

# *Meccanismi di produzione del bosone di Higgs ai collider e corrispondenti segnature*

*23 Giugno 2008*

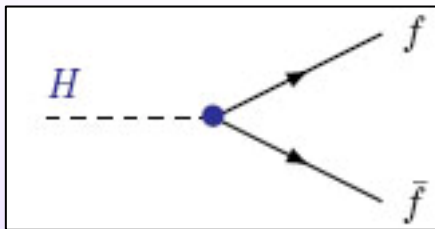
*Francesca Aceti*

*Docente responsabile: Dott. Barbara Mele*

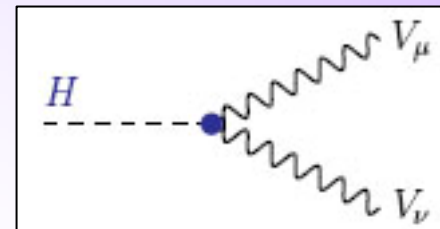
*Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II*

# Proprietà generali del bosone di Higgs

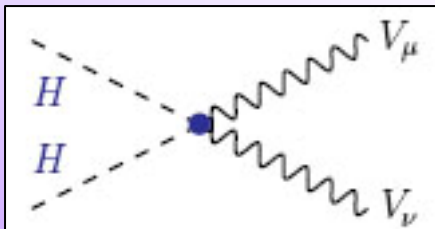
l'intensità degli accoppiamenti dell'Higgs alle altre particelle non è universale ed è direttamente proporzionale alle loro masse



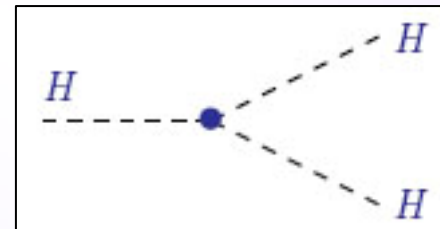
$$= -i \frac{m_f}{v}$$



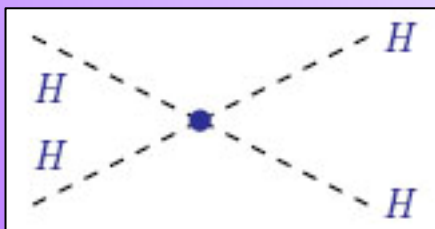
$$= -2i \frac{M_V^2}{v} g^{\mu\nu}$$



$$= -2i \frac{M_V^2}{v} g^{\mu\nu}$$



$$= -3i \frac{M_H^2}{v}$$



$$= -3i \frac{M_H^2}{v}$$

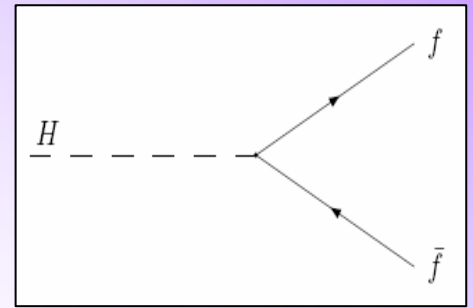
$v = \langle 0 | \Phi(x) | 0 \rangle \approx 246 \text{ GeV}$   
VEV del campo di Higgs

# Proprietà generali del bosone di Higgs

## POSSIBILI DECADIMENTI AL TREE LEVEL

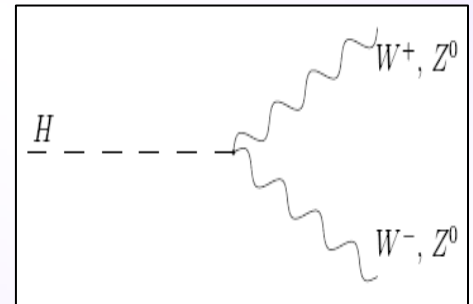
► in coppie di leptoni o quarks

$$\Gamma_{f\bar{f}} = \frac{N_c G_F m_f^2 M_H}{4\sqrt{2}\pi} \beta^3 \quad \text{dove} \quad \begin{cases} \tau_f = \frac{4m_f^2}{M_H^2} \\ \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}} \end{cases}$$



► in coppie di bosoni di gauge V=W,Z

$$\Gamma_{VV} = \frac{G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_{V,Z} \beta (1 - x_V + \frac{3}{4} x_V^2) \quad \text{dove} \quad \begin{cases} \delta_{W,Z} = 2, 1 \\ \beta = \sqrt{1 - x_V} \\ x_V = \frac{4M_V^2}{M_H^2} \end{cases}$$



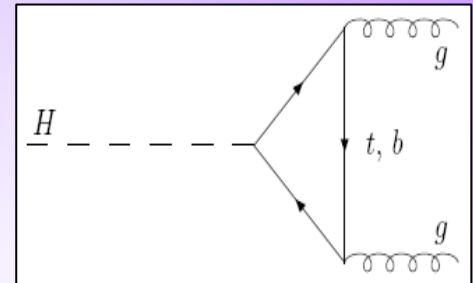
# Proprietà generali del bosone di Higgs

## POSSIBILI DECADIMENTI A UN LOOP

► in coppie di gluoni

$$\Gamma_{gg} = \frac{\alpha_s^2 G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f \tau_f \left[ 1 + (1 - \tau_f) A(\tau_f) \right] \right|^2$$

$$\text{dove } A(\tau) = \begin{cases} \left[ \sin^{-1} \sqrt{1/\tau} \right]^2 & \tau \geq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[ \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \tau}}{1 - \sqrt{1 - \tau}} - i\pi \right]^2 & \tau < 1 \end{cases}$$

