

Misure elettrodeboli di precisione
Toni Baroncelli
INFN - RomaIII

Dottorato in Fisica Anno 2008

Dipartimento di Fisica Edoardo Amaldi

Lezione 1: LEP-1

- Acceleratori & rivelatori; relazioni di base dello SM; il processo $Z \rightarrow f\text{-}(\text{anti})f$; sezioni d'urto ed asimmetrie
- La 'lineshape' della Z
- Misure di asimmetria
- Risultati da quarks b & c

Lezione 2: LEP-2

- e^+e^- in W^+W^- e ZZ
- Ricerca di Higgs

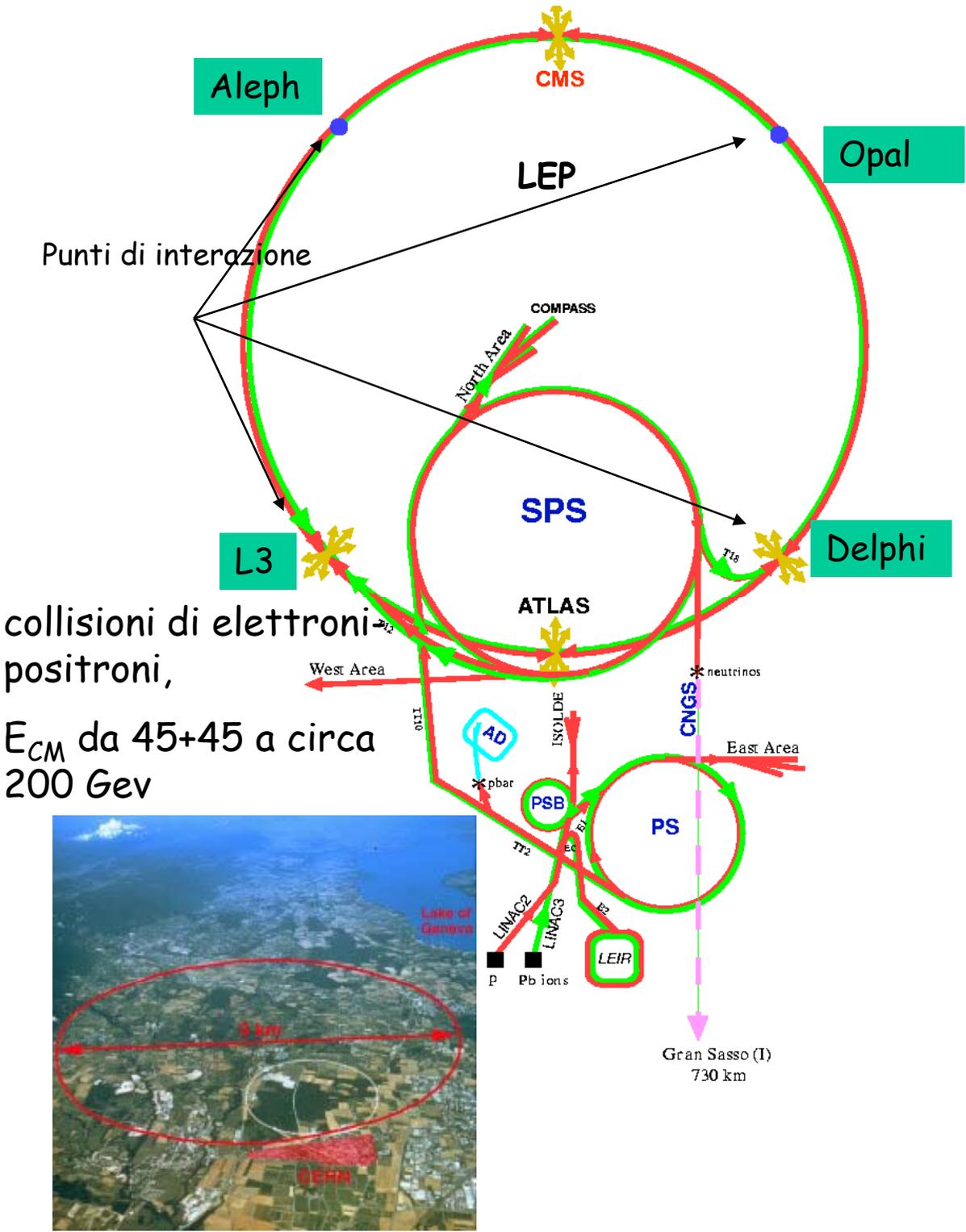
Lezione 3: Colliders

- Misure EW a colliders adronici: Tevatron, LHC

Lezione 4: Colliders

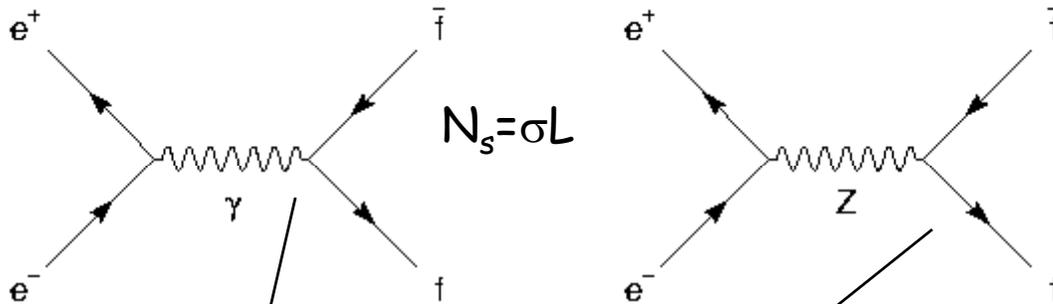
- Ricerche di Higgs

Il complesso degli acceleratori del CERN



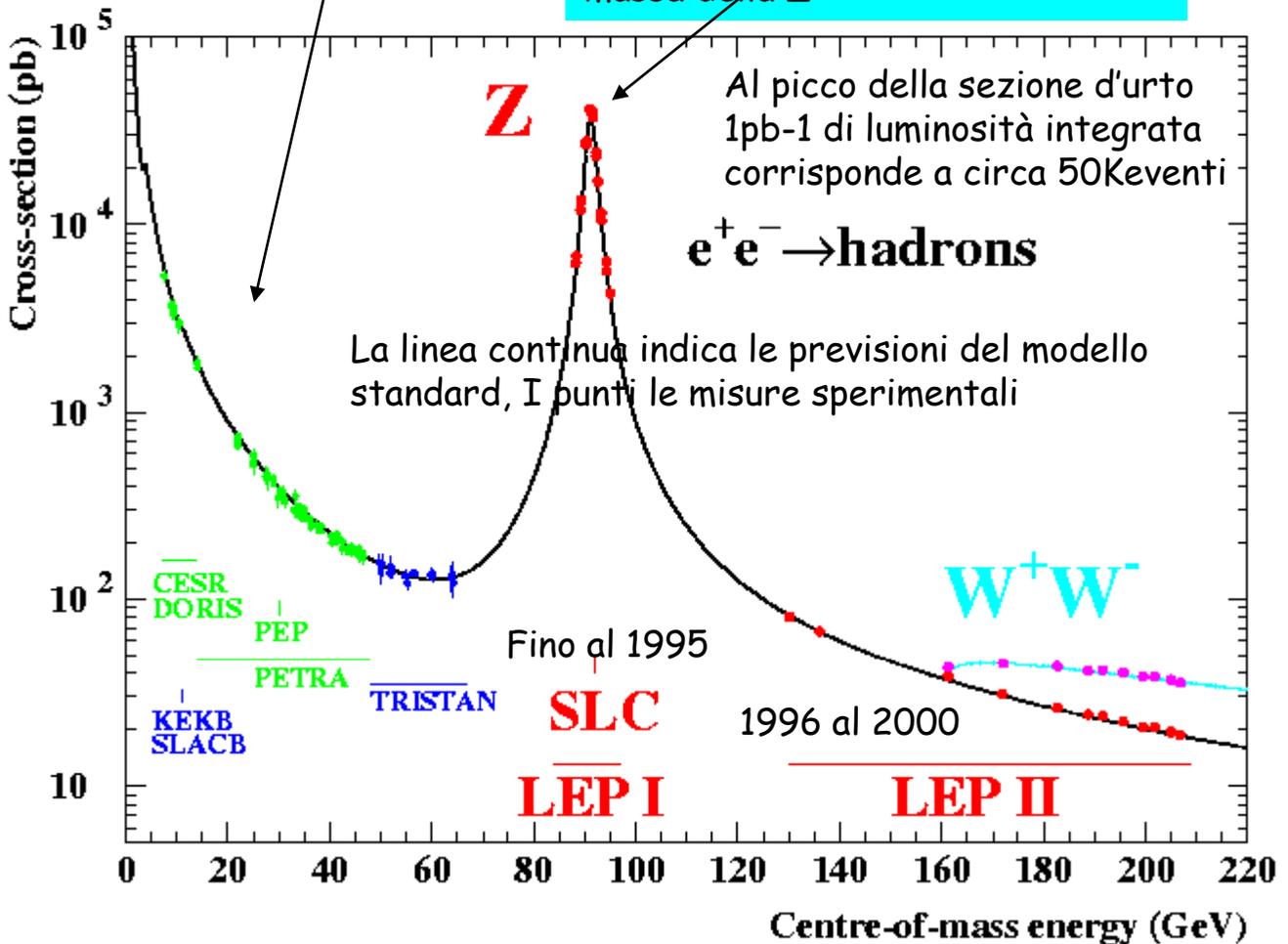
Relazioni di base del Modello Standard al LEP

Il processo di base $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ avviene all'ordine più basso attraverso lo scambio di fotoni e Z



Determina l'andamento $1/s$ ed il picco a 0

Determina il picco di risonanza alla massa della Z



Il campione di dati, LEP fase I

