

# **Capitolo 10**

## **Test del Modello Standard ( LEP fase 1 )**

**Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II**

**Professor Carlo Dionisi**

**A.A. 2012-2013**

# Il modello Standard delle interazioni Elettrodeboli

Il Modello Standard e' stato riassunto nel capitolo 8.

In questo capitolo sono riassunte alcune misure fatte dagli esperimenti al collisionatore  $e^+ e^-$  LEP che costituiscono parte dei Test Sperimentali del Modello Standard ad oggi realizzati. Nel 1989 gli esperimenti ALEPH, DELPHI, L3 e Opal iniziano la raccolta dati al LEP a  $\sqrt{s} \cong M_Z$ .

Gli esperimenti UA1 e UA2 avevano raggiunto la seguente precisione nella misura della massa dello Z:

$$\sigma ( M_Z ) = 340 \text{ MeV} / c^2.$$

Inoltre dalla nucleosintesi si ricavava un limite superiore del numero delle famiglie di neutrini leggeri  $N_\nu \leq 4$ .

Le previsioni sulle misure di precisione da fare al LEP erano:

i)  $\sigma ( M_Z ) = 10 \text{ MeV} / c^2$ ; ii)  $\Delta N_\nu = \pm 0.2$

Come vedremo, I risultanti raggiunti furono di gran lunga piu' precisi.

Naturalmente, altre fondamentali aspettative erano: la scoperta del Bosone di Higgs, vedi in seguito, ed eventualmente di nuova fisica non prevista dal Modello Standard. Nel seguito sono riportati i trasparenti utilizzati a lezione che descrivono i punti fondamentali che hanno permesso di ottenere I risultati raggiunti.

# LEP e i 4 Esperimenti



# Experimental Tests of the Standard Model

★ L'idea dell'unificazione elettrodebole e' alla base della rappresentazione attuale della fisica delle particelle elementari.

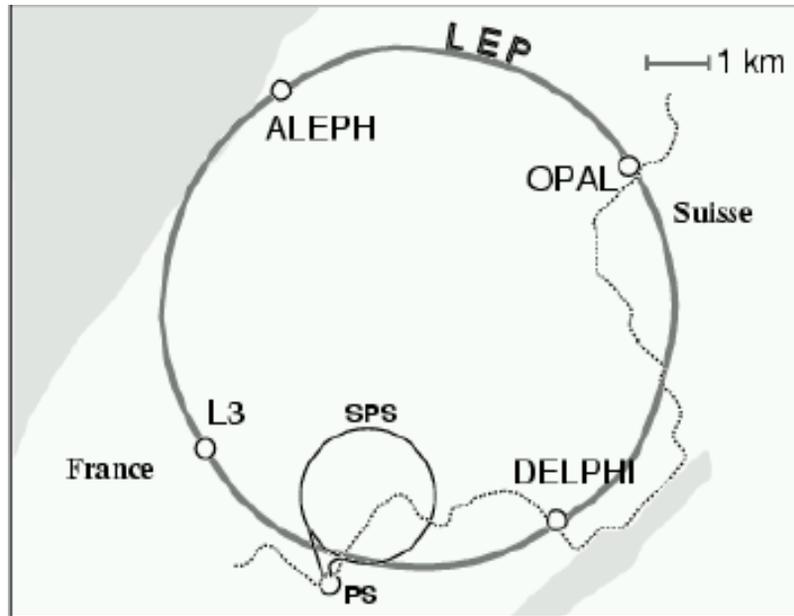
## Large Electron Positron Collider

★ LEP e' stato ad oggi e restera' per sempre, il collisore e+e- con la piu' alta energia :

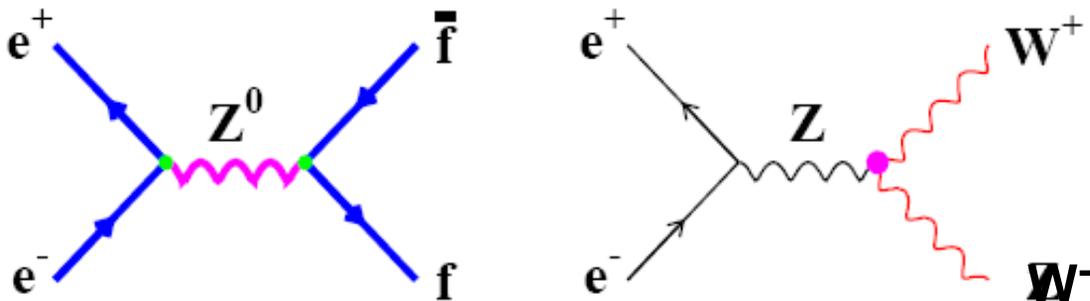
$$\sqrt{s} = 90 - 200 \text{ GeV}$$

★ 26 km di circonferenza ;

★ E' stato una "fattoria di bosoni Z0 e W+(-)"



★ Dal 1989 al 2000 le misure effettuate al CERN hanno fornito un formidabile banco di prova per le previsioni del Modello Standard : I quattro esperimenti combinati hanno raccolto 16,000,000 Z0 e 30,000 eventi W+ W-.



★ Le misure di precisione delle proprieta' dei bosoni vettori Z0 e W+,-) hanno fornito I test piu' stringenti della nostra comprensione della fisica delle particelle elementari.

# Le cavità acceleratrici

Come abbiamo visto, in un collider adronico il grosso dell'investimento (a parte l'ingegneria civile) è nei dipoli magnetici.

In un collisore circolare  $e^+e^-$  l'investimento maggiore è invece nelle cavità a radiofrequenza necessarie per compensare le perdite per bremsstrahlung ("gli elettroni hanno il paracadute" Bruno Tuschek)

$$P_{\text{syncr}} \propto \frac{I_{\text{tot}} E_{\text{beam}}^4}{\rho m_b^4}$$

$I_{\text{tot}}$  = intensità del fascio

$\rho$  = raggio di curvatura

$m_b$  = massa della particella del fascio

A LEP ad es. per  $E_{\text{beam}} = 104$  GeV la perdita di energia per giro è ~ **3% dell'energia del fascio**



1280 cavità RF

potenza necessaria alla massima energia (104 GeV): 160 MWatt

LEP1: cavità di Cu

LEP2: cavità superconduttrici

# Misura dell'energia della macchina

I fisici di macchina stabilirono metodi di misura dell'energia dei fasci estremamente precisi

## Depolarizzazione risonante

I fasci sono naturalmente polarizzati trasversalmente  
( $\langle P_T \rangle \approx 10-20\%$ )

Gli spin degli elettroni precedono nel campo magnetico dell'anello con frequenza proporzionale all'energia  
(momento magnetico anomalo)

La polarizzazione viene distrutta, e misurata, da un campo a radiofrequenza risonante con la frequenza di precessione

## Misura della polarizzazione

tramite diffusione Compton da un fascio LASER

**N.B.** La misura dell'energia fatta in un punto dell'anello deve essere "trasportata" a ciascuna delle intersezioni

$$\Delta E(\text{punto di interazione}) = 2 \text{ MeV}$$

(20 - 40 ppm)

# Misura dell'energia della macchina

L'energia del fascio di LEP e' determinata dalla intensita' del campo magnetico dei dipoli negli archi della macchina:

$$\frac{r}{\rho} = 0.3 \frac{1}{B} \rho$$

Se il raggio e' noto con la adeguata accuratezza e' anche necessario conoscere B e questo e' difficile:

$$E_{\text{beam}} = \frac{e}{2\pi c} \oint_{\text{LEP}} B \cdot d\ell$$

Ricordiamo i due metodi usati a LEP fase 1,  $\sqrt{s} = M_Z$  :

1) **Flux Loop**: questo si misura, vedi Fig 1, determinando il voltaggio indotto nel coil montato in un dipolo di riferimento che e' in serie con gli altri dipoli di LEP. La misura ha una accuratezza assoluta di circa  $10^{-4}$ . Tuttavia variazioni di temperatura nei diversi dipoli, umidita' del cemento armato di cui sono costruiti etc, rendono la misura non sufficiente.

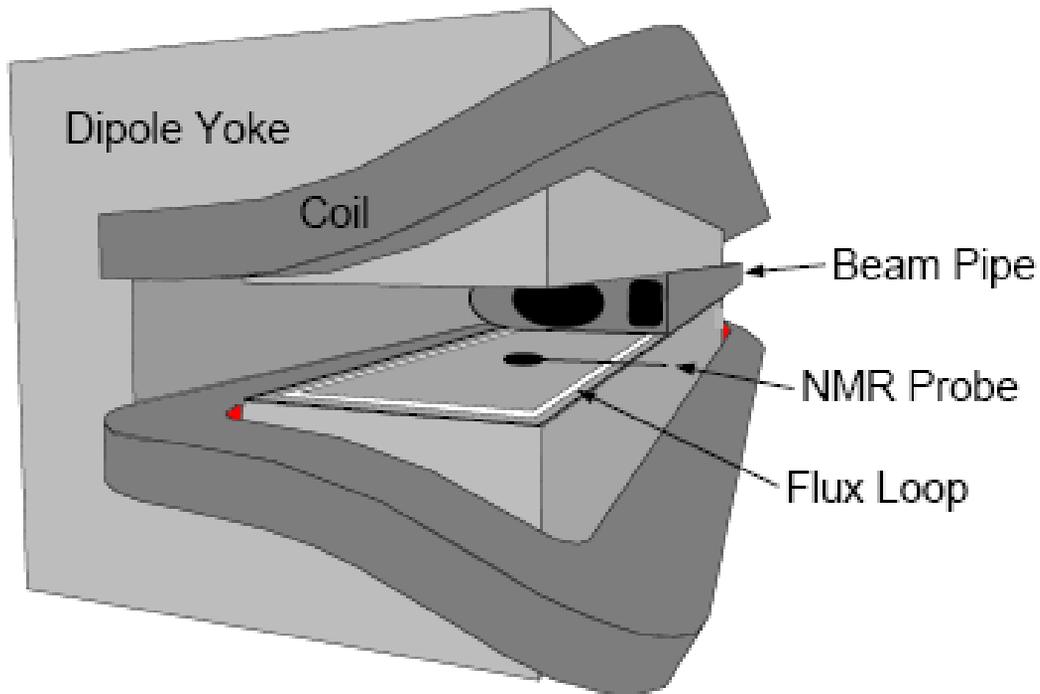


Figure 1: A LEP dipole magnet showing the flux loop and an NMR probe.

2) **Depolarizzazione risonante**: questo e' il metodo piu' accurato. Usa il fatto che, a causa del momento magnetico anomalo dell'elettrone, il suo spin precessa con una data frequenza attorno alla sua direzione nominale vedi Fig. 2. La frequenza di precessione e' data da

$$\nu = \frac{g_e - 2}{2} \frac{E_{\text{beam}}}{m_e c^2}$$

Dove  $\nu_s$  e' chiamata "Spin Tune" ed e' il numero di precessioni dello spin in un singolo giro del fascio nella macchina.

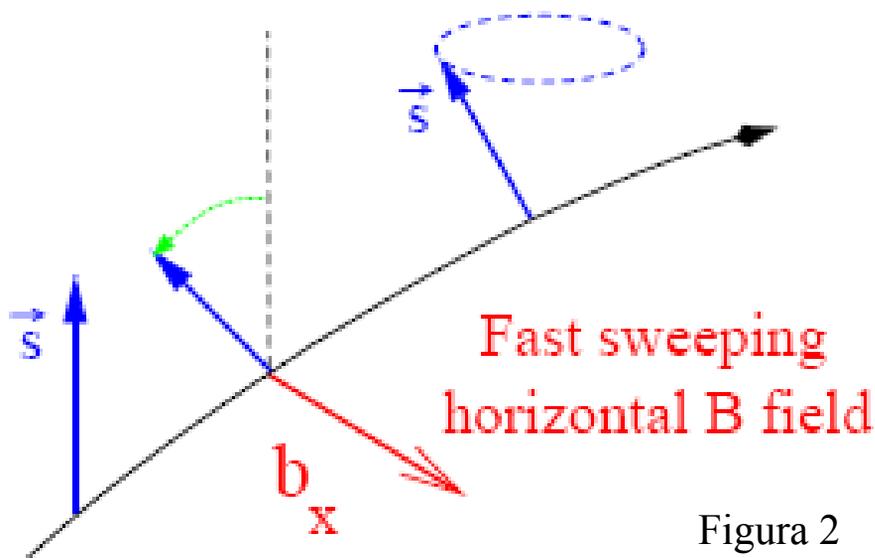
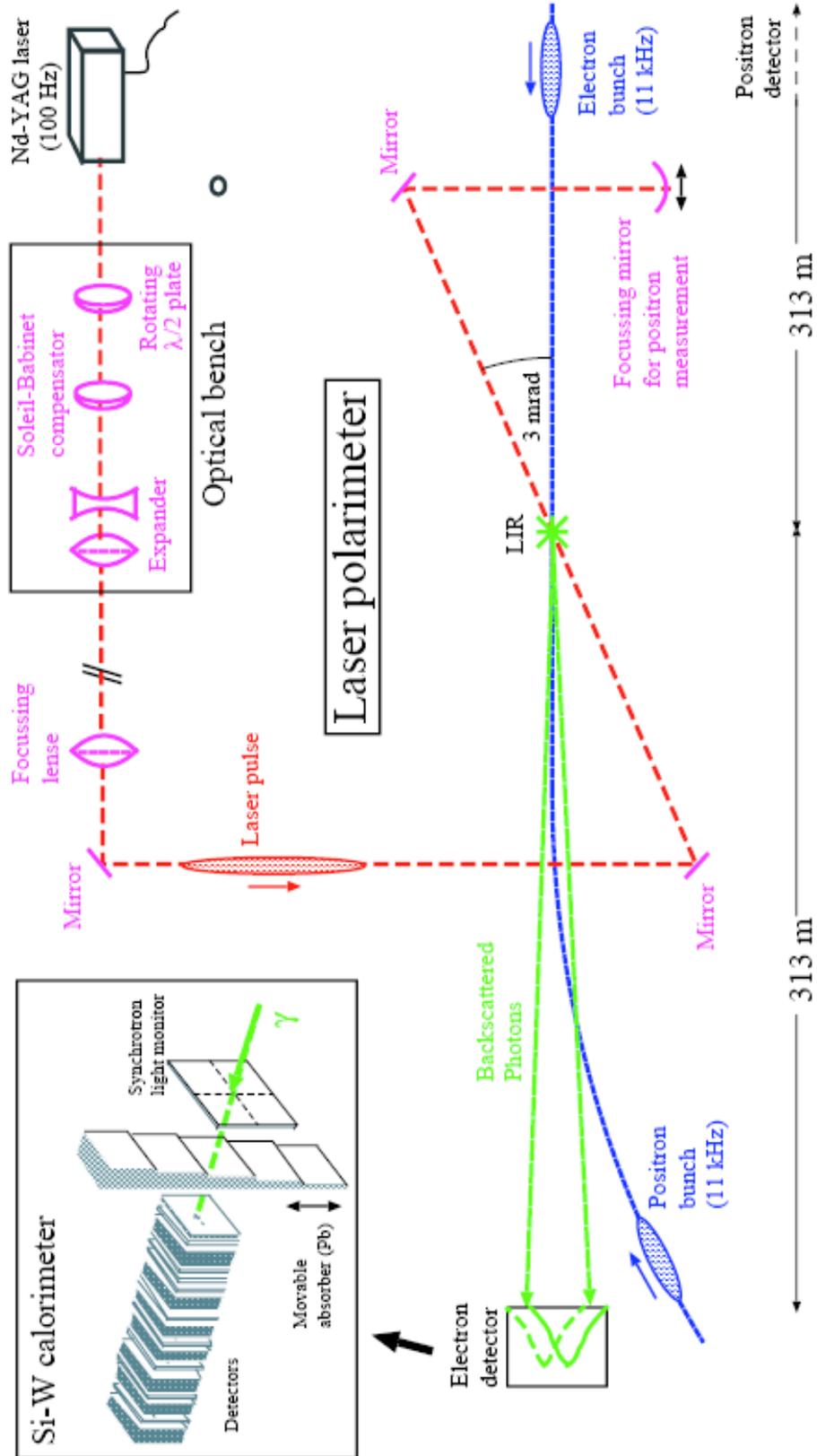


Figura 2

L'effetto Sokolov-Ternov polarizza spontaneamente il fascio nella direzione verticale a causa di una piccola differenza di accoppiamento del campo alla componente di spin up e down degli elettroni del fascio. Per una macchina perfetta la massima polarizzazione e' del 92.4 % e a LEP si otteneva dopo circa 20 minuti. La polarizzazione del fascio e' misurata attraverso lo scattering Compton di un fascio polarizzato di luce laser col fascio stesso di elettroni.

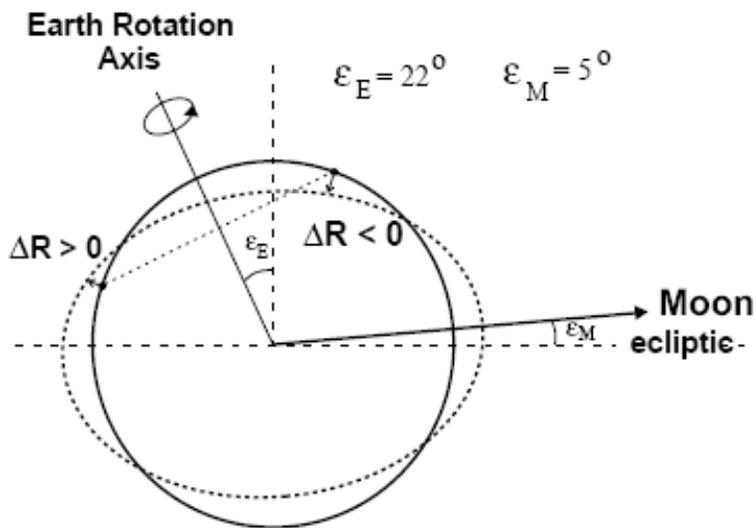
Applicando un campo magnetico oscillante perpendicolare al vettore verticale di polarizzazione, si fa il tuning della frequenza di oscillazione fino a quando la polarizzazione non viene distrutta. Il metodo permette una precisione di 0.4 MeV. Tuttavia NON si puo' usare con fasci collidenti. Per cui la precisione raggiunta ad una certa energia deve essere "trasportata" alle energie di collisione. Si ottiene :  $\Delta E = 2$  MeV al punto di collisione.

