

3. Fisica a LHC, un brevissimo riassunto.

Nel 1973 Gargamelle scopre le correnti neutre. Nel 1983 Ua1 scopre il bosone W e il bosone Z. Dal 1989 al 2000 LEP misura con altissima precisione le masse dei bosoni di gauge, gli accoppiamenti tra i fermioni e i bosoni e gli accoppiamenti triplici tra i bosoni. L'Higgs non si trova e il limite inferiore sulla sua massa e' di 114.3 GeV. I fit Elettrodeboli suggeriscono che sia leggero.

Dunque a questo punto le strade da seguire sono:

- Cercare l'Higgs e nuova fisica
- Migliorare la precisione sulle variabili elettrodeboli per saperne di piu' indirettamente sull'Higgs se non si trova. Ovvero cercare di raggiungere precisioni sulla massa dell'Higgs intorno al 25%. E comunque se l'Higgs si trova avere un test di consistenza della teoria confrontando misure dirette e indirette.

La precisione che si vuole raggiungere sulle osservabili elettrodeboli e'

$$\Delta m_{top} \leq 2 GeV$$

$$\Delta m_W \leq 15 MeV$$

Attualmente si ha $\Delta m_{top} \leq 4.3 GeV$ e $\Delta m_W \leq 34 MeV$.

Ricordiamo che la relazione tra le costanti fondamentali del Modello Standard e':

$$m_W = \left(\frac{\pi \alpha_{em}}{\sqrt{2} G_F} \right) \frac{1}{\sin \theta_W \sqrt{1 - \Delta r}}, \text{ dove } \Delta r = f(m_{top}^2, \ln M_H), \text{ da cui si deduce che affinche le due}$$

misure delle masse del top e del W abbiano lo stesso nel fit elettrodebole bisogna avere:

$$\Delta m_W = 0.7 \times 10^{-2} \Delta m_{top}.$$

Perche' LHC?

Mentre un collider elettrone-positrone permette di eseguire misure di precisione in quanto sono note con alta precisione l'energia del centro di massa ($\sim 10^{-5}$) e la luminosita' ($\sim 0.01\%$), e si ha un altrissimo segnale su fondo e la "semplicita' dello stato iniziale si trasmette allo stato finale"; una macchina adronica (protone-anti-protone o protone-protone) e' una macchina da "scoperta": l'energia nel centro di massa dell'urto fondamentale tra partoni $\sqrt{s(qq)}$ varia per vari ordini di grandezza, e i processi disponibili sono moltissimi. Si possono raggiungere energie nel centro di massa molto superiori in quanto l'energia persa per radiazione di sincrotrone e' molto inferiore. Per contro e' difficile fare misure di precisione perche' non e' noto con precisione lo stato iniziale, perche' si puo' avere piu' di una interazione fondamentale per urto e perche' si hanno i frammenti dell'adrone che si uniscono allo stato finale dell'interazione studiata.

LHC (Large Hadron Collider) e' una macchina studiata per raggiungere alte luminosita'. Per questo motivo si accelerano solo protoni, invece che protoni e anti-protoni, in quanto e' difficile accumulare anti-protoni a sufficienza per raggiungere alte luminosita'. Si sono sviluppati metodi nuovi per avere un alto numero di bunch (se ne avranno 2808 per fascio) e dunque un intervallo tra collisioni molto corto: $\Delta t = 25 ns$.

L'energia nel centro di massa sara' $E_{cm} = 14 TeV$.

La luminosita' nei primi 3 anni di presa dati sara' $L=20 \text{ fb}^{-1}$ all'anno, mentre negli anni successivi $L=100 \text{ fb}^{-1}$ per anno. (A LEP in 11 anni i quattro esperimenti integrarono circa 2.5 fb^{-1} !). Diventeranno accessibili dunque i processi a bassa sezione d'urto.

In fase di costruzione nel tunnel di LEP / urti protoni - protoni

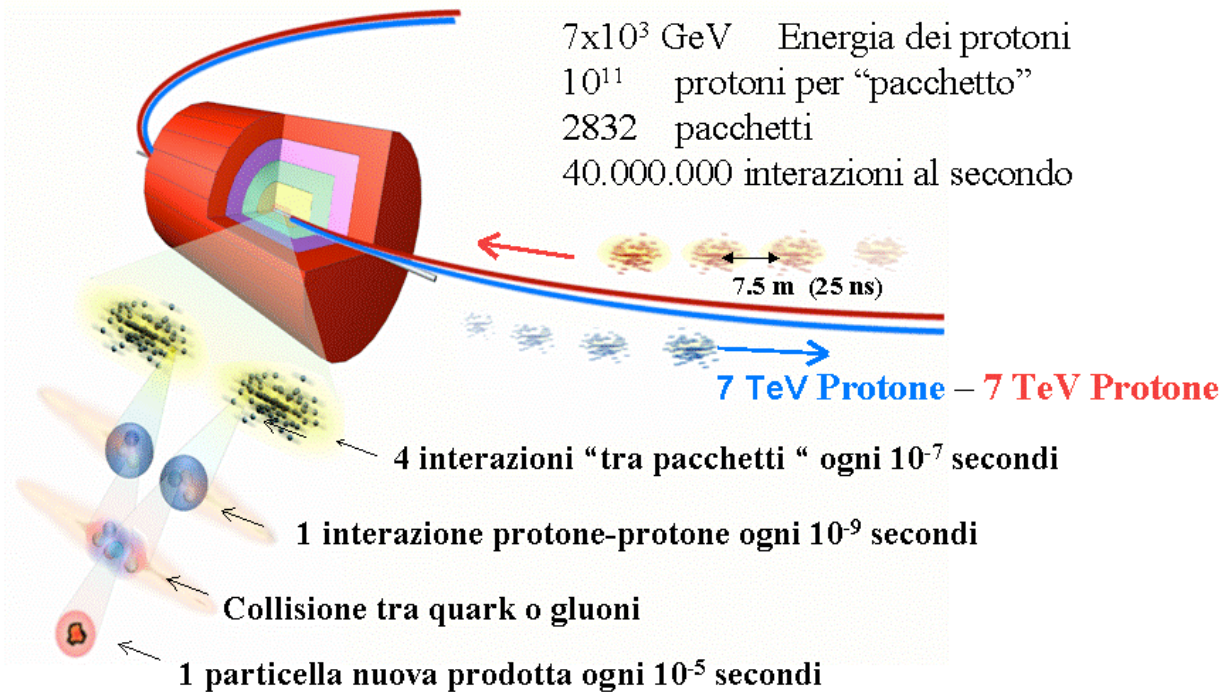


Fig.52

Fisica a LHC.