Scan: campagna di presa dati attorno al picco della Z; posizione (al picco alta sezione d'urto → tanta statistica, pochi eventi lontano picco) e quantità di luminosità ottimizzata

year	beam energy range [GeV]	integrated luminosity [pb ⁻¹]
1989	88.2 – 94.2	1.7
1990	88.2 – 94.2	8.6
1991	88.5 – 93.7	18.9
1992	91.3	28.6
1993	89.4, 91.2, 93.0	40.0
1994	91.2	64.5
1995	89.4, 91.3, 93.0	39.8

picco della Z

Eventi adronici raccolti nei vari anni

year	q \bar{q}				all
	A	D	L	O	
'90/91	433	357	416	454	1660
'92	633	697	678	733	2741
'93	630	682	646	649	2607
'94	1640	1310	1359	1601	5910
'95	735	659	526	659	2579
total	4071	3705	3625	4096	15497

15.5 Meventi adronici

Misura di sezioni d'urto totali

Gli eventi che corrispondono ad un dato processo x vengono selezionati per mezzo di informazioni cinematiche e topologiche. La sezione d'urto totale σ viene determinata contando gli eventi N_x^{sel} , sottraendo gli eventi di fondo N^{bg} e normalizzando alla efficienza di selezione ε ed alla luminosità integrata L_{tot} .

