



Ricerca dell'Higgs a LEP

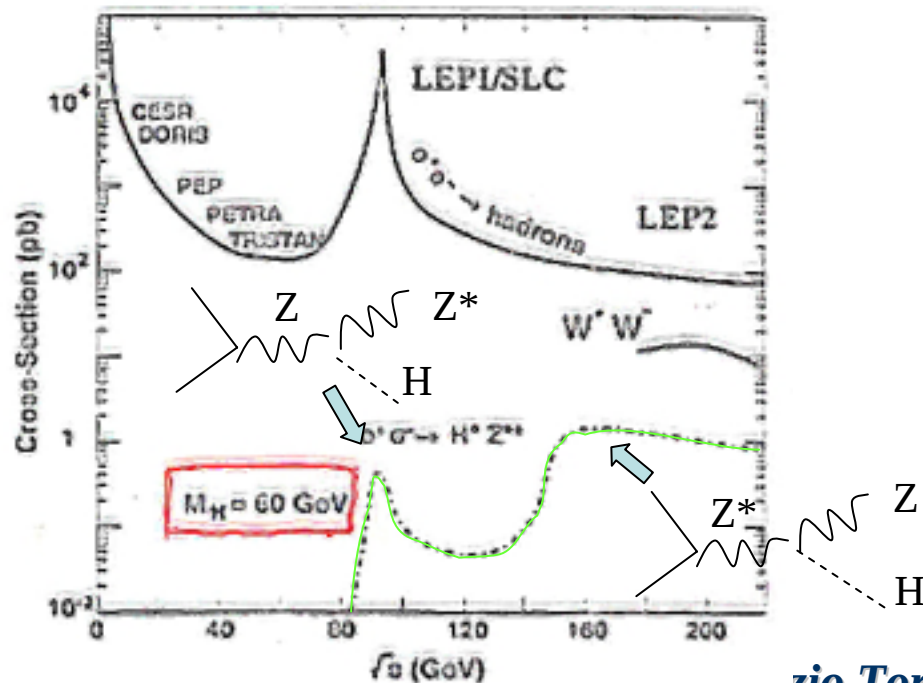


L' accoppiamento del campo di Higgs ai bosoni vettori ed ai fermioni è totalmente determinato dal Modello Standard

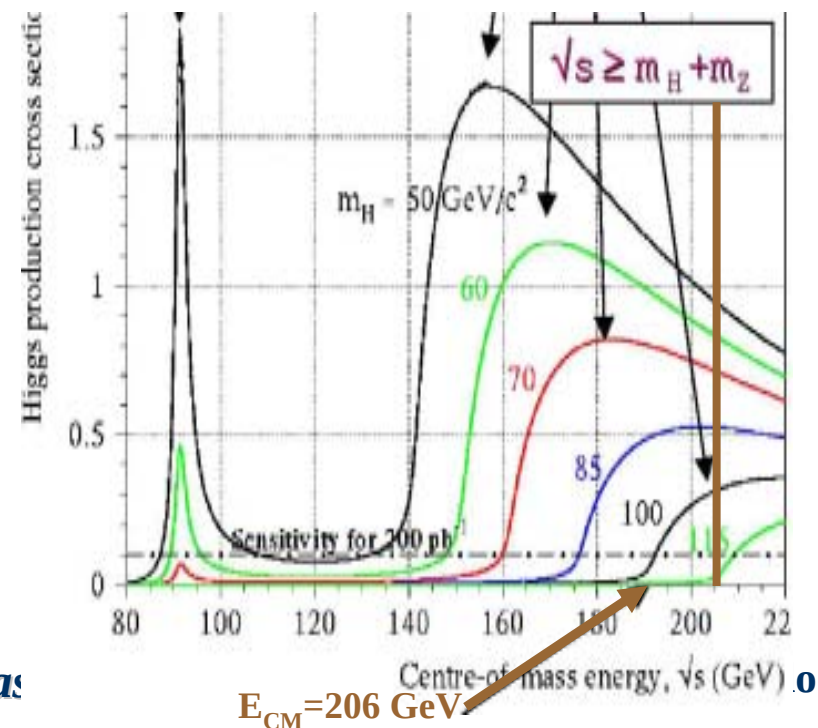


la sezione d' urto di produzione dell' Higgs e i suoi modi di decadimento in funzione della sua massa sono predetti dalla teoria

Il meccanismo di produzione più importante a LEP1 e LEP2 è quello di “Higgs-strahlung”

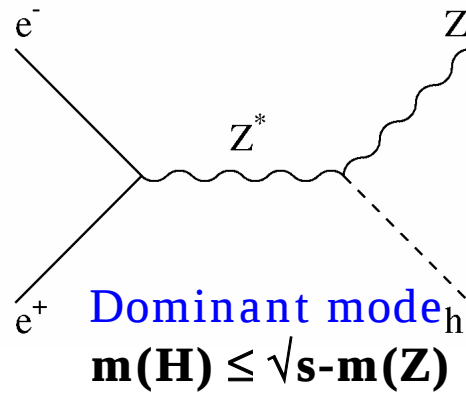


zio Toras

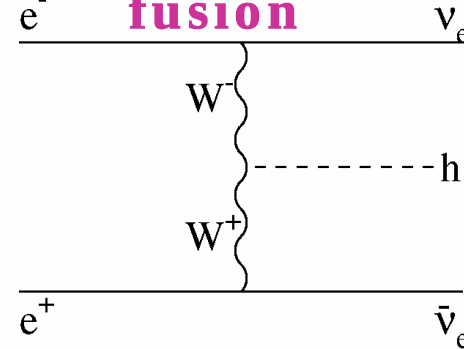




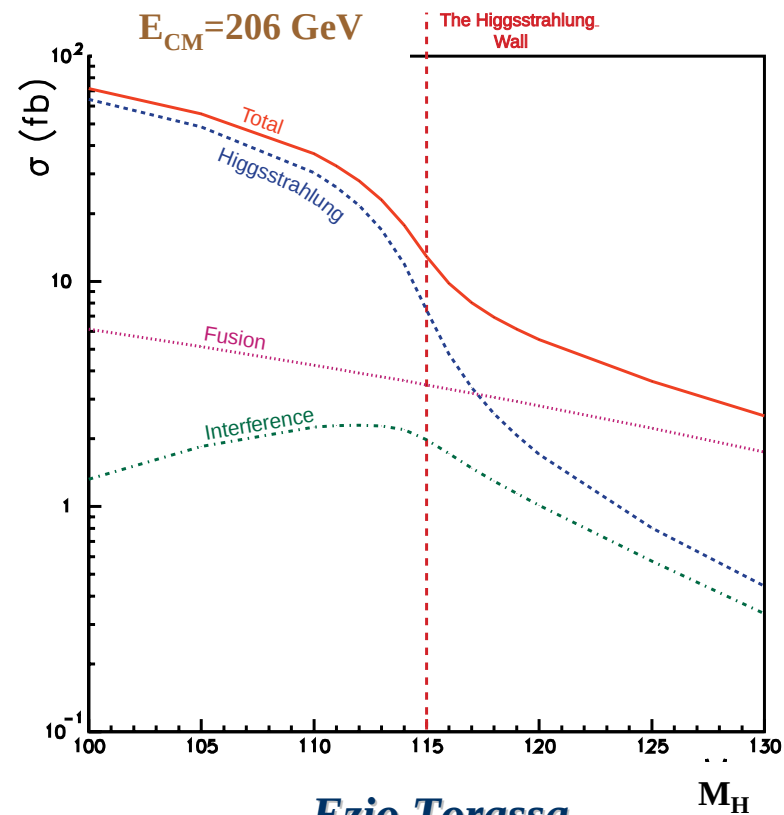
Higgsstrahlung



WW fusion



+
interference





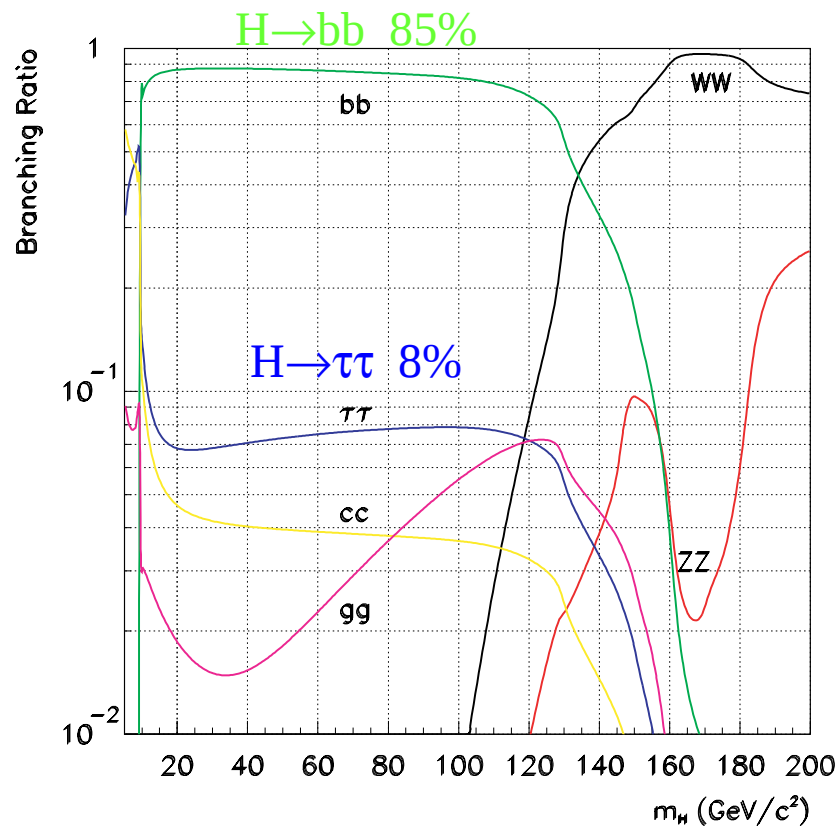
Decadimenti dell'Higgs



Per $m_H \leq 120$ GeV, il decadimento di gran lunga più importante è $H \rightarrow b\bar{b}$

