

Selezione degli eventi a LEP-100.

La selezione degli eventi, ovvero dei diversi stati finali a LEP-100, e' ad alta efficienza e con fondi quasi trascurabili data la semplicita' dello stato finale e la sezione d'urto molto alta per la produzione di Z.

Il bosone Z puo' decadere in leptoni o adroni nelle seguenti percentuali (misurate con precisione a LEP):

$$BR(Z \rightarrow e^+e^-) = BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) = BR(Z \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx 3.3\%$$

$$BR(Z \rightarrow \bar{\nu}\nu) \approx 20\%$$

$$BR(Z \rightarrow \bar{q}q) \approx 70\%$$

Questi stati finali sono facilmente distinguibili, dato un buon rivelatore. Ovvero: lo stato finale a 2 elettroni sara' caratterizzato da due tracce di carica diversa (ovvero con curvatura opposta) nella parte centrale del rivelatore (per esempio nel Vertex Detector e nella TPC in DELPHI) e da 2 sciami di uguale energia nel calorimetro elettromagnetico. I due elettroni, visto che lo Z e' prodotto a riposo, saranno emessi "back-to-back" ovvero in emisferi opposti del rivelatore (a 180° in θ e a 180° in ϕ), ossia saranno coplanari e collineari. Il calorimetro adronico e le camere a muoni non registreranno attivita'.

Lo stato finale a 2 muoni e' caratterizzato da due tracce che attraversano al minimo di ionizzazione tutto il rivelatore (tracciatore e calorimetri) raggiungendo le camere a muoni. I due muoni saranno coplanari e collineari e di ugual momento.

Lo stato finale con 2 leptoni tau puo' mostrare diverse topologie a seconda del decadimento dei 2 tau. Il tau (vedi il Particle Data Booklet) puo' decadere o in un elettrone/muone e 2 neutrini ($\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$, $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$) oppure in 1 adrone carico e un neutrino o 3 adroni carichi e 1 neutrino o 5 adroni carichi e 1 neutrino. Ovvero da 1 ad al massimo 5 tracce cariche piu' 1 o 2 neutrini. Dunque si avranno topologie con pochissime particelle per emisfero (da 1 a 5) ed energia mancante.

Lo stato finale dove la Z decade in quark e' invece caratterizzato da 2 (o piu') jet di particelle back-to-back ad alta molteplicita'.

Infine lo stato finale dove lo Z decade in neutrini non e' rivelabile, in quanto i neutrini non interagiscono nel rivelatore e dunque le caratteristiche di questo stato finale sono estratte in modo indiretto (come si e' detto prima e come verra' ripreso in seguito).

Nella figura 16 e' mostrata la molteplicita' carica degli eventi di Z: si vede come gli eventi leptonici e adronici rimangano ben separati e come sia dunque possibile selezionarli ad alta efficienza e con poco fondo residuo.

DELPHI

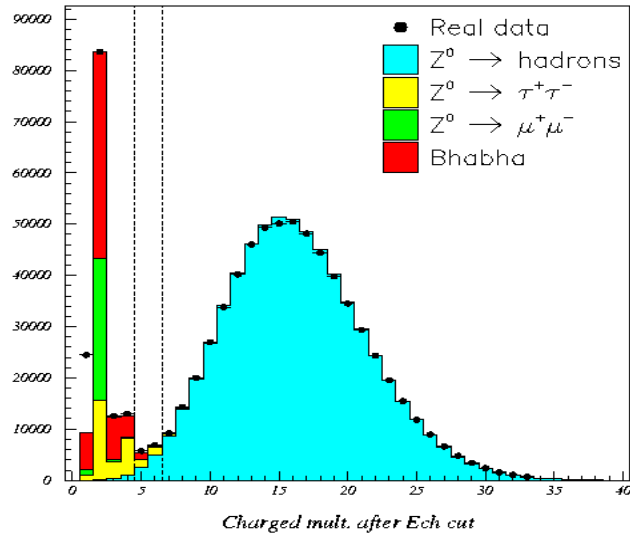


Fig.16

Per Bhabha si intende genericamente lo stato finale con elettrone/positrone anche se si e' scambiato un bosone Z invece che un fotone.

La figura 17 mostra alcuni decadimenti del bosone Z, cosi' come vengono ricostruiti dai vari rivelatori, nel piano trasverso al fascio, ovvero il piano xy, se i fasci viaggiano lungo l'asse z.

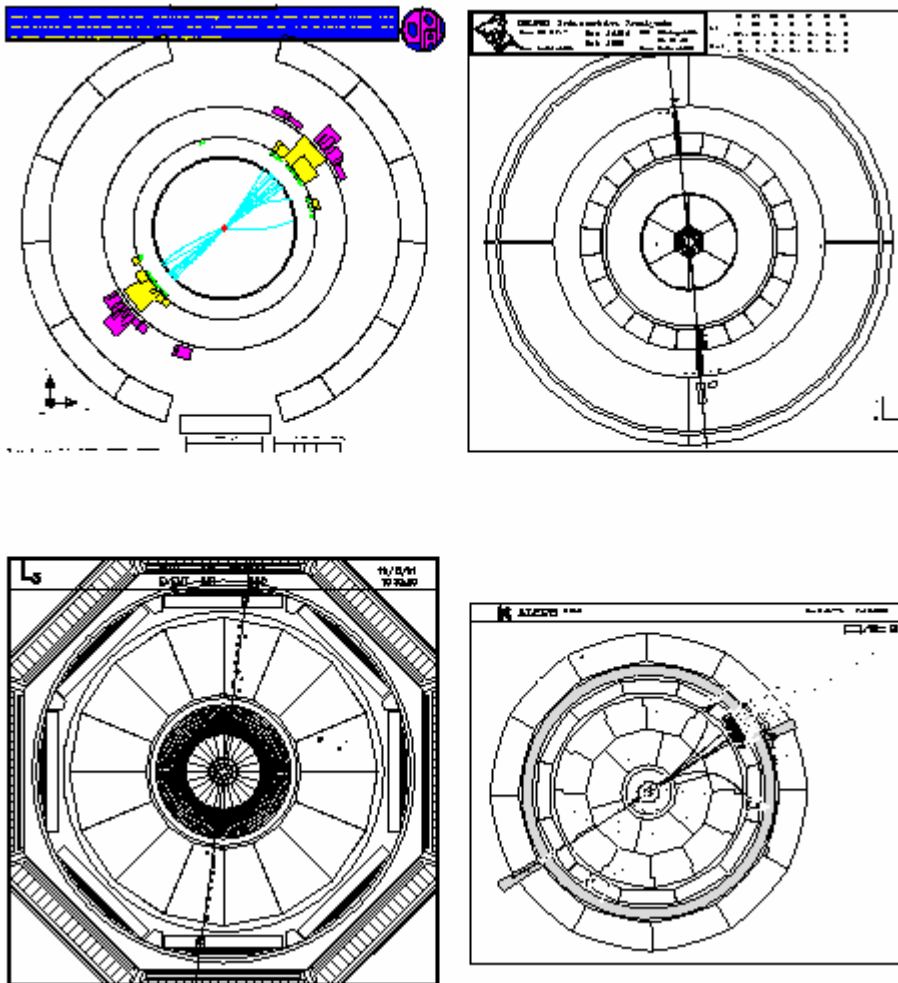


Fig.17

La figura 17.a mostra un evento in OPAL con 2 jet: si vedono molte tracce nei due emisferi opposti accompagnate da sciami sia nel calorimetro elettromagnetico sia nel calorimetro adronico. La figura 17.b mostra un evento in DELPHI con 2 elettroni: 2 tracce coplanari e due sciami nel calorimetro elettromagnetico. La figura 17.c mostra un evento in L3 con due muoni: due particelle attraversano al minimo di ionizzazione tutto il rivelatore. Infine la figura 17.d mostra un evento con 2 tau: uno dei due tau e' decaduto in un muone e 2 neutrini, mentre l'altro e' decaduto in 5 adroni carichi e neutrino.

