Fisica Nucleare e Subnucleare III

La ricerca del bosone di Higgs

la massa dell'Higgs

Ricordiamo che dalla lagrangiana del modello standard si vede che la massa dell'Higgs è data da $M_H^2 = \lambda v^2$

Ricordiamo inoltre che l'introduzione stessa dell'Higgs, per cancellare le divergenze previste per lo scattering WW, in modo che

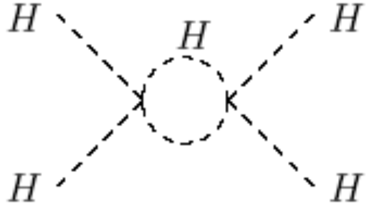
$$f_0[W_L W_L \to W_L W_L] \to \frac{G_F M_H^2}{4\sqrt{2}\pi}$$

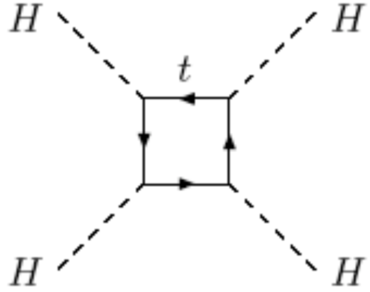
richiede che questa sez. d'urto non violi essa stessa il limite unitario, da cui segue che $M_H^2 \leq 2\sqrt{2}\pi / G_F \sim (850\,\mathrm{GeV})^2$

Ulteriori limiti possono essere derivati richiedendo che il modello standard sia valido fino ad una certa scala Λ (almeno 1 TeV, visto che il modello è valido alle scale esplorate finora!) senza che si rendano necessarie nuove interazioni tra le particelle fondamentali.

Limiti teorici sulla massa

Questi argomenti sono stati introdotti da Cabibbo, Maiani, Parisi e Petronzio nel ‘79. Se si considerano i grafici di auto-accoppiamento dell’Higgs:





si vede che questi, oltre il *tree level*, dipendono sia dalla costante di accoppiamento quartica λ, sia dall’accoppiamento col quark più pesante, g_t. Si può vedere, indicando con $t = \log \mu^2/v^2$

che

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{8\pi^2}\left[\lambda^2 + \lambda g_t^2 - g_t^4\right] \quad : \quad \lambda(v^2) = M_H^2/v^2$$

$$\frac{dg_t}{dt} = \frac{1}{32\pi^2}\left[\frac{9}{2}g_t^3 - 8 g_t g_s^2\right] \quad : \quad g_t(v^2) = \sqrt{2}\; m_f/v$$

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}m^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$$

$$v = \frac{m}{\sqrt{\lambda}}$$

limite inferiore

Si può notare intanto che il segno della variazione può diventare negativo se g_t è grande rispetto a λ, ossia se la massa del top è grande rispetto alla massa dell'Higgs. In questo caso, al crescere di t, λ finirebbe per diventare negativo. Poiché λ fissa il minimo del valore di aspettazione del vuoto fisico, questo implicherebbe che ad alti t lo stato di vuoto non rappresenterebbe più un minimo stabile. La manifesta stabilità del nostro universo richiede quindi che la massa dell'Higgs sia maggiore di un certo limite, legato, secondo una relazione ben stabilita, alla massa del top.

limite superiore

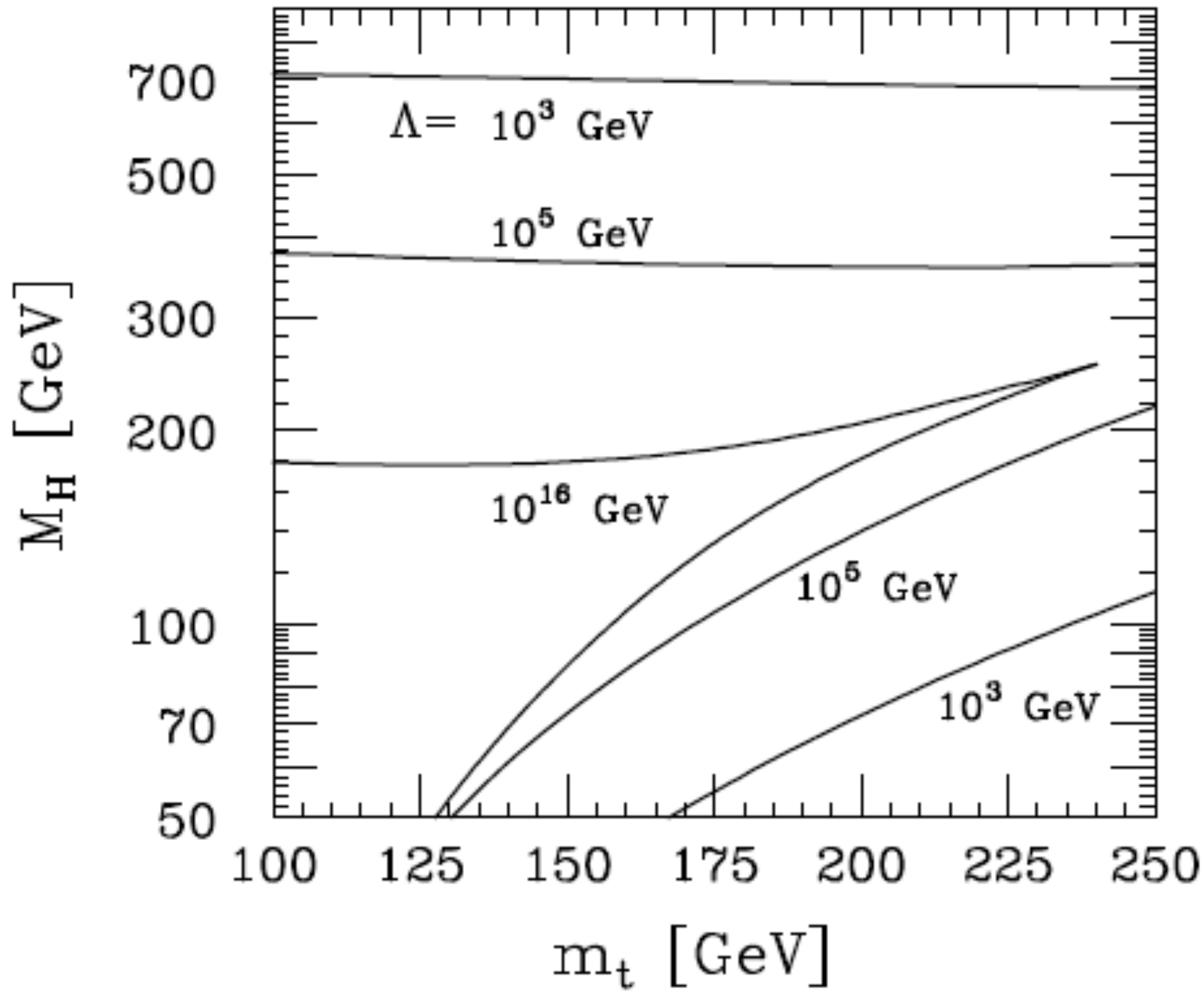
Supponendo che il limite inferiore sia rispettato, nell'equazione per la variazione di λ dominerà asintoticamente λ^2, e la soluzione, in analogia alle altre running constants, avrà la forma (se limitata ad un loop)