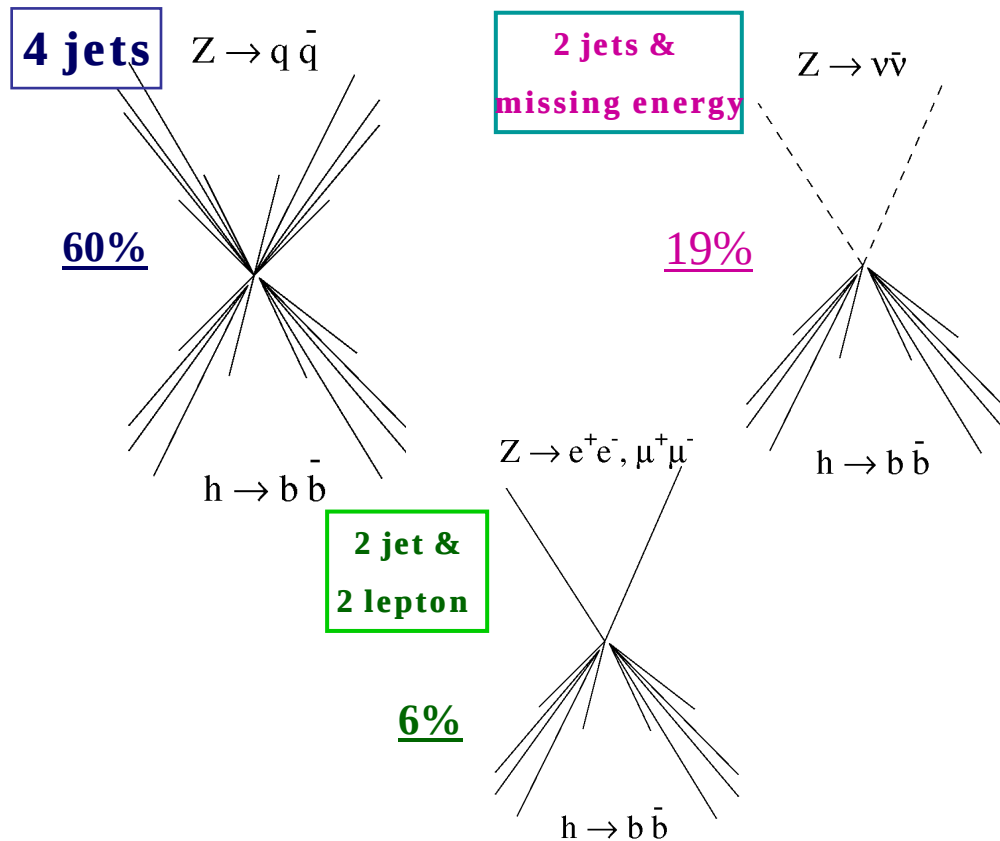


importanza del “b-tagging” !



Padova 1 Giugno 2005

Topologie di ricerca:



Ezio Torassa

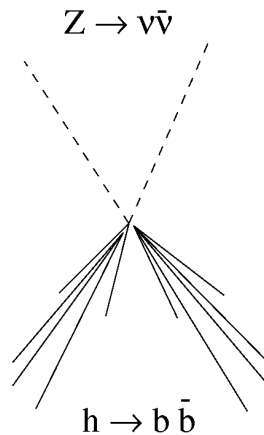
Or a τ instead of the b



Ricerca dell'Higgs a LEP1

Canale di decadimento in neutrini

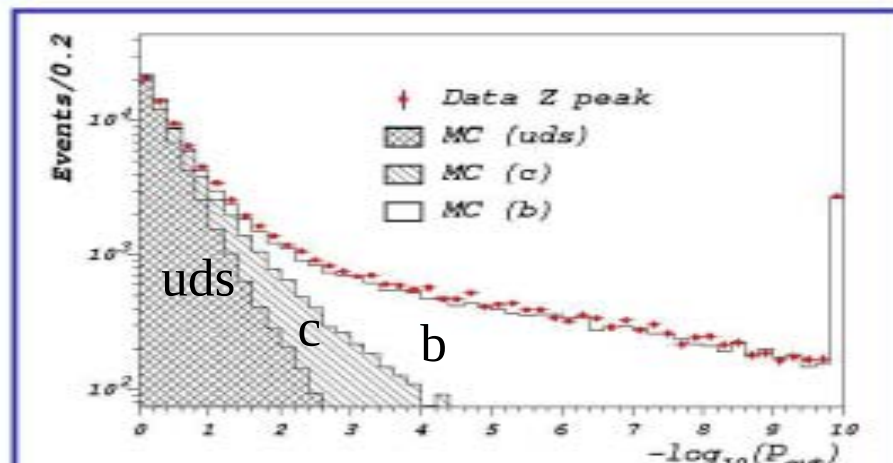
2 jets &
missing energy



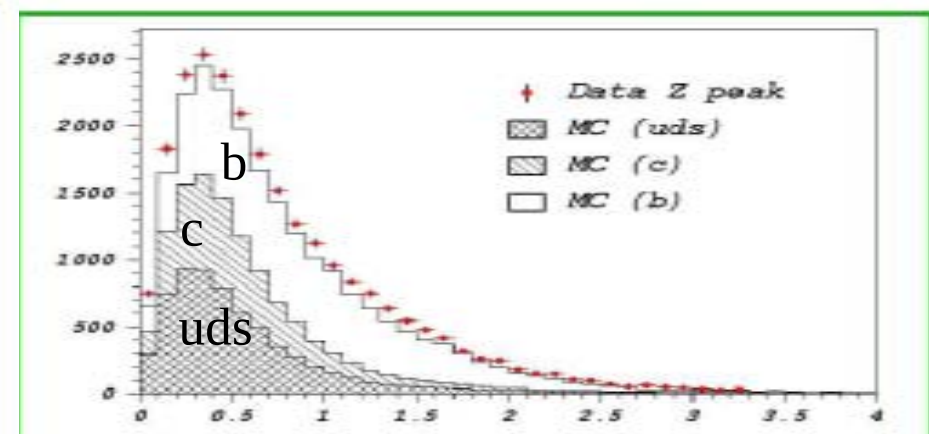
La segnatura è un evento adronico fortemente sbilanciato:

- Massa invariante dei due jet $\neq M_Z$
- Jet su rette non collineari

Il fondo è costituito dai decadimenti dalla Z in quark b



Parametri d'impatto delle tracce



Momento trasverso dei leptoni



Analisi dati 1991-1992

(1) Preselezione:

Acollinearità $> 8^\circ$

Eff. ($Z H \rightarrow \nu\nu X$) = 81.2%

$\left\{ \begin{array}{l} 41.6\% \text{ (barrel)} \\ 39.6\% \text{ (endcap)} \end{array} \right.$

Eff. ($Z \rightarrow qq$) = 1.5 %

$20 \text{ GeV} < M_{\text{invariante}} < 70 \text{ GeV}$

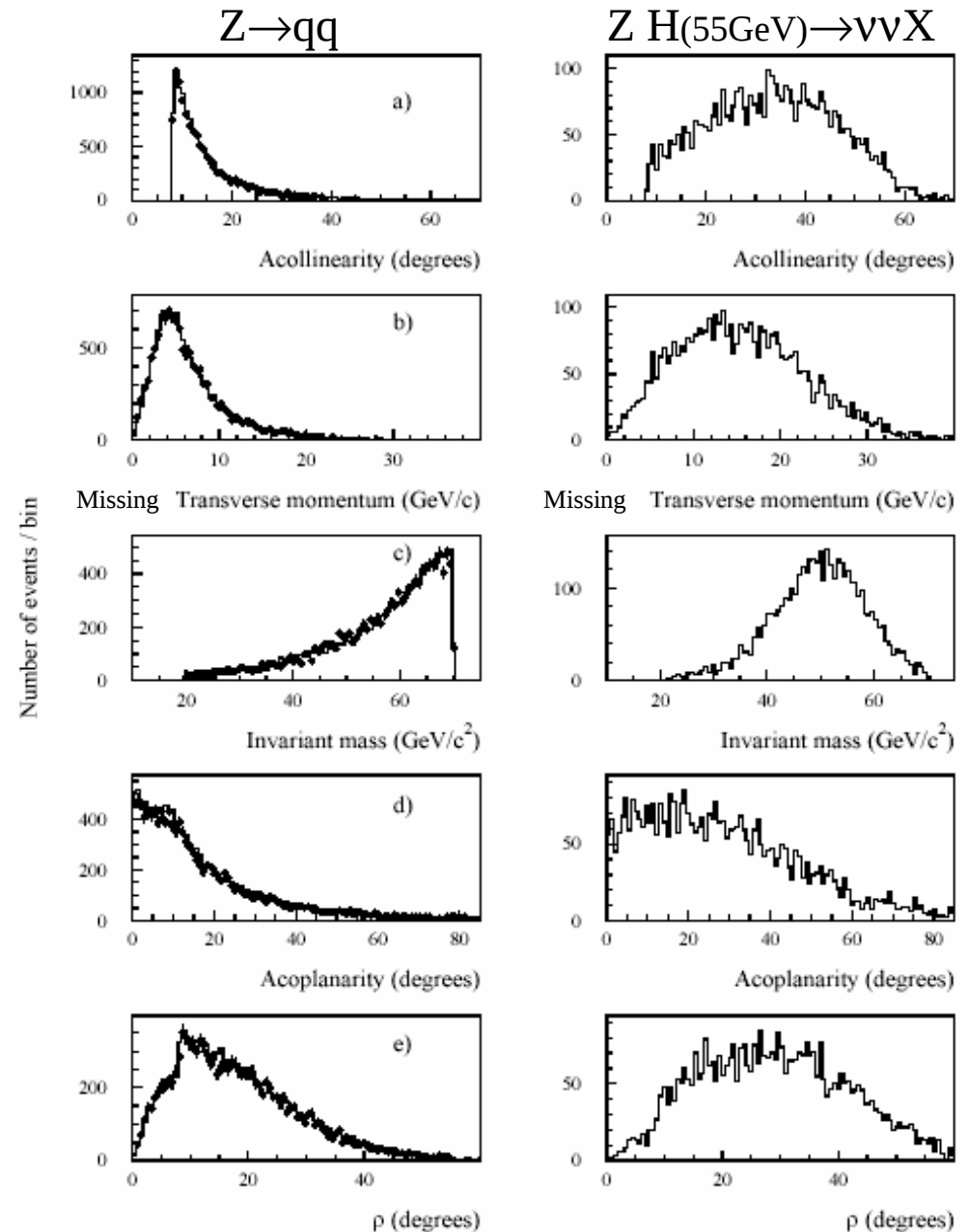
(2) Rete neurale:

Si inseriscono 15 variabili in una rete neurale
(le principali sono mostrate nei grafici)

L'uscita della rete e' una singola variabile
di qualità **Q** compresa tra 0 ed 1

Padova 1 Giugno 2005

DELPHI





DELPHI

$$Q > 0.95$$

$$\text{Eff. (Z H} \rightarrow \nu\nu\text{X)} = 65.8\%$$

$$\text{Eff. (Z} \rightarrow qq) = 0.23\%$$

(da moltiplicare per le precedenti Eff.)