Tutti questi eventi sono chiaramente coplanari. Nel piano zx o zy risulterebbero eventi collineari.

Eventi in cui la Z decade in 2 quark, possono mostrare 2 o piu' jet a seconda che ci sia stata emissione o meno di gluoni (1 o piu'). Ovviamente la probabilita' che ci sia un jet addizionale dovuto ad un gluone emesso da uno dei quark e' proporzionale alla costante di accoppiamento forte α_s^2 . La misura dei rate di produzione di 3 e 4 quark e' un metodo possibile di misura di α_s .

Tipiche efficienze di selezione di eventi sono:

95 % $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

70% $\tau^+\tau^-$

99% $q\bar{q}$

e i fondi che tipicamente rimangono dopo la selezione sono:

1% $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

2-3% $\tau^+\tau^-$

0.5% $q\bar{q}$.

Risultati di LEP sulla line-shape del bosone Z.

Per ogni valore di energia del centro di massa si selezionano i diversi stati finali e si calcolano le sezioni d'urto ricostruendo cosi' la curva di risonanza del bosone Z nei diversi stati finali, come mostrato in figura 18 per l'esperimento L3 (18.a per lo stato finale con adroni e 18.b per lo stato finale con elettroni).

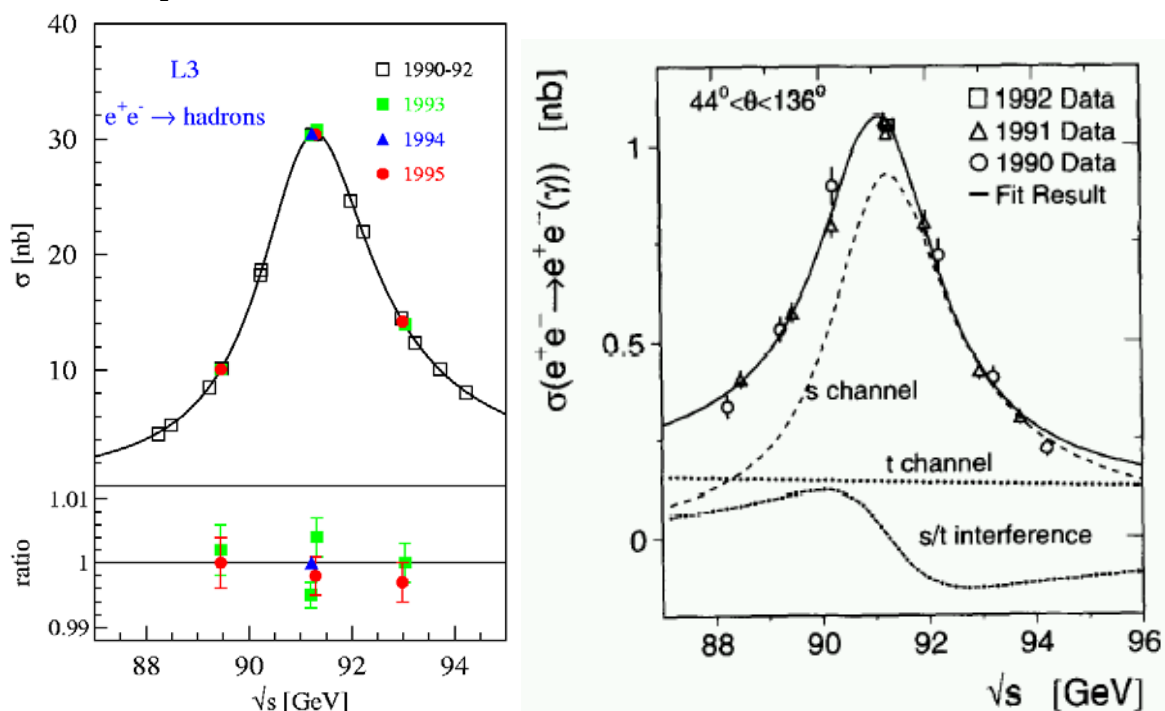


Fig.18

Ogni misura dei 4 esperimenti viene combinata con le misure degli altri esperimenti. L'errore su ogni misura puo' avere varie sorgenti (statistico, sistematico e teorico), alcune di queste componenti sono correlate tra le varie misure e/o i vari esperimenti. Ad esempio l'errore teorico sara' correlato tra i vari esperimenti cosi' come l'errore sull'energia dei fasci, o ancora la sottrazione del canale t per lo stato finale con elettroni e' comune a tutti gli esperimenti. La combinazione avviene mediante la minimizzazione di un "chi-quadro" composto da tutte le misure dei vari esperimenti e dei vari anni.

Il risultato finale di LEP sui parametri del bosone Z e' mostrato in figura 19.

I valori sono i seguenti:

$$m_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}/c^2$$

$$\sigma_{\text{had}}^0 = 41.50 \pm 0.037 \text{ nb}$$

$$R_e = 20.804 \pm 0.050$$

$$R_\mu = 20.785 \pm 0.033$$

$$R_\tau = 20.764 \pm 0.045$$

Da cui si possono estrarre le quantita' derivate Γ_{had} , Γ_e , Γ_μ , Γ_τ , Γ_l , Γ_{inv} (ad esempio vedi valori sul Particle Data Booklet).

Prima di LEP (nel 1989) la massa del bosone Z era misurata essere: $91.12 \pm 0.16 \text{ GeV}/c^2$.

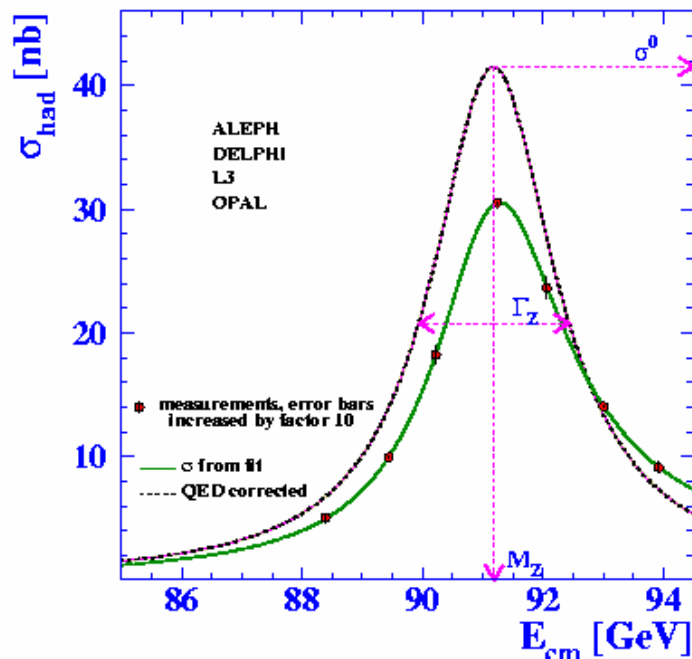


Fig. 19

Le asimmetrie Forward-Backward vengono misurate per i 3 leptoni. In questo caso bisogna non solo selezionare gli eventi nello stato finale, ma anche distinguere la carica del leptone e misurarne l'angolo polare θ . Come si e' visto prima si ha che:

$$A_{\text{FB}} = (N_{\text{F}} - N_{\text{B}}) / (N_{\text{F}} + N_{\text{B}})$$

Dove N_{F} e N_{B} sono gli eventi in cui il leptone (negativo, ossia la particella) viene emessa nello stesso emisfero dell'elettrone (negativo) incidente (F) o in quello opposto (B).

Misurando la sezione d'urto differenziale in funzione di $\cos\theta$, si puo' misurare A_{FB} e di conseguenza le costanti di accoppiamento g_A e g_V .