# LEP Laser Polarimeter

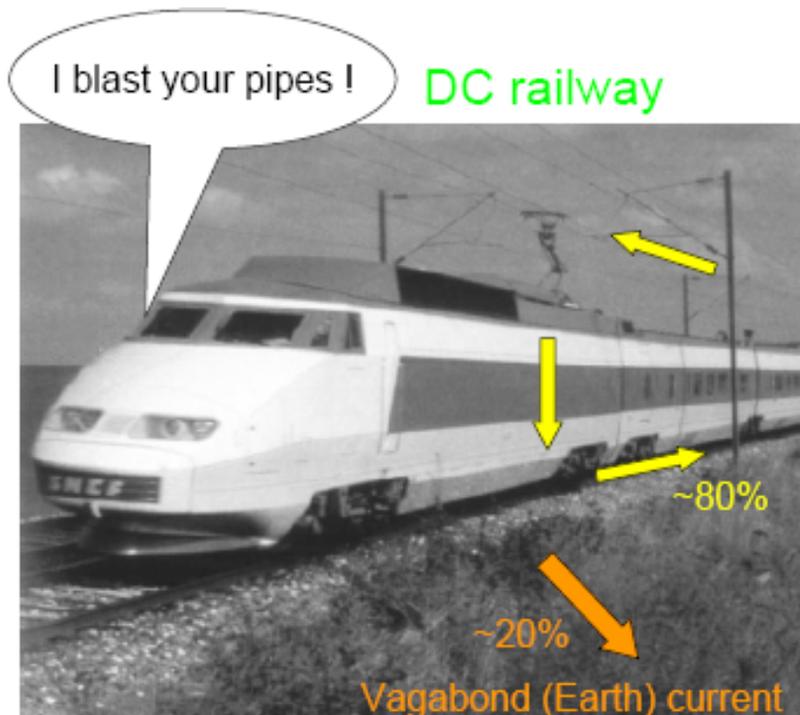


## Due effetti da correggere:

1) **Effetto maree:** il raggio del fascio viene modificato e il fascio non passa nel centro dei magneti: 1 MeV per 13  $\mu\text{m}$  di spostamento ! Si sono osservate variazioni fino a 20 MeV.



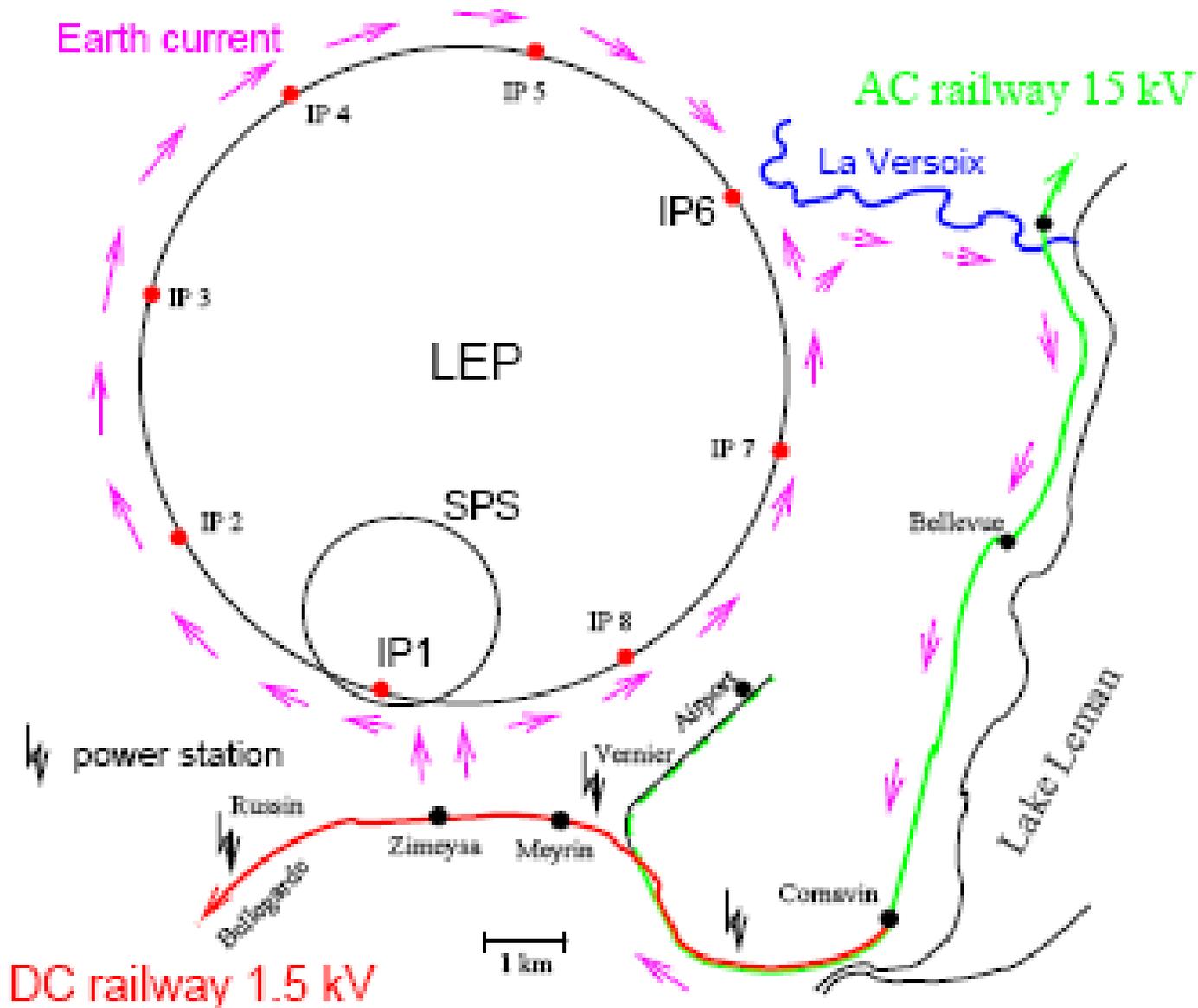
2) **Correnti Vagabonde:** venivano osservate variazioni improvvise della energia del fascio di parecchi MeV. La spiegazione fu data dalla compagnia della elettricitá Svizzera: il passaggio del TGV procurava correnti vagabonde continue che si propagavano nella beam pipe di LEP !



# Vagabonding Currents

LEP is affected by the **French DC railway line Geneva-Bellegarde**

➔ A **DC current of 1 A** is flowing on the LEP vacuum chamber.



Entrance/exit points :

- Injection lines (Point 1)
- Point 6 (Versoix river)

$M_Z$  e' stata misurata, vedi di seguito, con una precisione di una parte su  $10^5$ :

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

I collisori  $e^+e^-$  sono macchine di precisione (in genere non da scoperta). Gli esperimenti di LEP devono verificare la teoria a livelli del permille o meglio Saranno sensibili alle “**correzioni radiative**” cioè a grafici di ordine superiore al “livello albero”. La maggior parte delle correzioni radiative sono di natura EM, e quindi in linea di principio già testate. Più interessanti le **correzioni “deboli”** che potrebbero mettere in evidenza limiti della teoria: nuova fisica. N.B. Il top fu scoperto da CDF nel 1994, per il primo periodo quindi le importanti correzioni dovute al top erano calcolate in funzione di  $M_t$ . La loro misura permise di prevederne la massa.

Gli eventi a un collisore  $e^+e^-$  sono molto più semplici che a un collisore adronico, perché la collisione è tra due oggetti elementari. Per la stessa ragione tutti gli eventi sono “buoni”.

**Gli esperimenti devono identificare e misurare l'energia (e/o il momento) di**

**elettroni**

**$\mu$**

**$\tau$**

**$\gamma$**

**quark, identificando se si tratta di  $c$ ,  $b$ , piuttosto che un quark leggero**

# I rivelatori al LEP

I 4 rivelatori

**ALEPH, DELPHI, L3, OPAL**

sono stati concepiti a “largo spettro” per coprire tutte le problematiche fisiche prevedibili. Ci sono tuttavia differenze

Tutti hanno struttura a “cipolla”:

Raggio(m)

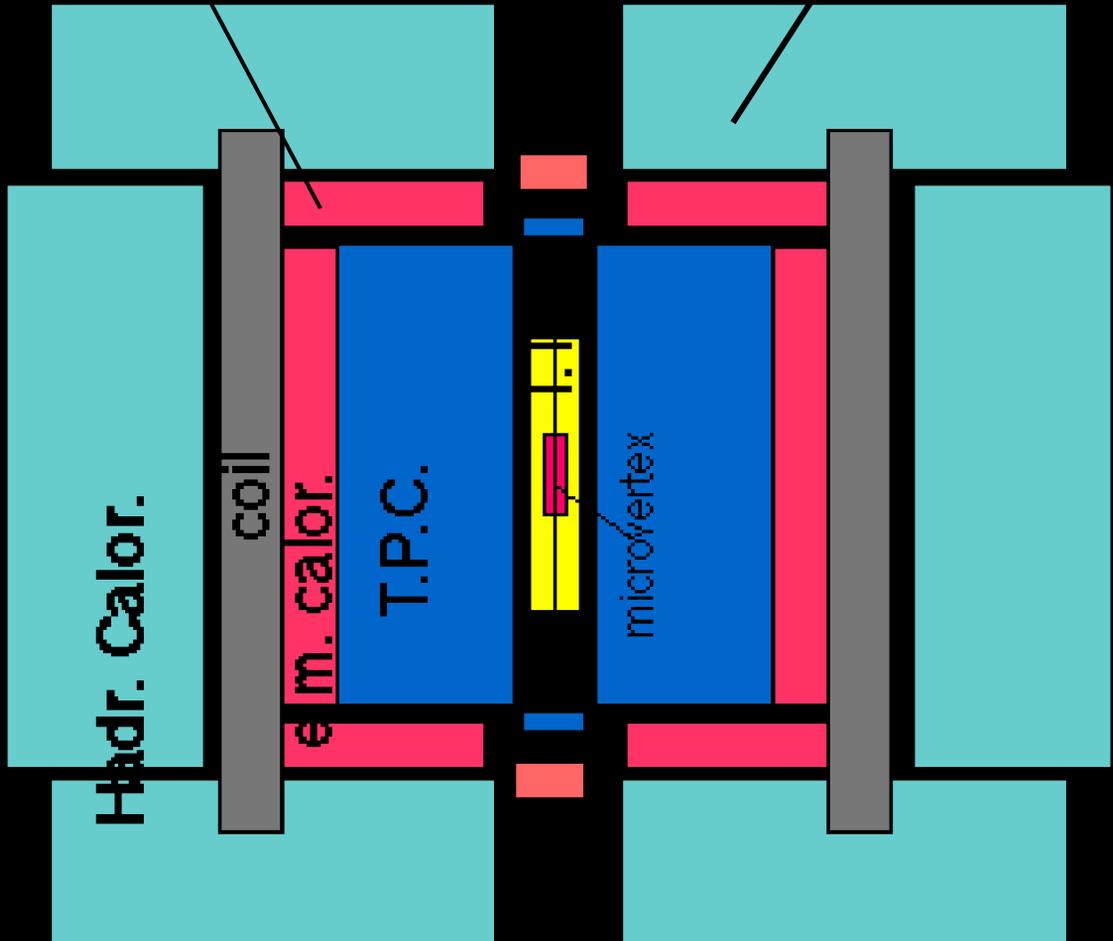


5.	Rivelatori muoni
2-3	Calorimetri adronici
2.0-2.5	Solenoido per il campo magnetico
1.5 - 2.	Calorimetri elettromagnetici
0.3 - 1.5	Rivelatori di tracce (+ identificazione particelle)
0.1	Rivelatori “microvertici”
0.	Beam pipe

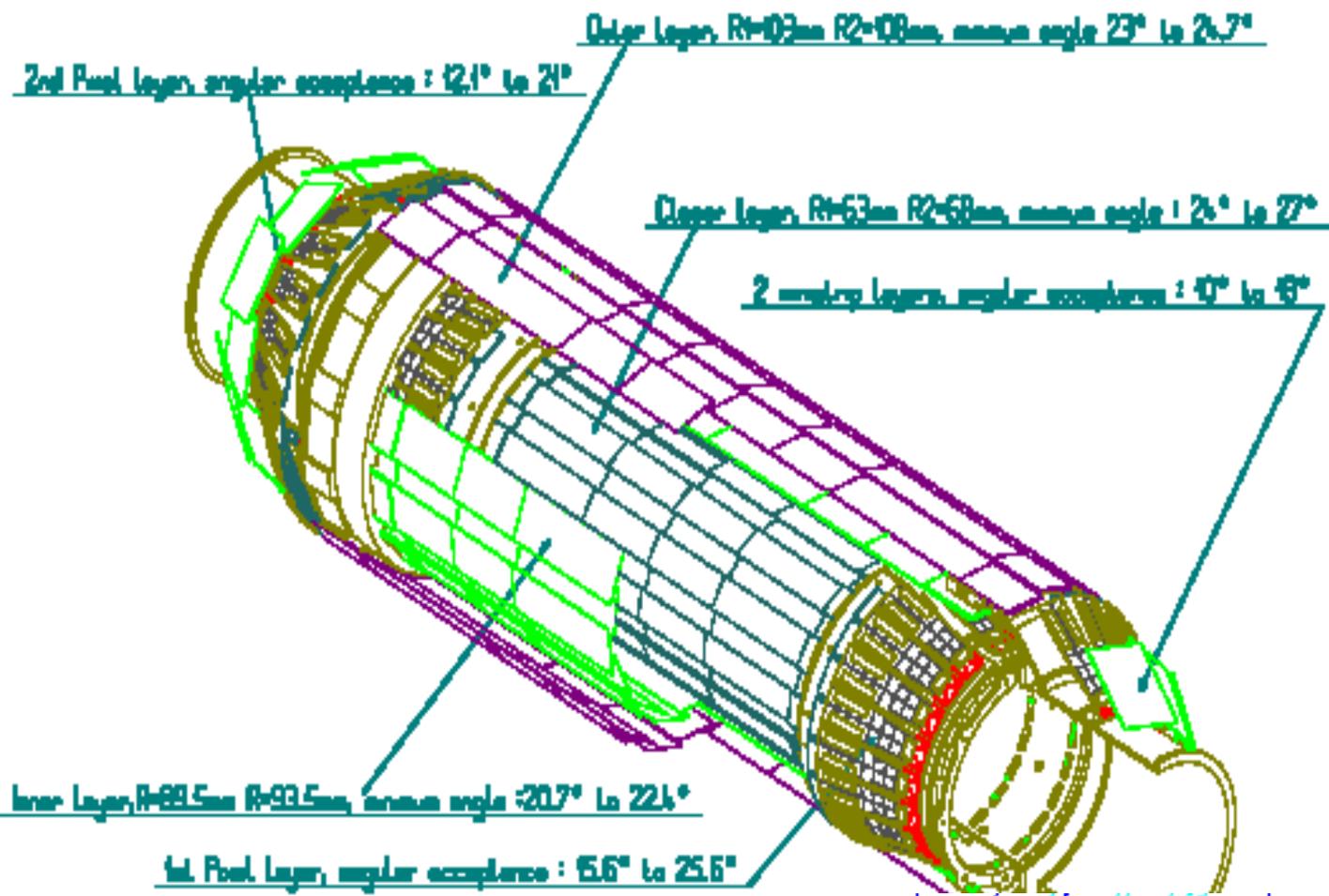
# ALEPH

Calorimetro  
elettromagnetico.  
Piombo e camere a  
Xe.

Calorimetro  
adronico:  
Tubi di Iarocci nel  
ferro del ritorno del  
flusso

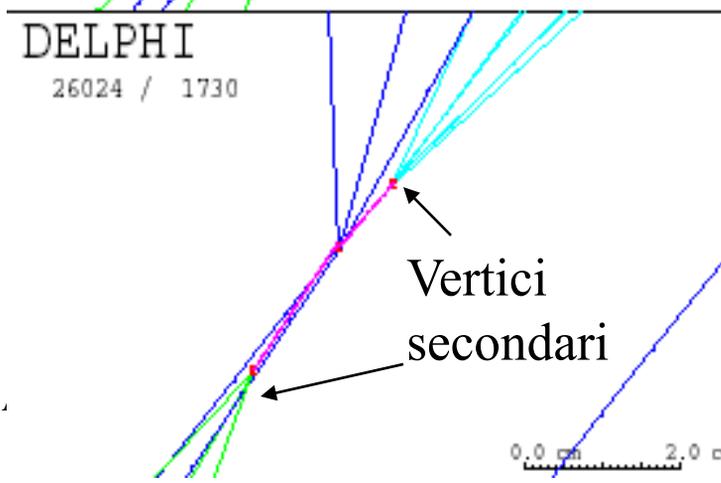
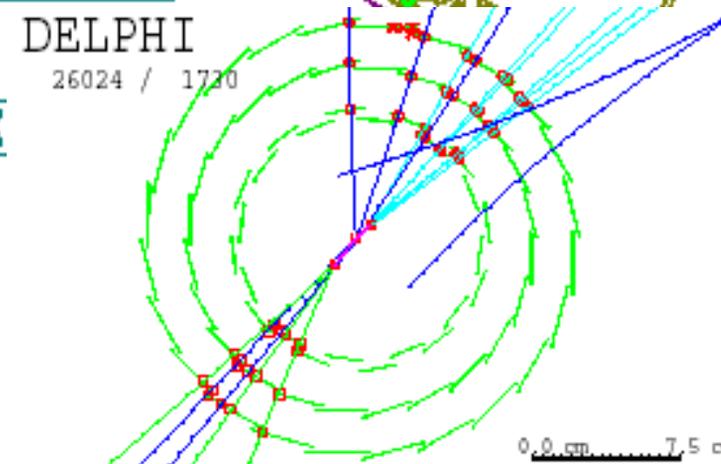


microvertice:  
due strati microstrip Si doppia faccia per misura di due coord.