Per la frazione di eventi di cui si dispone
delle informazioni del rivelatore di vertice
(barrel) si applica il “b tagging”

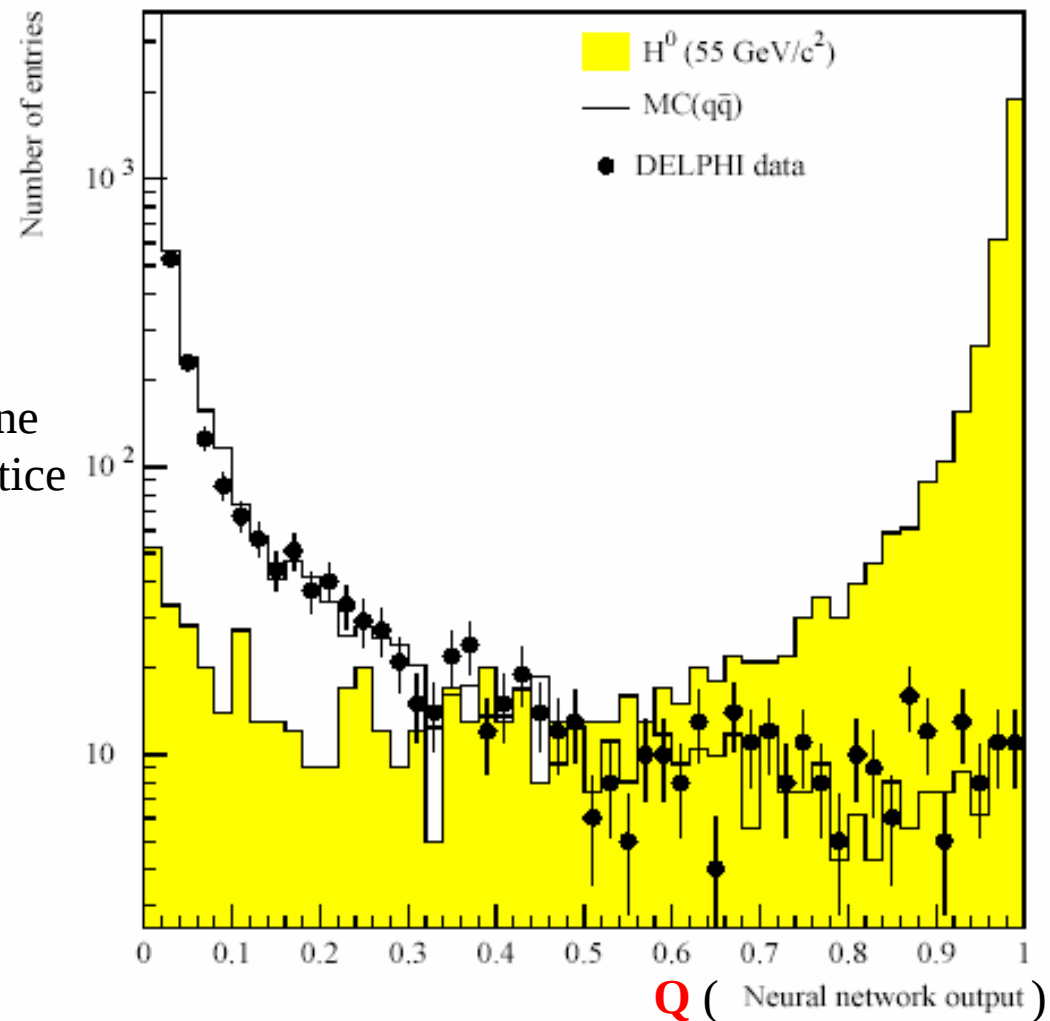
(3) b tagging:

$$\sum \frac{i.p.}{\sigma(i.p.)} > 4$$

$$\text{Eff. (Z H} \rightarrow \nu\nu\text{X)} = 94.7\%$$

$$\text{Eff. (Z} \rightarrow qq) = 71.6\%$$

(50 % bb per il fondo)





Risultati



somma dei contributi di tre canali di decadimento

$Z \rightarrow \nu\nu$ $Z \rightarrow ee$ $Z \rightarrow \mu\mu$

Eventi osservati: 0

Eventi attesi fondo: 0

Eventi attesi segnale:

M_H (GeV)	50	55	60	65
Eventi (simulati HZ)	7.9 ± 0.4	3.6 ± 0.2	1.4 ± 0.1	0.41 ± 0.05

Per $M_H = 55.7$ GeV sono attesi 3 eventi. La probabilità di osservare 0 eventi da un distribuzione di Poisson con valore medio 3 è del 5%.

In conclusione $M_H > 55.7$ GeV al 95 % di C.L.

A LEP1 : 1989-1995

$H \rightarrow ll, qq$

$m(\text{Higgs}) > 65 \text{ GeV}/c^2$ at 95%CL



La distribuzione di Poisson



Nel caso in cui l'approssimazione “n grande” (cioè distribuzione di Gauss) non possa essere utilizzata la distribuzione degli eventi segue la funzione di probabilità di Poisson

$$\mathcal{P}(n | m) = \frac{e^{-m} m^n}{n!}; \quad \langle n \rangle = m; \quad \sigma_n = \sqrt{m};$$

n = numero di eventi osservati
m = numero di eventi medi

ex. $n=0 \rightarrow m \leq 3$ @ 95% CL $n=2 \rightarrow m \leq 6.3$ @ 95% CL

Distinguendo fondo (b) da segnale (s) :

$$\mathcal{P}(n | b + s) = \frac{e^{-(b+s)} (b+s)^n}{n!}; \quad \langle n \rangle = b + s; \quad \sigma_n = \sqrt{b + s};$$

si misurara n;

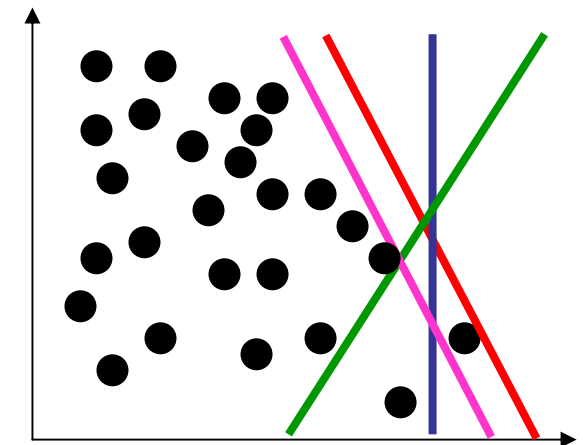
- n è incompatibile, ad un dato CL, con b+s (scelta per esclusione : 95%)
- oppure si richiede 5 σ per scoperta



La “blind analysis”



- quando il numero di eventi osservato è “grande” ($n \gg \sqrt{n}$), le fluttuazioni statistiche modificano poco il risultato; viceversa, in caso di piccoli numeri, la distribuzione di eventi trovati è discreta e fluttua;
- piccole variazioni della selezione (che corrispondono a piccole differenze di eventi di fondo / segnale aspettati) producono grandi differenze di eventi trovati (ex., con fondo atteso trascurabile, passare da 0 $\rightarrow$ 1 evento trovato, come nella figura, fa grande differenza);
- nessun analista è “neutrale” : a posteriori, si possono sempre trovare argomenti formalmente corretti per modificare di poco un taglio e cambiare di molto i risultati;
- occorre fissare i criteri di analisi a priori sui mc, ottimizzando la visibilità del segnale aspettato, e poi applicare questi criteri “alla cieca” sugli eventi reali ($\rightarrow$ “blind analysis”).

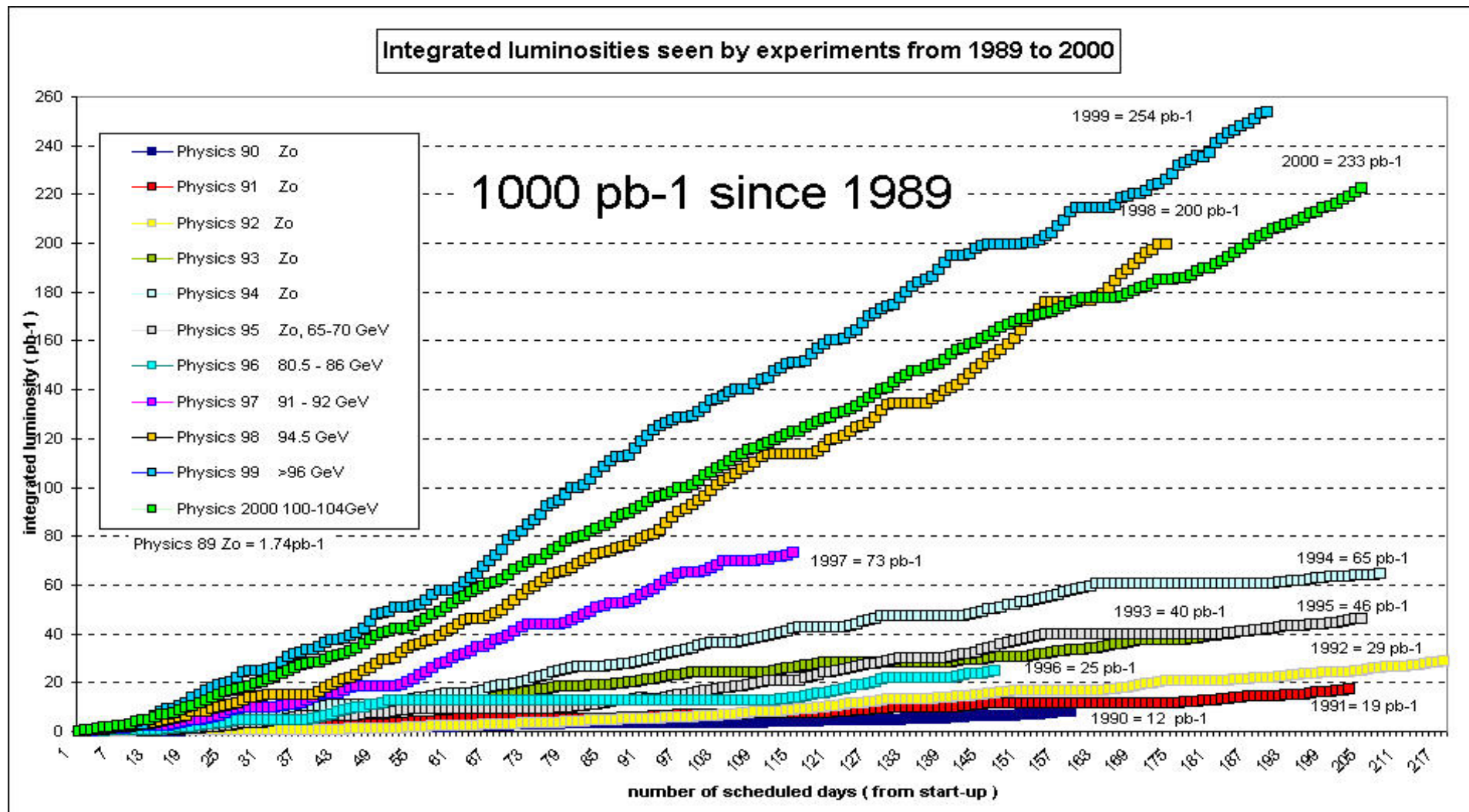


quale è il taglio “giusto” ?

