

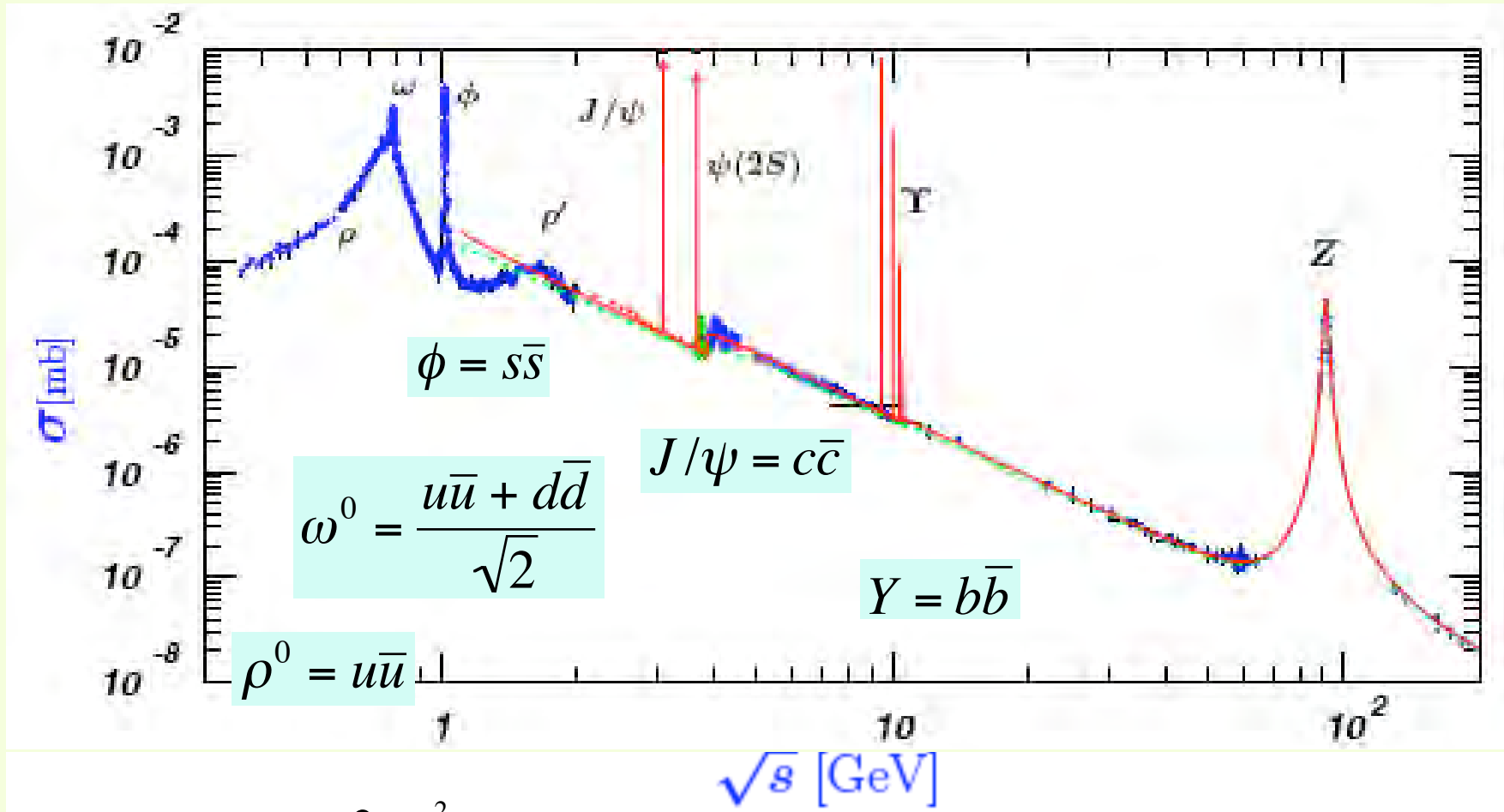
Fisica Nucleare e Subnucleare II

Lezioni n. 35 e 36

- Interazioni $e^+ \rightarrow \leftarrow e^-$ a LEP per $\sqrt{s} \geq 50$ GeV:
 - Esperimenti a LEP
 - Misure della massa e della "larghezza" totale e parziale della Z^0
 - $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \tau^+ \tau^-,$ adroni
 - Numero di famiglie di neutrini leggeri

Risultati sperimentali con interazioni $e^+e^- \rightarrow \text{adroni}$ (1)

La sezione d'urto totale $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{adroni})$ diminuisce all'aumentare di \sqrt{s} ma mostra dei "picchi": produzione di "risonanze"



La $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{s} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) = \sigma_T$ (solo int. EM) diminuisce continuamente al crescere di \sqrt{s}

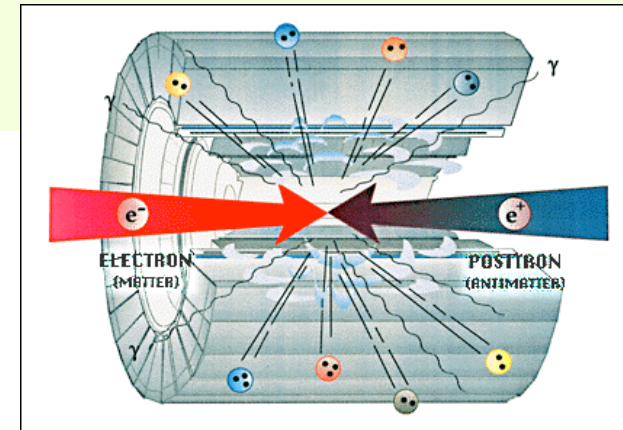
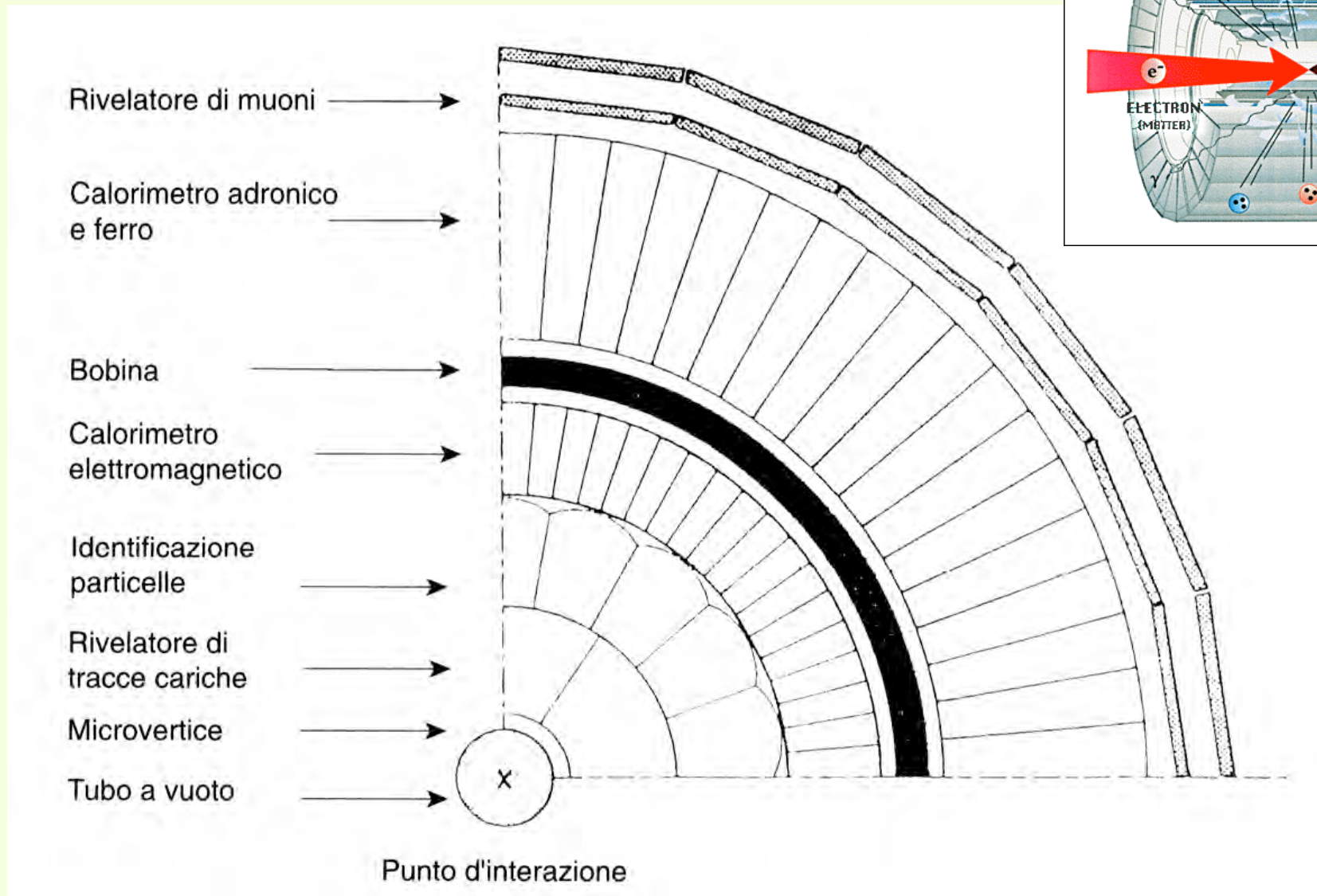
Large Electron Positron Collider (LEP)

LEP I (1989-1993) : Z physics. *18 million Z bosons produced*

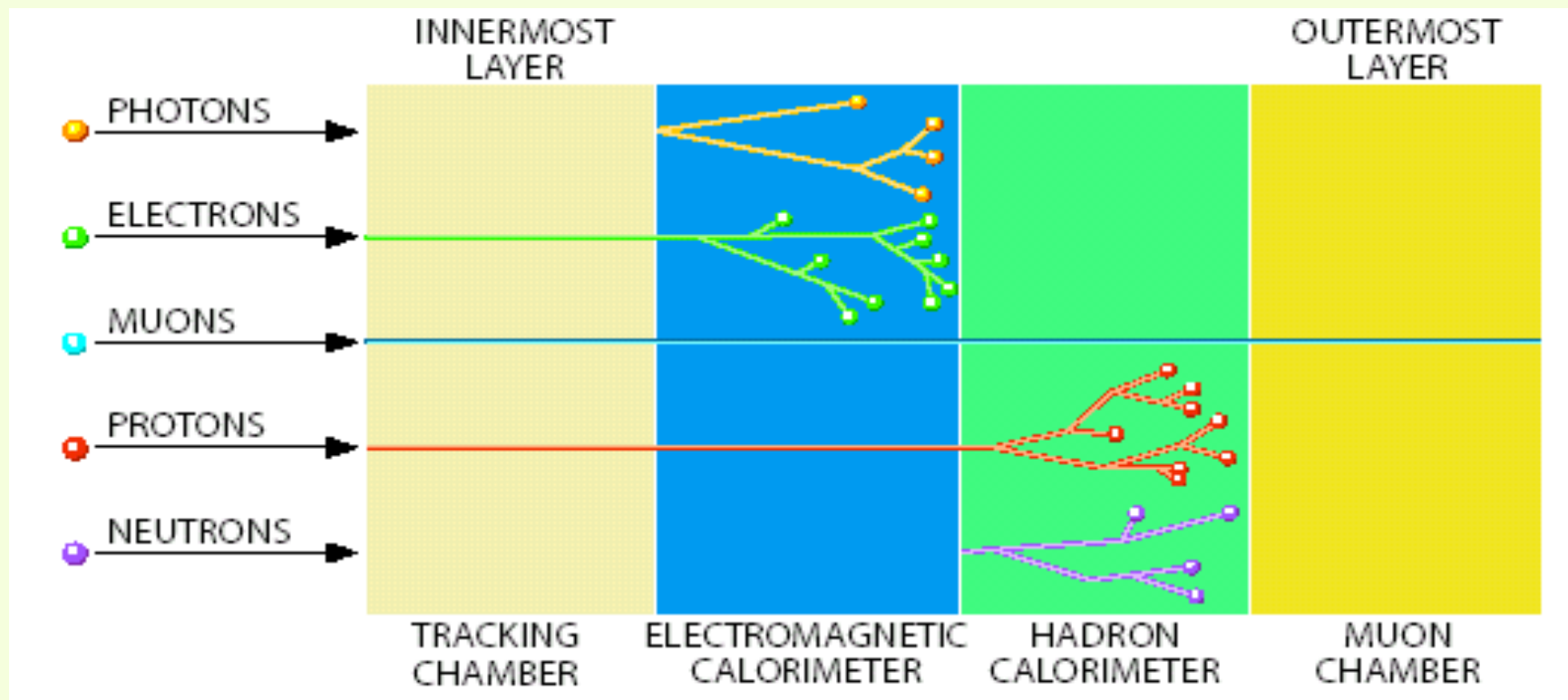
LEP II (1996-2000) : W physics. *80,000 W's produced. (Energies from 161 GeV – 209 GeV) W's produced in pairs.*