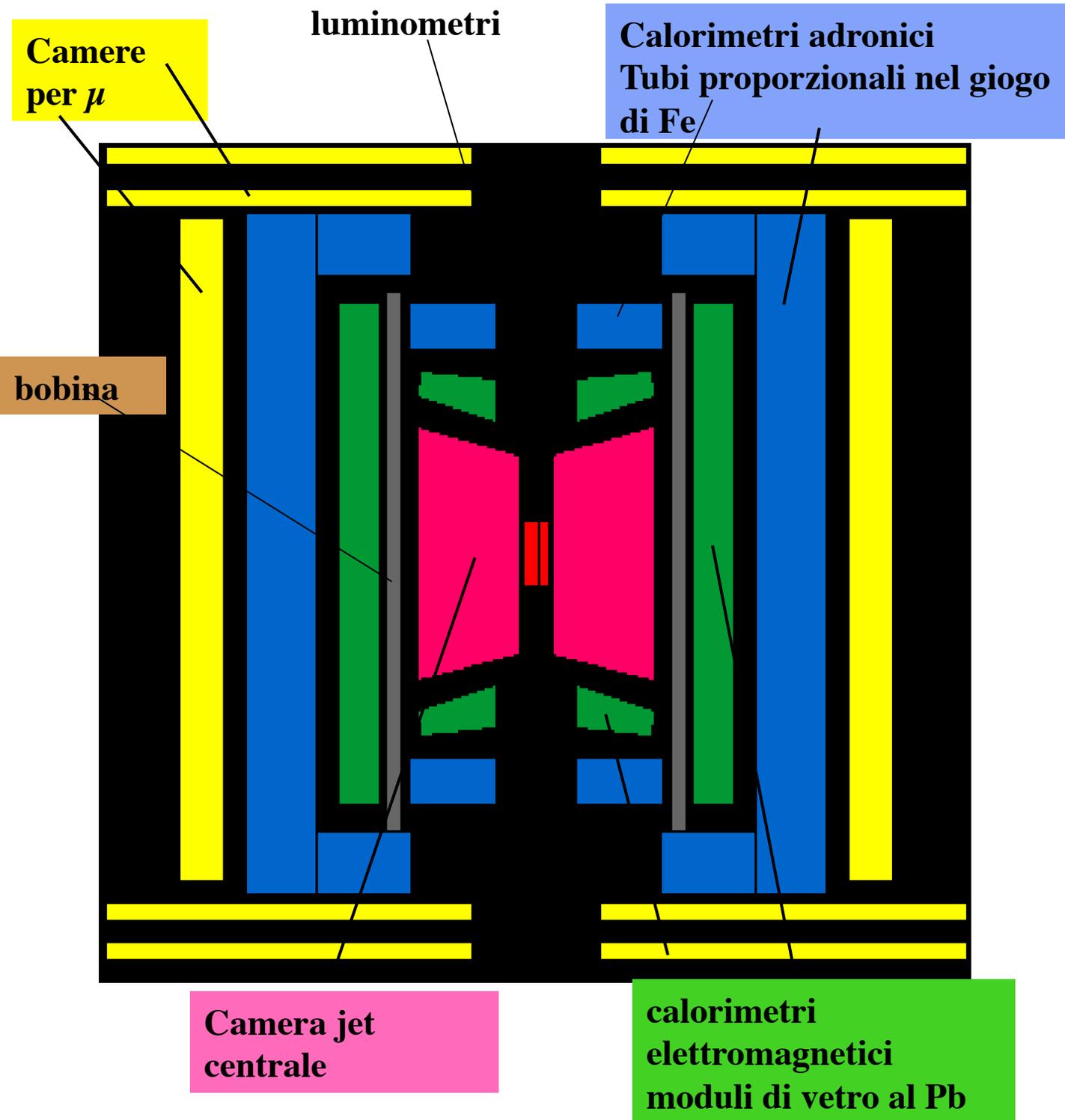


**DELPHI VERTEX**

Misura dei vertici secondari resa possibile dal boost di Lorentz; a LEP, tipicamente, per il quark b:  $\gamma \approx E_b/m_b \approx 35 \text{ GeV} / 5 \text{ GeV} \approx 7$ ;  $\gamma c\tau \approx 7 \cdot 300\mu\text{m} \approx 2 \text{ mm}$



# OPAL. L'esperienza semplice

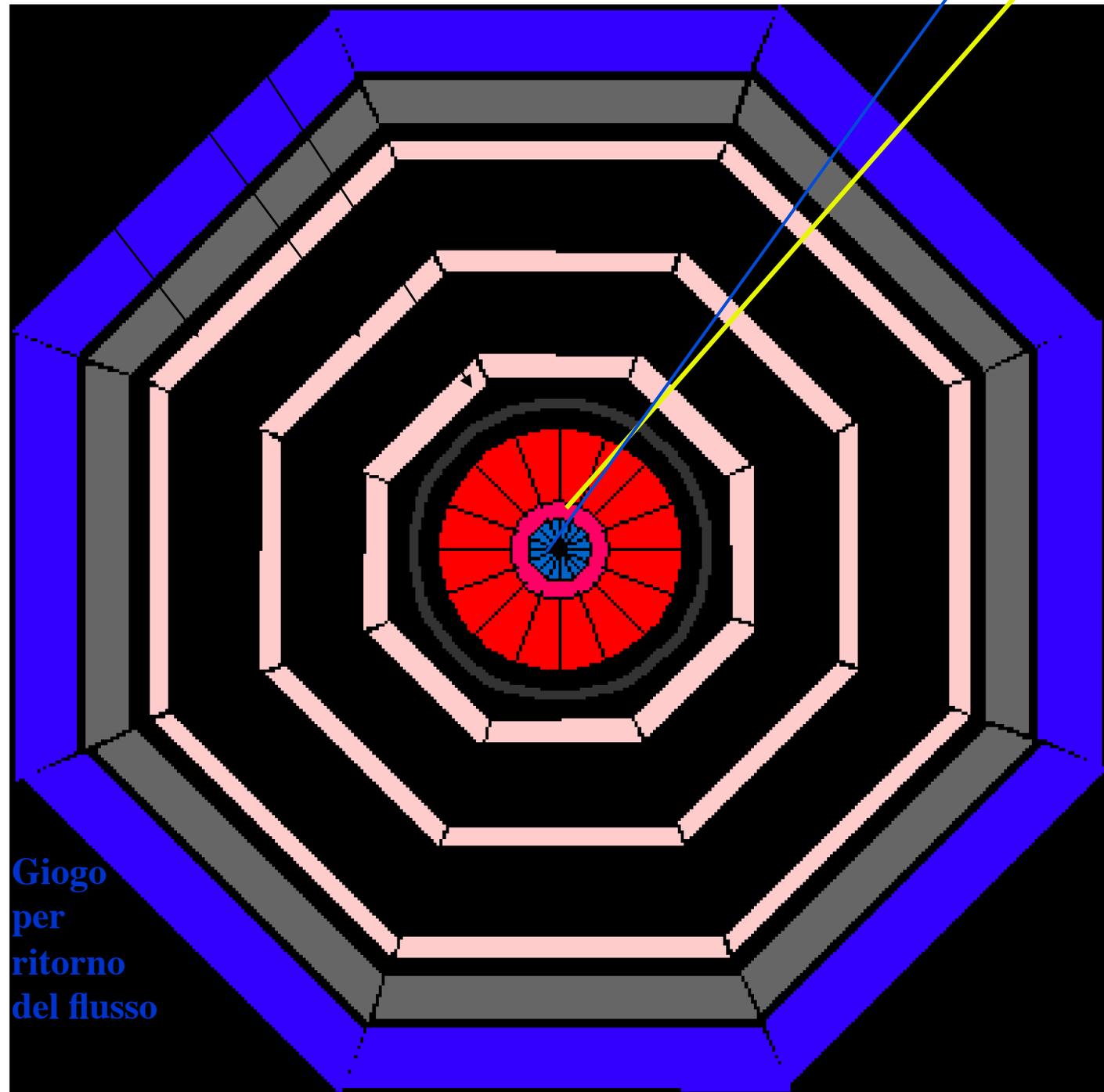


# L3. I principi di progetto

Spazio molto grande per alta risoluzione nella misura dei momenti dei  $\mu$  (Higgs) di progetto: 1-2% @ 50GeV

Alta risoluzione energetica per i  $\gamma$ , specialmente a basse energie (BGO)

Rivelatore tracciante compatto, elevata risoluzione spaziale (TEC)



Giogo  
per  
ritorno  
del flusso

# Calorimetro di BGO di L3

$\text{Bi}_4 \text{Ge}_3 \text{O}_{12}$ , 7.13 g/cm<sup>3</sup>

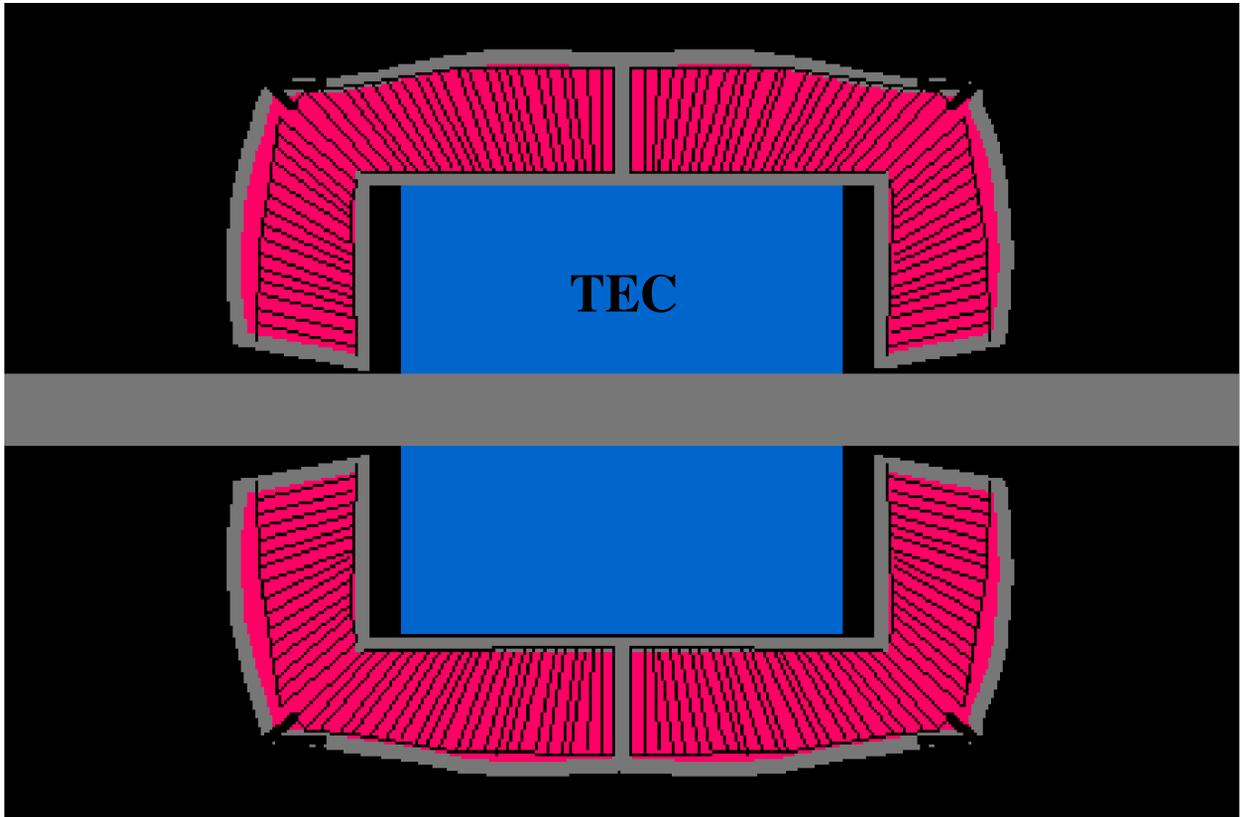
Lunghezza di radiazione = 1.12 cm

$dE/dx$  (mip) = 9.2 MeV/cm

$\Delta E/E = 5\%$  @ 100 MeV (di progetto)

$\Delta E/E = 1\%$  @ 45 GeV (di progetto)

In pratica limitate da “rumore” coerente



# Misura della luminosità

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

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

efficienza

(trigger+ricostruzione +selezione)

Luminosità integrata  
sul tempo di presa dati

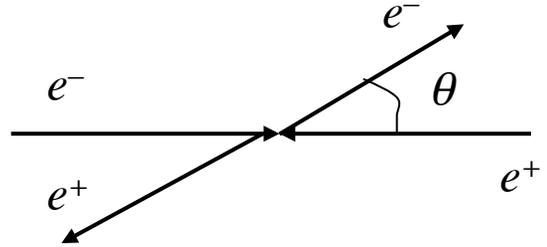
⇒ Gli esperimenti si sono dotati di speciali calorimetri elettromagnetici posti a piccolo angolo polare rispetto ai fasci ( “**luminometri**” )  
Tutti e quattro gli esperimenti hanno raggiunto precisioni sino ad allora inimmaginabili

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

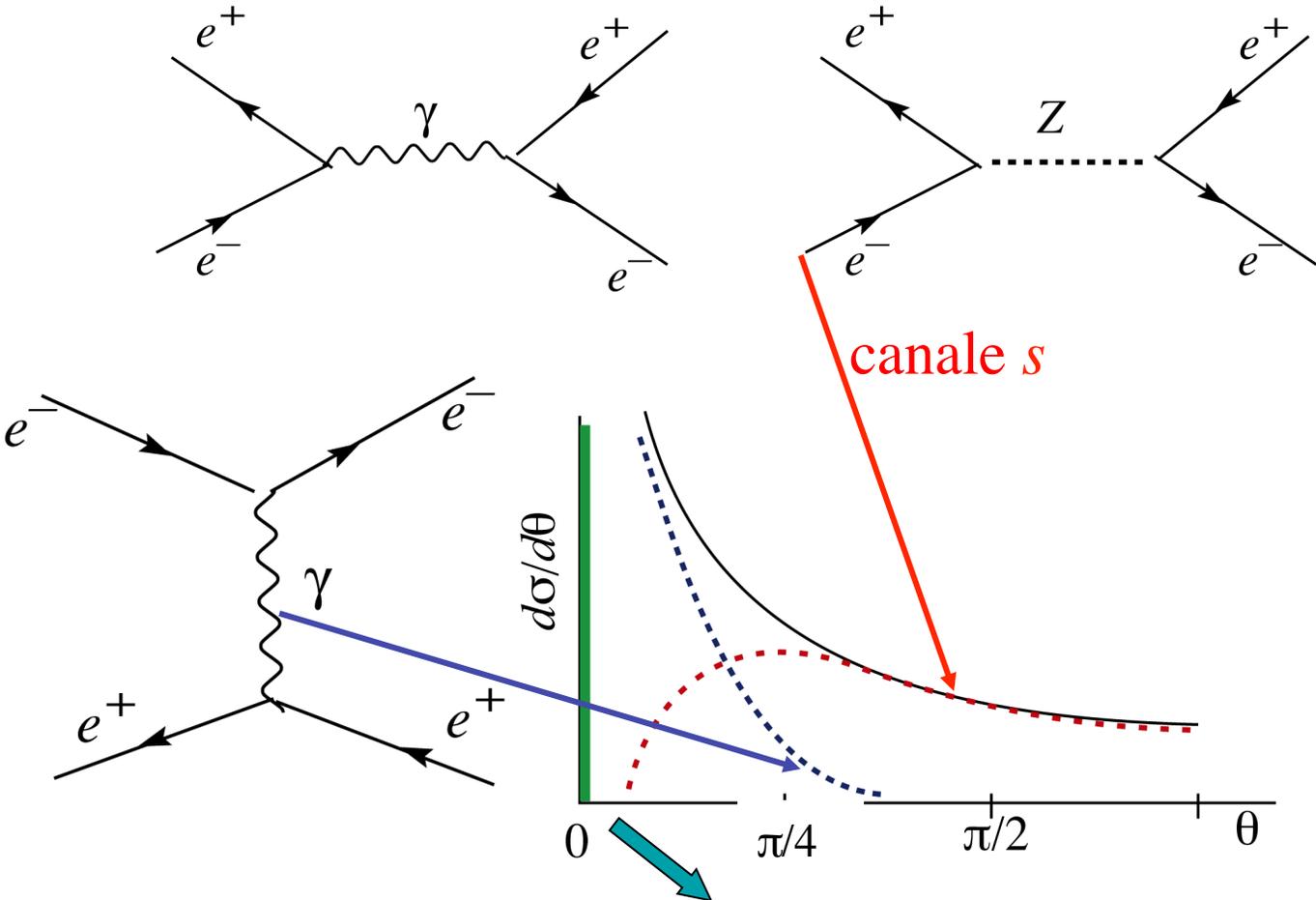
# Processi di base

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

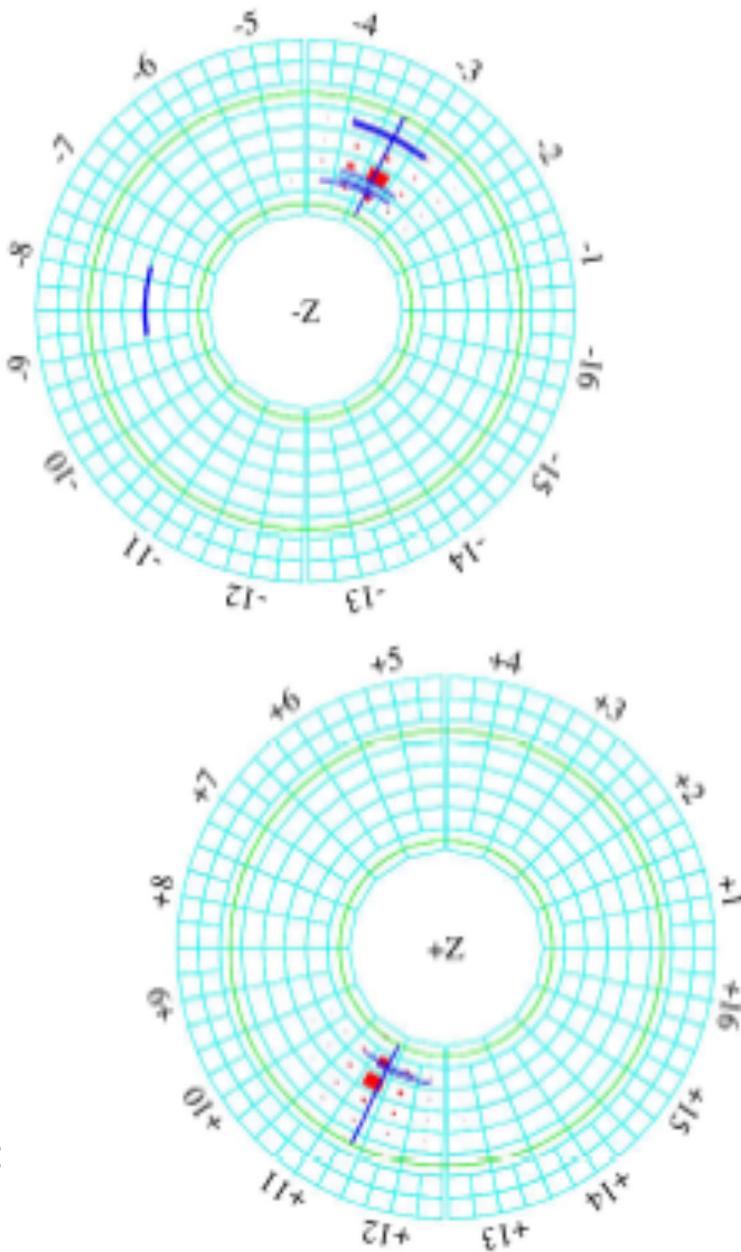
Luminosità integrata

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

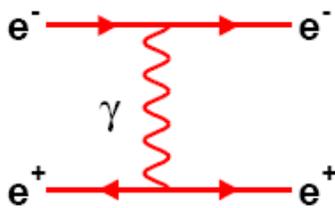
$$\sigma_{QED} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma(s, \theta)}{d\theta} d\theta$$

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

# A Bhabha Event

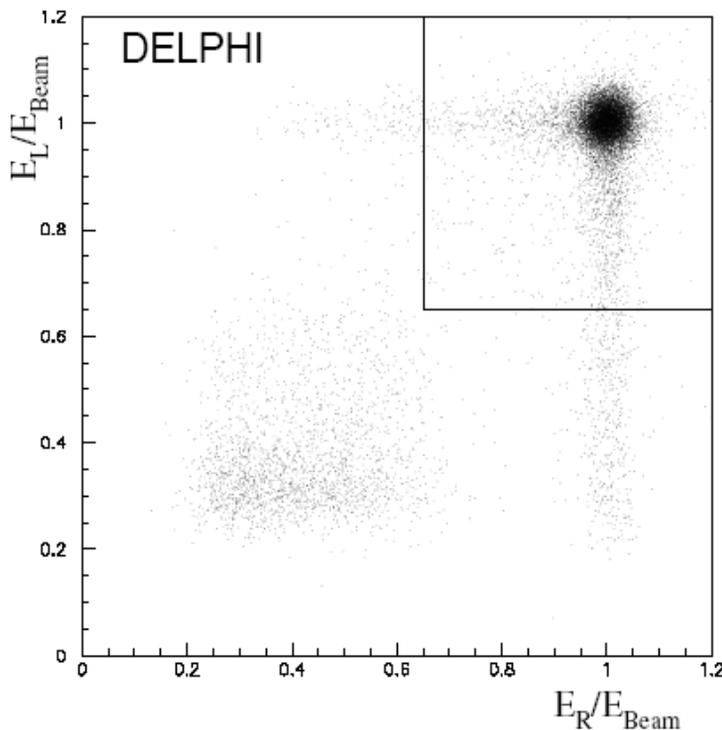


# Luminosity Measurement



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.)