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2} \log \frac{\mu^2}{v^2}}$$

Si vede che questa soluzione diverge quando il denominatore tende a 0 (polo di Landau): Se richiediamo che questo non accada prima di una certa scala Λ, alla quale possiamo pensare che nuove interazioni correggano le divergenze, dovremo avere che (riinserendo M_H nella formula)

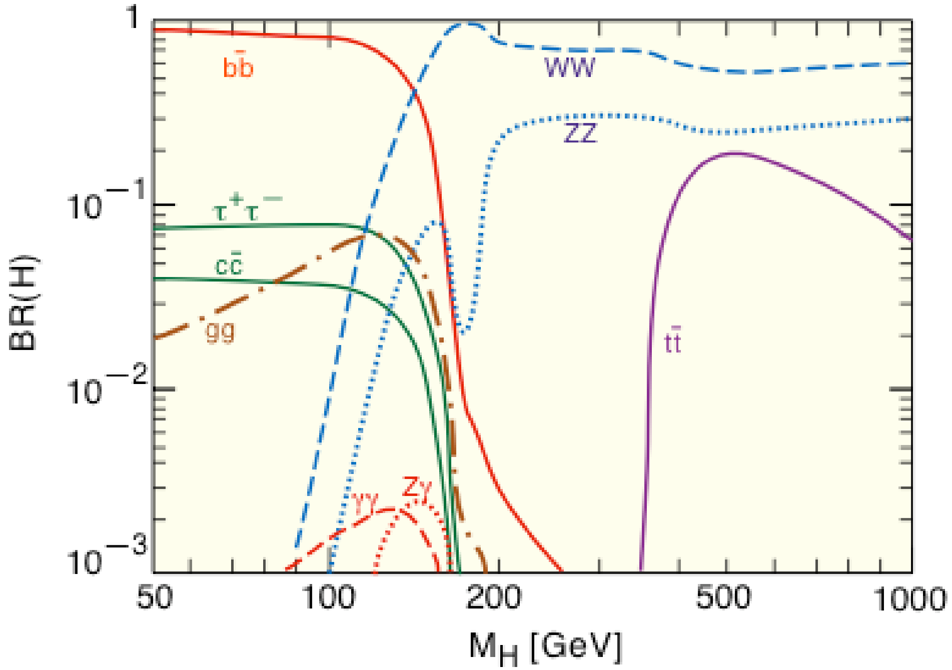
$$M_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \frac{\Lambda^2}{v^2}}$$