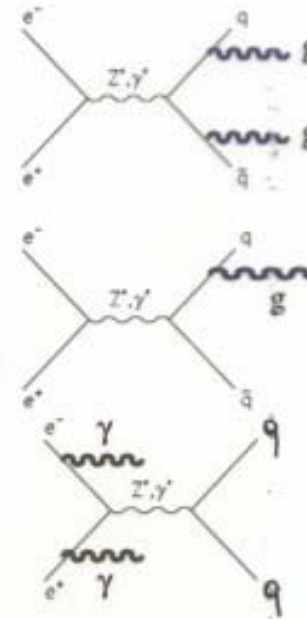
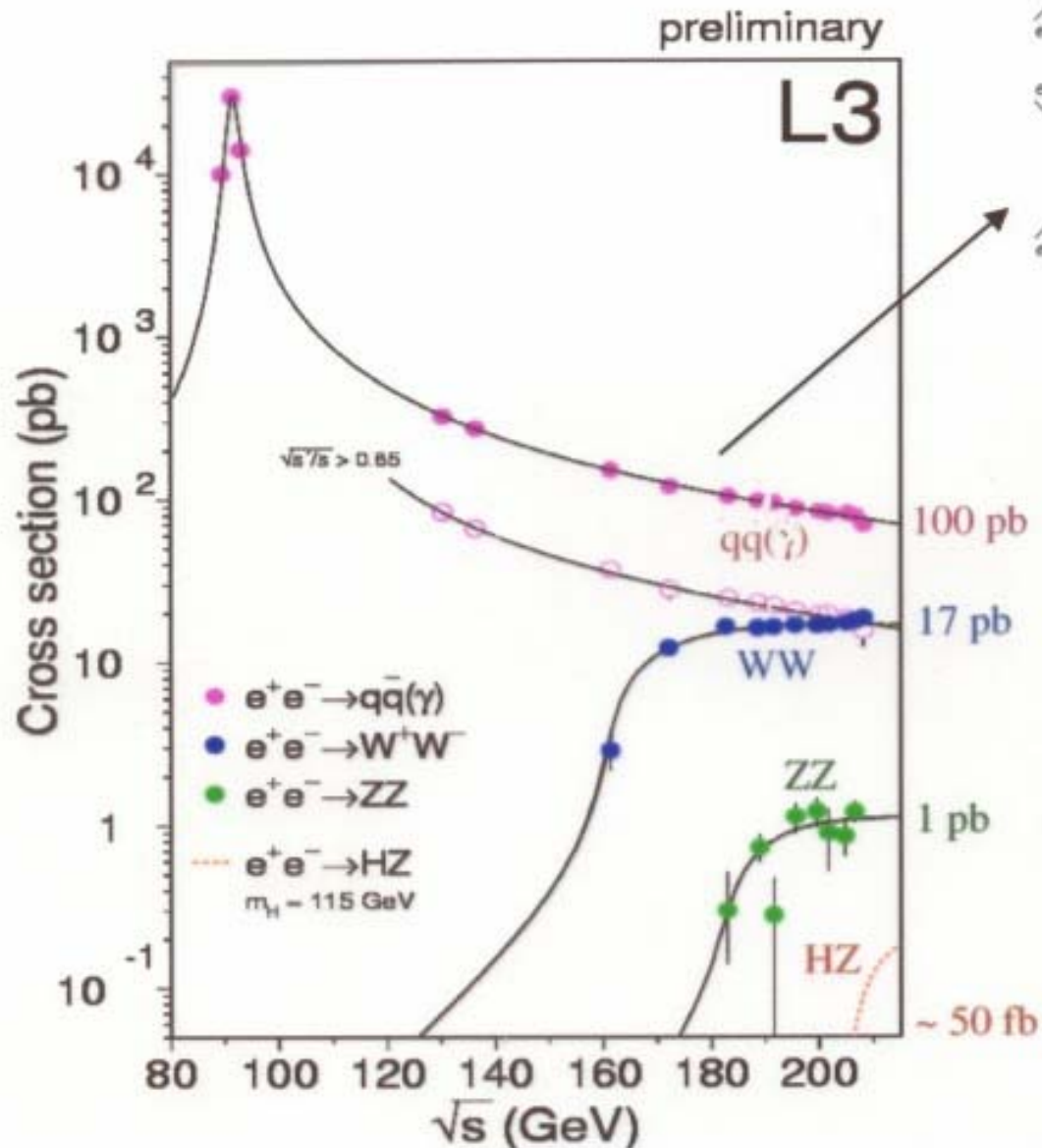


LEP2

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: $\sqrt{s'} > 0.85$

to in Fisica XX Ciclo



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



Ricerca candidati fotoni ISR:

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

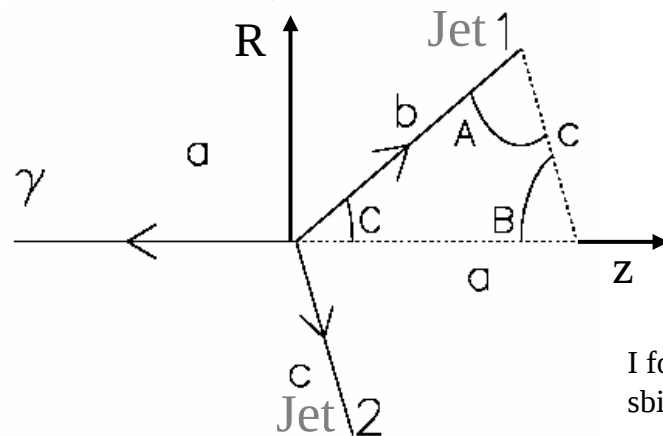
Nessun fotone ISR rivelato

Ricostruisco Jet 1 e Jet 2

Ipotesi di fotone nella beam pipe (lungo il fascio)

Applico la conservazione dell'impulso:

$$\alpha_{12} + \alpha_{2\gamma} + \alpha_{\gamma 1} = 360^\circ \quad \sqrt{s} = p_1 + p_2 + p_\gamma$$



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

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - p_\gamma^2}$$

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

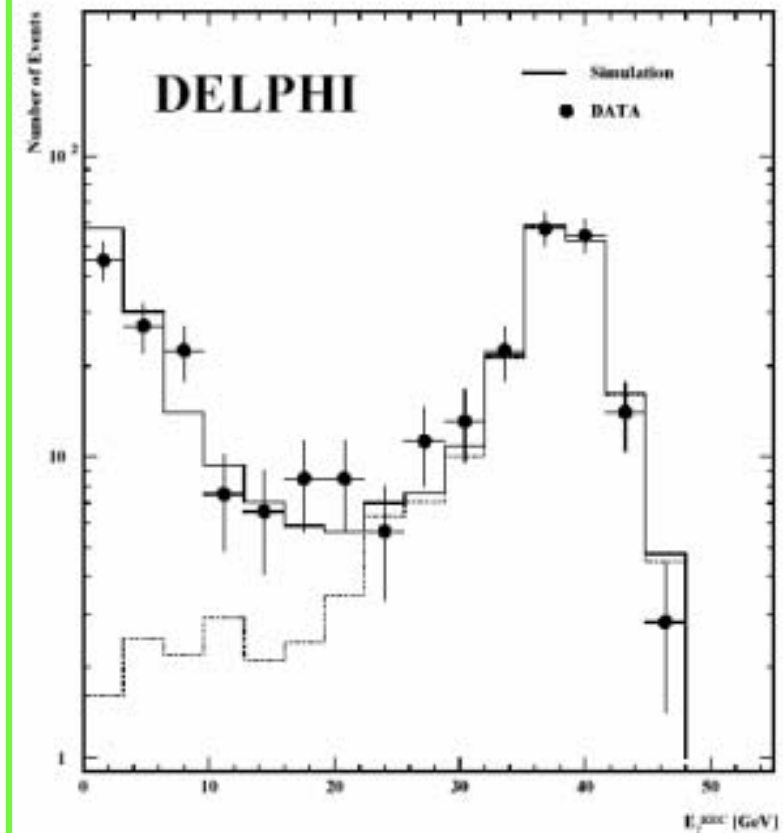
$$p_\gamma = \sqrt{s} \frac{\sin \alpha_{12}}{\sin \alpha_{2\gamma} \sin \alpha_{\gamma 1} \sin \alpha_{12}}$$