# Gli osservabili

Il Modello Standard determina con precisione le quantità osservabili ai collisori  $e^+e^-$

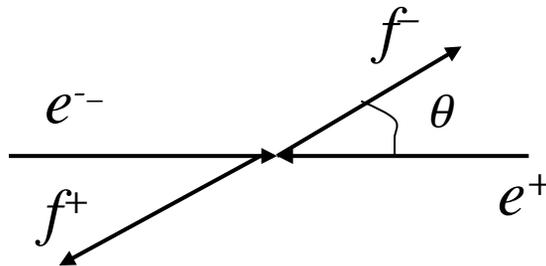
- le **sezioni d'urto di diffusione**:  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow ff}(s)$ ,  $f=e,\mu,\tau,q$
- le **sezioni d'urto differenziali** e le **asimmetrie di carica**

L'asimmetria avanti/indietro (forward/backward) è definita

$$A_{FB} \equiv (\sigma_F - \sigma_B) / (\sigma_F + \sigma_B)$$

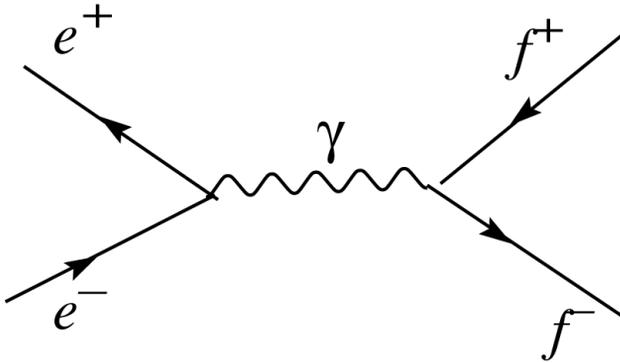
$$\text{con } \sigma_F = \int_1^0 d\sigma/d(\cos\theta) d\cos\theta, \quad \sigma_B = \int_0^{-1} d\sigma/d(\cos\theta) d\cos\theta$$

dove  $\theta$  è l'angolo di scattering del fermione positivo



# Le sezioni d'urto $e^+e^- \Rightarrow f^+f^-$

Abbiamo visto che a energie  $\sqrt{s} \ll M_Z$  i grafici dominati sono:



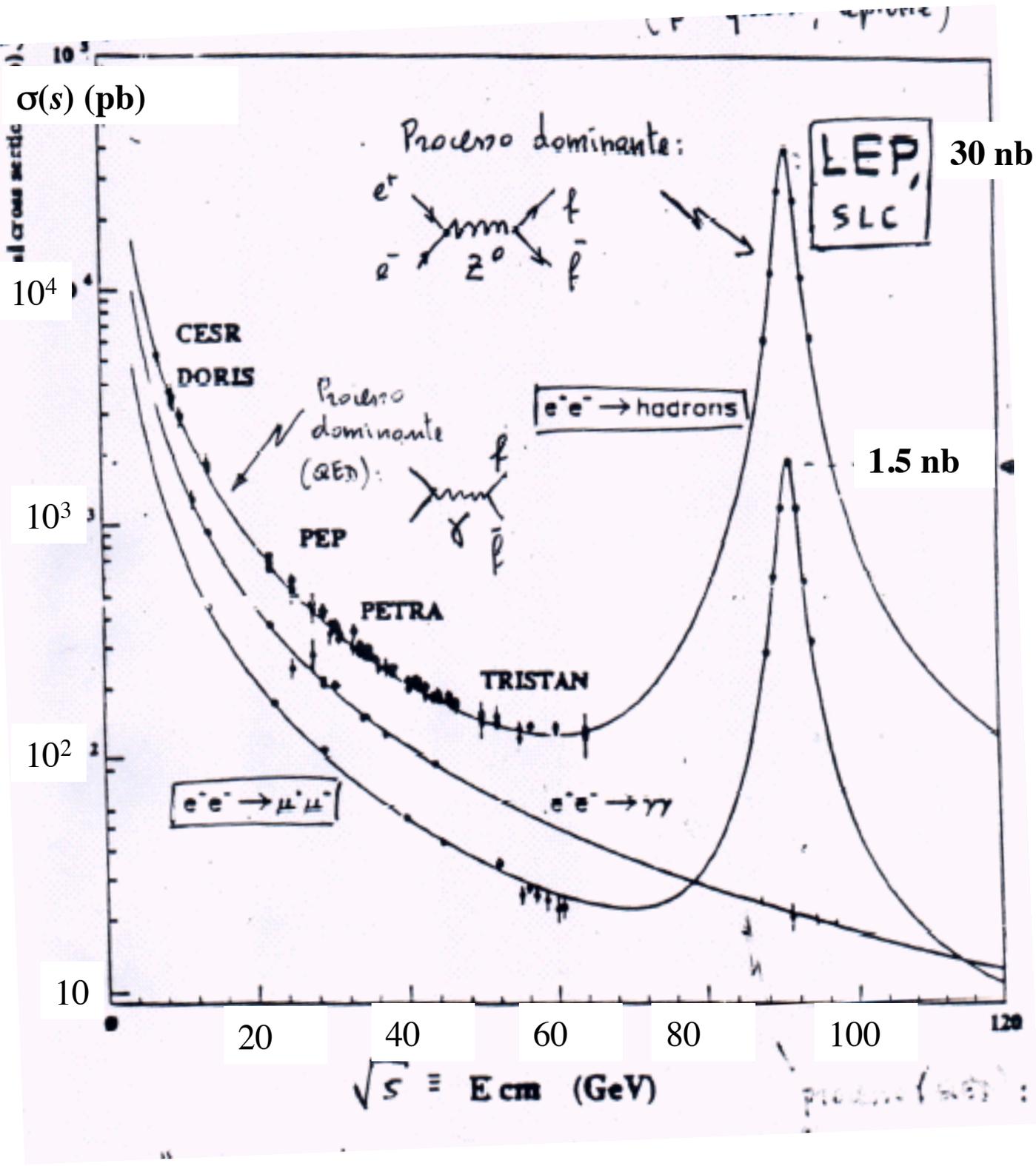
Per  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born}^{QED} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta)$$

$$\sigma_{Born}^{QED}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{\sigma_{pnt}}{s \text{ (GeV}^2\text{)}} = \frac{87 \text{ nb}}{s \text{ (GeV}^2\text{)}}$$

Lo stesso vale per gli altri leptoni carichi.

Per i quark bisogna tener conto sia delle loro cariche non intere e sia che ce ne sono 3 (uno per colore)



# Formula di Breit Wigner per :

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

Dove  $f\bar{f}$  e' una qualsiasi coppia fermione-antifermione  
L' Energia del Centro di Massa e' :

$$\sqrt{s} = E_{\text{CM}} = E_{e^+} + E_{e^-}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = g \frac{\pi}{E_e^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{(E_{\text{CM}} - M_Z)^2 + \Gamma_Z^2/4}$$

with  $g = \frac{2J_Z + 1}{(2S_{e^+} + 1)(2S_{e^-} + 1)}$

giving

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{3\pi}{4E_e^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{(\sqrt{s} - M_Z)^2 + \Gamma_Z^2/4}$$
$$= \frac{3\pi}{s} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{(\sqrt{s} - M_Z)^2 + \Gamma_Z^2/4}$$

★  $\Gamma_Z$  is the TOTAL DECAY WIDTH

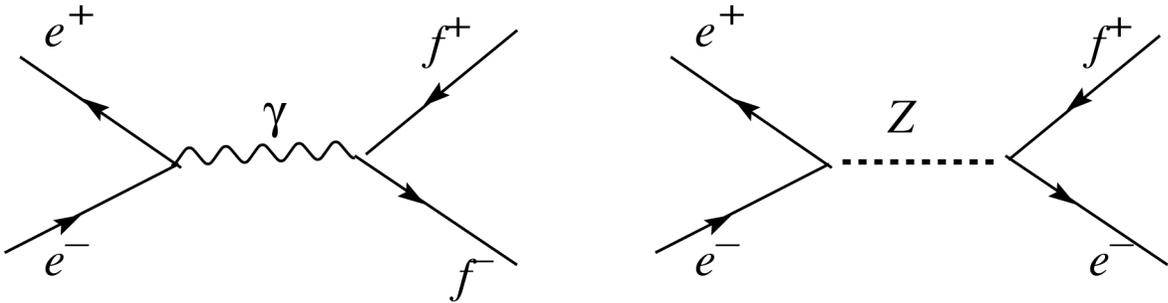
$$\Gamma_Z = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{q\bar{q}} + \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

★ Al picco della risonanza abbiamo :  $\sqrt{s} = M_Z$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2} \quad 27$$

$$e^+ e^- \Rightarrow f^+ f^-$$

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:



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

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

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

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

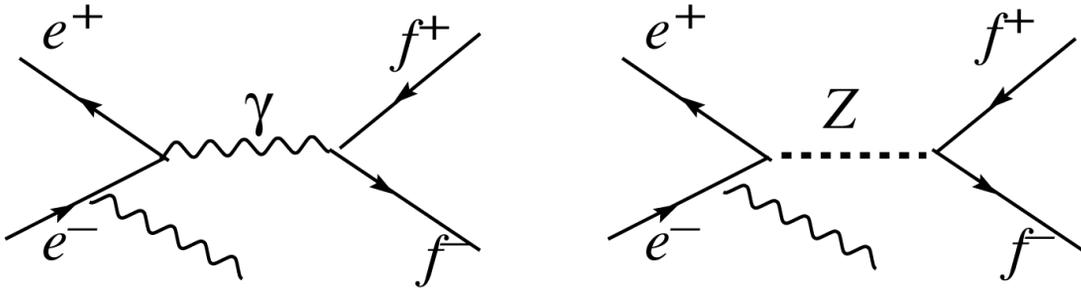
$$\chi = \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}$$

A energie vicine alla risonanza e superiori ad essa ci sono importanti termini correttivi, che dobbiamo studiare.

# Correzioni radiative

## A) Correzioni fotoniche. Grandi, dipendenti dall'esperimento

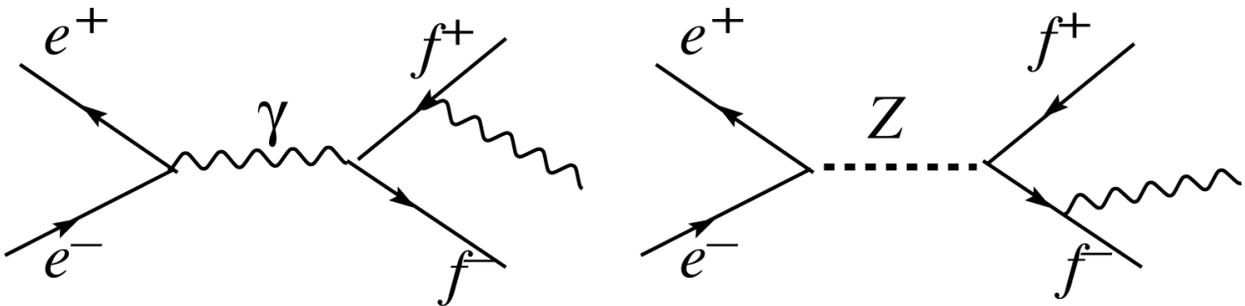
### 1) Radiazione di stato iniziale



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

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

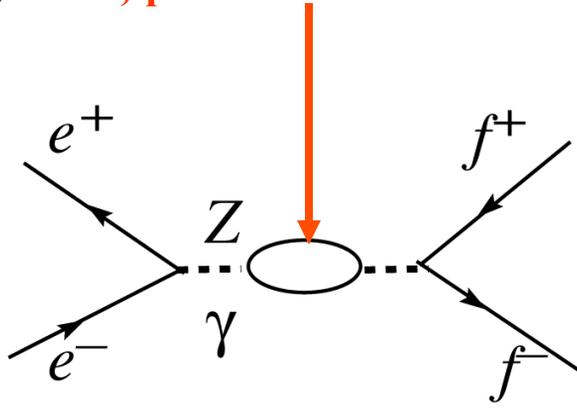
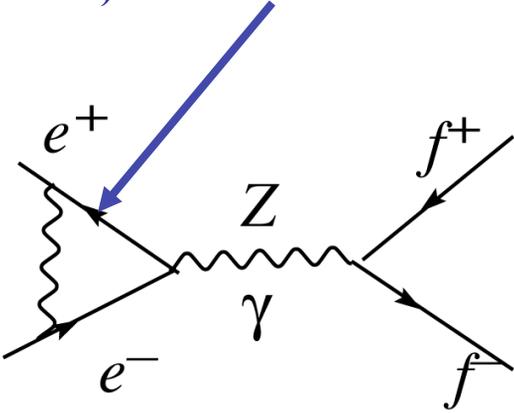
### 2) Radiazione di stato finale



# B) Correzioni Non Fotoniche

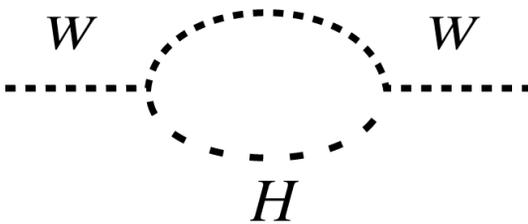
1) Correzione di vertice QED,

2) polarizzazione del vuoto,



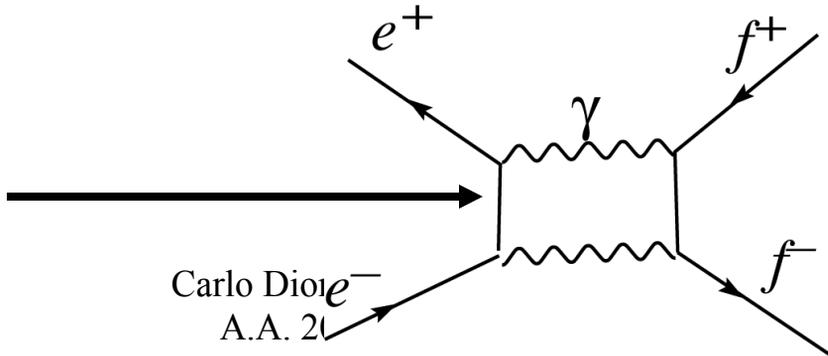
$$\propto G_F (M_t^2 - M_b^2) \approx G_F M_t^2$$

**ha permesso di prevedere esattamente  $M_t$  prima della sua scoperta (CDF)**



dà correzione  $\propto \log M_H$ , molto piccola per contribuire apprezzabilmente (10% per  $M_{higgs} = 1 \text{ TeV}$ )

box QED



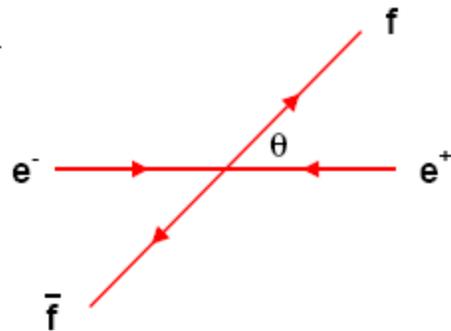
maggio 2013

Carlo Diore  
A.A. 20

# Differential cross-section

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

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



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

$$[(g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2)(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2)(1 + \cos^2\theta) + 8g_{Ve}g_{Ae}g_{Vf}g_{Af} \cos\theta]$$

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

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**

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

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

$$A_{\text{FB}} = \frac{\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}}}{\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}}}$$

where  $\sigma_{\text{F}} = \int_0^1 (d\sigma/d\cos\theta) d\cos\theta$ . At the Z peak:

$$A_{\text{FB}}^{0,f} = \frac{3}{4} \frac{2g_{Ve}g_{Ae}}{g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2} \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2} \equiv \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f$$

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

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

## Cross-section and partial widths

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

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

where pole cross-section is

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

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

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

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

Total width of Z

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

Comparing total width to partial width gives  $N_\nu$

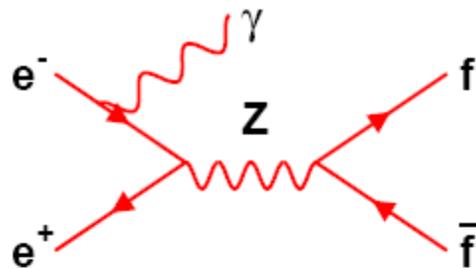
Cross-sections and widths correlated. Choose to fit:

- $M_Z, \Gamma_Z, \sigma_{\text{h}}^0$
- Ratios:  $R_e^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\text{ee}}, R_\mu^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\mu\mu}, R_\tau^0 \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\tau\tau}$   
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  $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$

Extra information from tagging some quark flavours (lecture 2).

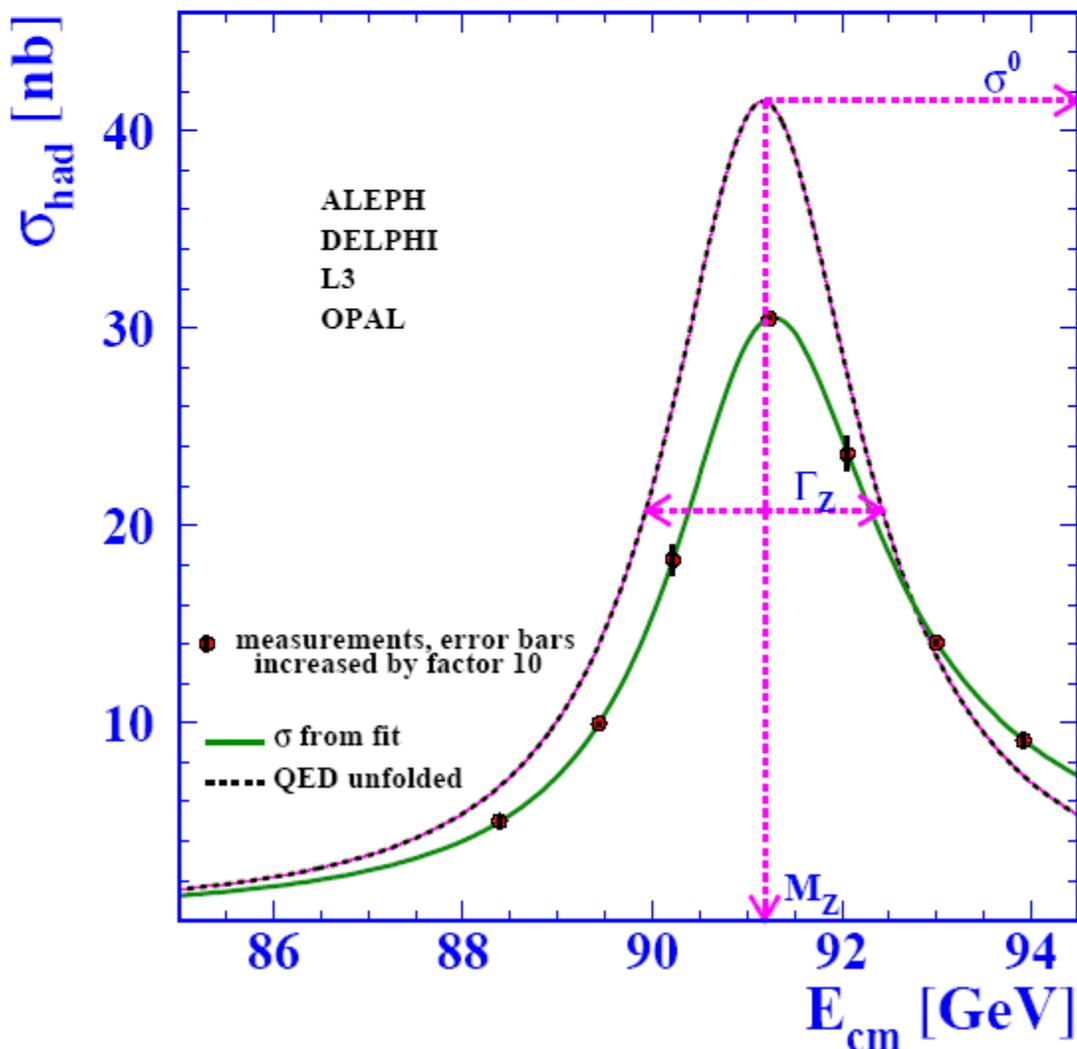
# QED corrections

Dominant QED correction from initial state radiation.