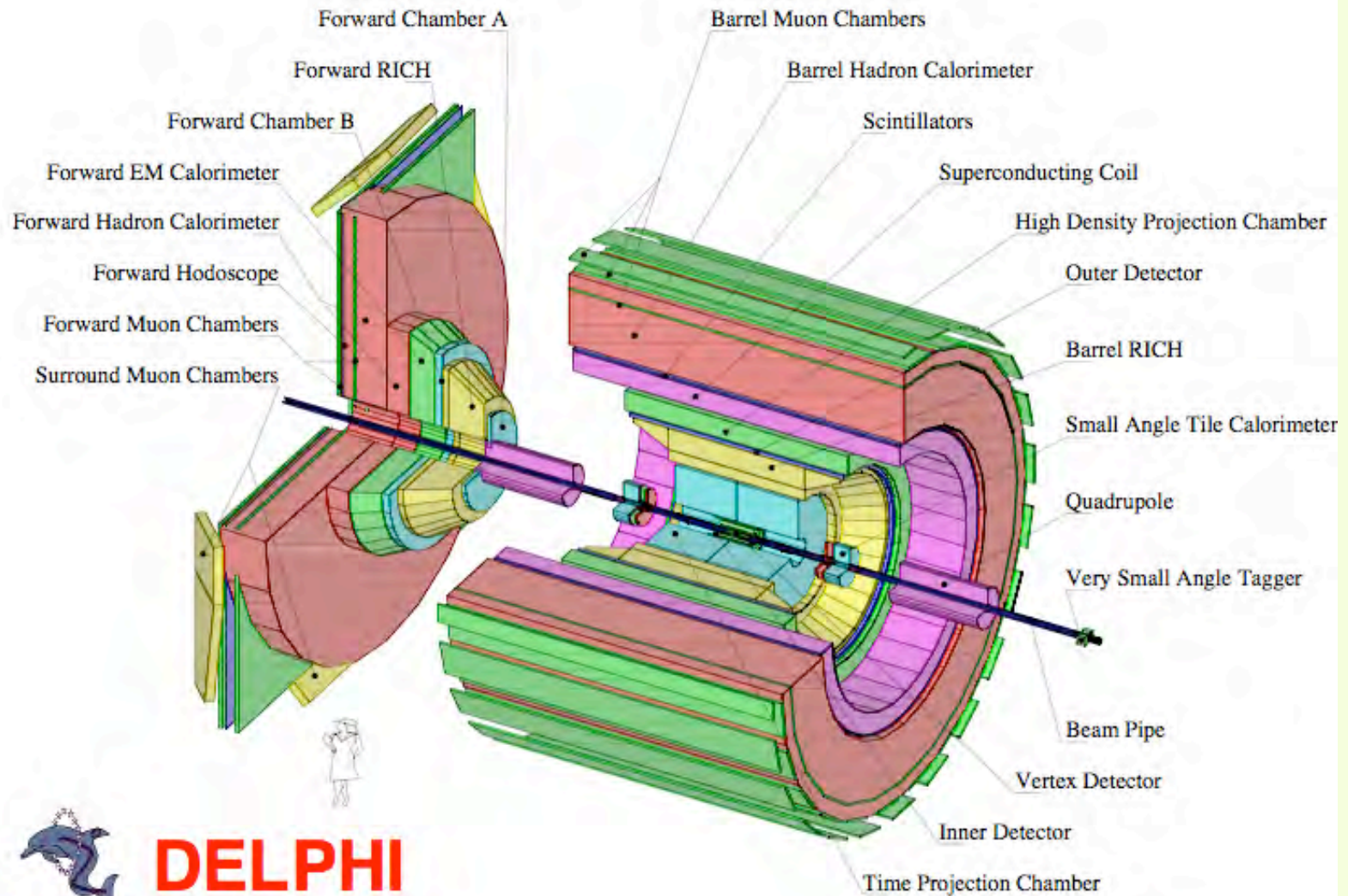
Interazioni $e^+ \rightarrow \leftarrow e^-$ a LEP



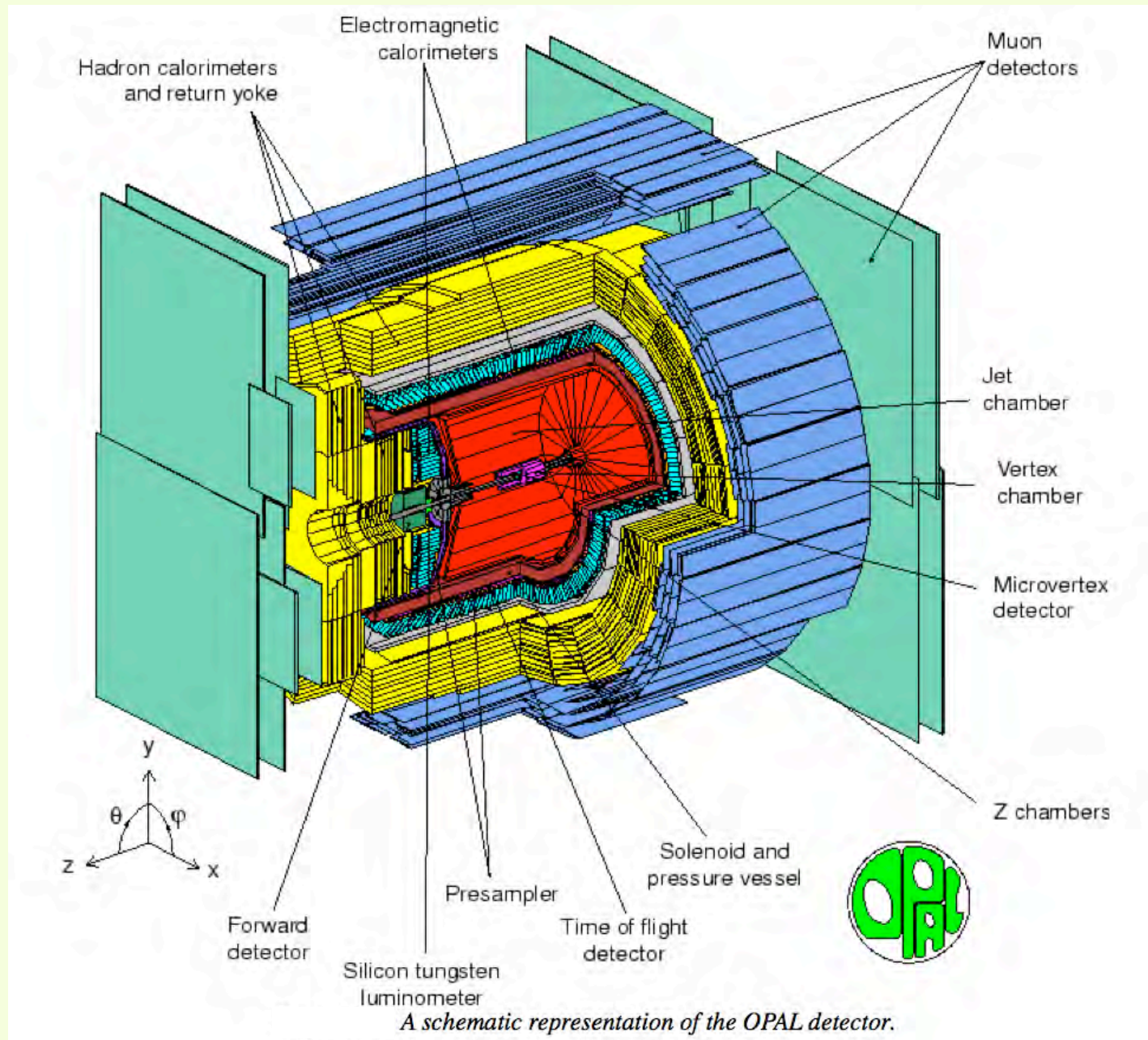
Schema di un tipico rivelatore per un Collider



Il rivelatore DELPHI al LEP-CERN

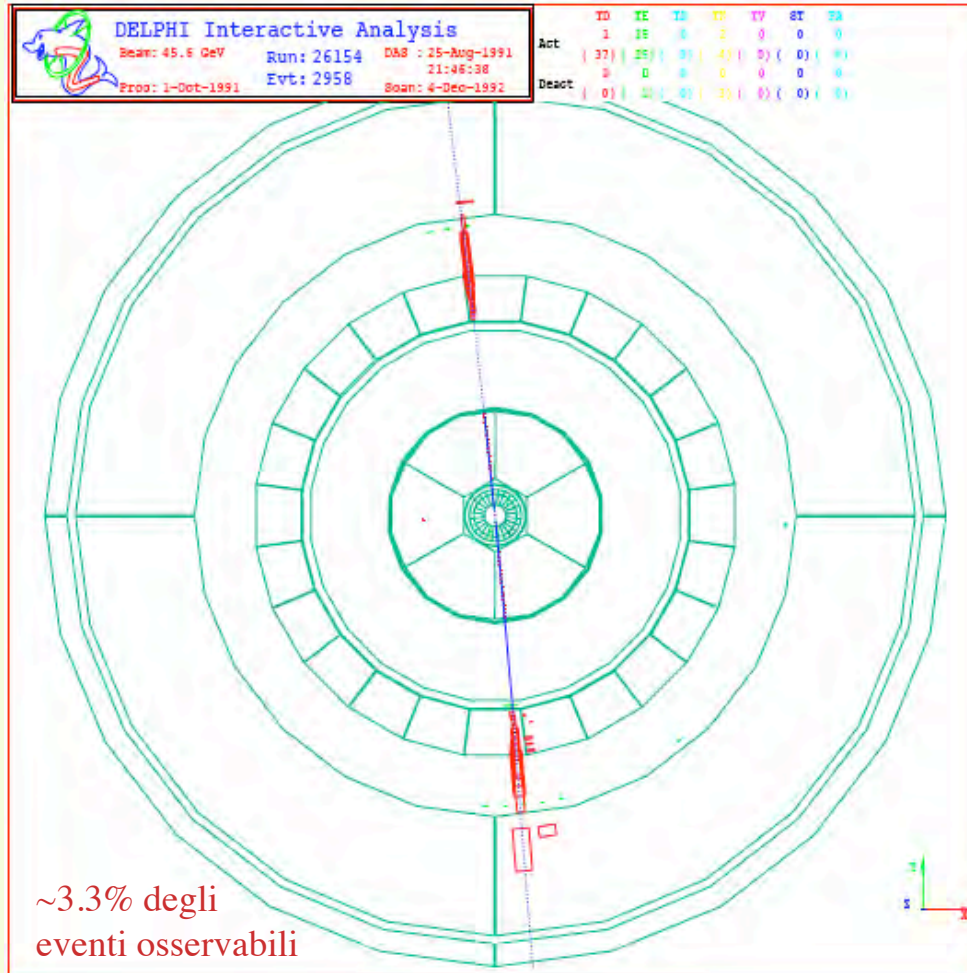


The OPAL detector at LEP-CERN



DELPHI: eventi Z^0 in due elettroni / muoni

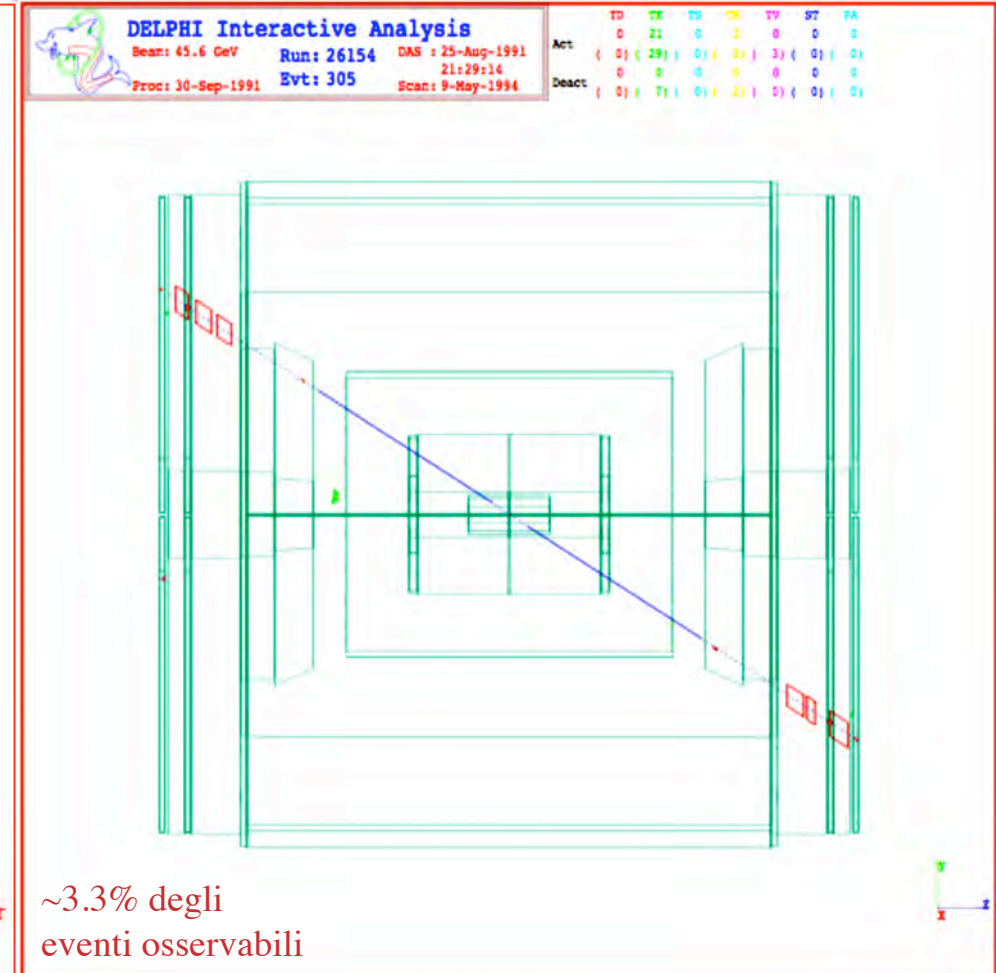
Elettroni identificati dagli sciami nell'HPC.
Un evento "elastico" con gli elettroni nello stato finale identificati dal calorimetro elettromagnetico.