Per solo scambio di Z si ha

$$\partial\sigma / \partial \cos \theta \propto (3/8 (1 + \cos^2 \theta) + A_{FB} \cos \theta$$

$$A_{FB}^{0,f} = 3/4 A_e A_f$$

$$A_f = 2 \frac{g_V^f / g_A^f}{1 + (g_V^f)^2 / (g_A^f)^2}$$

$$g_V^f / g_A^f = 1 - 2 |Q_f| \sin^2 \theta_{eff}^f$$

In figura 20 e' mostrata la sezione d'urto differenziale in funzione del coseno dell'angolo polare per il muone μ^- e per 3 diverse energie nel centro di massa: al picco della Z (peak) e 2 GeV sopra (p+2) e sotto (p-2) il picco. Si vede come l'asimmetria cambi rapidamente con l'energia (come si era gia' mostrato in figura 10) a causa dell'interferenza γ -Z.

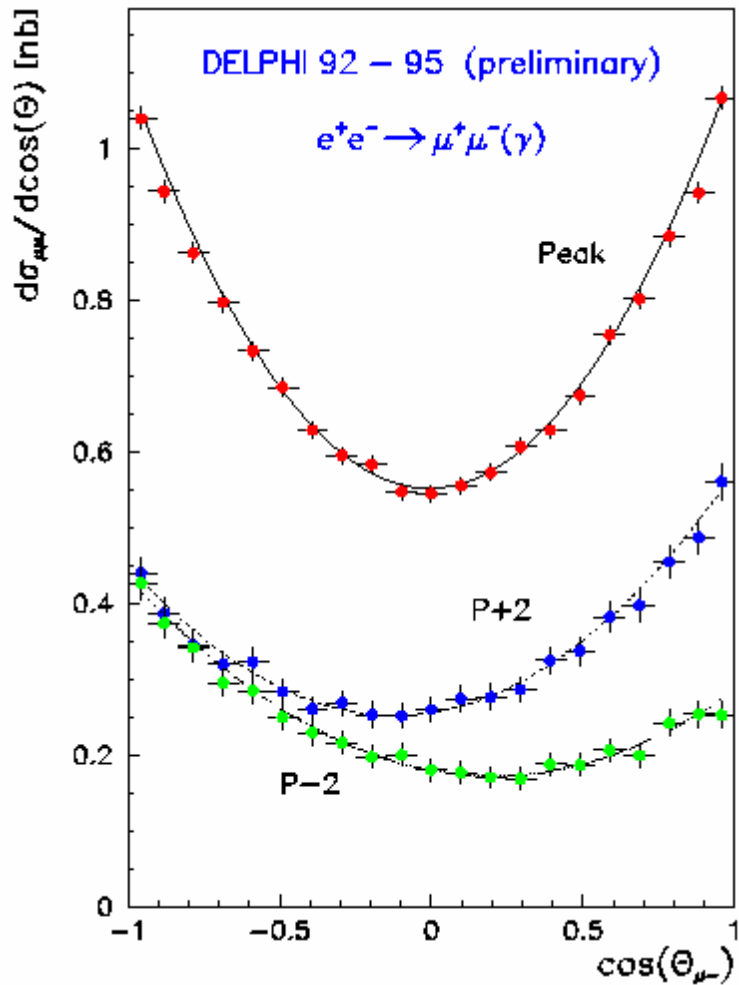


Fig.20

In figura 21 sono mostrati i risultati per le asimmetrie dei 3 leptoni $A_{FB}^{0,l}$ in funzione dei rapporti $R_l = \Gamma_{had} / \Gamma_l$. La figura mostra come i 3 leptoni abbiano gli stessi valori di asimmetrie e larghezze, ovvero indicano che il bosone Z decade nei 3 leptoni con ugual probabilita' e ugual distribuzioni. In altre parole LEP ha dimostrato come valga il concetto di universalita' leptonica.

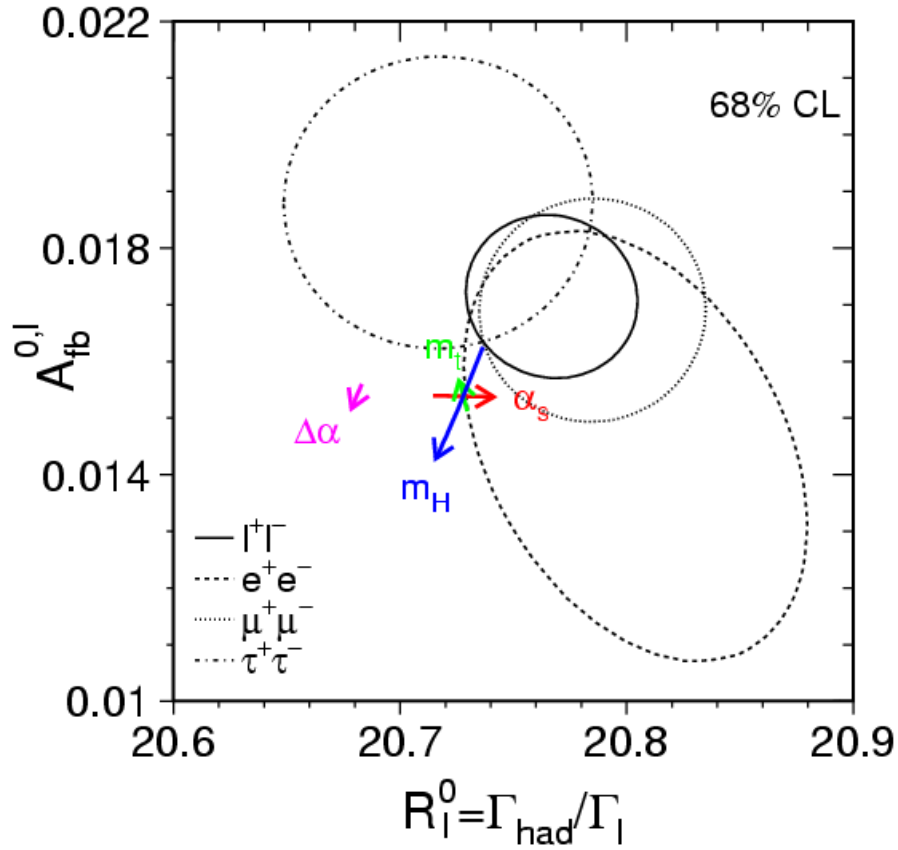


Fig.21

In figura 21 oltre alle 3 curve corrispondenti ai 3 leptoni, c'è una quarta curva che rappresenta il risultato di LEP per le asimmetrie Forward-Backward assumendo l'universalità leptonica, ossia, assumendo che le interazioni elettrodeboli siano le stesse per tutti e 3 i leptoni. Il risultato è mostrato in un piano bidimensionale per tenere in conto la correlazione che c'è tra la misura dell'asimmetria e la misura della larghezza parziale. Queste due quantità, come si è visto in precedenza, dipendono entrambe dagli accoppiamenti assiali e vettoriali del bosone Z con il leptone e dai parametri del bosone stesso (massa, larghezza totale etc.). Il valore centrale dei due risultati sarà al centro di ogni cerchio, e il cerchio rappresenta una variazione di 1 deviazione standard dal valore centrale (o più precisamente il 68% del livello di confidenza). Il risultato sperimentale può essere paragonato con le predizioni del Modello Standard. In figura le predizioni del Modello Standard sono mostrate con dei vettori. Innanzi tutto il vettore più a sinistra (in magenta) rappresenta il valore del MS in assenza delle correzioni radiative elettrodeboli, e l'estensione della freccia, rappresenta quanto questo valore potrebbe cambiare al variare della costante di accoppiamento elettromagnetico α_{em} . Gli altri 3 vettori (blu, rosso e verde) sono le predizioni del MS tenendo in conto le correzioni radiative elettrodeboli, e variando le quantità poco note o non note, come la massa del top ($m_{top}=174.3\pm 5.1$ GeV), la costante di accoppiamento forte ($\alpha_s=0.118 \pm 0.002$) e la massa dell'Higgs ($m_H=300+700-186$ GeV – dove si è tenuto conto del limite inferiore di 114 GeV proveniente dalle ricerche dirette).