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

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



# LEP1 data samples

Approximate luminosity delivered per year.

(Experiments collect 10–15% less)

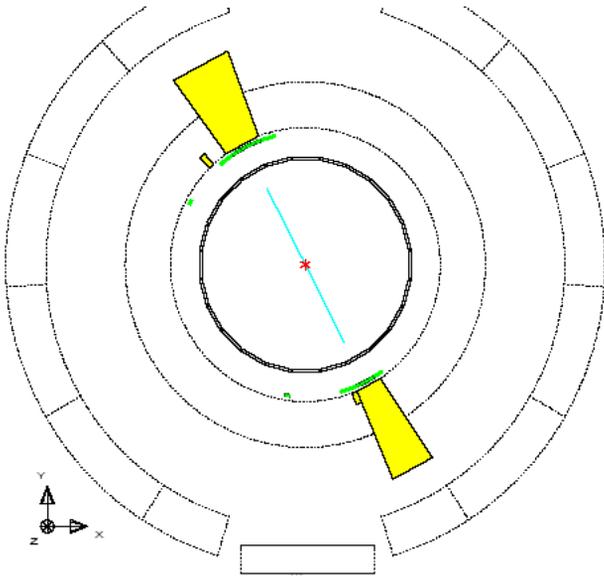
year	centre-of-mass energies [GeV]	total luminosity [pb <sup>-1</sup> ]	off-peak luminosity [pb <sup>-1</sup> ]
1989	88.2 – 94.2	2	1
1990	88.2 – 94.2	9	4
1991	88.5 – 93.7	19	7
1992	91.3	29	0
1993	89.4, 91.2, 93.0	40	20
1994	91.2	65	
1995	89.4, 91.3, 93.0	40	20

In 1989-1991, 6 off-peak points were measured.

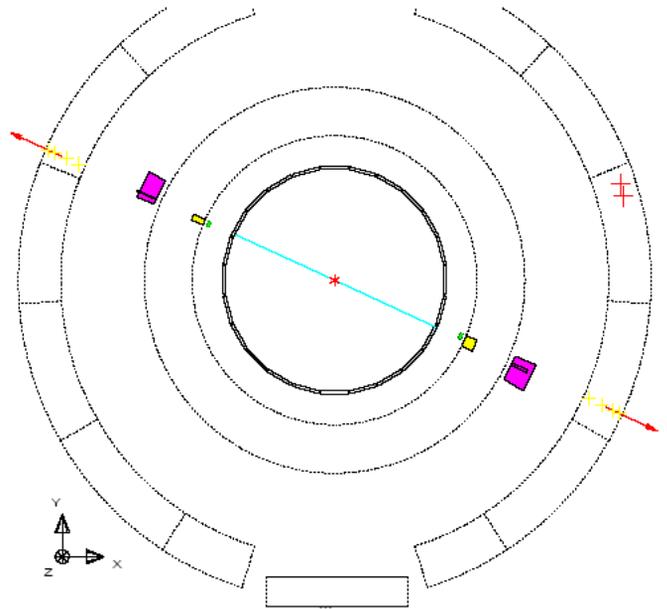
In 1993 and 1995 only 2 off-peak points were selected, to maximise the statistical precision. The exact values of the energies are chosen to allow resonant depolarisation at the end of each fill.

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

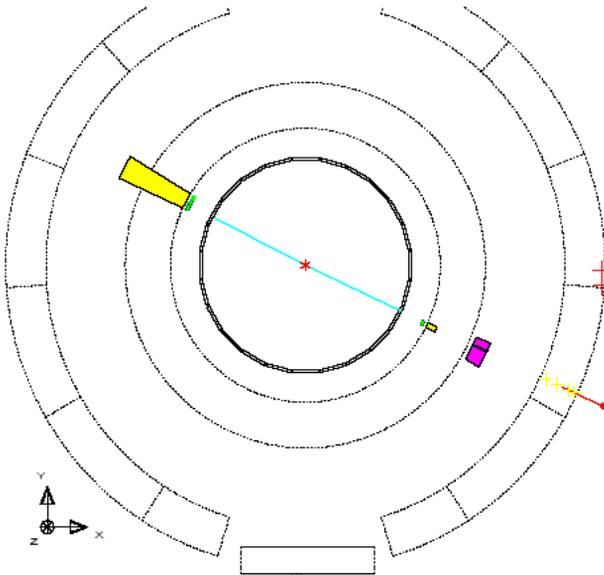
$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$$



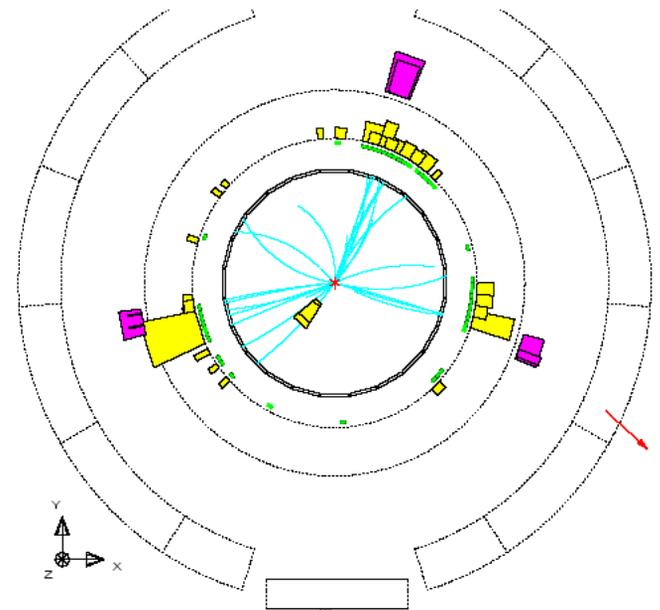
$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$$



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



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



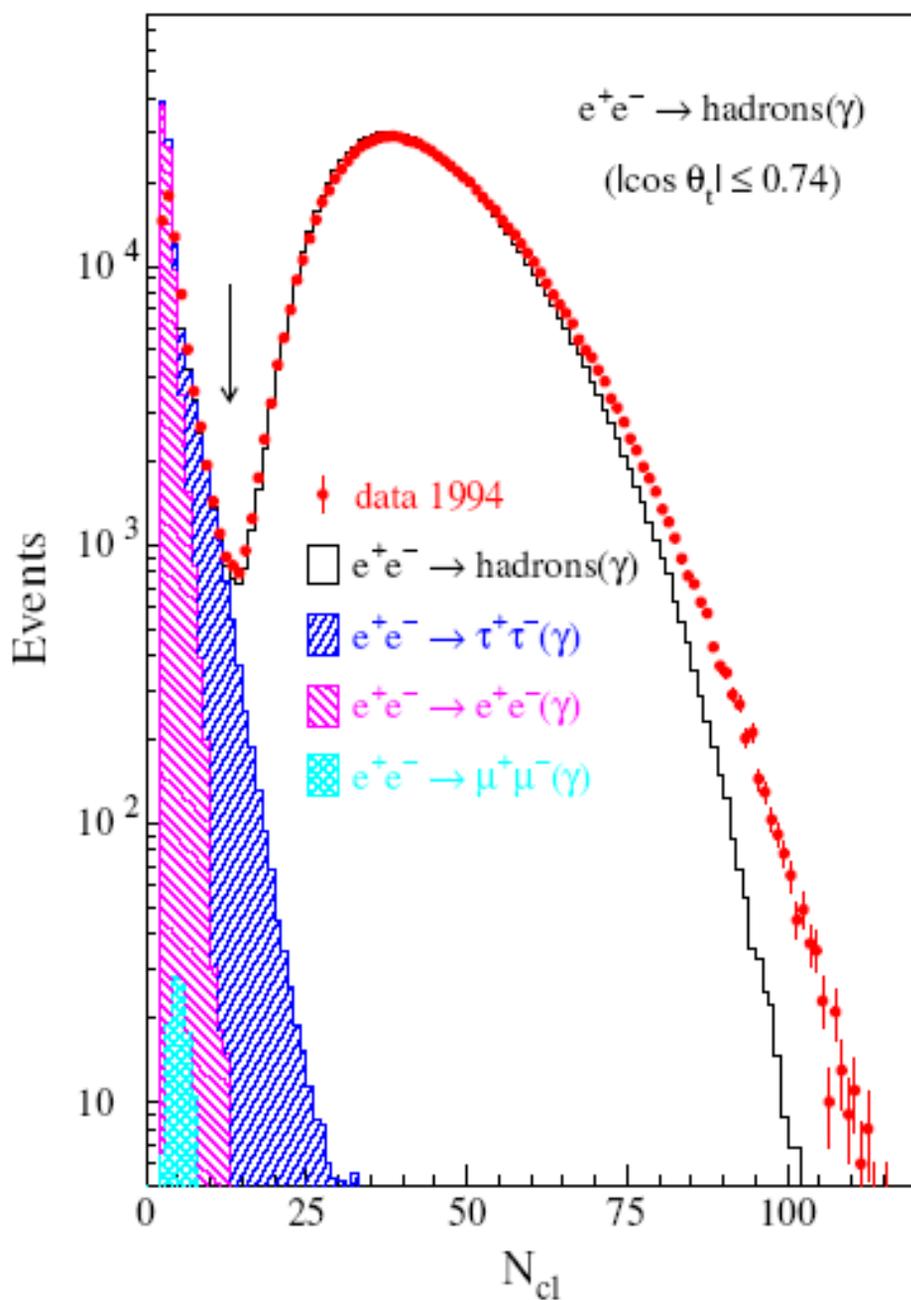
In  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  event, the tau leptons decay within the detector (lifetime  $\sim 10^{-13}$  s), here  $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$  and  $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ .

## 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...

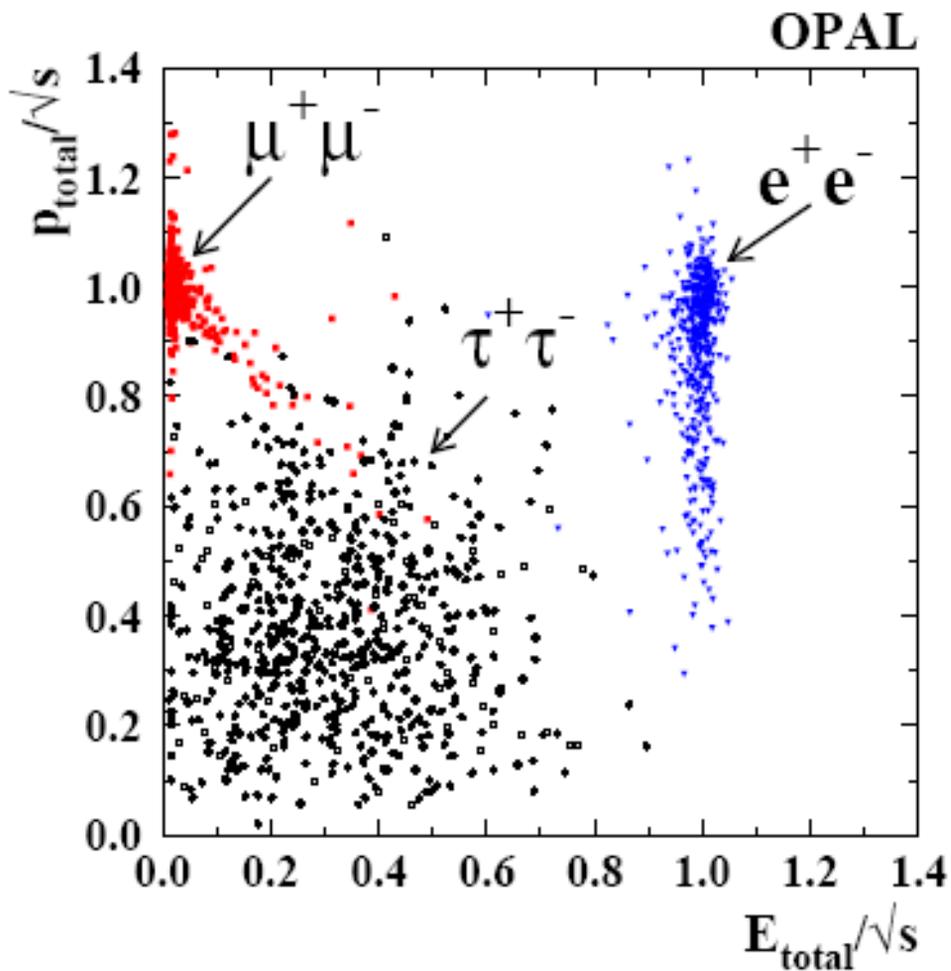
The difficult task is to control systematic errors - how good is Monte Carlo description of data?

Example 1: Hadronic event selection from L3



## Event selection

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

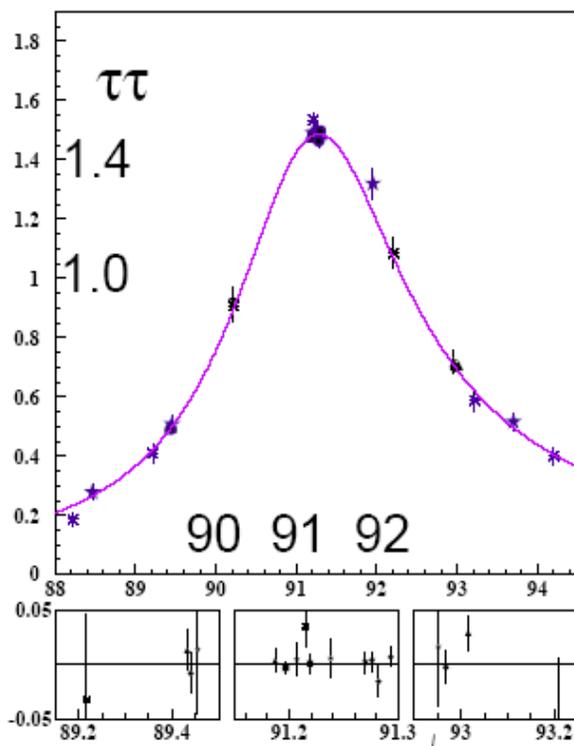
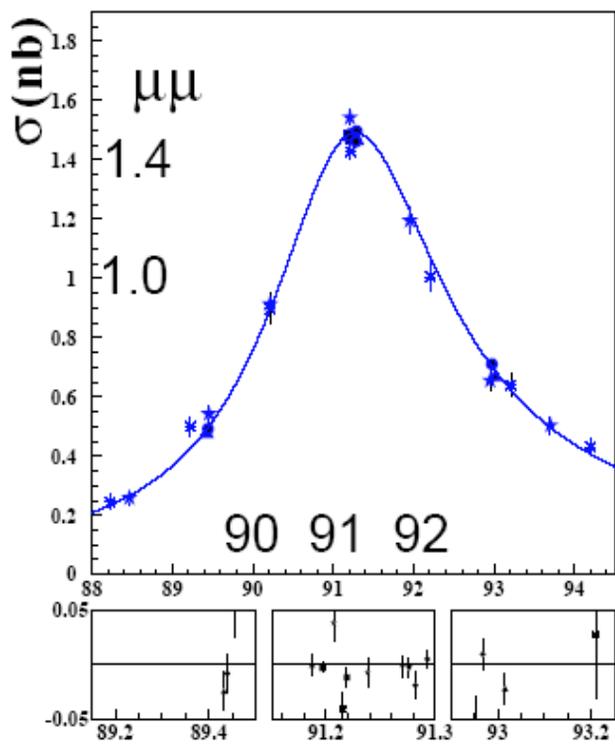
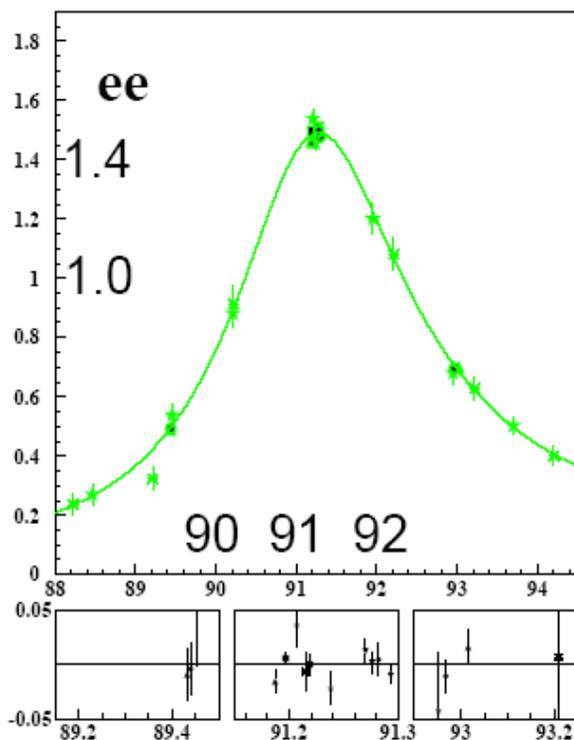
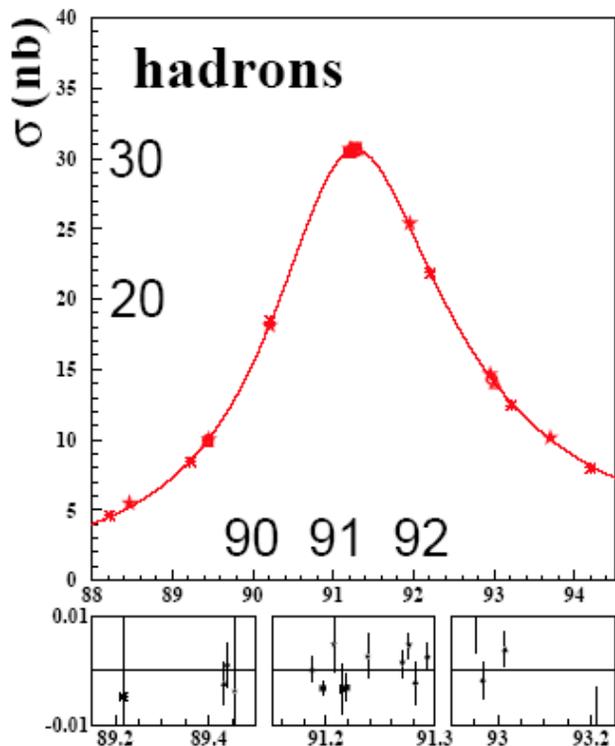


Representative values (vary from experiment to experiment)