Gli scopi principali di fisica dei due esperimenti ATLAS e CMS a LHC sono:

1. capire l'origine della massa delle particelle, ovvero il meccanismo che rompe la simmetria della lagrangiana del Modello Standard
 - cercare il bosone di Higgs da $m_H=100 \text{ GeV}$ a $m_H=1 \text{ TeV}$ (limite teorico su m_H)
 - se si trova l'Higgs capire se e' del Modello Standard o Supersimmetrico
 - Se l'Higgs non si trova cercare alternative
2. Cercare nuva fisica, specialmente se non si e' trovato l'Higgs sotto 1 TeV.
 - Supersimmetria: le sparticelle di massa $m(\tilde{s}) \leq 3\text{TeV}$ sono accessibili.
 - LeptoQuark, technicolor, new strong-interaction, nuove famiglie di leptoni, bosoni addizionali (accessibili fino a masse < 5 TeV), extra-dimensions.
 - ?
3. misure di precisione:
 - m_W ($\Delta m_W \sim 15 \text{ MeV}$)
 - m_{top} ($\Delta m_{\text{top}} \sim 2 \text{ GeV}$)

- TGC
- $\sin \theta_w$
- QCD
- Fisica del B e violazione di CP nel settore dei B.

Per le misure di precisione ci si aspetta essenzialmente un miglioramento delle incertezze dovuto ad un aumento della statistica e in genere l'errore statistico sarà trascurabile rispetto a quello sistematico. Il sistematico sarà dominato da questo problema di fondo: la scala di energia. Ovvero come calibrare il rivelatore per capire ad esempio l'energia di un jet a che energia del quark originario corrisponde: $E(\text{jet}) \Rightarrow E(\text{quark})$, o l'energia dell'elettrone che misuriamo a che energia generata corrisponde e così via... Si useranno per calibrare il rivelatore eventi $Z \rightarrow \ell\ell$, e simili, ma la calibrazione assoluta sarà veramente problematica. Altro contributo al sistematico verrà dalla conoscenza della luminosità, che si spera di arrivare a conoscere al livello del 5%. Metodi di misura sono sotto investigazione.

In figura 53 sono illustrate le principali sezioni d'urto in funzione dell'energia del centro di massa e i rate di produzione di alcuni dei processi interessanti. In tabella sono poi ripetuti insieme al numero di eventi che ci si aspetta alla produzione e per esperimento alla luminosità di $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

