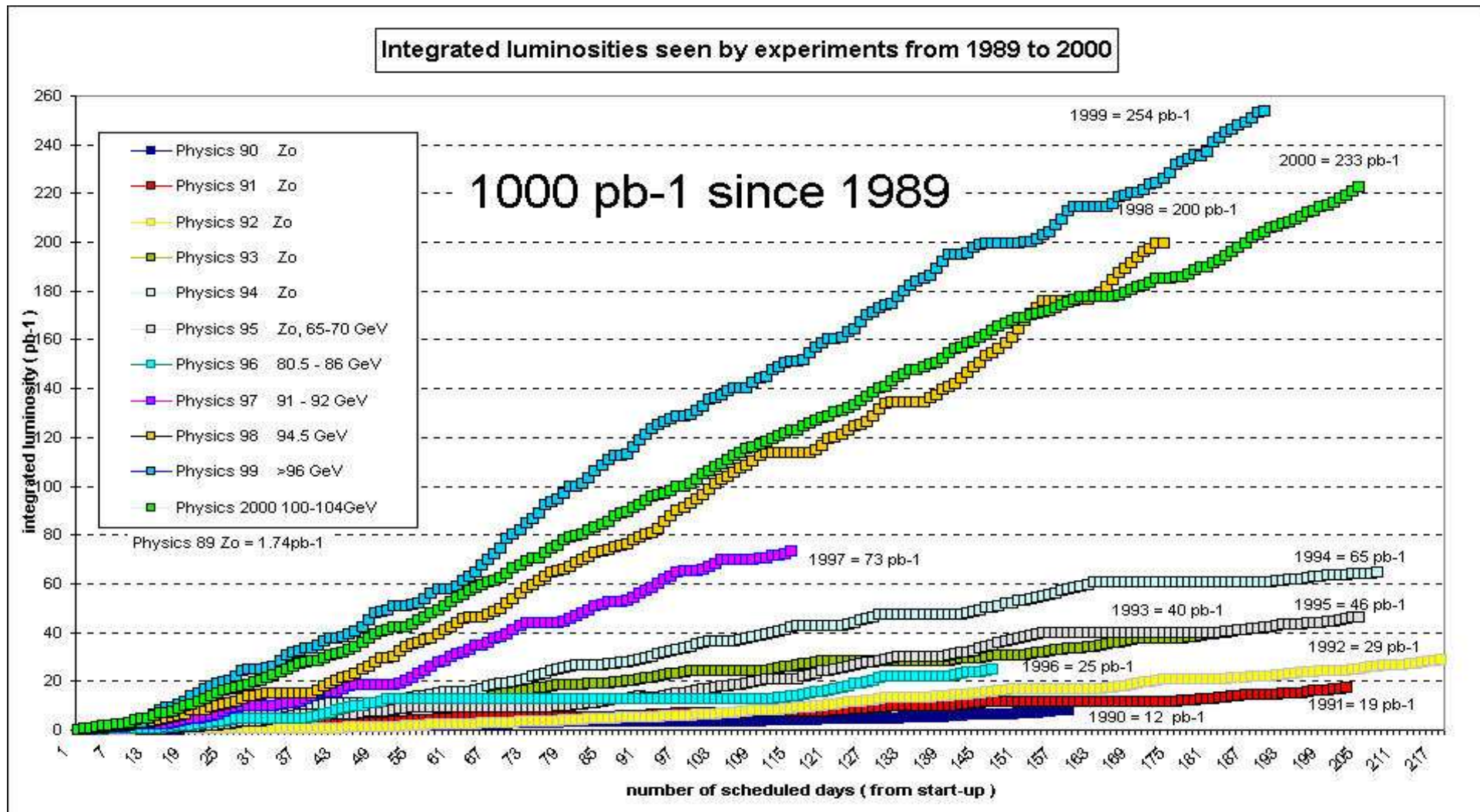
$$\sigma^{EW}(s) = \frac{s \Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + (s^2 / M_Z^2) \Gamma_Z^2} \left[ \sigma_0 + I \frac{s - M_Z^2}{s} \right] + \frac{4\pi Q_f^2 \alpha^2 N_C}{3s}$$

Con i dati ad alta energia ( $\sqrt{s} = 130\text{-}200$  GeV), anche il termine di interferenza può essere ricavato dai dati.

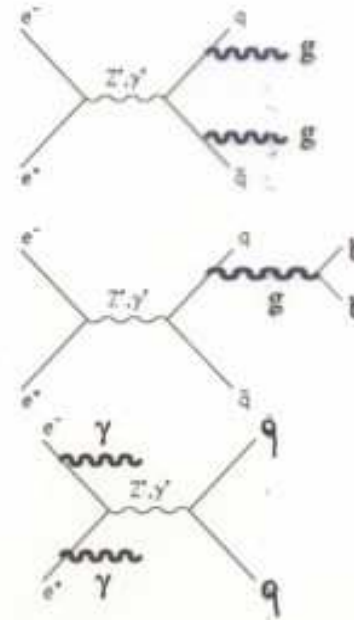
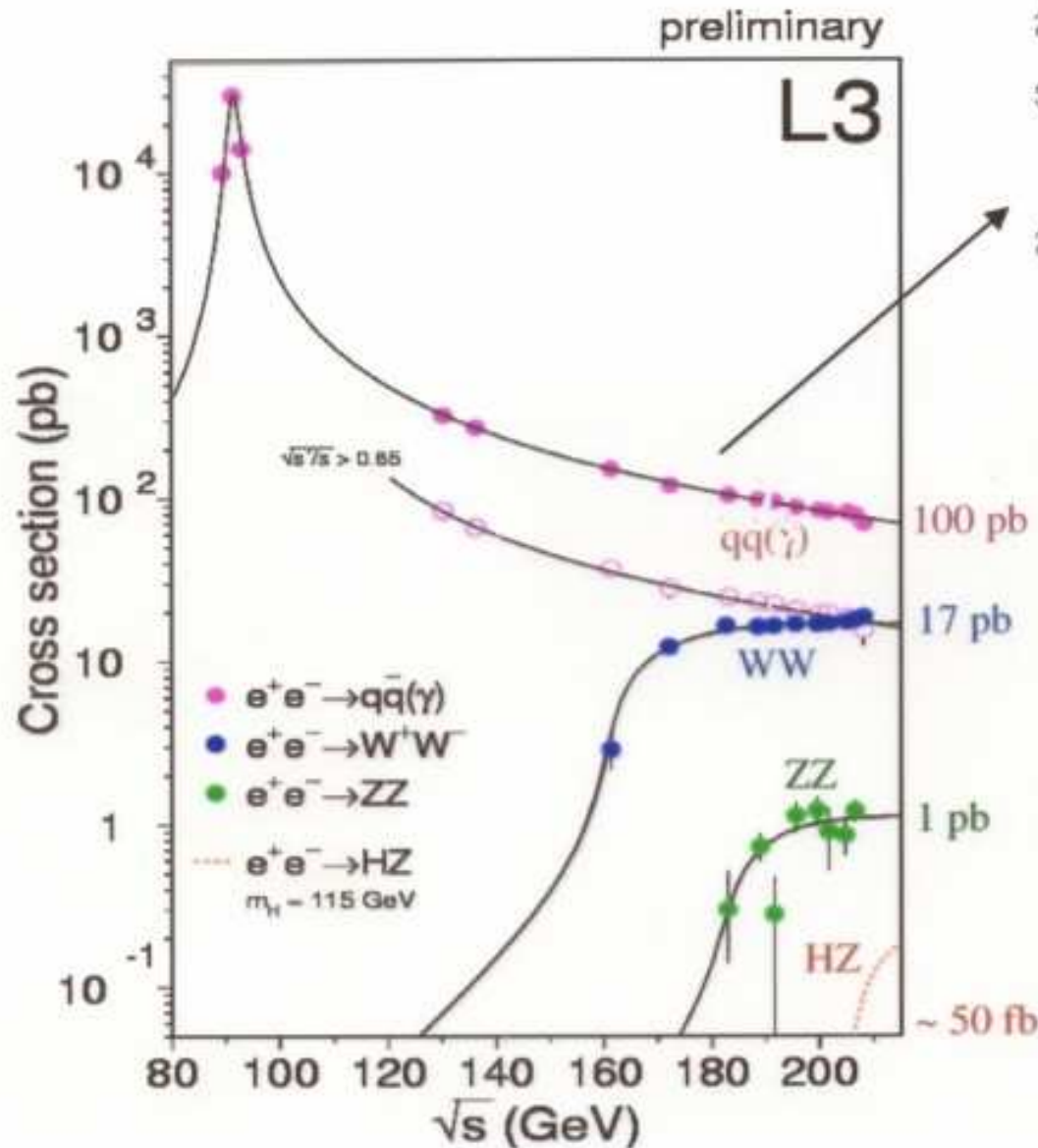