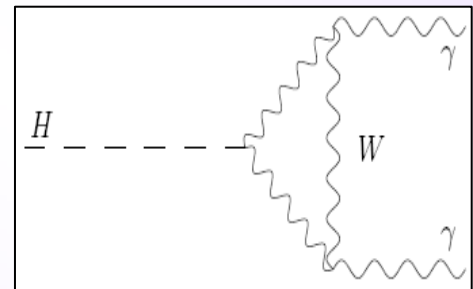


► in coppie di fotoni

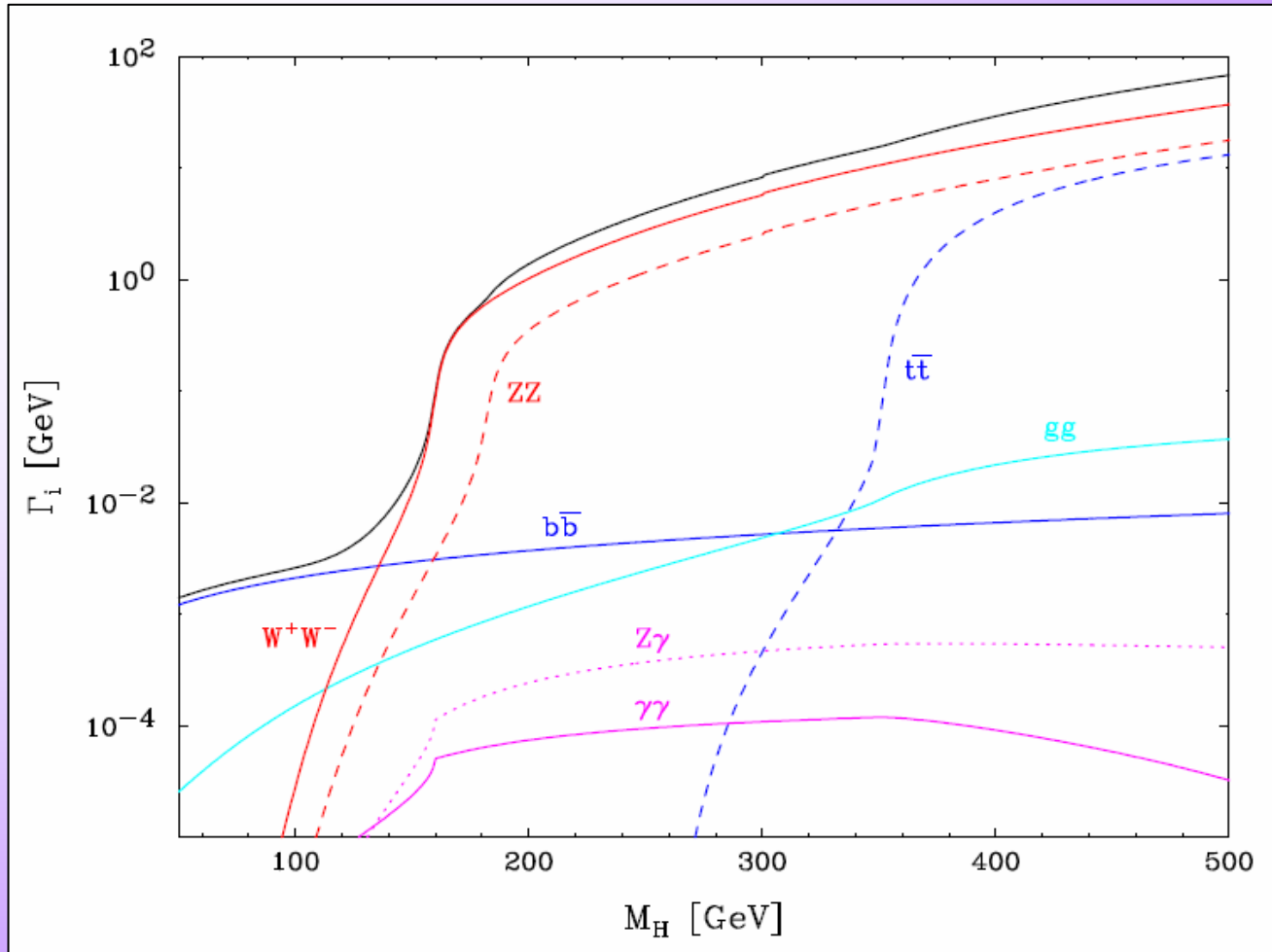
$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 G_F M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_{C,f} Q_f^2 F_f(\tau_f) + F_W(\tau_W) \right|^2$$

$$\text{dove } F_f(\tau) = 2\tau [1 + (1 - \tau)A(\tau)]$$

$$F_W(\tau) = -[2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)A(\tau)]$$



# Proprietà generali del bosone di Higgs



Larghezze parziali di decadimento in funzione della massa  $M_H$

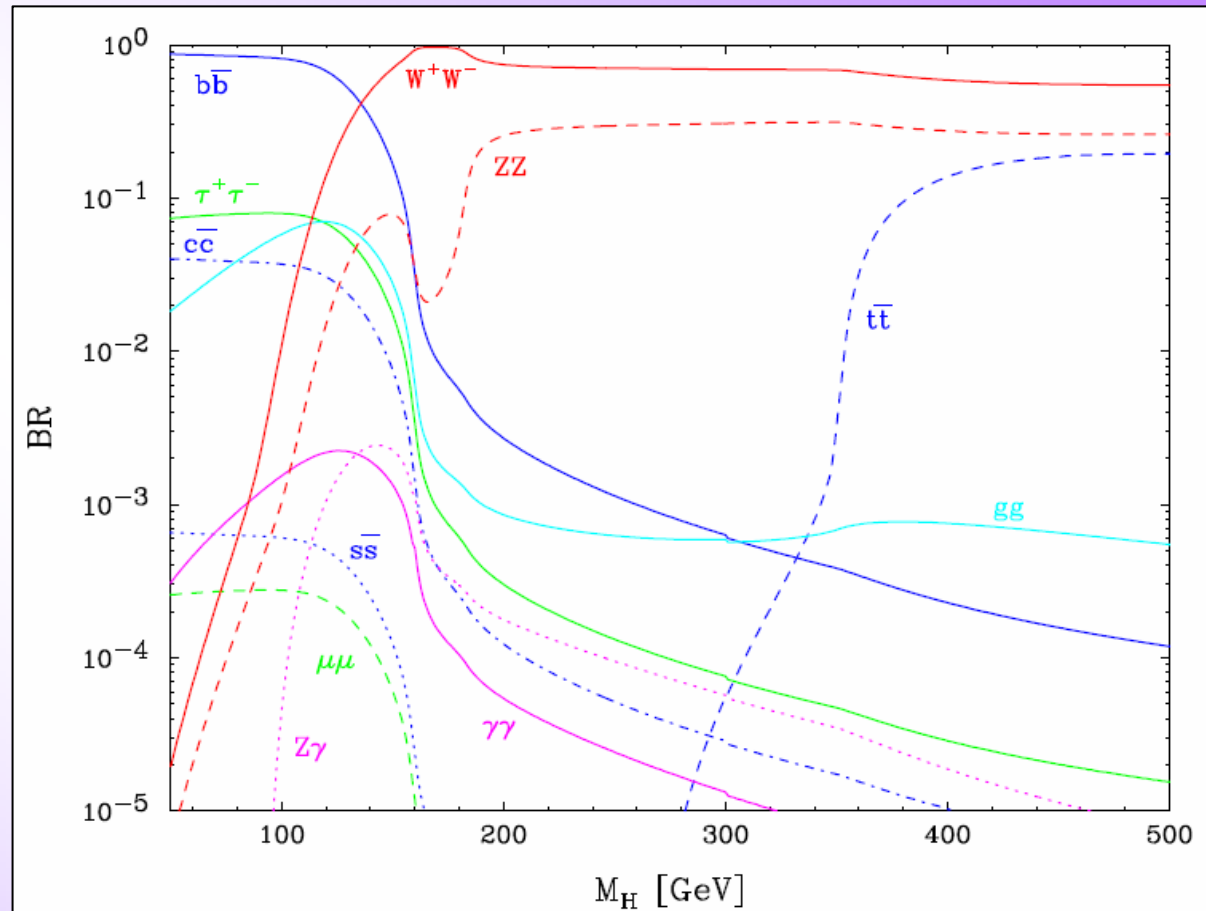
(la curva in nero rappresenta la larghezza totale)

