

A central visualization of a particle detector event, showing a dense cluster of red and yellow lines radiating from a central point, with several long, thin lines extending outwards. The background is a dark blue gradient.

Physik am LHC und erste Resultate

Claudia-Elisabeth Wulz
Institut für Hochenergiephysik
Österreichische Akademie der Wissenschaften

42. Herbstschule für Hochenergiephysik Maria Laach
September 2010

Teil 3

Inhalt Teil 3

Suche nach dem Standardmodell-Higgsboson

Theorieübersicht

Resultate vom Tevatron

Suche bei LHC

Bestimmung der Parameter des Higgsbosons

Literatur

Physics Technical Design Reports der LHC-Experimente

A. Pich: The Standard Model of Electroweak Interactions,
<http://arxiv.org/abs/0705.4264>

W. Hollik: Electroweak Theory,
<http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/53/1/002>

K. Jacobs, M. Schumacher: Prospects for Higgs Boson Searches at the LHC
<http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/53/1/002>

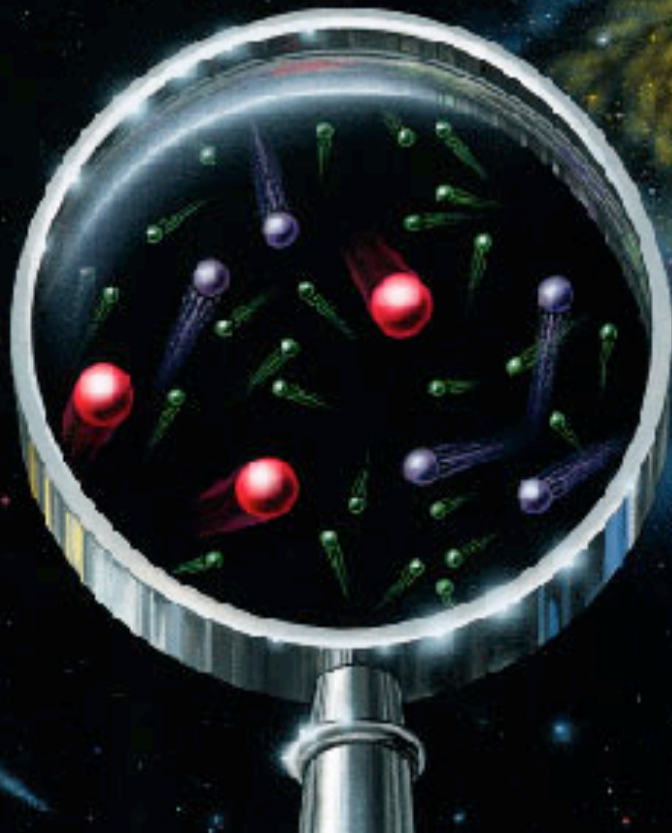
Warum haben Teilchen Masse ...?

$$m_\gamma = 0 \text{ GeV}$$

$$m_W \sim 80 \text{ GeV}$$

$$m_Z \sim 91 \text{ GeV}$$

$$m_t \sim 173 \text{ GeV}$$



Massenproblem

Der Higgs-Mechanismus wurde 1964 von R. Brout, F. Englert, P. Higgs, G. Guralnik, C. Hagen und T. Kibble entwickelt. Durch ihn können W und Z, aber auch die Fermionen des Standardmodells, im Rahmen einer lokal invarianten Eichtheorie Masse erhalten.



Spontane Symmetriebrechung

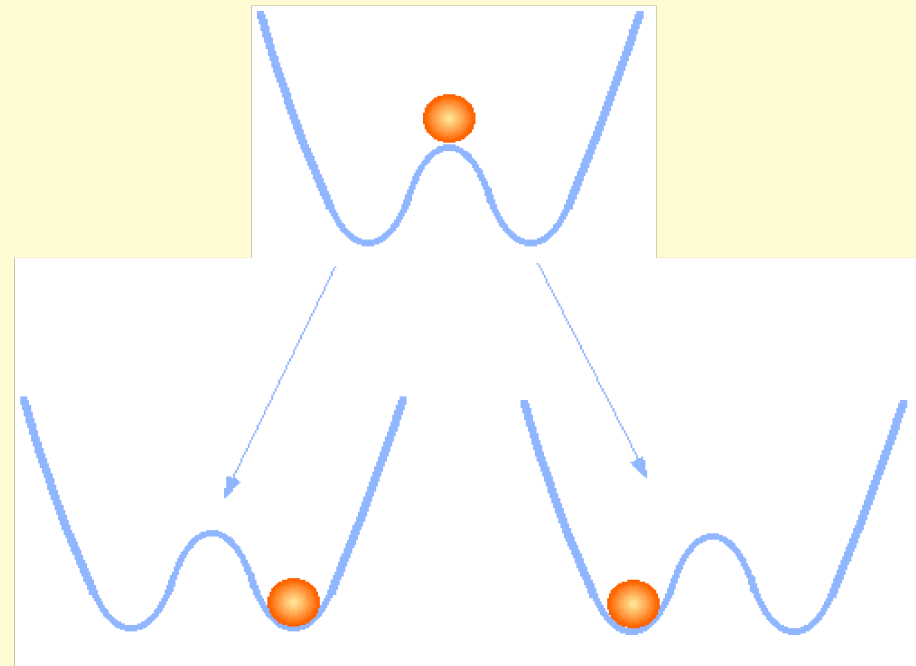
Um Masse zu erzeugen, muss man die Eichsymmetrie brechen. Wie ist dies möglich mit einer symmetrischen Lagrangefunktion (die auch für die Renormierbarkeit einer Theorie gebraucht wird)?

-> Durch Wahl einer Lagrangefunktion, die **invariant** unter einer Gruppe von Transformationen ist, und die eine **Menge von entarteten Zuständen mit minimaler Energie hat**.

Das Teilchen muss einen Zustand mit minimaler Energie wählen -> die Symmetrie ist gebrochen (eigentlich versteckt).



Y. Nambu 2008



Goldstone-Theorem

Wir versuchen, eine Lagrange-Funktion mit den richtigen Eigenschaften zu finden. Betrachte ein komplexes Skalarfeld $\phi(x)$ mit einer unter globalen Phasentransformationen (θ unabhängig von x) von $\phi(x)$

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\theta} \phi(x)$$

invarianten Lagrangedichte und mit Potential V :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h(\phi^\dagger \phi)^2$$

Für einen Grundzustand sollte das Potential von unten begrenzt sein, i.e. $h > 0$. Für den quadratischen Term gibt es 2 Möglichkeiten:

$\mu^2 > 0$: Das Potential hat nur das triviale Minimum $\phi(x) = 0$. Es beschreibt ein massives skalares Teilchen mit Masse μ und biquadratischer Kopplung h .

$\mu^2 < 0$: Das Minimum erhält man für Feldkonfigurationen mit:

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} = \frac{v}{\sqrt{2}} > 0$$

Goldstone-Theorem

Aufgrund der U(1) Phaseninvarianz der Lagrangefunktion gibt es eine unendliche Zahl von degenerierten Zuständen mit minimaler Energie:

$$\phi_0(x) = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta}$$

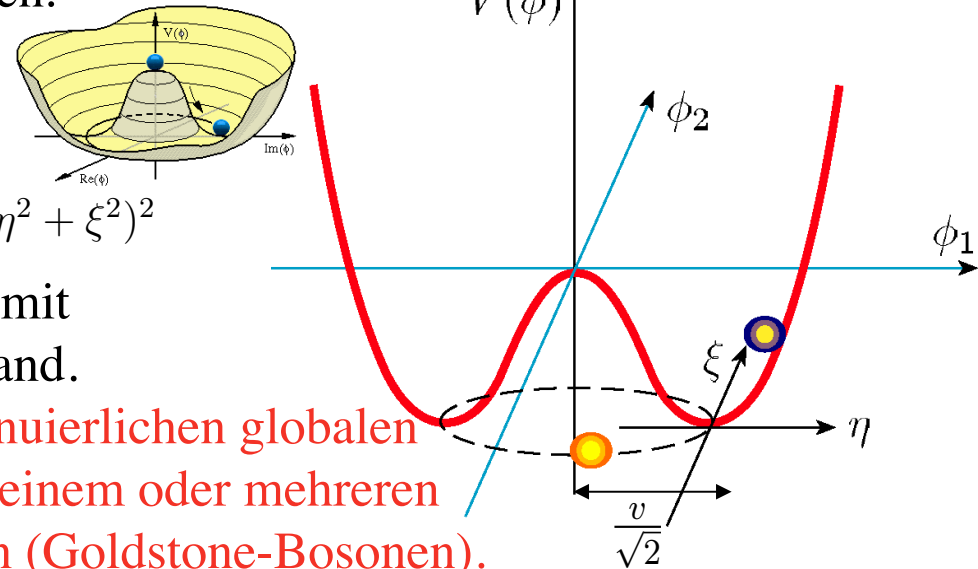
Wenn wir eine bestimmte Lösung als Grundzustand wählen, z.B. $\theta = 0$, wird die Symmetrie spontan gebrochen. Man kann die Anregungen über dem Grundzustand wie folgt parametrisieren:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \eta(x) + i\xi(x)]$$

$$V(\phi) = V(\phi_0) - \mu^2 \eta^2 + hv\eta(\eta^2 + \xi^2) + \frac{h}{4}(\eta^2 + \xi^2)^2$$

η beschreibt einen massiven Zustand mit Masse $-2\mu^2$, ξ ist ein masseloser Zustand.