Dalla misura della larghezza invisibile: $R_{inv} = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{ee}} = \frac{(\Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_{ll})}{\Gamma_{ee}}$, e $R_{inv} = N(\nu) \cdot \left[\frac{\Gamma_{\nu\nu}}{\Gamma_{ll}} \right]_{SM}$

si ottiene $N(\nu) = 2.9841 \pm 0.0083$.

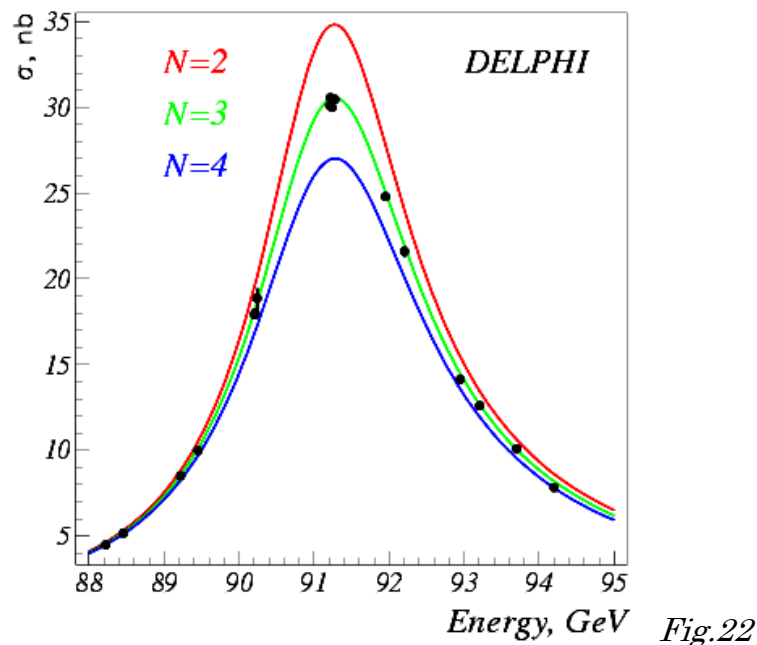
Ovvero il numero di neutrini e' 3, e di conseguenza anche il numero di famiglie di leptoni nel nostro universo e' 3. Questo e' uno dei risultati piu' importanti di LEP.

Come si vede in figura 22 i dati sperimentali sono in ottimo accordo con le previsioni del Modello Standard quando si assumono solo 3 famiglie di neutrini.

Ce ne fossero solo 2 o 4 o di piu' la larghezza totale della risonanza del bosone Z sarebbe piu' stretta o piu' larga di quello che effettivamente misuriamo (la larghezza totale e' la somma di tutte le larghezze parziali).

Nel 1989 (prima di LEP) si misurava $N(\nu) = 3.0 \pm 0.9$, ovvero un risultato 2 ordini di grandezza meno preciso che permetteva molte ipotesi.

Ricordiamo che solo nel 2000 il neutrino-tau ν_τ e' stato effettivamente "visto" da DONUT al Fermilab.



Una misura di molto peso, in quanto e' di per se' la misura piu' precisa elettrodebole, e' l'asimmetria Left-Right di SLD. Ovvero la misura della differenza della sezione d'urto totale per eventi con il fascio di elettroni polarizzati "Left" e per quelli con il fascio di elettroni polarizzato "Right". Questa differenza divisa per la somma delle sezioni d'urto e' l'asimmetria A_e dell'elettrone, ovvero del rapporto delle costanti di accoppiamento assiali e vettoriali del bosone Z con l'elettrone. Ricordiamo che a LEP questa misura non e' possibile perche' i fasci non sono polarizzati, e che A_e si puo' pero' estrarre dalla misura dell'asimmetria Forward-Backward degli elettroni ($\propto A_e^2$).

Combinando tutte le misure delle larghezze parziali e delle asimmetrie si possono estrarre gli accoppiamenti vettoriali e assiali dei leptoni con la Z. Quello che rimane comunque arbitrario e' l'assegnazione del segno negativo ad una delle due costanti di accoppiamento, e che si assegna in accordo con il MS.

In figura 23 e' mostrato g_V vs g_A per i 3 leptoni e per l'assunzione di universalita' leptonica. Il plot e' bidimensionale in quanto si vuol tenere in conto la correlazione tra le due variabili

e i cerchi rappresentano il 68% di livello di confidenza sui valori misurati sperimentalmente. La previsione del Modello Standard e' rappresentata dalla banda gialla. Si usa una banda e non un punto in quanto alcuni dei parametri nel MS non sono ben noti o noti del tutto. Le frecce rosse e blu rappresentano quanto variano le previsioni del MS al variare della massa del top ($m_{top}=174.3\pm 5.1$ GeV) e della massa dell'Higgs ($m_H=300+700-186$ GeV). La freccia blu al lato sinistro della figura rappresenta il valore del MS in assenza di correzioni radiative elettrodeboli, la freccia blu la variazione dovuta all'incertezza su α_{em} .

Si puo' notare come i valori di g_V e g_A in assenza di correzioni radiative elettrodeboli, corrispondano proprio ai valori c_V e c_A rispettivamente di $(I_3-2Q_f\sin^2\theta)$ e $I_3=-1/2$ (vedi tabella 2 prima parte del corso). Come si e' visto le correzioni radiative modificano le relazioni al "tree level" e l'effetto e' di solo qualche frazione del %, ma ben visibile a LEP grazie all'alta statistica e all'alta precisione raggiunta nelle misure.

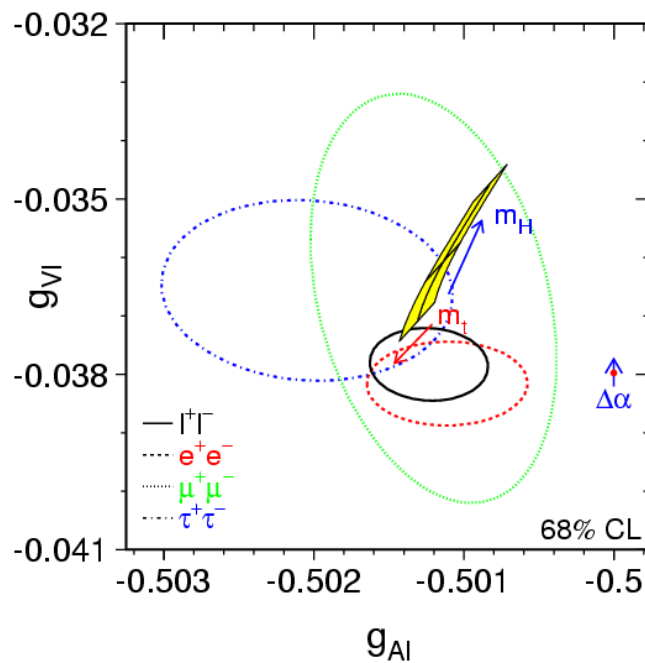


Fig.23

Si e' definito $\bar{\rho}$ (parametro delle correzioni radiative) come

$$\bar{\rho} = 1 + \Delta\rho$$

$$\text{con } \Delta\rho = f(\sin^2 \theta_W, G_F, m_t^2, \log m_H)$$

Inoltre

$$g_V = \sqrt{\bar{\rho}}(I_3 - 2Q \sin^2 \theta_{eff})$$

$$g_A = \sqrt{\bar{\rho}}I_3$$

Dai risultati sperimentali si ricava:

$$\bar{\rho}_{lept} = 1.0050 \pm 0.0010$$

ovvero 5 σ sopra il valore di "tree-level" di 1, che prova effettivamente che a LEP e SLD si "vedono" le correzioni radiative elettrodeboli in accordo con il MS. Spesso si dice che LEP ha "scoperto" le correzioni radiative!