$$\sigma = (N_x^{sel} - N^{bg}) / \varepsilon L_{tot}$$

N^{bg} e ε vengono calcolati con dettagliate simulazioni MonteCarlo. Due fasi:

FISICA IN ESAME

• *generazione*: un programma contiene la fisica dell'interazione e genera le particelle fisiche che emergono dal vertice primario;

FISICA NOTA

• *risposta del rivelatore*: le particelle generate al passo precedente vengono prese in carico da un programma che contiene una descrizione accurata dei processi di interazione particella/materia (interazioni em, adroniche, decadimenti) e particella/materia. Il tracciamento di ogni particella avviene usando una descrizione accurata della geometria dell'apparato e della risposta di ogni rivelatore (si tiene conto di costanti di calibrazione, di efficienze strumentali, di trigger, di zone morte)

La misura di sezioni d'urto / 3

$$N_s = L * \sigma_s$$

$$\sigma_s = N_s / L = (N^{\text{obs}} - N_{\text{fd}}) / (\epsilon * L)$$

Simulazioni con
tecniche MonteCarlo

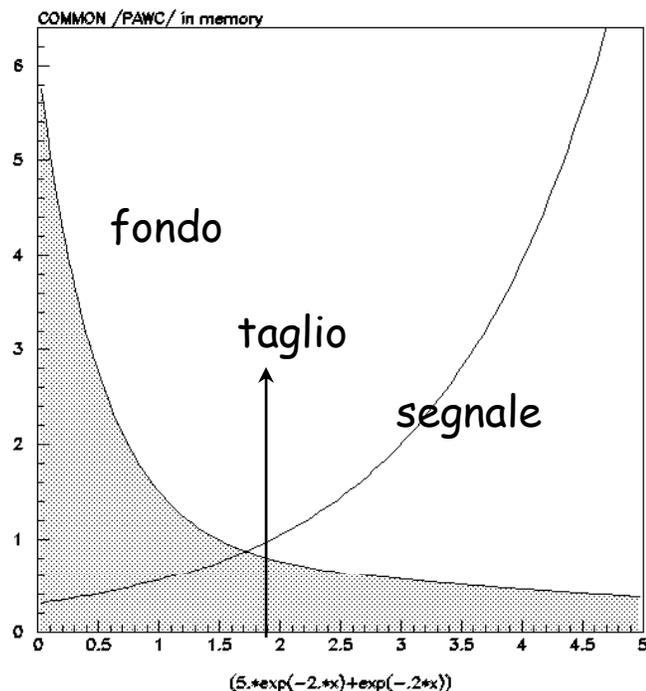
'Genero' eventi di segnale e fondo

Scelgo la selezione (basata su caratteristiche topologiche e/o cinematiche dell'evento) che corrisponda al miglior compromesso tra 2 richieste opposte

- efficienza segnale
- assenza di fondo

Massimizzare

$$N_s / N_{\text{fd}}$$



Tecniche di analisi

I dati simulati vengono scritti con lo *stesso formato dei dati* ed analizzati dagli *stessi programmi di analisi* dei dati reali.

Il campione di dati simulati è generalmente *molto più grande* del campione dei dati reali; in questo modo l'errore statistico introdotto dalla limitatezza del campione MC è trascurabile rispetto all'errore statistico dei dati.

Ciascun evento simulato contiene sempre l'informazione delle *particelle generate nell'interazione primaria*. In questo modo è possibile confrontare la ricostruzione con la generazione.

Le *incertezze nella conoscenza della risposta del rivelatore* vengono stimate e introdotte attraverso parametrizzazioni diverse. Le differenze nei risultati simulati danno (una stima del) l'errore sistematico corrispondente.

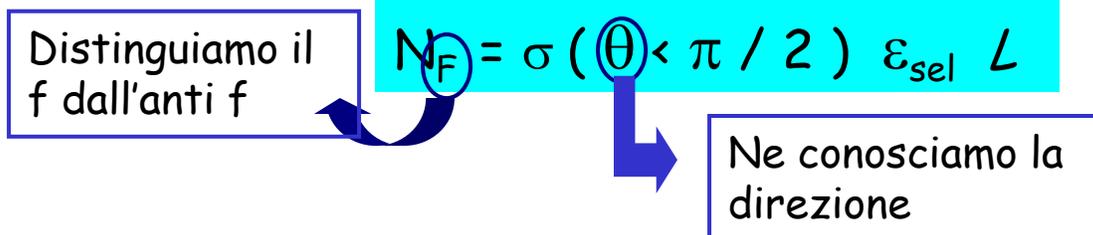
Le *incertezze nella simulazione della fisica* vengono quantificate usando generatori diversi (che contengono metodi diversi di generazione della fisica o approssimazioni diverse o parametrizzazioni diverse); le differenze nei risultati simulati danno (una stima del) l'errore sistematico corrispondente.