Goldstone-Theorem: SSB einer kontinuierlichen globalen Symmetrie wird immer begleitet von einem oder mehreren masselosen skalaren (Spin 0) Teilchen (Goldstone-Bosonen).



Der Higgssektor

Ein masseloses Goldstoneiteilchen ist aufgetreten, das Massenproblem ist also noch nicht gelöst. Was passiert jedoch, wenn wir eine *lokale* Eichsymmetrie hätten? Wir versuchen, ein Dublett von komplexen Skalarfeldern mit schwacher Hyperladung $Y_\Phi = 1$ einzuführen, um die elektroschwache Symmetrie zu brechen, wobei die elektromagnetische Eichuntergruppe $U(1)_{\text{em}}$ ungebrochen bleibt:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$$

Es ist an die Eichfelder gekoppelt durch die skalare Lagrangefunktion, die invariant unter lokalen $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Transformationen ist:

$$\mathcal{L}_S = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi - V(\Phi) = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - h(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad h > 0, \mu^2 < 0$$

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + ig' \frac{Y_\Phi}{2} B_\mu$$

Das Potential $V(\Phi)$ ist so konstruiert, dass Φ einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert hat:

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Higgsmasse

$\Phi(x)$ kann geschrieben werden als:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ (v + H(x) + i\chi(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

Die Vakuumerwartungswerte der Komponenten ϕ^+ , H , χ sind 0. Die lokale $SU(2)_L$ -Invarianz der Lagrangefunktion erlaubt es, die Abhängigkeit von ϕ^+ und χ wegzueichen (“Unitäre Eichung”). Das heißt, dass diese unphysikalisch sind, sie entsprechen 3 “Geistern” oder Goldstone-Bosonen (zur Erinnerung, ϕ^+ ist komplex, mit 2 reellen Parametern).

In dieser speziellen Eichung hat das **Higgsfeld** die einfache Form:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

Das reelle Feld $H(x)$ beschreibt physikalische, neutrale Teilchen mit Masse $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$. Diese ist jedoch unbestimmt!

Vakuumerwartungswert: $v = 246$ GeV.

Das Higgsboson

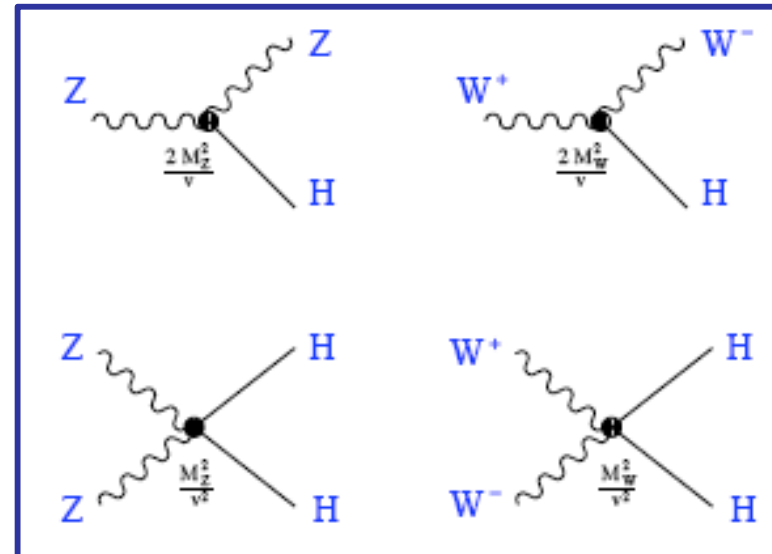
Die skalare Lagrangefunktion $\mathcal{L}_S = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - h(\Phi^\dagger \Phi)^2$ führte zu einem neuen skalaren Teilchen, dem Higgsboson H. Ausgedrückt durch die physikalischen Felder bekommt \mathcal{L}_S in der unitären Eichung die Form:

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{4} h v^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG^2}$$

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \frac{m_H^2}{2v} H^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} H^4$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = m_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\}$$

Trilinearare und quadrilineare
Higskopplungen an die Eichbosonen:





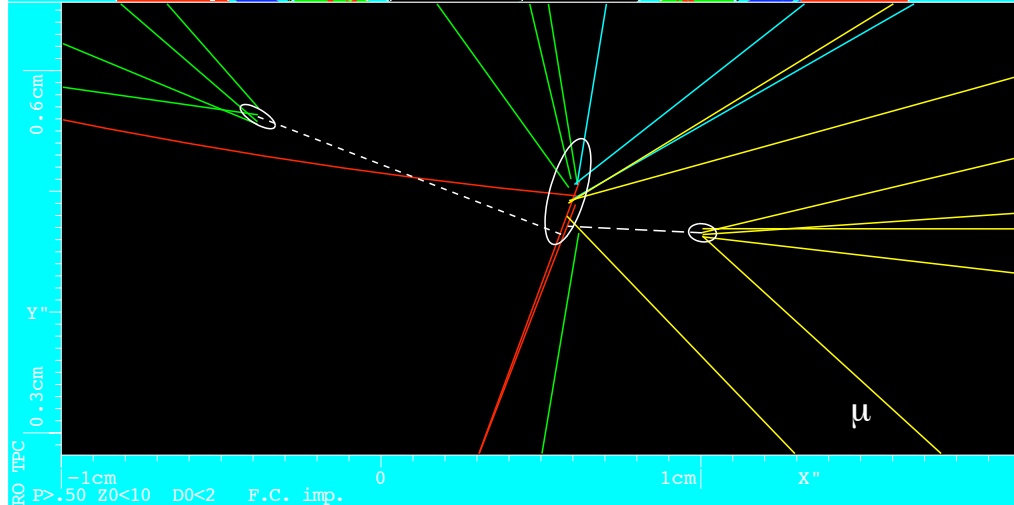
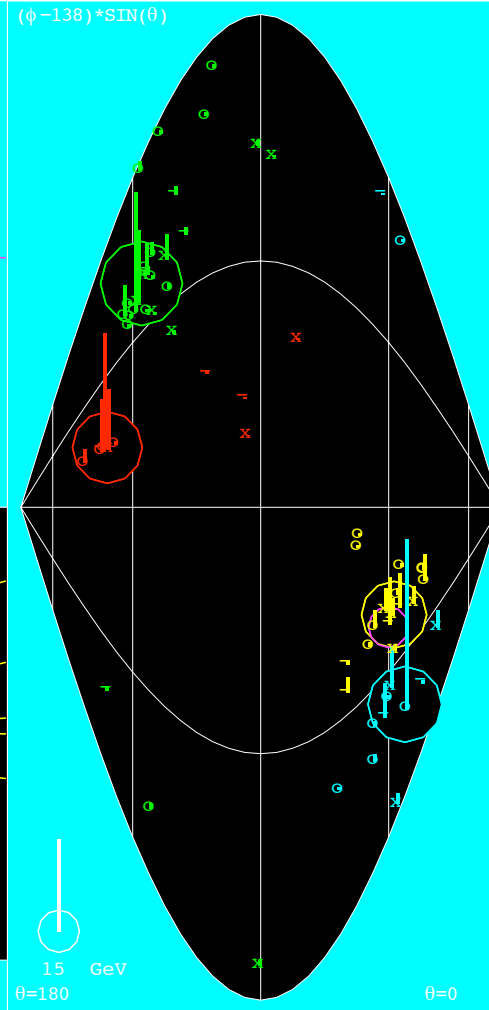
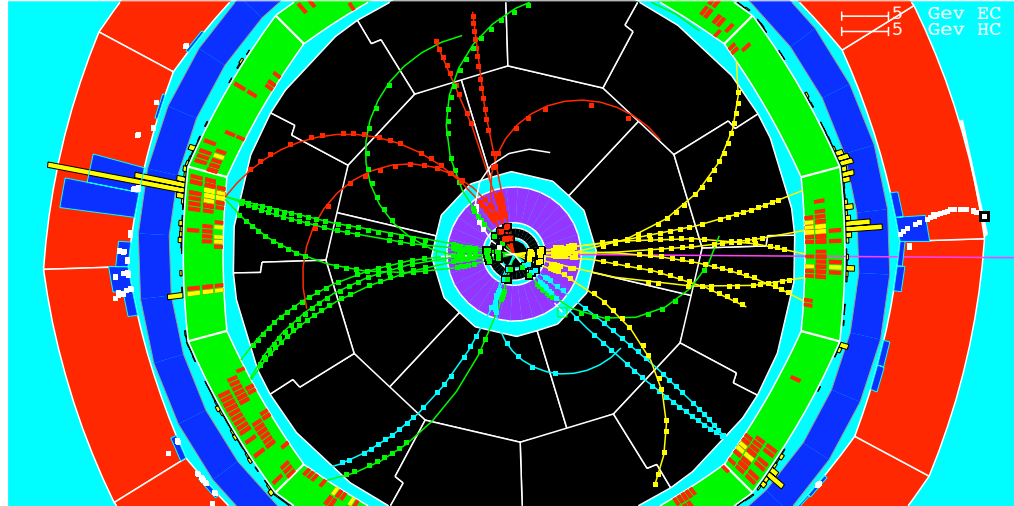
Higgs im CMS-Experiment