Non ci sono segnali nel calorimetro adronico.

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

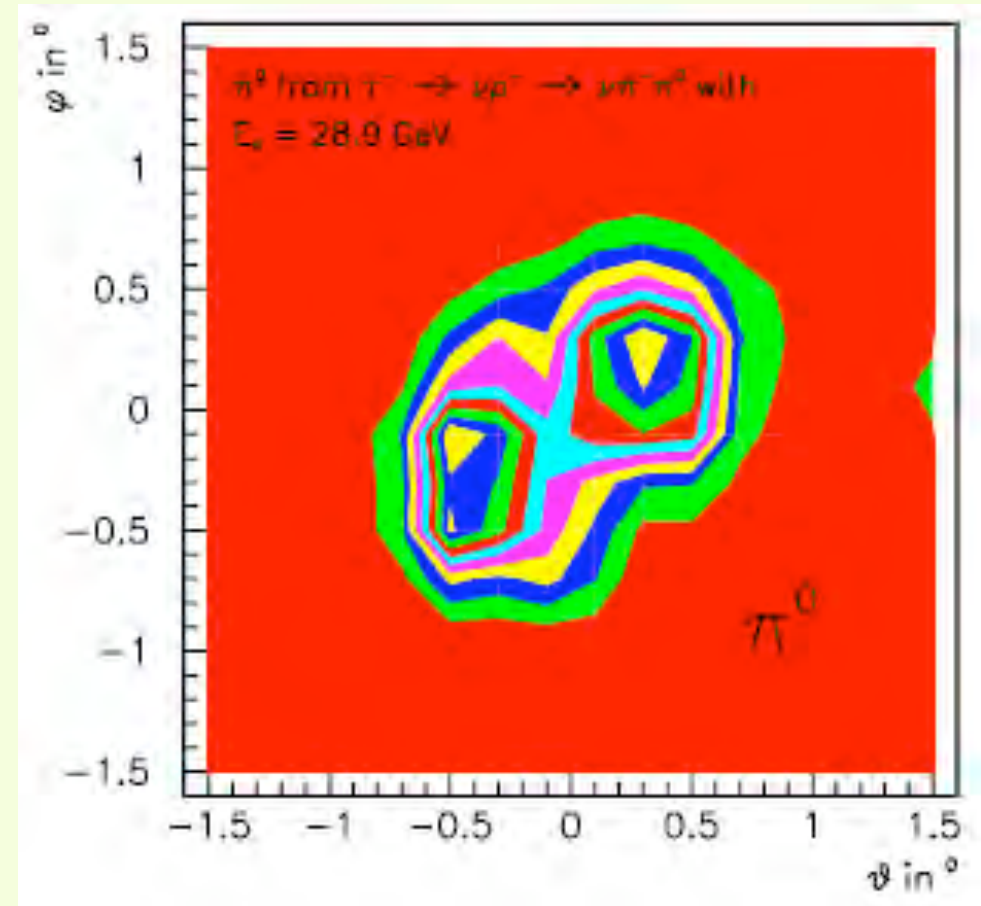
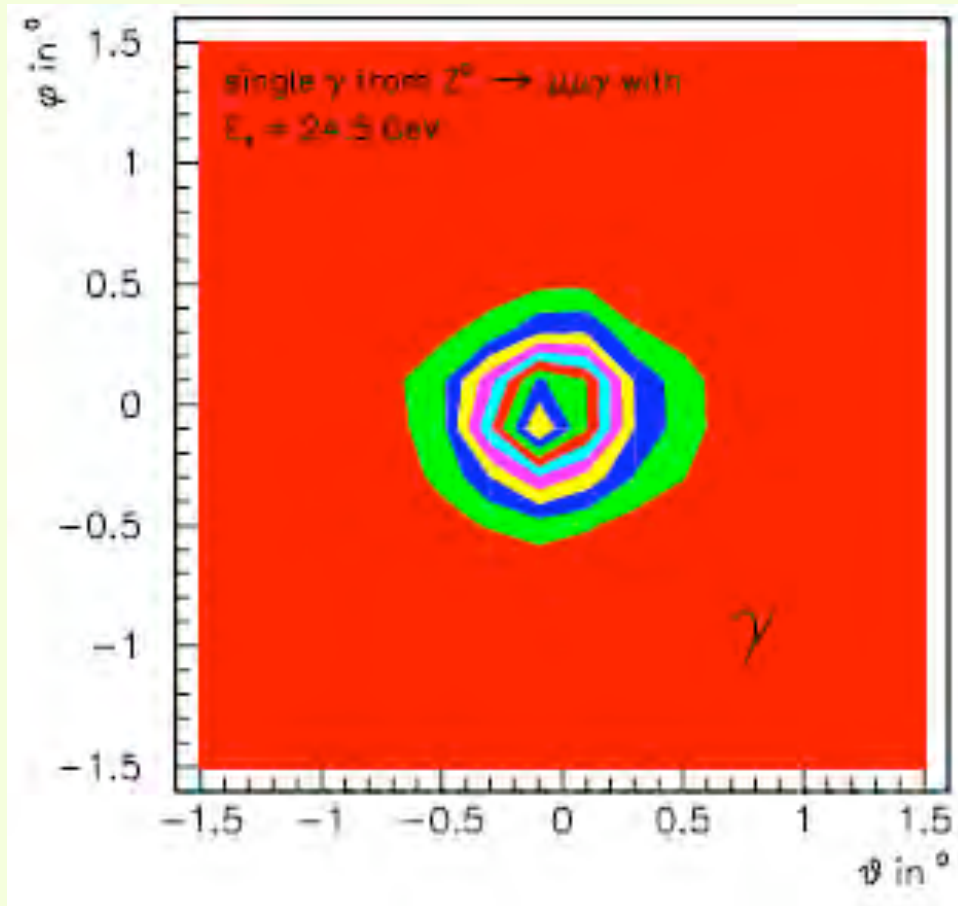
Muoni identificati dai segnali compatibili con una particella al "minimo di ionizzazione" nel calorimetro adronico e da hits nelle muon chambers.



Le tracce dei muoni sono diametralmente opposte.

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

Il calorimetro elettromagnetico di DELPHI



L'eccellente granularità del calorimetro e.m. nel "barrel" permette una buona identificazione degli eventi. In questi esempi si vede come, osservando la dimensione "trasversale" della deposizione dell'energia nel calorimetro, è possibile distinguere un π^0 da un γ con energia ~ 30 GeV

DELPHI: eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$

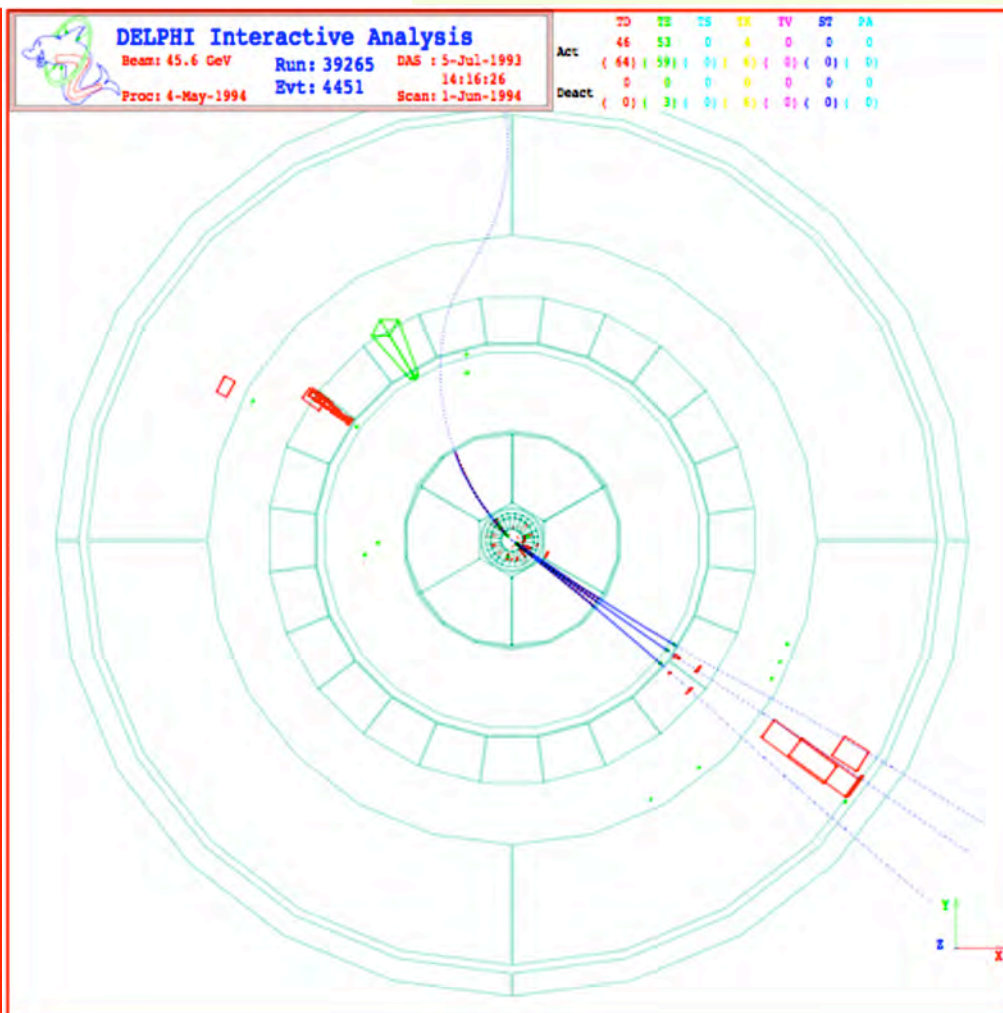
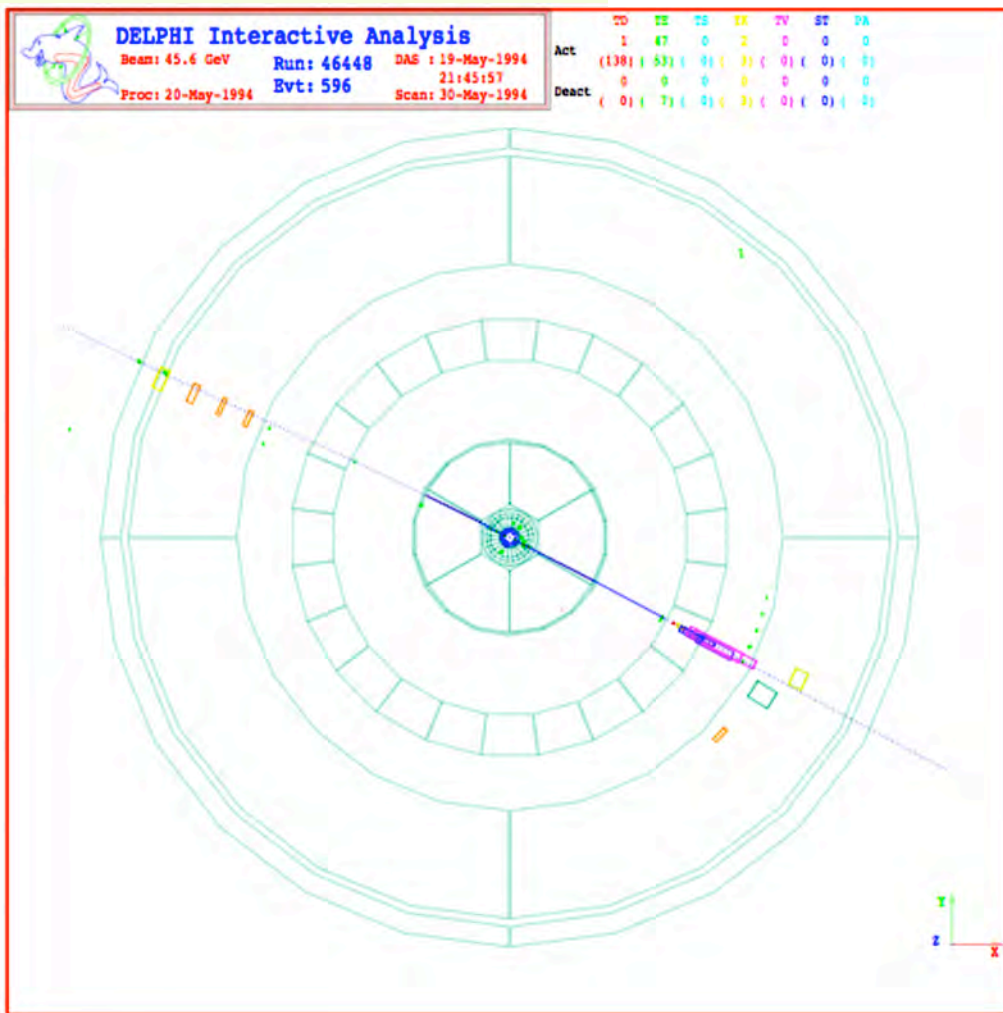
$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

$$\begin{array}{c} \nu_\tau \nu_\mu \mu^+ \leftarrow | \\ \nu_\tau \nu_e e^- \leftarrow | \end{array}$$