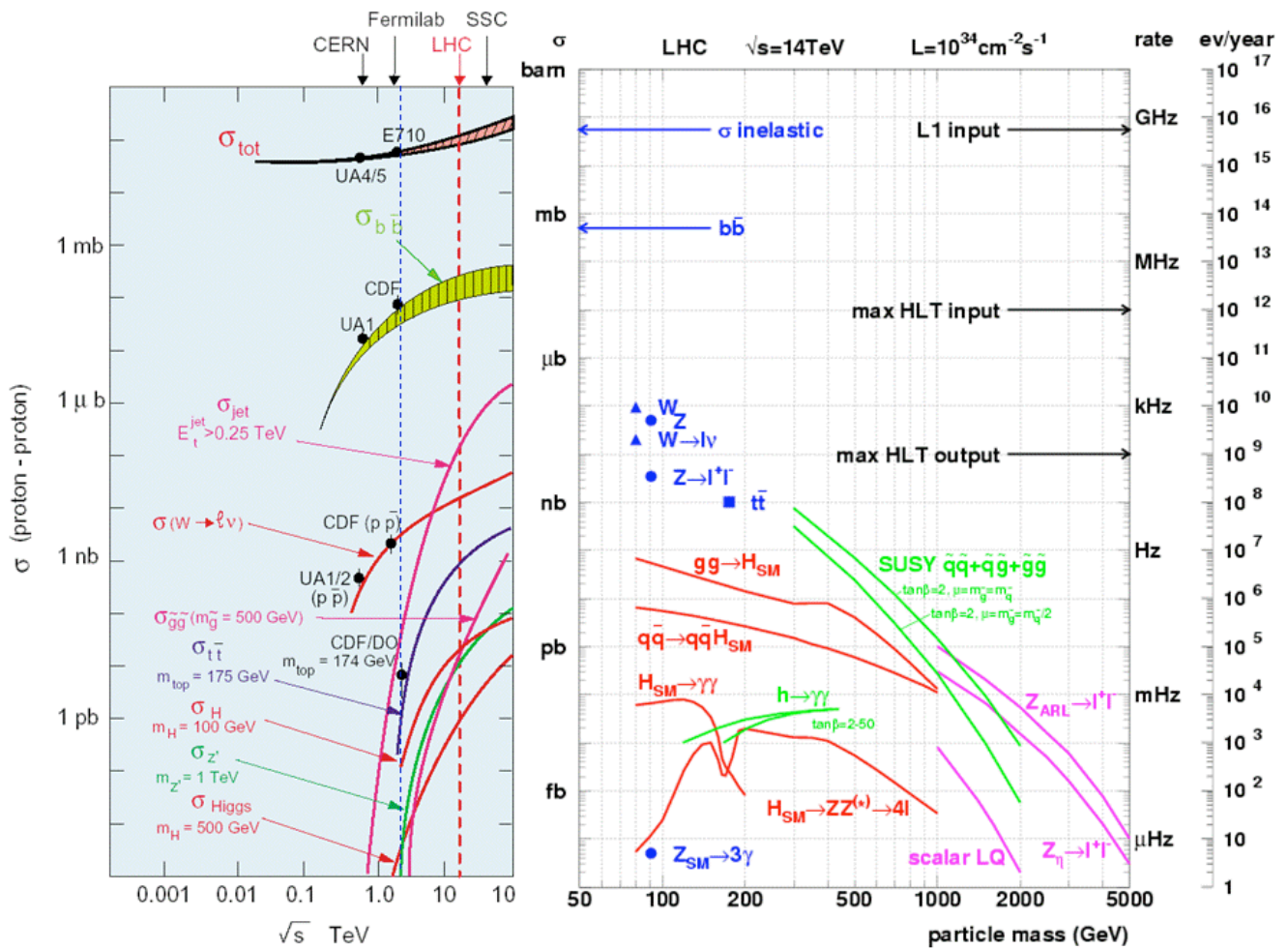


Fig.53

Il “mass reach” di LHC e’ stimato essere intorno ai 5 TeV (ricordate che le funzioni di struttura per i quark di valenza sono piccate into a $x=0.2-0.25$.)

Processo	sezione d’urto	Eventi/s	Eventi/anno	Altre macchine (statistica totale)
$W \rightarrow e\nu$	20 nb	15	10^8	10^4 LEP / 10^7 Tev.
$Z \rightarrow ee$	2 nb	1.5	10^7	10^7 LEP
$t\bar{t}$	1 nb	0.8	10^7	10^5 Tevatron
$b\bar{b}$	0.8 mb	10^5	10^{12}	10^8 Belle/BaBar
$\tilde{g}\tilde{g}$ ($m=1$ TeV)	1 pb	0.001	10^4 —	
H ($m=0.8$ TeV)	1 pb	0.001	10^4	
H ($m=0.2$ TeV)	20 pb	0.001	10^5	
QCD jets $p_T > 200$ GeV	10^2	10^9	10^7	

La misura della massa del W. Il metodo di misura e’ essenzialmente quello usato a Ua1, Ua2 e al Tevatron, ovvero si misura la massa trasversa data dalla relazione:

$m_T = \sqrt{2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos\phi_{e\nu})}$ e poi si estrapola m_W dal fit a m_T . Gli eventi vengono triggerati dal leptone (elettrone o muone) ad alto p_T .

La misura della massa del top. Coppie di top anti-top vengono generate in annichilazione di quark o di gluoni. Il top decade nel 97% circa dei casi in un quark b e in un bosone W: $t \rightarrow bW$, quindi nello stato finale avremo un quark b e un anti-b, e due bosoni di carica opposta. A loro volta i W decadranno in una coppia di quark o in un leptone e neutrino. Lo stato finale che permette di identificare l’evento come di top e antitop e di misurare la massa del quark e’ quello in cui uno dei W decade leptonicamente e l’altro adronicamente. Il muone ad alto p_T sara’ il trigger dell’evento e la massa del top verra’ misurata dalla ricostruzione della massa invariante dei 3 jet del decadimento del secondo top. Per eliminare parte del fondo adronico, essenzialmente dovuto ad eventi W+jet, si potra’ richiedere la presenza di due jet b-tagati. Uno schema dell’evento e’ mostrato in figura 53.

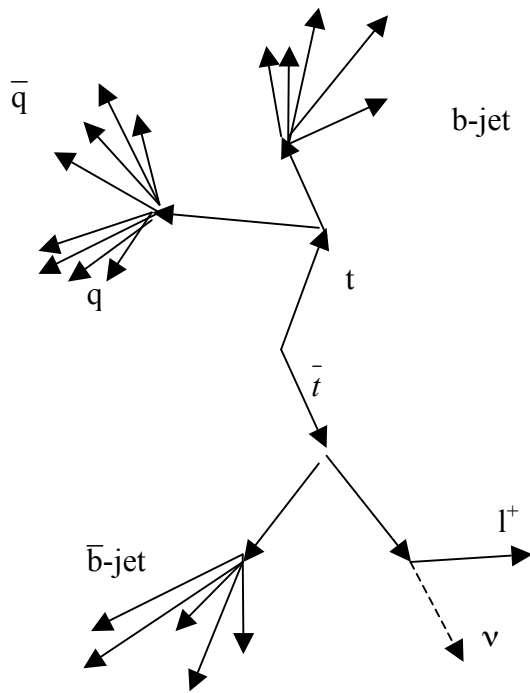


Fig.54

Drell Yang. Dalla misura dello spettro di massa invariante delle coppie di muoni prodotti in processi di Drell Yang ($qq \rightarrow \gamma/Z \rightarrow \bar{\mu}\mu$) da 0 a 1 – 2 TeV (vedi figura 55) e' possibile studiare varie quantita': determinare la luminosita' (in modo simile a LEP, ovvero paragonando un processo ben noto teoricamente con una numero di eventi osservati sperimentalmente), cercare nuova fisica mediante apparizioni di risonanze e fare misure di precisione tra le quali, la misura delle asimmetrie Forward-Backward e dunque $\sin^2 \theta_{eff}$ al picco del bosone Z. Per le misure di asimmetrie si presenta un problema nuovo rispetto a LEP, ovvero la definizione di direzione Forward (o Backward). A LEP ci si riferiva all'angolo di diffusione del leptone o quark (particella) uscente rispetto all'elettrone (particella) entrante. A LHC non sappiamo da che fascio il quark, o alternativamente l'antiquark, e' stato emesso. In genere si ha $p(q) \gg p(\bar{q})$ a casua delle funzioni di struttura del mare e dei quark di valenza, pero' questo fatto limita la possibilita' di raggiungere elevate precisioni (superiori al 0.5%) sulla misura dell'angolo di Weinberg.