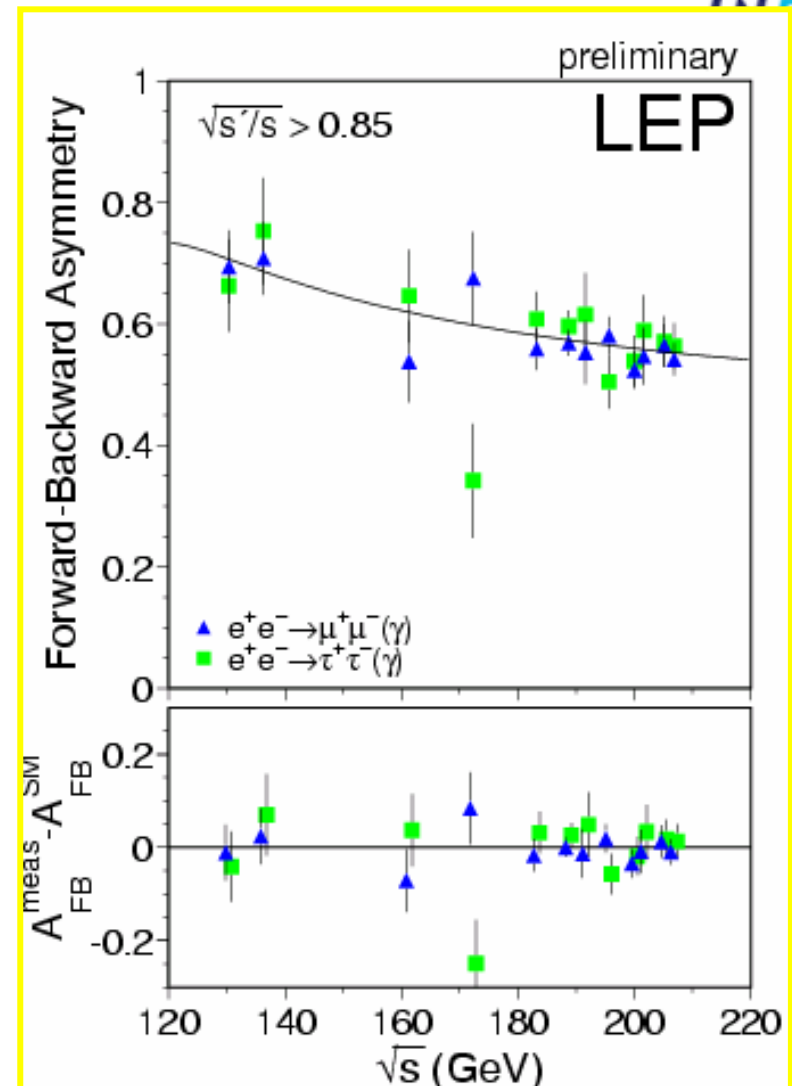
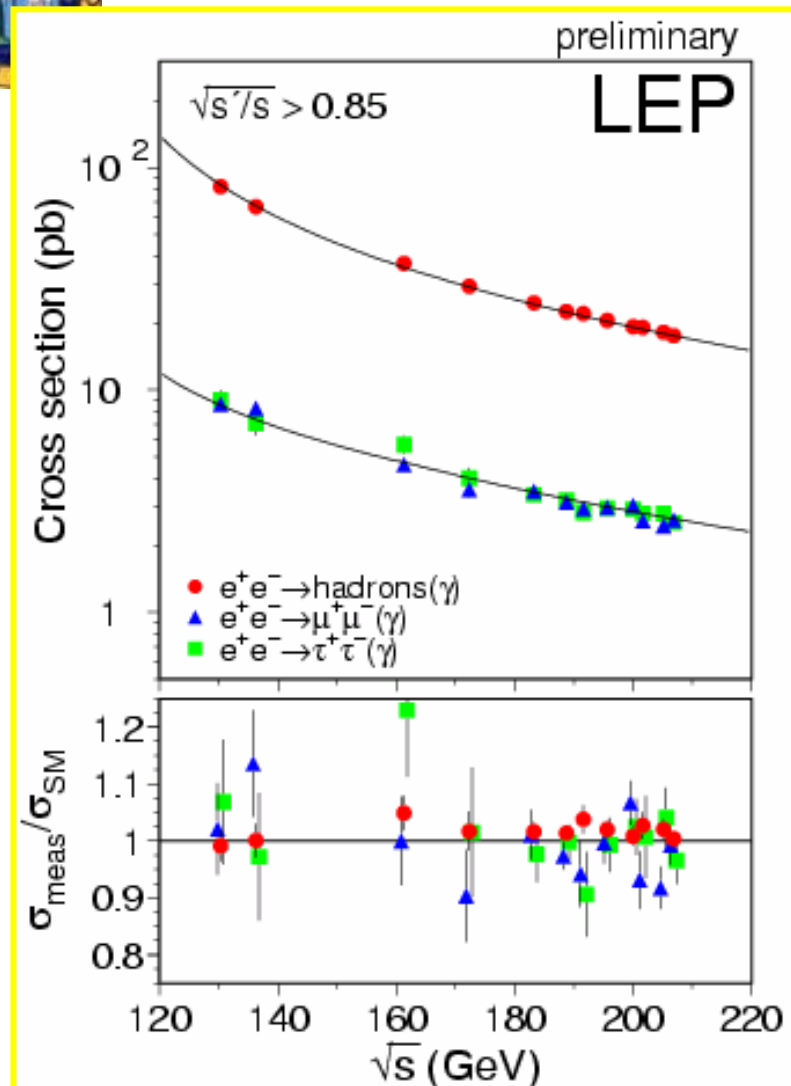
$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - p_\gamma^2}$$

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

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma - E_h)^2 - (p_\gamma + p_h)^2}$$

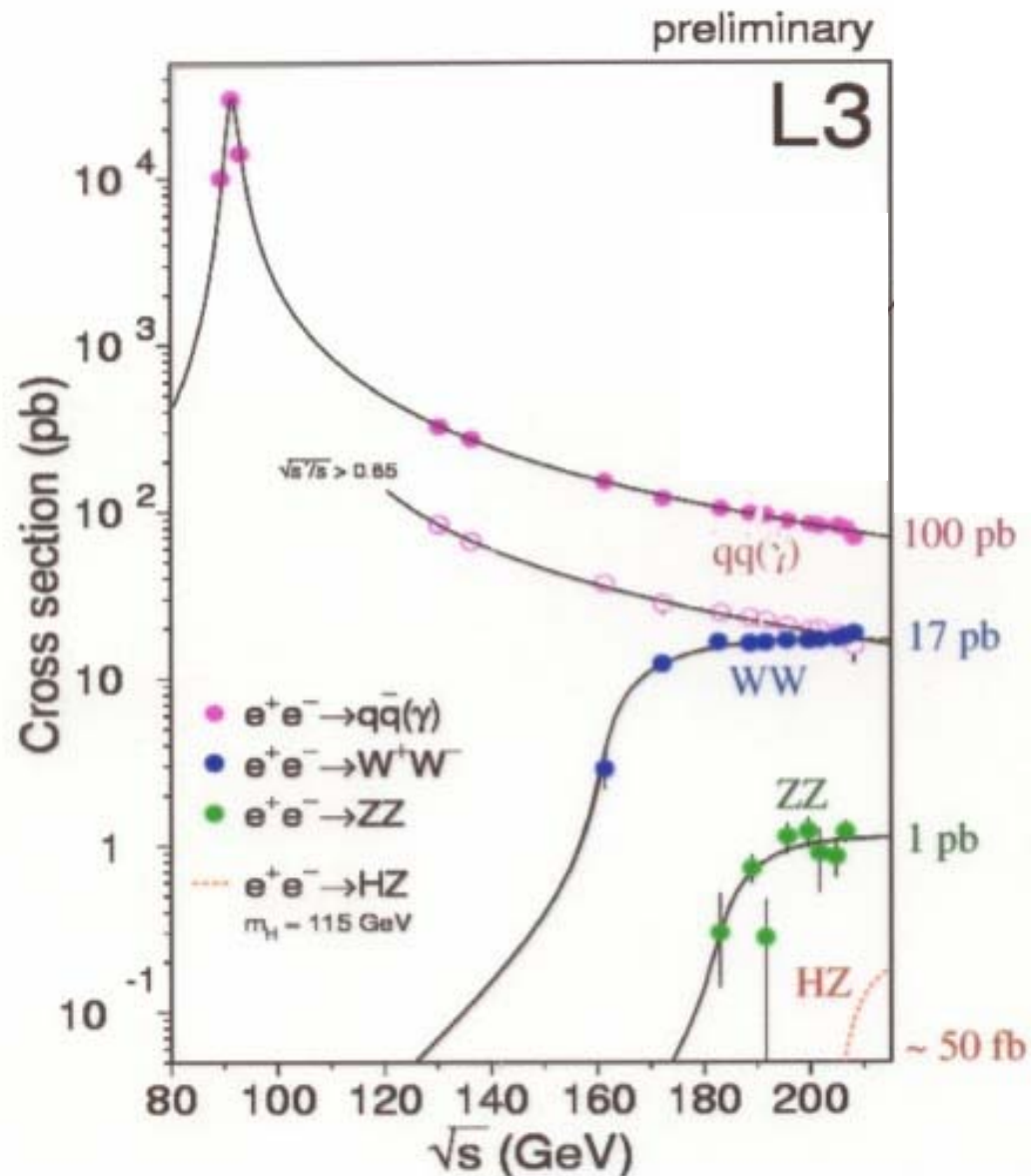
Spettro fotoni ISR per $\sqrt{s} = 130$ GeV