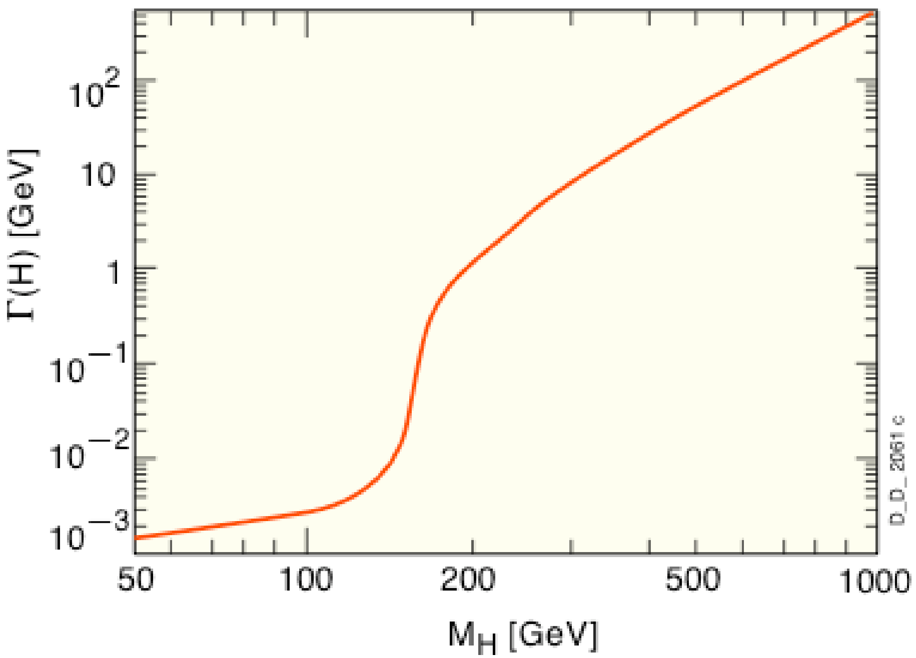
limiti in funzione di Λ



decadimenti e larghezza

I decadimenti nei fermioni e nei bosoni di gauge sono fissati dagli accoppiamenti alla Yukava presenti direttamente nella Lagrangiana, considerando eventualmente la presenza di bosoni di gauge virtuali, se la massa non è superiore alla soglia di produzione.





produzione in e^+e^-

I meccanismi di produzione principali sono:

$$
\begin{array}{rl}
\textit{Higgs-strahlung} & e^+e^- \to Z^* \to ZH \\
\textit{WW fusion} & e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e(WW) \to \bar{\nu}_e\nu_e H
\end{array}
$$

Higgs-strahlung

La sez. d'urto per l'Higgs-strahlung può essere scritta come:

$$\sigma(e^+e^- \to ZH) = \frac{G_F^2 M_Z^4}{96\pi s}\left[v_e^2 + a_e^2\right]\lambda^{1/2}\frac{\lambda + 12M_Z^2/s}{\left[1 - M_Z^2/s\right]^2}$$

$$\lambda = [1 - (M_H + M_Z)^2/s][1 - (M_H - M_Z)^2/s]$$

e va sostanzialmente (essendo $GM^2 \sim g^2$) come $\sigma \sim g_W^4/s$
E' la produzione ottimale nella regione di LEP-LEP II, con

$$\sqrt{s} \gtrsim \mathcal{O}(M_H)$$

Da un punto di vista sperimentale, ha il grosso vantaggio che la massa può essere ricostruita direttamente dallo Z:

$$\left(\sqrt{s},0\right) \equiv (E_H,\vec{p}_H) + (E_Z,\vec{p}_Z)$$

$$E_H = \sqrt{s} - E_Z$$

$$\vec{p}_H = -\vec{p}_Z$$

$$M_H^2 = E_H^2 - p_H^2 = s + E_Z^2 - 2\sqrt{s}E_Z - p_Z^2 = s - 2\sqrt{s}E_Z + M_Z^2$$

fusione *WW*

La sez. d'urto può essere scritta come:

$$\sigma(e^+e^- \to \bar{\nu}_e \nu_e H) \;=\; \frac{G_F^3 M_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3} \int_{\kappa_H}^1 dx \int_x^1 dy \frac{1}{[1+(y-x)/\kappa_W]^2} f(x,y)$$

con
$$f(x,y) \;=\; \left(\frac{2x}{y^3} - \frac{1+3x}{y^2} + \frac{2+x}{y} - 1\right)\left[\frac{z}{1+z} - \log(1+z)\right] + \frac{x}{y^3}\frac{z^2(1-y)}{1+z}$$

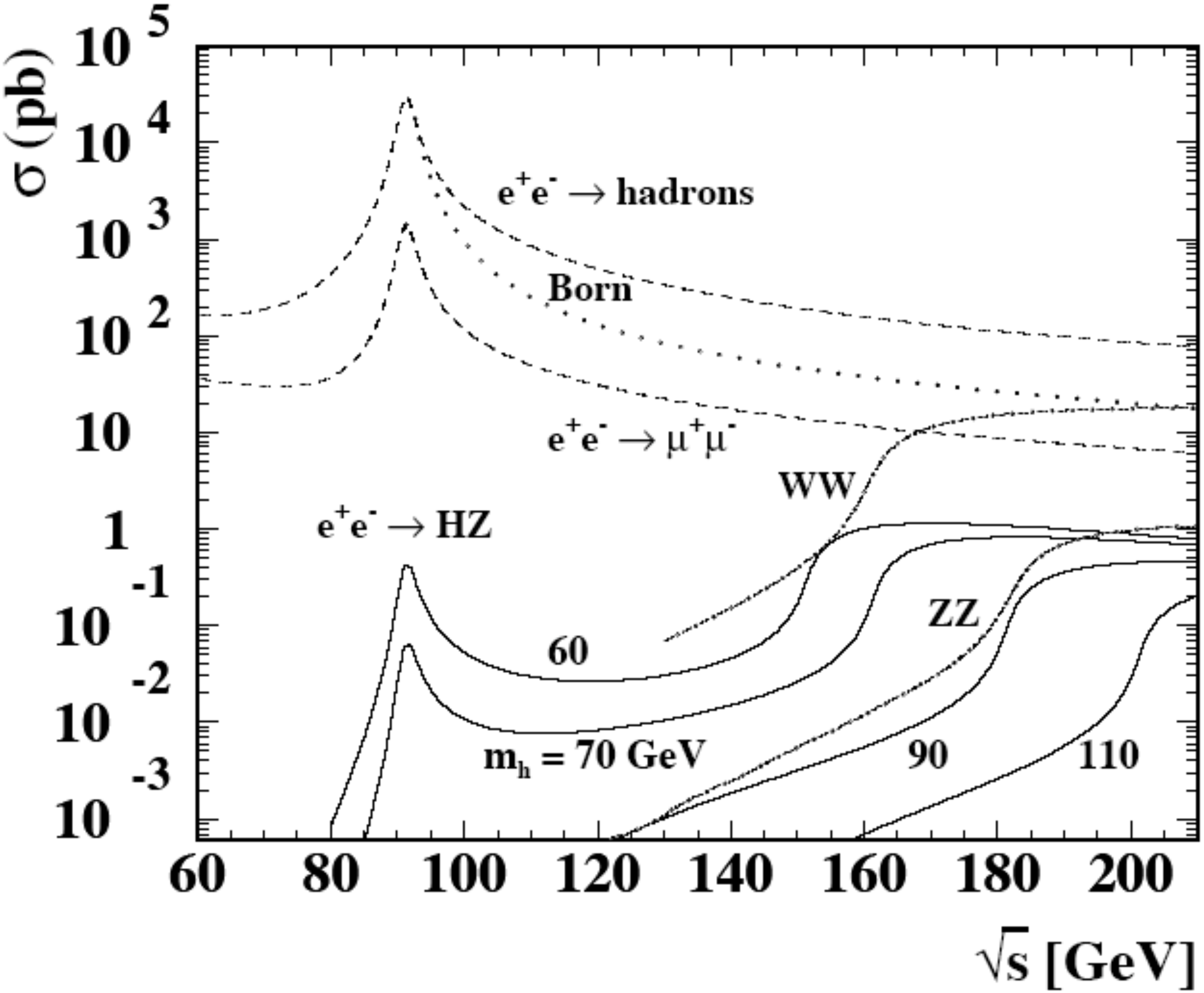
$$\kappa_{H,W} = M_{H,W}^2/s \qquad z = y(x-\kappa_H)/(\kappa_W x)$$

