

## Chapter 6

# Il bosone di Higgs

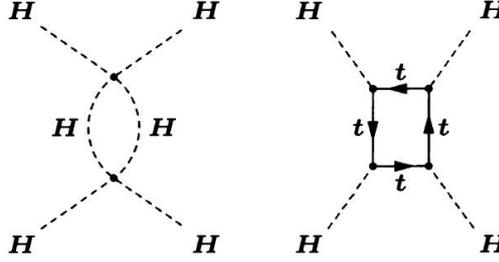
### 6.1 Introduzione

Nel modello GWS si assume che esista un opportuno campo scalare (campo di Higgs) con un potenziale che rompa spontaneamente la simmetria. Inoltre, invece di ottenere le gap tra le masse dei fermioni dinamicamente, tali masse sono inserite "a mano" per mezzo di accoppiamenti tipo Yukawa al campo di Higgs. Quest'ultima è la parte meno soddisfacente del modello. Mentre l'accoppiamento dei campi di gauge al campo di Higgs è determinato dalla simmetria di gauge, l'autoaccoppiamento del campo di Higgs non è un'interazione di gauge e non è legato ad alcuna altra cosa nella teoria. Similmente gli accoppiamenti fermionici di Yukawa non sono neppure loro delle interazioni di gauge, non sono costretti in alcun modo e, per di più, differiscono per ordini di grandezza. Naturalmente sono tutti accoppiamenti rinormalizzabili, ma questo significa essenzialmente che i loro valori non sono calcolabili e devono essere ottenuti dagli esperimenti. Questi fatti indicano che il "settore Higgs" del modello standard ha basi diverse dal resto. Esso forse deve essere considerato più come "fenomenologia" che una vera e propria teoria.

Tuttavia, qualsiasi siano le sue basi, la lagrangiana del "settore Higgs" conduce a molte ben definite predizioni che possono essere confrontate con quanto viene sperimentalmente osservato (si veda, per esempio, il cap. 11 del libro "QCD and Collider Physics" di Ellis, Stirling e Webber). La predizione più significativa del meccanismo di Higgs in  $SU(2) \times U(1)$  è quella per la quale, anche dopo che i campi di gauge hanno "inghiottito" tre dei campi scalari per acquistare massa, necessariamente rimane un campo scalare fisico di massa  $m_H = \sqrt{2}\mu = v\sqrt{2\lambda}$ . Perciò la scoperta del bosone di Higgs è uno dei goal fondamentali della fisica delle particelle.

### 6.2 Considerazioni teoriche relative a $m_H$

La costante di accoppiamento  $\lambda$ , che determina  $m_H$  dato il valore conosciuto del vuoto di Higgs  $v$ , sfortunatamente è assolutamente indeterminata nel modello standard. Tuttavia alcune argomentazioni teoriche piuttosto forti suggeriscono che  $m_H$  non possa essere arbitrariamente grande. Intanto, come tutte le costanti di accoppiamento di una teoria rinormalizzabile,  $\lambda$  deve correre.

Figure 6.1: Grafici più rilevanti che contribuiscono al running di  $\lambda$ .

Per l'interazione  $(\phi^\dagger\phi)^2$  della lagrangiana  $\mathcal{L}_{G\phi}$  (3.17) calcoli a un loop (figura 6.1) danno

$$\lambda(E) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{v^2}} \quad (6.1)$$

Come la QED questa teoria non è asintoticamente libera; infatti, l'accoppiamento cresce con la scala  $Q$ . La 6.1 presenta un polo a

$$Q_p = ve^{2\pi^2/3\lambda(v^2)}$$

e, quindi, la teoria diventa sicuramente non perturbativa alla scala  $E^*$  tale che

$$E^* \sim Q_p = ve^{2\pi^2/3\lambda(v^2)}$$

Notiamo che:

- la scala  $E^*$  è sensibile alla costante di accoppiamento di "bassa energia",  $\lambda(v)$
- la scala  $E^*$  decresce rapidamente al crescere di  $\lambda(v)$