Misura di asimmetrie

L'asimmetria avanti/indietro (A_{FB}) è definita come

$$A_{FB} = N_F - N_B / (N_F + N_B)$$

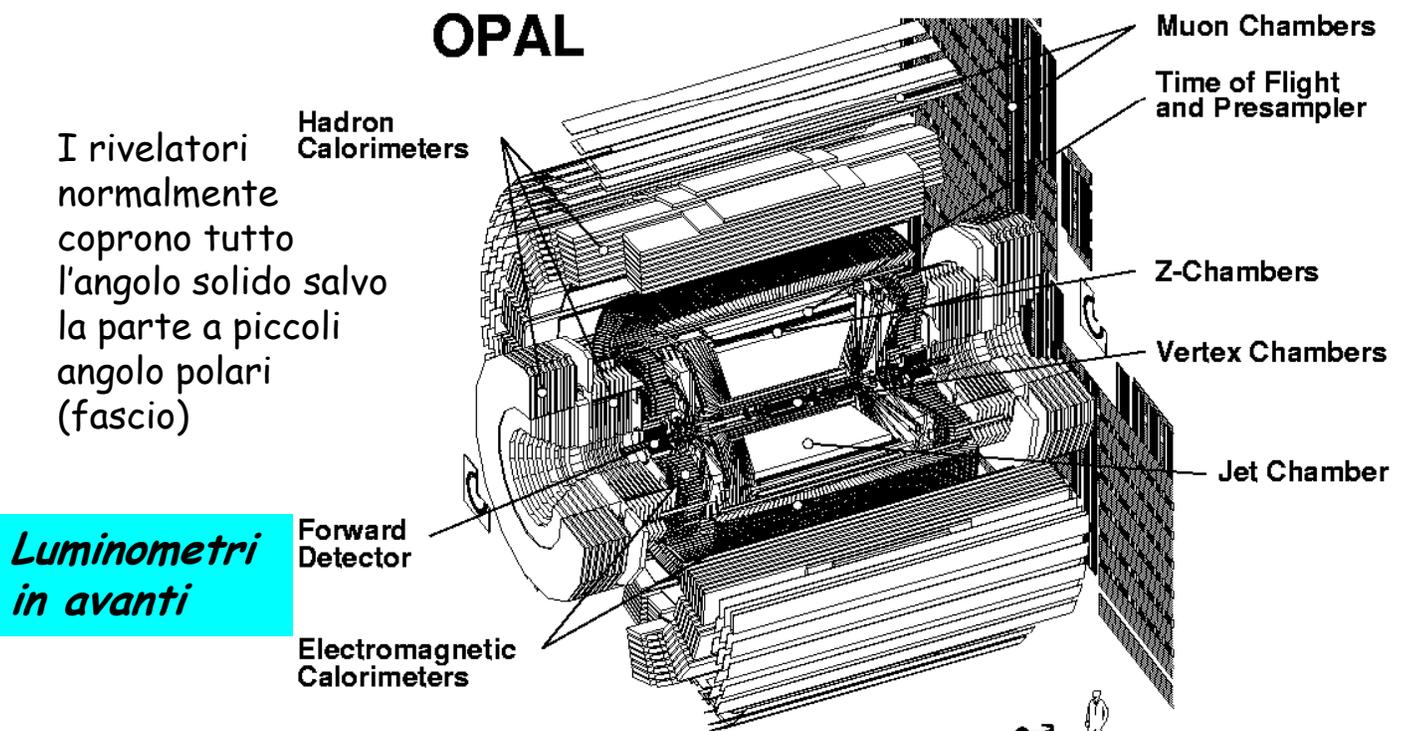
N_F e N_B sono il numero di fermioni prodotti nella stessa direzione (direzione opposta) del fascio di elettroni



I rivelatori al LEP e SLD

La struttura dei rivelatori al LEP (e SLD) è circa la stessa (dall'interno all'esterno):

- rivelatore di vertice (al silicio per i rivelatori al LEP, CCD per SLD) composti di cilindri coassiali con il fascio; raggi 'piccoli' (10/20 cm); consentono la ricostruzione di tracce cariche vicine al vertice. Risoluzione sulla posizione di vertici secondari circa 300 μm .
- Rivelatore di tracce cariche



- calorimetri: normalmente in due parti. La prima parte misura l'energia e la posizione di sciame elettromagnetici (fotoni, elettroni, pioni neutri). La seconda parte misura particelle adroniche

- rivelatore di muoni destinati a rivelare la presenza di tracce cariche penetranti

Campo magnetico solenoidale (10 Tesla) consente misura del momento di tracce cariche

Altri rivelatori possono completare l'apparato: dE/dx , tof, contatori di Cerenkov

I parametri del modello standard/1 (ovvero raccolta di relazioni)

Nello SM la relazione tra gli accoppiamenti deboli e quelli elettromagnetici è data da dove G_F è la costante di Fermi, α è la costante di struttura fine, m_W è la massa del bosone W e $\sin^2\theta_W$ è l'angolo di Weinberg che determina il mescolamento tra le interazioni elettro-deboli.

La relazione tra gli accoppiamenti deboli carichi e neutri fissa il rapporto tra le masse dei bosoni W e Z. Nel modello SM minimale (1 solo Higgs) ρ vale 1.

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

I fermioni levogiri dello SM sono arrangiati in doppietti e quelli destrorigiri in singoletti

Family	T	T^3	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	0
ν_{eR}		-1/2	-1
$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	0	0	0
$\nu_{\mu R}$	0	0	-1
$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+2/3
$\nu_{\tau R}$		-1/2	-1/3
e_R	0	0	+2/3
μ_R	0	0	-1/3
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+2/3
u_R		-1/2	-1/3
$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	0	0	+2/3
c_R	0	0	-1/3
$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+2/3
t_R		-1/2	-1/3
d_R	0	0	+2/3
s_R	0	0	-1/3
b_R	0	0	-1/3

I parametri del modello standard/2 (ovvero raccolta di relazioni)