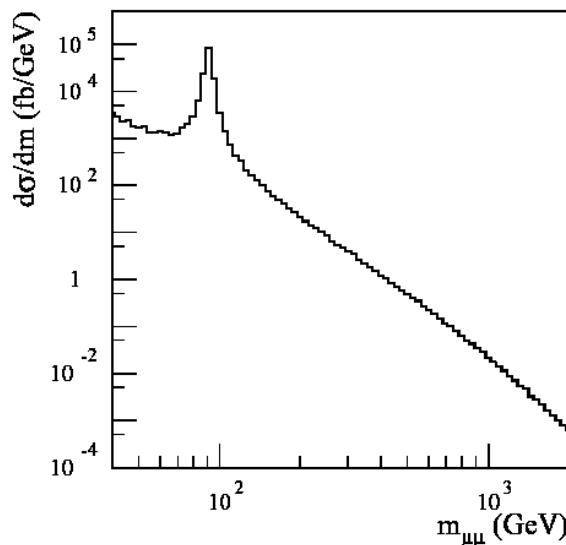


Fig.55

Fusione di Bosoni Vettoriali: Il Modello Standard predice che in assenza di Higgs l'ampiezza di scattering del processo di fusione di bosoni longitudinali (ex $W_L W_L$) viola l'unitarietà a circa 1 – 1.5 TeV. Il meccanismo di Higgs, ovvero la rottura spontanea di simmetria, dona massa alle particelle (bosoni e fermioni). In assenza di massa i bosoni hanno solo 2 gradi di libertà, ovvero possono esistere nella sola polarizzazione trasversale (esattamente come il fotone). Acquistando massa acquistano il 3° grado di libertà, ovvero la polarizzazione longitudinale. Dunque la produzione di bosoni polarizzati longitudinalmente è strettamente correlata con il meccanismo di rottura spontanea di simmetria. Vedremo subito di seguito che uno dei processi dominanti di produzione di Higgs è mediante la fusione di bosoni vettoriali ($V=W, Z$). Dunque avremo che:

- se l'Higgs esiste, lo si osserverà come una risonanza a $m(H) = M(V_L V_L)$
- Se l'Higgs non esiste, $\sigma(V_L V_L)$ devierà dalle predizioni del MS ad una scala di energia data da $M(VV)$ dove interviene il meccanismo di rottura della simmetria.

Dunque studiare i processi $qq \rightarrow qqWW \rightarrow qq\nu\nu qq$ e $qq \rightarrow qqZZ \rightarrow qq\nu\nu qq$ illustrati in figura 56 (dove si è scelto il decadimento semileptonico dei W o delle Z per poter distinguere il segnale dal fondo) permette di investigare il meccanismo di rottura spontanea di simmetria in un modo indipendente dai modelli e a prescindere dall'esistenza o meno dell'Higgs.

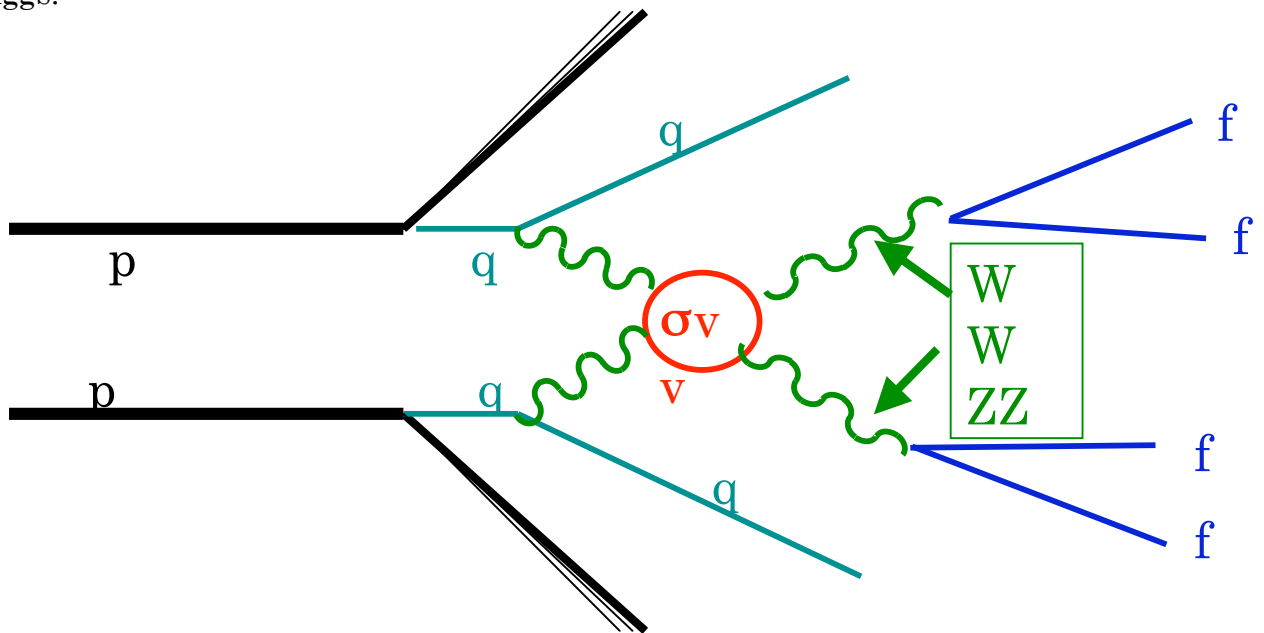


Fig.56

Questo processo ha però una sezione d'urto molto piccola e un fondo adronico molto importante dovuto a W +jets o Z +jets e produzione di top – anti-top. Sono necessarie alte luminosità soprattutto per investigare le regioni di energia sopra al TeV ($M(VV) > 1$ TeV). Questi canali sono stati studiati in modo approfondito (sia dal punto di vista teorico sia da quello sperimentale) per la prima volta qui a Torino, e si è trovato che si può ottenere una buona risoluzione sulla scala di energia ($\Delta M(WW) \sim 10\%$ e $\Delta M(ZZ) \sim 4\%$ e dei ragionevoli Segnale/Fondo dopo 100 pb^{-1}).