# LEP2

## LEP luminosities



# Produzione di $ff(\gamma)$ a LEP2



$\sqrt{s'}$

Energia nel centro di massa dopo la radiazione di stato iniziale

Importanti contributi ISR (ritorno radiativo alla  $Z^0$ )

Nella ricerche di fisica oltre il Modello Standard si ha maggiore sensibilità per gli eventi non radiativi:  $\sqrt{s'}/s > 0.85$

to in Fisica XXIV Ciclo



## Identificazione fotoni ISR e calcolo $\sqrt{s'}$ (SPRIME)



Ricerca candidati fotoni ISR:

Ricerca di segnale nei calorimetri, luminometro incluso, con  $E_\gamma > 10$  GeV non associabile a tracce cariche (distanza angolare  $> 0.3$  radianti)

**Nessun fotone ISR rivelato**

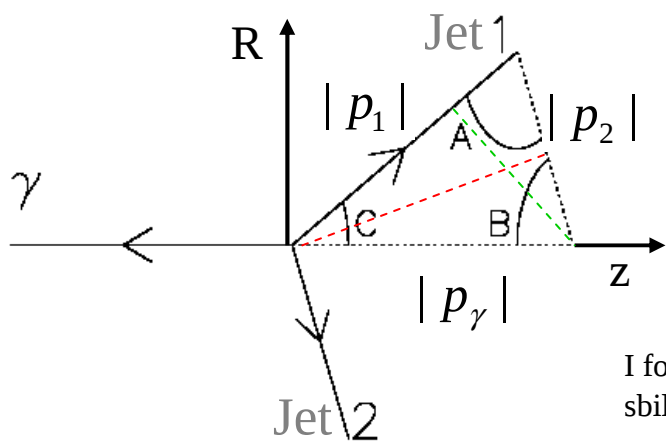
Ricostruisco Jet 1 e Jet 2

Ipotesi di fotone nella beam pipe (lungo il fascio)

Applico la conservazione di energia ed impulso:

$$|p_1| = |p_\gamma| \frac{\sin B}{\sin A} \quad |p_2| = |p_\gamma| \frac{\sin C}{\sin A}$$

$$\sqrt{s} = |p_1| + |p_2| + |p_\gamma|$$



$$p_\gamma = \sqrt{s} \frac{\sin A}{\sin A + \sin B + \sin C} = \sqrt{s} \frac{\sin \alpha_{12}}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + \sin \alpha_{12}}$$

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - \vec{p}_\gamma^2} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - E_\gamma^2}$$

I fotoni ISR sono emessi a basso angolo ed inducono principalmente uno sbilanciamento polare, per tale ragione trascuro un eventuale sbilanciamento in  $R\phi$



## Un fotone ISR rivelato

Se identifico un fotone isolato, se risulta coplanare con i jets (  $\Sigma\alpha > 345^\circ$  )  
uso la sua direzione anzichè quella del fascio.

Considerando che a bassa energia la risoluzione dei calorimetri è bassa determino l'energia del fotone per ottenere il bilanciamento

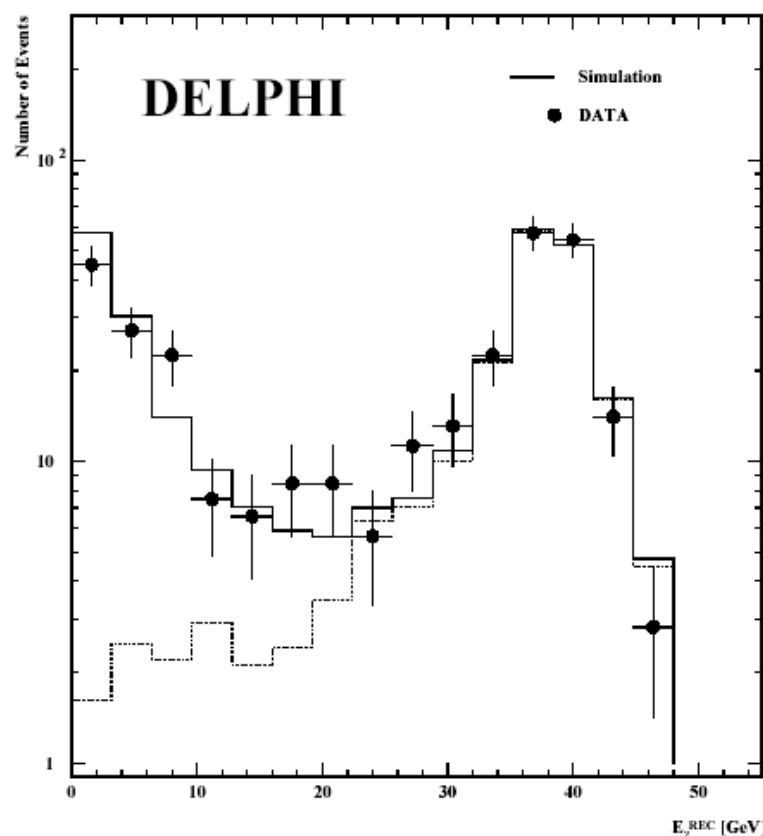
$$p_\gamma = \sqrt{s} \frac{\sin \alpha_{12}}{\sin \alpha_{2\gamma} + \sin \alpha_{\gamma 1} + \sin \alpha_{12}}$$