che diventa asintoticamente:

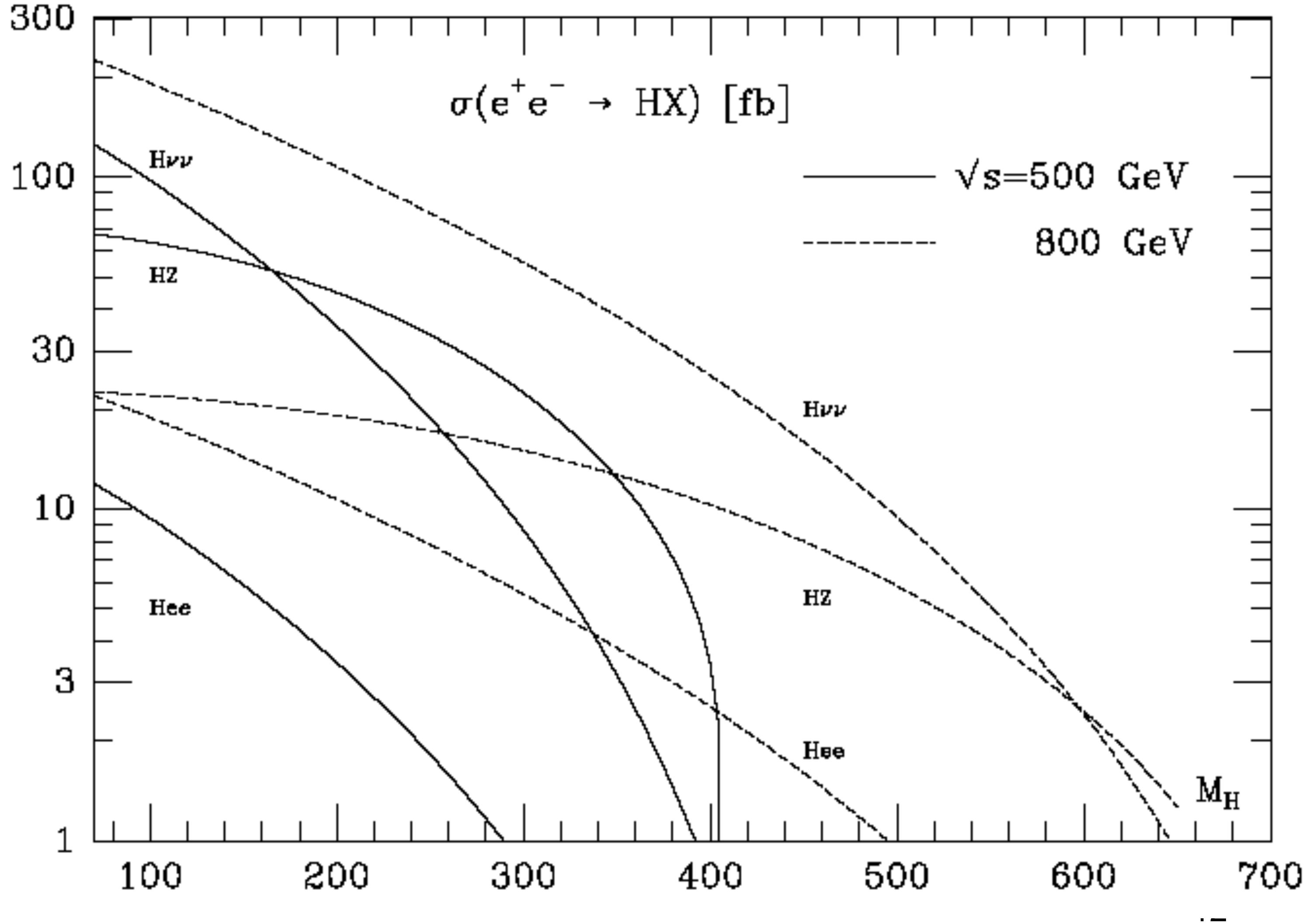
$$\sigma(e^+e^- \to \bar{\nu}_e \nu_e H) \to \frac{G_F^3 M_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3}\left[\log\frac{s}{M_H^2} - 2\right]$$