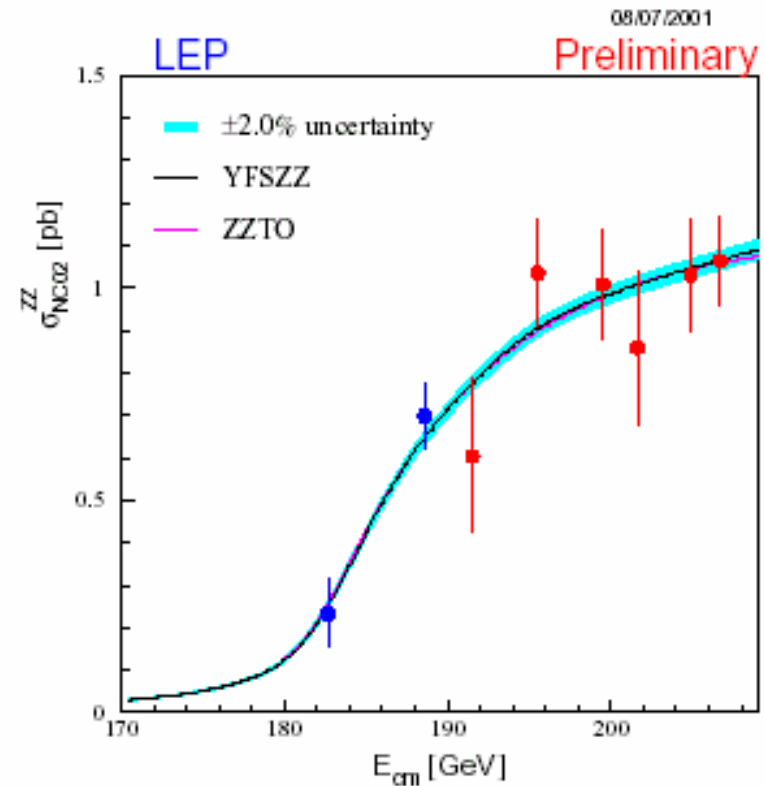


$\chi^2/N_{\text{DoF}} = 160/180$ per i dati ff mediati a LEP II

Produzione di ZZ a LEP2



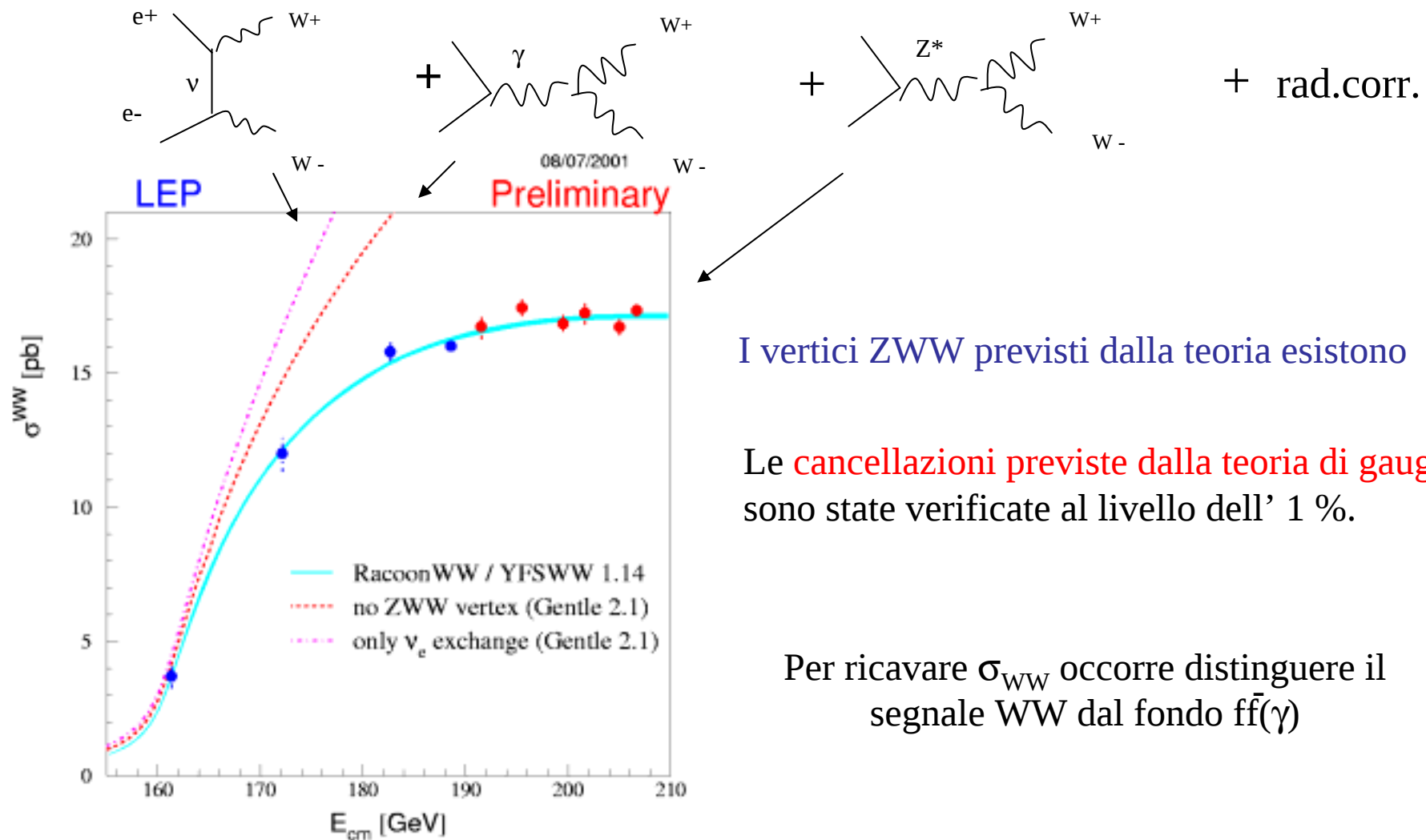
$$\sigma_{ZZ}(\sqrt{s})$$



Test al 5% di precisione

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

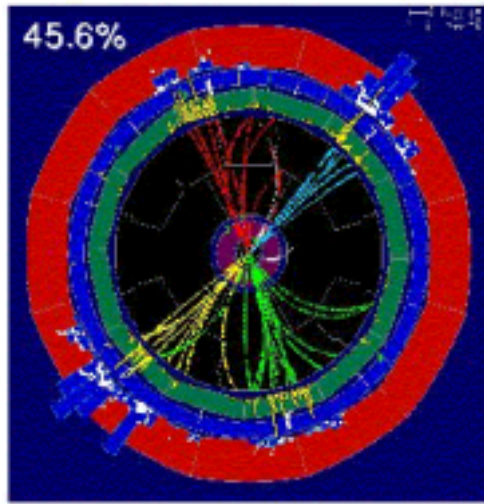
M_Z e $\sin^2\theta$ misurati a LEP I $\rightarrow M_W$ permette la definizione di vincoli piu' stringenti.



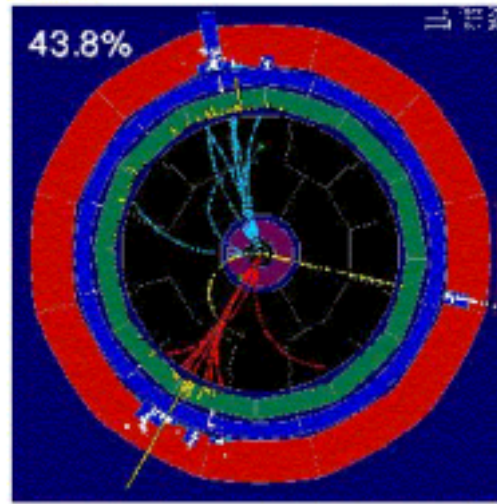
I vertici ZWW previsti dalla teoria esistono

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

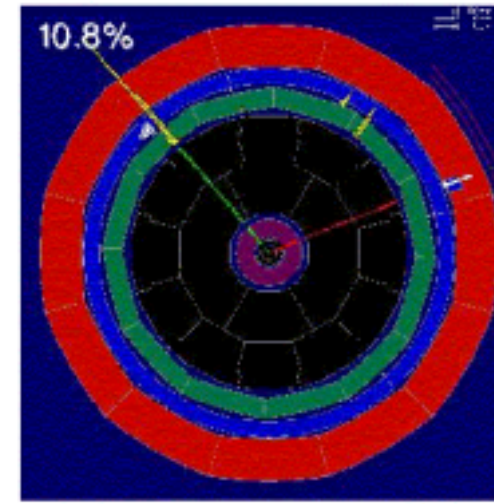
Per ricavare σ_{WW} occorre distinguere il segnale WW dal fondo $ff(\gamma)$



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



$W^+W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \bar{\nu}$



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

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 τ . Una variabile discriminante è la direzione del momento mancante che per il fondo ff ha piccoli angoli θ .



M_W a LEP II



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

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha(0)}{2M_W^2 \sin^2 \theta_W} \frac{1}{(1 - \Delta r(m_t, M_H))}$$

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.

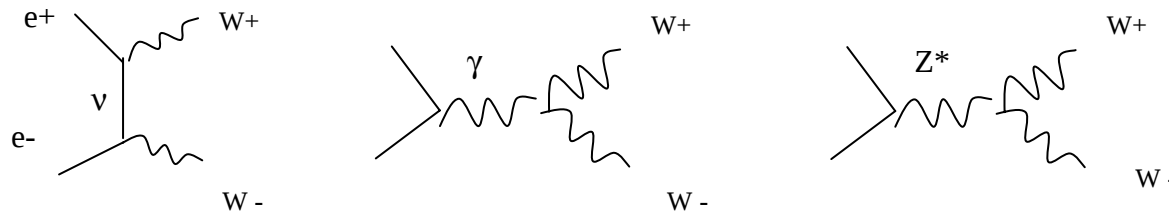
All'inizio di LEP II le misure dirette di m_t al Tevatron (180 ± 12 GeV) avevano ancora errori piuttosto grandi.

La massa del W può essere ottenuta:

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

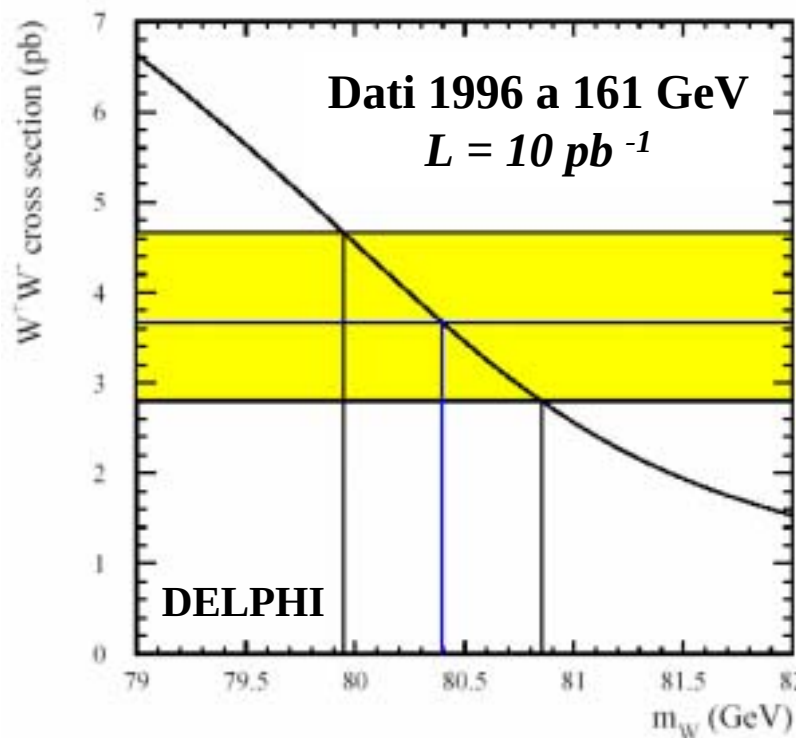


Determinazione della massa da σ_{WW}



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
lvlv	1.045

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

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

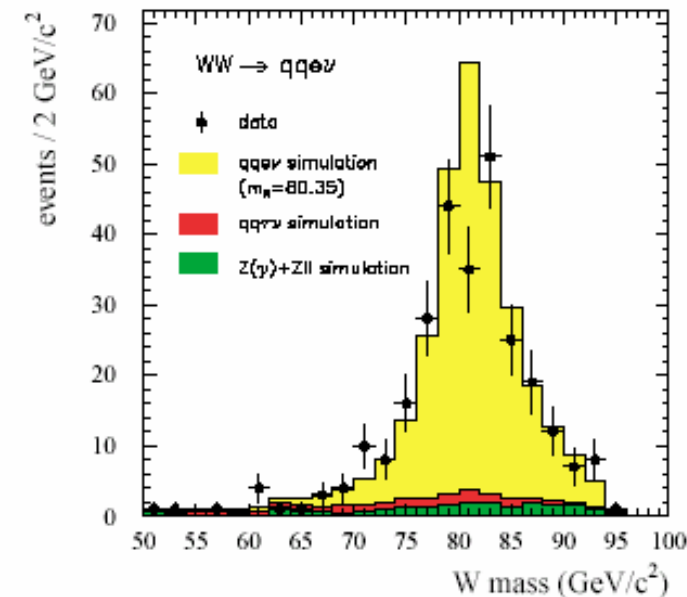
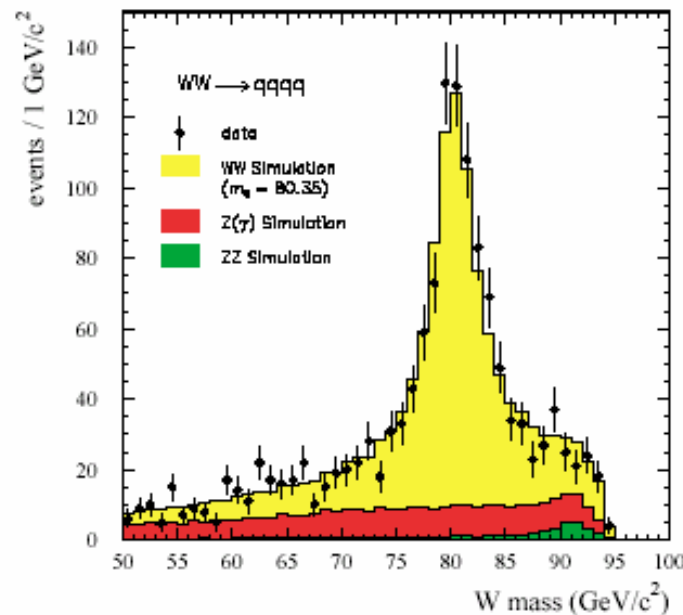


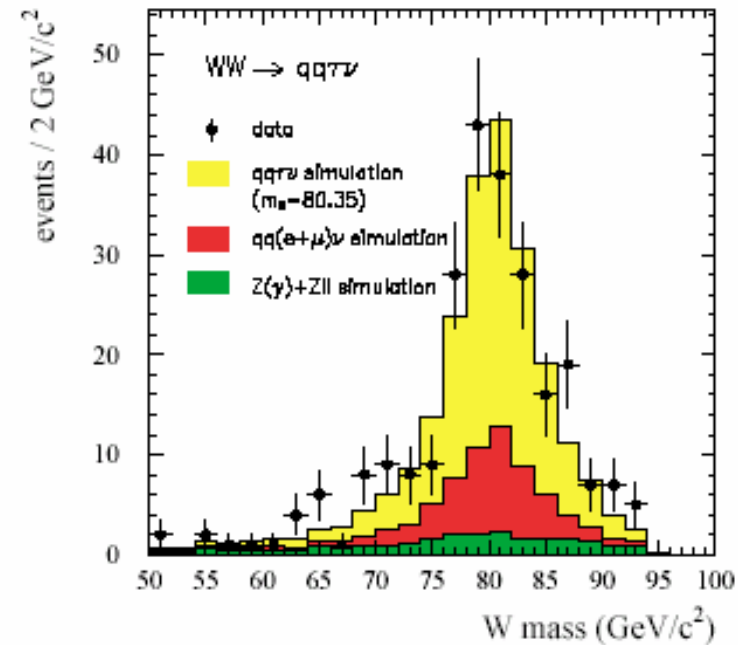
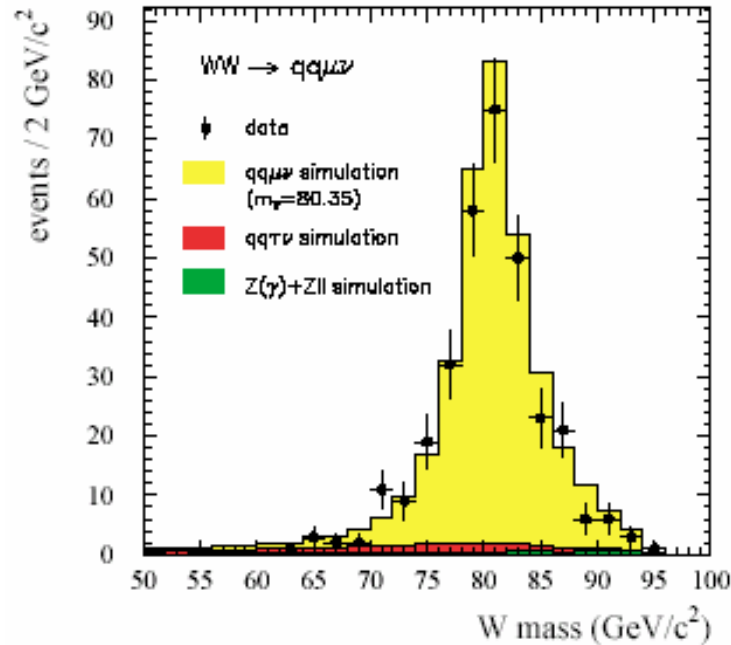
Ricostruzione diretta della massa

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 $L = 150 \text{ pb}^{-1}$

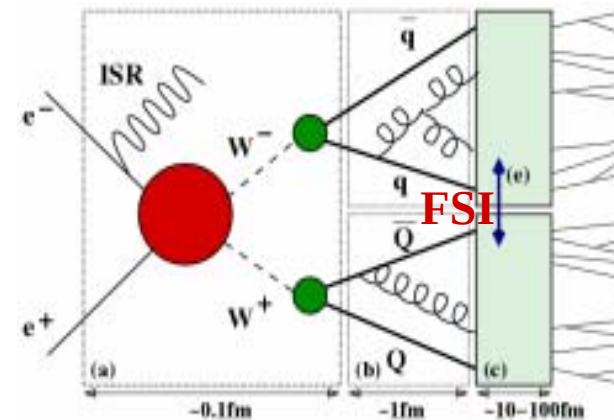




$$m_W = 80.387 \pm 0.087(stat) \pm 0.034(sys) \pm 0.017(LEP) \pm 0.035(FSI) \text{ GeV} / c^2$$