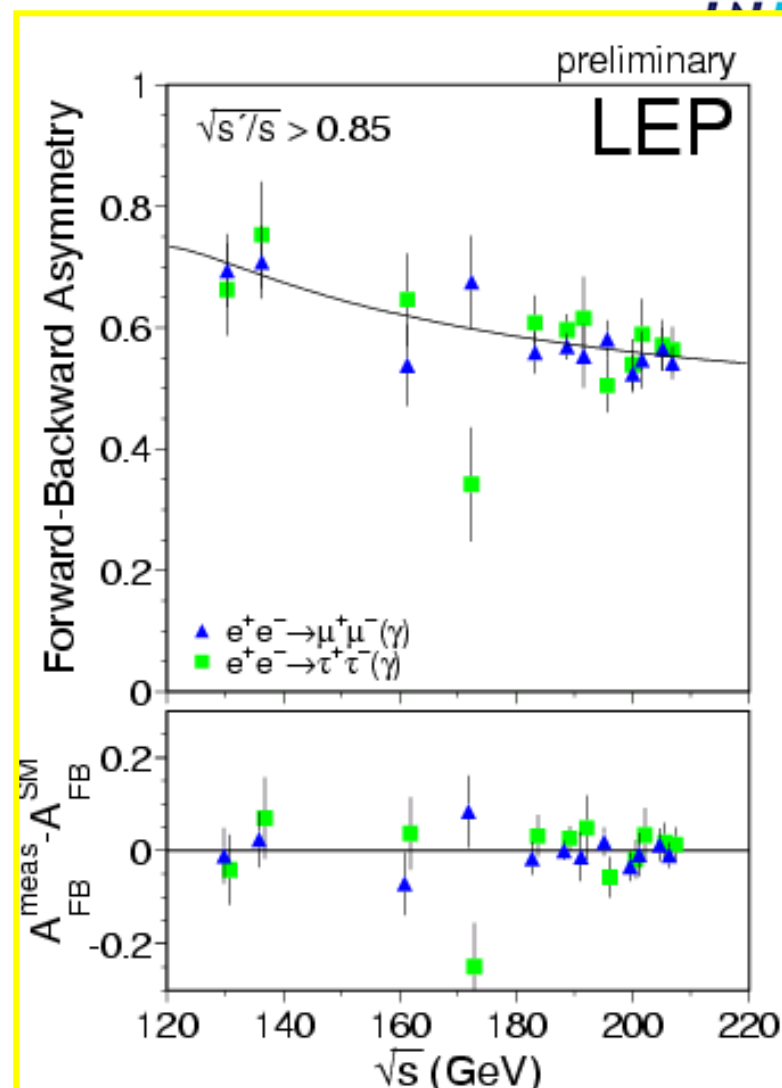
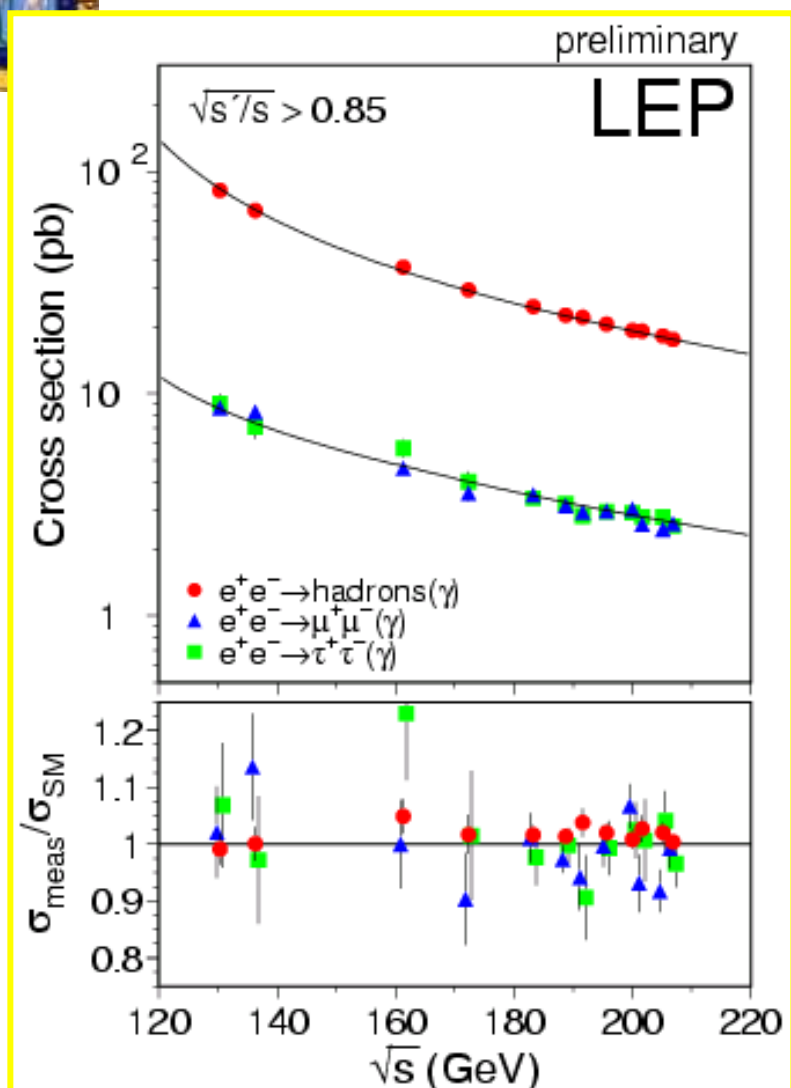
$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - \vec{p}_\gamma^2}$$

diversamente ipotizzo un secondo fotone radiato nella beam pipe e determino il suo impulso per poter compensare l'angolo polare.

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma - E_h)^2 - (\vec{p}_\gamma + \vec{p}_h)^2}$$