Ma  $m_H$  è essenzialmente proporzionale a  $\sqrt{\lambda(v)}$  ( $m_H = v\sqrt{2\lambda}$  (3.19)), quindi *il comportamento non perturbativo si instaura tanto più presto quanto più grande è  $m_H$* . Per mantenere un comportamento perturbativo fino ad una scala di energia  $\Lambda$  è necessario che

$$\Lambda < E^*$$

ossia

$$\Lambda < ve^{2\pi^2/3\lambda(v^2)} = ve^{4\pi^2 v^2/3m_H^2}$$

essendo

$$\lambda = \frac{m_H^2}{2v^2}$$

Si deve, quindi, avere

$$m_H < v \frac{4\pi}{\sqrt{3 \ln \frac{\Lambda}{v}}} = \left[ \frac{2\sqrt{2}\pi^2}{3G \ln(\Lambda/v)} \right]$$

ricordando che

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G}$$

Per  $\Lambda$  dell'ordine della massa di Plank

$$\Lambda \sim M_P = \frac{1}{\sqrt{G_N}} \simeq 1,2 \times 10^{19} GeV$$

si trova  $m_H < \mathcal{O}(140 GeV)$ . Tuttavia se il regime non perturbativo si instaura, per esempio, a  $1,5 TeV$ ,  $m_H$  risulta più debolmente legata in quanto  $m_H < \mathcal{O}(650 GeV)$ . In definitiva un valore di  $m_H$  dell'ordine di  $200 GeV$  o poco meno implicherebbe fisica oltre il modello standard ad una scala piuttosto piccola

Questa argomentazione è piuttosto super-semplificata sebbene il punto essenziale sia abbastanza corretto. Calcoli più dettagliati includendo in  $\lambda$  che corre contributi a due loop danno:

$$\begin{array}{ll} m_H \lesssim 180 GeV & \text{per } \Lambda \sim M_P \sim 10^{19} GeV \\ m_H \lesssim 700 GeV & \text{per } \Lambda \lesssim 2m_H \end{array}$$

Un limite inferiore su  $m_H$  si ottiene invece richiedendo la stabilità del vuoto, ossia  $\lambda > 0$ . Si trova, per esempio,  $m_H \gtrsim 85 GeV$  per  $\Lambda = 1,5 TeV$ .

Combinando i due limiti si ha

$$m_H \sim 130 \div 180 GeV \quad \text{per } \Lambda \sim M_P$$

Il limite inferiore può essere leggermente abbassato fino a  $\sim 115 GeV$  per  $\Lambda \sim M_P$  se si accetta un vuoto metastabile con vita media sufficientemente lunga.

La figura 6.2 mostra come variano il limite superiore e il limite inferiore al variare di  $\Lambda$ .

C'è un altro argomento indipendente che suggerisce che  $m_H$  non possa essere troppo grande. Abbiamo visto in precedenza la possibilità di violazione del limite dell'unitarietà da parte di certi diagrammi di Feynman all'ordine più basso. In teorie non di gauge con bosoni vettoriali massivi tali violazioni sono associate agli stati di polarizzazione longitudinale dei bosoni che portano fattori proporzionali al quadrimomento  $k^\mu$  (vedi A&H vol. II pag. 328). In una teoria di gauge, nel comportamento di alta energia si manifestano forti cancellazioni tra diversi grafici di ordine più basso. Questo comportamento è caratteristico delle teorie di gauge ed è legato alla loro rinormalizzabilità. Un processo di questo tipo è lo scattering di due  $W$  polarizzati longitudinalmente. Ad esso contribuiscono sette grafici al "leading order": scambio di  $\gamma$ ,  $Z^0$  e  $W$  insieme con autointerazioni  $W-W$  (figura 6.3). Quando tutti questi grafici sono sommati insieme, l'ampiezza totale di alta energia diventa costante e risulta proporzionale a  $\lambda$ , la costante di accoppiamento di Higgs (libro di Ellis et al., cap. 8). Ora, sebbene tale termine costante non possa ovviamente violare l'unitarietà al crescere dell'energia, lo può fare se  $\lambda$  stessa è troppo grande. Essendo  $\lambda \propto m_H^2$  questo pone un limite superiore a  $m_H$ . Poiché un'ampiezza costante è puro  $J = 0$  (vedi il paragrafo 21.1 di A&H sulla violazione dell'unitarietà nel modello corrente-corrente ed in particolare la 21.9) ci aspettiamo, come ordine di grandezza, che l'unitarietà implichi  $\lambda < 1$  (vedi 21.6 e 21.9 di A&H). In termini di quantità standard