[A. Djouadi, J. Kalinowski e M. Spira, Comput. Phys. Commun. **108**, 56 (1998)]

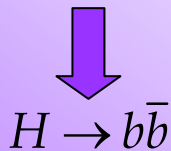
# Branching Ratios in funzione della massa dell'Higgs $M_H$

a seconda della massa dell'Higgs si hanno differenti decadimenti dominanti. In particolare è possibile individuare due regioni di massa distinte

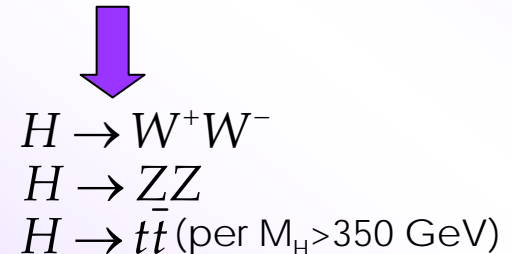
[A. Djouadi, J. Kalinowski e M. Spira, Comput. Phys. Commun. **108**, 56 (1998)]



$$M_H \leq 130 - 140 \text{ GeV}$$



$$M_H \geq 130 - 140 \text{ GeV}$$



# Ricerca dell'Higgs al LEP

energia del centro di massa fino a 208 GeV



la costante d'accoppiamento dell'Higgs all'elettrone è dell'ordine di  $10^{-6}$

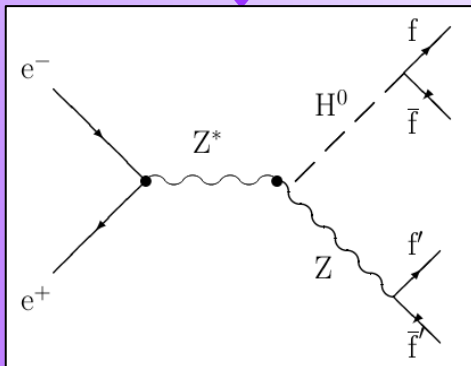


è necessario considerare processi che coinvolgano particelle con una massa grande, così da aumentare la rate di interazione

Prodotto principalmente tramite i processi:

$e^+e^- \rightarrow WW, ZZ \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e, He^+e^- \rightarrow \sigma \propto \log(s/M_H^2)$  poco importante a LEP

$e^+e^- \rightarrow ZH$   $\rightarrow \sigma \propto 1/s$  processo con maggiore sezione d'urto per questi valori di s



$e^+e^-$  si annichilano formando uno Z virtuale che torna on-shell emettendo un H (**Higgsstrahlung**)

# Ricerca dell'Higgs al LEP

nel range di  $M_H$  rilevante per LEP l'Higgs decade principalmente in  $b\bar{b}$  e, in misura minore, in  $\tau^+\tau^-$

## PRINCIPALI SEGNATURE:

- Stato finale a 4 jet  $\longrightarrow H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow q\bar{q}$  BR~60%
- Stato finale con missing energy  $\longrightarrow H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  BR~17%
- Stato finale leptonic  $\longrightarrow H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \ell^+\ell^-$  BR~6%
- Stato finale con leptoni  $\tau$   $\longrightarrow H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \tau^+\tau^- + H \rightarrow \tau^+\tau^-, Z \rightarrow q\bar{q}$  BR~10%