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



\* 1990    \* 1991    ▼ 1992    ▲ 1993

■ 1994    ● 1995

$\sqrt{s}$ (GeV)

## LEP combined results

Z resonance parameters - recall pre-LEP hopes:

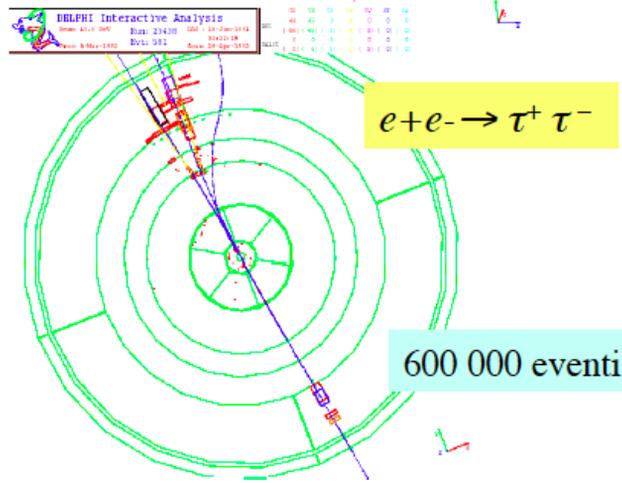
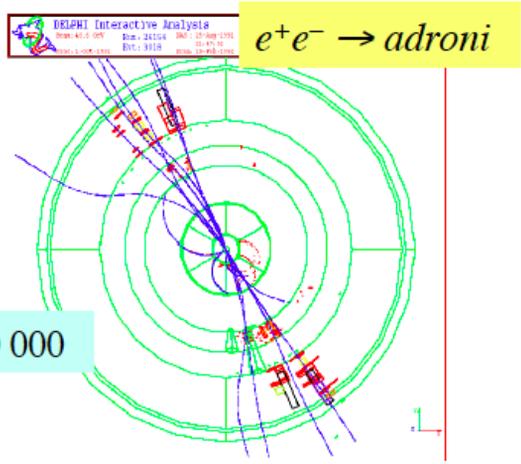
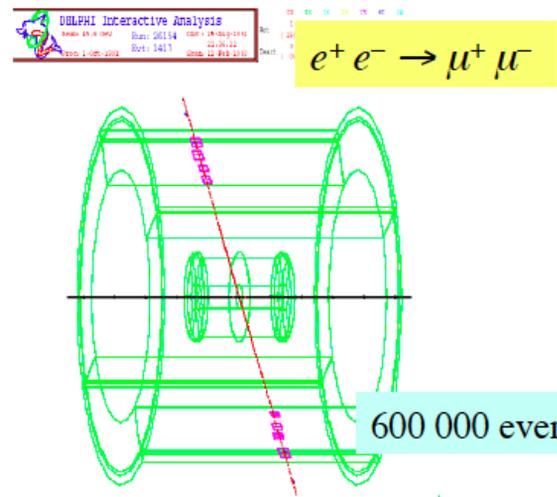
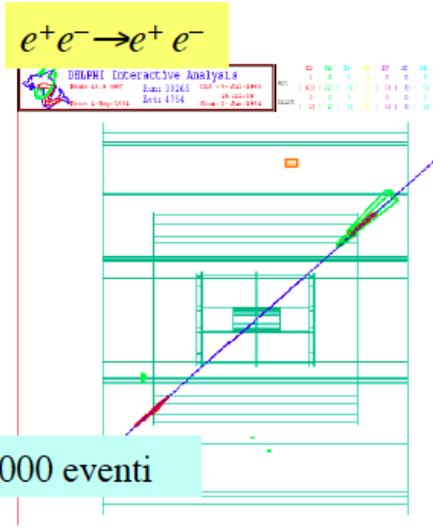
- $\sigma(M_Z) \approx 10$  MeV (limited by beam energy precision)
- Number of generations  $\sigma(N_\nu) \approx 0.2$

Fitted	$M_Z$ [GeV]	$91.1875 \pm 0.0021$
	$\Gamma_Z$ [GeV]	$2.4952 \pm 0.0023$
	$\sigma_h^0$ [nb]	$41.540 \pm 0.037$
	$R_\ell^0$	$20.767 \pm 0.025$
	$A_{FB}^{0,\ell}$	$0.0171 \pm 0.0010$
Derived	$\Gamma_{inv}$ [MeV]	$499.0 \pm 1.5$
	$\Gamma_{had}$ [MeV]	$1744.4 \pm 2.0$
	$\Gamma_{\ell\ell}$ [MeV]	$83.984 \pm 0.086$
	$N_\nu$	$2.984 \pm 0.008$

Summary - Very precise measurements of Z mass, width, cross-sections, partial widths and lepton forward-backward asymmetries.

High statistics data samples. Careful control of systematic errors.

# Dati Raccolti a DELPHI



# Parametri in input

$$\alpha(0) = 1/137.036$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0.11 \pm 0.01$$

$$G_F = 1.166389(22) \times 10^{-5} \text{ GeV}$$

$M_Z$  = estratta dalla forma di riga

$M_H$  ignota, influenza correzioni radiative, che sono poco sensibili al suo valore esatto (dipendenza logaritmica)

$$m_{\nu e} = m_{\nu \mu} = m_{\nu \tau} = 0$$

$$m_e, m_\mu, m_\tau$$

$m_u, m_d, m_s$  Le masse dei quark leggeri sono (a parte la massa dell'higgs) i parametri peggio noti. L'incertezza sui loro valori si riflette praticamente solo sul contributo adronico ai diagrammi di polarizzazione del vuoto fotonici  $\Rightarrow \alpha(M_Z)$

$$m_c, m_b$$

$m_t$  non nota inizialmente, predetta da correzioni radiative in output, poi (1994) in input

# il Fit Elettrodebole

DATI ROZZI



*CORREZIONI PER  
ACCETTANZA, RISOLUZIONE,  
ECC.*

DATI CORRETTI



**FIT**



SEZ. D'URTO E ASIMM.  
CORRETTE



*CORREZIONI RADIATIVE  
Dipendono da  $M_t$ , poco da  $M_H$*

SEZ. D'URTO E ASIMMETRIE  
ALL'ORIDNE PIU BASSO

$$\Gamma_h = \sum \Gamma_q$$

$$\sigma_h^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_h}{\Gamma_Z^2}$$

$$R_f = \Gamma_f / \Gamma_h$$

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

Grandezze i cui coefficienti di correlazione sono piccoli.

Invece ad esempio  $\Gamma_Z$  e  $\Gamma_{had}$  sono fortemente correlate perché

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

## Number of Generations

★ So far only discussed 3 generations of fermions, e.g.  $\{e^-, \mu^-, \tau^-\}$

★ What about a possible fourth generation ?

$$\left( \begin{array}{cc} e^- & d \\ \nu_e & u \end{array} \right), \left( \begin{array}{cc} \mu^- & s \\ \nu_\mu & c \end{array} \right), \left( \begin{array}{cc} \tau^- & b \\ \nu_\tau & t \end{array} \right), + ?$$

★ The  $Z^0$  boson couples to ALL fermions, including neutrinos. Therefore the total decay width,  $\Gamma_Z$  has contributions from all fermions  $m_f < M_Z/2$

$$\Gamma_Z = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{qq} + \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$$

with  $\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = \Gamma_{\nu_e\bar{\nu}_e} + \Gamma_{\nu_\mu\bar{\nu}_\mu} + \Gamma_{\nu_\tau\bar{\nu}_\tau}$

- ★ If there were an additional generation, it seems likely that the fourth generation neutrino would be light and, if so, would be produced at LEP,  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$
- ★ Wouldn't observe the neutrinos directly, but could infer their presence from the effect on the  $Z^0$  resonance curve

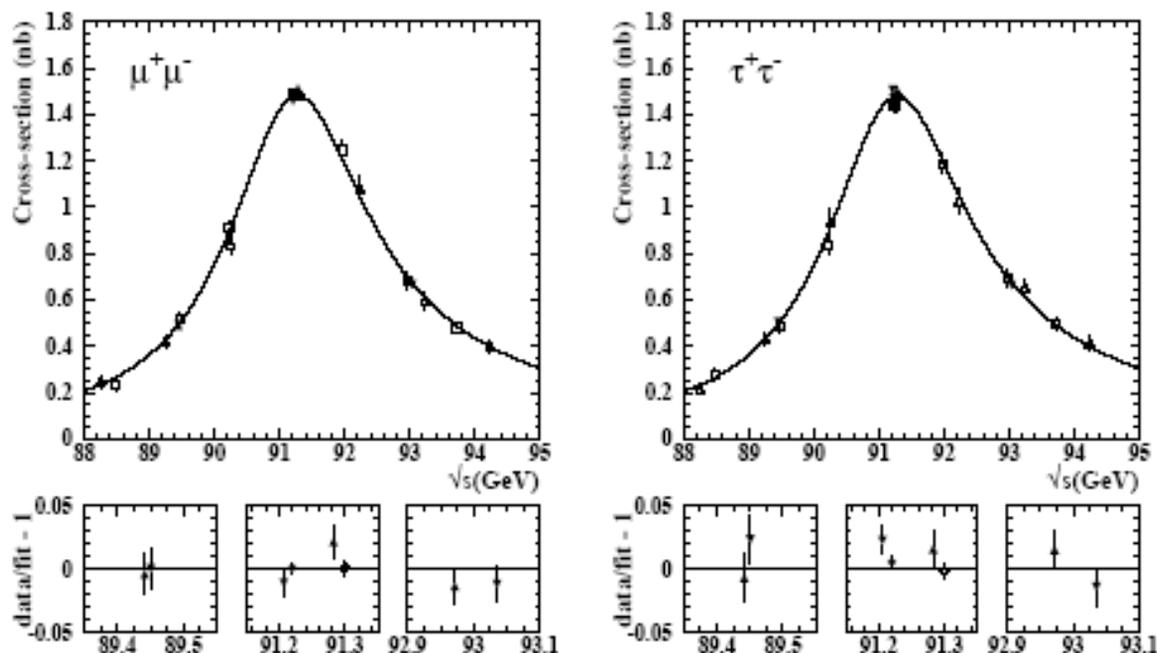
At the peak of the  $Z^0$  resonance  $\sqrt{s} = M_Z$

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

A fourth generation neutrino would INCREASE the  $Z^0$  decay rate and thus increase  $\Gamma_Z$ . As a result one would observe a DECREASE the measured peak cross sections for the visible final states.

- ★ Measure the  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$  cross-sections for all visible decay modes (i.e. all fermions apart from  $\nu\bar{\nu}$ )

### EXAMPLES:



- ★ Have already measured  $M_Z$  and  $\Gamma_Z$  from the shape of the Breit-Wigner resonance. Therefore obtain  $\Gamma_{f\bar{f}}$  from the peak cross-sections in each decay mode using

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

Note, obtain  $\Gamma_{ee}$  from

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

- ★ Can relate the partial widths to the measured TOTAL width (from the resonance curve)

$$\Gamma_Z = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{qq} + N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$$

where  $N_\nu$  is the number of neutrinos species and  $\Gamma_{\nu\nu}$  is the partial width for a single neutrino species.

The difference between the measured value of  $\Gamma_Z$  and the sum of the partial widths for all visible final states gives the “invisible” width.

$\Gamma_Z$	$2494.8 \pm 4.1 \text{ MeV}$
$\Gamma_{ee}$	$83.7 \pm 0.2 \text{ MeV}$
$\Gamma_{\mu\mu}$	$84.0 \pm 0.3 \text{ MeV}$
$\Gamma_{\tau\tau}$	$83.9 \pm 0.4 \text{ MeV}$
$\Gamma_{q\bar{q}}$	$1745.3 \pm 3.5 \text{ MeV}$
$N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$	$497.3 \pm 3.5 \text{ MeV}$

In the Standard Model calculate

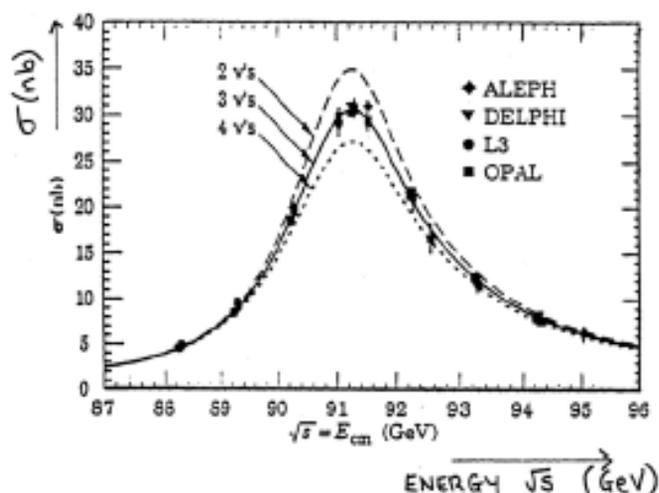
$$\Gamma_{\nu\nu} = 167 \text{ MeV}$$

$$\text{therefore } N_\nu = \frac{497.3 \pm 3.5}{167}$$

$$= 2.98 \pm 0.02$$

**3** generations of **light** neutrinos ( $m_\nu < \frac{M_{Z^0}}{2}$ )

$\Rightarrow$  Probably only **3 GENERATIONS !**



In addition:

- ★  $\Gamma_{ee}, \Gamma_{\mu\mu}, \Gamma_{\tau\tau}$  are consistent  $\Rightarrow$  universality of the lepton couplings to the  $Z^0$
- ★  $\Gamma_{q\bar{q}}$  is consistent with the expected value which **assumes 3 COLOURS** - yet more evidence for colour

# Misura diretta del numero di famiglie di neutrini leggeri al LEP

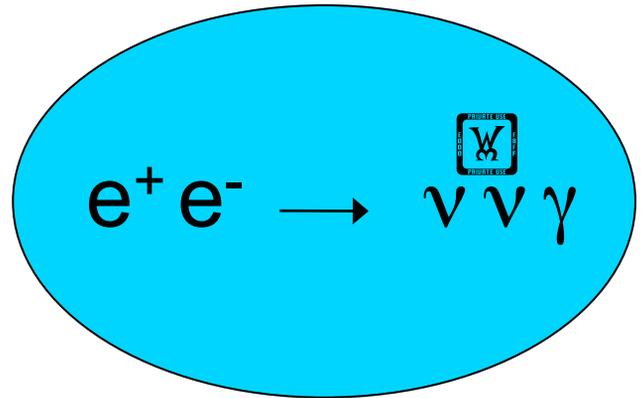
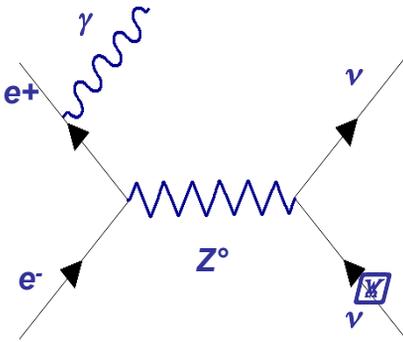
## Vantaggi di una misura diretta

Il valore di  $G_{\text{inv}}$  potrebbe essere dovuto non solo ai neutrini ma anche ad altre particelle stabili e debolmente interagenti con  
 $m < M_{Z^0}/2$   
 $N_n > 3$

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

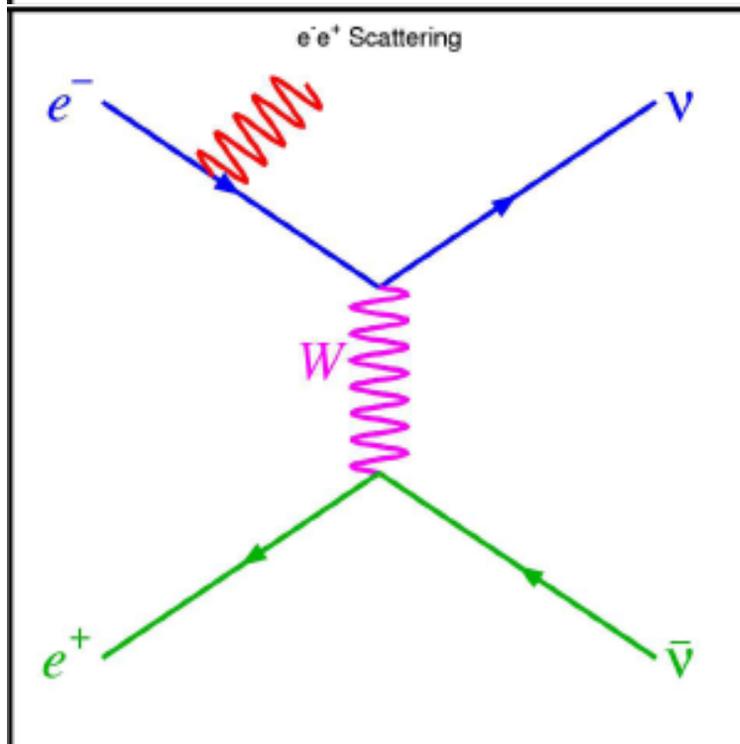
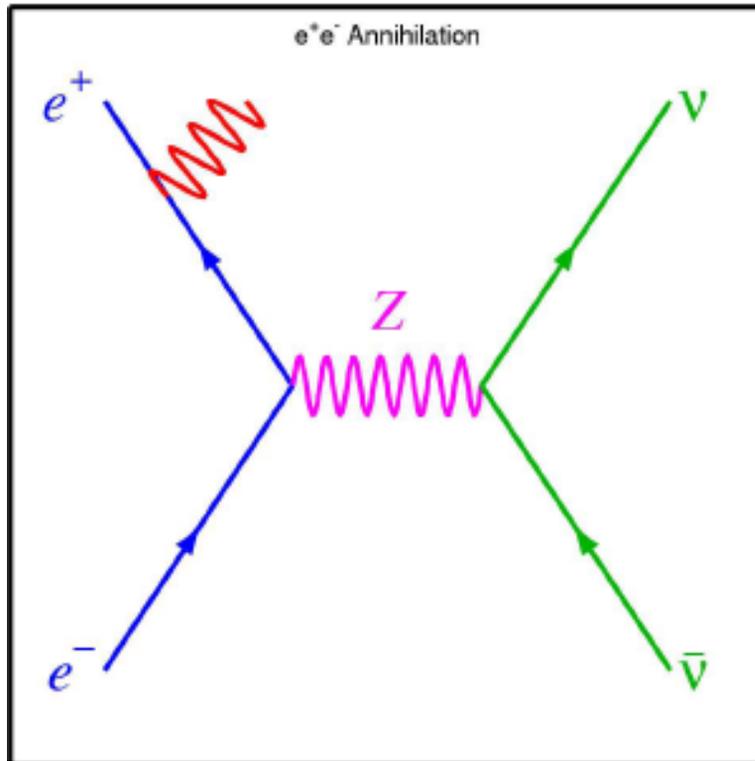
Una misura diretta della  $\Gamma_{\text{inv}}$  risulta allora fondamentale

