

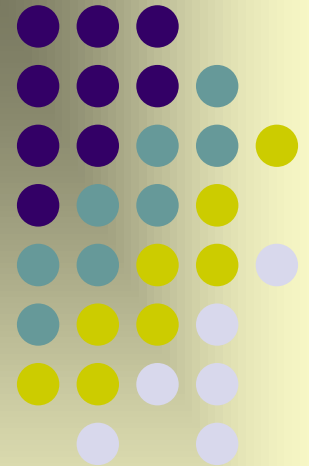
# La massa del bosone di Higgs

---

## Limiti teorici diretti e indiretti

Natascia Vignaroli

Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II  
prof. C.Dionisi a.a.2006/2007



---

La massa del bosone di Higgs rimane l'unico parametro ad oggi sconosciuto del Modello Standard.

Si sono però ottenuti dei limiti sul suo valore sulla base di:

- **Misure dirette** (LEP1 e LEP2)

- **Vincoli teorici:**

*unitarietà della matrice di diffusione.*

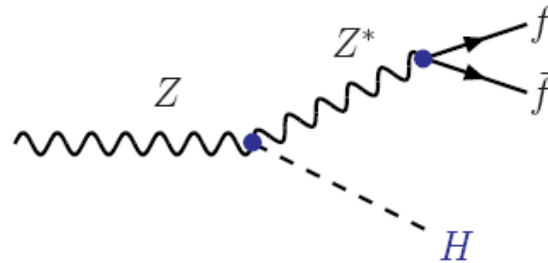
*finitzza dell'accoppiamento quartico dei bosoni di Higgs  
( Triviality bound).*

*stabilità del potenziale scalare (Stability bound).*

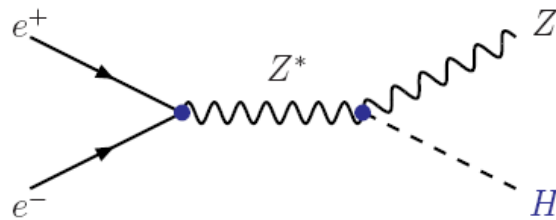
- **Misure elettrodeboli di precisione**

---

# Le ricerche a LEP1 e LEP2



*The main production mechanism for Higgs bosons in Z decays at LEP1.*



*The production mechanism for SM Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions at LEP2.*

hanno fissato  **$M_H > 114.4 \text{ GeV}$**  con un **95% C.L.**  
(...ne parlerà Cristiana nella sua presentazione)

# Limiti teorici diretti

## Unitarietà

- Consideriamo lo scattering di bosoni  $W_L$  ad alta energia :

$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

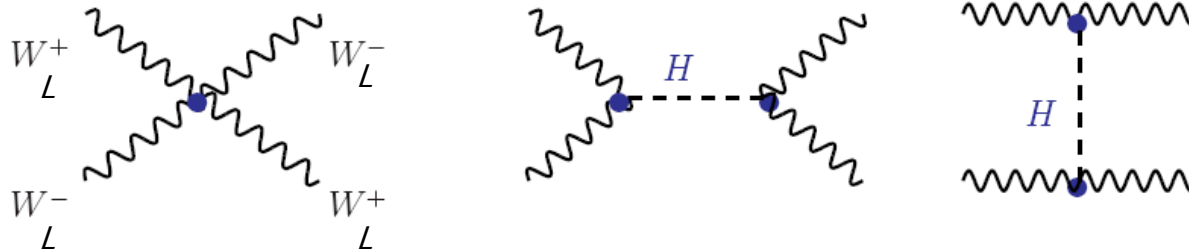


Figure 1.15: Some Feynman diagrams for the scattering of  $W$  bosons at high energy.

Possiamo avvalerci del Teorema di Equivalenza Elettrodebole:

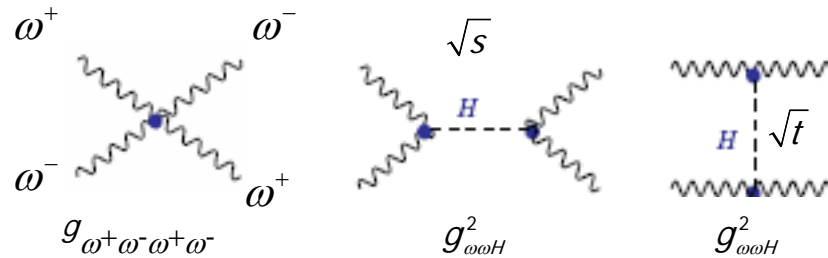
$$\mathcal{A}(V_L^1 \dots V_L^n \rightarrow V_L^1 \dots V_L^m) = (i)^n (-i)^m \mathcal{A}(\omega^1 \dots \omega^n \rightarrow \omega^1 \dots \omega^m) + O\left(\frac{M_V^2}{s}\right)$$

e calcolare  $A$  sulla base del potenziale scalare dei bosoni di Goldstone

$$\left\{ \begin{array}{l} V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 \\ \Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) - i\theta_3 \end{pmatrix} \\ \omega^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\theta_2 + i\theta_1) \\ \omega^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\theta_2 - i\theta_1) \\ \omega_0 = \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \end{array} \right. \quad \Rightarrow \quad V = \frac{M_H^2}{2v} (H^2 + \omega_0^2 + 2\omega^+ \omega^-) H + \frac{M_H^2}{8v^2} (H^2 + \omega_0^2 + 2\omega^+ \omega^-)^2 + \frac{M_H^2}{2} H^2$$

$$\downarrow$$

$$g_{\omega^+ \omega^- H} = -i \frac{M_H^2}{v} \quad g_{\omega^+ \omega^- \omega^+ \omega^-} = -i \frac{2M_H^2}{v^2}$$