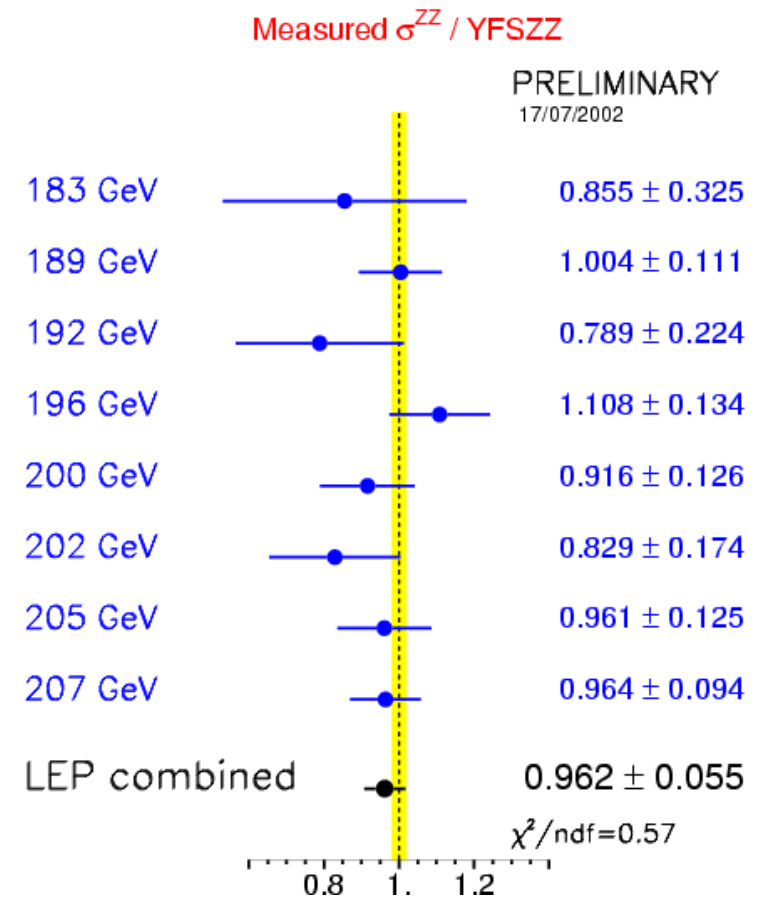
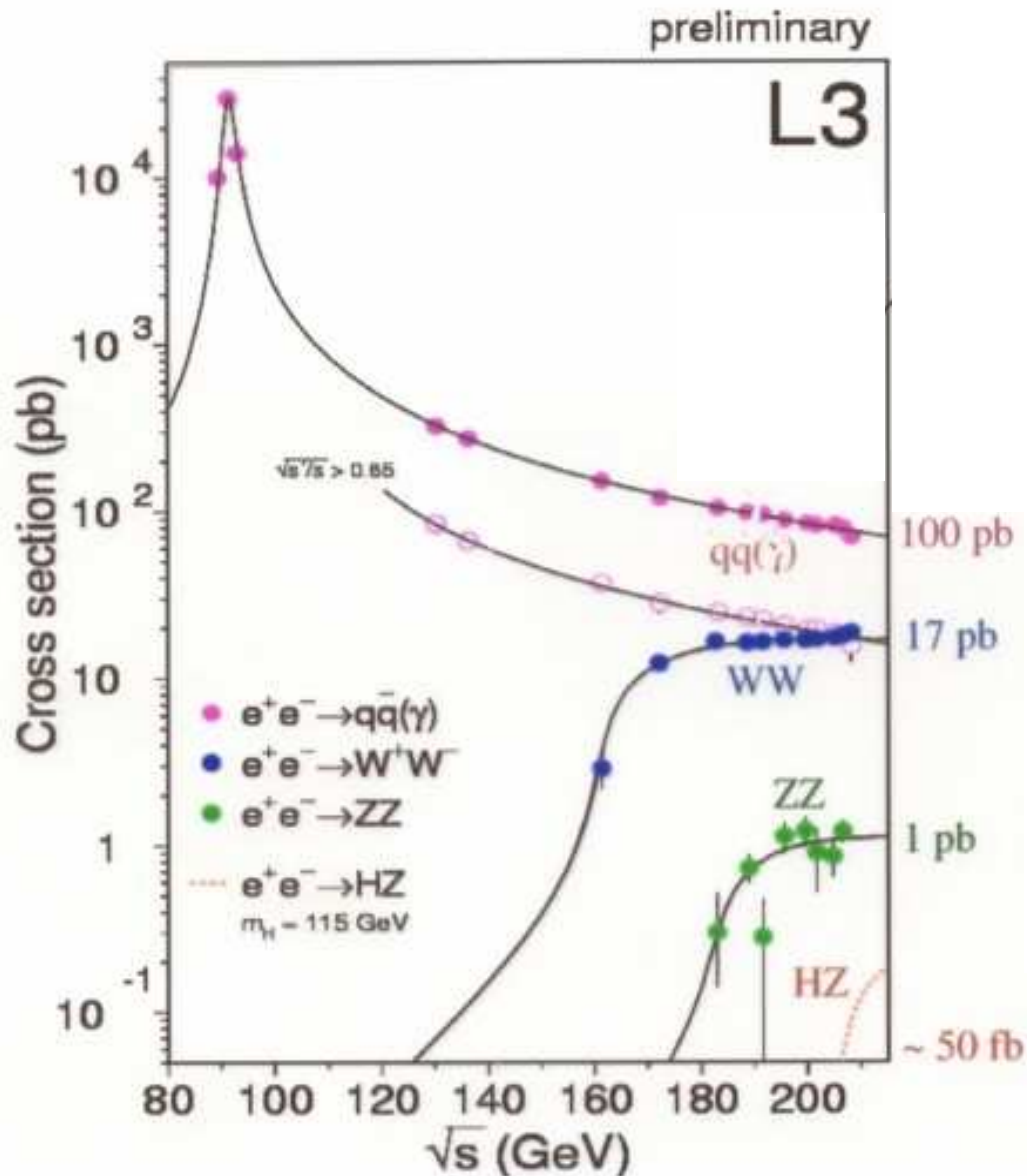
Spettro fotoni ISR per  $\sqrt{s} = 130$  GeV





$\chi^2/N_{\text{DoF}} = 160/180$  per i dati ff mediati a LEP II

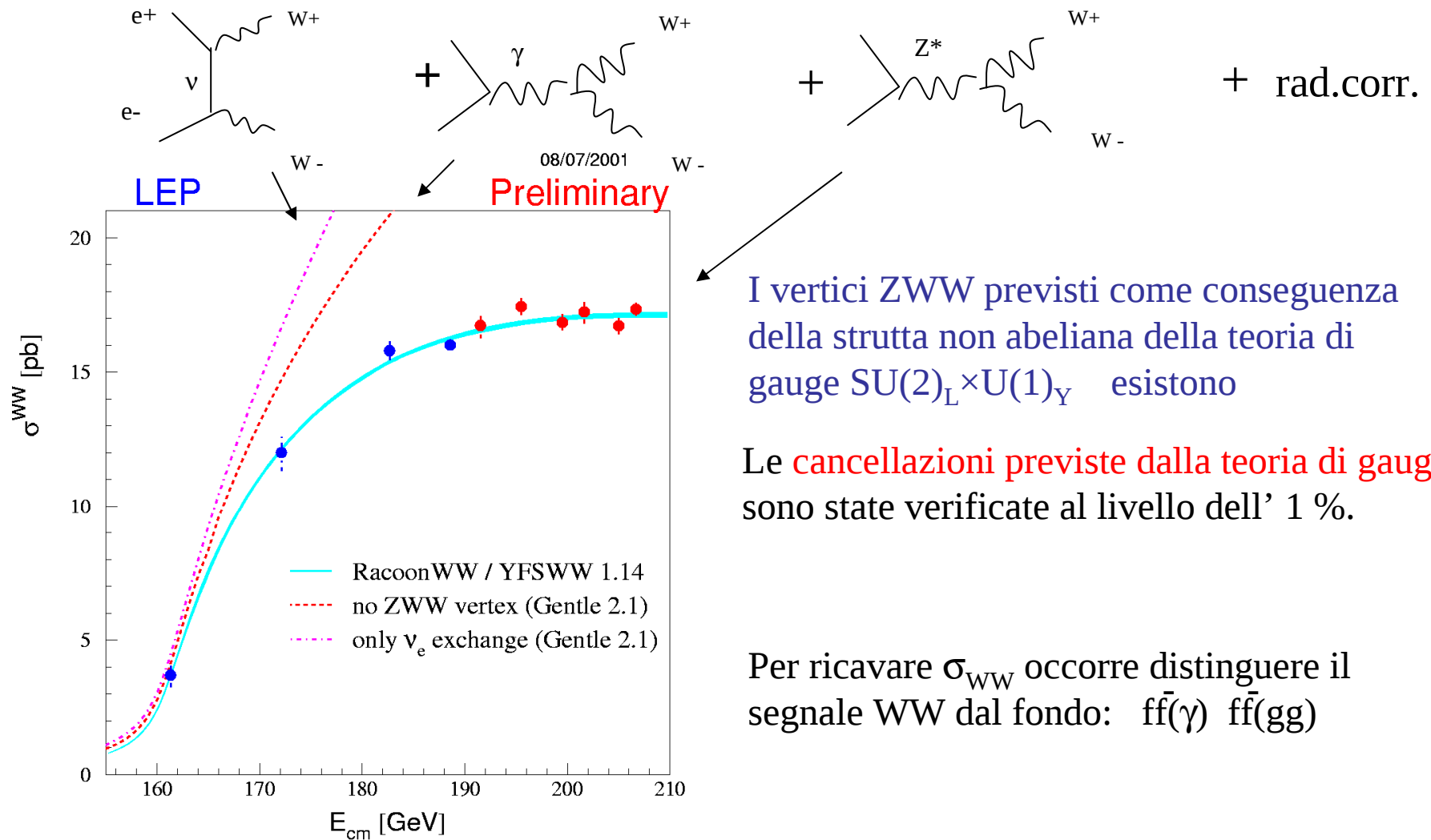
# Produzione di ZZ a LEP2



**Test al 5% di precisione**

# Produzione dei bosoni $W^+W^-$ e misura di $M_W$ a LEP II

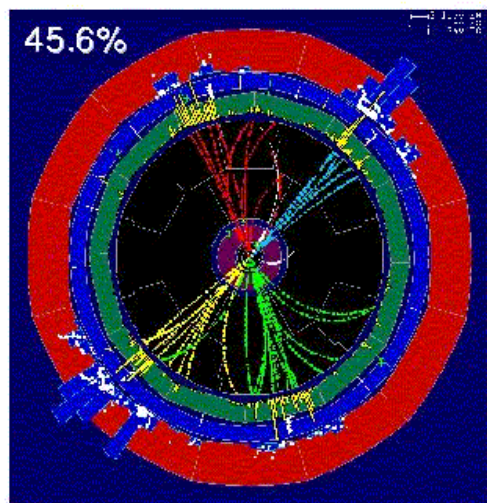
$M_Z$  e  $\sin^2\theta_W$  misurati a LEP I  $\rightarrow M_W$  permette la definizione di vincoli piu' stringenti.