Higgs bei LEP?

ALEPH DALI_F1 ECM=206.7 Pch=83.0 Efl=194. Ewi=124. Eha=35.9 BEHOLD Run=54698 Evt=4881
 Nch=28 EV1=0 EV2=0 EV3=0 ThT=0 00-06-14 2:32 Detb= E3FFFF



2 b Kandidat

HZ Hypothese
 $m_H = (114 \text{ GeV} \pm 3) \text{ GeV}$

**Jet b-tag-
Wahrscheinl.:**

	Z
1	0.14
2	0.01
	H
3	0.99
4	0.99

Kin. Massenfit
 $m_H = 112.4 \text{ GeV}$
 $m_Z = 93.3 \text{ GeV}$

ZZ-Hypothese
 $m_Z = 102 \text{ GeV}$
 $m_Z = 91.7 \text{ GeV}$

$$e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}jj$$

Massenschranken für das Higgsboson

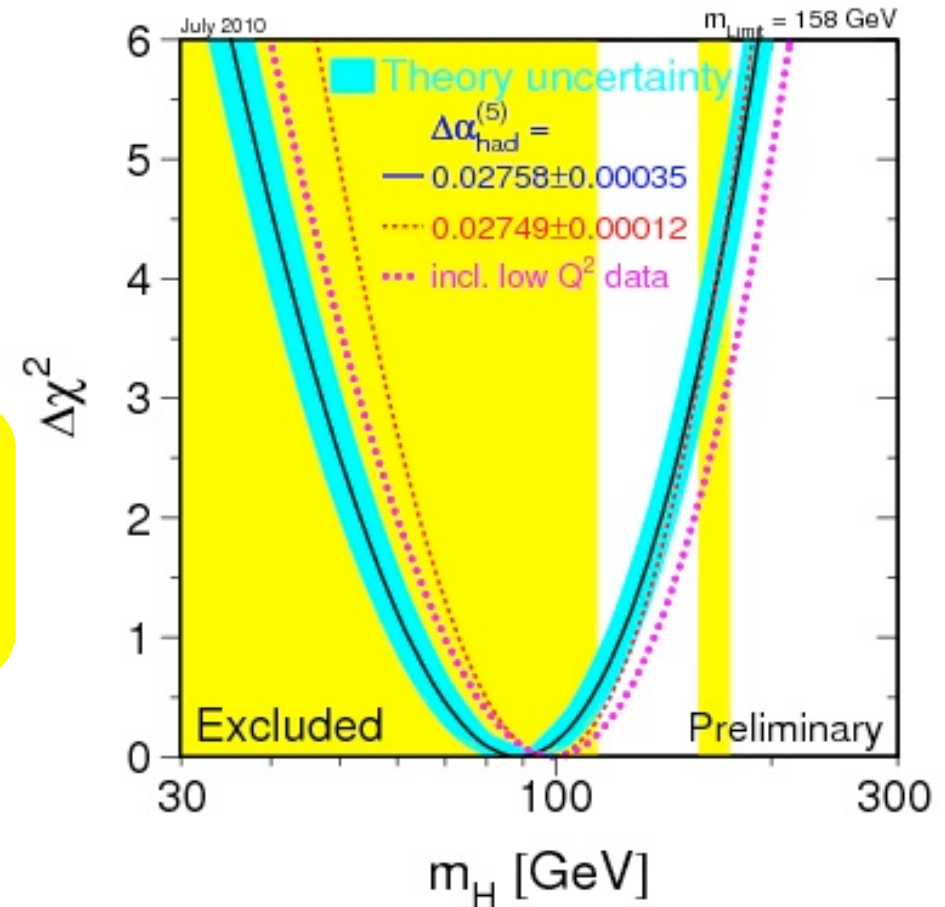
Direkte Suche bei LEP endete 2000. Resultat: $m_H > 114.4 \text{ GeV @ 95\% C.L.}$

Aus 'precision electroweak fits'
(LEP, SLD, CDF, D0):

Vorzugswert:

$m_H = (89^{+35}_{-26}) \text{ GeV @ 68\% C.L.}$

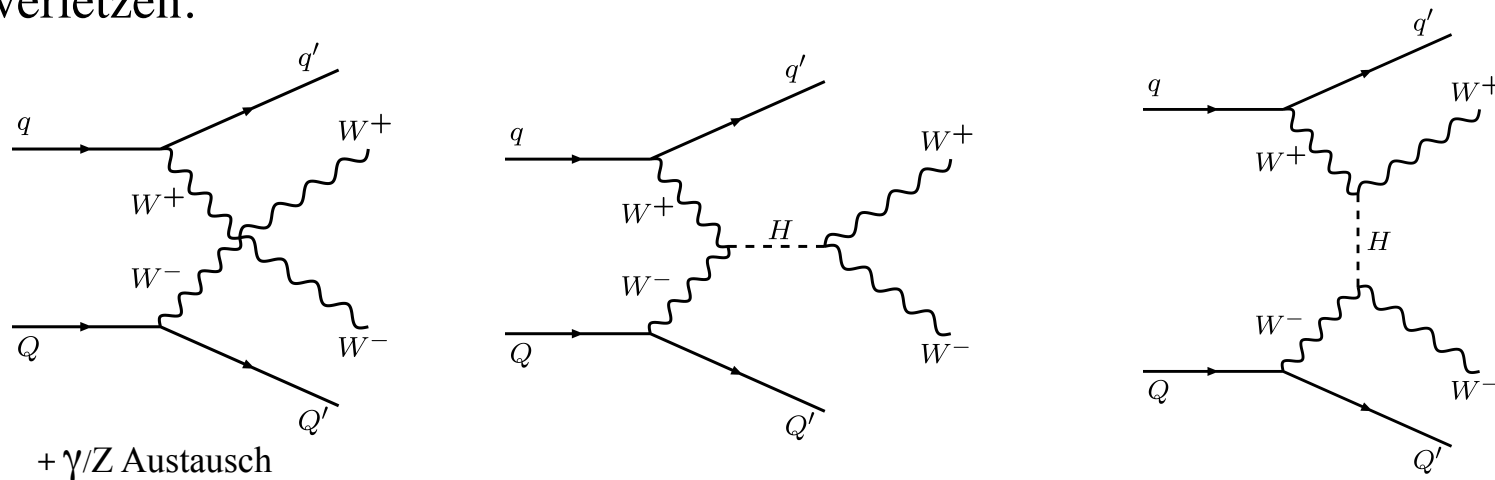
$m_H < 158 \text{ GeV @ 95\% C.L.}$



Higgs -Theoretische Massengrenze

Aus Selbstkonsistenzgründen des Standardmodells sollte die Masse des Higgsbosons nach oben begrenzt sein.

$W_L W_L$ -Streuquerschnitte steigen sehr stark mit der Energie. Ohne das Higgsboson würden sie die Unitarität noch vor Erreichen der TeV-Region verletzen.