Troviamo quindi l'ampiezza

$$A(w^+w^- \rightarrow w^+w^-) = - \left[ 2 \frac{M_H^2}{v^2} + \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{s - M_H^2} + \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{t - M_H^2} \right]$$

che decomponiamo in onde parziali

$$A = 16\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta) a_{\ell}$$

In cui  $\ell$  è il momento angolare,  $\theta$  l'angolo di scattering,  $P_{\ell}$  i polinomi di Legendre,  $a_{\ell}$  le ampiezze d'onda parziale.

Per le ampiezze d'onda  $a_\ell$  che compaiono in  $A$  vale la relazione:  $a_\ell = i(1 - a'_{\ell})/2k$ , con  $k$  vettore d'onda dello stato iniziale ed  $a'_{\ell}$  azione del potenziale di scattering sulla componente  $\ell$  dell'onda sferica divergente dello stato finale.

(vedere Burcham and Jobes Nuclear and Particle Physics o Appendice: Limiti di Unitarietà negli appunti del prof. Dionisi).

Poiché per un processo  $2 \rightarrow 2$  risulta  $d\sigma/d\Omega = |A|^2 / (64\pi^2 s)$  si trova :

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{8\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\ell'=0}^{\infty} (2\ell + 1)(2\ell' + 1) a_\ell a_{\ell'} \int_{-1}^1 d\cos\theta P_\ell(\cos\theta) P_{\ell'}(\cos\theta) \\ &= \frac{16\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) |a_\ell|^2 \end{aligned}$$

In cui si è utilizzata la relazione di ortonormalità per i polinomi di Legendre.

$$\int_{-1}^1 d(\cos\theta) P_\ell(\cos\theta) P_{\ell'}(\cos\theta) = \frac{2\delta_{\ell\ell'}}{2\ell + 1}$$

Per il teorema ottico:

$$\sigma = \frac{1}{s} \operatorname{Im} [ A(\theta = 0) ] = \frac{16\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) |a_{\ell}|^2$$

Tale teorema è una diretta conseguenza della richiesta di unitarietà della matrice di diffusione S.

Infatti, considerando lo sviluppo di S al primo ordine in p.t. possiamo scrivere:  $S = 1 + iT$

La richiesta che sia  $SS^{\dagger} = 1$  cioè  $(\delta_{ik} + iT_{ik})(\delta_{kj} - iT_{kj}^{\dagger}) = \delta_{ij}$

porta alla condizione :

$$2\operatorname{Im}T_{ij} = T_{ik}T_{kj}^{\dagger} \Rightarrow 2\operatorname{Im}T_{ii} = T_{ik}T_{ki}^{\dagger}$$

Da cui, essendo  $\operatorname{Im} [ A(\theta = 0) ] = 16\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) \operatorname{Im} [ a_{\ell} ]$  ,  
si ottiene la condizione di unitarietà





$$|a_\ell|^2 = \text{Im}(a_\ell) \Rightarrow [\text{Re}(a_\ell)]^2 + [\text{Im}(a_\ell)]^2 = \text{Im}(a_\ell)$$

$$\Rightarrow [\text{Re}(a_\ell)]^2 + \left[\text{Im}(a_\ell) - \frac{1}{2}\right]^2 = \frac{1}{4}$$

da cui  $|\text{Re}(a_\ell)| \leq \frac{1}{2}$

Consideriamo quindi l'onda parziale con  $\ell = 0$  (dà il limite più stringente):

$$a_\ell(s, t) = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) P_\ell(\cos\theta) A$$

↓

$$a_0(s, t) = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) A = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) \left[ -2 \frac{M_H^2}{v^2} - \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{s - M_H^2} - \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{t - M_H^2} \right]$$

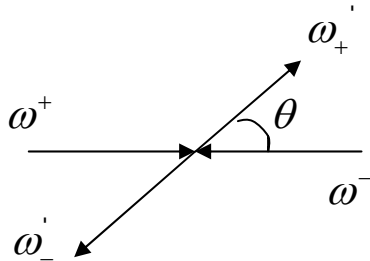
L'integrale si può facilmente calcolare nel s.c.m.  ottenendo:

$$a_0(s) = -\frac{M_H^2}{16\pi v^2} \left[ 2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right]$$