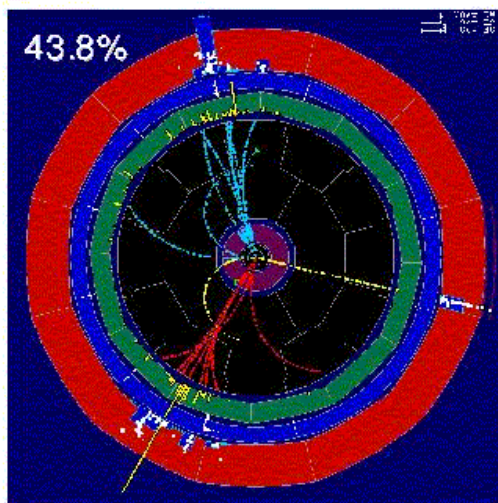
I vertici ZWW previsti come conseguenza della struttura non abeliana della teoria di gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  esistono

Le **cancellazioni** previste dalla teoria di gauge sono state verificate al livello dell' 1 %.

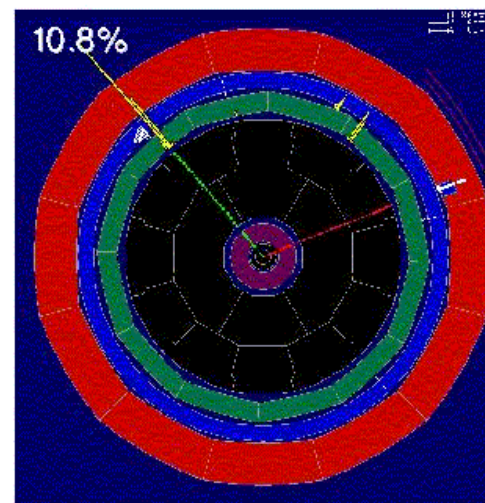
Per ricavare  $\sigma_{WW}$  occorre distinguere il segnale WW dal fondo:  $f\bar{f}(\gamma)$   $f\bar{f}(gg)$



$$W^+W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$$



$$W^+W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l_1 l_2$$



$$W^+W^- \rightarrow l_1 \bar{\nu}_1 l_2 \bar{\nu}_2$$

## Decadimenti adronici

La caratteristica è la ricostruzione di 4 jets. Talvolta anche gli eventi ff possono fornire 4 jets. I jets dovuti a radiazione di gluoni sono caratterizzati da un piccolo angolo e da una bassa energia. La variabile D è in grado di discriminare permettendo la riduzione del fondo:

$$D = \frac{E_{\min}}{E_{\max}} \frac{\theta_{\min}}{(E_{\max} - E_{\min})}$$

## Decadimenti semileptonici

La caratteristica è la ricostruzione di 2 jets ed un leptone energetico ed isolato.

## Decadimenti totalmente leptonici

La caratteristica è la ricostruzione di 2 leptoni energetici isolati di carica opposta. L'esempio in figura riporta solo 2 tracce cariche ma il leptone può anche essere un  $\tau$ . Una variabile discriminante è la direzione del momento mancante che per il fondo ff ha piccoli angoli  $\theta$ .



## $M_W$ a LEP II



Le relazione tra  $M_W$  ed i parametri del modello estesa alle correzioni radiative

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha(q^2)}{2M_W^2 \sin^2 \theta_W} \frac{1}{(1 - \Delta r(m_t, M_H))}$$

risulta dipendente da  $m_t$  ed  $M_H$ .

Una precisa misura della massa del W permette una ulteriore verifica del modello ed allo stesso tempo fornisce dei limiti per le masse del top e dell'Higgs.

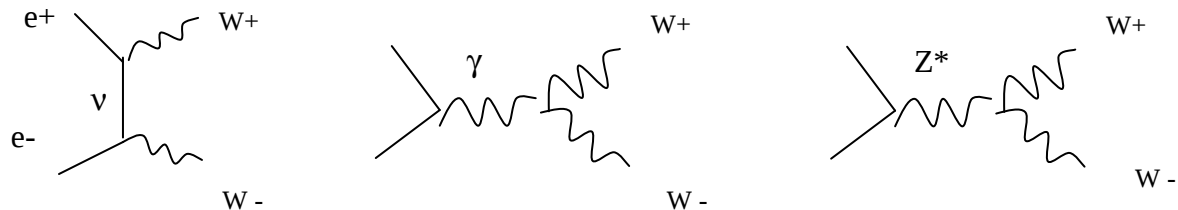
All'inizio di LEP II le misure dirette di  $m_t$  al Tevatron ( $180 \pm 12$  GeV) avevano ancora errori piuttosto grandi.

La massa del W può essere ottenuta:

- dall'andamento  $\sigma_{WW}(M_W)$  che in prossimità della soglia  $\sqrt{s} \sim 160$  GeV varia rapidamente
- mediante la ricostruzione della massa invariante.

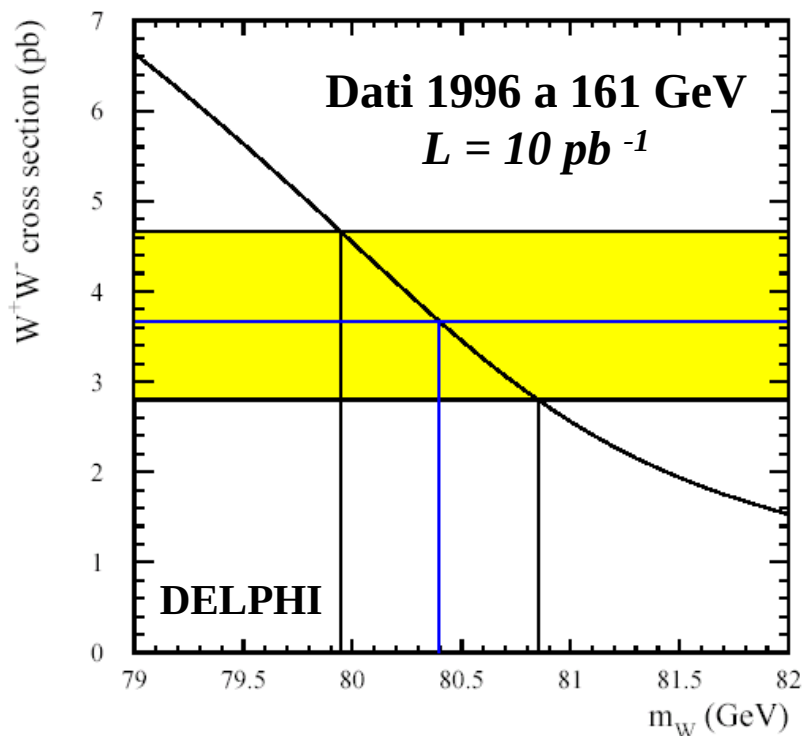


# Determinazione della massa da $\sigma_{WW}$



Diagrammi CC03

Lo stato finale in 4 fermioni, oltre ai contributi dei diagrammi CC03, può ricevere contributi da altri diagrammi elettrodeboli. Tali contributi sono stati considerati con dei termini di correzione della sezione d'urto (v. Tabella). La sezione d'urto così corretta è stata confrontata con l'andamento previsto in funzione della massa  $M_W$



| WW decay mode     | Corr (CC03) |
|-------------------|-------------|
| qqqq              | 0.996       |
| evqq              | 1.087       |
| $\mu(\tau)\nu qq$ | 1.006       |
| l $\nu$ l $\nu$   | 1.045       |