Das Higgsboson trägt zu diesen Streuquerschnitten bei und limitiert dadurch die Verletzung.

$$M_H \lesssim \sqrt{\frac{8\pi\sqrt{2}}{5G_F}} \approx 780 \text{ GeV}$$

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{m_W^2} = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

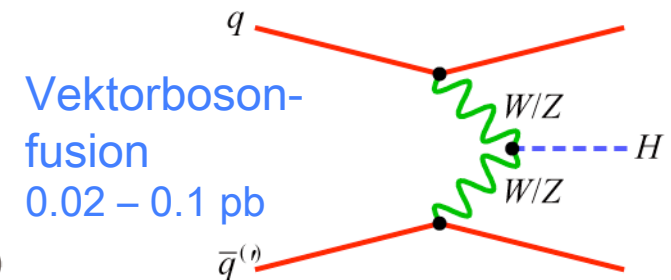
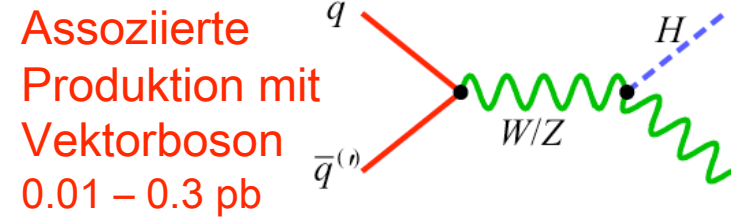
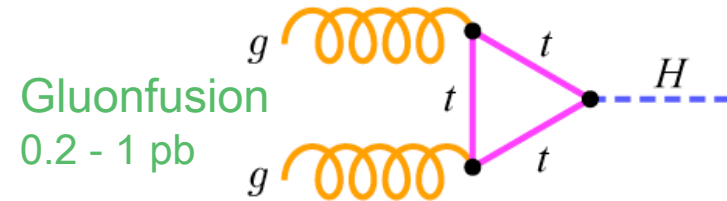
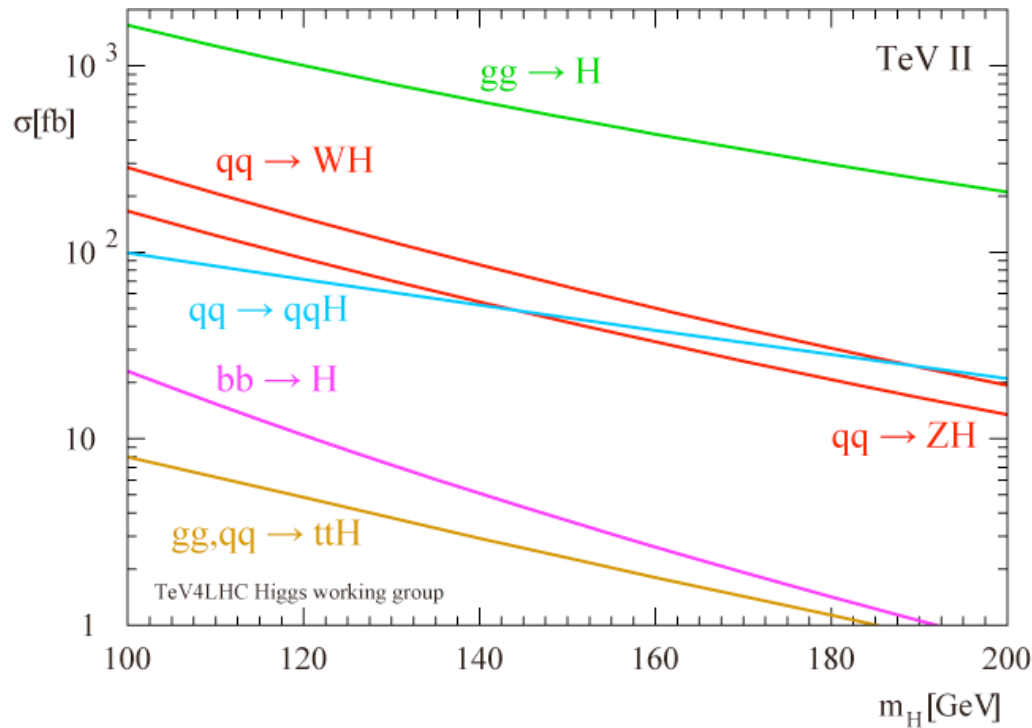


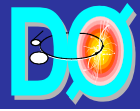
Higgsproduktion am Tevatron

$gg \rightarrow H$ ($\rightarrow bb$ oder $\tau\tau$ für $m_H < 140$ GeV, $\rightarrow WW$ für $m_H > 140$ GeV)

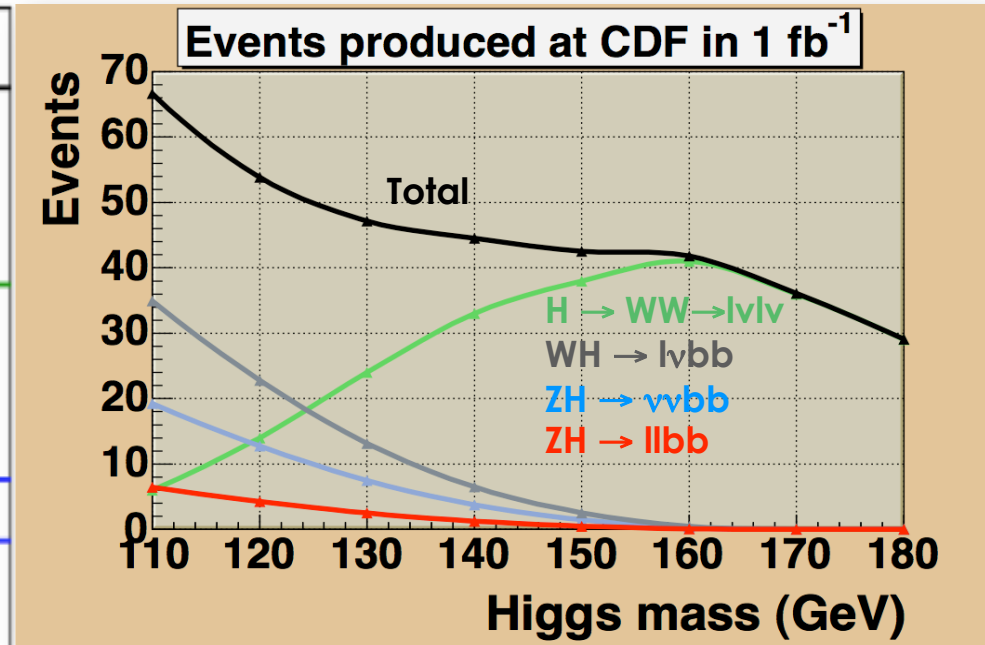
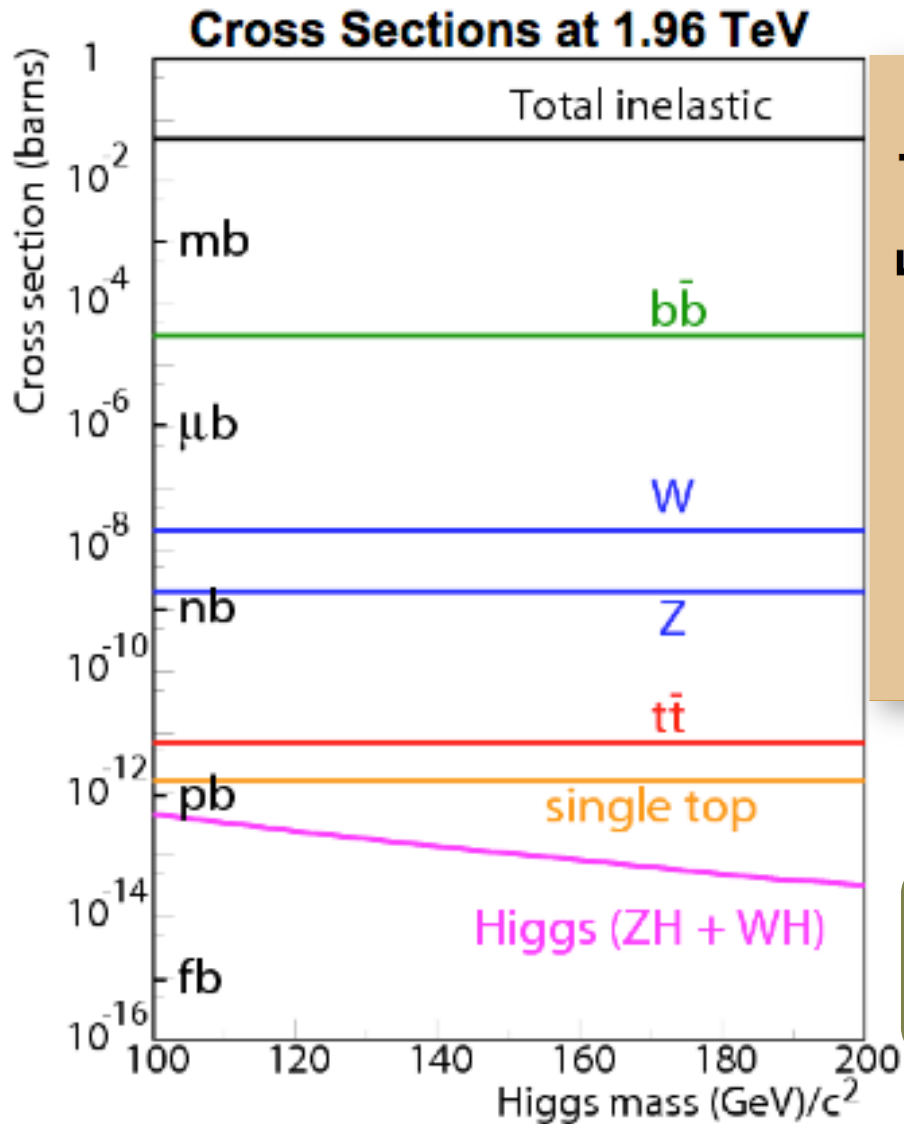
$q\bar{q} \rightarrow WH, ZH$