**Nel s.c.m.**

**(si trascura la massa dei bosoni visto che siamo nel limite di alta energia)**



$$P_+ = (E, 0, 0, E)$$

$$P_- = (E, 0, 0, -E)$$

$$P'_- = (E, 0, -E \sin \theta, -E \cos \theta)$$

$$P'_+ = (E, 0, E \sin \theta, E \cos \theta)$$

$$s = (P_+ + P_-)^2 = 4E^2$$

$$t = (P_+ - P'_-)^2 = -2 P'_- \cdot P_+ = -2E^2(\cos \theta + 1)$$

**Per l'unico termine dell'ampiezza A che dipende da  $\cos \theta$  risulta allora:**

$$\frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \left[ - \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{t - M_H^2} \right] = \frac{1}{32\pi} \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \frac{1}{2E^2(1 + \cos \theta) + M_H^2} =$$

$$= \frac{1}{32\pi} \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{2E^2} \ln \left( 1 + \frac{4E^2}{M_H^2} \right) = \frac{1}{16\pi} \left( \frac{M_H^2}{v} \right)^2 \frac{1}{s} \ln \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right)$$

Abbiamo quindi :

$$\begin{cases} a_0(s) = -\frac{M_H^2}{16\pi v^2} \left[ 2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right] \\ |Re(a_0)| < \frac{1}{2} \end{cases}$$

■ nel limite  $M_H \ll \sqrt{s}$  si ottiene:

$$\begin{cases} a_0(s) \xrightarrow{s \gg M_H^2} -\frac{M_H^2}{8\pi v^2} \\ |Re(a_0)| < \frac{1}{2} \end{cases} \quad \xrightarrow{v = 246 \text{ GeV}} \quad M_H < 872 \text{ GeV}$$

Il limite superiore ottenuto si abbassa se si tengono in considerazione gli altri possibili canali dello scattering  $W_L^+W_L^-$  ad alte energie:  $Z_L Z_L, HH, Z_L H$  ed in generale gli scattering ad alte energie con i possibili accoppiamenti tra bosoni vettoriali e bosoni vettoriali ed Higgs.

Le ampiezze di tali scattering possono essere rappresentate da una matrice 6x6 nella base  $\left(W_L^+W_L^-, \frac{1}{\sqrt{2}}Z_LZ_L, \frac{1}{\sqrt{2}}HH, Z_LH, W_L^+H, W_L^+Z_L\right)$  dalla quale si

ottiene, per l'onda parziale con  $\ell=0$ :

$$a_0 = \frac{-M_H^2}{8\pi v^2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{\sqrt{2}}{4} & \frac{\sqrt{2}}{4} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{4} & \frac{3}{4} & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{4} & \frac{1}{4} & \frac{3}{4} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

Il più grande autovalore che si ottiene diagonalizzando la matrice è 3/2 da cui il limite:

$$M_H < 712 \text{ GeV}$$

- Se invece consideriamo il limite  $M_H \square \sqrt{s}$

$$\left\{ \begin{array}{l} a_0(s) = -\frac{M_H^2}{16\pi v^2} \left[ 2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right] \xrightarrow{s \square M_H^2} -\frac{s}{32\pi v^2} \\ |Re(a_0)| < \frac{1}{2} \end{array} \right.$$

da cui il limite  $\sqrt{s} < 1.74 TeV$  che, considerando tutti gli accoppiamenti come prima, si riduce a:

$$\sqrt{s} < 1.2 TeV$$

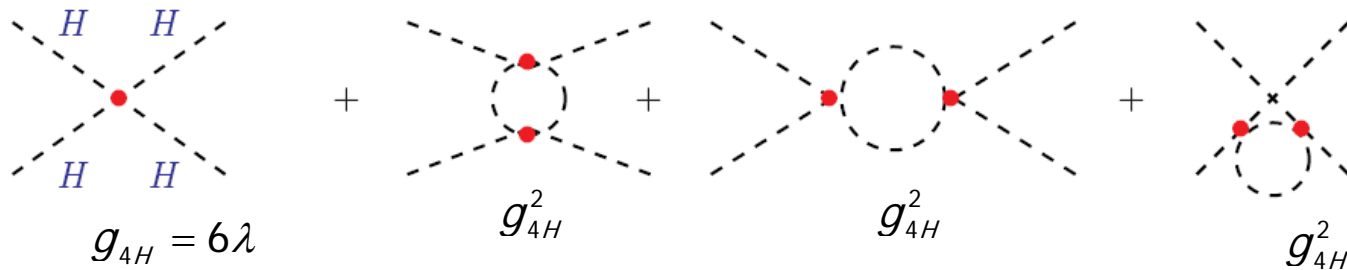
Il limite trovato ci dice che, nel caso in cui l'Higgs sia troppo pesante, cioè inesistente, allora, quando la scala di energia comincia a superare i TeV devono comparire fenomeni legati a NUOVA FISICA che ristabiliscano l'unitarietà.

1-2 TeV è proprio il range di energia esplorato dal Tevatron

# Limiti teorici diretti

## Triviality bound

- Consideriamo l'accoppiamento quartico tra i bosoni di Higgs e le relative correzioni radiative ad un loop:



dalla rinormalizzazione si ottiene l'equazione per il running coupling:

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

Il coupling varia logicamente con il quadrato della scala di energia in gioco nel processo ( $Q^2$ ).

( $v = 246 \text{ GeV}$  è la scala di energia alla quale si ha la rottura di simmetria elettrodebole).

