

The background of the slide is a complex, abstract image of particle tracks, likely from a detector like LEP II. It features a central bright yellow and orange point from which numerous thin, glowing lines radiate outwards, creating a starburst or explosion-like effect. The overall color palette is dominated by deep blues and purples, with the tracks themselves being bright yellow, orange, and red. The text is overlaid on this background.

# ***LIMITI SPERIMENTALI SUL BOSONE DI HIGGS A LEP II***

*Chiara Orlandi*

*Tutor: Stefano Giagu*

*Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II*

*Prof. Carlo Dionisi*

*A.A. 2008/09*

# *Il bosone di Higgs*

Il bosone di Higgs è l'unica particella prevista dal modello standard non ancora osservata.

È una conseguenza di quello che ad oggi viene considerato il meccanismo più semplice ed elegante per giustificare la massa dei bosoni vettoriali e dei fermioni.

■ La teoria fornisce dei limiti entro i quali la massa dell'Higgs del Modello Standard deve stare.

■ Sperimentalmente informazioni sulla massa possono essere ottenute:

- in maniera indiretta, studiando le correzioni radiative agli osservabili sperimentali;
- in maniera diretta, cercando nei rivelatori i prodotti di decadimento.

# *Limiti teorici diretti alla massa dell'Higgs*

- Perturbatività
- Triviality bound
- Unitarietà della matrice di diffusione
  
- Stabilità del vuoto

LIMITI SUPERIORI

LIMITE INFERIORE

# Limite superiore: perturbatività

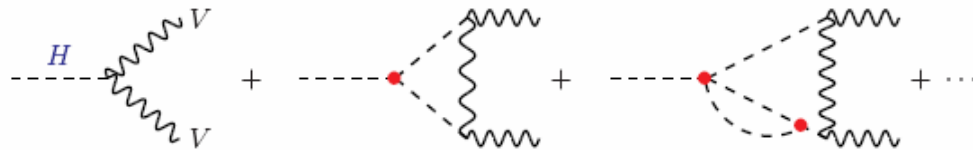
Consideriamo i decadimenti dell'Higgs in bosoni di gauge:

$$H \rightarrow W^+W^- \quad H \rightarrow ZZ$$

La larghezza di decadimento totale, comprese le correzioni radiative a 1 e 2 loop è:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{Born} \left( 1 + 3\hat{\lambda} + 62\hat{\lambda}^2 + O(\hat{\lambda}^3) \right)$$

$$\hat{\lambda} = \frac{\lambda}{16\pi^2} \quad \text{con} \quad \lambda = \frac{M_H^2}{2v^2}$$



$M_H \approx O(10 \text{ Tev}) \Rightarrow$  Il termine di ordine 0 e il termine di ordine 1 diventano confrontabili.

$M_H \approx O(1 \text{ Tev}) \Rightarrow$  Il termine di ordine 1 e il termine di ordine 2 diventano confrontabili.

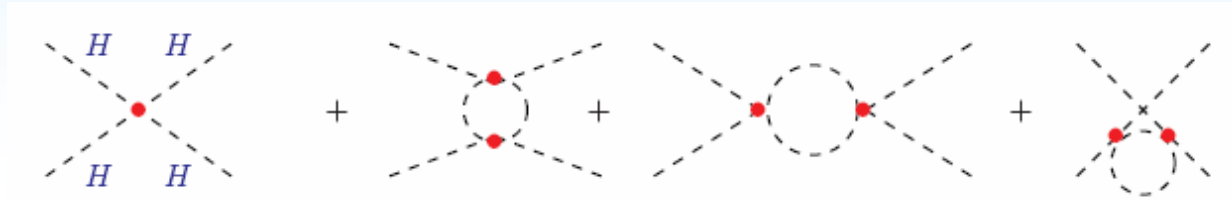
Per grandi valori di  $M_H$  la serie non è convergente e non è più valida la teoria perturbativa nel Modello Standard.

$$M_H \leq 700 \text{ Gev}$$

Per mantenere la teoria perturbativa

# Limite superiore: triviality bound

La costante di accoppiamento quartico  $\lambda$  cresce con la scala di energia considerata.



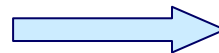
L'equazione running per  $\lambda$ , che descrive la variazione della costante di accoppiamento con la scala di energia tenendo conto delle correzioni radiative, è:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[ 1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}$$

$$Q^2 \gg v^2 \Rightarrow \lambda(Q^2) \gg 1$$

$\lambda$  diventa infinita ad un valore dell'energia chiamato POLO di LANDAU  $\Lambda_C$ .

Al di sotto del polo  $\lambda$  è finita.



$$\Lambda_C = v e^{\frac{4\pi^2 v^2}{M_H^2}}$$

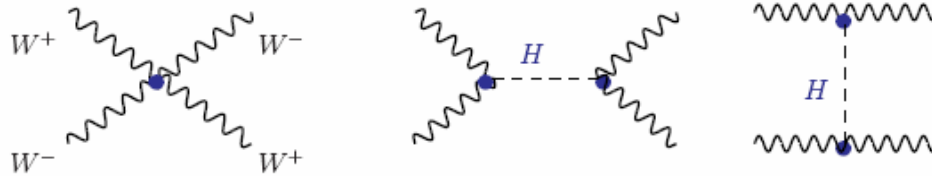
$$\Lambda_C \approx 10^3 \text{ Gev} \Rightarrow M_H \leq 1 \text{ Tev}$$

$$\Lambda_C \approx 10^{16} \text{ Gev} \Rightarrow M_H \leq 200 \text{ Gev}$$

# Limite superiore: unitarietà

Consideriamo lo scattering

$$W^+W^- \rightarrow W^+W^-$$



Decomponendo l'ampiezza di diffusione di questo processo in onde parziali, sostituendo nella sezione d'urto e richiedendo l'unitarietà, si ottiene un vincolo sulla massa del bosone di Higgs.

$$M_H \leq 870 \text{ Gev}$$

Considerando anche i contributi di altri processi (ad esempio scattering che coinvolgono i bosoni vettoriali Z), il vincolo diventa:

$$M_H \leq 710 \text{ Gev}$$

# Limite inferiore: stabilità del vuoto

Consideriamo le correzioni one-loop a  $\lambda$ . Solo i contributi dei bosoni di gauge e del quark top sono rilevanti. Per  $\lambda \ll \lambda_t, g_1, g_2$  l'equazione running per  $\lambda$  è:

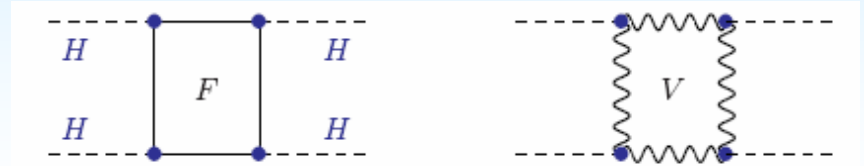
$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}$$

Per avere un potenziale limitato inferiormente e  $\lambda(Q^2) > 0$  :

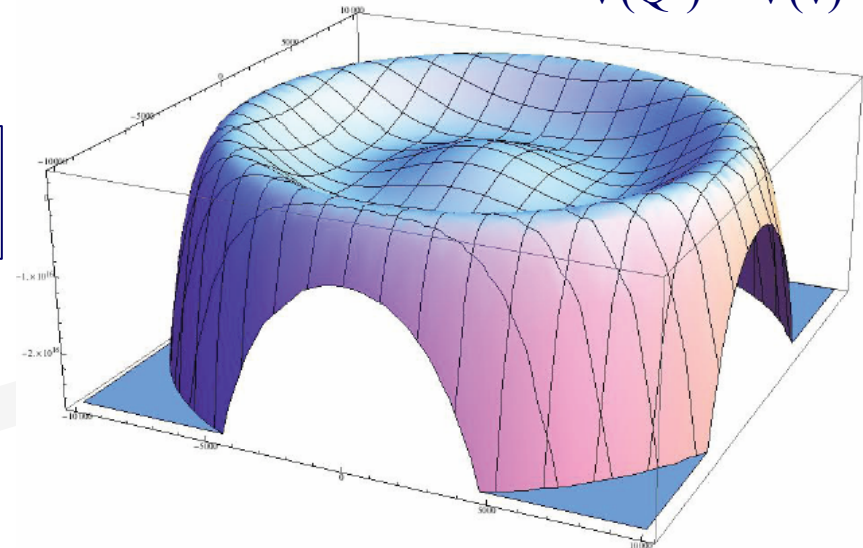
$$M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}$$

$$\Lambda_C \approx 10^3 \text{ Gev} \Rightarrow M_H \geq 70 \text{ Gev}$$

$$\Lambda_C \approx 10^{16} \text{ Gev} \Rightarrow M_H \geq 130 \text{ Gev}$$



Il contributo del top può diventare dominante e  $\lambda(Q^2) < 0$ . Il potenziale di Higgs non ha un minimo, il vuoto è instabile.  
 $V(Q^2) < V(v)$



# Limiti teorici

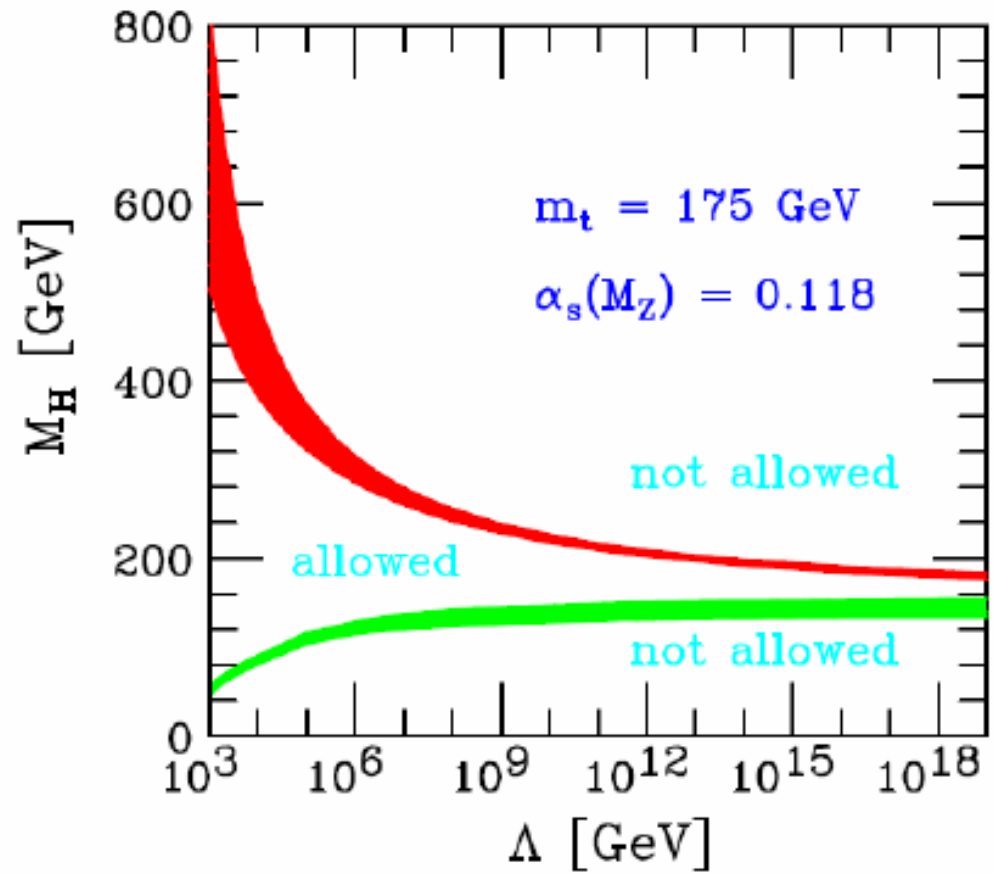
Mettendo insieme tutti i vincoli fin qui considerati, si ottiene in funzione della scala del cut-off:

$$\Lambda_C \approx 10^3 \text{ GeV}$$

$$50 \text{ GeV} \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_C \approx 10^{16} \text{ GeV (GUT)}$$

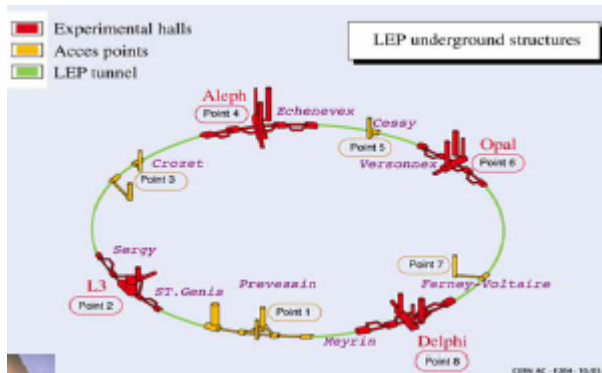
$$130 \text{ GeV} \leq M_H \leq 180 \text{ GeV}$$





# Limiti sperimentali alla massa dell'Higgs

Consideriamo i limiti sperimentali alla massa del bosone di Higgs: derivano da considerazioni sulle misure di precisione e dalla ricerca diretta eseguite a LEP nel corso degli anni '90.