Contributi, interferenza inclusa, di altri diagrammi che generano 4 fermioni mediante il coinvolgimento di 0,1 o 2 bosoni vettori massivi

Vengono selezionati 29 eventi (15 + 12 + 2) da cui si ricava:

$$\sigma_{WW}^{tot} = 3.67^{+0.97}_{-0.85} \pm 0.19 \text{ pb}$$

$$m_W = 80.40 \pm 0.44 \pm 0.09 \text{ GeV} / c^2$$

Ezio Torassa

Dottorato in Fisica XXIV Ciclo

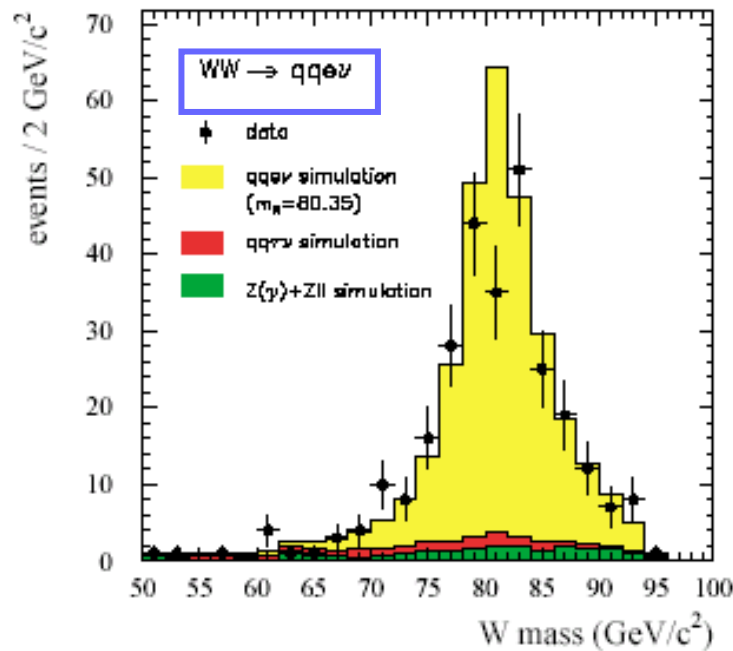
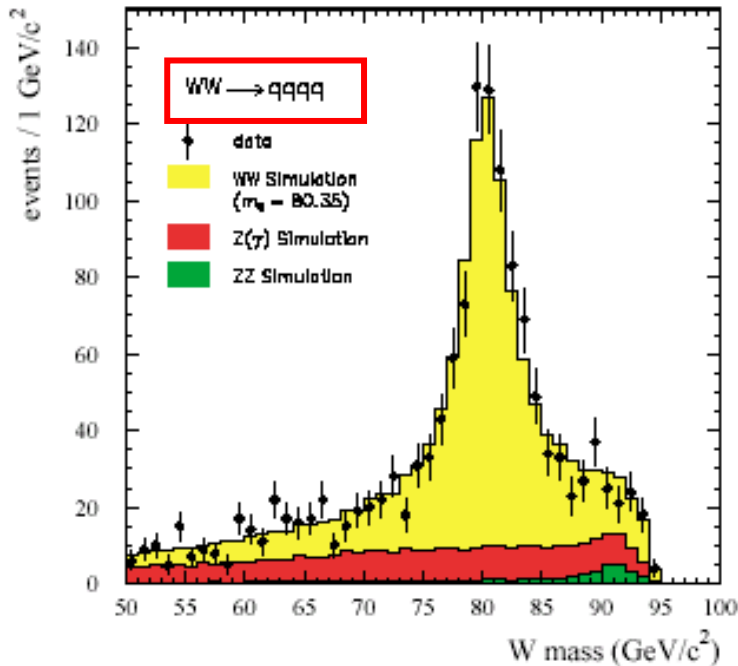


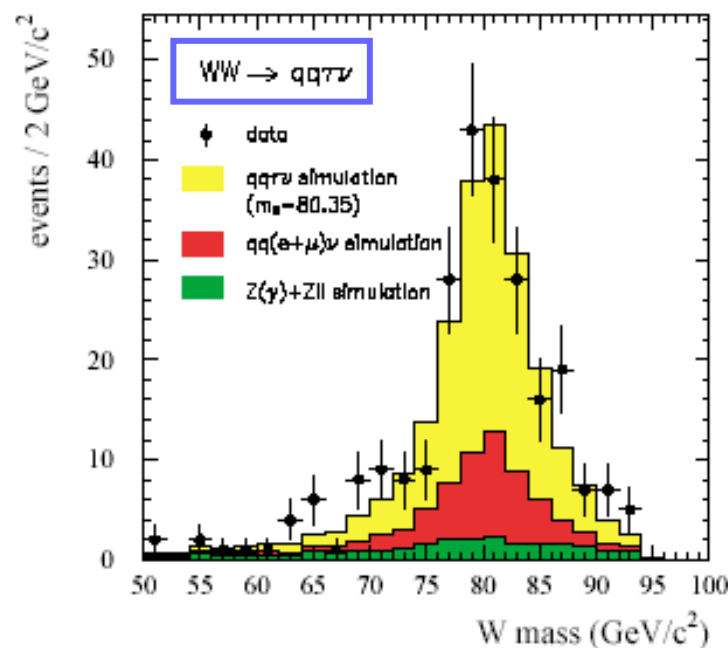
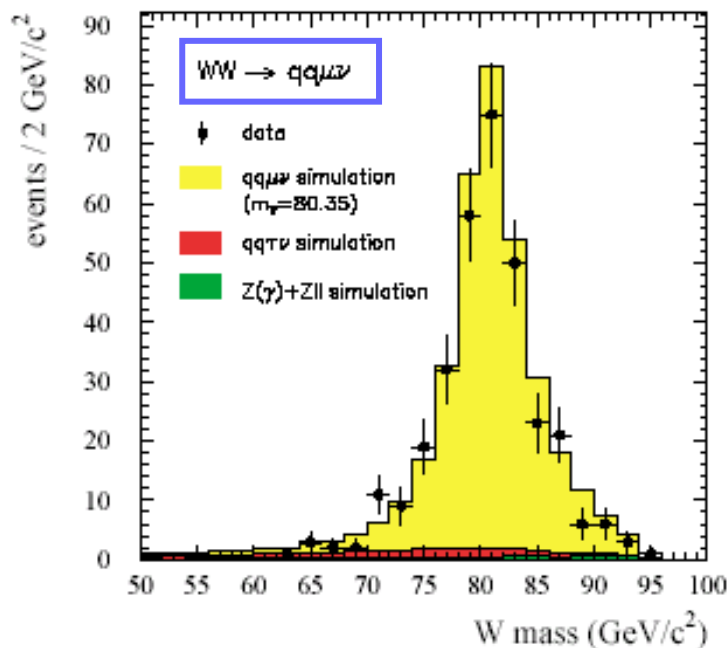
# Ricostruzione diretta della massa

Per  $\sqrt{s} > 2 M_W$  è possibile ricostruire direttamente la massa dai decadimenti.