Altre misure elettrodeboli di precisione sono quelle che coinvolgono i **quark pesanti: bottom e charm**.

L'identificazione dei quark b avviene grazie alle caratteristiche degli adroni contenenti quark b (B^0 , B^\pm , B_s ... Λ_b ...) : la vita media degli adroni B e' lunga (rispetto agli adroni composti solo da quark leggeri): $\tau_B \cong 1.564 \pm 0.014$ ps, e la massa e' relativamente alta in quanto la massa del quark b e' alta: $m_B \cong 4.5$ GeV.

L'adrone B decadra' dopo aver percorso uno spazio $x = \gamma\beta c\tau$. Ovvero dato che $\gamma = E/m$, $\beta = p/E$ e $c\tau = 462$ μm , se si considera che l'energia di ogni quark b a LEP sara' di circa meta' della massa della Z ($e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$) e che dunque dopo la frammentazione l'adrone B portera' una frazione alta di questa energia (in media ne porta $\sim 0.7 \times E_{\text{beam}} \sim 35$ GeV – questa frazione e' misurata con precisione a LEP e SLD), si ottiene: $x \sim 3.6$ mm.

Questo significa che il vertice di decadimento dell'adrone B sara' distante qualche millimetro dal vertice primario dell'interazione elettrone-positrone. Questo fatto unito al fatto che la molteplicita' media di tracce cariche in cui un B decade e' di $n_B \sim 5$ e al fatto che le tracce avranno un alto impulso trasverso ($p_T \sim m_b/2 \sim 2.2$ GeV) data l'alta massa del quark b, permette una facile ricostruzione del vertice secondario. La presenza di un vertice secondario nell'evento ad alta massa e molteplicita' sara' proprio un metodo di identificazione della presenza di quark b nell'evento.

Gli adroni B che decadono dopo un tempo τ_B , sono quelli che sono decaduti in modo debole, ovvero i cosiddetti “weakly decaying B hadrons”. Gli adroni B che decadono in modo forte o elettromagnetico non sono identificabili se non attraverso il loro decadimento a cascata in adroni B che poi decadono debolmente.

Le tracce provenienti dal decadimento di un adrone B hanno dunque alto impulso trasverso e provengono da un vertice secondario discosto di qualche millimetro dal vertice primario, il che si traduce in un alto parametro di impatto. Il parametro di impatto e' definito come la minima distanza della traccia dal vertice primario. Puo' essere definito sia in 3D sia nei due piani (trasverso e lungo il fascio). Il segno del parametro d'impatto e' definito positivo nel seguente modo: la Z decade in due quark b, ed essendo la Z prodotta a riposo i due quark andranno back-to-back. La retta perpendicolare alla direzione di volo dei b che passa attraverso il vertice primario definisce i 2 emisferi dell'evento. Se il punto sulla traccia che corrisponde al parametro d'impatto, ovvero alla minima distanza della traccia dal vertice, e' nello stesso emisfero da cui proviene la traccia allora il segno del parametro di impatto sara' definito positivo, negativo altrimenti (ovvero se il punto di minimo avvicinamento e' nell'emisfero opposto). A LEP-100 il valor medio del parametro di impatto dei B e' di ~ 460 μm (ovvero il parametro di impatto e' proprio dato da $\delta \sim c\tau \sim 460$ μm !).

Per poter identificare i quark b, ovvero la presenza di adroni con quark b, il rivelatore deve essere in grado di misurare parametri di impatto con precisioni di qualche decina di micron e ricostruire vertici secondari con risoluzione di qualche centinaia di micron. I rivelatori che possono raggiungere tali precisioni sul tracciamento di particelle solo i rivelatori al silicio e detti di “microvertice”. (Si rimanda a testi sui rivelatori per i dettagli).

Ricordiamo qua solo qualche formula di base connessa con questi rivelatori:

La risoluzione sul parametro di impatto e' data dalla somma della risoluzione intrinseca del rivelatore e dalla diffusione multipla, ovvero dalla presenza di materiale lungo il percorso della traccia: $\sigma_{IP}^2 = \sigma_{res}^2 + \sigma_{ms}^2$. La risoluzione intrinseca del rivelatore dipende da come e' stato progettato, ovvero dallo “strip-pitch” (distanza tra le strisce attive), dalla distanza “r” del primo strato di rivelatore dal vertice primario e dal braccio di leva totale “l” del rivelatore, ovvero dalla distanza tra il primo e l'ultimo strato attivo del rivelatore:

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{int}^2 \times \sqrt{1 + 2 \frac{r}{l} + 2 \frac{r^2}{l^2}}. \text{ Per i rivelatori a LEP il "pitch" era di } \sim 50\mu\text{m e } \sigma_{int} \sim 8\mu\text{m}.$$

Per i valori "r" ed "l" e' fondamentale la dimensione dei fasci, ovvero del "beam-spot", e dunque della "beam-pipe". A LEP il beam-spot era di $150 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 2 \text{ cm}$ (xyz) e la beam pipe dentro il rivelatore aveva un raggio di 5.5.cm. Valori tipici di "r" e "l" erano di 6 e 5 cm. A SLD il beam-spot era invece di soli $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ (xy) permettendo la posizione del primo strato di rivelatori ad un raggio "r" = 2 cm!

La parte dell'errore dovuta alla diffusione multipla dipende dall'inverso del momento al quadrato della particella e da quanto materiale attraversa, ovvero dall'angolo θ a cui e' emessa (ricordiamo che i rivelatori a LEP e SLD sono di simmetria cilindrica):

$$\sigma_{ms}^2 = a^2 + \frac{b^2}{p^2 \sin^{3/2} \theta}.$$

Dunque un rivelatore ben disegnato avra' "r" piu' piccolo possibile, "l" piu' grande possibile, un pitch piccolo e infine tanti piu' strati avra' (ovvero tante piu' campionamenti/misure della traccia fara') tanto meglio sara' la ricostruzione della traccia, o meglio l'assegnazione degli hit nel rivelatore alla traccia ipotizzata (meccanismo del "patter recognition"). A LEP solo DELPHI costruì un rivelatore con 3 strati di silicio, mentre gli altri esperimenti ne avevano solo 2, risultando l'esperimento con le migliori efficienze e purezze nell'identificazione dei quark b. SLD grazie al beam-spot quasi "puntiforme" e dunque a "r" piu' piccolo di un fattore 3 rispetto a DELPHI e alla presenza di 3 strati di rivelatore, raggiunse efficienze e purezze superiori agli esperimenti di LEP (un fattore ~2 in efficienza). Questo fatto compenso' per alcune misure la statistica limitata (un fattore 10 inferiore).

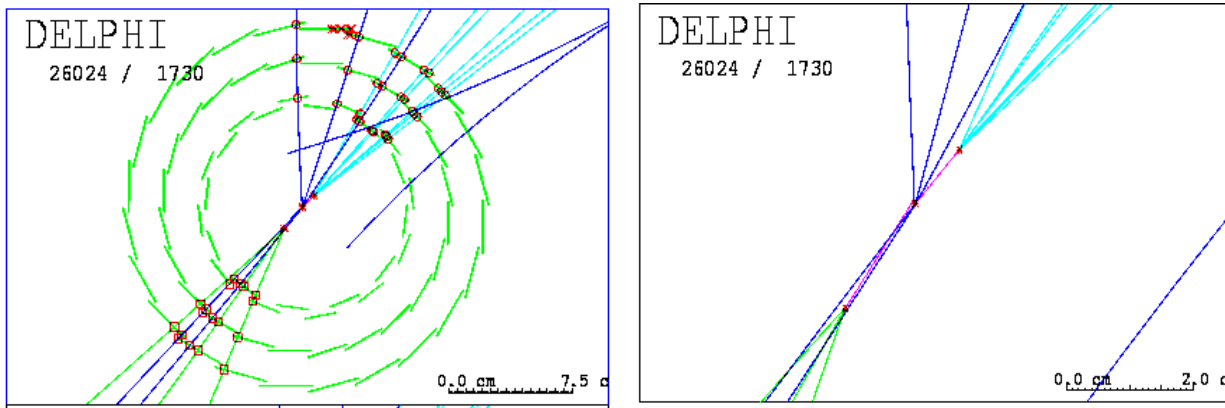


Fig.24

In figura 24 e' mostrato un evento identificato come $Z \rightarrow \bar{b}b$. Nella figura a sinistra si vedono i 3 strati di silicio con gli hit lasciati dalle tracce. Nella figura a destra e' ingrandita la zona attorno al vertice primario di interazione e si riconoscono i due vertici secondari ricostruiti dal decadimento dei due mesoni B nei due emisferi opposti rispetto al vertice primario (crocetta al centro della figura).