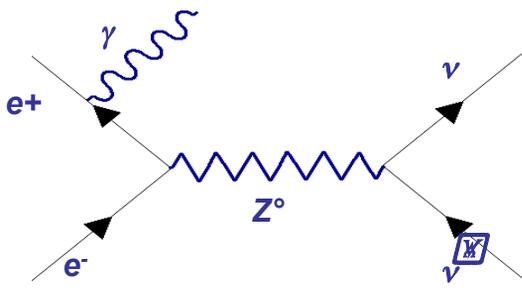
# L'idea chiave



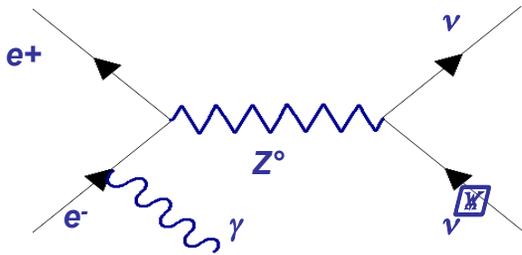
- Forte segnatura:  
un solo fotone con  $E_\gamma = \sqrt{s} - M_Z$ .
- Possibilità di osservare un gran numero di eventi in prossimità di  $M_Z$ .
- La misura è diretta *ma difficile!*

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

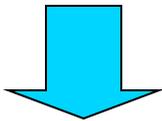




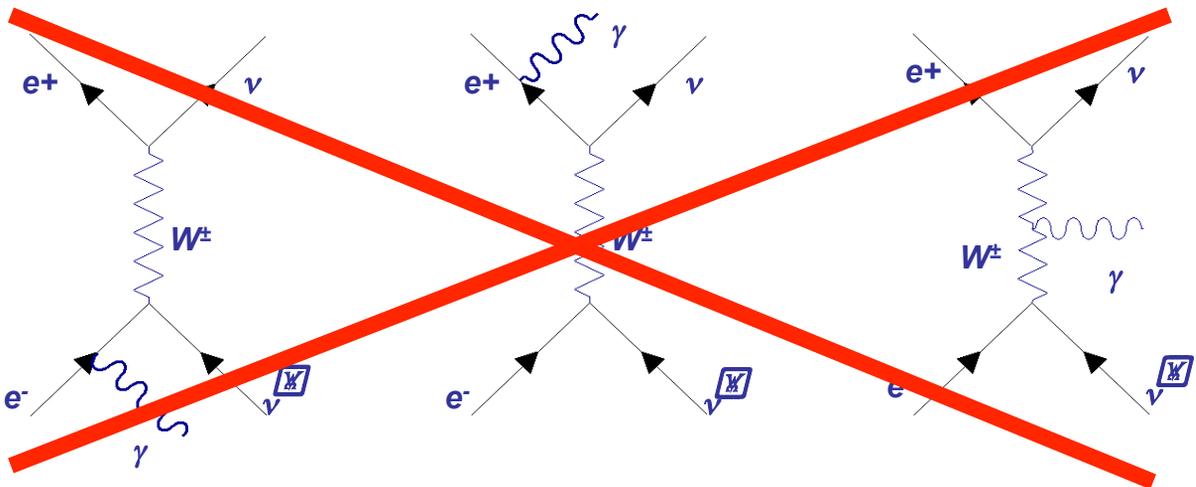
$$N_\nu = \Gamma_{inv} / \Gamma_{\nu\nu}$$



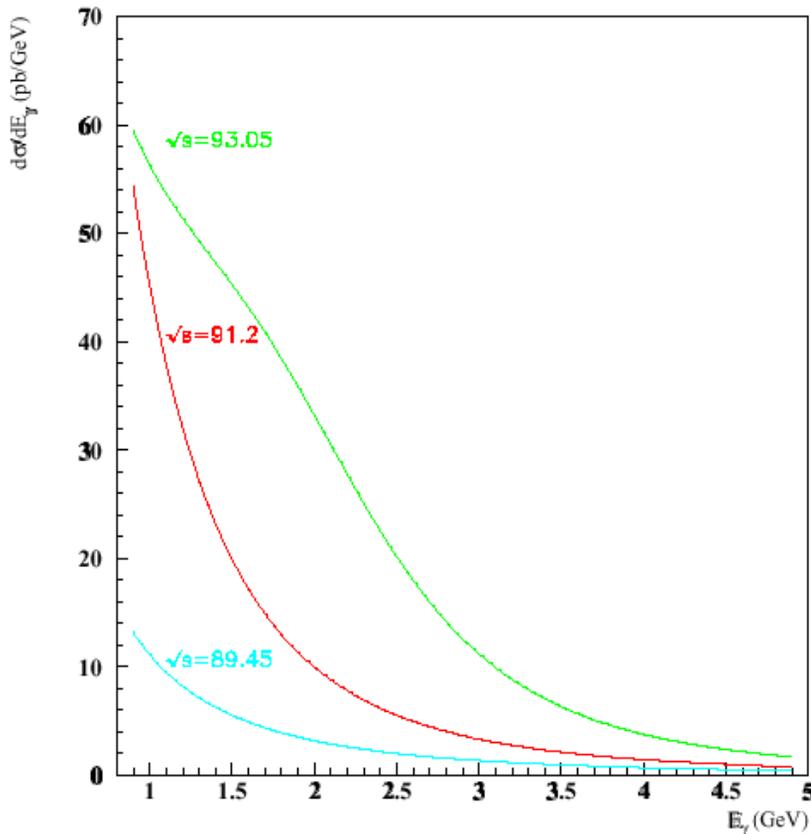
$$s' = s \left( 1 - 2E_\gamma / \sqrt{s} \right)$$



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



# $\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma)$



- la sezione d'urto dipende dall'energia del  $\gamma$  e dall'angolo di emissione; è calcolabile all'ordine più basso, trascurando il grafico 2 e nel limite ( $m_W \rightarrow \infty$ ).

$$\frac{d^2\sigma_0(\nu\bar{\nu}\gamma)}{dxdy} = \frac{G_F^2 \alpha s(1-x) \left\{ (1-x/2)^2 + x^2 y^2 / 4 \right\}}{6\pi^2 x(1-y^2)} x$$

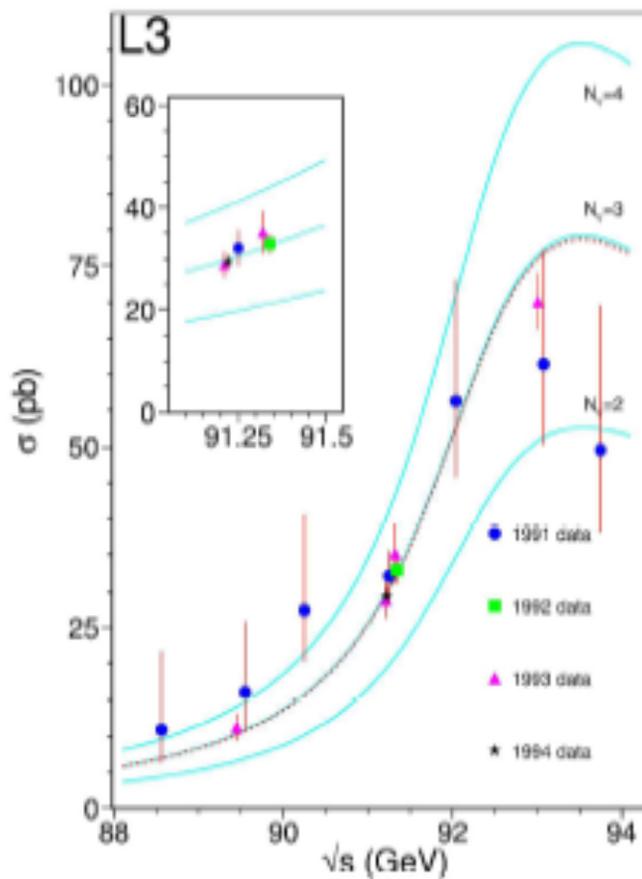
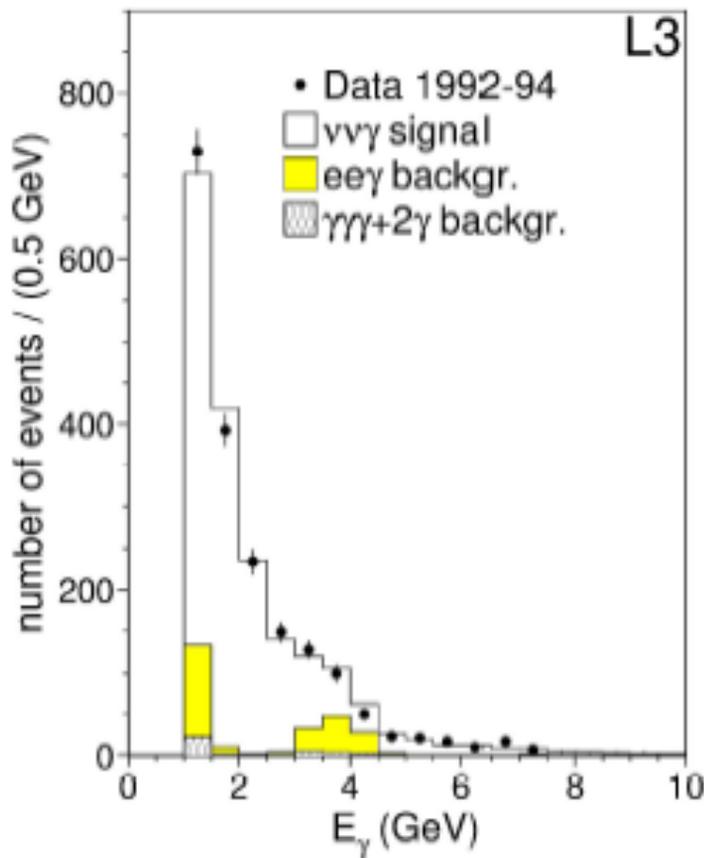
$$\times \left\{ 2 + \frac{N_\nu \left( g_V^{e^2} + g_A^{e^2} \right) + 2 \left( g_V^e + g_A^e \right) [1-\xi]}{[1-\xi]^2 + \Gamma_Z^2 / m_Z^2} \right\};$$

$$x = 2E_\gamma / \sqrt{s}; \quad y = \cos \theta_\gamma; \quad \xi = s / m_Z^2 (1 - 2E_\gamma / \sqrt{s}).$$



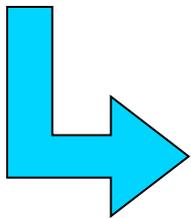


# Single Photon Spectrum and Cross-Section

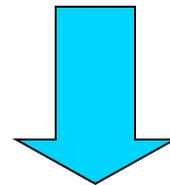


# Risultati

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



$$G_{\text{inv}} = 498 \pm 12 \text{ (stat)} \pm 12 \text{ (sys)} \quad \text{MeV}$$



$$N_\nu = 2.98 \pm 0.07 \text{ (stat)} \pm 0.07 \text{ (sys)}$$

## Parity Violation in $Z^0$ Decays

**EXAMPLE:**  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

- ★ Parity is conserved in the strong and EM interactions
- ★ Parity is maximally violated in the WEAK charged current interaction.

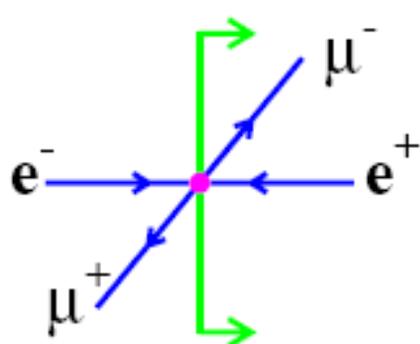
$W$ -bosons mainly couple to LH particles

What about the WEAK neutral current ?

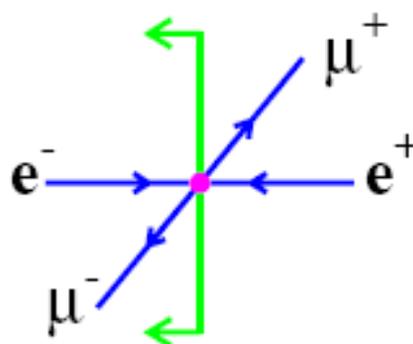
- ★ Parity **IS** violated in the WEAK neutral current
- ★ The  $Z^0$  is a 'mixture' of a parity conserving VECTOR field and a parity violating 'W-like' field.

Perform a 'parity' violation experiment analogous to that of Handout VI page 13 :

**FORWARD-BACKWARD** asymmetry



$\mu^-$  in FORWARD hemisphere

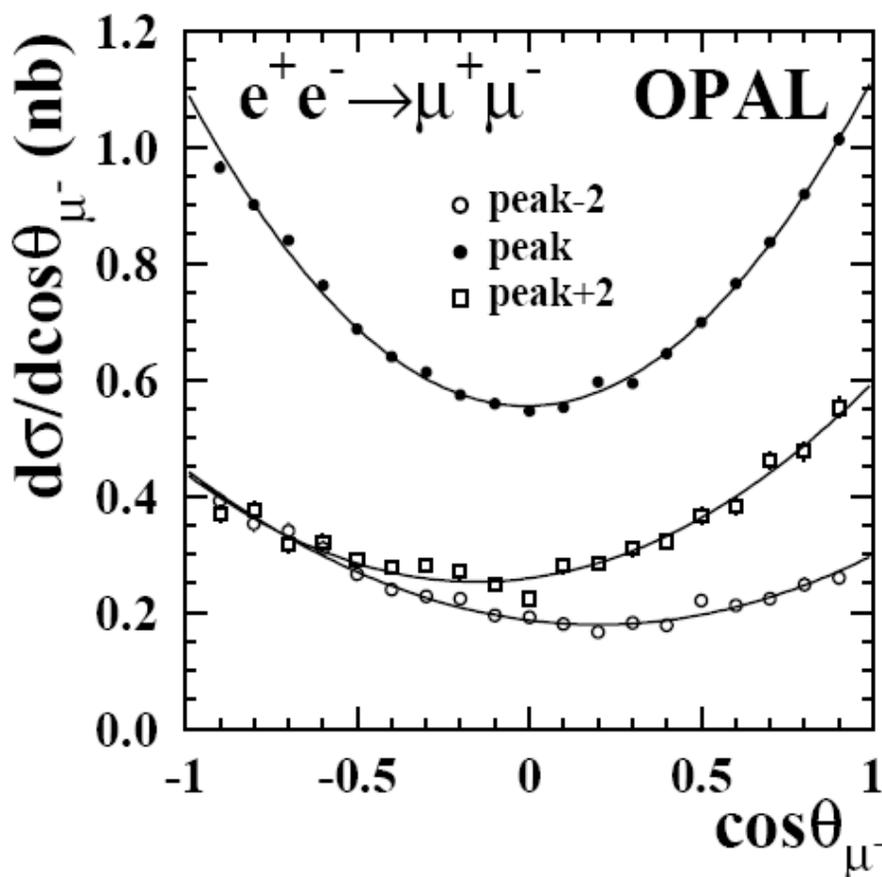


$\mu^-$  in BACKWARD hemisphere

If parity is conserved the number of  $\mu^-$  observed in **FORWARD** hemisphere will be equal to number observed in **BACKWARD** hemisphere

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = 0 \quad \text{IF parity conserved}$$

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

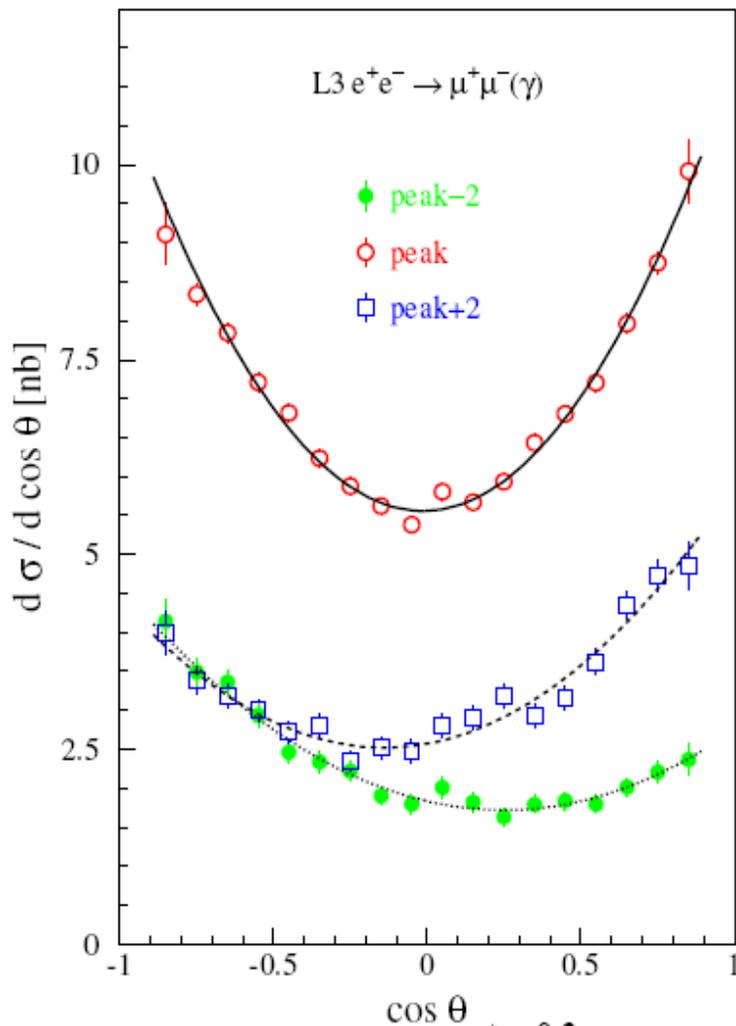


For data recorded at  $\sqrt{s} = M_{Z^0}$ :

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

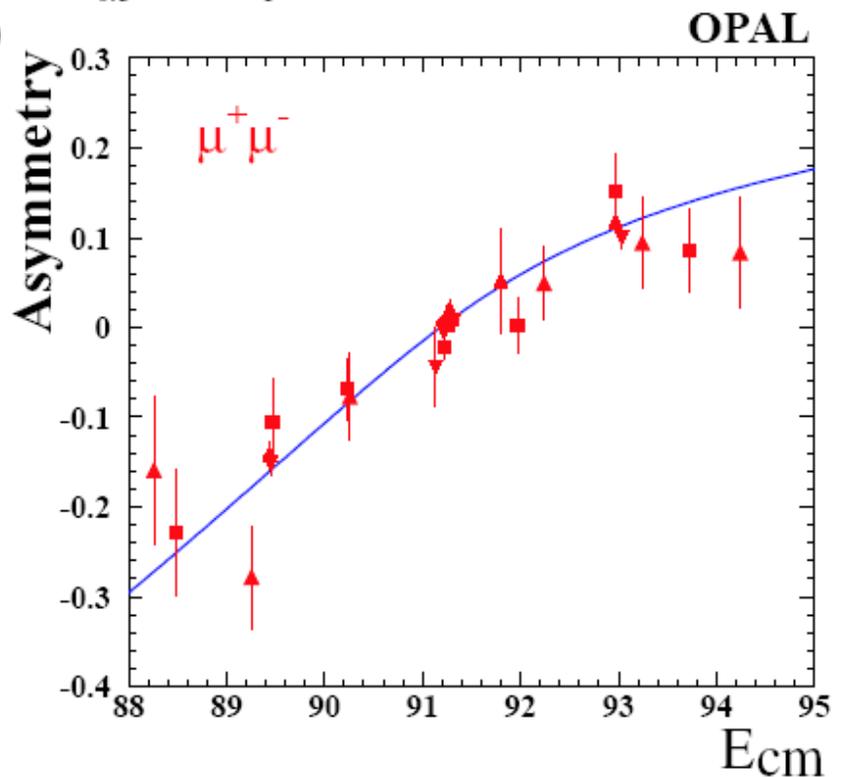
*i.e.* a **small** but statistically significant non-zero asymmetry  $\Rightarrow$  **PARITY VIOLATED**

# Lepton forward-backward asymmetries



Forward-backward asymmetry for lepton pairs is straightforward to measure. Charge of lepton from tracking.