In questo caso $\sigma \sim g_W^6/M_W^2$

sez. d'urto di produzione a LEP e LEP II



produzione ai futuri collider e^+e^-



Ricerche dirette a LEP

A LEP1, 180 pb^{-1}, 17 milioni di Z
A LEP II, 220 pb^{-1} (di cui 160 a 209 GeV) 40000 WW.

(Con M_H~M_W il fondo e il segnale hanno cinematiche simili)

Topologie per la ricerca:

1. $H \to bb$, $Z \to qq$ 60% b-tagging, massa Z
2. $H \to bb$, $Z \to \nu\nu$ 17% b-t missing p_t, missing mass = M_Z
3. $H \to bb$, $Z \to$ lpt-lpt 6% b-t massa Z precisa, poco fondo
4. $HZ \to qq\tau\tau$ 10%

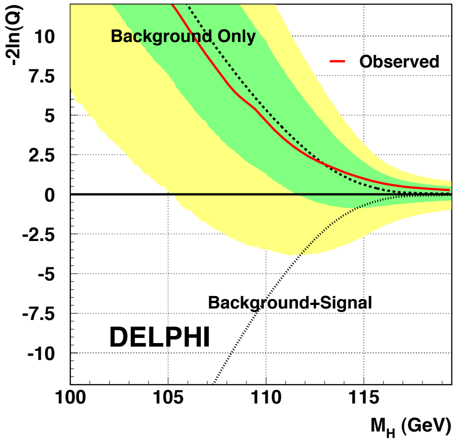
A LEP1 solo 2 e 3: Z virtuale, troppo fondo per gli altri due. Limite inferiore di 65 GeV sulla massa
A LEP II tutti e 4

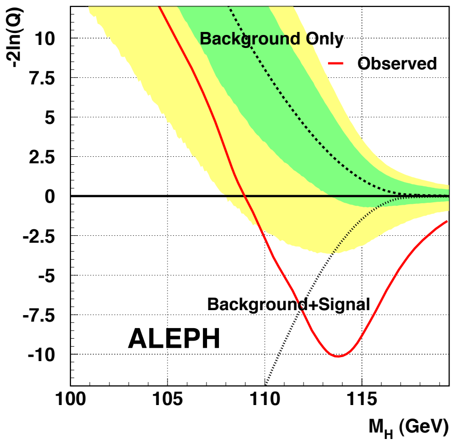
ricerca a LEP II

Nel 2000, ($\sqrt{s}$=205 GeV) alcuni eventi di 4 jet+b-tagging, non uniformi sui 4 esperimenti.

$$Q = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b}$$

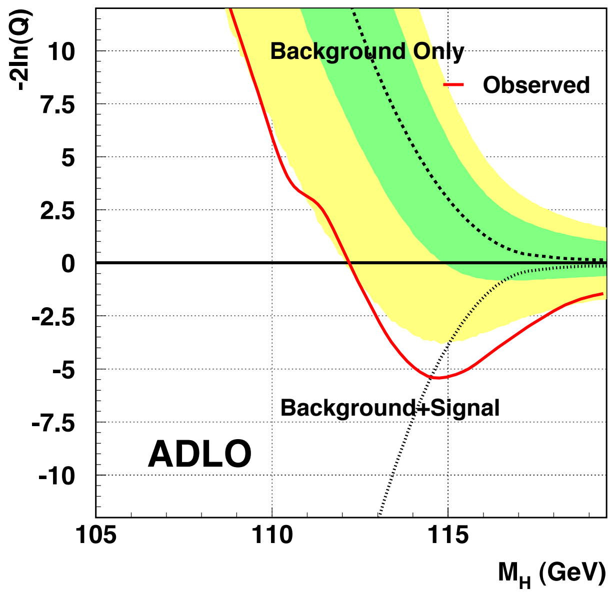
$$= \prod_i \frac{(s_i + b_i)^{n_i} e^{-(s_i+b_i)}/n_i}{b_i^{n_i} e^{-b_i}/n_i}$$