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





Higgs-Untergrund am Tevatron



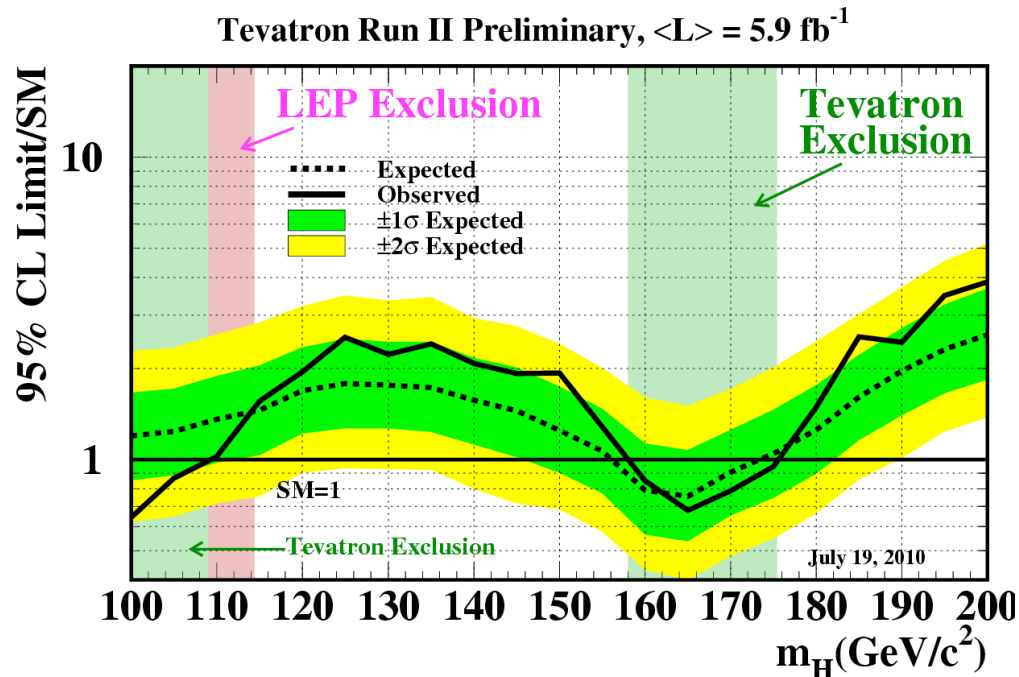
Ohne Verzweungsverhältnisse:
Signal : Untergrund S:B $\sim 1:10^{11}$



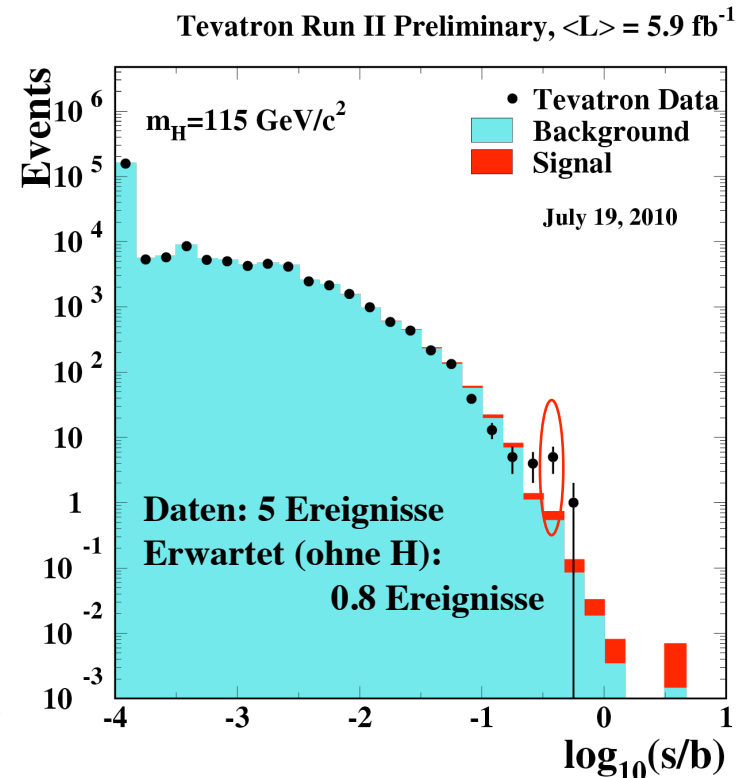
Higgssuche am Tevatron

- Kombinierte Resultate von CDF und D0 mit \mathcal{L}_{int} bis zu 6.7 fb^{-1}

arXiv:1007.4587 [hep-ex]



Wenn Beobachtung unter Linie SM=1, Signal mit 95% C.L. ausgeschlossen.
 Gelbe und grüne Bänder: Regionen mit 68% und 95% Wahrscheinlichkeit, in denen die Limits bei Abwesenheit eines Signals fluktuieren können.



Ausgeschlossener Massenbereich mit 95% C.L. : **(158 – 175) GeV**

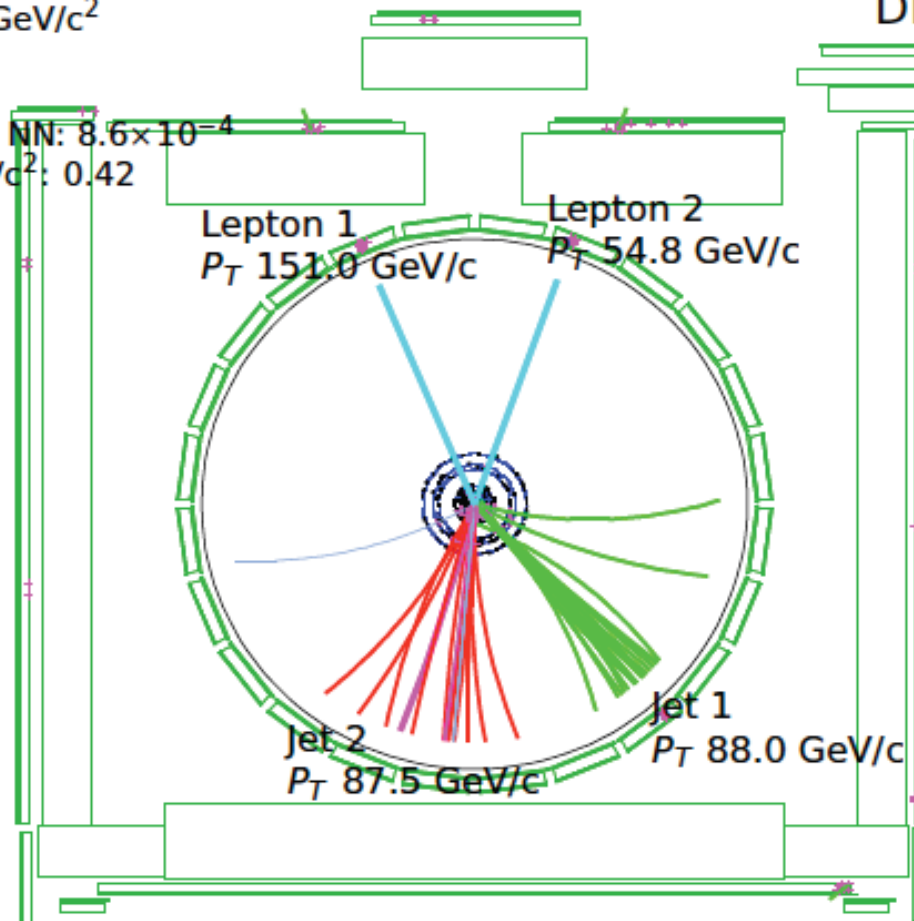


CDF 113 GeV Higgskandidat

Run, Event: 229879, 3787664
Dijet Mass: 113.06 GeV/c²
Z Mass: 86.22 GeV/c²
N Jets: 2
MET: 8.52 GeV
ZH NN: 0.95, $t\bar{t}$ NN: 8.6×10^{-4}
S/B @ 115 GeV/c²: 0.42