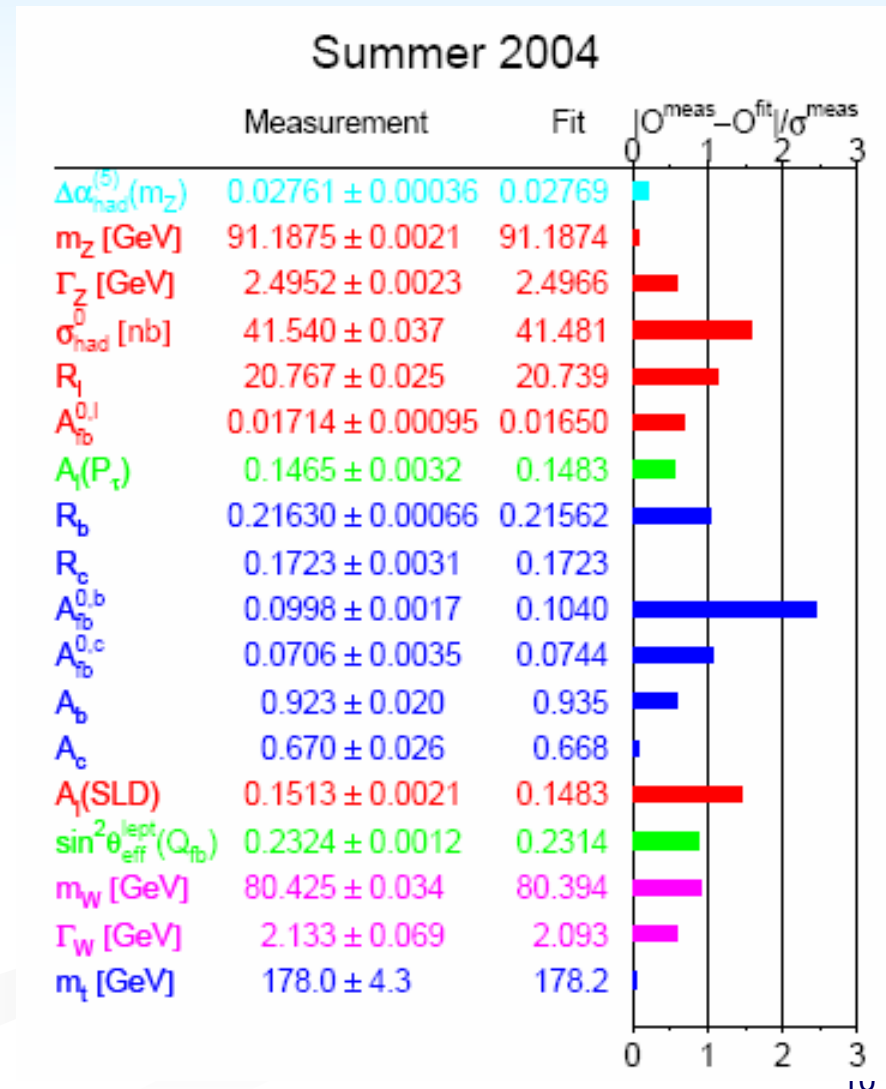
L'attività di LEP, l'acceleratore ad anello costruito al CERN per collisioni tra elettroni e positroni, si divide in due fasi:

- LEP I → 1989-1995**  
 studio delle proprietà dello Z. energia del centro di massa attorno ai 90 GeV.
- LEP II → 1996-2000**  
 energia del centro di massa tra 161 e 209 GeV.  
 Produzione di coppie WW.

CARATTERISTICHE LEP	
luminosità nominale	$1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
circonferenza	26.66 km
tempo di rivoluzione	88.9 $\mu\text{s}$
numero di aree sperimentale	4
dispersione di energia ( $\sigma_E/E$ )	$10^{-3}$
numero di pacchetti	4
lunghezza del pacchetto	18mm
numero di particelle per pacchetto	$4 \cdot 10^{11}$
intensità di corrente	3 mA
radiofrequenza	352 MHz
perdita di energia per giro	900 MeV
numero di dipoli	3368
numero di quadrupoli	816

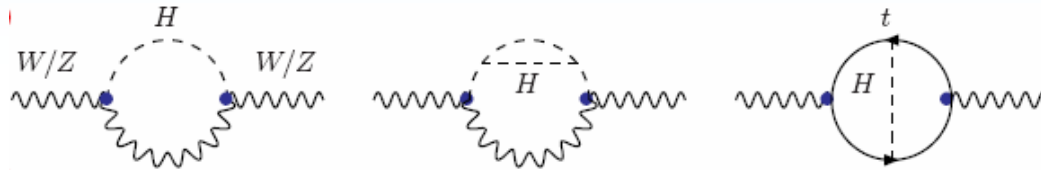
# Misure di precisione a LEP

Le misure di precisione eseguite a LEP hanno confermato al livello del per mille la validità del Modello Standard nella descrizione delle interazioni forti ed elettrodeboli alle energie oggi raggiungibili.



# Correzioni radiative

I contributi virtuali del campo di Higgs compaiono nelle correzioni radiative di molte osservabili del Modello Standard.