La figura 25 a sinistra mostra la distribuzione della significanza (ovvero del rapporto del parametro d'impatto per il rispettivo errore) delle tracce in eventi provenienti da $Z \rightarrow \bar{u}u$, $Z \rightarrow \bar{c}c$, $Z \rightarrow \bar{b}b$. Si vede come gli eventi con quark b sono caratterizzati dalla presenza di tracce ad alto parametro d'impatto (o significanza) positiva. La parte negativa della distribuzione rappresenta la risoluzione sulla significanza dell'apparato. Se si converte la significanza nella probabilita' che la traccia provenga dal vertice primario, si ottengono

distribuzioni con piu' potere separatore tra quark leggeri e pesanti, come mostrato nella figura 25 a destra.

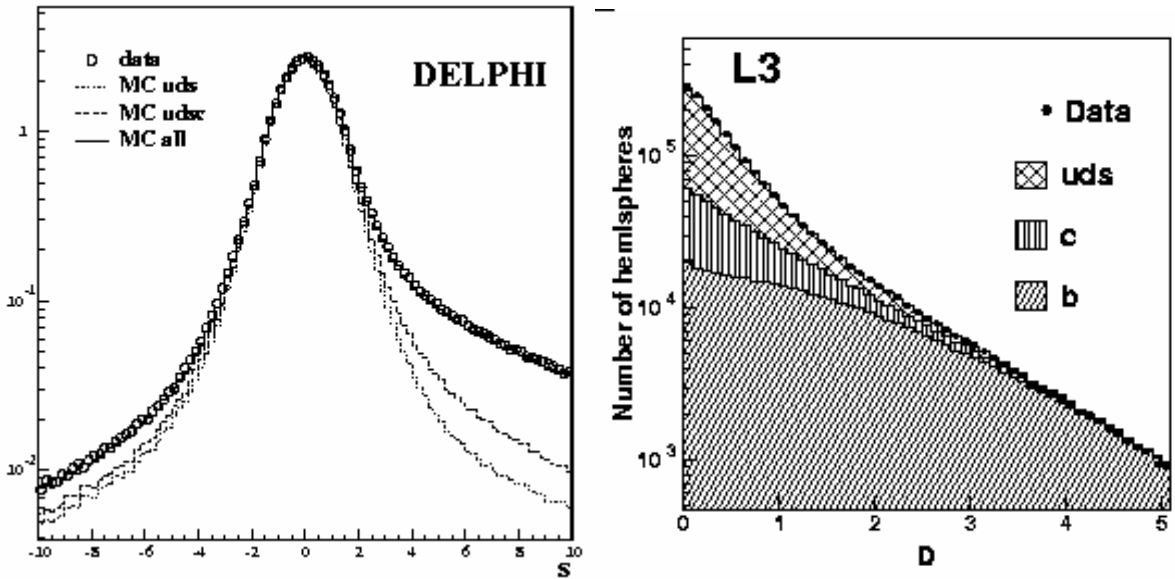


Fig.25

Il primo metodo utilizzato per l'identificazione dei quark b era invece basato sulla distribuzione in momento trasverso dei leptoni. Come si e' gia' detto, data l'alta massa dei quark b (rispetto agli altri quark) si avra' che i muoni provenienti dal decadimento dei mesoni B avranno altro impulso trasverso, come mostrato in figura 26 a sinistra. Pero' solo il 20% dei mesoni B decade semiletonicamente (ovvero con un elettrone o un muone nello stato finale - accompagnati dal rispettivo neutrino).

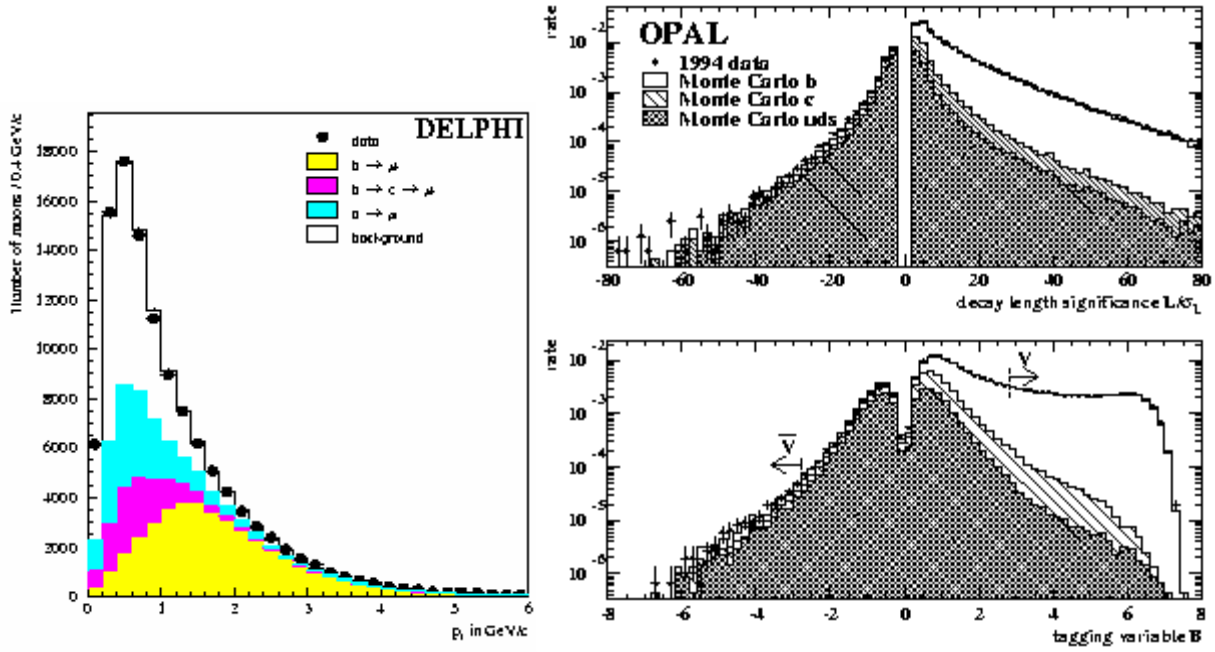


Fig.26

Infine la ricostruzione dei vertici secondari e dunque la loro distanza dal vertice primario, divisa per il rispettivo errore (ovvero la cosiddetta significanza della lunghezza di decadimento) e' un'altra variabile con alto potere separatore (come mostrato in figura 26 a destra). I metodi che permettono di raggiungere efficienze e purezze piu' alte sono i metodi che combinano queste variabili e altre con una rete neurale o con una funzione di massima

verosimiglianza. Si vede un esempio nella figura 26 in basso a destra, dove la significanza della lunghezza di decadimento e' combinata con il momento trasverso dei leptoni con una rete neurale. La figura 27 infine mostrata le capacita' del metodo di b-tagging in DELPHI (che combina 6 variabili): "1-purezza" (ovvero quante volte ricostruiamo un charm o un quark leggero come un quark b) e' mostrata in funzione della efficienza di identificazione di un jet proveniente dall'adronizzazione di un quark b (curva blu), o di un evento che contiene quark b (curva rossa). Per paragone e' anche mostrato in nero la curva che si avrebbe se si usasse solo una variabile: la significanza del parametro di impatto. Si nota come i metodi combinati permettano una reiezione del fondo di 1 o 2 ordini di grandezza superiori.