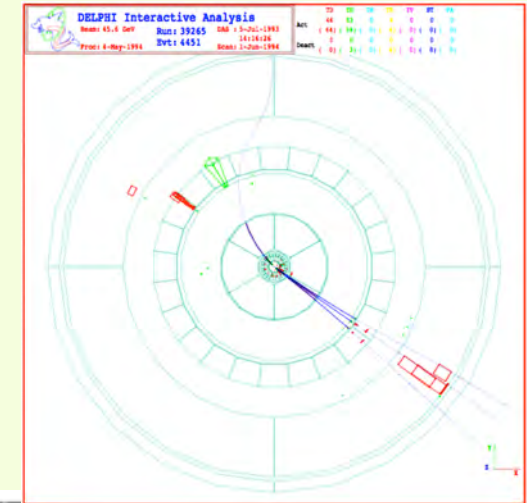
Anche gli eventi $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ costituiscono $\sim 3.3\%$ degli eventi osservabili così come per gli eventi con $e^+ e^-$ e $\mu^+ \mu^-$ nello stato finale: una ulteriore prova della universalità dell'accoppiamento dello Z^0 con le varie famiglie leptoniche

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

$$\begin{array}{c} \nu_\tau \pi^+ \pi^- \pi^+ \leftarrow | \\ \nu_\tau \pi^- \pi^0 \leftarrow | \end{array}$$



DELPHI: eventi Z^0 in $\tau^+ \tau^-$



Va notato che il leptone τ ha vita media $\sim 0.3 \cdot 10^{-12}$ s quindi, se $E_\tau \sim 45$ GeV, sapendo che $m_\tau \sim 1.8$ GeV, si può calcolare di quanto il τ si allontana dal punto in cui i fasci hanno colliso:

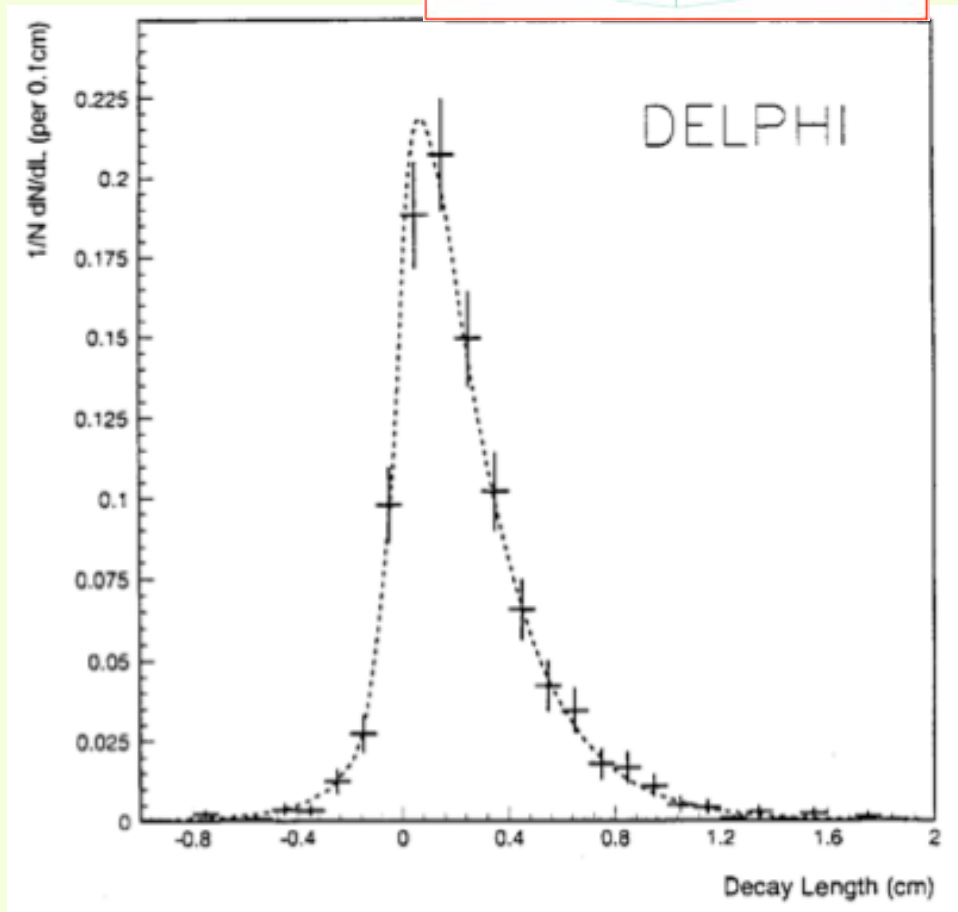
$$d = \gamma c \tau \text{ (dove } \gamma = E_\tau / m_\tau \sim 25\text{)}.$$

Si ha quindi

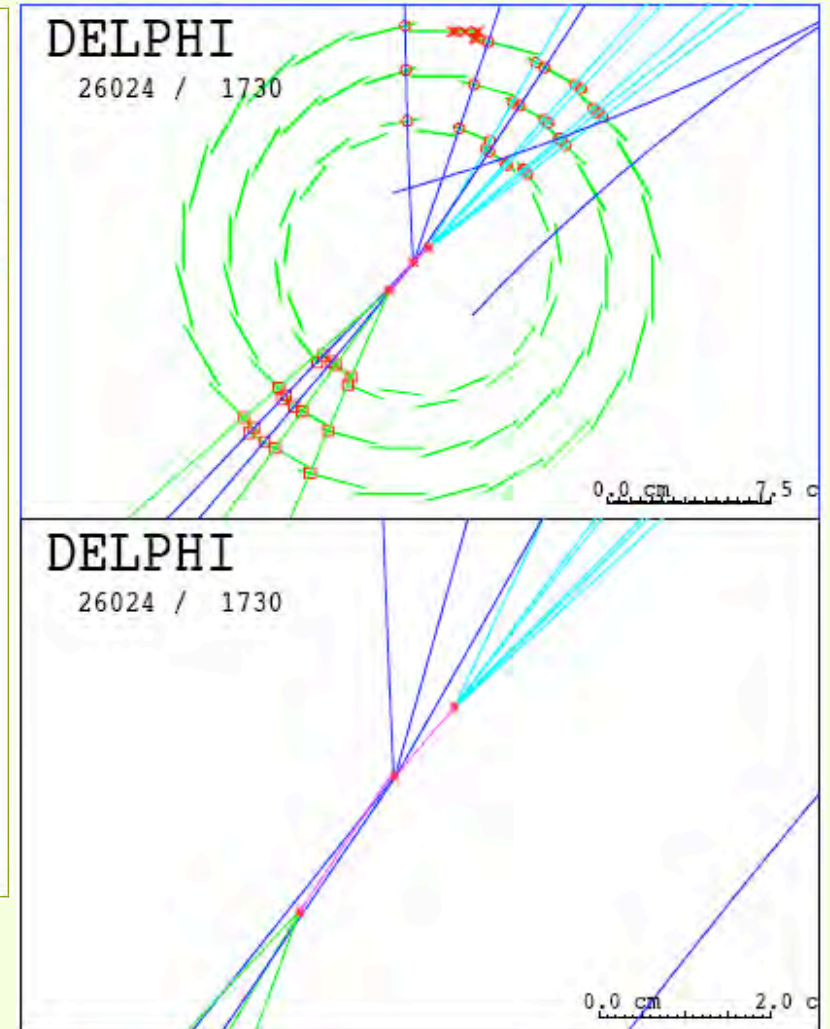
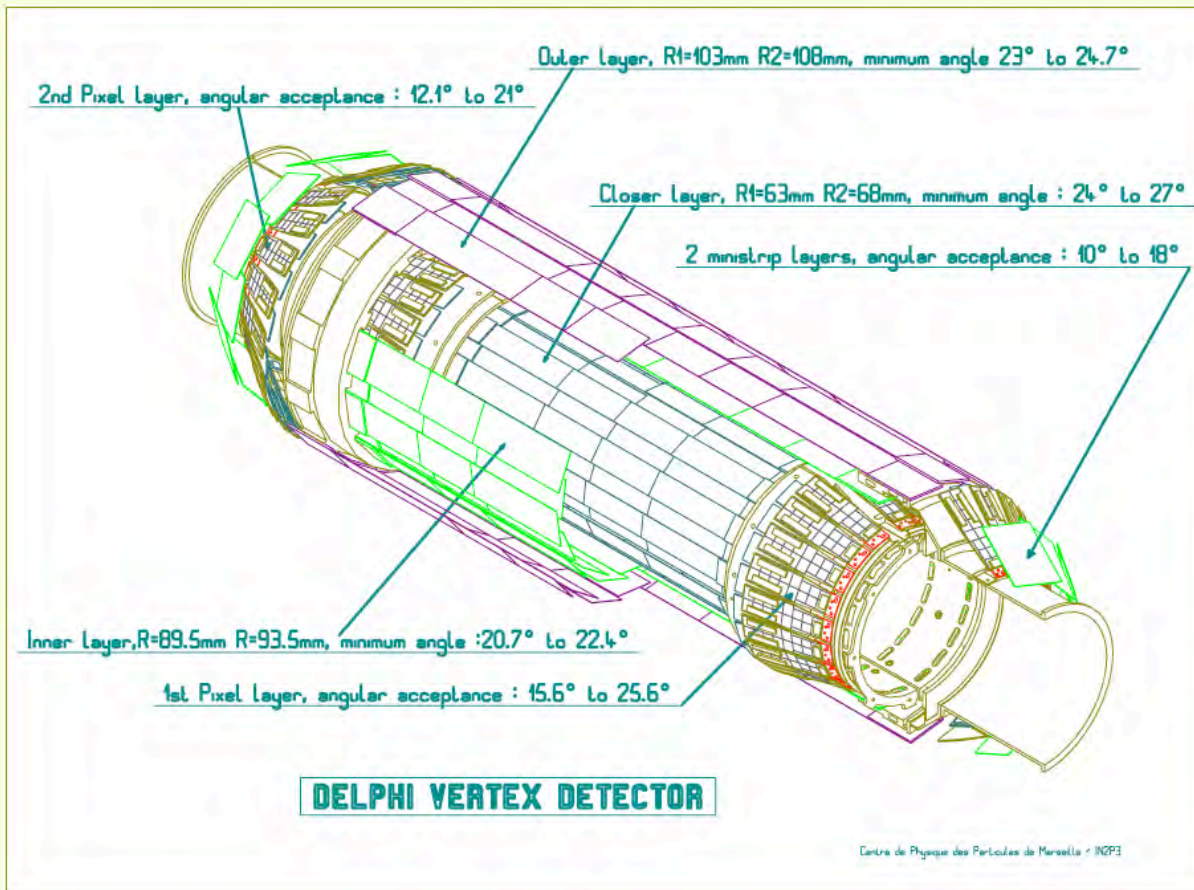
$$d = 25 \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 0.3 \cdot 10^{-12} \sim 2.3 \text{ mm} :$$

il τ non riesce ad "uscire" dal "beam pipe" centrale.

Le tracce misurate nelle camere del "vertex detector" permettono di ricostruire il punto in cui il τ è decaduto, quindi quanto si è propagato dalla zona di interazione, quindi il "tempo di decadimento".