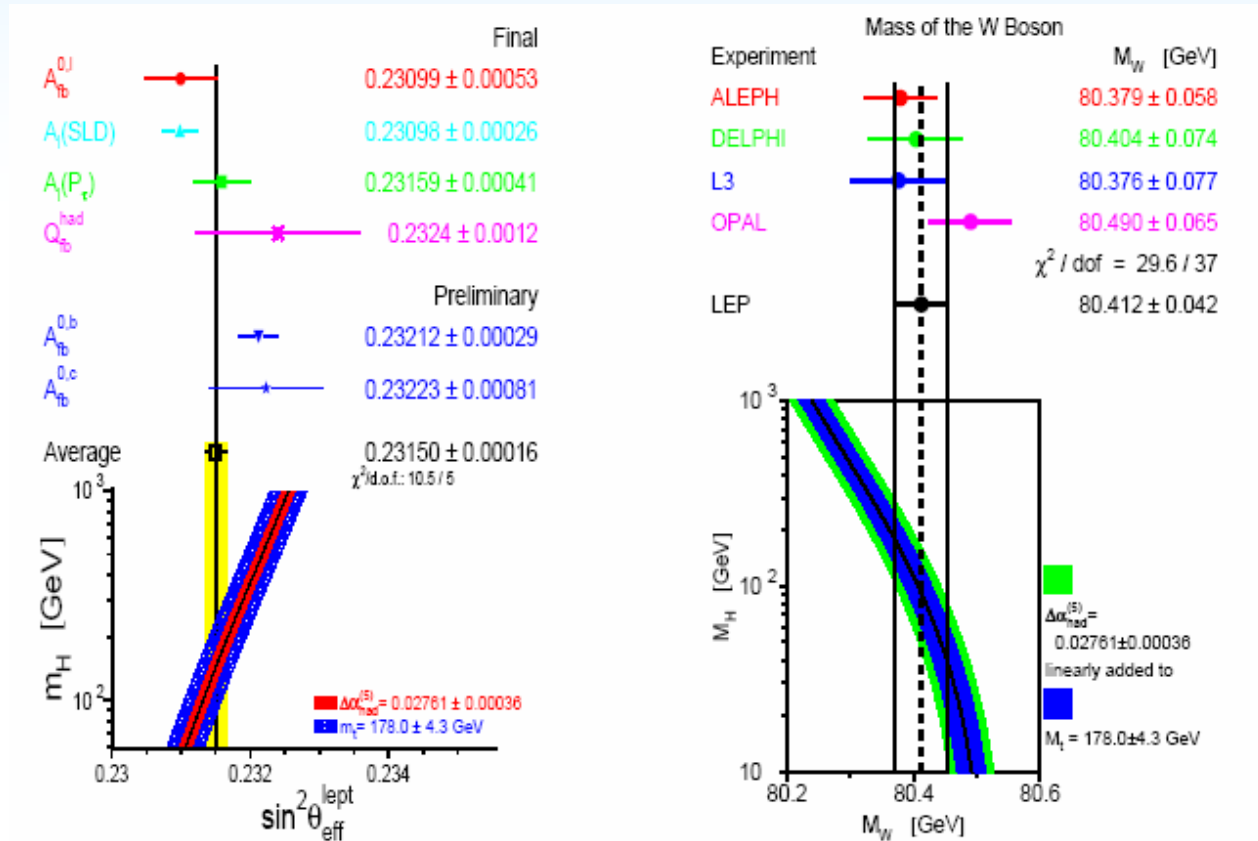
Ad esempio consideriamo l'espressione, comprendente i contributi delle correzioni radiative, di  $\sin^2\theta_W$  :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} = 0.2277 \pm 0.0016 - 0.00022 \frac{m_t^2 - (175 \text{ Gev})^2}{(50 \text{ Gev})^2} + 0.00032 \ln \frac{m_H}{150 \text{ Gev}}$$

Si nota una dipendenza quadratica dalla massa del quark top e una dipendenza logaritmica, quindi più debole, dalla massa del bosone di Higgs.

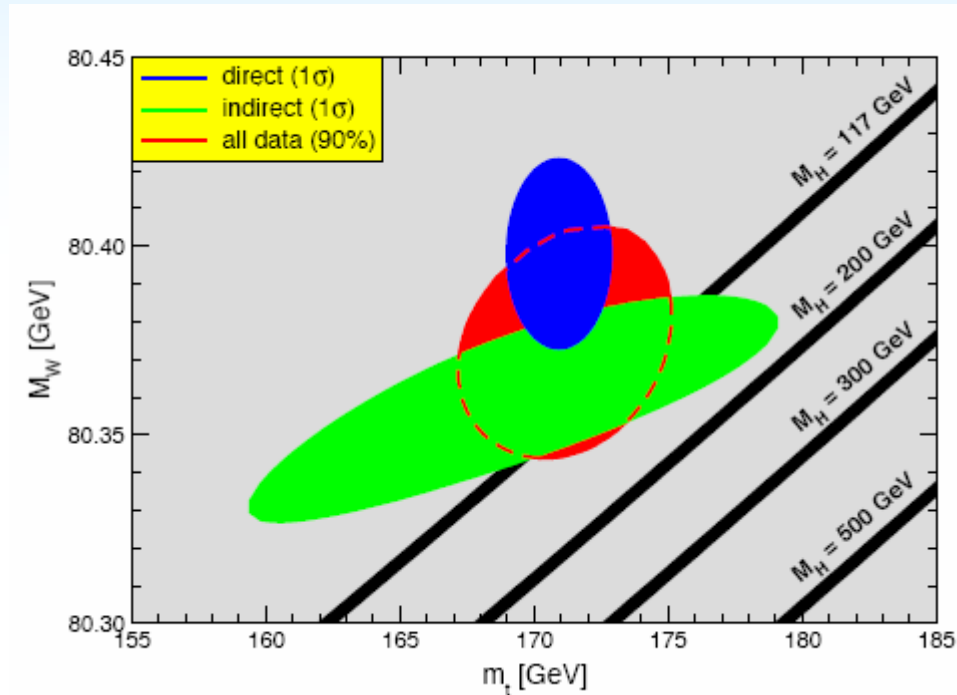
# $M_H$ in funzione di parametri misurati

In funzione delle grandezze misurate a LEP si vede dove ci si aspetta di trovare  $M_H$  con  $1 \sigma$ .



$\sin^2\theta$  e  $M_W$  sono in accordo con le previsioni del Modello Standard per un Higgs leggero ( $\sim 100 \text{ GeV}$ ).