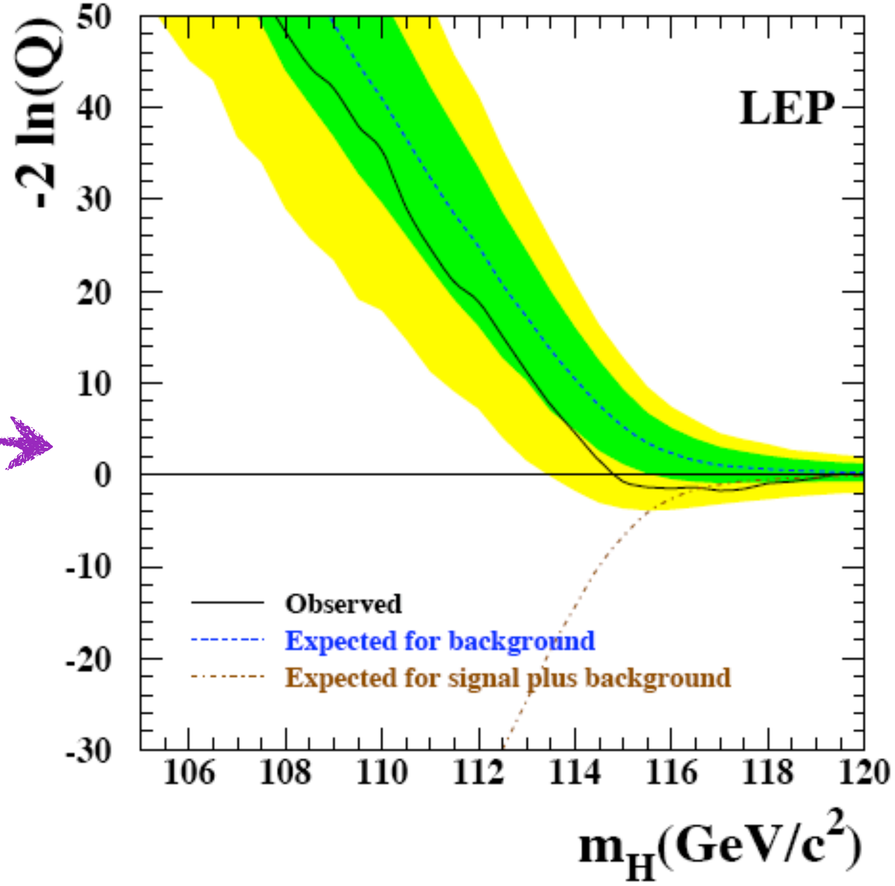


Analisi combinata dei quattro esperimenti.