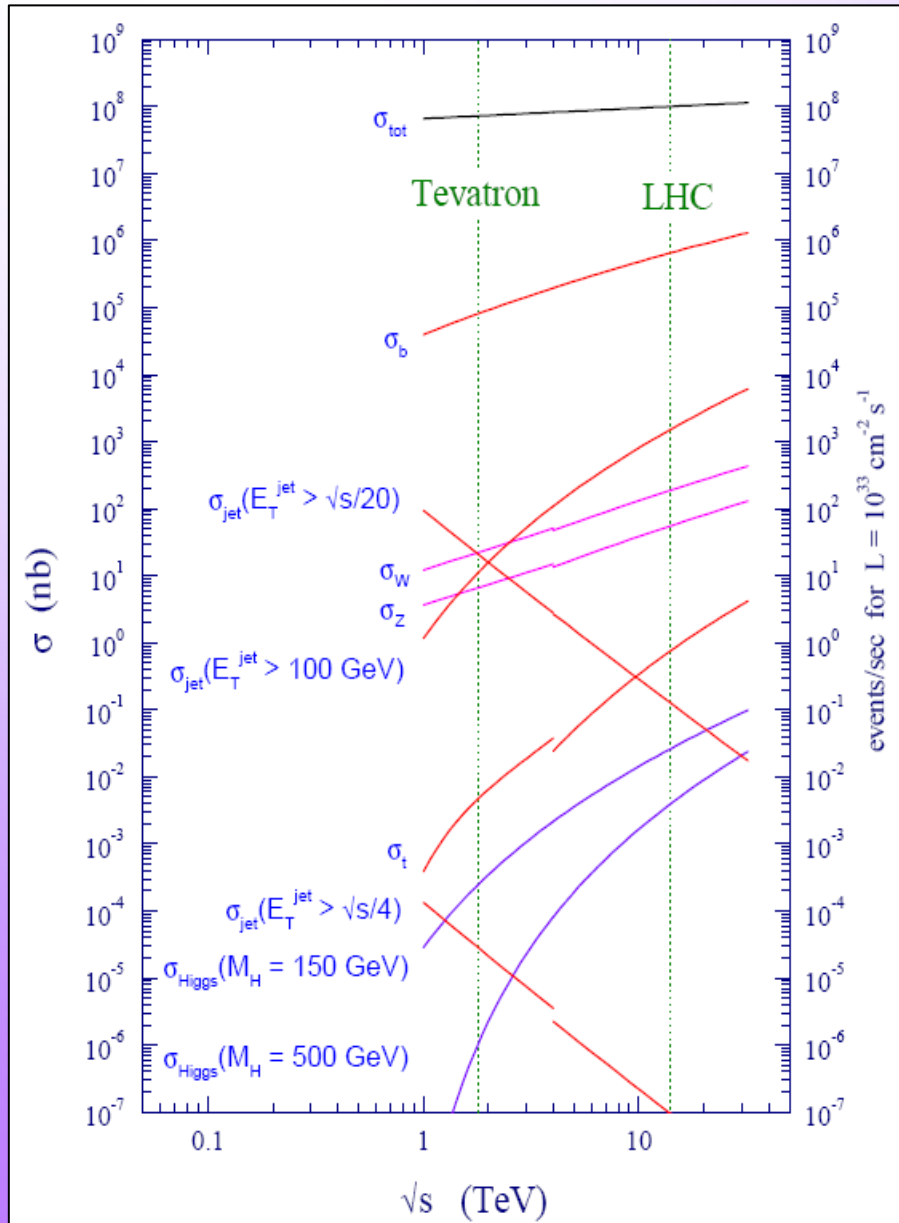
[G. Sguazzoni, arXiv:hep-ph/0411096v1, 2004]

**DAGLI ESPERIMENTI A LEP SI E' RIUSCITI A FISSARE UN LIMITE  
INFERIORE SULLA MASSA DELL'HIGGS**

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



# Ricerca dell'Higgs nel collider adronici



Consentono di esplorare regioni di energia finora inaccessibili ai collider  $e^+e^-$

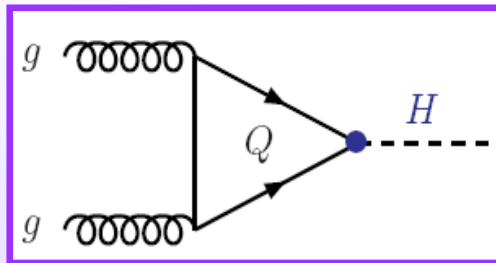
tuttavia:

- ➡ le sezioni d'urto di produzione dell'Higgs sono circa 10 ordini di grandezza più piccole di quella totale
- ➡ è presente un enorme background di QCD

# Ricerca dell'Higgs ai collider adronici

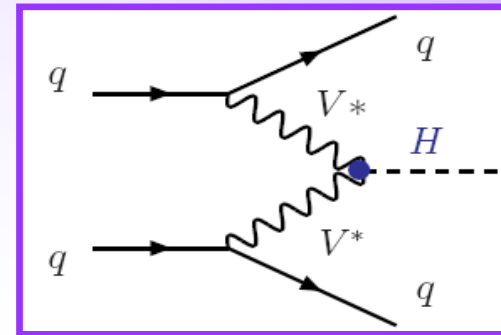
Si hanno quattro principali processi di produzione:

## GLUON GLUON FUSION:



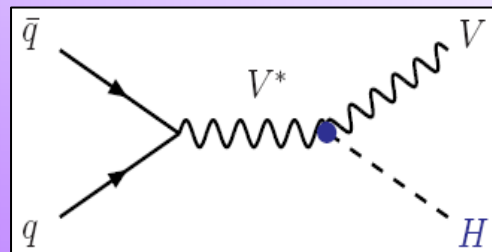
$$gg \rightarrow H$$

## WEAK VECTOR BOSON FUSION:



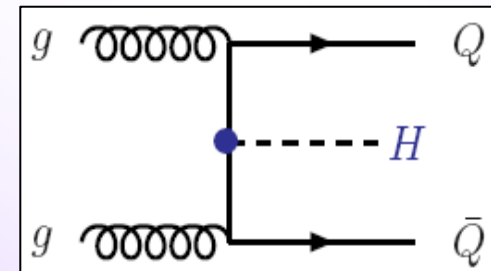
$$qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow qq + H$$