Le interazioni del bosone Z sono determinate dagli accoppiamenti levo e destrogiri

$$g_L = \sqrt{\rho}(T^3 - Q \sin^2 \theta_W)$$

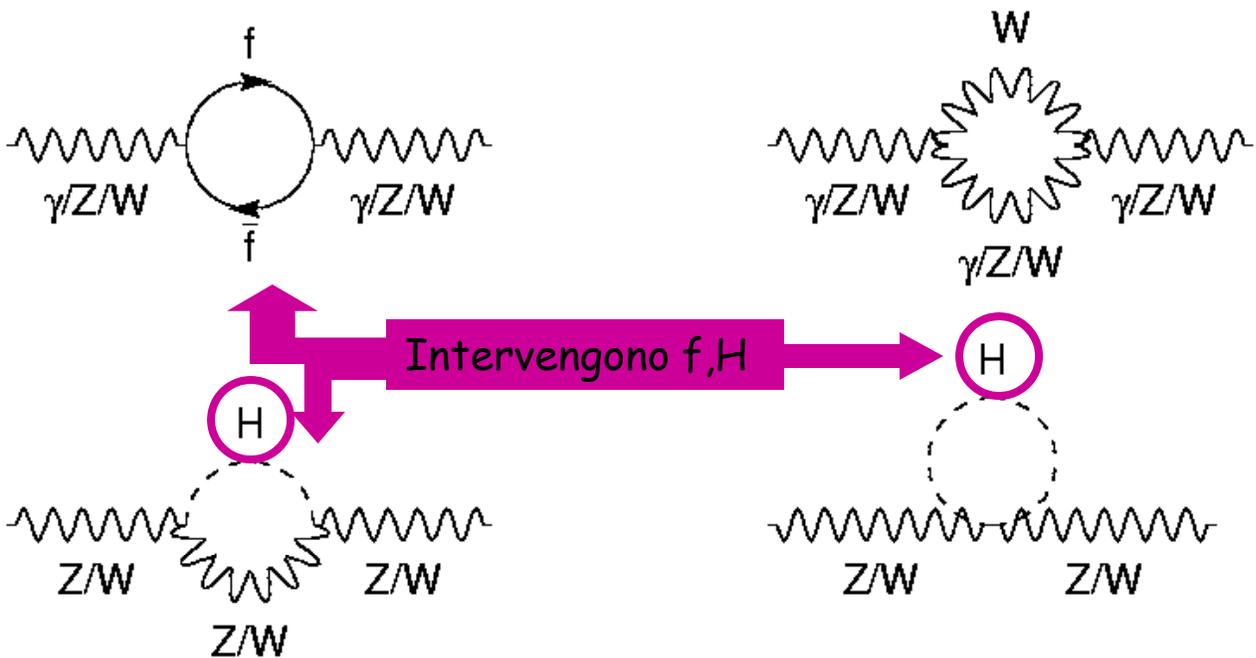
$$g_R = \sqrt{\rho}Q \sin^2 \theta_W,$$

Equivalenti agli accoppiamenti vettore ed assiale-vettore

$$g_V \equiv g_L - g_R = \sqrt{\rho}(T^3 - 2Q \sin^2 \theta_W)$$

$$g_A \equiv g_L + g_R = \sqrt{\rho}T^3.$$

Tutte le quantità calcolate al livello perturbativo più basso (*tree level*) sono modificate da correzioni radiative al *propagatore*



I parametri del modello standard/3 (ovvero raccolta di relazioni)

Tutto questo può essere descritto attraverso l'uso di quantità effettive

$$\begin{aligned}
 \rightarrow \bar{\rho} &= 1 + \Delta\rho \\
 \rightarrow g_V^{\text{eff}} &= \sqrt{\bar{\rho}}(T^3 - 2Q \sin^2 \theta_{\text{eff}}) \\
 \rightarrow g_A^{\text{eff}} &= \sqrt{\bar{\rho}}T^3 \\
 \rightarrow \sin^2 \theta_{\text{eff}} &= \left(1 + \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \dots\right) \sin^2 \theta_W,
 \end{aligned}$$

Va osservato che gli accoppiamenti effettivi diventano complessi ed acquisiscono una piccola componente immaginaria che può essere trascurata:

$$\begin{aligned}
 g_V &= g_V^{\text{eff}} \equiv \Re(\mathcal{G}_V) \\
 g_A &= g_A^{\text{eff}} \equiv \Re(\mathcal{G}_A).
 \end{aligned}$$

Si conserverà in ogni caso la distinzione tra

- $\sin^2 \theta_W$ l'angolo di Weinberg, determinato dal rapporto delle masse dei bosoni W e Z e

- $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ l'angolo efficace di Weinberg

Va osservato che le correzioni sono diverse per ogni flavour: ρ_b indica ρ per il vertice b - \bar{b} ; $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ indica l'angolo di mescolamento efficace per i leptoni (assumendo l'universalità dei leptoni)

I parametri del modello standard/4 (ovvero raccolta di relazioni)

Le relazioni tra gli accoppiamenti e le masse dei bosoni sono anche modificate da correzioni radiative. In questa relazione Δr è

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}m_W^2 \sin^2 \theta_W} \frac{1}{1 - \Delta r}$$

$$\Delta r = \Delta\alpha + \Delta r_w$$

Il termine $\Delta\alpha$ include l'effetto dei loops fermionici nel propagatore fotonico. Questi effetti possono essere assorbiti in $\alpha \rightarrow \alpha(s)$. Alle energie LEP/SLC α varia da 1/137 a 1/129.

$$\alpha(s) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha}$$

Il termine dominante in Δr_w è dato da $\Delta\rho$ definito sopra

$$\Delta r_w = -\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{\text{remainder}}$$

I contributi più importanti a Δr_w provengono dalla massa del quark t e del bosone di Higgs

$$\Delta r^t = -3 \frac{G_F m_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{m_t^2}{m_W^2} \cot^2 \theta_W + \dots$$

Dipendenza quadratica

$$\Delta r^H = \frac{11}{3} \frac{G_F m_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \left(\ln \frac{m_H^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right) + \dots$$