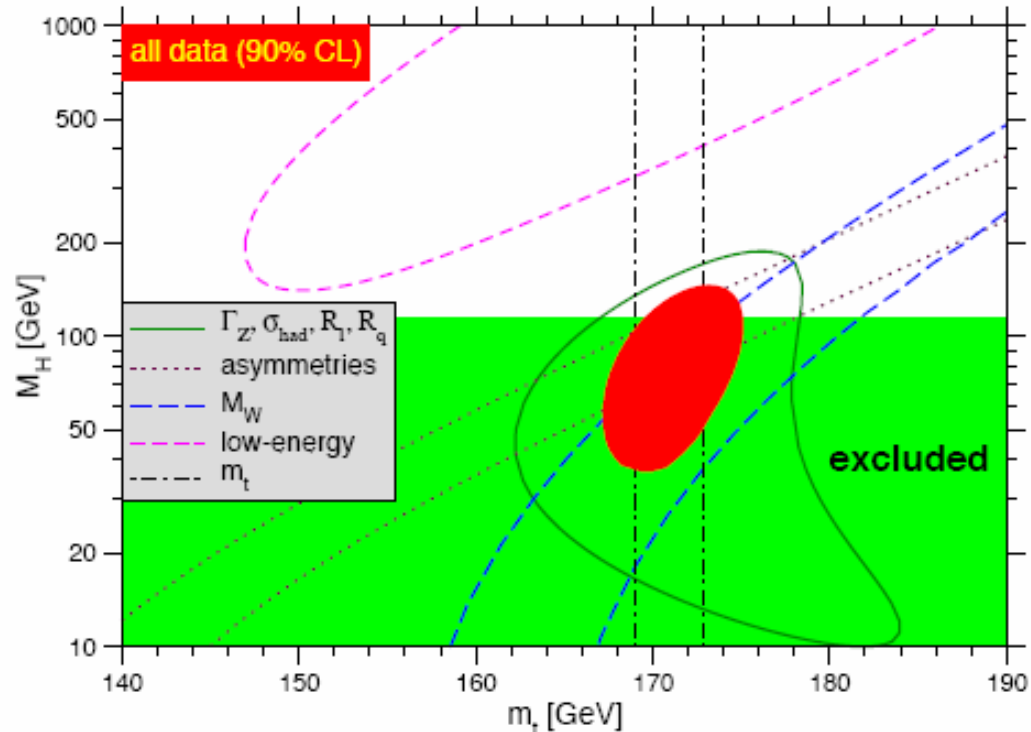
# Confronto delle misure con i valori aspettati per $M_H$



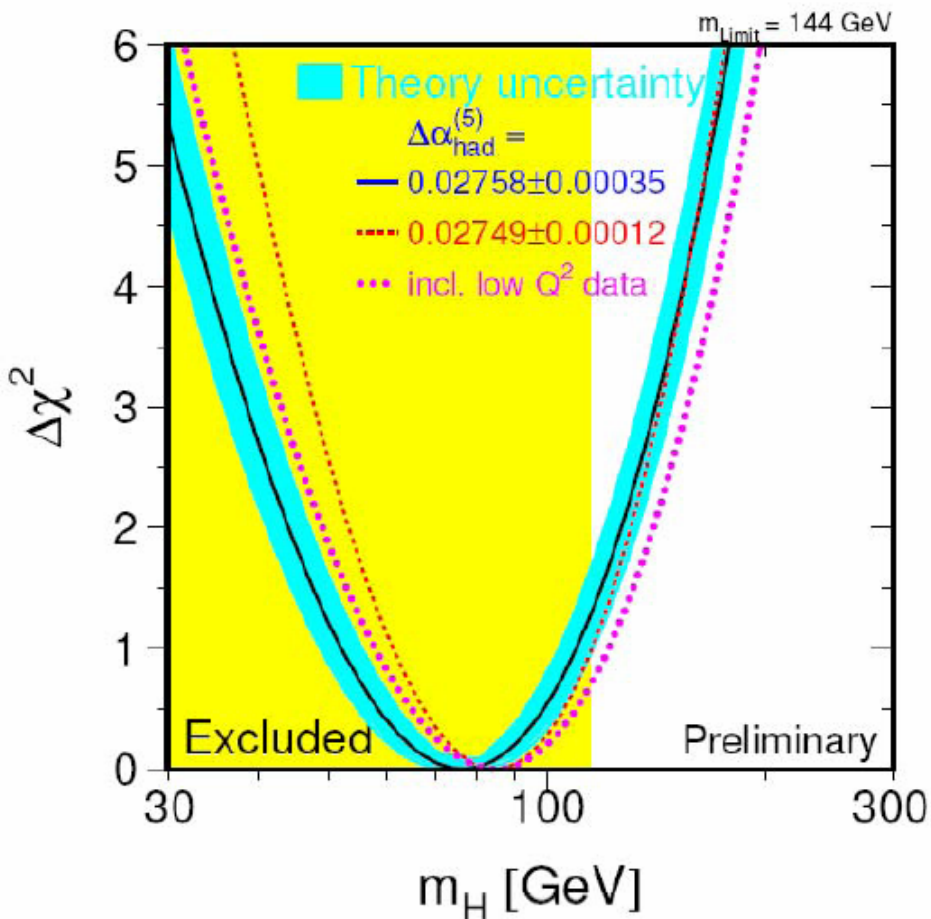
Il grafico mostra una regione larga una deviazione standard (39.35%) intorno alla misura di  $M_W$  in funzione della massa del quark top per i dati diretti e indiretti. La zona rossa rappresenta la regione permessa da tutti i dati con un CL del 90%. Le bande nere rappresentano le previsioni del Modello Standard in funzione della massa del bosone di Higgs. Anche in questo caso si nota come le misure sperimentali siano in accordo con il Modello Standard per un Higgs leggero.

# $M_H$ in funzione di $m_t$

Il grafico mostra regioni larghe una deviazione standard intorno al valore di  $M_H$  in funzione di  $m_t$  per vari contributi. La zona rossa rappresenta la regione permessa da tutti i dati con un CL del 90%. Dalle misure di precisione si ottiene  $42 \text{ GeV} \leq M_H \leq 124 \text{ GeV}$ . Includendo i risultati delle ricerche dirette si arriva a stabilire un limite superiore alla massa dell'Higgs con un CL del 95% :  $M_H \leq 161 \text{ GeV}$ . La tendenza a preferire un Higgs leggero persiste anche facendo un fit senza includere vincoli sulla massa del top:  $37 \text{ GeV} \leq M_H \leq 409 \text{ GeV}$ .