Nel limite  $Q^2 \ll v^2$  :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[ 1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1} \xrightarrow{Q^2 \ll v^2} 0_+$$

La teoria diventerebbe triviale:

non ci sarebbe interazione tra i bosoni di Higgs che sarebbero, inoltre, privi di massa (  $\lambda = \frac{M_H^2}{2v^2}$  ).

Nel limite opposto  $Q^2 \gg v^2$  :

$\lambda(Q^2)$  cresce con  $Q^2$  e può diventare infinito quando il denominatore si annulla (polo di Landau) cioè quando

$$\frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} = 1$$

---

La richiesta che  $\lambda$  rimanga diverso da zero e finito pone dei limiti su  $M_H$ .

Per evitare il polo di Landau, infatti, deve essere:

$$\frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} < 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{3}{8\pi^2 v^2} M_H^2 \log \frac{Q^2}{v^2} < 1 \quad \Rightarrow \quad M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \frac{Q^2}{v^2}}$$

## Stability bound

- Finora nel running non abbiamo considerato i contributi dei fermioni e dei bosoni di Gauge.
  - Dato che, però, gli accoppiamenti dell'Higgs sono proporzionali alle masse delle particelle con cui si accoppia, possiamo limitarci a considerare i contributi che vengono dai quarks top e dai bosoni di Gauge.
-





Diagrams for the one-loop contributions of fermions and gauge bosons to  $\lambda$ .

NOTAZIONE

$$g_1 \equiv g \quad g_2 \equiv g'$$

Si ottiene, allora la seguente variazione di  $\lambda$  con la scala di energia:

$$\frac{d\lambda}{d\log Q^2} \simeq \frac{1}{16\pi^2} \left[ 12\lambda^2 + 6\lambda\lambda_t^2 - 3\lambda_t^4 - \frac{3}{2}\lambda(3g_2^2 + g_1^2) + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right]$$

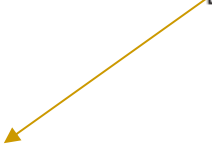
con  $\lambda_t = \sqrt{2}m_t/v$   $\longrightarrow$  la scala alla quale dovrebbe manifestarsi nuova fisica dipende da  $m_t$

I termini aggiuntivi, comunque, hanno un contributo rilevante solo nel limite

$\lambda \ll \lambda_t, g_1, g_2$  in cui risulta:

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

E quindi:

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


Il contributo del top può portare ad instabilità, cioè a valori di  $\lambda(Q^2)$  negativi

Perché non si abbia instabilità ho una condizione su  $\lambda(v^2)$  che porta al limite:

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

Considerando insieme lo Stability e il Triviality Bound si ottengono le limitazioni di  $M_H$  alle varie scale ( nel grafico sono inclusi i contributi a due loop )

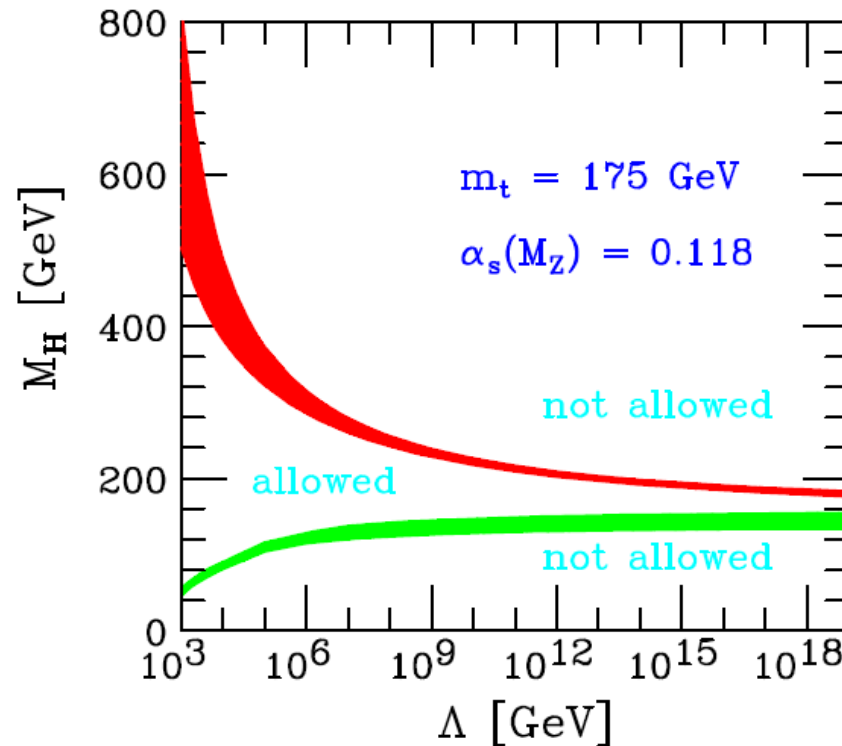


Figure 1.19: The triviality (upper) bound and the vacuum stability (lower) bound on the Higgs boson mass as a function of the New Physics or cut-off scale  $\Lambda$  for a top quark mass  $m_t = 175 \pm 6 \text{ GeV}$  and  $\alpha_s(M_Z) = 0.118 \pm 0.002$ ; the allowed region lies between the bands and the colored/shaded bands illustrate the impact of various uncertainties. From Ref. [136].