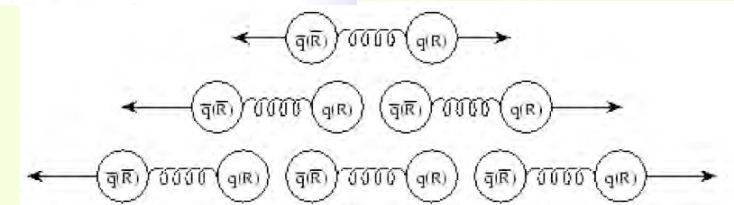
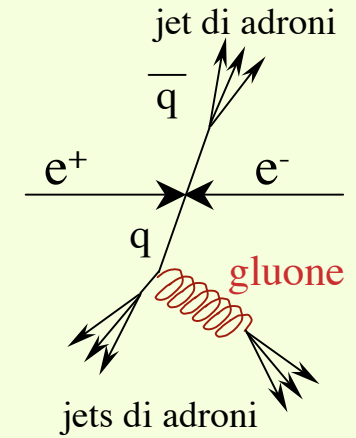
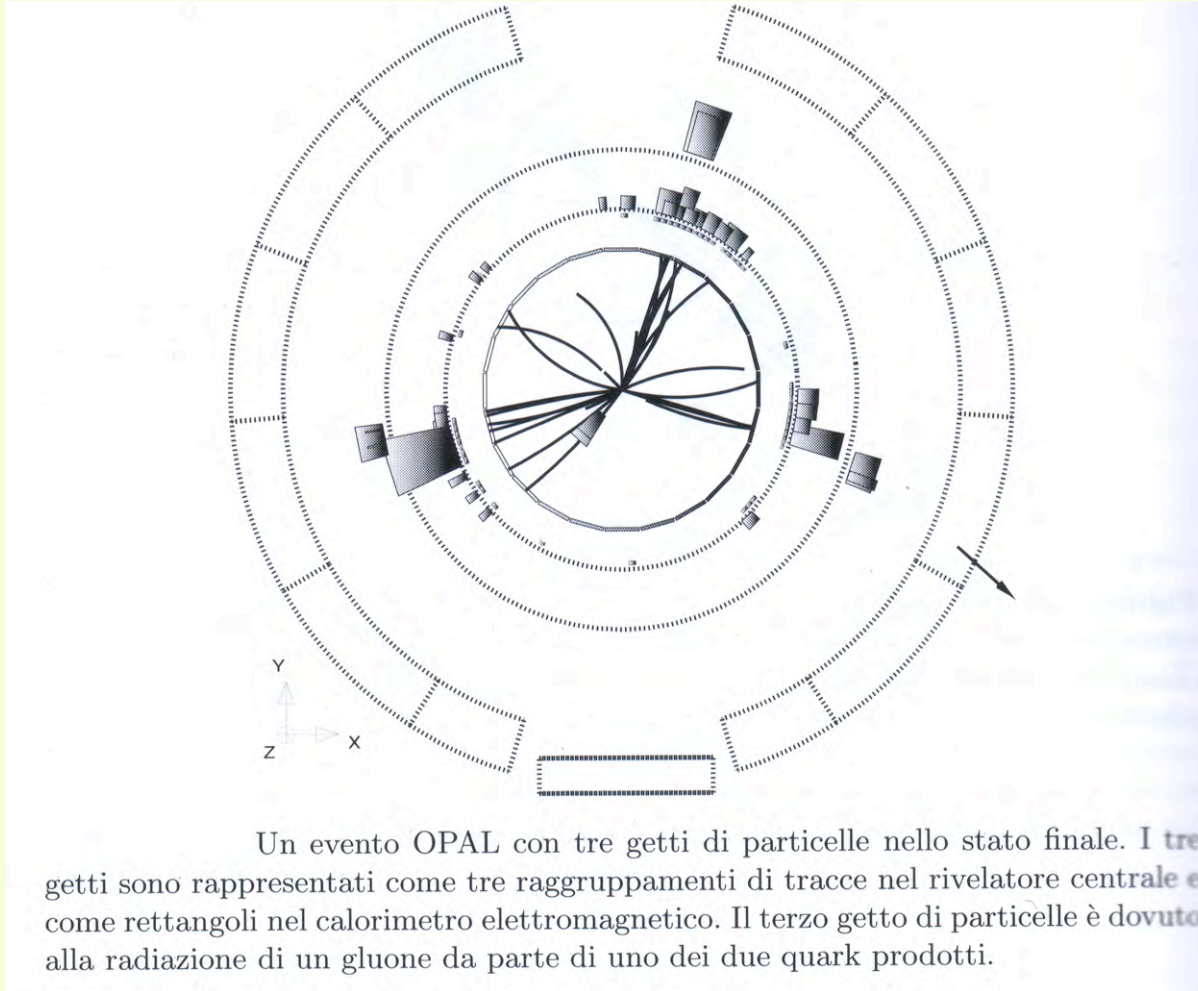
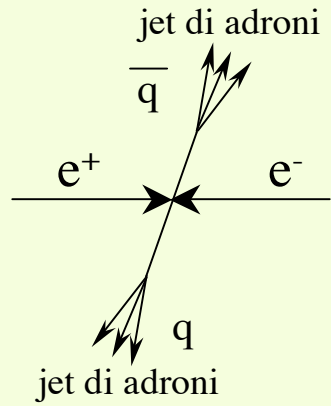


Il rivelatore "centrale" di DELPHI: il vertex detector



Tale rivelatore ha un'ottima risoluzione spaziale, $\sim 10 \mu\text{m}$, che permette di identificare particelle a vita media breve prodotte al vertice dell'interazione: un esempio la produzione e decadimento di un mesone con quark b (vita media $\sim 1.6 \text{ ps}$ $\rightarrow \sim 500 \mu\text{m}$)

OPAL: evento $e^+e^- \rightarrow 2$ e 3 jets a LEP

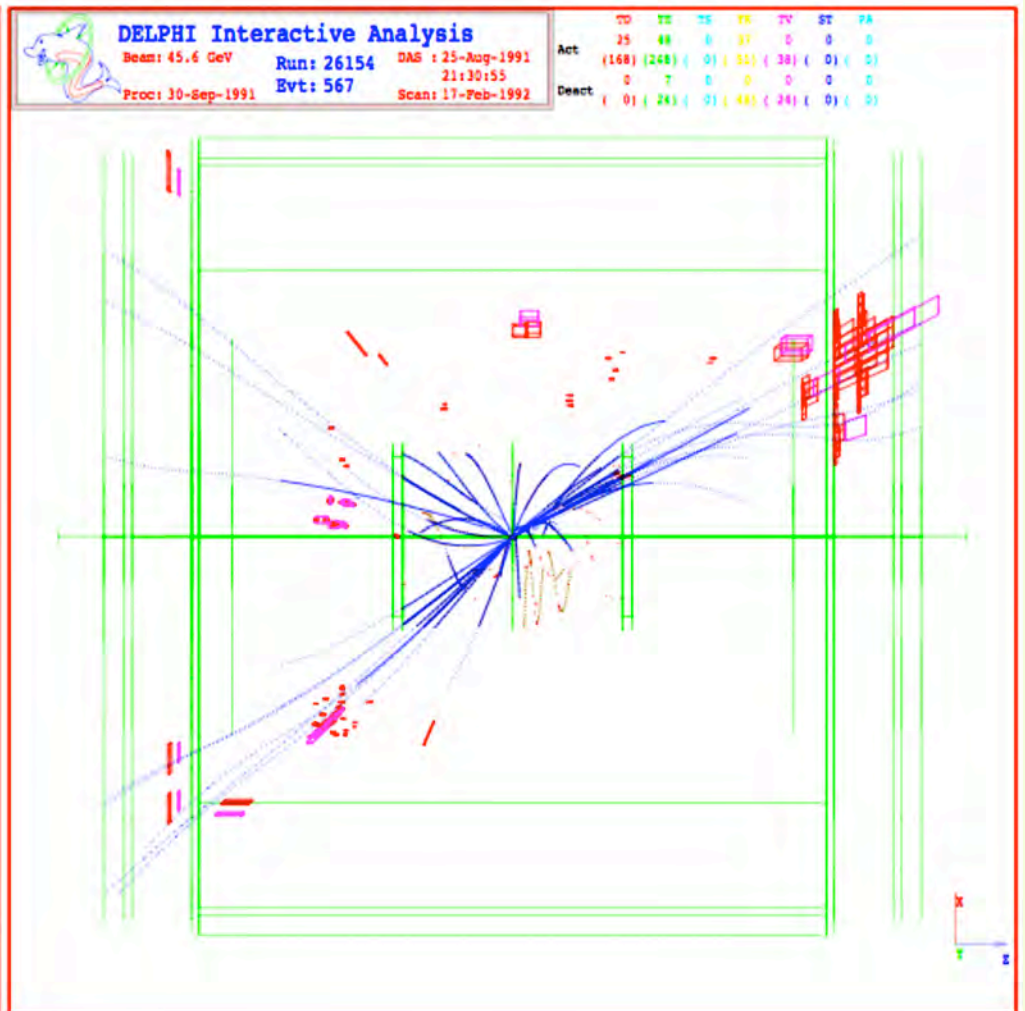
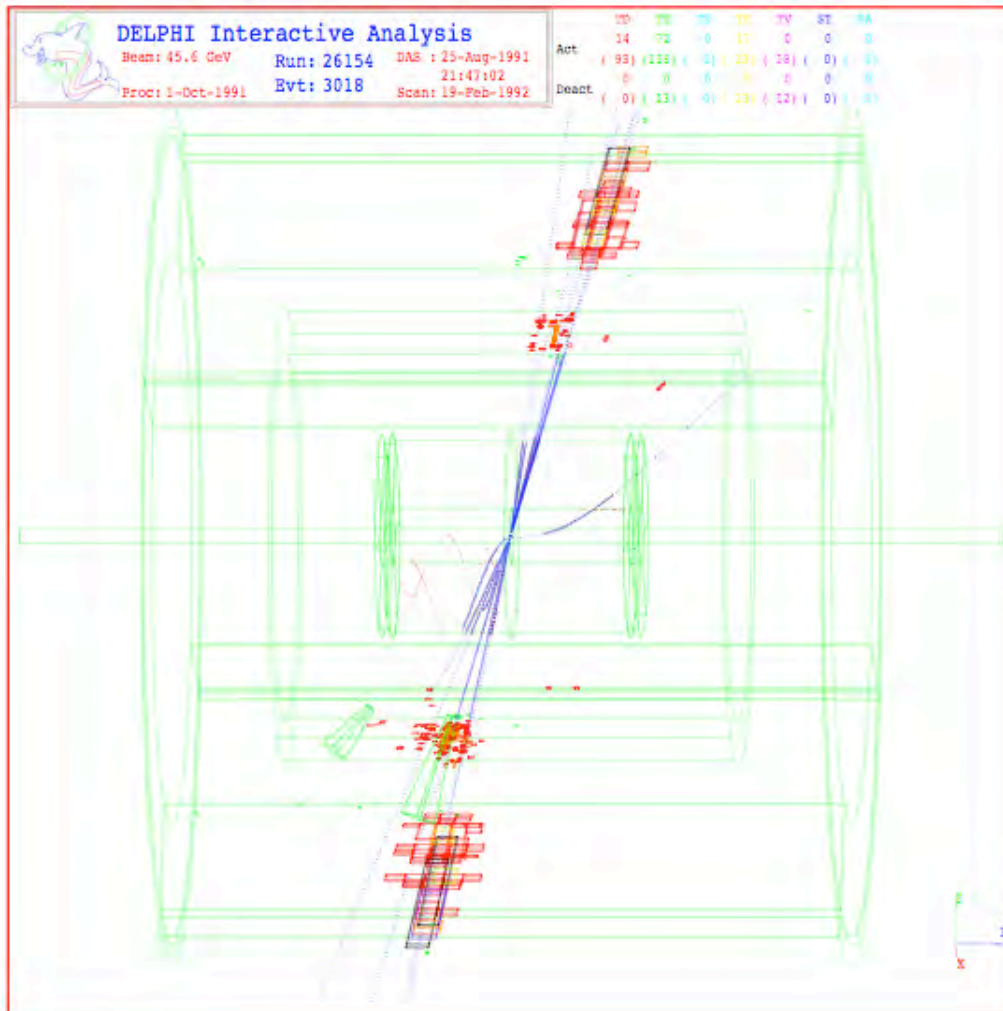


formazione dei jet: aumenta il numero di coppie quark-antiquark via via che la coppia iniziale si allontana

DELPHI: eventi Z^0 in due e tre "getti adronici"

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

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



I due quarks "adronizzano" dando luogo a due jets collimati. Non c'è evidenza di altra energia irradiata dallo Z^0 .

Oltre ai due quarks che "adronizzano" dando luogo a due jets è evidente la presenza altra energia irradiata nell'evento: un gluone con energia $\ll E_{\text{quarks}}$

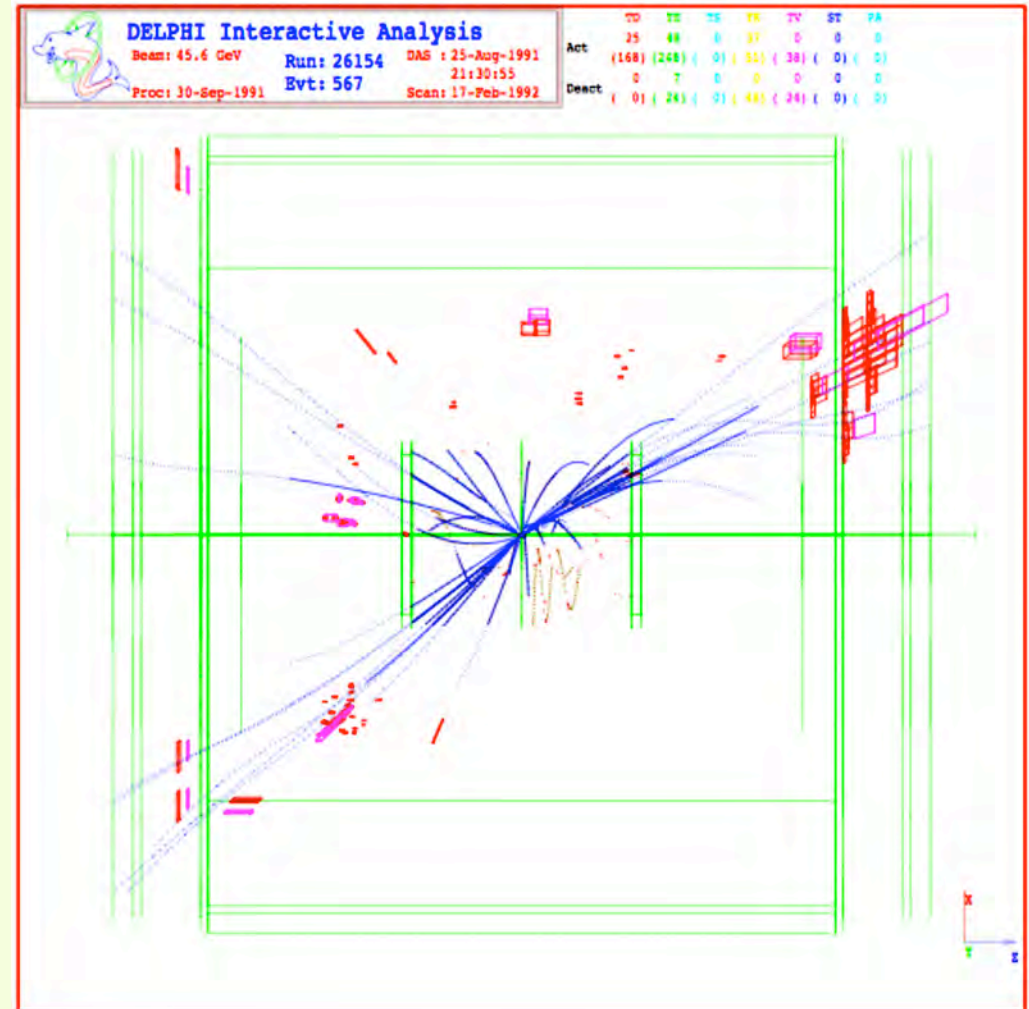
Eventi Z^0 in tre "getti adronici"

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

Tali eventi rappresentano l'evidenza della esistenza dei gluoni: i mediatori dell'interazione forte. Il quark "irraggia" un gluone che inizia un getto adronico. La distribuzione in energia dei gluoni è più popolata alle basse energie (come per il bremsstrahlung). A LEP (# eventi 3 jets)/(tot. eventi adronici) $\sim 15\%$.