# L'esclusione di LEP



Combinando tutte le misure in un fit, si ricava il  $\Delta\chi^2$  del fit in funzione di  $M_H$ .

$$\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$$

Lasciando  $M_H$  come parametro libero del fit, si ottiene

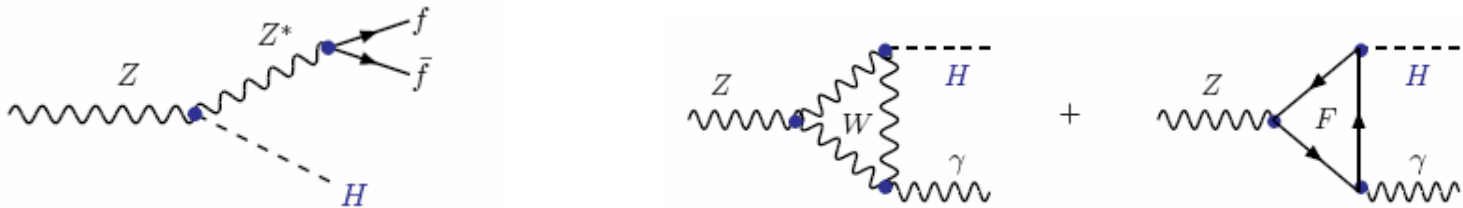
$$M_H = 114_{-45}^{+69} \text{ GeV}$$

La ricerca diretta a LEP II ha escluso l'Higgs nell'intervallo di massa  $M_H < 114.4$  GeV.

# Ricerca diretta a LEP I

L'Higgs a Lep fase I è stato cercato ad energie del centro di massa prossime alla massa dello Z.

I processi di produzione dominanti a queste energie sono:



In base alla teoria, ci si aspettano i seguenti rate di eventi in funzione di  $M_H$  per  $10^7$  bosoni Z prodotti.

$M_H$ (GeV)	10	20	30	40	50	60	70
$Z \rightarrow H\mu^+\mu^-$	750	290	120	46	15.6	3.7	0.6
$Z \rightarrow H\gamma$	20.4	18.4	15.3	11.6	7.8	4.4	1.8



# Ricerca diretta a LEP I

Il canale di decadimento dominante dell'Higgs dipende dalla sua massa. Per masse maggiori di 10 GeV il canale dominante è  $b\bar{b}$ .

La segnatura dipende quindi dalle modalità di decadimento dello Z. In particolare si considerano i processi di decadimento:

$$Z \rightarrow (H \rightarrow b\bar{b})(Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu})$$

Si cercano 2 jet acoplanari rispetto alla direzione della missing energy.

$$Z \rightarrow (H \rightarrow b\bar{b})(Z^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-)$$

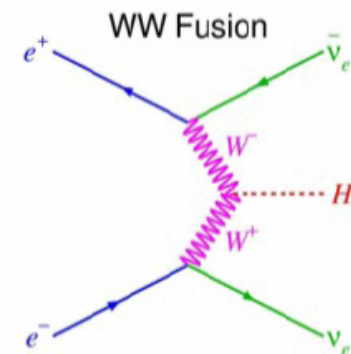
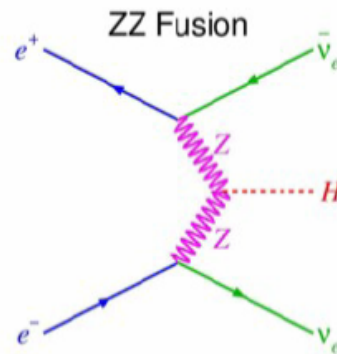
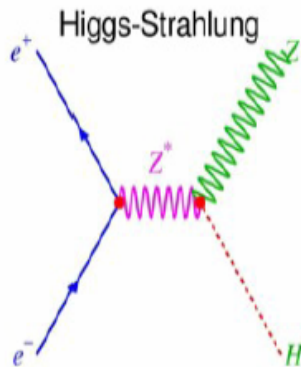
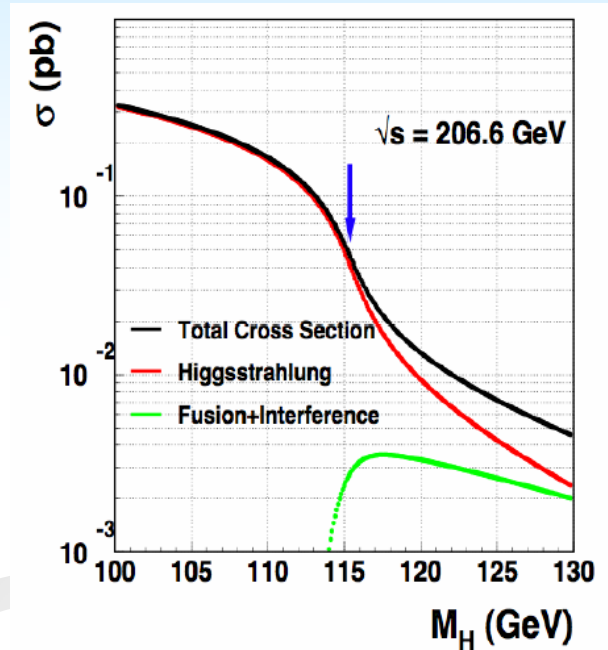
Si cercano 2 jet e 2 leptoni energetici isolati dalla parte adronica.

Non si sono trovati eventi compatibili con il bosone di Higgs nell'intervallo di energia di LEP I.

$$M_H \geq 65.2 \text{ GeV} \quad \text{CL 95\%}$$

# Ricerca diretta a LEP II

I processi di produzione dell'Higgs dominanti per energie del centro di massa fino a 209 GeV sono la Higgs-Strahlung, la ZZ fusion e la WW fusion. Per un Higgs di massa superiore ai 115 GeV, trascurando i contributi delle fusions si perderebbe circa un fattore 2 nella sezione d'urto.



# Segnatura sperimentale

Anche in questo caso il canale di decadimento dominante per l'Higgs è quello in adroni. A seconda del modo in cui decade lo Z, ci sono varie segnature sperimentali.