## PRODUZIONE ASSOCIATA CON W E Z:



$$q\bar{q} \rightarrow V + H$$

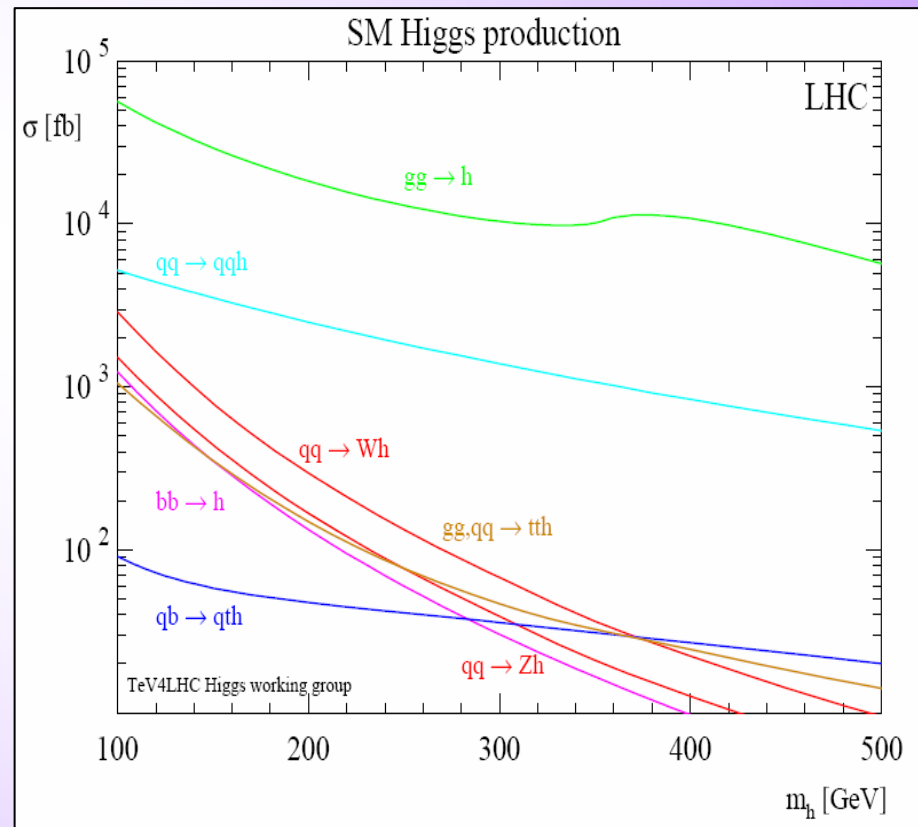
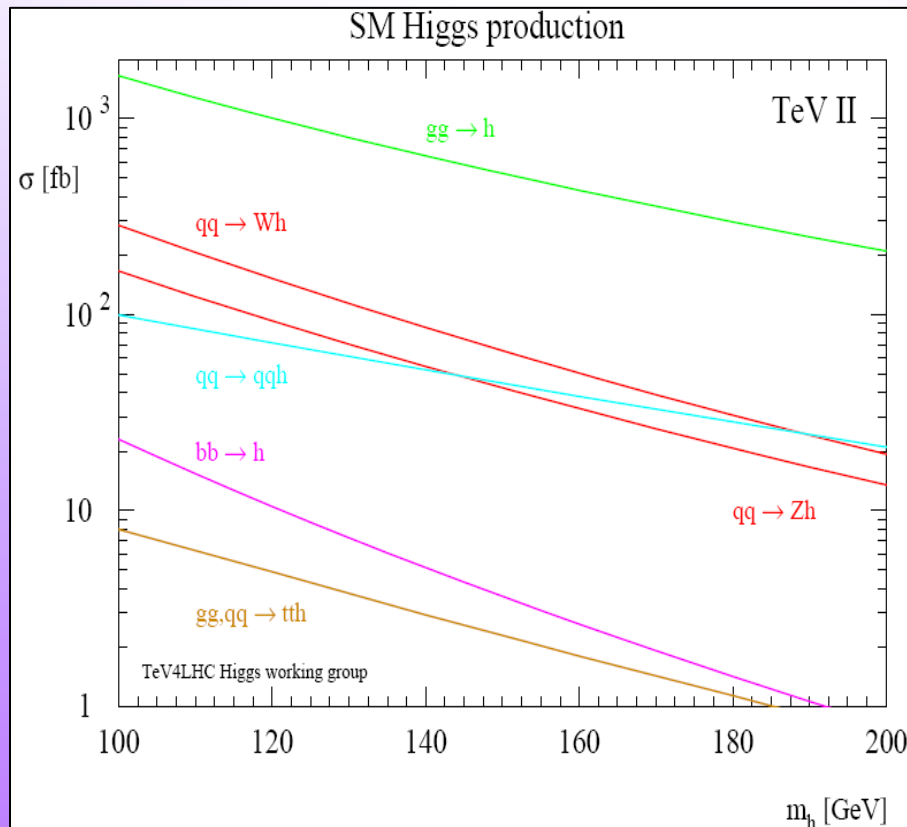
## PRODUZIONE ASSOCIATA CON t, b



$$gg \rightarrow Q\bar{Q} + H$$

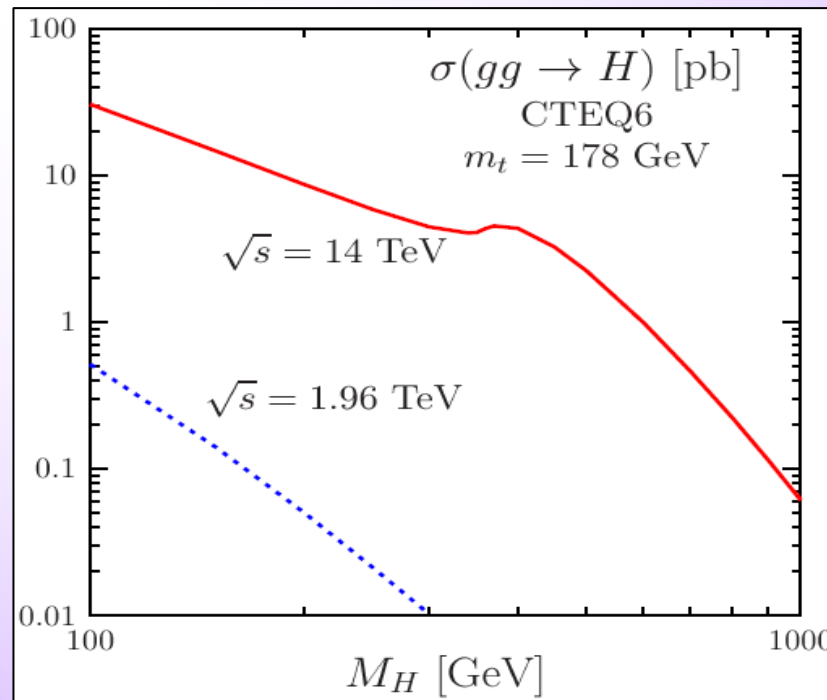
# Ricerca dell'Higgs nei collider adronici

Sezioni d'urto di produzione dell'Higgs in funzione di  $M_H$   
a Tevatron ( $\sqrt{S} = 1.96\text{TeV}$ ) e a LHC ( $\sqrt{S} = 14\text{TeV}$ )



# Gluon-gluon fusion

è il processo di produzione dominante, la cui grande sezione d'urto deve però competere, per  $M_H$  piccole o intermedie, con l'enorme background adronico in quanto l'Higgs decade principalmente in  $b\bar{b}$



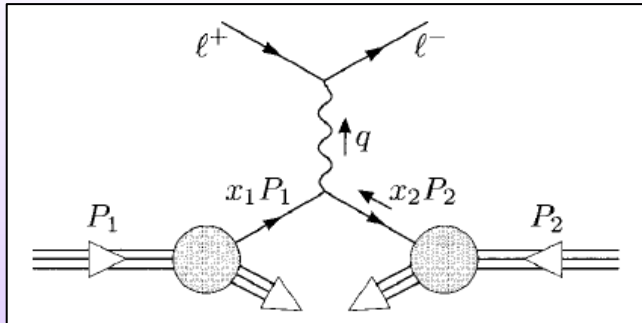
[A. Djuradi, arXiv:hep-ph 0503172v2, 2005]