Dalla quantità:

$(\# \text{ eventi 3 jets})/(\# \text{ eventi 2 jets})$
si ricava l'entità dell'accoppiamento di un quark al gluone (espresso in termini della costante di accoppiamento α_{strong})



Oltre ai due quarks che "adronizzano" dando luogo a due jets è evidente la presenza altra energia irradiata nell'evento: un gluone con energia $\ll E_{\text{quarks}}$

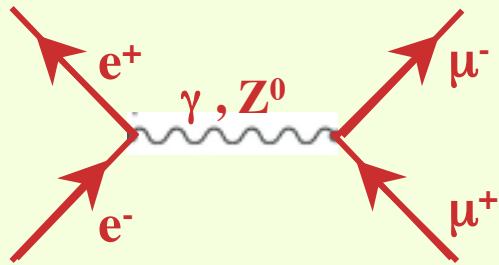
LEP: collisioni $e^+ e^-$ con $E_{cm} \sim 91 \text{ GeV}$

Come già visto nella lezione 23-24 per $E_{cm} \ll M_{Z^0}$ (circa fino a $E_{cm} \sim 50 \text{ GeV}$) la sezione

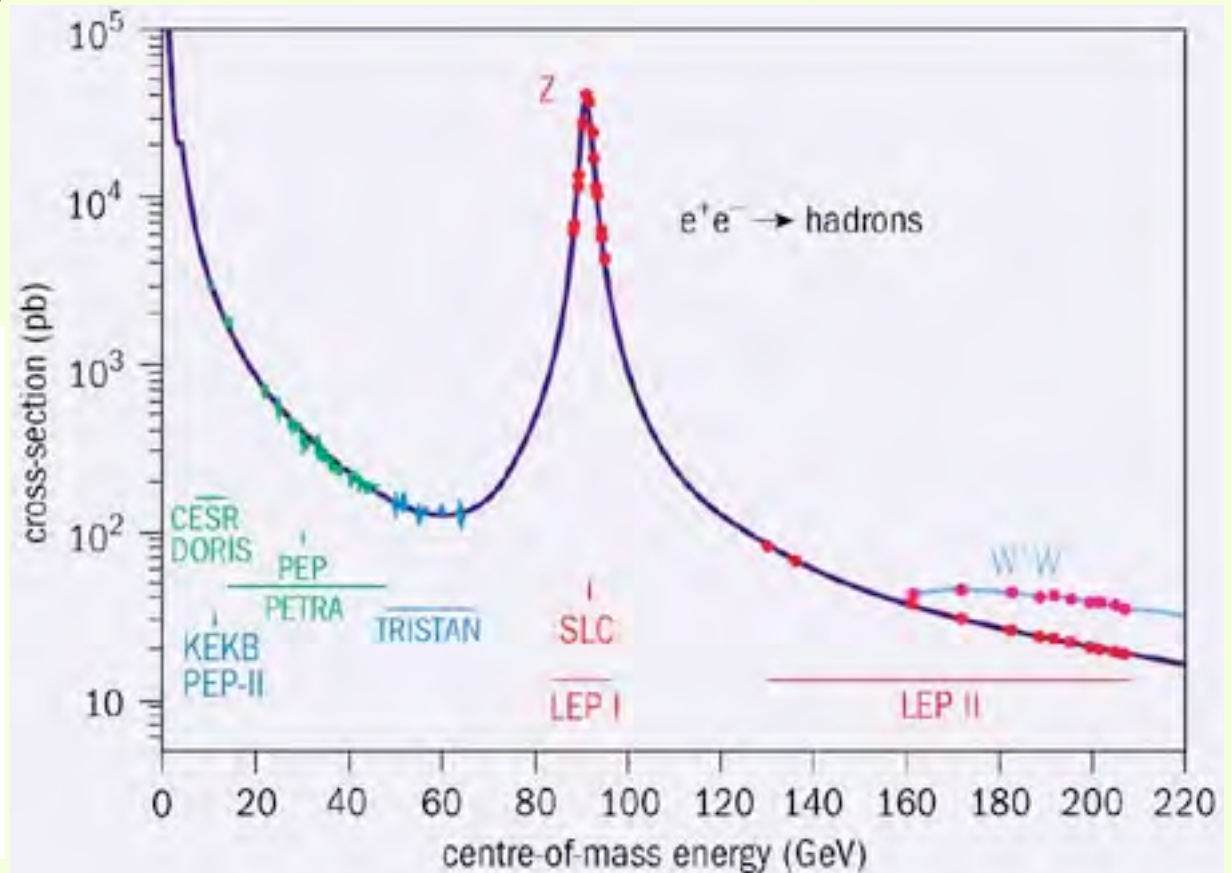
d'urto $e^+ e^- \rightarrow \gamma \rightarrow l^+ l^-$ è ben descritta da $\sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 (\hbar c)^2}{3} \frac{1}{s} = \frac{86.8 \text{ nb}}{s[\text{GeV}^2]}$

ed il contributo della $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow l^+ l^-$ è di alcuni ordini di grandezza più piccolo.

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{E_{cm} \ll 90 \text{ GeV}} = \frac{G_F (\hbar c)^2}{96\pi} s = 1.8 \cdot 10^{-7} [\text{GeV}^{-2} \text{ nb}] \cdot s[\text{GeV}^2]$$



Per E_{cm} maggiori il contributo "debole" alla interazione cresce e per $E_{cm} \sim M_{Z^0} = 91.2 \text{ GeV}$ l'andamento della sez. d'urto è quello tipico di una "risonanza": la sezione d'urto $e^+ e^-$ è di circa 10^3 volte maggiore di quella attesa per il solo contributo "elettromagnetico".



La "larghezza" del picco della Z^0

Sperimentalmente si osserva che la "larghezza" totale del picco relativo alla produzione di Z^0 è pari a 2495 MeV. Ciò ci permette, applicando il principio di indeterminazione, di stimare la sua "vita media":

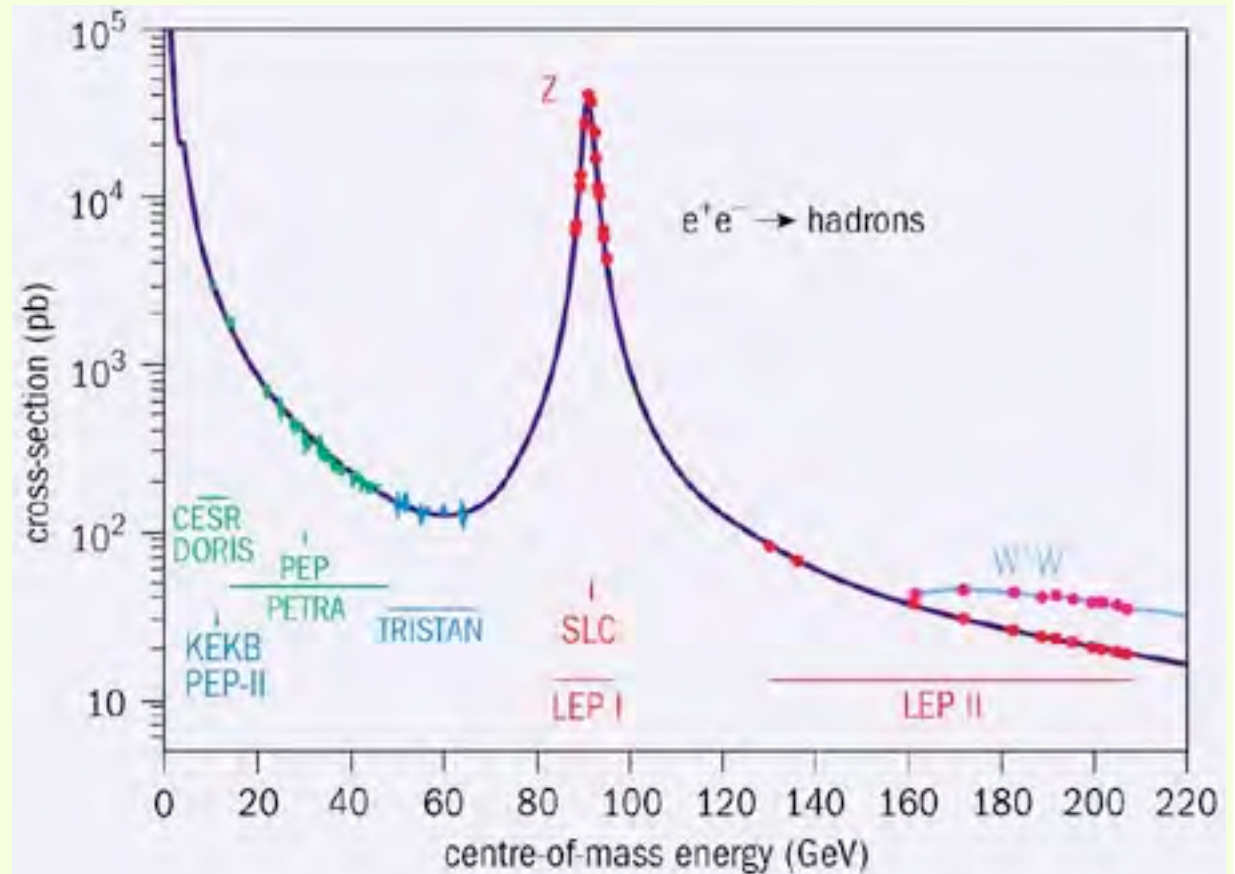
$$\tau_Z \sim \frac{\hbar}{\Gamma_{Tot}} = \frac{6.58 \cdot 10^{-22}}{2495} = 2.7 \cdot 10^{-25} \text{ s}$$

La larghezza totale è legata al numero dei possibili canali di decadimento: aumentando il numero delle specie di fermioni in cui la Z^0 può decadere aumenta anche Γ_Z .

I fermioni che possono essere prodotti nel decadimento di Z^0 , e quindi contribuire a Γ_Z , sono solo quelli con $2m_f < M_Z$. I quarks "top" quindi non vi contribuiscono. Ogni specie di fermione possibile contribuisce alla Γ_Z con

$$\Gamma_{f\bar{f}} \sim \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (a_f^2 + v_f^2) N_C^f$$

dove a_f e v_f sono le costanti di accoppiamento assiale e vettoriale del fermione allo Z^0 , N_C tiene conto del "colore" del fermione e vale $N_C=3$ per i quarks, $N_C=1$ per i leptoni.



La "larghezza" della Z^0

Ogni specie di fermione possibile (cioè con $m_f < M_Z/2$) contribuisce alla Γ_Z con

$$\Gamma_{f\bar{f}} \sim \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (a_f^2 + v_f^2) N_c^f$$

dove a_f e v_f sono le costanti di accoppiamento assiale e vettoriale del fermione allo Z^0 , N_c tiene conto del "colore" del fermione e vale $N_c=3$ per i quarks, $N_c=1$ per i leptoni.