Buona statistica

Eventi puliti ma possibili problemi nell'individuazione della missing energy

Missing Energy

20%

$Z \rightarrow \nu\nu$

$H \rightarrow bb$



Buona statistica

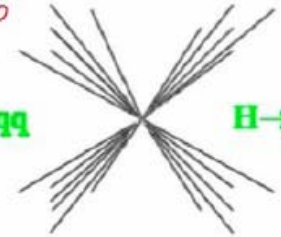
Eventi con molto fondo

4-Jet

70%

$Z \rightarrow qq$

$H \rightarrow bb$



Bassa statistica

Eventi puliti e completamente ricostruiti

Leptons( $e + \mu$ )

7%

$Z \rightarrow l^+l^-$

$H \rightarrow bb$



Bassa statistica

Complicata l'individuazione del tau, che decade

Taus

3% (5%)

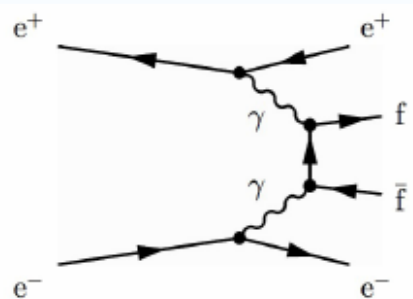
$Z(H) \rightarrow \tau^+\tau^-$

$H(Z) \rightarrow bb(qq)$

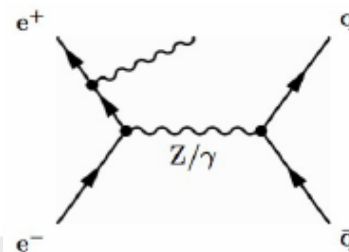


# Principali processi di fondo

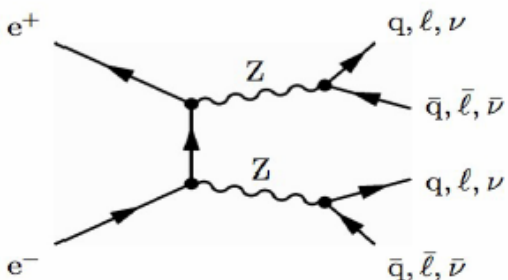
Stati finali a due fotoni



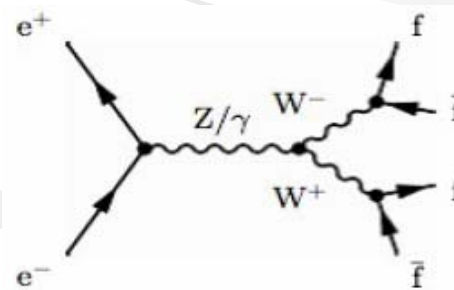
Emissione di un fotone nello stato iniziale (ISR) e stato finale a due fermioni



Reazioni di corrente neutra con quattro fermioni nello stato finale



Produzione di coppie di W, con quattro fermioni nello stato finale



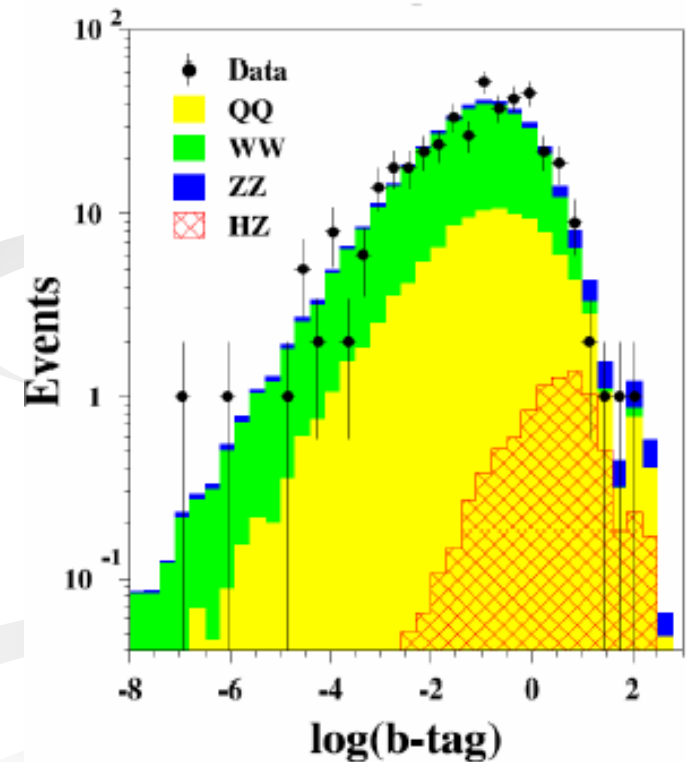
# Riduzione fondo

Consideriamo ad esempio il processo

$$HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$$

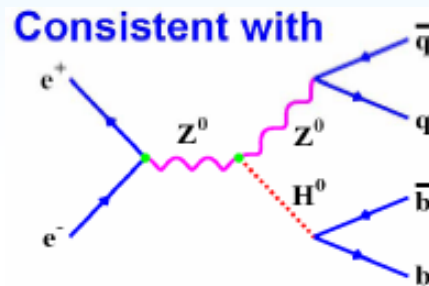
La selezione degli eventi avviene tramite vari criteri, ad esempio:

- si cercano eventi con quark b nello stato finale, la variabile di b-tagging è maggiore per gli eventi di segnale rispetto al fondo.
- si costruisce una variabile che individua la topologia dell'evento e distingue tra eventi a 3 e 4 jet. Si selezionano eventi con 4 jet nello stato finale.