Dipendenza logaritmica

Il processo e^+e^- in $f\bar{f}$

La sezione d'urto differenziale per il processo e^+e^- in $f\bar{f}$ attorno al picco della Z può essere fattorizzata come segue

Andamento proporzionale a s

Θ angolo polare rispetto fascio

Fattore di colore : 1 leptoni, 3 quarks

$$\frac{2s}{\pi} \frac{1}{N_c^f} \frac{d\sigma_{ew}}{d\cos\theta}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \underbrace{|\alpha(s)Q_f|^2}_{\sigma^\gamma} (1 + \cos^2\theta) \underbrace{-8\Re\left\{\alpha^*(s)Q_f\chi(s)\left[G_{Ve}G_{Vf}(1 + \cos^2\theta) + 2G_{Ae}G_{Af}\cos\theta\right]\right\}}_{\substack{\gamma-Z \text{ interference} \\ \text{interferenza } Z \gamma}} + \underbrace{16|\chi(s)|^2 \left[(|G_{Ve}|^2 + |G_{Ae}|^2)(|G_{Vf}|^2 + |G_{Af}|^2)(1 + \cos^2\theta) + 8\Re\{G_{Ve}G_{Ae}^*\}\Re\{G_{Vf}G_{Af}^*\}\cos\theta \right]}_{\substack{\sigma^Z \\ \text{scambio di } Z}}$$

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

Termine $(1+\cos^2\Theta)$ contribuisce alla sezione d'urto totale, il termine in $\cos\Theta$ solo all'asimmetria

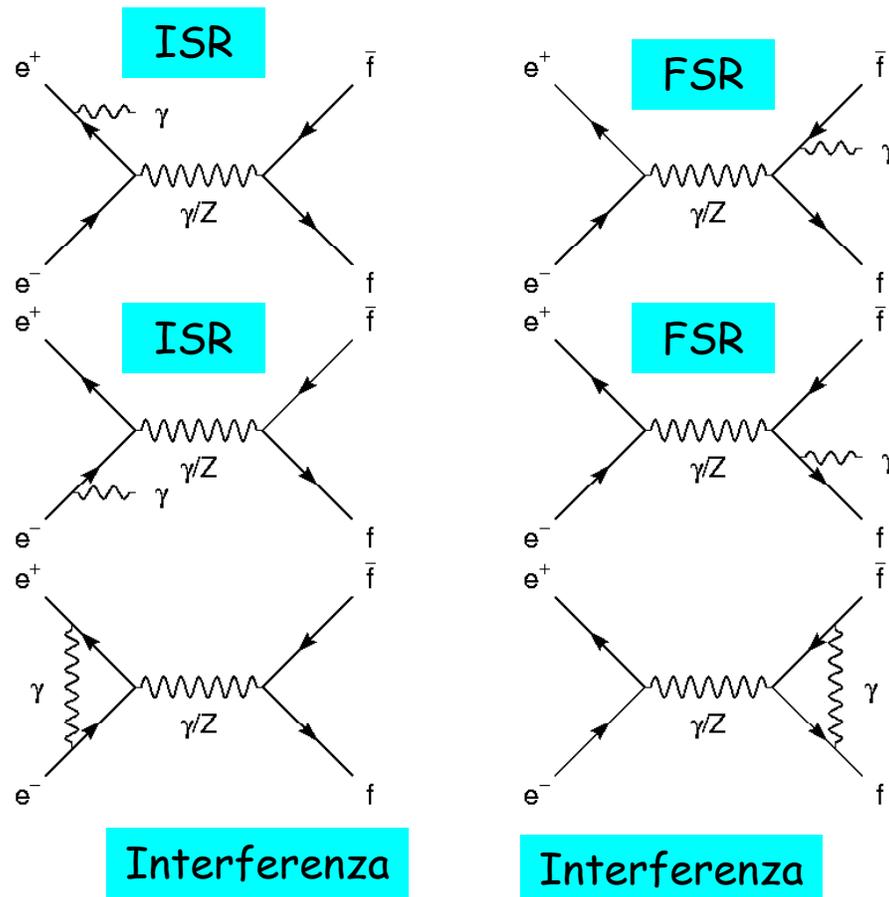
Propagatore andamento Breit-Wigner con larghezza dipendente da s

$\alpha(s)$ considerata, non ISR & FSR, g radiation, masse fermioni

Lo scattering Bhabha, l'irraggiamento di fotoni

La sezione d'urto attorno al picco della Z è totalmente dominata dallo scambio della Z , l'interferenza γ - Z determina l'andamento con l'energia dell'asimmetria ed è importante ad energie lontane del picco della Z .

Nel caso e^+e^- in e^+e^- (Bhabha scattering) anche lo scambio in canale t è presente e contribuisce in maniera dominante con lo scambio di un fotone a grandi valori di $\cos\Theta$.