Asymmetry varies with centre-of-mass energy.



## EXPLANATION

$Z^0 f \bar{f}$  coupling is a mixture of VECTOR and VECTOR—AXIAL-VECTOR couplings.

$$\frac{g}{\cos \theta_W} \frac{1}{2} \gamma^\mu (C_V - C_A \gamma^5)$$

Mixture determined by WEAK MIXING ANGLE  $\theta_W$ . For leptons

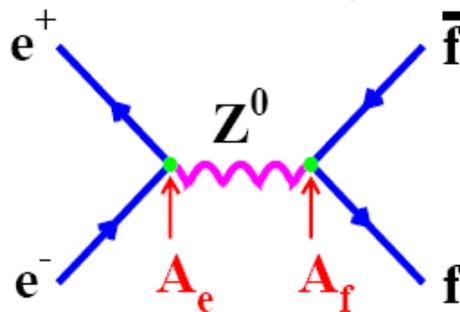
$$C_V = (1 - 4\sin^2 \theta_W)$$

$$C_A = 1$$

The measured asymmetry:

$$A_{FB} = A_e A_\mu$$

where 
$$A_{e/\mu} = \frac{2C_V C_A}{C_V^2 + C_A^2}$$



Small asymmetry implies  $(1 - 4\sin^2 \theta_W) \sim 0$ .

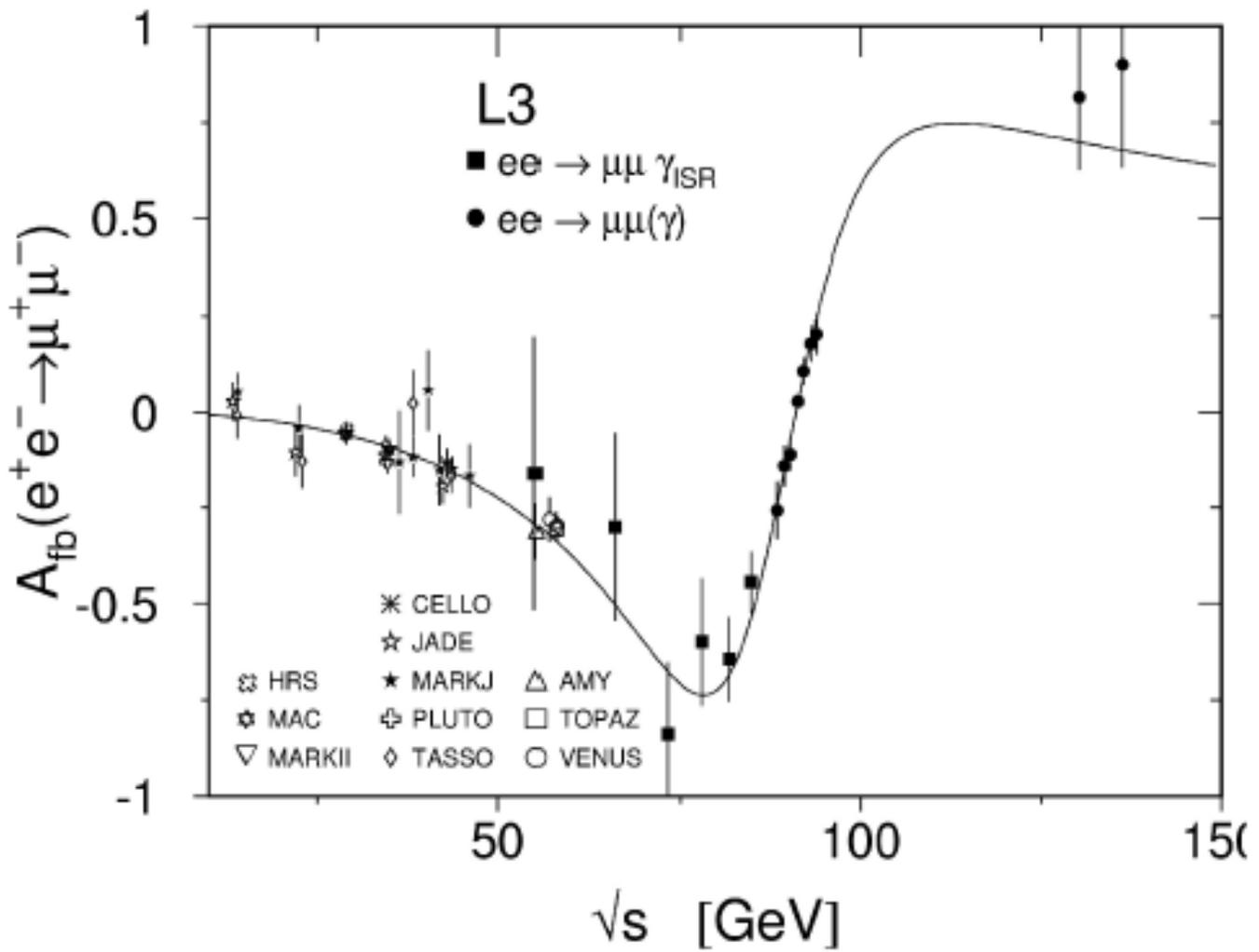
By measuring the asymmetry **measure**  $\sin^2 \theta_W$

ALL LEP  $A_{FB}$ :

$$\sin^2 \theta_W = 0.23099 \pm 0.0053$$

**LEP  $\rightarrow M_{Z^0}$  and  $\sin^2 \theta_W$**

# Muon Forward-Backward Asymmetry



# Lepton Universality

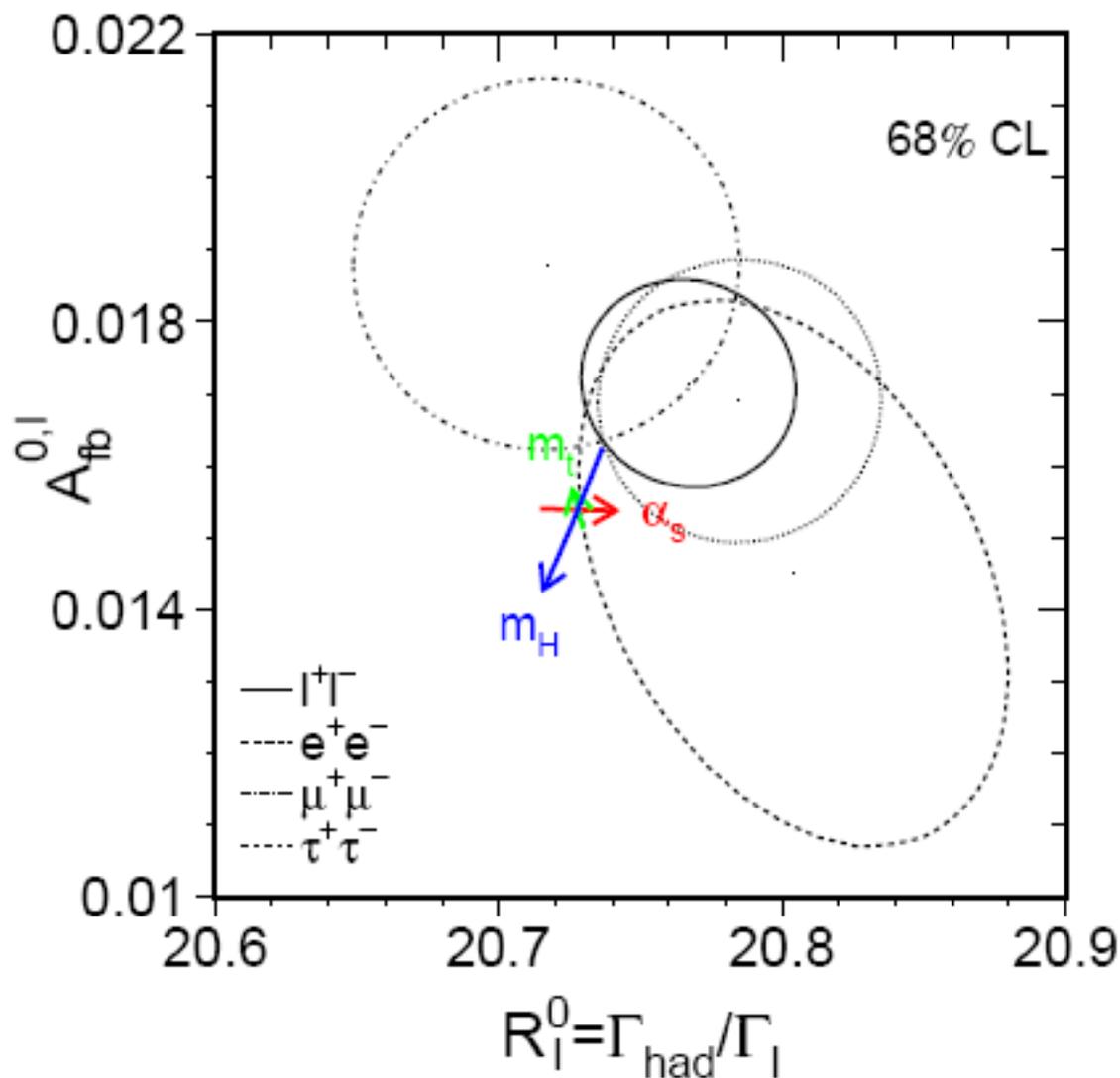
Plot  $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$  vs.  $R_\ell^0 = \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\ell\ell}$ . Contours contain 68% probability.

Lepton universality OK. Results agree with SM (arrows)

$$M_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}$$

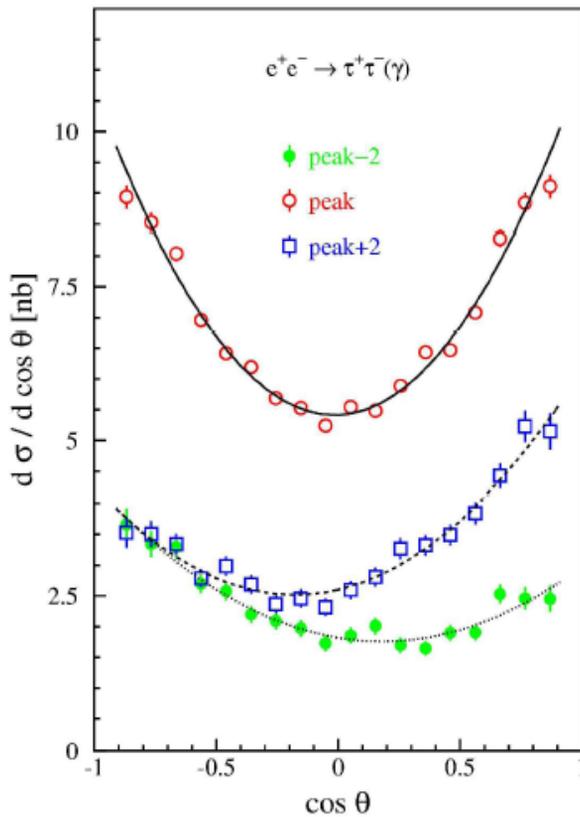
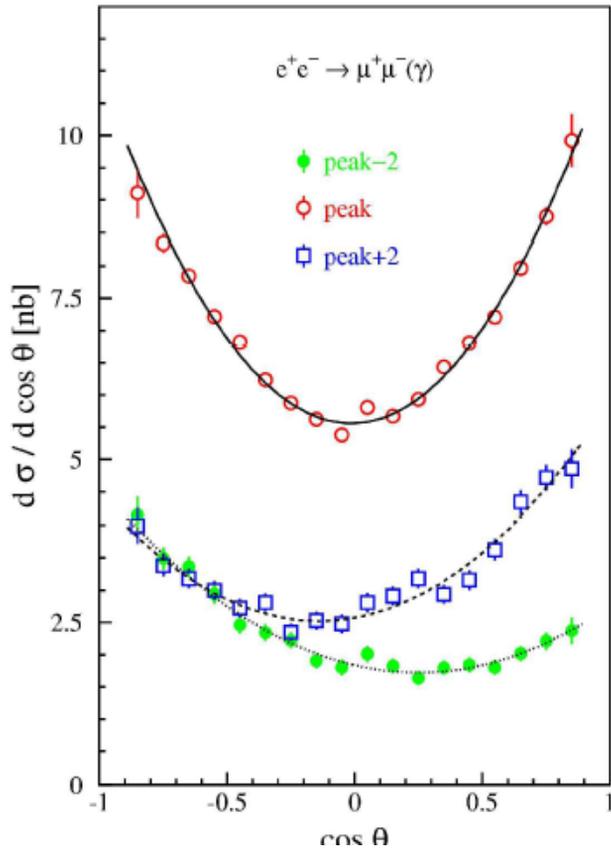
$$M_H = 300_{-186}^{+700} \text{ GeV (low } M_H \text{ preferred)}$$

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.002$$



Next lecture: interpretation of asymmetries in terms of  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$

# Differential Cross-Sections

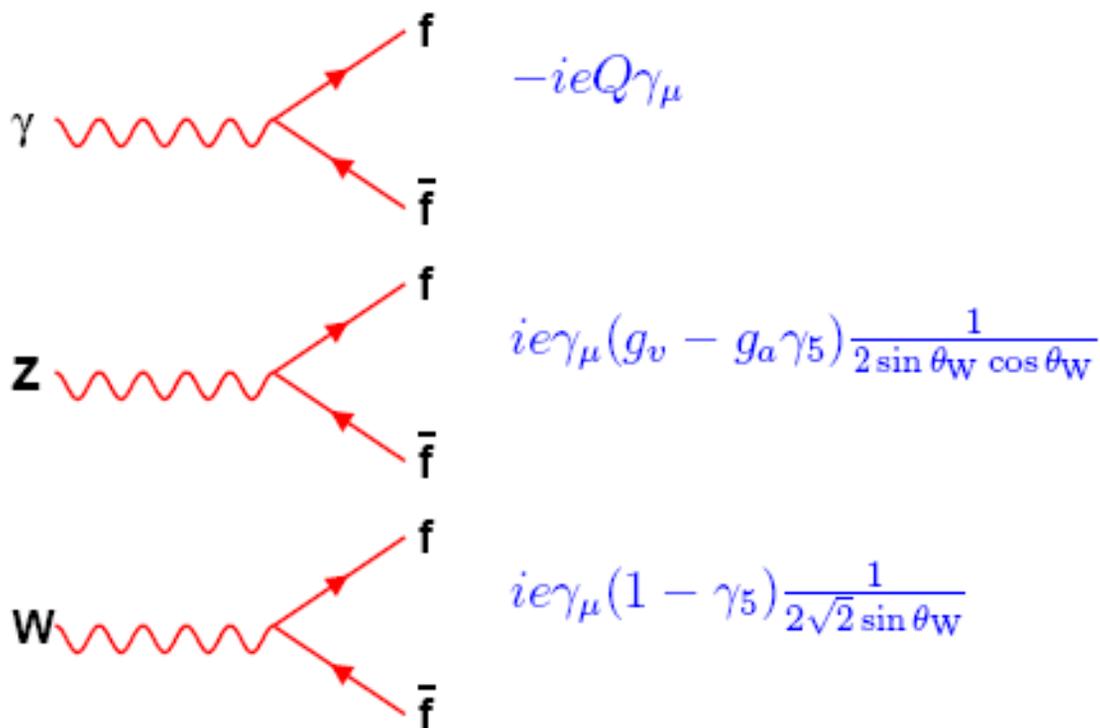


# Standard Model relationships

Masses of heavy gauge bosons and their couplings to fermions depend on SAME mixing angle

$$\cos \theta_W = M_W / M_Z$$

$SU(2) \times U(1)$  coupling constants,  $g, g'$ , proportional to electric charge  $e$ :  $g = e \sin \theta_W, g' = e \cos \theta_W$



where  $Q, g_a$  and  $g_v$  depend on fermion type, with

$$g_a = T^3 = \pm \frac{1}{2}$$

$$g_v = (T^3 - 2Q \sin^2 \theta_W) = \pm \frac{1}{2} (1 - 4|Q| \sin^2 \theta_W)$$

$g_v/g_a$  gives  $\sin^2 \theta_W$  if you know  $|Q|$ .

## Standard Model relationships

Relate  $e$ ,  $\sin \theta_W$  and  $M_W$  to the best measured parameters:

$$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi} = 1/137.035\,999\,76(50)$$

$$G_F \equiv \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 \sin^2 \theta_W} = 1.166\,39(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_Z = 91.1875(21) \text{ GeV}$$

$G_F$  measured from muon decay;  $M_Z$  from LEP.

These relations are true at tree level, but to check that they are valid, must take into account radiative corrections, which give sensitivity to virtual heavy particles, and possibly new physics!

Aside: Other SM inputs needed are fermion masses, Higgs mass, CKM matrix (quark mass eigenstates are not weak eigenstates), strong coupling constant,  $\alpha_s$

# Improved Born Approximation

1) Si lascia la forma dell'elemento di matrice (e della sezione d'urto) invariato, cioè nell'approssimazione di Born.

2) Si assorbe il grosso delle correzioni radiative nelle "costanti" di accoppiamento che diventano funzioni dell'energia.

Per stati finali  $\neq e^+e^-$  (presente il canale  $t$ ) e da  $bb$  (ci sono correzioni di vertice in più)

$$M_{ff} = Q_e Q_f \frac{4\pi\alpha(M_Z)}{s} J_{em}^e J_{em}^f + \frac{\sqrt{2}G_F M_Z^2 (1 + \delta\rho)}{s - M_Z^2 + is \frac{\Gamma_Z}{M_Z}} J_3^e J_3^f$$

$$J_{em_\mu}^f = \gamma_\mu \quad J_{3_\mu}^f = \gamma_\mu \left[ T_3^{W,f} (1 - \gamma_5) - 2Q_f \bar{s}_W^2 \right]$$

## Cos'è cambiato?

- $\alpha$  fisso  $\Rightarrow \alpha(M_Z)$
- larghezza totale dipende da  $s$   $M_Z \Gamma_Z \Rightarrow s \Gamma_Z / M_Z$
- $\delta\rho = \frac{3G_F M_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} + \left( \frac{3G_F M_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \right)^2 \frac{19 - 2\pi^2}{3} + \dots - \frac{11G_F M_W^2}{24\pi^2 \sqrt{2}} \tan^2 \theta_W \ln \frac{M_H^2}{M_W^2} + \dots$
- $\sin^2 \theta_W \Rightarrow \bar{s}_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{(1 + \delta\rho) M_Z^2}$

# Summary

Now have **5** precise measurements of fundamental parameters of the Standard Model

★  $\alpha_{em}$

★  $G_F = (1.16632 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

★  $M_W = (80.423 \pm 0.038) \text{ GeV}$

★  $M_{Z^0} = (91.1875 \pm 0.0021) \text{ GeV}$

★  $\sin^2 \theta_W = 0.23143 \pm 0.00015$

In the Standard Model, **ONLY 3** are independent.

Their consistency is an incredibly powerful test of the Standard Model of Electroweak Interactions !

# Bibliografia

**Burcham and Jobes: Pagine 473 - 505;**

**J. Mnich: Appendice 4;**

**P. Wells: Appendice 5.**