settembre 2000



statistica e analisi finale

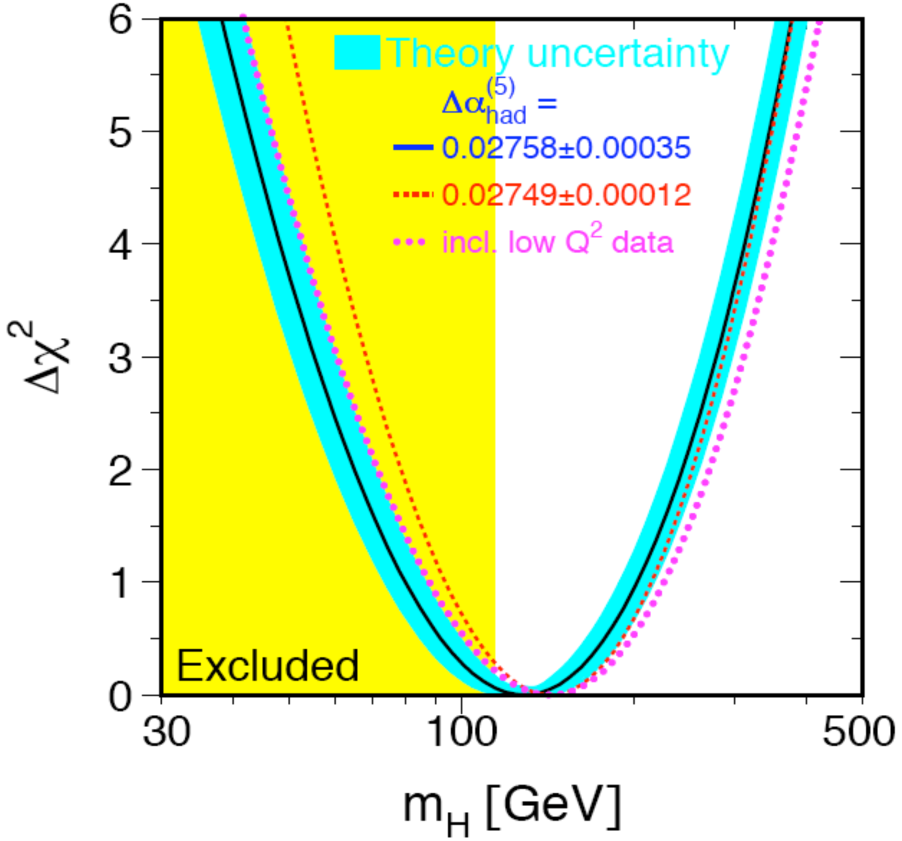


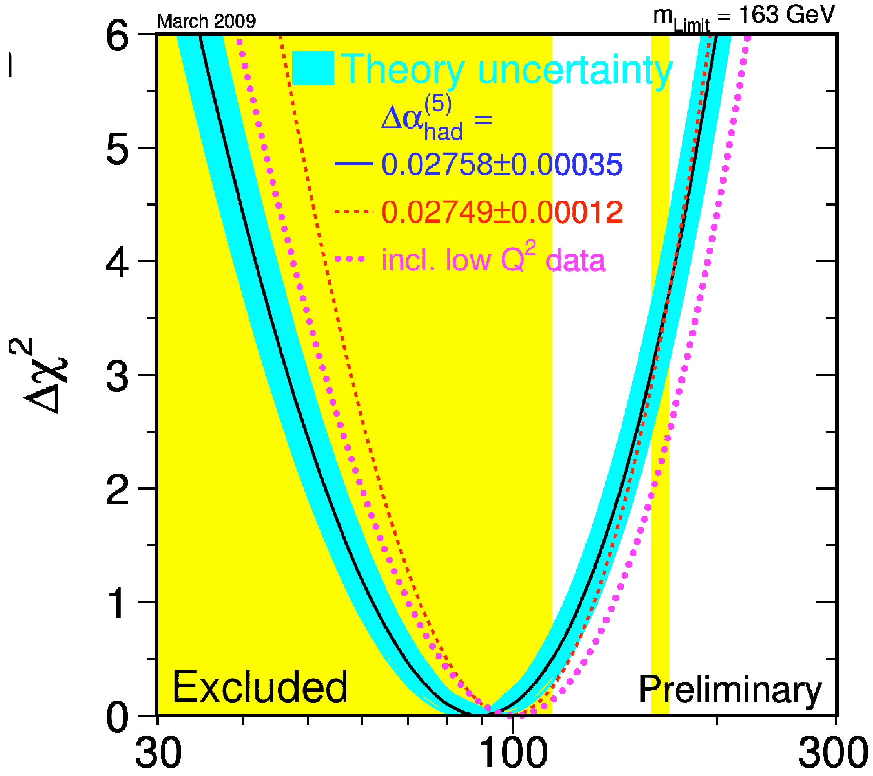
Conclusione: limite 114.4 GeV al 95% c.l.

limiti indiretti sulla massa

Risultato pubblicato del fit globale elettrodebole di LEP: M_H < 182 GeV 95% CL

inclusa M_t
$M_H = 90^{+36}_{-27}$ GeV
M_H < 163 GeV 95% c.l.





conclusioni allo stato attuale delle ricerche

Se la massa dell'Higgs è compresa tra 130 e 190 GeV, non è necessaria nuova fisica prima della scala della GUT, 10^{16} GeV per mantenere rinormalizzabile la teoria

Il limite attuale di 199 GeV al 95% c.l. è consistente con questo assunto.

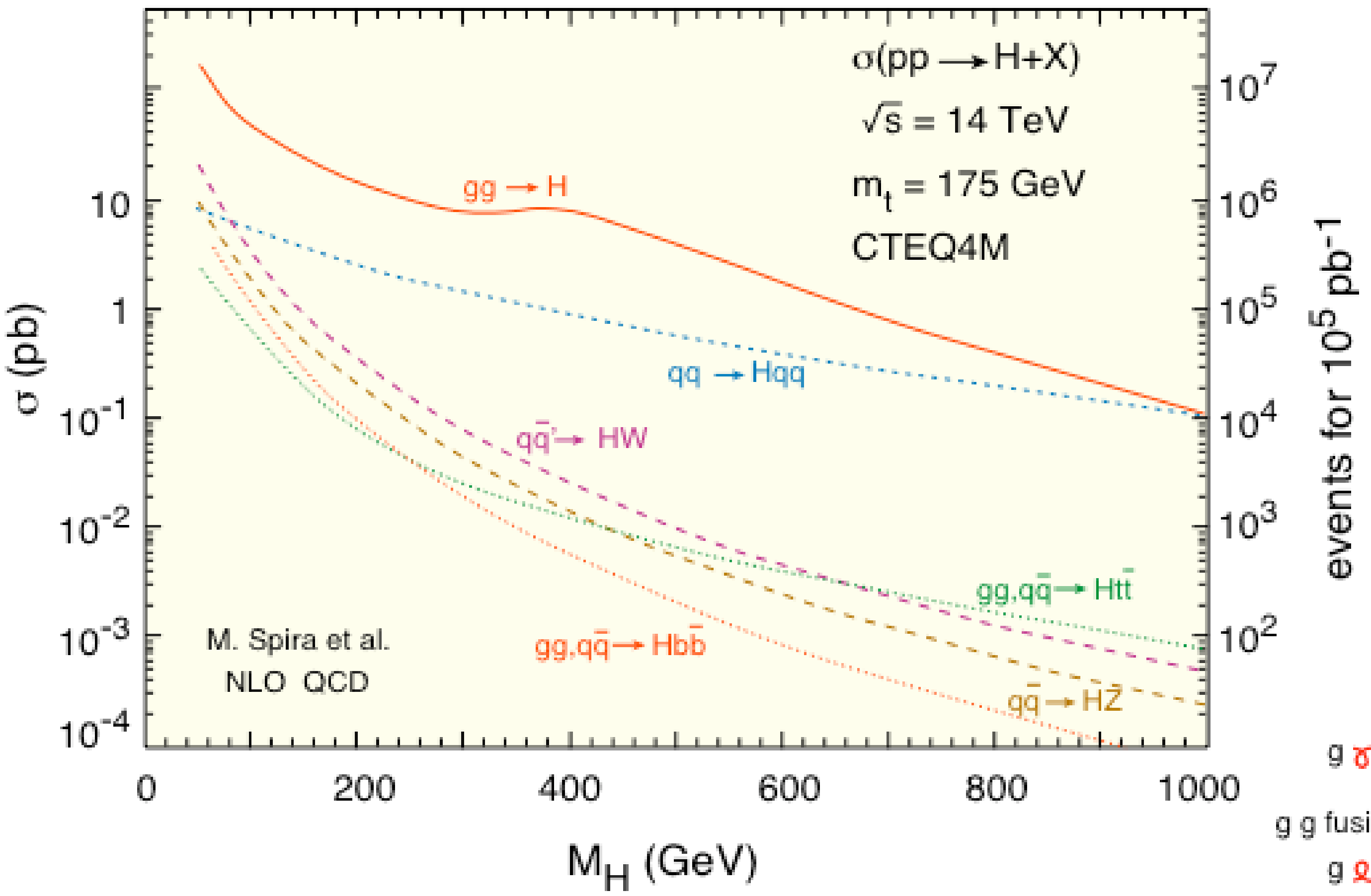
produzione ai collider adronici

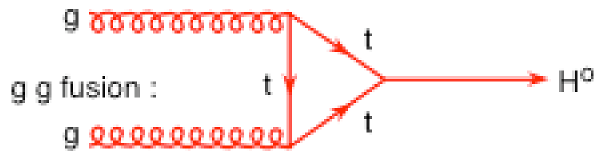
I meccanismi di produzione principali sono:

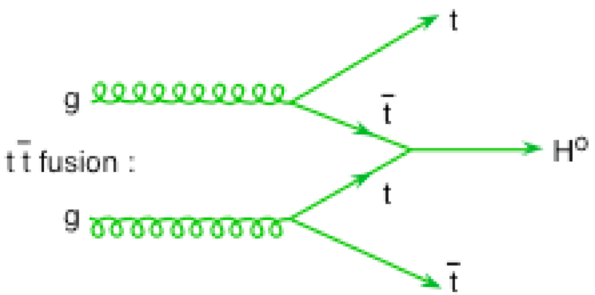
gluon fusion	$gg \to H$
WW, ZZ *fusion*	$W^+W^-, ZZ \to H$
Higgs-strahlung off W, Z	$q\bar{q} \to W, Z \to W, Z + H$
Higgs bremsstrahlung off top	$q\bar{q}, gg \to t\bar{t} + H$

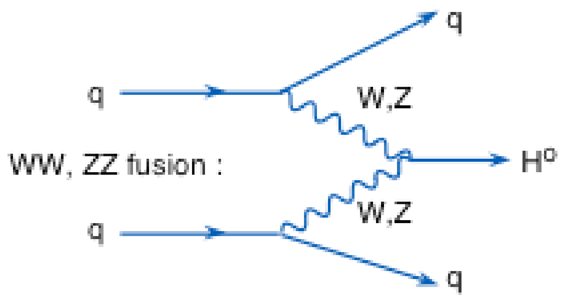
Ai collider adronici il problema non è la sez. d'urto, ma la reiezione del fondo.
Benché la fusione gluone-gluone sia dominante a tutte le energie, le produzioni associate garantiscono possibilità di identificazione degli eventi (decadimenti leptonici di W, Z e top, ecc.) in alternativa alla ricerca di picchi nelle masse invarianti di 4 leptoni o $\gamma\gamma$

confronto delle sez. d'urto di produzione



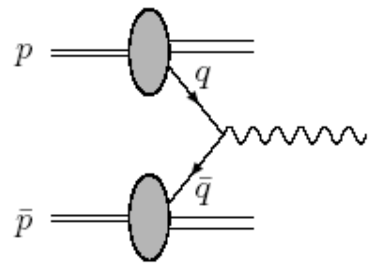






processi alla DY

Le produzioni di stati ad alta massa invariante ai collider adronici avvengono con processi alla Drell-Yan e sono regolati dalla variabile di scala $\tau = \dfrac{M^2}{s}$



Chiamando x_1 e x_2 le frazioni di impulso dei due partoni (gluoni o quark), avremo per l'energia effettiva del centro di massa dell'interazione tra i due partoni:

$$\hat{s} = \left(x_1 p_1 + x_2 p_2\right)^2 \approx x_1 x_2 s = \tau s = M^2$$

per cui se il primo partone ha una frazione x_1, il secondo dovrà avere una frazione $x_2=\tau/x_1$.

Le distribuzioni partoniche andranno calcolate alla scala $Q^2=M^2$

Luminosità equivalente per DY

Ora la probabilità di avere un quark con momento x_1 e un secondo con momento x_2 sarà

$$q(x_1,Q^2)dx_1 q(x_2,Q^2)dx_2 = q(x,Q^2)dx\, q(\tau/x,Q^2)d\tau/x$$

per cui potremo definire una luminosità differenziale equivalente:

$$\frac{d\mathcal{L}}{d\tau} = \int_\tau^1 \frac{dx}{x} q(x, M^2\quad)\, \bar{q}(\tau/x, M^2\quad)$$

notiamo che se le distribuzioni partoniche scalassero (non dipendessero da Q^2), anche la luminosità equivalente non dipenderebbe da M^2, ma solo da $\tau = \frac{M^2}{s}$

sez. d'urto di produzione

gg fusion: $$\hat{\sigma}_{LO}(gg \to H) = \frac{\pi^2}{8}\frac{\Gamma(H \to gg)}{M_H} \times BW(\hat{s} - M_H^2)$$

La sezione d'urto effettiva si ottiene dalla convoluzione con la luminosità differenziale, che per H stretto diventa semplicemente:

$$\sigma_{LO}(pp \to H) = \frac{\pi^2}{8s}\frac{\Gamma(H \to gg)}{M_H}\frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau}$$

WW fusion: $$\sigma(qq' \to VV \to H) = \int_{M_H^2/s}^{1} d\tau \sum_{qq'} \frac{d\mathcal{L}^{qq'}}{d\tau} \hat{\sigma}(qq' \to qq'H; \hat{s} = \tau s)$$

L'Higgs-strahlung da bosoni vettori è come per e+e, a parte la convoluzione delle densità partoniche

L'Higgs-strahlung da top ha una forma complicata, ma il risultato è quello in figura.