$$\lambda = m_H^2 \frac{G}{\sqrt{2}}$$

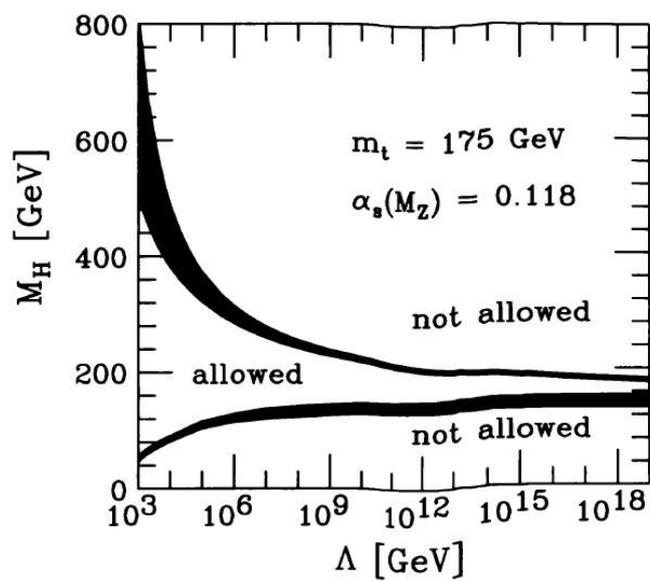


Figure 6.2: Limiti teorici sulla massa dell'higgs. Il limite superiore è ottenuto richiedendo l'assenza del polo in  $\Lambda$ ; quello inferiore richiedendo la stabilità del vuoto. (da Langacker)

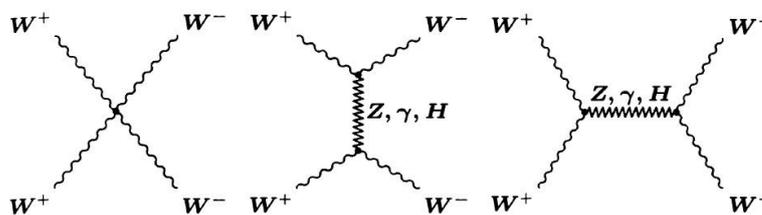


Figure 6.3: Grafici a livello albero per  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ .

### 6.3. CONSIDERAZIONI FENOMENOLOGICHE PER LA RICERCA DELL'HIGGS<sup>119</sup>

e, quindi, ci aspettiamo

$$m_H < \frac{1}{\sqrt{G}}$$

Un'analisi più rifinita dà

$$m_H < \sqrt{\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G}} \simeq 1TeV$$

Questa relazione ci dice dunque che  $m_H$  non può essere maggiore di  $\sim 1TeV$  altrimenti la teoria perturbativa fallisce o entra in gioco "nuova fisica". In altri termini,  $m_H$  non può essere maggiore di  $\sim 1TeV$  oppure alcune interazioni deboli diventano effettivamente forti con conseguenze di "nuova fisica". Quest'argomentazione fu una forte motivazione per la costruzione di LHC.

### 6.3 Considerazioni fenomenologiche per la ricerca dell'Higgs

Poiché l'accoppiamento del bosone di Higgs ad una particella è tanto più grande quanto più grande è la massa di questa, ne segue che il bosone di Higgs si accoppia più fortemente con i bosoni vettoriali e, per quanto riguarda i fermioni, con il top. E', pertanto, difficile trovare  $H^0$ . Infatti i nostri colliders (adronici ed  $e^+e^-$ ) realizzano collisioni tra particelle di bassa massa ( $e$ ,  $u$ ,  $d$ ) con le quali l'interazione di  $H^0$  è debole. Pertanto, la produzione di higgs ai collider avviene essenzialmente per radiazione da particelle pesanti ( $W$ ,  $Z^0$ ,  $t$ ) ed è questo il motivo per il quale è necessaria una altissima energia.