---

## Limiti teorici indiretti

### Misure di precisione elettrodeboli

#### IDEA DI BASE

- La precisione delle misure elettrodeboli raccolte è tale che, per confrontarle con le rispettive predizioni teoriche, tali predizioni devono includere le correzioni radiative ad ordini elevati.
  - Le correzioni radiative ad uno o più loop dipendono logaritmicamente dalla massa dell'Higgs.
  - Fittando le misure di precisione con le espressioni teoriche nelle quali si lascia  $M_H$  come parametro libero, si arriva a stimare la massa dell'Higgs.
-

## I FIT

I parametri dello Standard Model vengono espressi in funzione delle quantità conosciute con maggiore precisione:

- La costante di struttura fine  $\longrightarrow$  Le correzioni puramente elettromagnetiche sono sottratte dal fit sostituendo  $\alpha$  con il suo valore alla scala di energia  $M_Z$  :  
 $\alpha \rightarrow \alpha(M_Z) \approx 1.064\alpha$
- La costante di Fermi
- La massa dello Z

Tali quantità si utilizzano come parametri di input dei fit.

Vengono, invece, lasciati come parametri liberi la massa dell'Higgs e quella del top.

# Dipendenza da $M_H$ delle correzioni radiative (esempio ad un loop )

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8s_W^2 c_W^2 M_Z^2} (1 + \Delta r)$$

⇓

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{c_W^2}{s_W^2} \Delta\rho + \Delta r_{rem}$$

⇓

- $\Delta\alpha$  dà la correzione alla costante di struttura fine :

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha(q^2)} \quad , \quad \text{dalla quale si trova } \alpha(M_Z^2)$$

- $\Delta\rho \approx \frac{3e^2}{64\pi^2 s_W^2 c_W^2 M_Z^2} m_t^2$

- $\Delta r_{rem}$  ha i principali contributi dal top :  $\Delta r_{rem}^{top} \propto \ln\left(\frac{m_t^2}{c_W^2 M_Z^2}\right)$

$$\text{e dall'Higgs: } \Delta r_{rem}^{Higgs} \propto \ln\left(\frac{m_H^2}{c_W^2 M_Z^2}\right)$$

# Le misure di precisione elettrodeboli a Lep ( $\sqrt{s}=Mz$ )

## Le asimmetrie

Le principali asimmetrie analizzate sono:

- L'asimmetria forward-backward per i fermioni, operativamente definita dall'equazione:

$$A_{FB}^f = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

in cui  $N_F$  ed  $N_B$  indicano il numero di eventi in cui si ha produzione di fermioni in avanti ed indietro.

- L'asimmetria di polarizzazione  $P_\tau$  definita da :

$$P_\tau \equiv \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}$$

in cui  $\sigma_{R(L)}$  è la sezione d'urto per la produzione di leptoni  $\tau^-$   
right(left)-handed

- L'asimmetria forward-backward nel flusso di carica negli eventi adronici:

$$Q_{FB} = \sum_f 2q_f A_{FB}^f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{had}}$$

con  $q_f$  carica fermionica,  $\Gamma_{f(had)}$  larghezza parziale di decadimento di Z in fermioni (adroni).

Tutte queste asimmetrie possono essere espresse in funzione della quantità:

$$A_f \equiv \frac{g_L^2(f) - g_R^2(f)}{g_L^2(f) + g_R^2(f)} = \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2} = \mathcal{F} \left( \frac{g_{Vf}}{g_{Af}} \right)$$

e quindi delle grandezze  $g_{Vf}$  e  $g_{Af}$  che entrano nell'accoppiamento  $Z f \bar{f}$  :

$$\gamma^\mu (g_{Vf} - g_{Af} \gamma_5)$$

La dipendenza, dunque, delle asimmetrie dalla massa dell'Higgs è legata alla dipendenza dei coupling  $g_{Vf}$  e  $g_{Af}$  da  $M_H$  nelle correzioni radiative.



## Altre misure di precisione

- La quantità:

$$\sin^2 \theta_w^{eff} = \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{g_V}{g_A} \right)$$

che dipende direttamente dai coupling  $g$  (leptonici, in questo caso)

- Il rapporto:

$$R_\ell \equiv \frac{\sigma_{had}^0}{\sigma_{\ell\ell}^0} = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_\ell}$$

in cui anche  $\Gamma_\ell$  è legato ai coupling  $g$  dalla relazione  $\Gamma_\ell = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_{V\ell}^2 + g_{A\ell}^2) \left( 1 + \frac{3\alpha}{4\pi} \right)$

- Il rapporto:

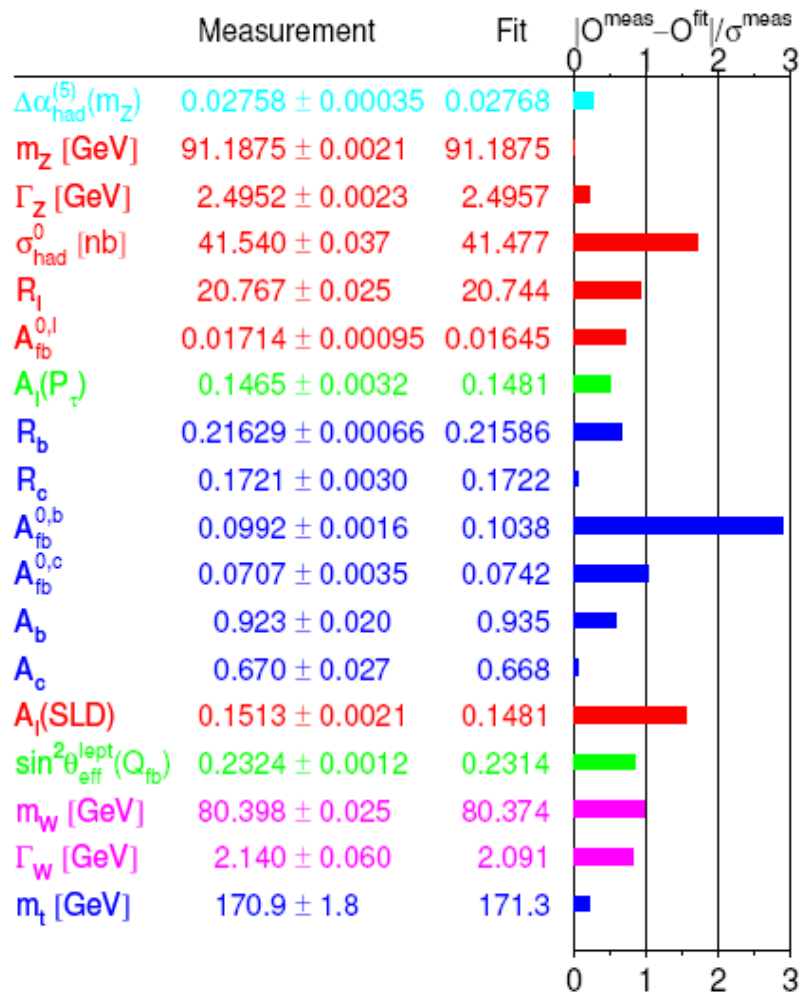
$$R_b \equiv \frac{\sigma_{b\bar{b}}^0}{\sigma_{had}^0} = \frac{\Gamma_b}{\Gamma_{had}}$$

con  $\Gamma_b$  larghezza di decadimento di  $Z$  in  $b\text{-}b\bar{b}$ .

Un analogo rapporto è definito per il quark  $c$ .



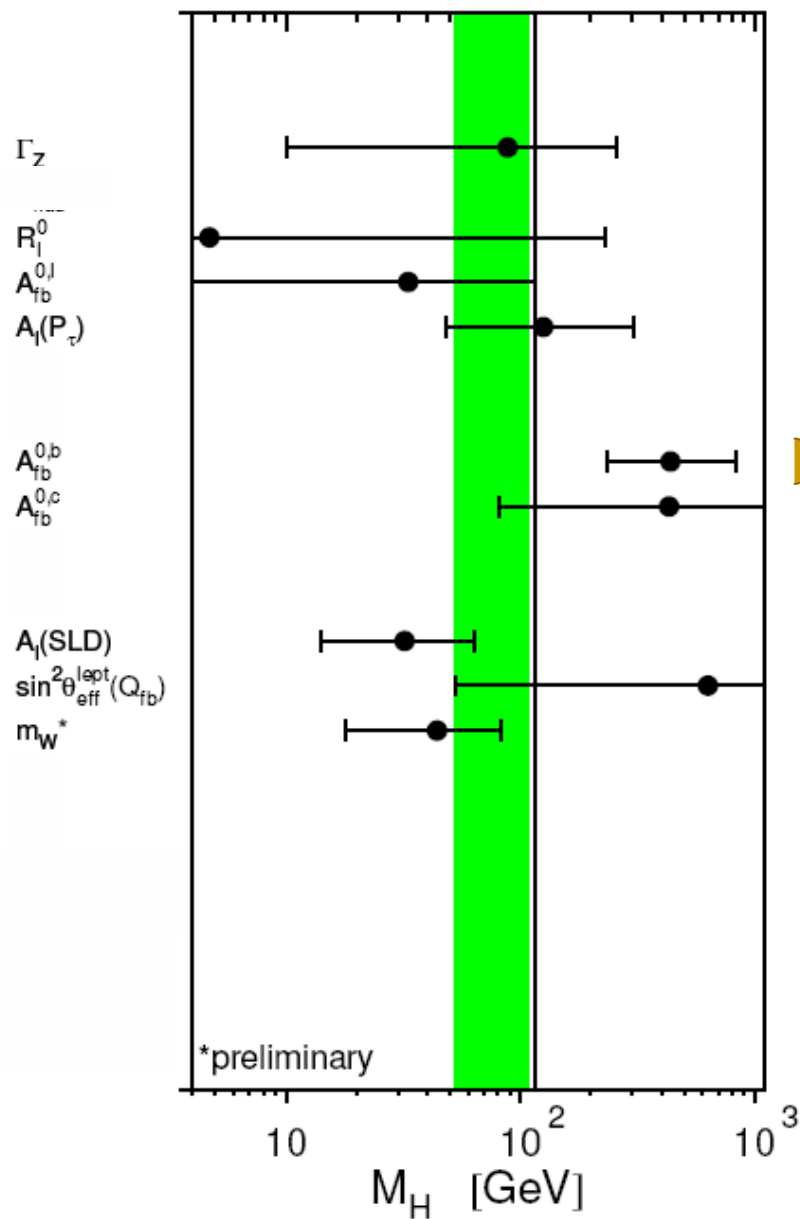
RISULTATI DEI FIT



Risultati Fit sulle  
misure di precisione  
raccolte a  
LEP1,LEP2,SLC,  
Tevatron.