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

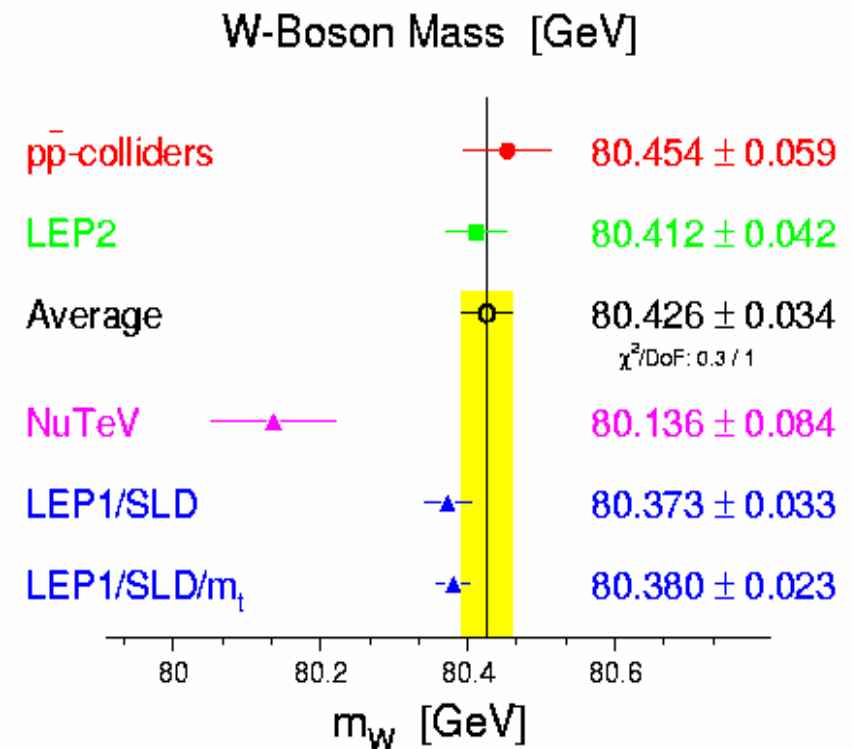


$$M_W = 80.412 \pm 0.042 \text{ GeV} / c^2$$

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
Total	44	107	42

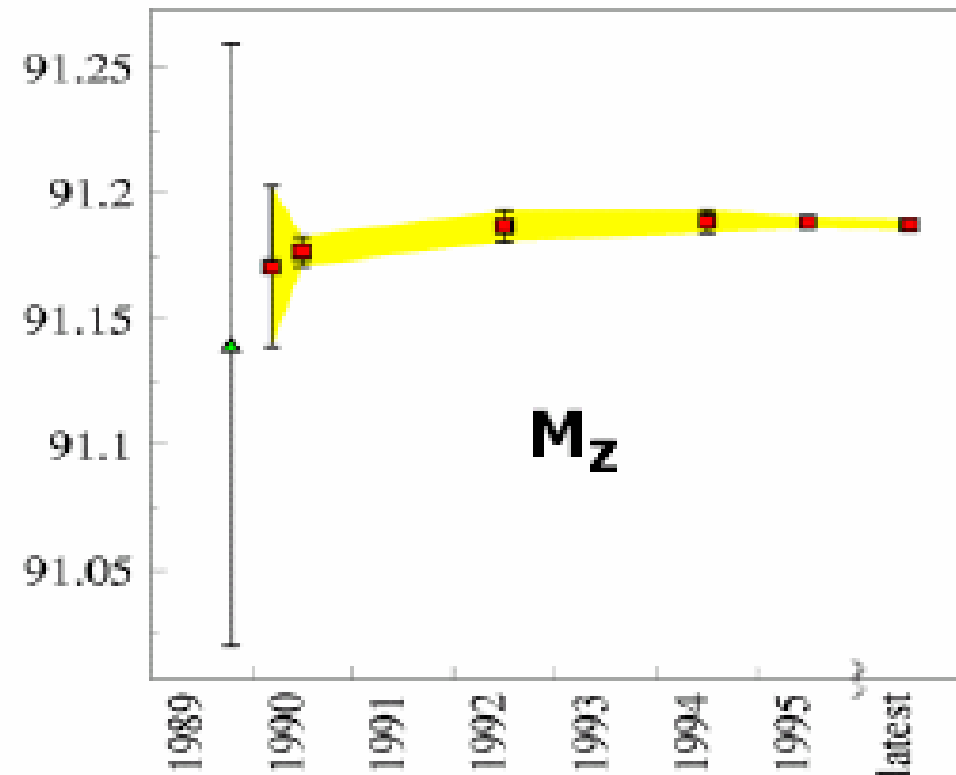
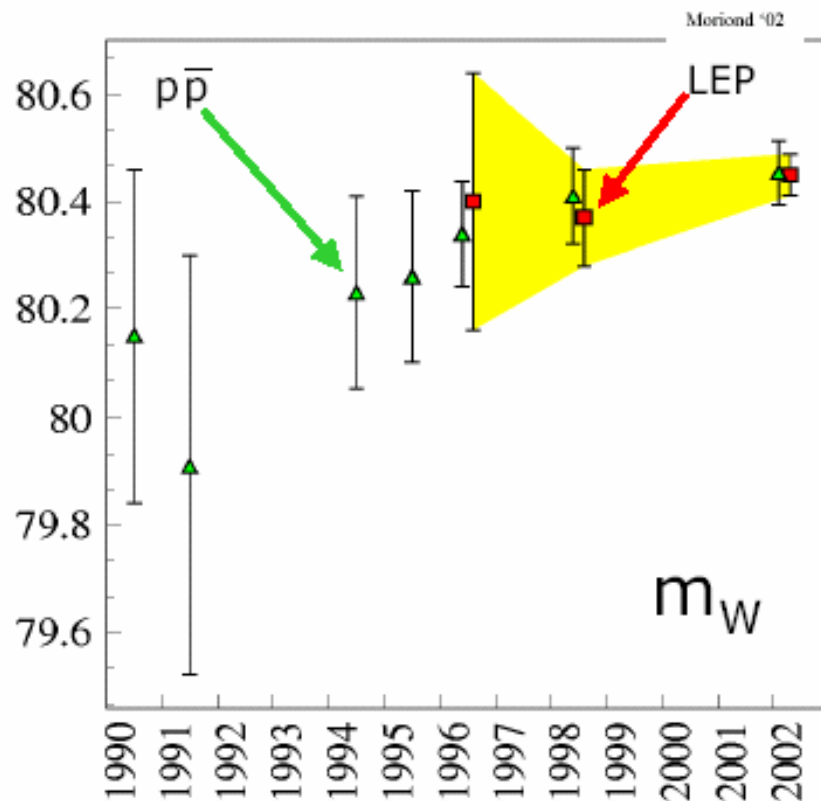
L'**FSI** riduce il peso del canale adronico rispetto al canale semileptonico





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

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





Fit globali



Winter 2003

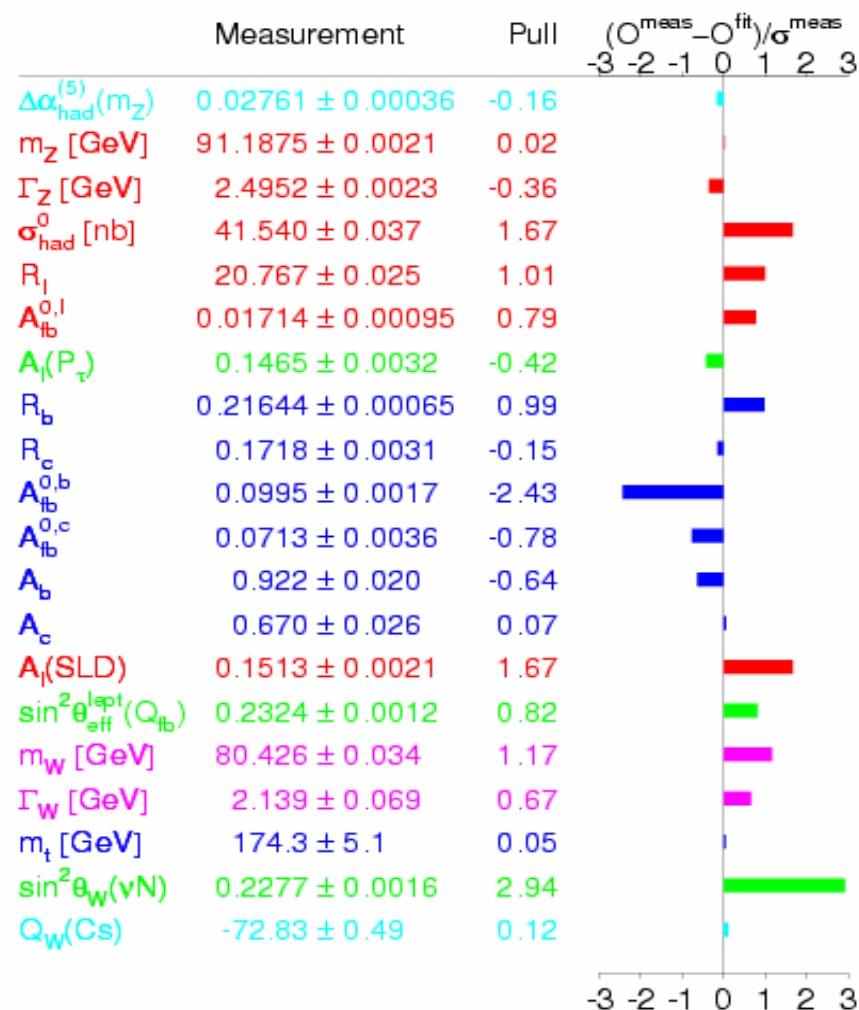


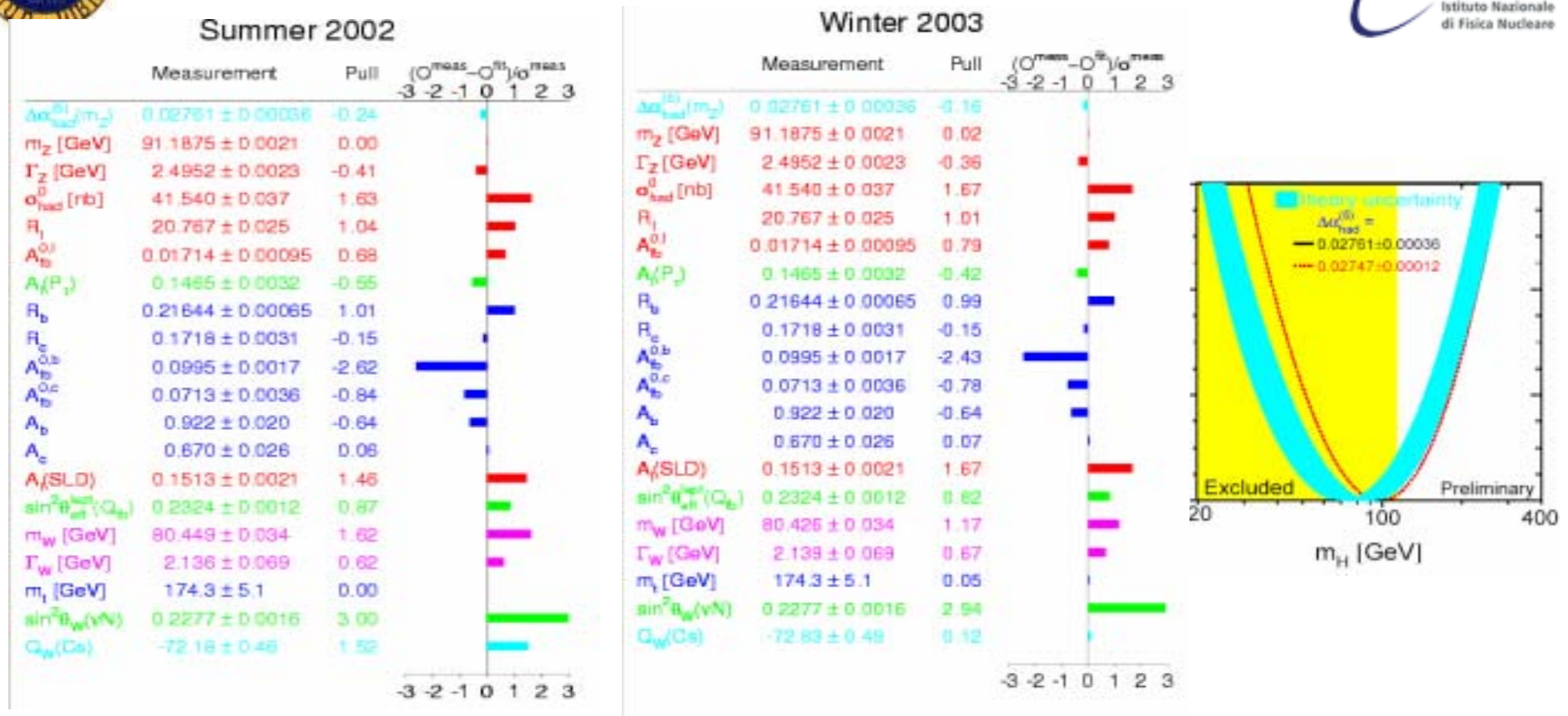
Table 2. Fit to all data with ZFITTER

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

1. Massa della Z
2. Massa del top
3. Polarizzazione adronica del vuoto
4. $\alpha_s(M_Z)$
5. Massa Higgs



m_H da fit globali



$m_H = 81^{+52}_{-33}$ GeV (2002)

$m_{Higgs} < 193$ GeV 95% C.L.

$m_H = 91^{+58}_{-37}$ GeV (2003)

$m_{Higgs} < 211$ GeV 95% C.L.



Ricerca dell'Higgs a LEP I :

Z Physics at LEP I CERN 89-08 Vol 2 – Higgs search (pag. 58)

Search for the standard model Higgs boson in Z decays – Nucl Physics B 421 (1994) 3-37

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