Una indicazione indiretta sul valore della massa del bosone di Higgs viene dal calcolo delle correzioni radiative al rapporto  $M_W/M_Z$ , una grandezza misurata molto bene a LEP. Sfortunatamente, come abbiamo già accennato nel paragrafo 5.4, il contributo a tale correzione è proporzionale al logaritmo della massa dell'higgs e, quindi, la previsione che si può ottenere per il valore di tale massa è molto meno stringente di quella a suo tempo ottenuta per la massa del top, nel cui caso la correzione dipende da  $m_t^2$ . Sono stati, comunque, fatti fit globali di tutti i dati elettrodeboli disponibili, dai quali risulta tra le altre cose una stima della massa dell'higgs. Uno di questi fit<sup>1</sup>, nel quale sono considerati oltre ai dati ottenuti a LEP e SLC anche dati degli esperimenti CDF e D0 al Tevatron, dà il risultato mostrato in figura 6.4, ossia

$$m_H = 92_{-26}^{+34} GeV \quad (68\% CL)$$

Altre analisi recenti forniscono, per esempio,  $115 < m_H < 148$  (68% CL) (J. Erler, Phys. Rev. D81, 051301, 2010) o  $m_H = 96_{-24}^{+31} GeV$ , non includendo i risultati delle ricerche dirette, e  $m_H = 120_{-5}^{+12} GeV$ , includendo i risultati delle ricerche dirette (Baak et al., arXiv: 1107.0975v1, 2011).

In ogni caso, la ricerca a maggiore sensibilità del bosone di Higgs è stata finora condotta proprio a LEP. Il canale di produzione principale è quello in figura 6.5, nel quale il decadimento favorito di  $H^0$  è  $H^0 \rightarrow \bar{b}b$  a causa della massa piuttosto grande del  $b$ . La ricerca è stata condotta sia a LEP1 che a LEP2. Al

<sup>1</sup>The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>

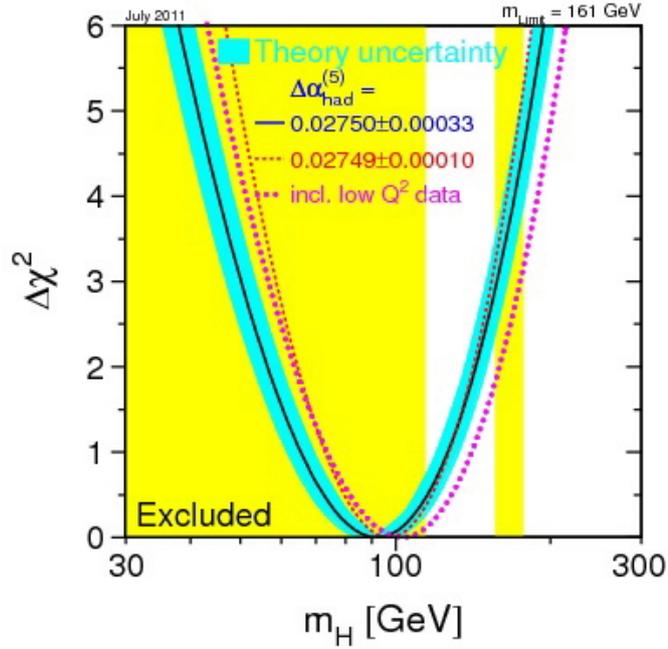


Figure 6.4: Curva di delta-chi2 derivata dalle misure elettrodeboli di precisione condotte a LEP e da SLD, CDF, and D0, in funzione della massa dell'higgs, assumendo la validità del Modello Standard. Le bande verticali colorate rappresentano le zone di esclusione derivate da ricerche dirette fatte a LEP2 ( $m_H > 114,4\text{GeV}$  al 95%CL) e al Tevatron ( $m_H \neq 156 - 177\text{GeV}$  al 95%CL).

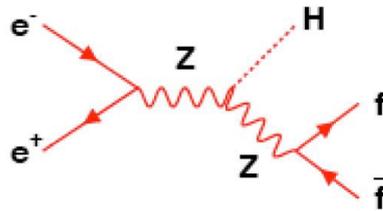


Figure 6.5: Canale di ricerca dell'Higgs a LEP.