Non si considerano  
le correzioni  
puramente  
elettromagnetiche  
 $\alpha \rightarrow \alpha(M_Z)$

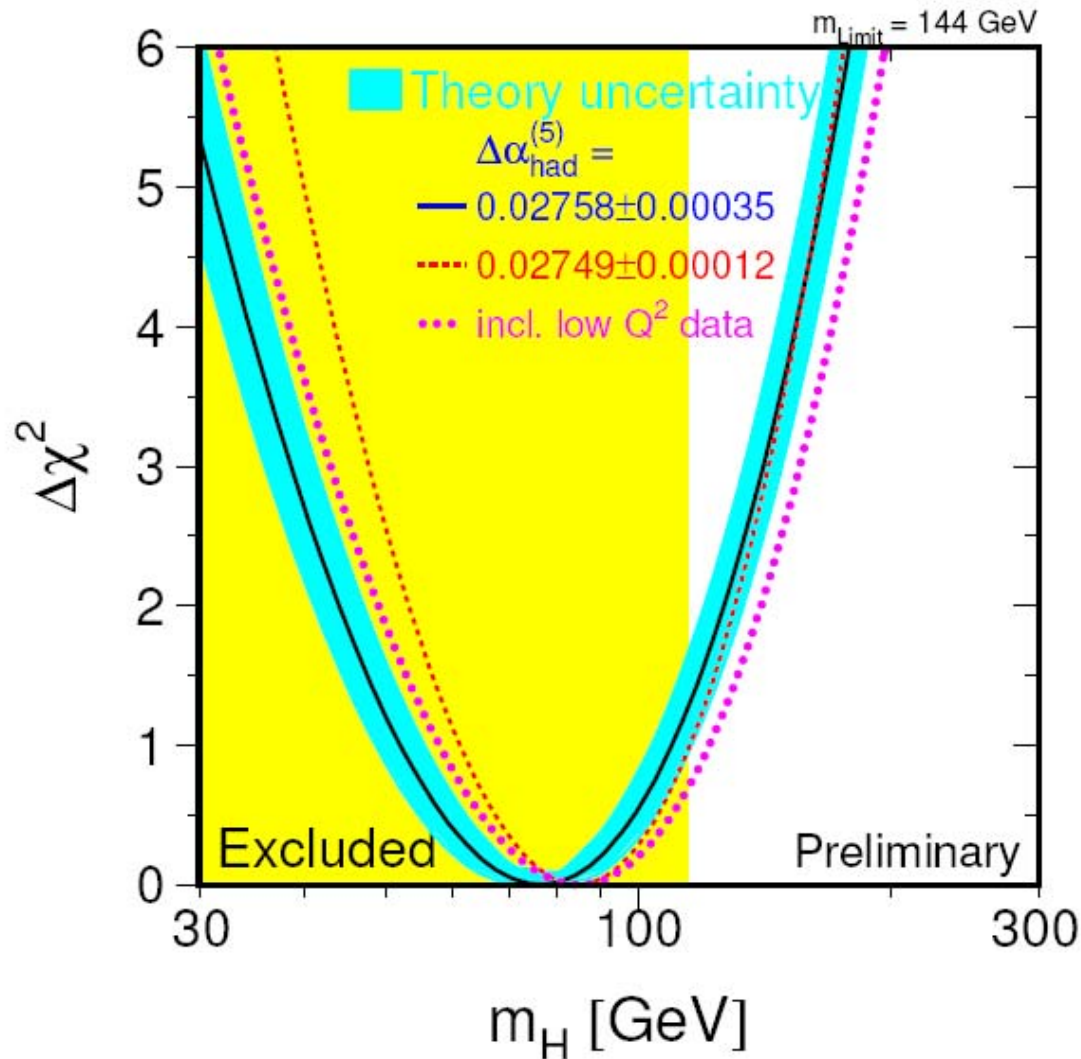
Si trova la più bassa compatibilità tra risultato del fit  
e misura sperimentale per  $A_{FB}^b$



Stime di  $M_H$  risultanti dai fit su misure di precisione elettrodeboli.