- gioca un ruolo fondamentale a LHC
- di uso limitato a Tevatron

# Glun-gluon fusion

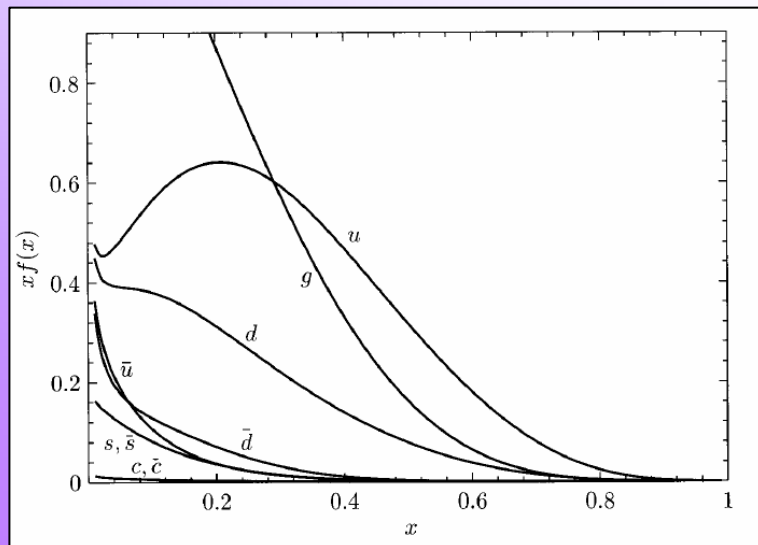
Le funzioni di distribuzioni partoniche (PDF) giocano un ruolo fondamentale nella determinazione della sezione d'urto del processo  $gg \rightarrow H$



Considerando un generico processo di Drell-Yan:

$x_1$  e  $x_2$  sono le frazioni dell'impulso degli adroni iniziali trasportate dai partoni incidenti. La massa invariante del sistema prodotto dalla collisione è data da:

$$Sx_1x_2 = M^2$$



Poichè

$$\sqrt{S_{LHC}} \gg \sqrt{S_{TeV}} \longrightarrow (x_1 x_2)_{LHC} \ll (x_1 x_2)_{TeV}$$

possiamo concludere, osservando l'andamento della funzione di distribuzione gluonica, che a LHC si ha una densità di gluoni più elevata che a Tevatron



**la sezione d'urto nelle collisioni pp relativa alla gluon-gluon fusion è quindi molto più elevata a LHC**

# Glucio-glucio fusio (bassi $M_H$ )

a causa del background di QCD la ricerca dell'Higgs non puo essere condotta nel canale dominante a basse masse  $H \rightarrow b\bar{b}$



si utilizzano decadimenti che portino a signature che coinvolgano fotoni o leptoni



$H \rightarrow \gamma\gamma$  BR  $\sim 10^{-3}$  per  $M_H \sim 110 - 140$  GeV

Background:  $gg \rightarrow \gamma\gamma, q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$  e fotoni provenienti dalla frammentazione di jet

sfruttano i decadimenti leptonici dei bosoni di gauge W e Z:

- BR( $W \rightarrow \ell \nu$ )  $\sim 20\%$
- BR( $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ )  $\sim 6\%$