Il trattamento dell'irraggiamento

L'irraggiamento viene convenientemente trattato con una funzione di irraggiamento $H_{\text{QED}}^{\text{tot}}(z,s)$ ('*radiator*')

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

dove $(1-z)$ rappresenta la frazione di s portata dal fotone irraggiato; zs è quello che rimane al sistema elettrone positrone. La stessa tecnica viene applicata nel calcolo della asimmetria: $H_{\text{QED}}^{\text{FB}}(z,s)$

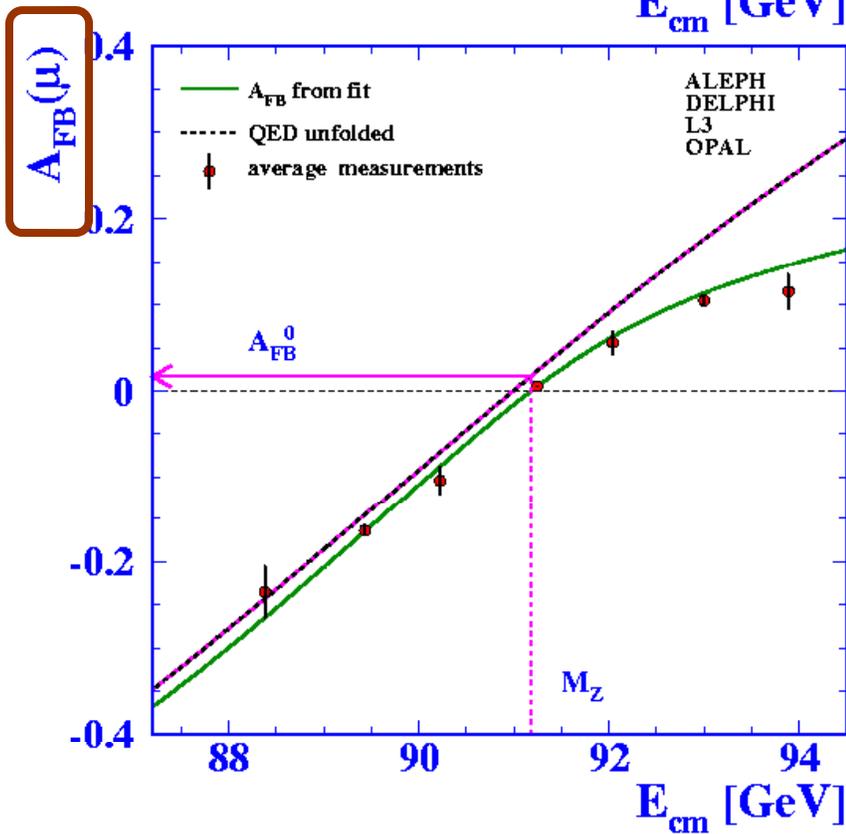
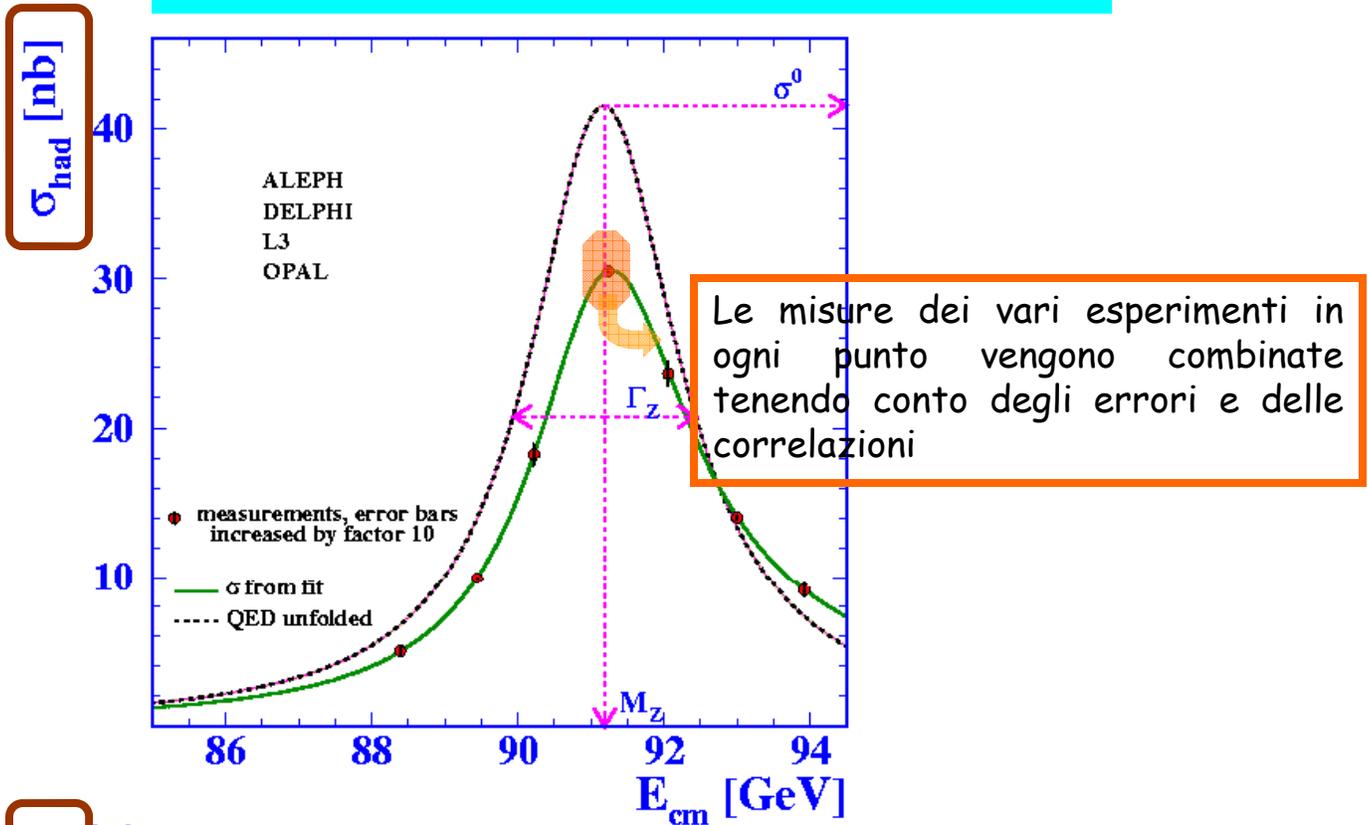
Le larghezze parziali

Le larghezze parziali della Z in diverse coppie di fermioni vengono definite inclusivamente, contengono correzioni QED e QCD:

$$\Gamma_{f\bar{f}} = N_c^f \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \left(|G_{Af}|^2 R_{Af} + |G_{Vf}|^2 R_{Vf} \right) + \Delta_{ew/QCD}.$$

I fattori di irraggiamento R_{Af} e R_{Vf} includono correzioni QED e QCD e masse fermioniche non nulle.