Misura di precisione  $A_{FB}^b$  un po' fuori dal range di  $M_H$  risultante dalla media su tutti i singoli risultati

Andamento con  $M_H$  di  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{mis}$ , il  $\chi^2$  è ottenuto da un fit globale su tutte le misure di precisione elettrodeboli



La zona in giallo è esclusa dal limite

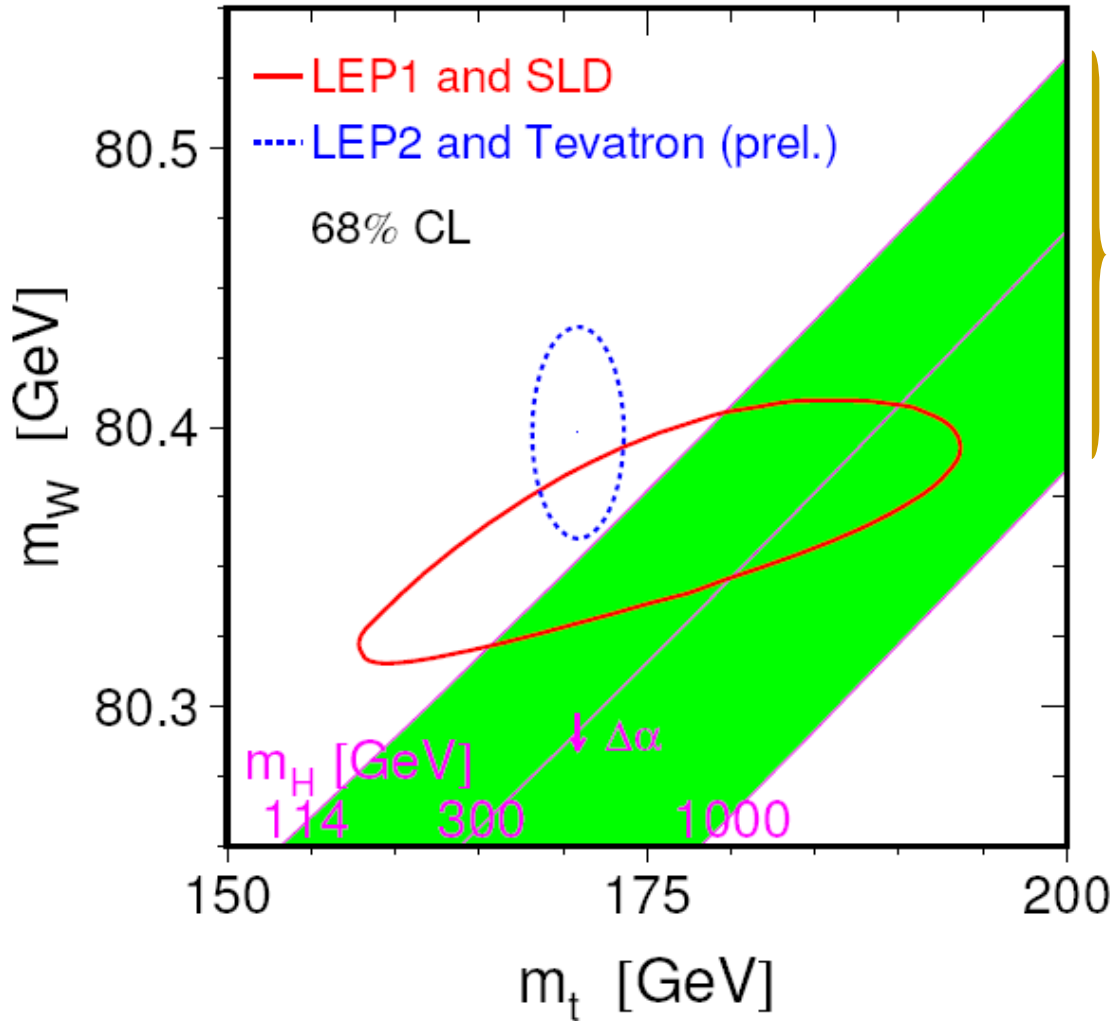
$M_H > 114.4 \text{ GeV}$

fissato a LEP

La banda celeste viene dall'incertezza teorica sulle correzioni di ordini più alti

# Massa di W

$$M_W = 80.364 - 0.0579 \ln\left(\frac{M_H}{100\text{GeV}}\right) - 0.008 \ln^2\left(\frac{M_H}{100\text{GeV}}\right) - 0.5098 \left(\frac{\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z)}{0.02761} - 1\right) + 0.525 \left[\left(\frac{M_t}{172\text{GeV}}\right)^2 - 1\right] - 0.085 \left(\frac{a_s(M_Z)}{0.118} - 1\right)$$



L'ovale rosso viene dalle misure indirette di  $m_W$  e  $m_t$  a LEP1 e SLD

L'ovale blu tratteggiato viene da misure dirette a LEP2 e Tevatron

---

# Referenze

- The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, A.Djouadi
  - Precision Tests of the Standard Model at LEP, B.Mele
  - Tasi 2004 Lecture Notes on Higgs Boson Physics , L. Reina
  - Unitarity constraints on scalar parameters of the Standard and Two Higgs Doublets Model, A. Arhib
  - Introduction to Electroweak Symmetry Breaking, S.Dawson
  - An introduction to gauge theories and modern particle physics, E.Leader  
E.Predazzi
  - Nuclear and Particle Physics, Burcham and Jobes
  - Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II Appendice: Limite di Unitarietà,  
prof. C.Dionisi
-