La ricostruzione ottenuta solo con le tracce osservate non ha una sufficiente risoluzione. Applicando dei vincoli quali la conservazione dell'energia e dell'impulso del centro di massa la risoluzione migliora significativamente. La ricostruzione si effettua solo per i decadimenti **adronici** e **semileptonici**, per quelli totalmente leptonici non si dispone di sufficienti vincoli (rispetto ai semileptonici manca l'asse del jet che determina la direzione del W opposto).

**DELPHI Dati 1998 a 189 GeV  $L = 150 \text{ pb}^{-1}$**



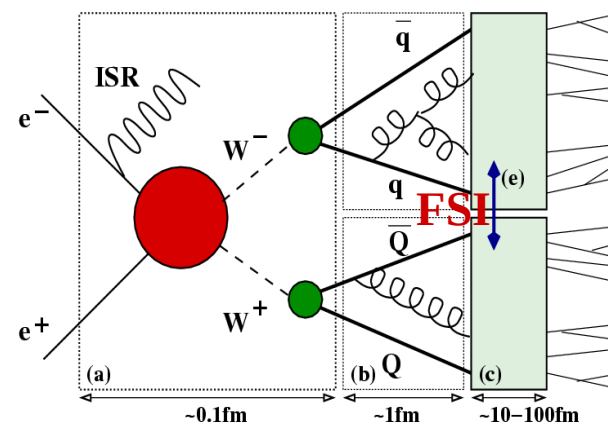


$$m_W = 80.387 \pm 0.087(stat) \pm 0.034(sys) \pm 0.017(LEP) \pm 0.035(FSI) \text{ GeV} / c^2$$

### FSI: Final State Interaction

I due W decadono a distanze di frazioni di  $fm$

nel caso adronico contribuiscono le interazioni  
dei partoni nello stato finale





## Risultato combinato LEP II

$$M_W = 80.412 \pm 0.042 \text{ GeV} / c^2$$

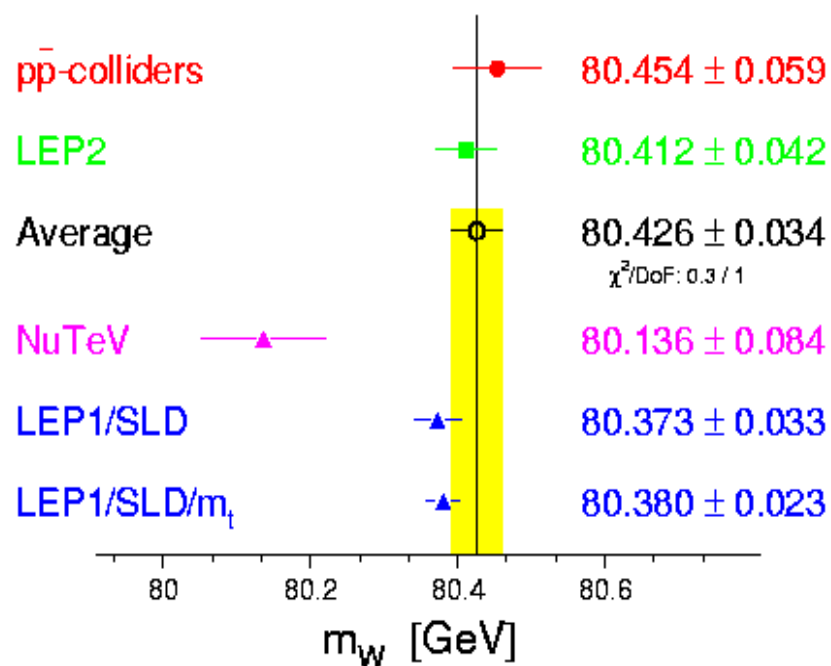
### Contributi agli errori statistici e sistematici

| Source         | qqlv      | qqqq       | Combined  |
|----------------|-----------|------------|-----------|
| Hadronisation  | 19        | 18         | 18        |
| Colour recon.  | -         | 90         | 9         |
| Bose-Einstein  | -         | 35         | 3         |
| Detector       | 12        | 8          | 11        |
| ISR/FSR/rad    | 8         | 8          | 8         |
| Beam energy    | 17        | 17         | 17        |
| Other (uncorl) | 4         | 5          | 4         |
| Statistical    | 33        | 36         | 30        |
| <b>Total</b>   | <b>44</b> | <b>107</b> | <b>42</b> |



L'**FSI** riduce il peso del canale adronico  
rispetto al canale semileptonico

### W-Boson Mass [GeV]

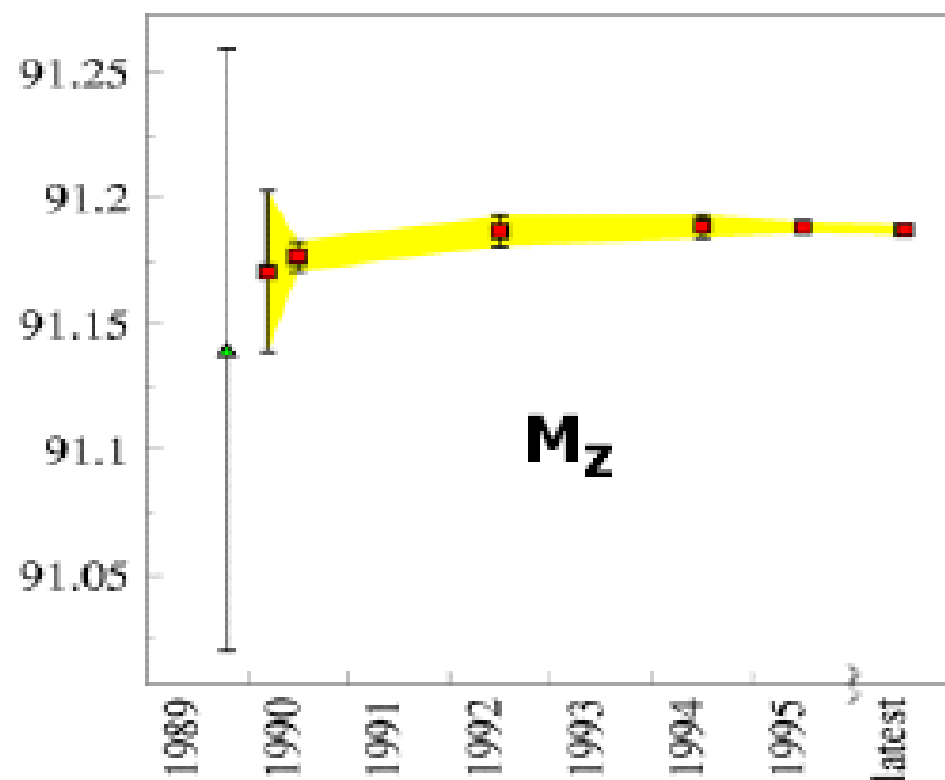
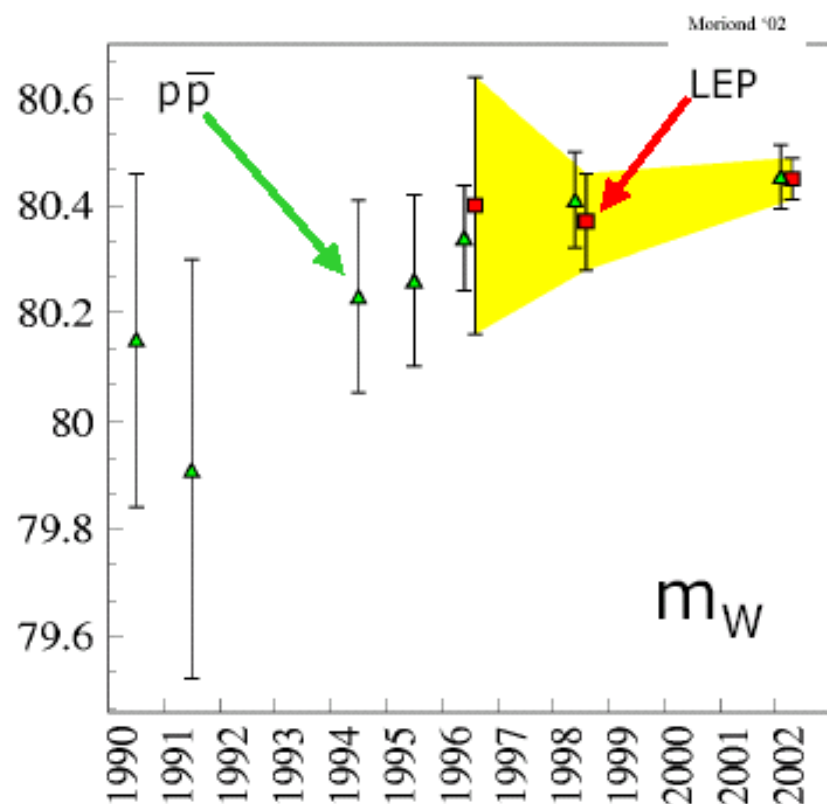