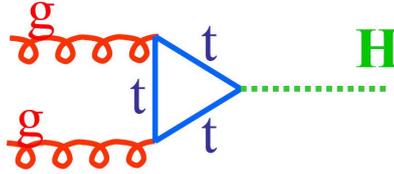


Figure 6.6: La fusione di gluoni è il meccanismo dominante per la possibile produzione del bosone di Higgs al Tevatron o a LHC.

picco della  $Z$  (LEP1), cioè per  $\sqrt{s} \simeq M_Z$ , la prima  $Z$  è reale mentre la seconda è virtuale. La sezione d'urto del processo è apprezzabile purché la seconda  $Z$  non sia molto lontana dal "mass-shell" e, quindi, se  $m_H$  è piuttosto minore di  $M_Z$ . Le ricerche a LEP1 non trovarono alcun evento e poterono soltanto fornire un limite inferiore  $m_H > 65,2 \text{ GeV}$  (95%CL). Ad energie più elevate (LEP2), la prima  $Z$  è virtuale mentre la seconda è reale. Il limite per la massa dell'higgs risulta dunque dell'ordine di  $\sqrt{s} - M_Z$ . Per cercare l'higgs l'energia del LEP fu innalzata il più possibile (installando cavità RF superconduttive aggiuntive per compensare le crescenti perdite di energia per radiazione di sincrotrone), portandola fino a  $\sqrt{s} = 209 \text{ GeV}$ , senza però che l'higgs fosse trovato. Il limite finale fu

$$m_H > 114,4 \text{ GeV} \text{ al } 95\%CL$$

Questo risultato di per sé già esclude molte possibilità sia sulla produzione che sul decadimento del bosone.

Sia al Tevatron che a LHC ci si aspetta che il meccanismo dominante per la produzione di  $H^0$  sia la "fusione di gluoni" via stato intermedio di quark top (grafico in figura 6.6). Poiché la distribuzione di probabilità dei gluoni sale rapidamente a piccoli valori di  $x$  (vedi figura 4.7), i quali sono sondati alle energie più elevate dei collider adronici, la sezione d'urto di questo processo sale con l'energia. Al Tevatron, con  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ , si ha

$$\begin{aligned} \sigma &\simeq 1,0 \text{ pb} && \text{per } m_H \simeq 100 \text{ GeV} \\ \sigma &\simeq 0,2 \text{ pb} && \text{per } m_H \simeq 200 \text{ GeV} \end{aligned}$$

mentre a LHC, con  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ , si ha

$$\begin{aligned} \sigma &\simeq 50 \text{ pb} && \text{per } m_H \simeq 100 \text{ GeV} \\ \sigma &\simeq 1 \text{ pb} && \text{per } m_H \simeq 200 \text{ GeV} \end{aligned}$$

La sezione d'urto è la stessa per  $pp$  e  $p\bar{p}$ . Dopo la fusione di gluoni il meccanismo più probabile è fornito dalla "fusione di bosoni vettoriali" (figura 6.7), la cui sezione d'urto è, a parità di condizioni, circa 10 volte più piccola di quella della fusione di gluoni. Tuttavia la possibilità di osservare effettivamente  $H^0$  non dipende unicamente dal valore della sezione d'urto del processo di produzione ma dipende anche, in modo cruciale, dalla capacità sperimentale di separare eventi di produzione e decadimento di  $H^0$  dal grande fondo che ci si aspetta per molti canali di decadimento. Per questa ragione meccanismi di produzione-decadimento che pur hanno sezioni d'urto più piccole, possono essere preferiti. Ne è un esempio il meccanismo di produzione associata  $H^0$ -bosone vettoriale

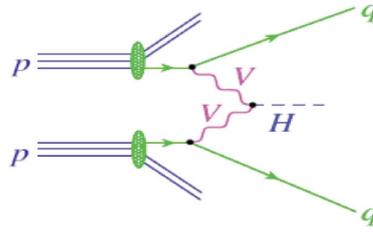


Figure 6.7: Produzione di  $H^0$  attraverso il meccanismo di fusione di bosoni vettoriali ( $V \equiv W$  o  $Z$ ).