Ricerca dell'Higgs. I processi di produzione dell'Higgs a LHC sono illustrati in figura 55.

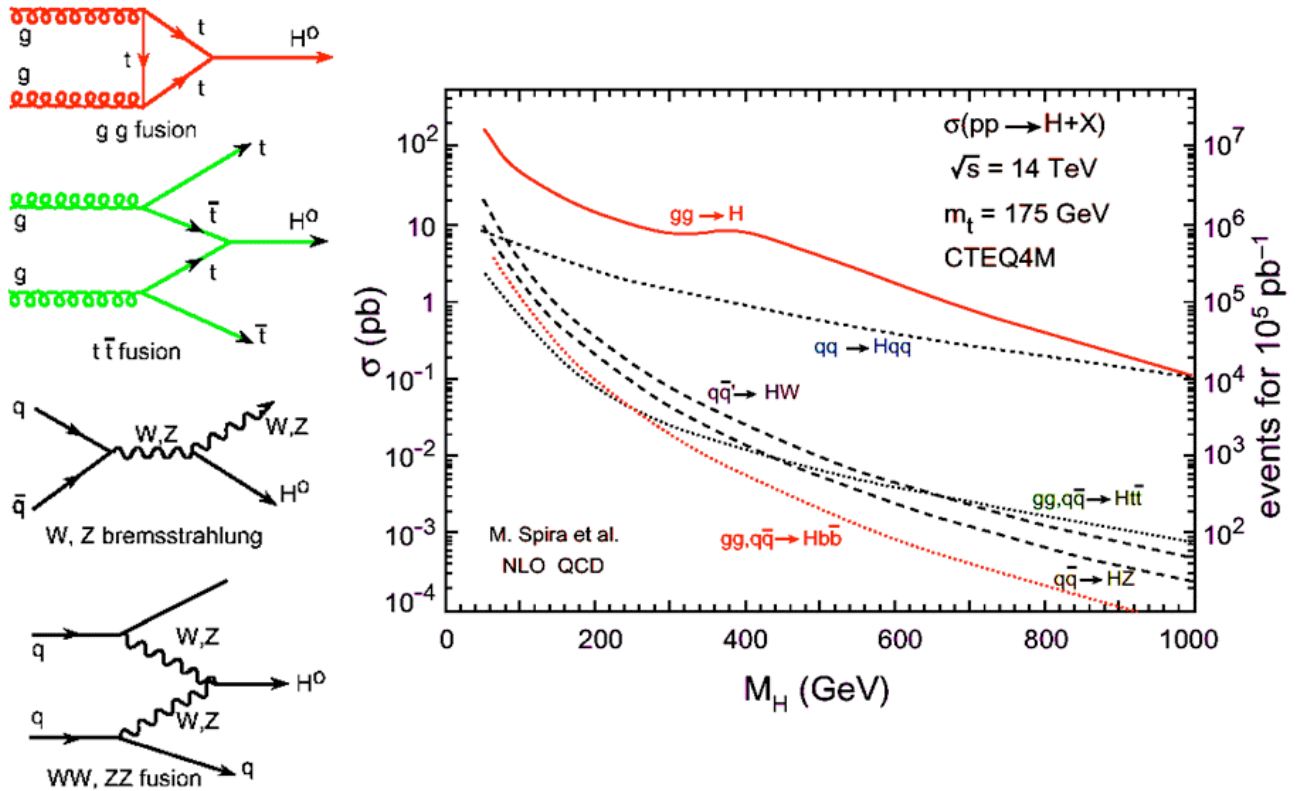


Fig.57

Il processo di produzione dominante e' mediante la fusione di due gluoni. Al crescere della massa dell'Higgs diventa importante anche il meccanismo di produzione di Higgs via la fusione di due bosoni W o Z. Gli altri processi (Higgstrahlung, ovvero produzione associata con Wo Z, e fusione di coppie di top anti-top) sono molto soppressi, ma permettono una segnatura piu' chiara dell'evento, grazie alla presenza di un bosone W e Z e dunque dei suoi prodotti di decadimento leptonici, o di due quark top e dunque di due jet b-tagati e di due W che decadono in modo leptonic. Di conseguenza tutti questi processi di produzione sono studiati a LHC al variare della massa dell'Higgs.

Il decadimento dell'Higgs dipende dalla sua massa e in figura 57 sono mostrati i vari Branching Ratios. Dunque per masse sopra i 140 GeV il decadimento dominante sara' in una coppia di bosoni. Anche se il BR in WW e' circa 3 volte superiore di quello in ZZ, lo stato finale ZZ e' piu' facilmente ricostruibile in quanto non si ha la presenza di neutrini. (Ricordiamo che in un collider adronico solo i decadimenti leptonici o semileptonici sono studiati in quanto sono facilmente distinguibili da un fondo adronico non risonante.) Per basse masse, ovvero tra i 100 e i 130 GeV, i decadimenti studiati sono quelli in coppie di quark b e in coppie di fotoni. Mentre il decadimento in bb e' difficile a causa del fondo enorme dovuto alla produzione di coppie di quark b o coppie di quark top (vedi tabella sopra), il decadimento in due fotoni e' svavorito dal BR, ma permette una segnatura

abbastanza pulita nel fondo adronico non risonante, in quanto i due fotoni avranno alta energia e alto p_T .