$H \rightarrow ZZ^*$  a partire da  $M_H \sim 120$  GeV

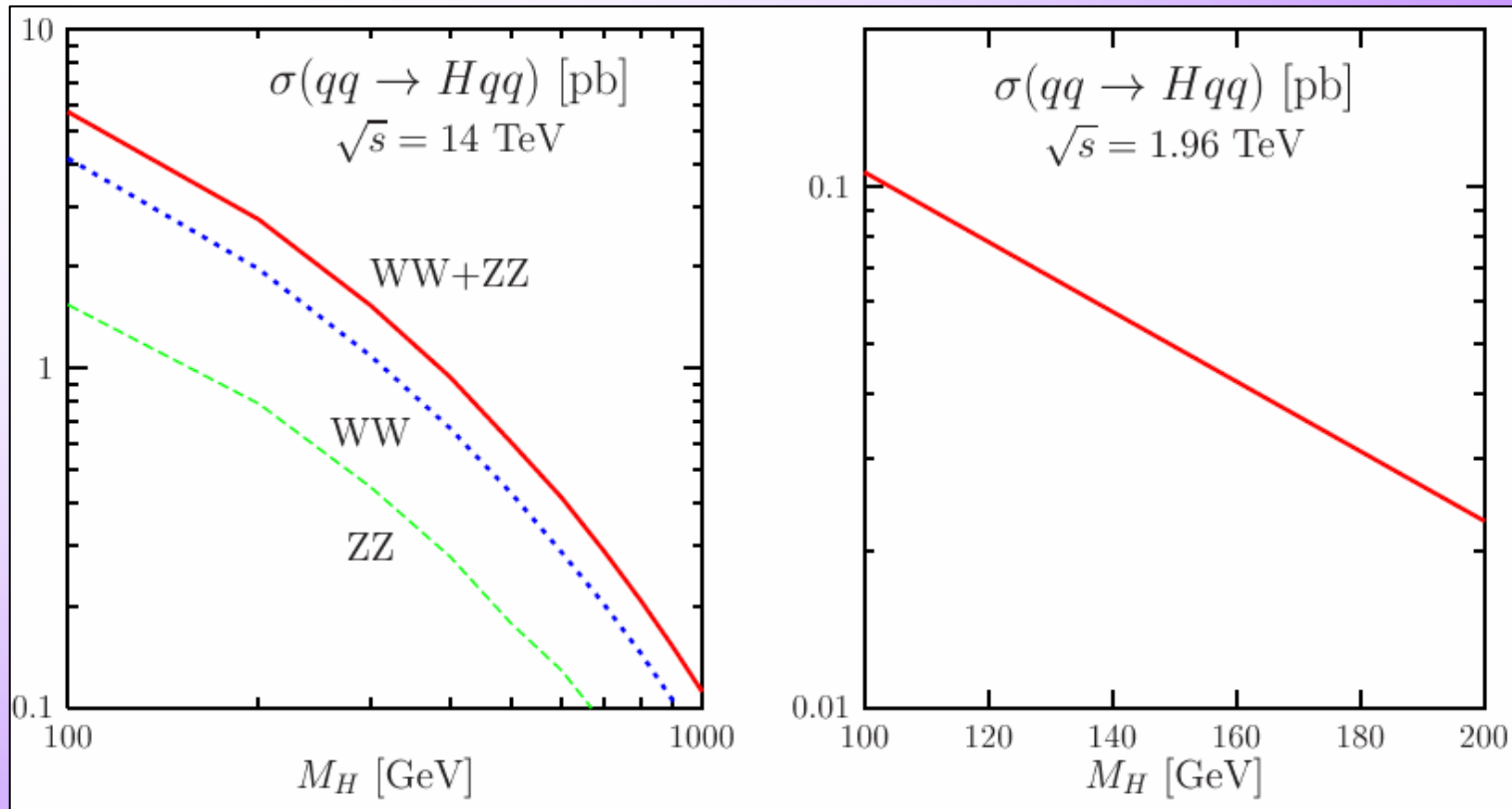
Signature:  $4\ell$

Background:  $ZZ^*, Z\gamma^*$

$H \rightarrow WW^*$  Signature:  $\ell\ell\nu\nu$

Background:  $WW^*, Z\gamma^*$

# Vector boson fusion



[A. Djuradi, arXiv:hep-ph 0503172v2, 2005]

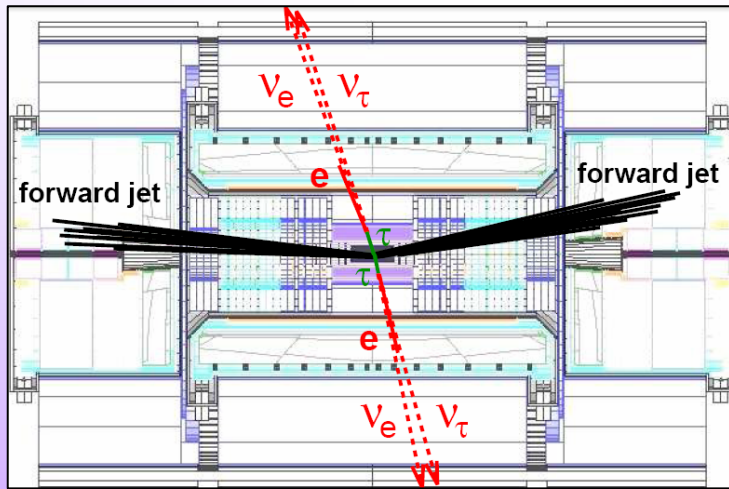
- di importanza considerevole a LHC
- non utilizzabile a Tevatron

principale contributo dovuto alla WW fusion:

$$\sigma(WW \rightarrow H) \approx 3\sigma(ZZ \rightarrow H)$$

# Vector boson fusion

Alcune proprietà del processo fanno in modo che sia facile sopprimere il background qualunque sia il canale di decadimento dell'Higgs



➔ **caratteristiche cinematiche**: i quark vengono diffusi con momento trasverso di ordine  $M_W$  e appaiono nel calorimetro adronico come un jet backward e uno forward. L'Higgs viene invece rivelato nella regione centrale del detector

➔ **radiazione di QCD**: l'assenza di scambio di cariche di colore tra i quark dello stato iniziale e finale fa in modo che ci sia una coerenza di colore tra i gluoni emessi nello stato iniziale e in quello finale. Questo porta alla soppressione della produzione di adroni nella zona centrale in quanto la radiazione di QCD viene emessa a piccoli angoli ➔ in contrasto con la maggior parte dei processi di background



# Vector boson fusion

---

$$H \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

è il canale più promettente per  $M_H \sim 120-140$  GeV

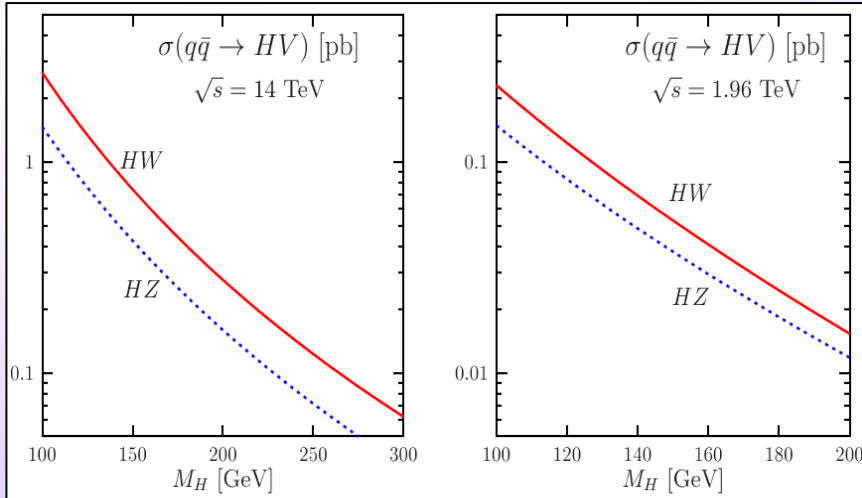
Background:  $Zjj$  con  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$

per masse dell'Higgs più grandi si considerano anche:

→  $H \rightarrow WW^*$  nel canale dileptonico  $l\nu l\nu$   
Background:  $pp \rightarrow t\bar{t} + jets, WWjj$

→  $H \rightarrow ZZ^*$  nei canali dileptonici  $lll'l', ll\nu\nu, lljj$

# $pp \rightarrow HW / HZ$

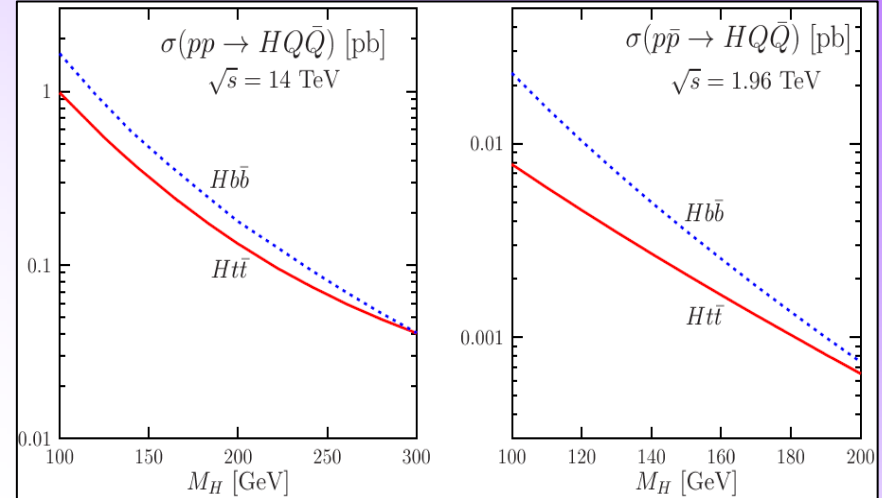


[A. Djuaadi, arXiv:hep-ph 0503172v2, 2005]