2 b-tags

CDF Run II Preliminary
Dimuon Event



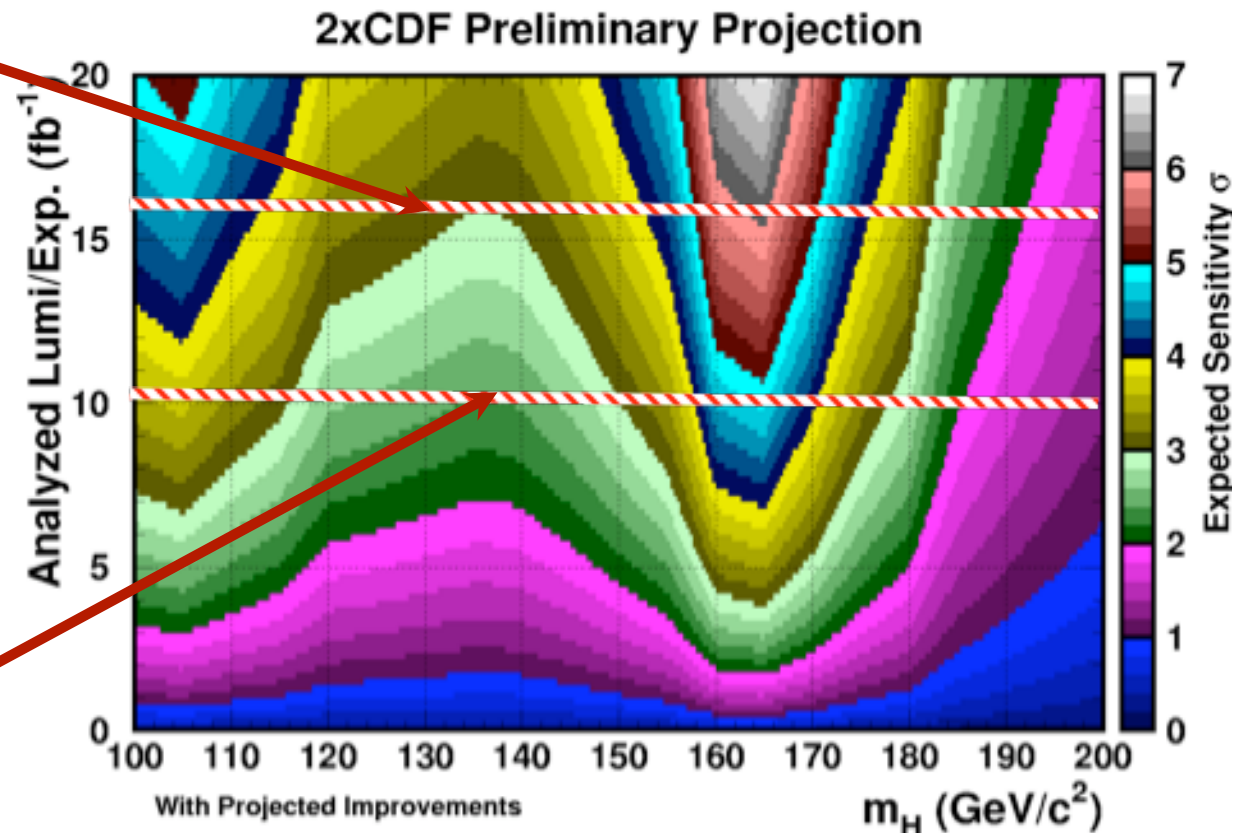
ZH $\rightarrow \mu^+\mu^-\bar{b}b$?

Perspektive der Higgssuche am Tevatron

In den nächsten Jahren wird Tevatron den Higgsmassenbereich zumindest weiter einschränken. Bis 2011 können bis zu 11 fb^{-1} integrierte Luminosität möglich sein. Falls Run III stattfindet, können in den nächsten 3 Jahren bis zu 16 fb^{-1} pro Experiment erreicht werden. Caveat: Siliziumdetektoren ...

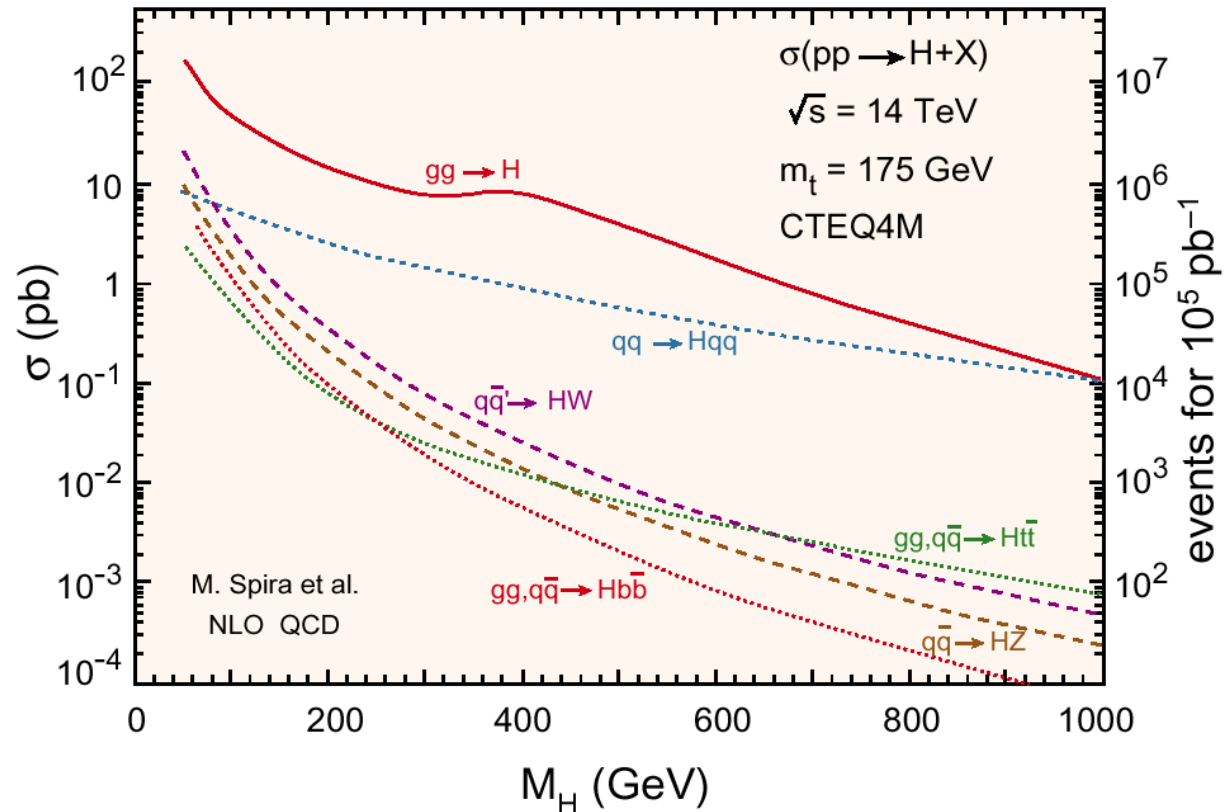
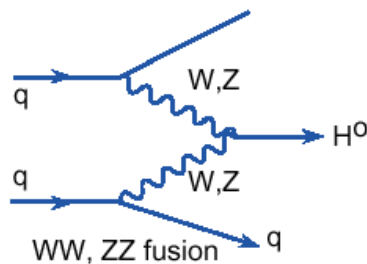
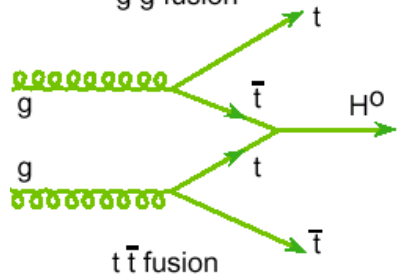
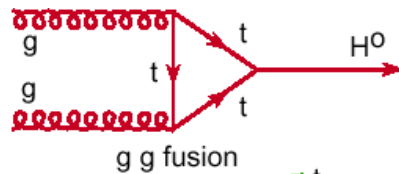
16 fb^{-1} :
Sensitivität besser
als 3σ von 100 bis
185 GeV,
 4σ bei 115 GeV

10 fb^{-1} :
Sensitivität besser
als 2.4σ im ge-
samten Massenbe-
reich,
 3σ bei 115 GeV