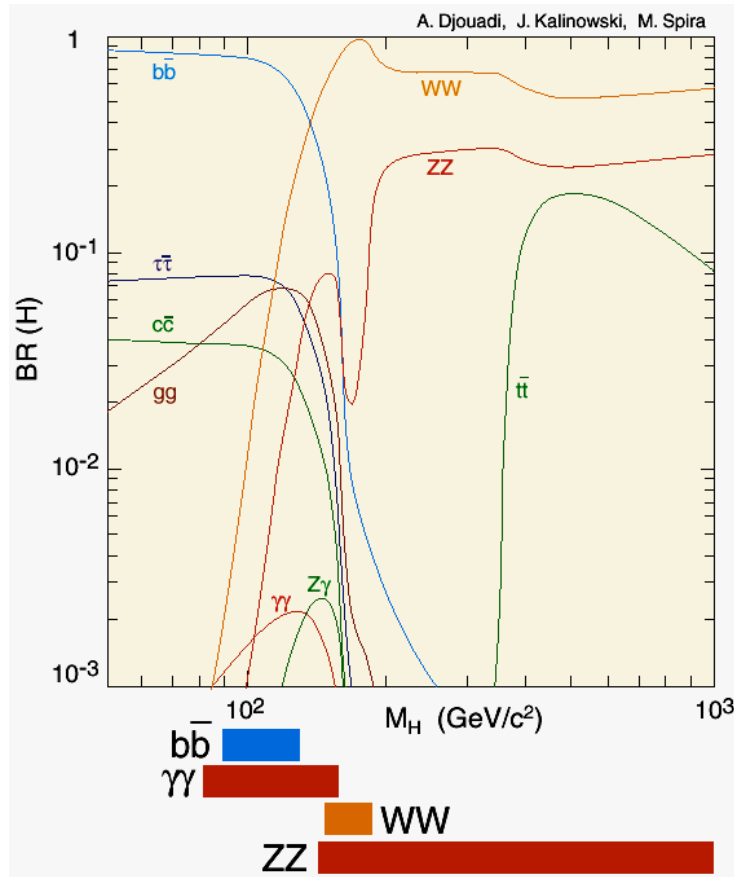


Fig.58

All'aumentare della massa dell'Higgs anche la sua larghezza aumenta. Mentre per masse sotto la soglia di produzione di WW la larghezza e' dell'ordine del MeV, quando si aprono i canali WW e ZZ la larghezza aumenta rapidamente e con l'aumentare della massa. In figura 57 e' illustrata la larghezza dell'Higgs in funzione della sua massa. L'espressione e' data da: $\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{3}{32\pi} \frac{m_H^3}{v^2}$ (dove v e' il valore del vuoto e vale circa 264 GeV – vedi prima parte delle lezioni).

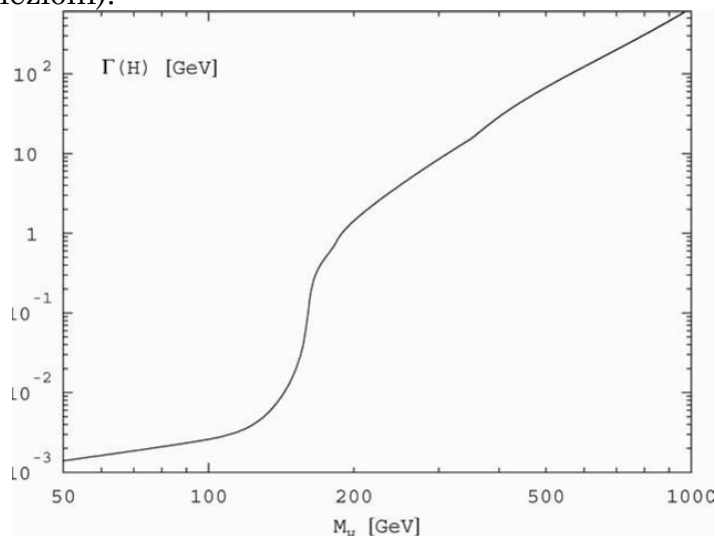


Fig.59

H→γγ: Se $m_H \sim 100-140$ GeV il decadimento dell'Higgs in cui si hanno le maggiori probabilità di osservarlo è quello in due fotoni: anche se il BR è molto piccolo, $\sim 10^{-3}$, il fondo è abbastanza basso ($g \rightarrow \gamma\gamma$, $qq \rightarrow \gamma\gamma$, $Z \rightarrow ee$). Ci si aspetta un picco abbastanza stretto nello spettro di massa invariante di 2 fotoni. Il fondo si pensa sia ben noto, ma ancora tutt'oggi sono in via di sviluppo conti teorici al secondo ordine.

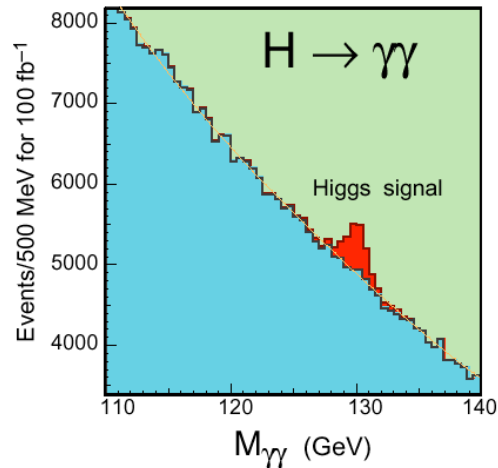


Fig.60

Per questo canale la risoluzione dei calorimetri elettromagnetica è critica così come la presenza del materiale davanti a questi. In Atlas e CMS si ha circa $1-1.5 X_0$ di fronte al calorimetro elettromagnetico che fa sì che il 50% circa dei fotoni e degli elettroni perdano almeno il 50% della loro energia.