La misura della 'line shape'



La sezione d'urto parziale in ff dovuta allo scambio della Z

La sezione d'urto parziale in una coppia di fermioni ff dovuta allo scambio della Z (termine simmetrico in $\cos\Theta$), può essere scritta come

$$\sigma_{ff}^Z = \sigma_{ff}^{\text{peak}} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - m_Z)^2 + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2},$$

dove

$$\sigma_{ff}^{\text{peak}} = \frac{1}{1 + \delta_{\text{QED}}} \sigma_{ff}^0$$

and

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

Questo termine rimuove la dipendenza di Γ_{ff} da correzioni QED final state ed è pari a $3/4 Q_f^2\alpha/\pi+\dots$

La larghezza adronica totale può essere espressa come somma delle larghezze dei singoli quarks

$$\Gamma_{\text{had}} = \sum_{q, q \neq t} \Gamma_{q\bar{q}}.$$

Le larghezze dipendono da Γ_Z -
→ correlate

La larghezza invisibile Γ_{inv} , dovuta ai neutrini, può essere dedotta dalla misura della larghezza totale Γ_Z e delle singole larghezze fermioniche Γ_{ff}

$$\Gamma_Z = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_{\text{inv}}.$$

I parametri del fit della line shape

Per minimizzare le correlazioni tra I parametri di fit si è scelto un set di 6 parametri per descrivere le sezioni d'urto leptoniche ed adroniche attorno al picco della Z

- la massa e la larghezza della Z: m_Z, Γ_Z

- la 'hadronic-pole cross-section'

$$\sigma_h^0 \equiv \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}$$

- i rapporti

$$R_e^0 \equiv \Gamma_{had}/\Gamma_{ee}, \quad R_\mu^0 \equiv \Gamma_{had}/\Gamma_{\mu\mu} \quad \text{and} \quad R_\tau^0 \equiv \Gamma_{had}/\Gamma_{\tau\tau}$$

- per quegli stati finali nei quali i quarks primari possono essere identificati altri rapporti possono essere costruiti

$$R_q^0 \equiv \Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had}, \quad \text{ad esempio} \quad R_b^0 = \Gamma_{bb}/\Gamma_{had}$$

Le larghezze dovute al termine di interferenza $Z\gamma$ sono proporzionali al prodotto degli accoppiamenti vettoriali dello stato iniziale e finale e sono nulle al picco della Z. Questi termini diventano però apprezzabili ad energie lontane dal picco (importanti per il fit della line shape). La determinazione degli accoppiamenti di tutti i quarks non è possibile ed il termine di interferenza $Z\gamma$ è fissato ai valori calcolati con lo SM.

Le asimmetrie leptoniche

Tre parametri addizionali sono necessari per descrivere le asimmetrie avanti-indietro leptoniche al polo della Z: le asimmetrie $A_{\text{FB}}^{0,e}$, $A_{\text{FB}}^{0,\mu}$, $A_{\text{FB}}^{0,\tau}$ (e+e- in e+e-....)

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

Le asimmetrie leptoniche al picco della Z sono grandi quanto le correzioni QED. Come per le larghezze adroniche anche le asimmetrie adroniche possono essere determinate quando sia possibile identificare i singoli quarks.

Misure di luminosita'

La luminosità viene misurata attraverso lo scattering *Bhabha* a piccolo angolo. Eventi con elettroni che viaggiano ad angoli piccolissimi vengono registrati insieme a tutti gli altri eventi. In questo modo la luminosità registrata riflette le efficienze della presa dati e del rivelatore & tempi morti. La sezione d'urto di questo processo è alta \rightarrow molti eventi \rightarrow grande precisione statistica. Questo si raccorda bene con la grande precisione statistica con cui viene misurata la *lineshape* della Z.

Topologia:

- 2 tracce cariche che viaggiano in direzione opposta e vicine al tubo del fascio;
- energia = $E_{\text{beam}}/2$;
- cariche opposte;
- di natura elettromagnetica (esempio: $E/p=1$)

La dipendenza angolare va come Θ^{-3} . Quindi serve copertura angolare a piccoli angoli + misura dell'angolo minimo accettato \rightarrow raggio interno del rivelatore

Si contano eventi N_{Bhabha}

$$N_{\text{Bhabha}} = L \sigma_{\text{Bhabha}} \epsilon$$

$$L = N_{\text{Bhabha}} / \sigma_{\text{Bhabha}} \epsilon$$

Viene calcolata; dominata da scambio canale t, QED nota ma alcune incertezze teoriche

Energie & angoli misurati con calorimetri segmentati che accettano angoli polari tra 25 e 60 mrad. Sezione d'urto circa x2 picco della Z

Misure di luminosità/2

L'irraggiamento stato iniziale determina una diminuzione dell'energia dell'elettrone / positrone

Regione di segnale: uguali energie (rapporto E_{cal}/E_{beam})

Il fondo è indotto da coincidenze casuali tra i due rami del luminometro e sono largamente indotte da particelle fuori fascio