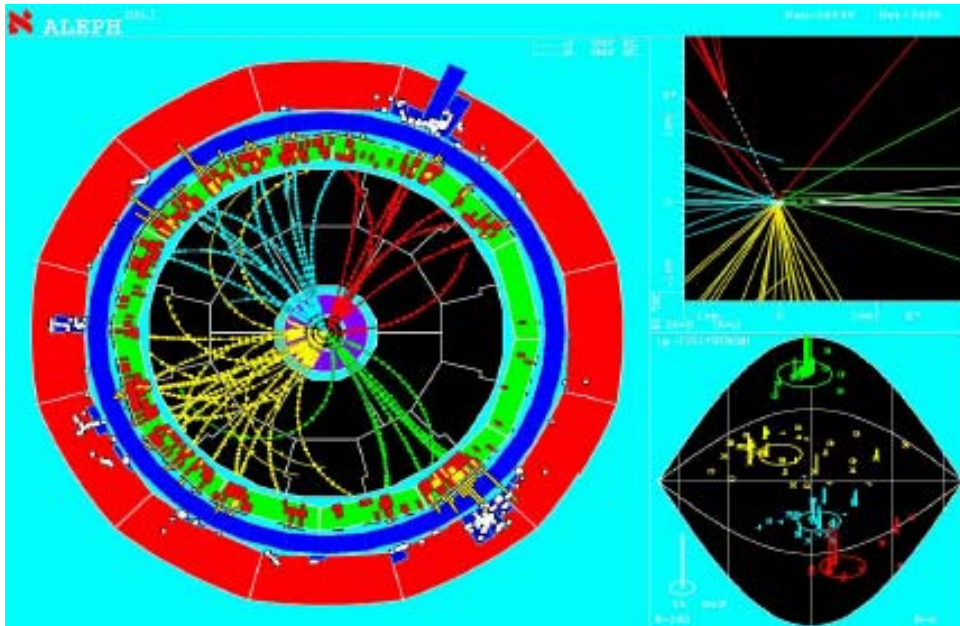


# Ricerca diretta a LEP II: risultati

Nell'ultimo anno di attività di LEP sono stati osservati 4 eventi consistenti con il seguente processo:



$$M_H = 115 \text{ Gev}$$



La statistica non è sufficiente per poter affermare di avere effettivamente osservato il bosone di Higgs.

LEP ha escluso la presenza di un bosone di Higgs con massa minore di 114.4 Gev.

# Conclusioni

Dalla teoria si ottengono diversi vincoli alla massa dell'Higgs a seconda della scala di cut-off.

$$\Lambda_C \approx 10^3 \text{ GeV}$$

$$50 \text{ GeV} \leq M_H \leq 800 \text{ GeV}$$

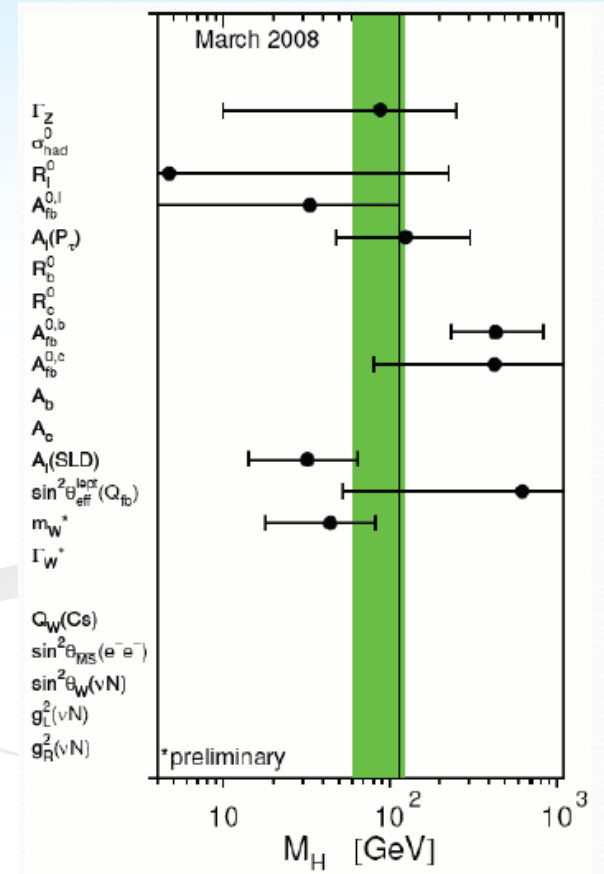
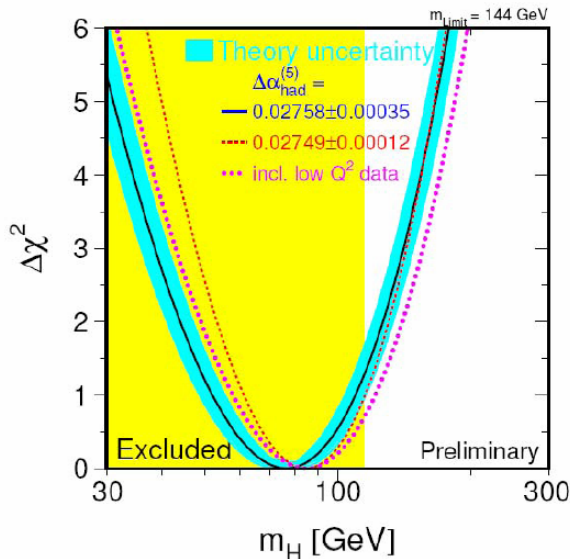
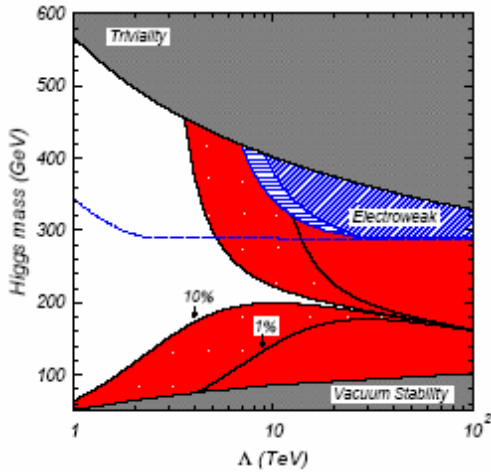
$$\Lambda_C \approx 10^{16} \text{ GeV (GUT)}$$

$$130 \text{ GeV} \leq M_H \leq 180 \text{ GeV}$$

Le misure di precisione eseguite a LEP forniscono ulteriori vincoli sulla massa, facendo preferire un Higgs leggero.

La ricerca diretta a LEP non ha portato all'individuazione del bosone di Higgs, ma ad un plot di esclusione:

$$M_H > 114.4 \text{ GeV}$$



# *Bibliografia*

- The anatomy of electro-weak symmetry breaking, Abdelhak Djouadi, marzo 2005
- Electroweak model and constraints on New Physics, Erler, Langacker, novembre 2007
- Precision electroweak measurements on the Z resonance, LEP collaborations, 2005
- Appunti del corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II, Carlo Dionisi
- Presentazioni degli studenti dei precedenti Anni Accademici