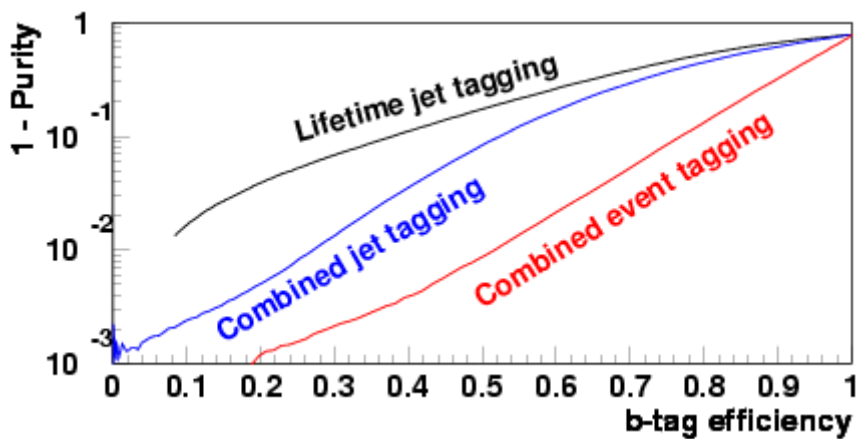


Fig.27

Come gia' menzionato, il b-tag piu' performante e' stato ottenuto a SLD, grazie alla dimensione quasi "puntiforme" della zona di interazione dei fasci e dunque dal aver posizionato un rivelatore a 3 strati a soli 2 cm dal vertice primario di interazione. Il b-tag di SLD combina due sole variabili: la massa del vertice secondario ricostruito e il suo momento. Mentre i vertici secondari dovuti ad adroni b hanno massa molto piu' alta dei mesoni charmati, il loro momento sara' in media piu' basso perche' hanno meno spazio delle fasi a disposizione. In figura 28 sono mostrate le distribuzioni a SLD per i vertici secondari in eventi di b ed eventi di c. La massa dei vertici secondari viene corretta per il momento trasverso delle particelle neutre che non vengono fittate al vertice.

Nella tabella di seguito sono riassunte le caratteristiche dei rivelatori al microvertice degli esperimenti di LEP e di SLD e per il tipo di b-tag usato per le analisi di fisica elettrodebole, l'efficienza e la purezza ottenuta.

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	SLD
Num di strati	2	3	2	2	3
Raggio degli strati (cm)	6.5/11.3	6.3/9/11	6.2/7.7	6.1/7.5	2.9-4.1
Risol Par. Imp. in $R\phi$ (μm)	25	20	30	16	13
Risol Par. Imp. in z (μm)		30	100	35	24
Risol Vert. Primario (μm)	58x10x60	22x10x22	77x10x100	80x12x85	6.4x6.4x15
Metodo di b-tag	Multivar.	Multivar.	Par.Imp.+l	NN:Vtx+l	NN:Vtx-mass
Efficienza di b-tag %	19.6	29.5	23.7	20.9	61.8
Purezza di b-tag %	98.5	98.5	84.0	97.9	98.3
Errore sistematico su Rb	0.00110	0.00060	0.00280	0.00140	0.00075

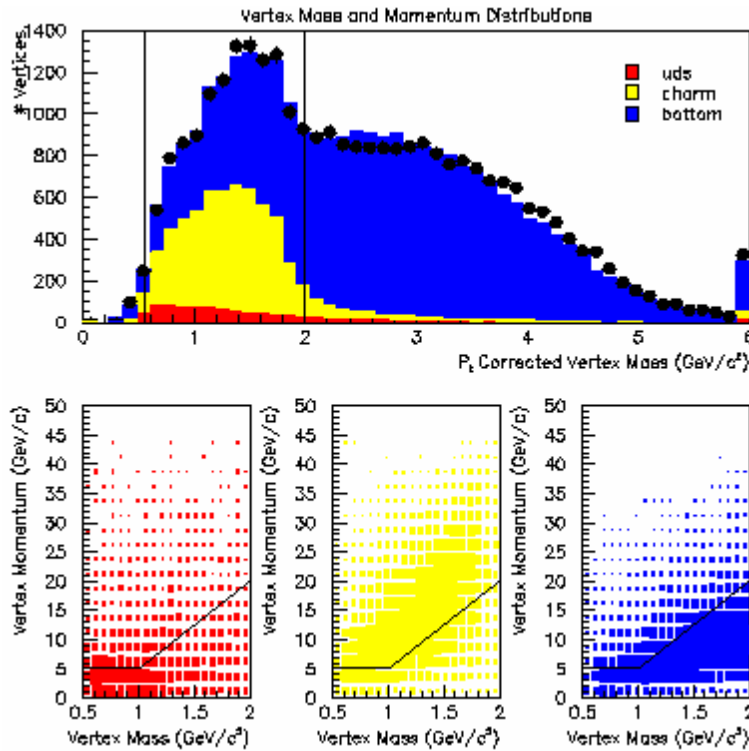


Fig.28

Le misure elettrodeboli con quark pesanti sono le larghezze parziali della Z in quark b e c (R_b ed R_c) e le asimmetrie Forward- Backward A_{FB}^b e A_{FB}^c .

Nella misura delle asimmetrie bisogna oltre ad identificare l'evento come proveniente da quark b o c, identificare la carica del quark, ovvero se e' un quark o un antiquark.