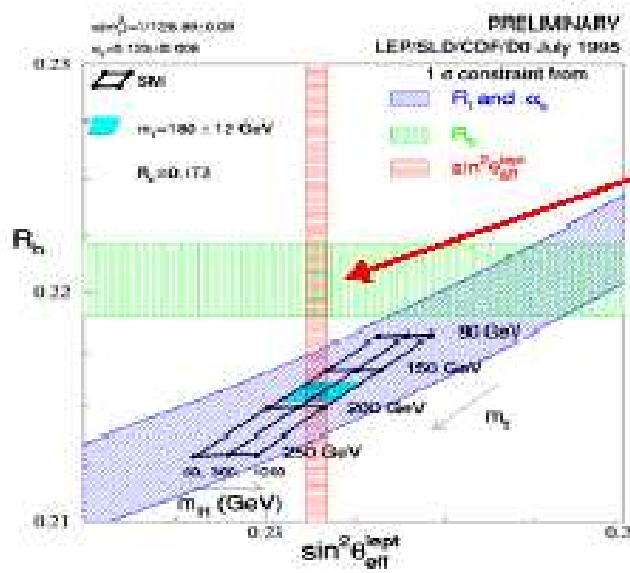
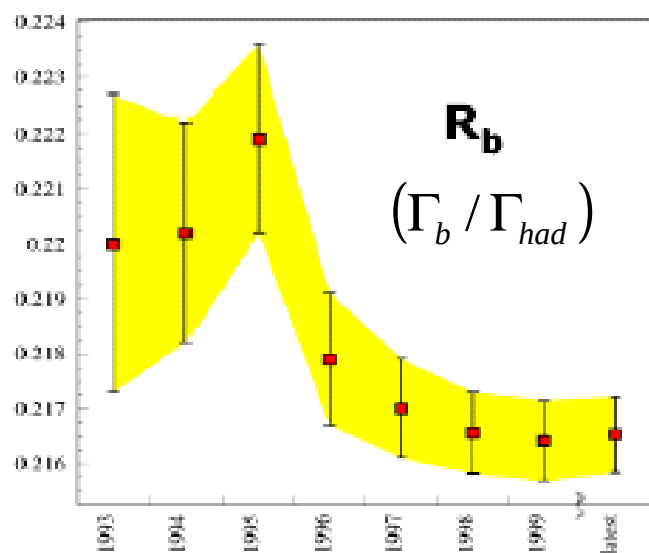
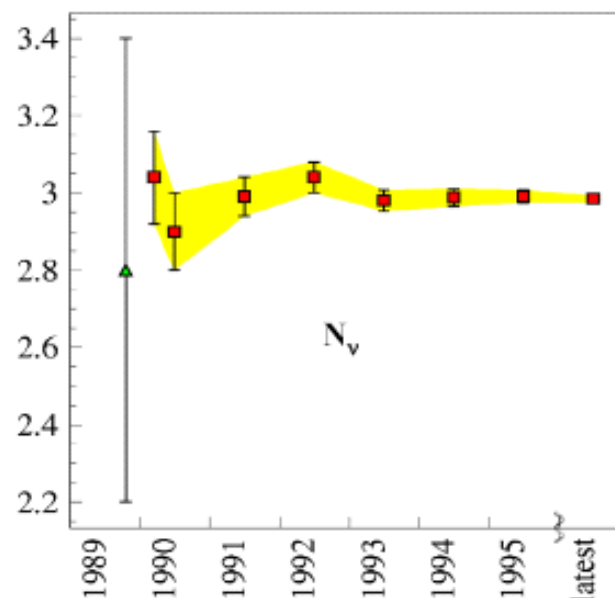
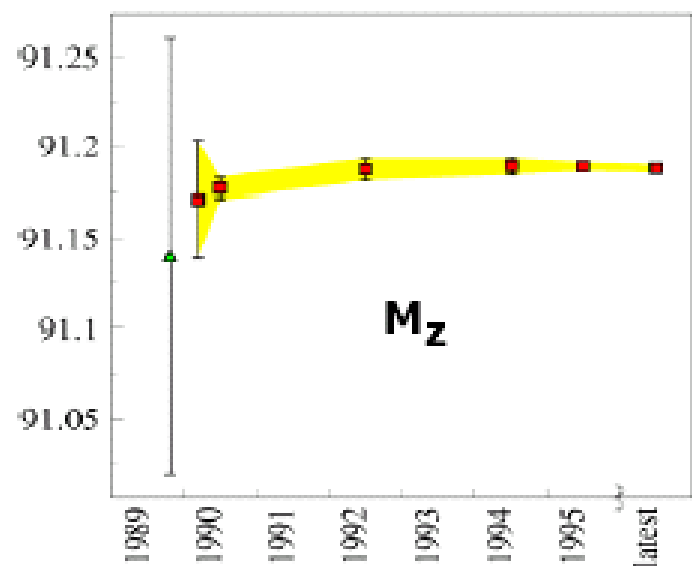


# Misure dal 1989 ad oggi

$$\Delta M_W/M_W \approx 5.2 \cdot 10^{-4}$$

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





Discrepanza  
osservata nel 1995  
rientrata  
successivamente



## **Introduzione alla fisica delle particelle sperimentali:**

Quarks & Leptons – Francis Halzen / Alan D. Martin – Wiley International Edition

## **Fondamenti sperimentali della Fisica delle particelle:**

The Experimental Foundation of Particle Physics – Robert N. Cahn / Gerson Goldhaber  
Cambridge University Press

## **Decadimenti adronici e leptonici della Z:**

Determination of Z resonance parameters and coupling from its hadronic and leptonic decays - Nucl. Physics B 367 (1991) 511-574

## **Z Line Shape:**

Z Physics at LEP I CERN 89-08 Vol 1 – Z Line Shape (pag. 89)

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



## Fotoni ISR

SPRIME – DELPHI 96-124 PHYS 632

## Massa del bosone W

Measurement and interpretation of the W-pair cross-section in  $e^+e^-$  interaction at 161 GeV  
Phys. Lett. B 397 (1997) 158-170

Measurement of the mass and width of the W boson in  $e^+e^-$  collision at  $\sqrt{s}=189$  GeV  
Phys. Lett. B 511 (2001) 159-177

Lezioni disponibili alla pagina Web:

<http://pd.infn.it/~torassa/dottorato/dottorato.html>