Ricordiamo che

	v_{eL}	e_L	v_{eR}	e_R
I^3	+1/2	- 1/2	0	0
Y	-1	-1	0	-2
Q	0	-1	0	-1

le costanti di accoppiamento "sinistrorse" e "destrorse" dello Z^0 ai fermioni sono espresse da $C_L=I^3-Q\sin^2\theta_\omega$ e $C_R=-Q\sin^2\theta_\omega$. Pertanto l'accoppiamento dello Z^0 con fermioni è

	ν	ℓ	u	d
$C_L=I^3-Q\sin^2\theta_\omega$	1/2	$-1/2 + \sin^2\theta_\omega$	$-1/2 + 2/3 \sin^2\theta_\omega$	$-1/2 + 1/3 \sin^2\theta_\omega$
$C_R=-Q\sin^2\theta_\omega$	0	$\sin^2\theta_\omega$	$- 2/3 \sin^2\theta_\omega$	$1/3 \sin^2\theta_\omega$

ed ancora essendo $a_f=C_L - C_R=I^3$; $v_f=C_L + C_R=I^3-2Q_f \sin^2\theta_\omega$ (Q_f = carica del fermione)

La "larghezza" della Z^0

Possiamo così calcolare, per ogni fermione, i valori delle costanti di accoppiamento assiale e vettoriale a_f e v_f allo Z^0 : assumendo per $\sin^2\theta_w=0.232$

Fermione	a_f	v_f
e, μ, τ	-1/2	-0.040
ν_e, ν_μ, ν_τ	+1/2	+1/2
u, c, t	+1/2	0.193
d, s, b	-1/2	-0.347

Possiamo ora calcolare la "larghezza parziale" $\Gamma_{f\bar{f}} \sim \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (a_f^2 + v_f^2) N_C^f$ per ogni fermione.

Tale valore rappresenta la probabilità di transizione, per unità di tempo, di uno Z^0 in una coppia fermione-antifermione.

Larghezze parziali e BR dello Z^0 in fermioni

Processo ($f\bar{f}$)	$\Gamma_{f\bar{f}}$ (MeV)	BR (%)
“Invisibile” $\nu_l\nu_l$ ($l=e,\mu,\tau$)	500	20
l^+l^- ($l=e,\mu,\tau$)	85	3.3
$q\bar{q}$ ($q=u,c$)	300	11.6
$q\bar{q}$ ($q=d,s,b$)	380	15.6
Γ_h	1740	70
Γ_{tot}	2495	100

← universalità !

← il decadimento in quarks è predominante!

Larghezze parziali e rapporti di decadimento della Z^0 nei vari canali predetti dal Modello Standard. La $\Gamma_{invisibile}$ non è misurabile direttamente e si riferisce ai decadimenti in neutrini. Per i leptoni carichi e i quark, i valori delle larghezze sono dati per un canale. Γ_h è la larghezza totale adronica.

La "larghezza adronica" Γ_h include tutti i quarks tranne il quark "top" troppo massivo per poter contribuire al decadimento dello Z^0 :

$$\Gamma_h = \sum_{quark \neq top} \Gamma_{q\bar{q}} = \Gamma_{d\bar{d}} + \Gamma_{u\bar{u}} + \Gamma_{s\bar{s}} + \Gamma_{c\bar{c}} + \Gamma_{b\bar{b}}$$

Confrontando la Γ_{tot} con la somma di tutte le larghezze parziali misurate separatamente si ottiene

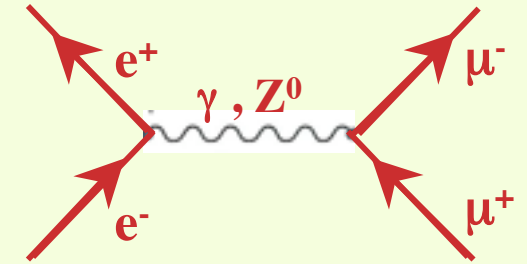
$$\Gamma_{invisibile} = \Gamma_{tot} - \Gamma_{ee} - \Gamma_{\mu\mu} - \Gamma_{\tau\tau} - \Gamma_h \quad (\text{con } \Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = \Gamma_{\tau\tau} \text{ per l'universalità leptonica})$$

$\Gamma_{invisibile}$ è dovuta ai decadimenti della Z^0 in neutrini ! Misura il numero di famiglie di neutrini leggeri !

La sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow f \bar{f}$

Due processi contribuiscono all'interazione: quello debole e quello elettromagnetico. Fra i due processi esiste anche un termine d'interferenza che si annulla quando $E_{\text{cm}} = m_{Z^0}$. Per tale valore dell'energia nel centro di massa la sezione d'urto è dominata dallo scambio dello Z^0 :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{G_F^2 m_Z^4}{6\pi} (a_e^2 + v_e^2) \sum_f N_C^f (a_f^2 + v_f^2) \frac{s}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2}$$



Tale espressione, che ha la forma di una Breit-Wigner, per $s=(m_{Z^0})^2$ diventa:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{G_F^2 m_Z^4}{6\pi \Gamma_Z^2} (a_e^2 + v_e^2) \sum_f N_C^f (a_f^2 + v_f^2)$$

dove la somma è estesa a tutti i fermioni che possono contribuire (non i top !!).

Utilizzando i valori previsti dalla teoria elettrodebole di a_e, v_e, a_f, v_f si possono calcolare le varie sezioni d'urto "esclusive" (ad esempio in $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \dots$).

Confrontando tali valori "teorici" con i risultati sperimentali si ottengono verifiche/smentite della teoria elettro-debole.

Misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f \bar{f}$ per $E_{\text{cm}} \sim m_{Z^0}$

E' stata fatta una misura della sezione d'urto per $88 < E_{\text{cm}} < 94$ GeV cioè della cosiddetta "line shape della Z^0 ". Tale andamento, per ogni definito canale $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f \bar{f}$ è

descritto dalla Breit-Wigner $\sigma(s)_{e^+e^- \rightarrow f\bar{f}} = \frac{12\pi}{m_Z^2} s \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{ff}}{(s-m_Z^2)^2 + \frac{s^2}{m_Z^2}\Gamma_Z^2}$ dove $\Gamma_{ff} = \Gamma_f = \Gamma_{\bar{f}}$

e che per $E_{\text{cm}} = m_{Z^0}$ diventa

$$\sigma(s = m_{Z^0}^2)_{e^+e^- \rightarrow f\bar{f}} = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{ff}}{\Gamma_Z^2} \quad \text{per cui} \quad \sigma(s = m_{Z^0}^2)_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-} = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma_Z^2}$$

Da tale relazione si ricava $\Gamma_{ee} = \frac{\Gamma_Z}{\sqrt{12\pi\sigma(s = m_{Z^0}^2)_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-}}} m_Z = \frac{\Gamma_Z m_Z}{\sqrt{12\pi\sigma_{ee}^p}}$

Le larghezze parziali Γ_{ff} sono proporzionali alle sezioni d'urto del relativo canale per $E_{\text{cm}} = m_{Z^0}$ (massimo/picco della risonanza): $\Gamma_{ff}/\Gamma_{ee} = \sigma_{ff}^p/\sigma_{ee}^p$

$$\Gamma_{ff} = \frac{\Gamma_{ee}}{\sigma_e(s = m_{Z^0}^2)} \sigma_f(s = m_{Z^0}^2) = \frac{\Gamma_Z m_Z \sigma_f(s = m_{Z^0}^2)}{\sqrt{12\pi\sigma_e(s = m_{Z^0}^2)}}$$

Line shape della Z^0 a LEP : DELPHI

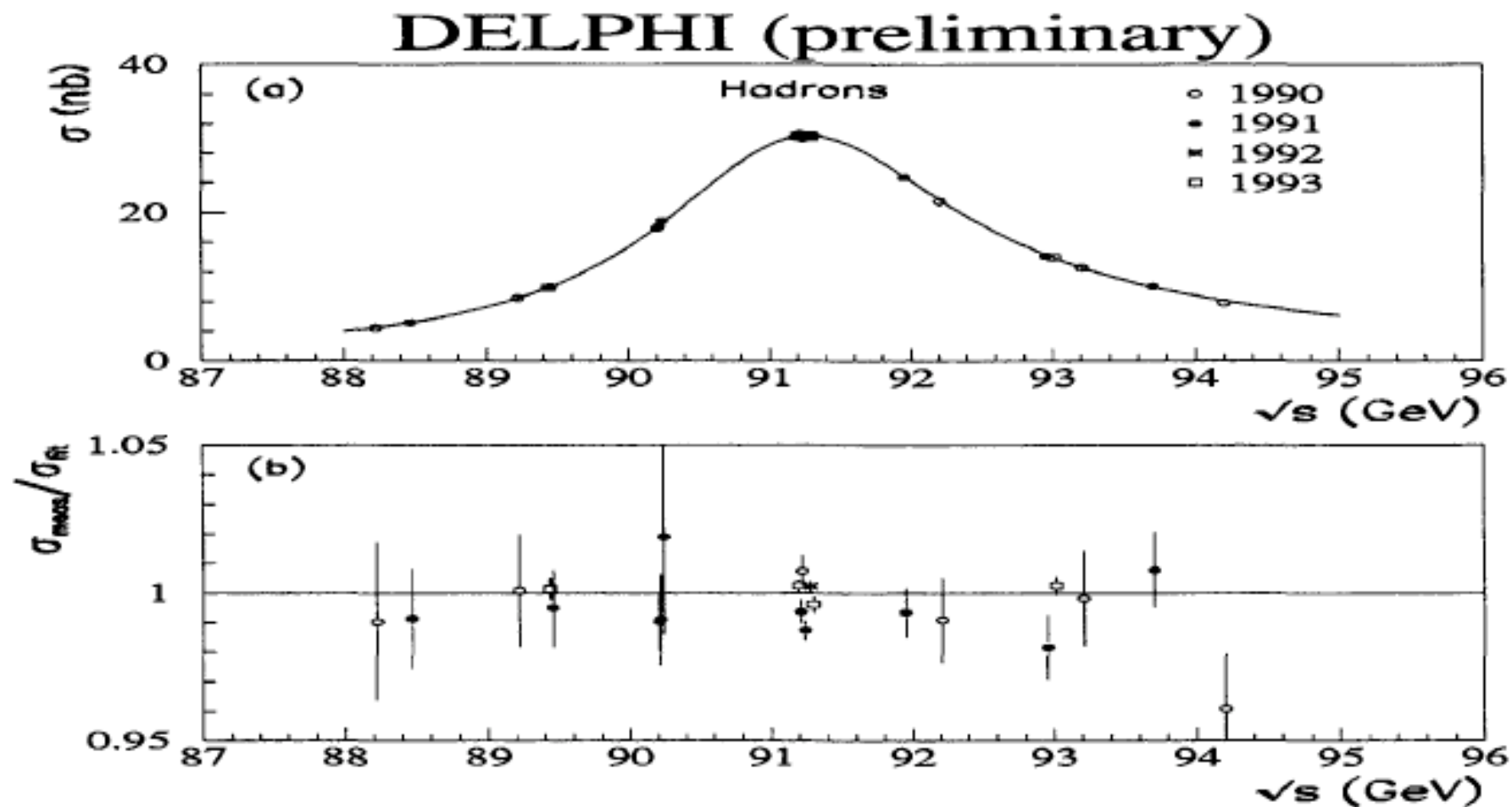


Figure 1: Hadronic cross sections from DELPHI as a function of cms energy, corrected for acceptance. The solid line shows the result of the lineshape fit to all DELPHI hadron and lepton data. The lower plot shows the deviation of data points from this fit.