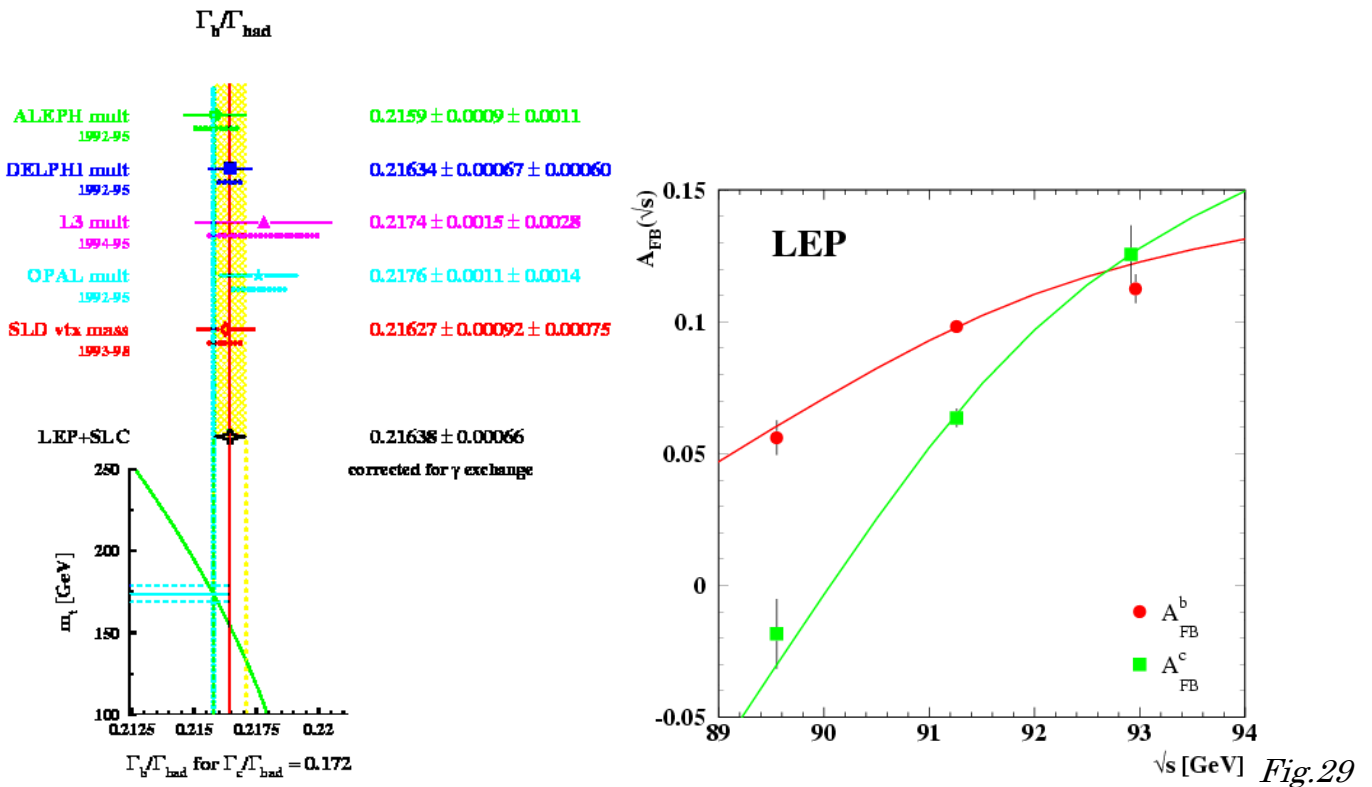


Fig.29

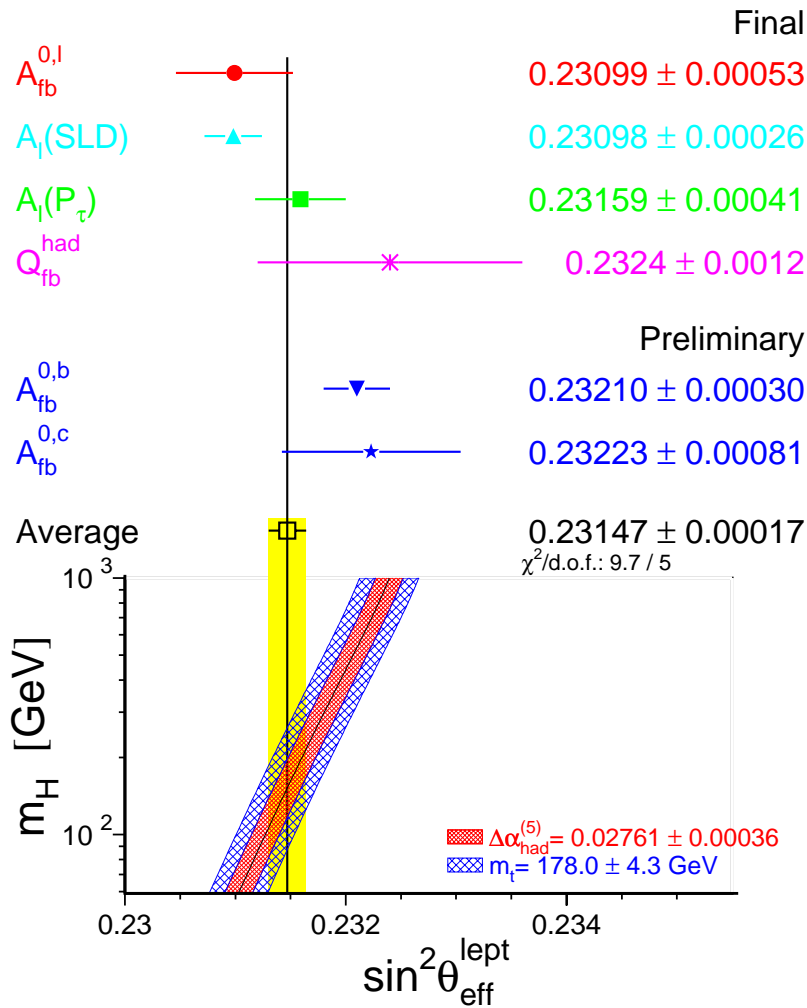


Fig. 30

Da ogni misura di asimmetria si puo' estrarre il valore di $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ e del parametro ρ . Nella figura 30 sono mostrate tutte le misure dell'angolo di Weinberg e sono paragonate con le predizioni del MS al variare della massa dell'Higgs. Come gia' fatto notare in precedenza, le due misure piu' precise di $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ si ottengono dall'asimmetria Left-Right degli elettroni a SLD e dall'asimmetria dei quark b (LEPe SLD). Queste due misure differiscono di 3 sigma: e mentre la prima suggerisce una massa dell'Higgs molto bassa (di ~ 30 GeV, esclusa dalle ricerche dirette) la seconda suggerisce una massa molto alta (~ 500 GeV) non in accordo con un fit globale a tutte le misure elettrodeboli con il modello standard.

Il valor medio di tutte queste misure suggerisce una massa dell'Higgs intorno ai 100 GeV. L'errore dominante su questa misura viene dall'incertezza su α_{em} !

Prima di LEP e SLD, nel 1989, si era misurato $\sin^2\theta_{\text{eff}}=0.227 \pm 0.006$. Ovvero le misure di precisione ai collider elettrone-positrone hanno migliorato la misura di uno dei principali parametri del MS di un fattore 60. Non e' evidente (come vedremo in seguito) che questa quantita' possa essere misurata con maggior precisione a LHC. Forse solo con i futuri collider lineari elettroni-positroni si potra' migliorarne la precisione.

La figura 31 mostra il valore del $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ verso il parametro $\bar{\rho}$. Mentre abbiamo gia' visto come $\bar{\rho}$ per i leptoni e' in accordo con le previsioni del MS (una volta tenute in conto le correzioni radiative elettrodeboli), $\bar{\rho}$ per il quark b e' in disaccordo a 3 sigma con le

previsioni del MS. Bisogna però notare come la precisione su questo parametro sia 20 volte inferiore rispetto a quello leptonic. Si misura $\rho_b = 1.064 \pm 0.021$.

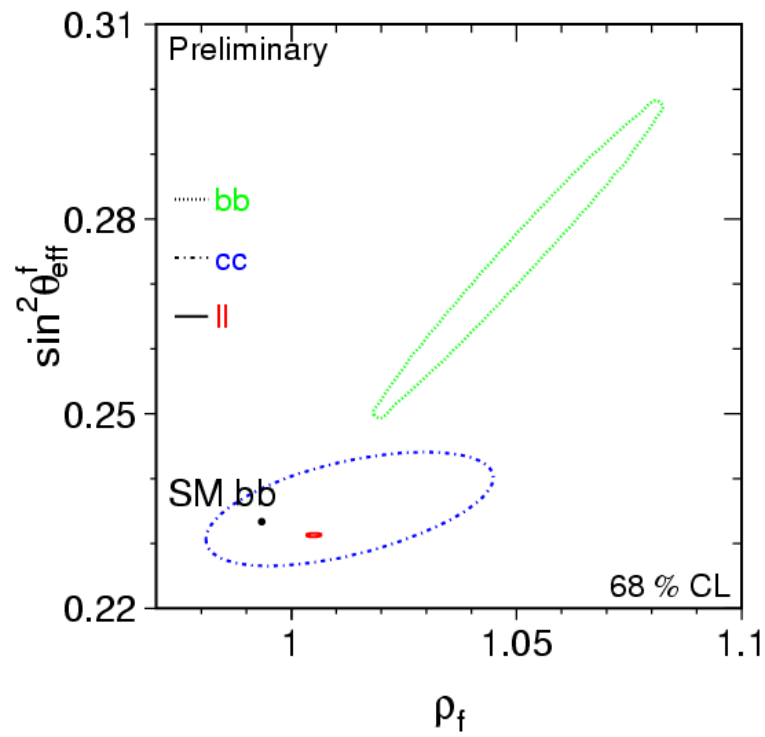


Fig.31