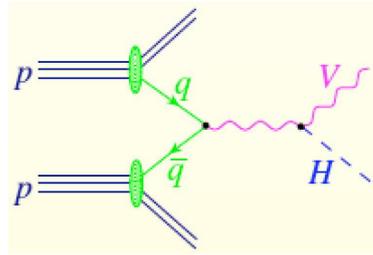


Figure 6.8: Produzione associata higgs-bosone vettoriale ("higgs-strahlung") ( $V \equiv W$  o  $Z$ ).

(figura 6.8), che permetterebbe di triggerare l'evento di segnale attraverso il decadimento leptonic di  $W$  o  $Z^0$ . Per questo canale la sezione d'urto presso un collider  $p\bar{p}$  è un poco più grande di quella presso un collider  $pp$ . Una ulteriore possibilità è offerta dalla produzione di  $H^0$  in associazione con una coppia  $t\bar{t}$  (figura 6.9). La figura 6.10 mostra le sezioni d'urto per i vari processi di produzione di  $H^0$  a LHC.

Come per la produzione anche per il decadimento di  $H^0$  gioca un ruolo cruciale il fatto che l'accoppiamento dell'higgs a una determinata particella sia tanto più grande quanto più grande è la massa di questa (in particolare cresce con la massa nel caso dei fermioni e con la massa al quadrato per i bosoni vettoriali). Questo fa sì che, fintanto che la massa di  $H^0$  non sia sufficientemente grande che risultino aperti i canali di decadimento in  $WW$  e  $ZZ$ , il canale di

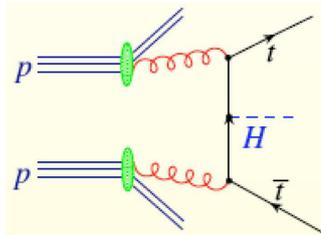


Figure 6.9: Produzione del bosone di Higgs in associazione con una coppia  $t\bar{t}$ .

### 6.3. CONSIDERAZIONI FENOMENOLOGICHE PER LA RICERCA DELL'HIGGS<sup>123</sup>

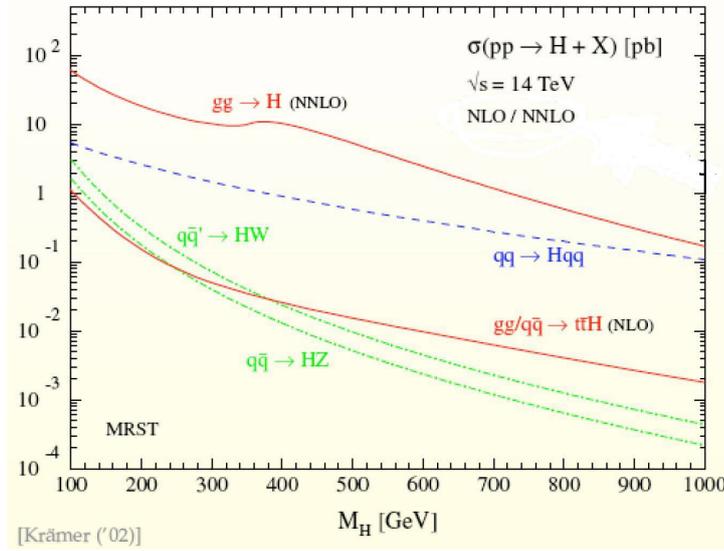


Figure 6.10: Sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs a LHC in funzione della massa del bosone (si può vedere Ellis et al 1996).

decadimento favorito è  $b\bar{b}$ .