H→bb. Si sta mettendo parecchio sforzo nel riuscire a identificare un Higgs che decade in coppie di quark b, in modo da avere un canale alternativo e parallelo al canale fotonico per basse masse dell'Higgs. Il fondo di produzione di coppie di b e di coppie di top è dominante e quindi è impossibile pensare che si possa vedere un Higgs prodotto via fusione di gluoni. Uno dei canali che presenta qualche speranza è quello di produzione di Higgs via top-anti-top fusion. Il segnale è caratteristico perché si ha la presenza di un leptone ad alto p_T e di 4 jet b-tagati e di 2 W.

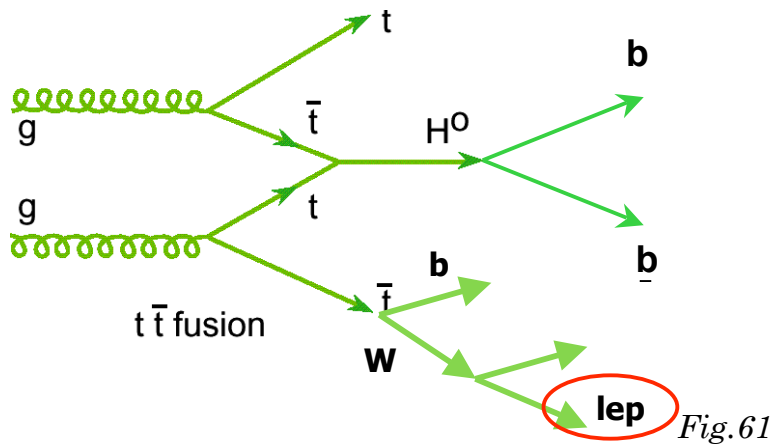


Fig.61

H→WW. Il decadimento del Higgs in WW o WW*, diventa dominante da 130 GeV circa fino alla soglia di produzione di ZZ. Dopodiché il $BR(WW) \sim 3 \times BR(ZZ)$. Si guardano gli stati finali in cui un W decade in leptone-neutrino e un W decade in una coppia di quark e quello

in cui entrambi i W decadono in leptone-neutrino. Mentre il decadimento “semileptonico” soffre di alto fondo (produzione di coppie WW, ZZ e eventi W+jets) ma la ricostruzione della massa dell’Higgs e’ ancora possibile imponendo che il leptone + il p_T e energia mancante diano un W, il decadimento totalmente leptonic non permette di ricostruire la massa ma solo di vedere un eventuale eccesso di eventi.

H→ZZ* per 120<m_H<180 GeV. Il decadimento dell’Higgs in ZZ* con il successivo decadimento dei bosoni Z in leptoni e’ un canale molto pulito per la presenza di quattro leptoni isolati ad alto p_T. Il trigger e; anche molto facile perche’ permette di triggerare ssul singolo e sul doppio leptone. Il background non e’ punitivo e proviene da produzione di coppie di bosoni Z, da eventi di top-anti-top, con leptoni provenienti dai W e dai b e da Zbb, se i b quark decadono semileptonicamente. Si riescono ad ottenere alti S/B, inoltre la precisione sulla massa ricostruita dall’Higgs e’ molto alta.

H→ZZ m_H>180 GeV. Il canale H→ ZZ→ llll e’ il “golden channel”.Lo stato finale con 4 leptoni e’ estremamente pulito e non soffre di un fondo irriducibile.

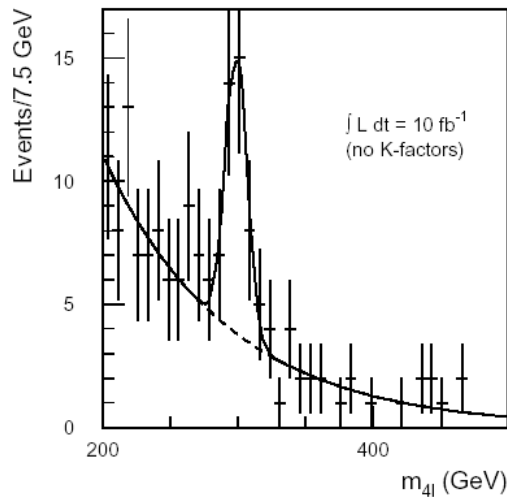


Fig.62

Data l’alta massa dell’Higgs non soltanto i leptoni avranno alto momento trasverso, ma anche i bosoni Z, permettendo una buona reiezione del fondo.

Lo stato finale llqq e’ sotto studio.

In figura 61 e’ mostrato un evento simulato a CMS di H→ ZZ→ μ⁺μ⁻μ⁺μ⁻. Si vedono chiaramente i 4 muoni ad alto p_T uscire dal rivelatore. Tutte la altre tracce dovute alle interazioni tra i vari partoni dei protoni, rimangono confinate all’interno del rivelatore (non raggiungono le camere a muoni).