Line shape della Z^0 a LEP : OPAL

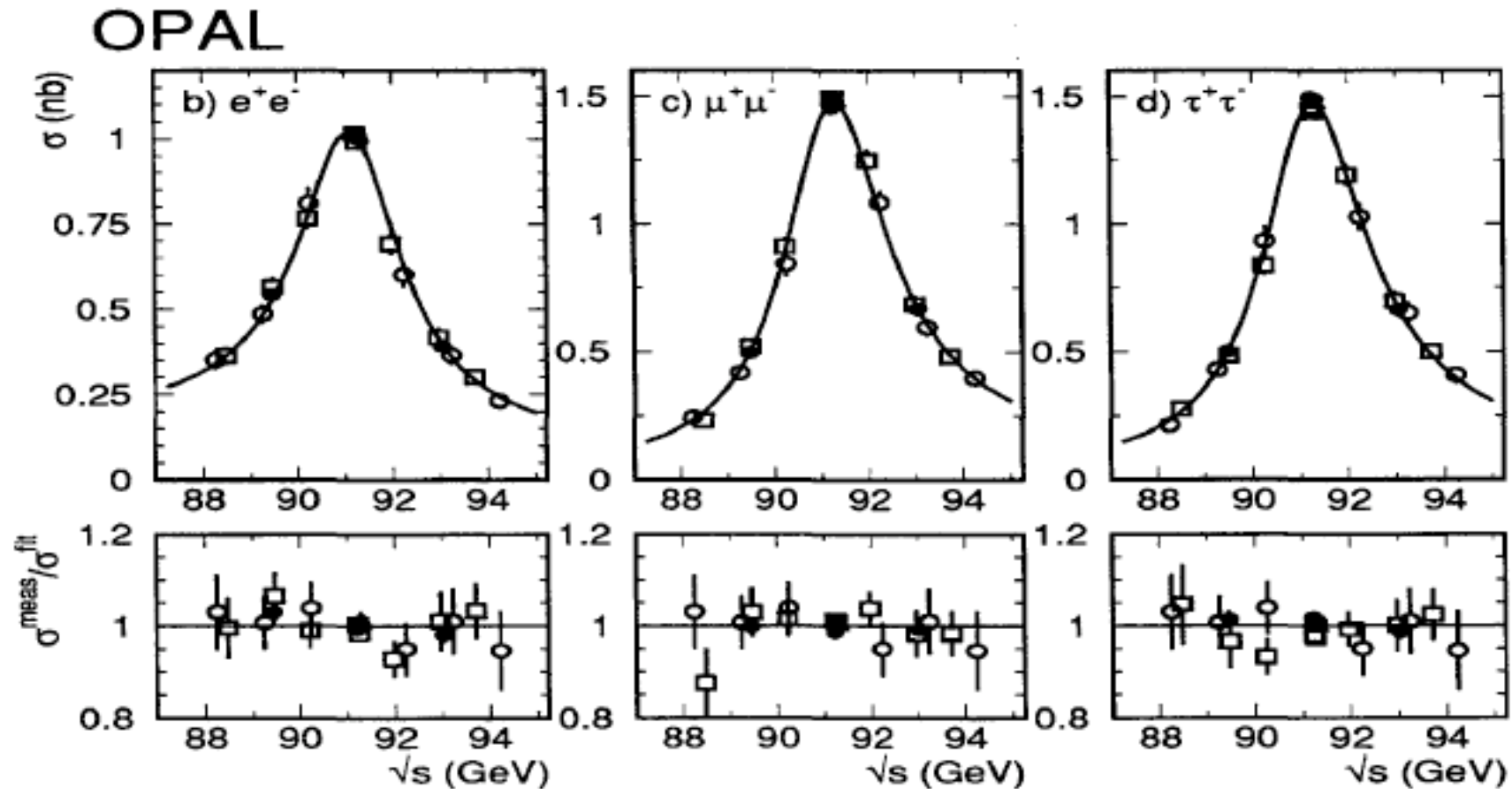


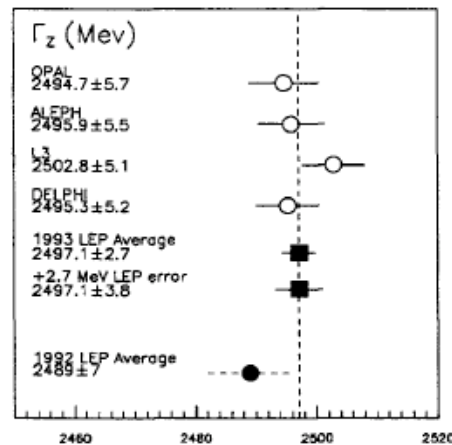
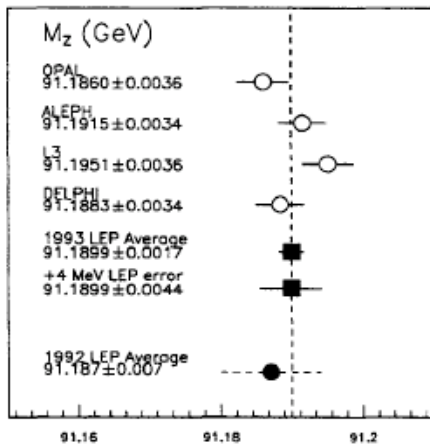
Figure 2: Lepton cross-sections from OPAL as a function of cms energy. b) electrons in the range $|\cos\theta| < 0.7$, c) muons corrected for acceptance, and d) taus corrected for acceptance. The solid lines are the results of the lineshape fit to all the OPAL hadron and lepton data. The lower plot shows the deviation of data points from this fit. The solid circles are the 1993 data, open triangles 1992, open squares 1991, and open circles 1990.

Line shape della Z^0 a LEP : misura di M_{Z^0} e Γ_Z

1993 data ...

Z

$J = 1$



Charge = 0

Mass $m = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [d]

Full width $\Gamma = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV

$\Gamma(\ell^+ \ell^-) = 83.984 \pm 0.086$ MeV [b]

$\Gamma(\text{invisible}) = 499.0 \pm 1.5$ MeV [e]

$\Gamma(\text{hadrons}) = 1744.4 \pm 2.0$ MeV

$\Gamma(\mu^+ \mu^-) / \Gamma(e^+ e^-) = 1.0009 \pm 0.0028$

$\Gamma(\tau^+ \tau^-) / \Gamma(e^+ e^-) = 1.0019 \pm 0.0032$ [f]

http://pdg.lbl.gov/2009/tables/contents_tables.html

VALUE (GeV)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
91.1876 ± 0.0021 OUR FIT				
91.1852 ± 0.0030	4.57M	¹ ABBIENDI	01A OPAL	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV
91.1863 ± 0.0028 M_{Z^0}	4.08M	² ABREU	00F DLPH	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV
91.1898 ± 0.0031	3.96M	³ ACCIARRI	00C L3	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV
91.1885 ± 0.0031	4.57M	⁴ BARATE	00C ALEP	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV

VALUE (GeV)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
2.4952 ± 0.0023 OUR FIT				
2.4948 ± 0.0041	4.57M	¹³ ABBIENDI	01A OPAL	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV
2.4876 ± 0.0041 Γ_Z	4.08M	¹⁴ ABREU	00F DLPH	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV
2.5024 ± 0.0042	3.96M	¹⁵ ACCIARRI	00C L3	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV
2.4951 ± 0.0043	4.57M	¹⁶ BARATE	00C ALEP	$E_{cm}^{ee} = 88-94$ GeV

Misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ per $E_{\text{cm}} \sim m_Z$.

Partendo dalla formula della Breit-Wigner nel caso in cui nel canale finale la $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ dove $q\bar{q}$ sta per una qualsiasi coppia di quark-antiquark. In tal caso quindi parliamo di sezione d'urto "inclusiva" in adroni e definiamo Γ_h e σ_h rispettivamente il contributo alla larghezza della risonanza e la sezione d'urto.

$$\sigma(s)_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} = \frac{12\pi}{m_Z^2} s \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_h}{(s - m_Z^2)^2 + \frac{s^2}{m_Z^2} \Gamma_Z^2} = \frac{12\pi \Gamma_{ee} \Gamma_h}{m_Z^2 \Gamma_Z^2} s \frac{\Gamma_Z^2}{(s - m_Z^2)^2 + \frac{s^2}{m_Z^2} \Gamma_Z^2}$$

per $E_{\text{cm}} = m_Z$ il termine

$$s \frac{\Gamma_Z^2}{(s - m_Z^2)^2 + \frac{s^2}{m_Z^2} \Gamma_Z^2} = 1$$

possiamo pertanto definire

$$\sigma_h^p = \frac{12\pi \Gamma_{ee} \Gamma_h}{m_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

la sezione d'urto per $Z^0 \rightarrow \text{adroni}$ al

picco della risonanza ed esprimere la sezione d'urto in funzione di s come

$$\sigma(s)_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} = \sigma_h^p \frac{\Gamma_Z^2}{(s - m_Z^2)^2 + \frac{s^2}{m_Z^2} \Gamma_Z^2}$$

Misura della larghezza parziale della Z^0 in neutrini: Γ_{invis}

Sperimentalmente, come abbiamo visto, si può misurare la larghezza totale del picco e le larghezze parziali Γ_{ff} . Ricordiamo che il decadimento della Z^0 è "debole", ciononostante la sua vita media è molto piccola ($\sim 3 \cdot 10^{-25}$ s); ciò è dovuto al gran numero di canali in cui la Z^0 può decadere: **aumentando il numero delle possibilità di decadimento** (lo spazio delle fasi dello stato finale) **diminuisce la vita media, si allarga il picco e si abbassa il valore del picco della sezione d'urto**.

Il contributo del canale $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$ dipende quindi da quante famiglie di neutrini possono essere prodotte nel decadimento (quante hanno $m_\nu < M_Z/2$). Ricordiamo che abbiamo

definito: $\Gamma_h = \Gamma_{d\bar{d}} + \Gamma_{u\bar{u}} + \Gamma_{s\bar{s}} + \Gamma_{c\bar{c}} + \Gamma_{b\bar{b}}$ e $\Gamma_Z = \Gamma_h + \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + N_{\text{famiglie}} \Gamma_{\nu\nu}$

Assumendo l'universalità dell'accoppiamento delle interazioni deboli con i leptoni

$$\Gamma_{ll} = \Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = \Gamma_{\tau\tau}$$

Possiamo ora scrivere $\Gamma_Z/\Gamma_{ll} = \Gamma_h/\Gamma_{ll} + (\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau})/\Gamma_{ll} + N_{\text{famiglie}} \Gamma_{\nu\nu}/\Gamma_{ll}$

$$N_{\text{famiglie}} \Gamma_{\nu\nu}/\Gamma_{ll} = \Gamma_Z/\Gamma_{ll} - \Gamma_h/\Gamma_{ll} - (\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau})/\Gamma_{ll} = \Gamma_Z/\Gamma_{ll} - \Gamma_h/\Gamma_{ll} - 3$$

Ricordando che $\sigma_h^p = \frac{12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_h}{m_Z^2\Gamma_Z^2} \Rightarrow \Gamma_Z = \sqrt{\frac{12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_h}{m_Z^2\sigma_h^p}}$ per cui sostituendo nella espressione precedente

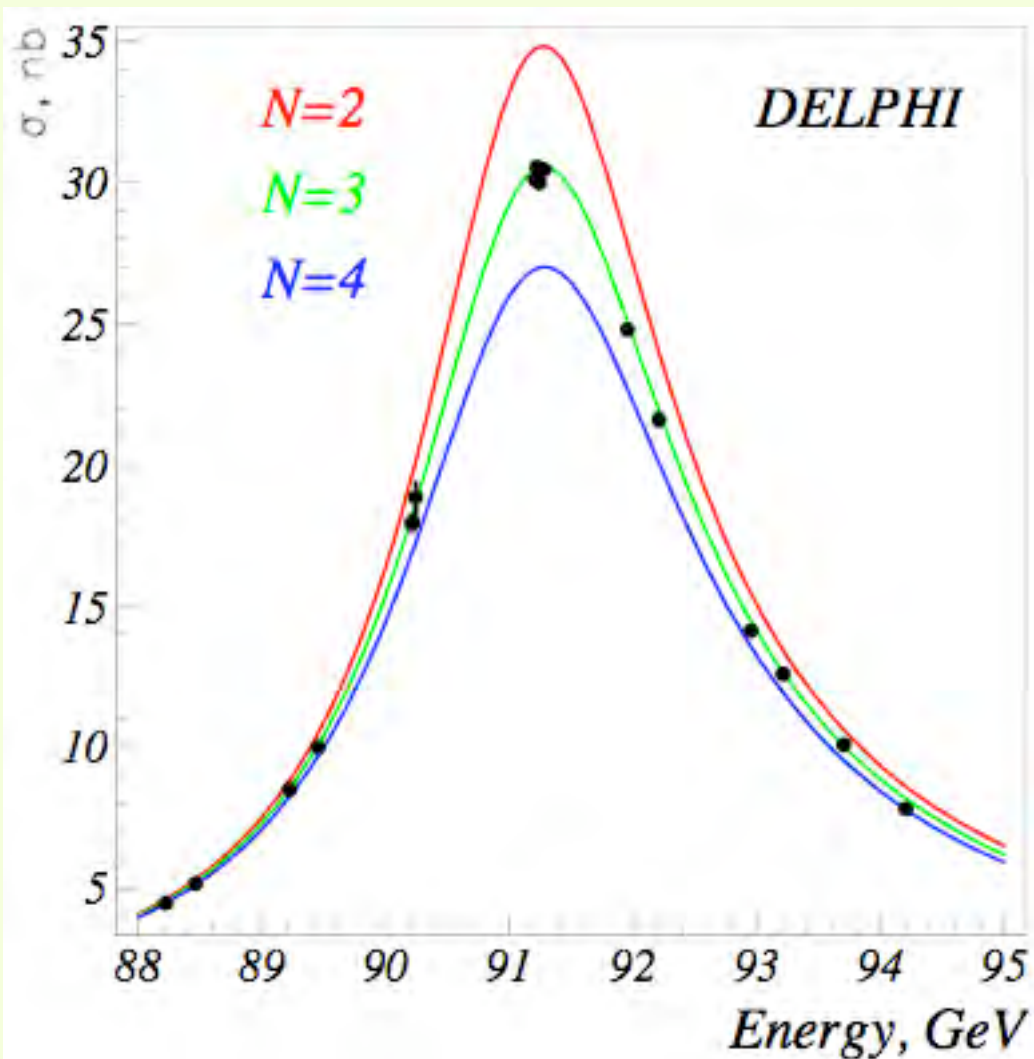
$$N_{\text{famiglie}} \Gamma_{\nu\nu}/\Gamma_{ll} = \sqrt{\frac{12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_h}{m_Z^2\sigma_h^p\Gamma_{ll}^2}} - \Gamma_h/\Gamma_{ll} - 3 = \sqrt{\frac{12\pi}{m_Z^2\sigma_h^p}} \sqrt{\frac{\Gamma_h}{\Gamma_{ll}} - \frac{\Gamma_h}{\Gamma_{ll}}} - 3$$

dalla teoria = 1.99125 ± 0.00083

$$N_{\text{famiglie}} \nu = 2.9840 \pm 0.0082$$

dalle misure

DELPHI studio della sezione d'urto adronica per $\sqrt{s} \sim M_Z$.



One of the primary aims of LEP experiments running at the Z peak is to make precise tests of the "Standard Model". The mass and the width of the Z resonance are obtained with high precision from a scan, by measuring the cross section at a few accurately known beam energies in the vicinity of the peak. The most precise results are obtained from the hadronic cross section, as the Z decays mainly to quarks (left figure). The width of the Z allows to determine the number of low mass ($m_\nu < M_Z/2$) neutrinos which, as illustrated by the curves on the figure, amounts to three. This makes it very plausible that the number of elementary particle families is also limited to three.