$H \rightarrow b\bar{b}$  per  $M_H < 135$  GeV  
Segnature:  $l\nu b\bar{b}, l\ell b\bar{b}, \nu\nu b\bar{b}$

$H \rightarrow WW^*$  per  $M_H > 135$  GeV  
Segnature:  $lll, l^\pm l^\pm jj$

# $pp \rightarrow HQ\bar{Q}$



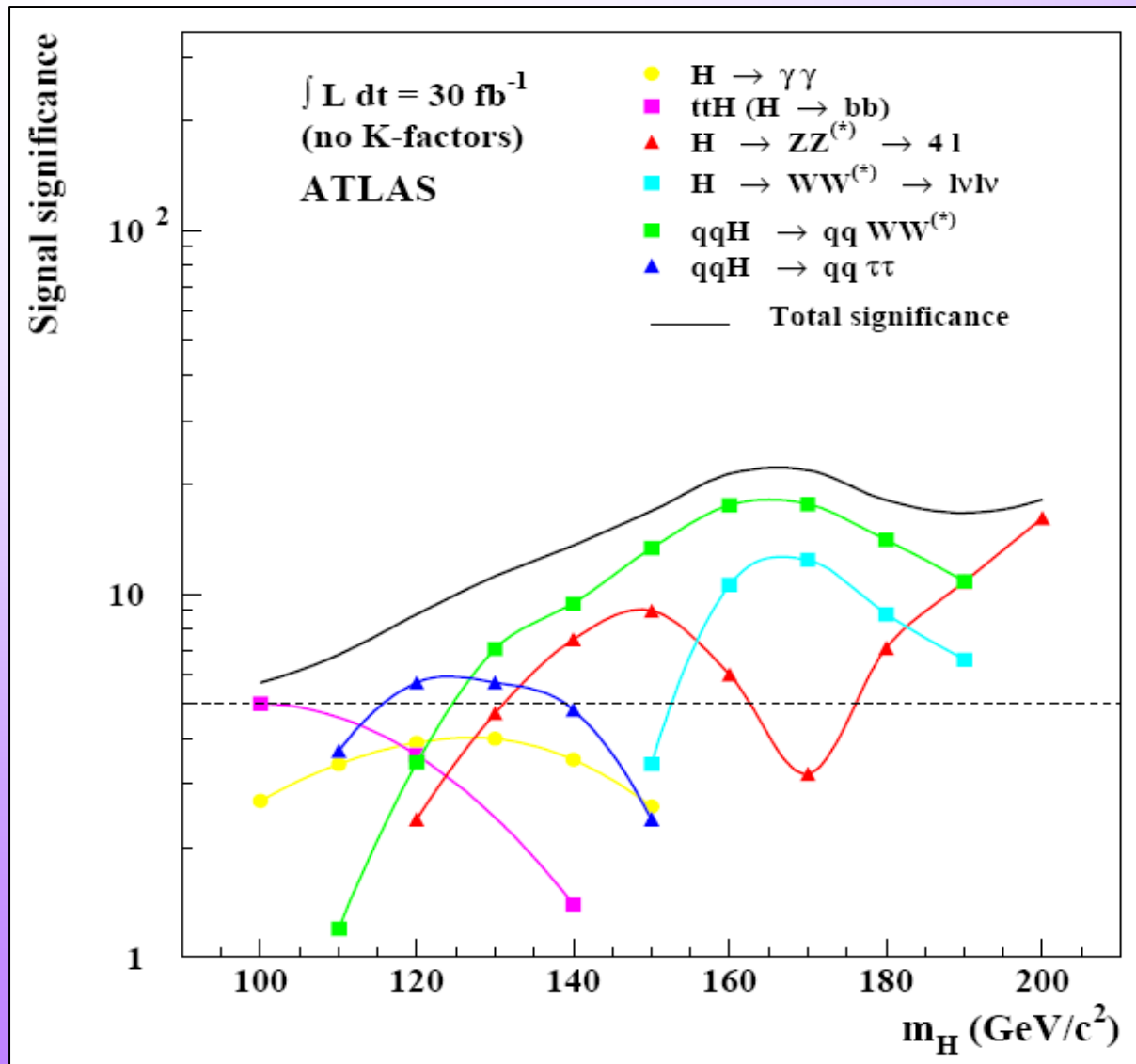
[A. Djuaadi, arXiv:hep-ph 0503172v2, 2005]

$H \rightarrow b\bar{b}$   
 $H \rightarrow \gamma\gamma$  per piccoli valori di  $M_H$

per  $M_H$  grandi le sezioni d'urto diventano troppo piccole per essere utilizzabili

a LHC vengono considerati processi di produzione secondari a causa della piccola sezione d'urto e della difficoltà elevata di distinguere il segnale dal fondo

# Conclusioni



[S.Asai *et al.*, Eur. Phys. J. C **32S2**, 19 (2004)]

$$\text{Signal Significance} = S / \sqrt{B}$$

S= numero aspettato di eventi di segnale fissata la luminosità integrata

B= numero aspettato di eventi di background fissata la luminosità intergrata

la weak boson fusion risulta essere il canale più promettente su un ampio range di masse del bosone di Higgs

# Bibliografia

---

- D. Rainwater, Searching for the Higgs boson, arXiv:hep-ph/0702124v2, 2007
- L. Reina, TASI 2004 Lecture Notes on Higgs Boson Physics, arXiv:hep-ph/0512377v1, 2005
- A. Djuadi, The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome I: The Higgs boson in the Standard Model, arXiv:hep-ph/0503172v2, 2005
- D. Rainwater, Intermediate-Mass Higgs Searches in Weak Boson Fusion, arXiv:hep-ph/9908378v1, 1999
- F. Mandl and G. Shaw, Quantum Field Theory, Wiley & Sons, 1999
- M. E. Peskin, D. V. Schroeder, Quantum Field Theory, Perseus Books, 1995