La larghezza totale di decadimento aspettata è presentata in figura 6.11. Per valori della massa sotto la soglia  $WW$ , la risonanza è molto stretta (al di sotto della risoluzione dei rivelatori); per esempio, per  $m_H \approx 140\text{GeV}$  si ha  $\Gamma_H \approx \text{pochi MeV}$  ovvero  $\tau_H \approx 10^{-22}\text{s}$ . Nella figura 6.12 sono, invece, riportati i rapporti di decadimento previsti per i vari canali in funzione della massa di  $H^0$ . Per bassi valori di  $m_H$ , come abbiamo già detto, domina il decadimento in  $b\bar{b}$ ; tuttavia l'osservazione ai collider adronici di questo decadimento è resa molto difficile da un fondo molto elevato, per cui il canale di decadimento sperimentalmente preferibile è quello in due fotoni anche se è molto più raro di quello in  $b\bar{b}$ . Questo canale passa attraverso i contributi dei grafici in figura 6.13. I contributi dominanti sono quelli dai loop di  $W$ . Ad alte masse il canale di decadimento più chiaro dal punto di vista sperimentale è  $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptoni}$ .

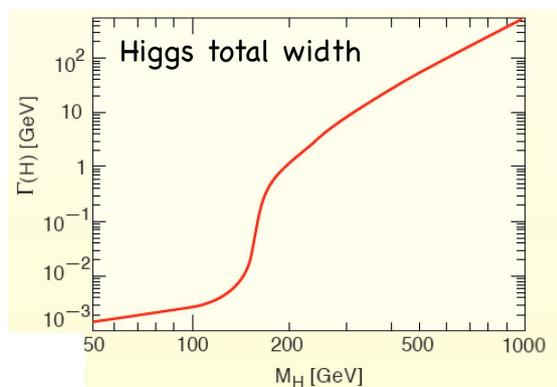


Figure 6.11: Previsione del MS per la larghezza totale del bosone di Higgs. (da lez 8 B.I.)

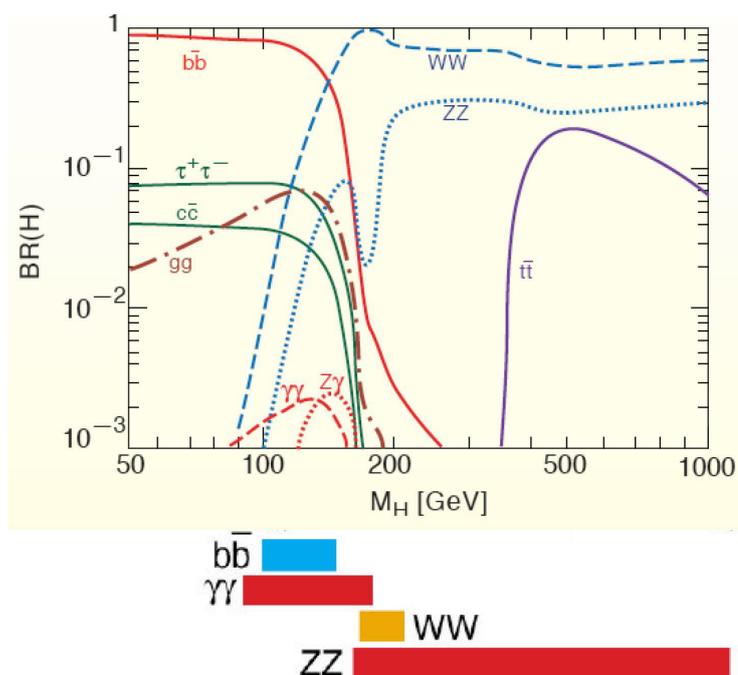


Figure 6.12: Rapporti di decadimento previsti per i vari canali in funzione della massa di  $H^0$ . Le barre in fondo alla figura si riferiscono agli stati finali con la segnatura sperimentale più chiara per l'intervallo di massa al quale la barra è riferita.

6.3. CONSIDERAZIONI FENOMENOLOGICHE PER LA RICERCA DELL'HIGGS<sup>125</sup>

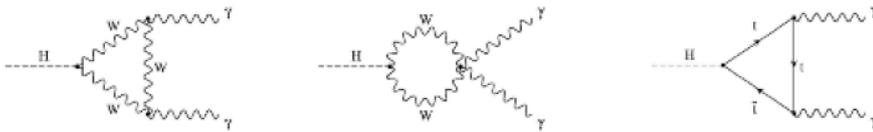


Figure 6.13: Contributi al decadimento  $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