Higgsproduktion am LHC

Erzeugungsprozesse

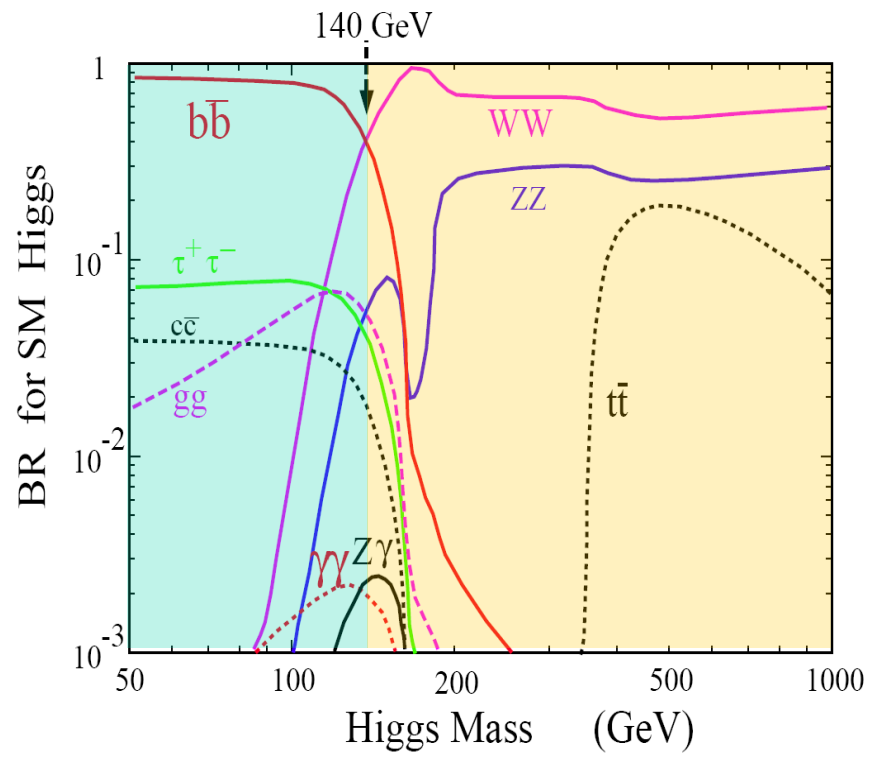


$gg \rightarrow H$ dominiert wie bei Tevatron, aber σ ca. 10x so groß

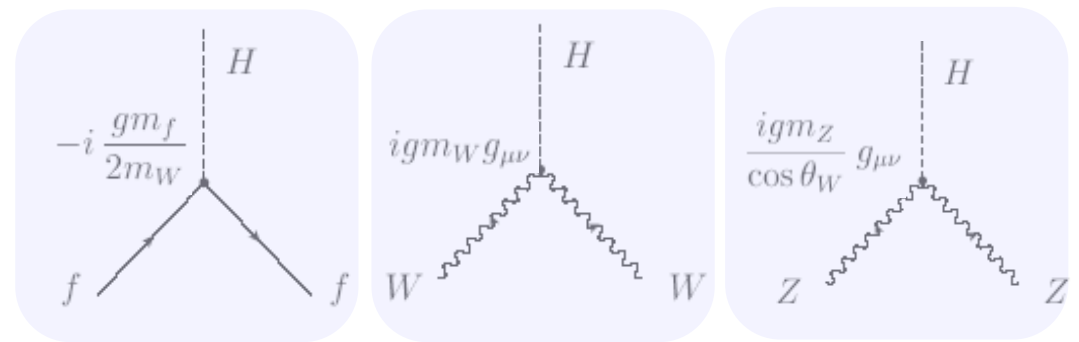
$qq \rightarrow Hqq$ 2.wichtigster Modus am LHC (Vektorbosonfusion)

$qq \rightarrow HW, HZ$ zweitwichtigster Modus am Tevatron, aber σ ca. 100 so groß am LHC

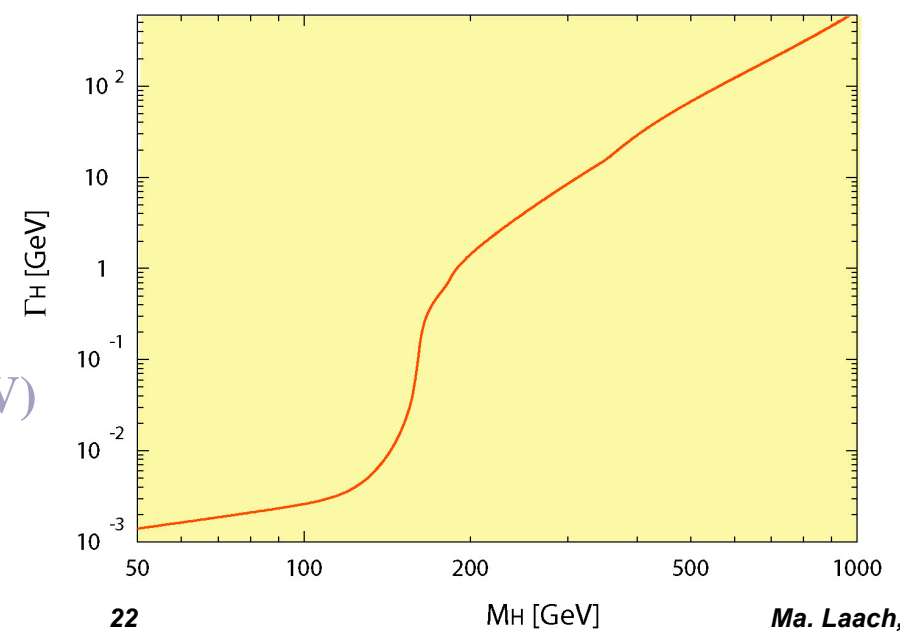
Higgsverzweigungsverhältnisse und -breite



Higgs koppelt proportional zu den Fermion- bzw. W/Z-Massen!



Spira et al. hep-ph/9803257



Breite bei $m_H \approx 120$ GeV: $O(10$ MeV)

Higgssuche am LHC

Bei LHC ist das SM-Higgsboson im gesamten erwarteten Massenbereich vom derzeitigen LEP-Limit 114.5 GeV bis in den TeV-Bereich zugänglich. Je nach Masse bzw. Untergrund benützt man verschiedene Zerfallskanäle ($l = e, \mu$):

$m_H < 140 \text{ GeV}$

$$H \rightarrow \gamma\gamma \text{ (BR} \approx 0.001\text{-}0.002\text{)}$$

$$H \rightarrow b\bar{b} \text{ (QCD-Untergrund } \sigma_{b\bar{b}} = 0.5 \text{ mb, nicht für Entdeckung geeignet)}$$

$$H \rightarrow \tau\tau \text{ (QCD-Untergrund} \rightarrow \text{VBF-Produktion, braucht hohe Luminosität)}$$

$m_H > 140 \text{ GeV}$

$$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$$

$$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l 2\nu, \text{ nur um } 160 \text{ GeV wegen Untergrund}$$