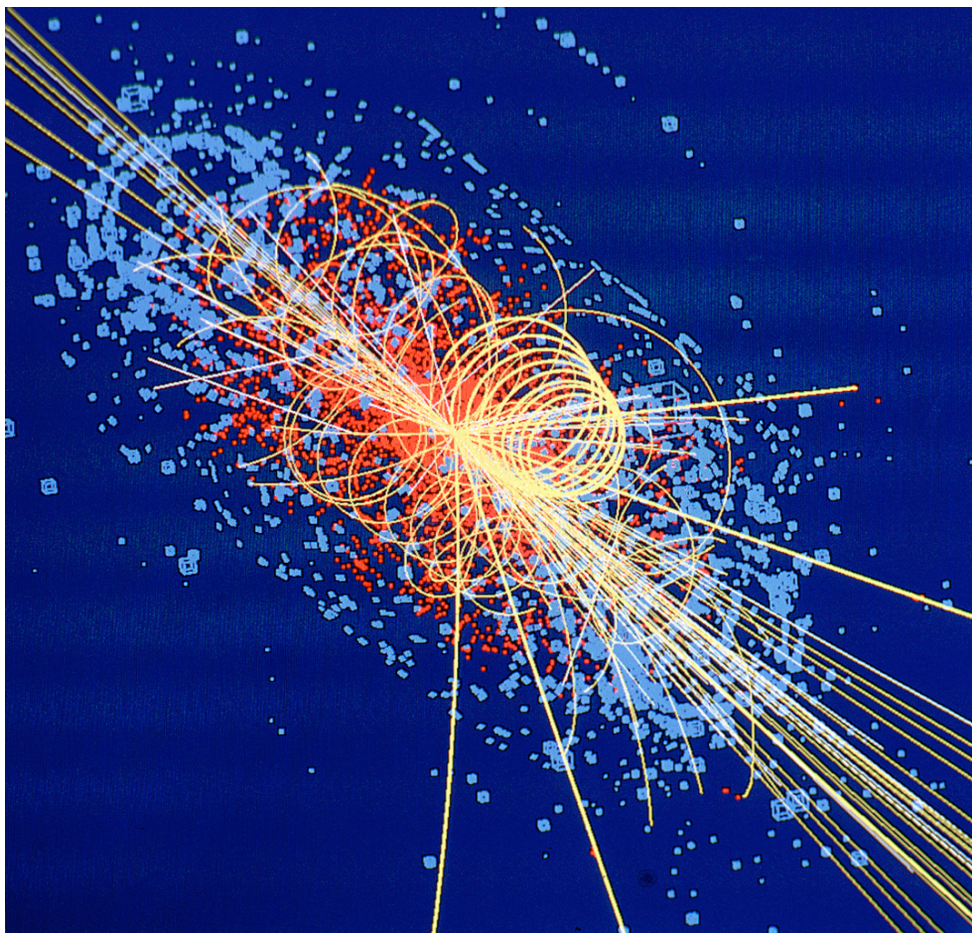


Fig.63

I vari canali dovranno essere combinati per avere un segnale coerente. A seconda della massa dell'Higgs e dunque della sezione d'urto \times BR ci vorrà un solo anno o più anni di presa dati per avere una significanza indiscutibile. Il primo anno di presa dati l'Higgs si scoprirà solo se ha massa alta, ovvero solo se è possibile il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$.

Per masse basse, < 130 GeV, il solo canale fotonico non è sufficiente e bisognerà combinarlo con lo stato finale con quark b e con ZZ^* e WW^* .

Una volta scoperto la sua massa potrà essere misurata al % o meglio e i vari BR potranno essere misurati al 20%.

In figura 62 è mostrata la significanza del segnale (definita come Segnale/ $\sqrt{\text{Fondo}}$) per i diversi canali di decadimento (vari colori/simboli) e per la combinazione di questi (linea nera) dopo 3 anni di presa dati a bassa luminosità. Nella figura a destra la significanza totale è mostrata per 1 anno di presa dati a bassa luminosità, per 3 anni a bassa luminosità e infine per un anno ad alta luminosità. Una significanza di 3 indica un eccesso di eventi compatibile con la produzione di un Higgs, mentre una significanza di 5 risulterebbe nella scoperta del bosone.

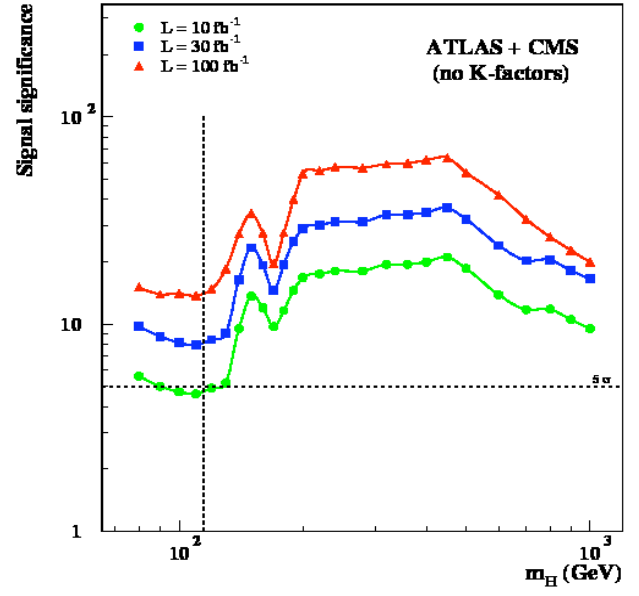
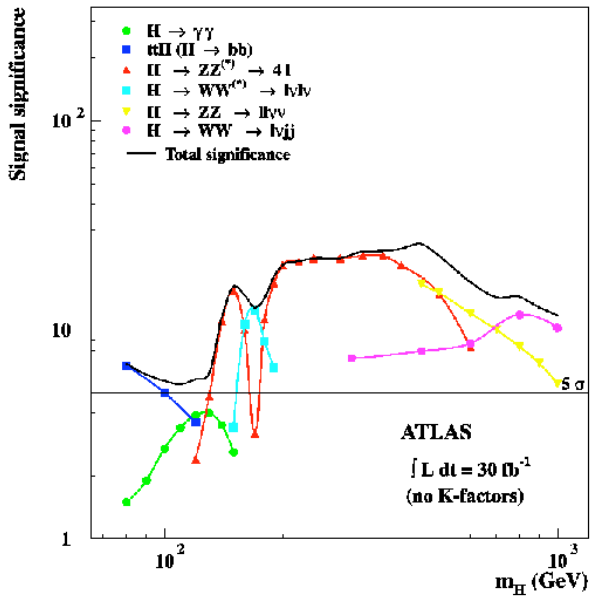


Fig.64