$m_H > 500 \text{ GeV}$

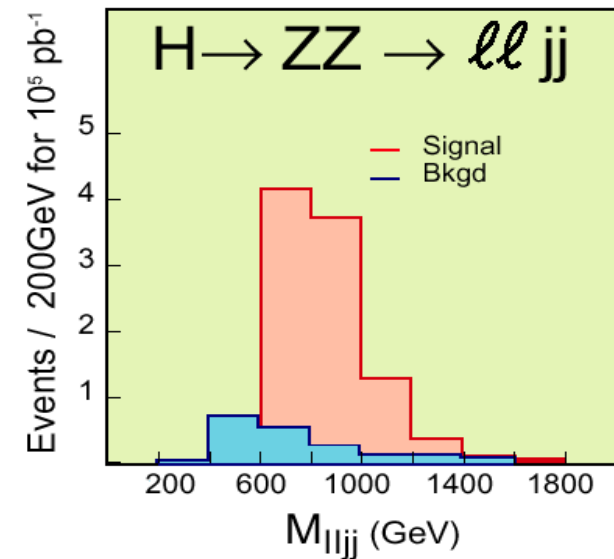
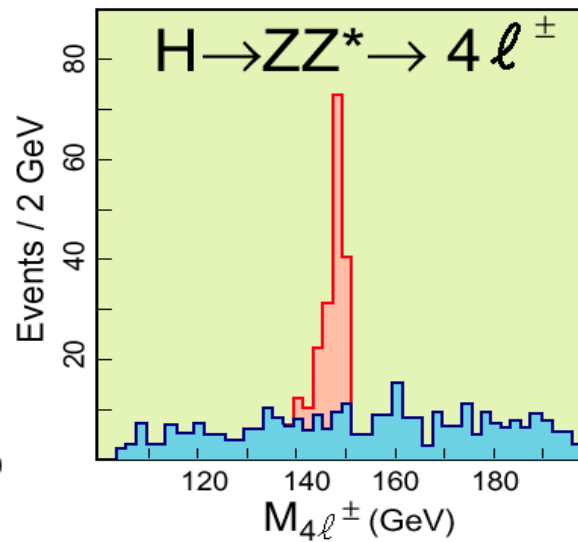
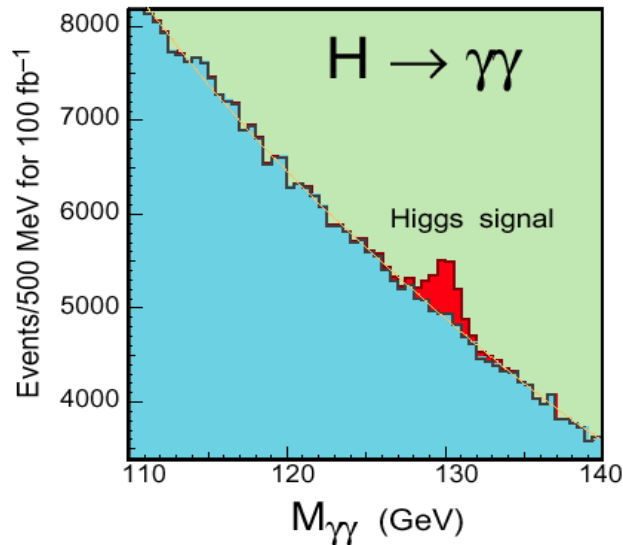
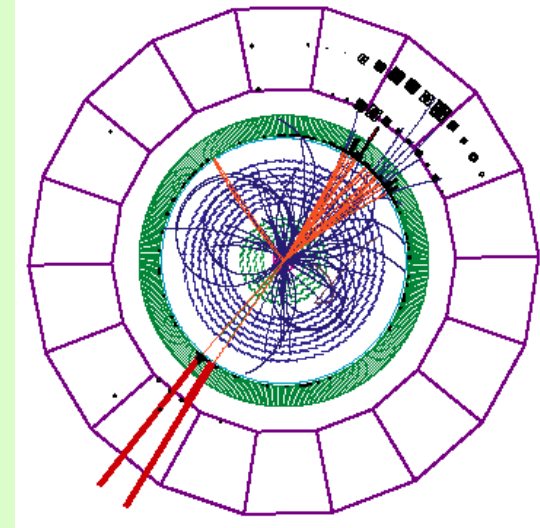
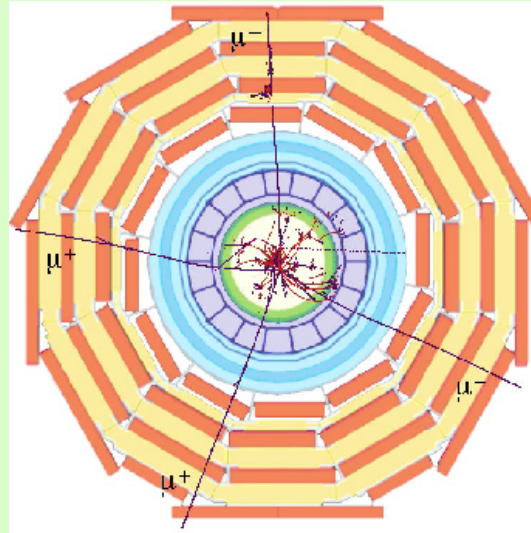
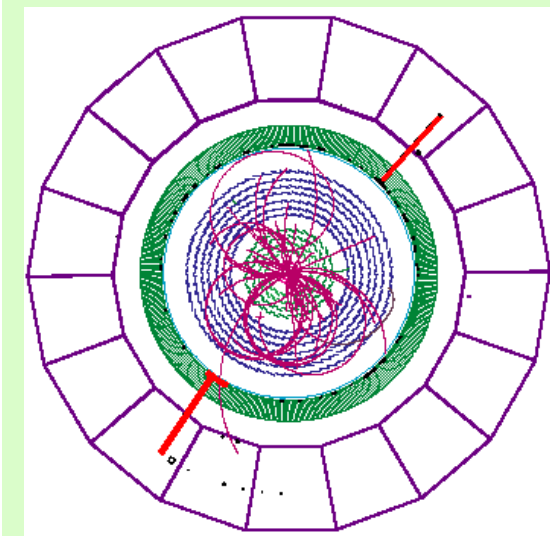
$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l 2j, 2l 2\nu$$

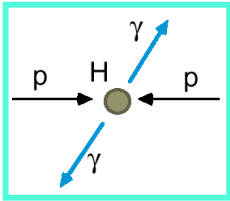
$m_H > 800 \text{ GeV}$

$$H \rightarrow WW \rightarrow l \nu 2j$$



Higgsnachweis am LHC





H -> 2 gamma

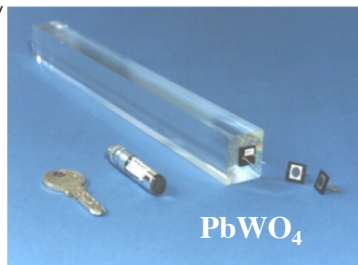
$\sigma_{H \rightarrow \gamma\gamma} = 0.1 \text{ pb}$ bei 120 GeV, $BR \approx 0.002$. Man braucht ein elektromagnetisches Kalorimeter mit guten Energie- und Winkelauflösungen (ATLAS: Blei-Flüssigargon, CMS: $PbWO_4$ -Kristalle). Man braucht Massenauflösung $\Delta m_H / m_H < 1\%$.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}$$

a ... (3 – 10) %

b ... (150 – 400) MeV

c ... (0.5 – 0.7)%



Untergrund: auch aus Daten

Irreduzibel:

2 isolierte γ

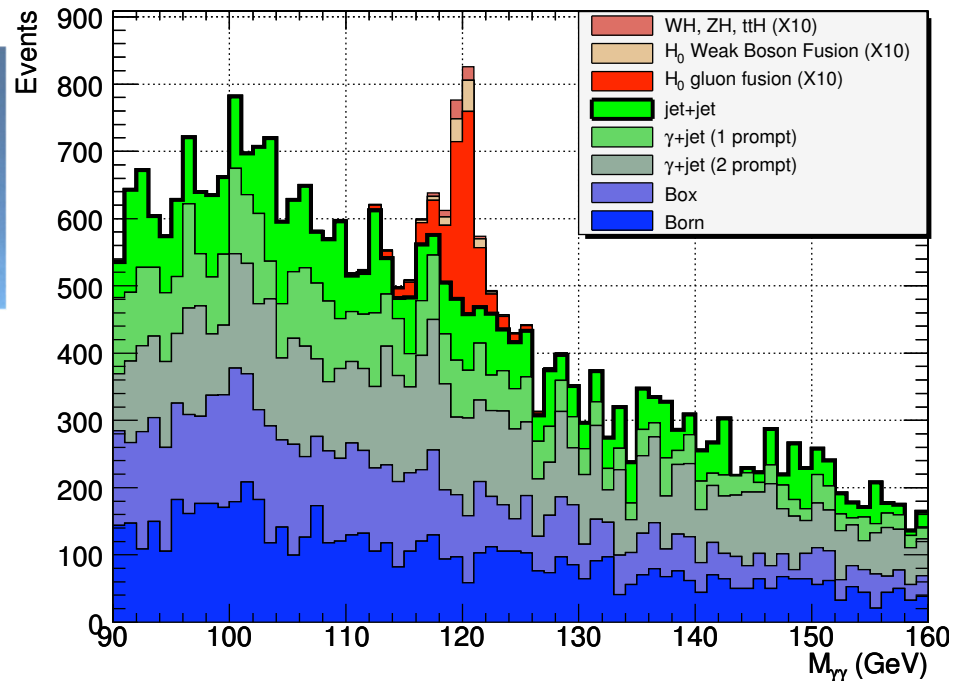
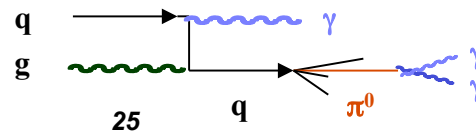


(z.B. $gg \rightarrow \gamma\gamma$, $qg \rightarrow \gamma\gamma X$)

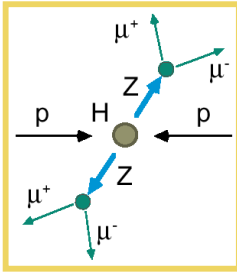
Reduzibel: γj ($\sigma \approx 10^4 \text{ pb}$), jj ($\sigma \approx 10^7 \text{ pb}$)

(z.B. $qg \rightarrow \gamma q$, π^0 in Jet $\rightarrow \gamma\gamma$)

Man braucht gute γ -Jet Separation.

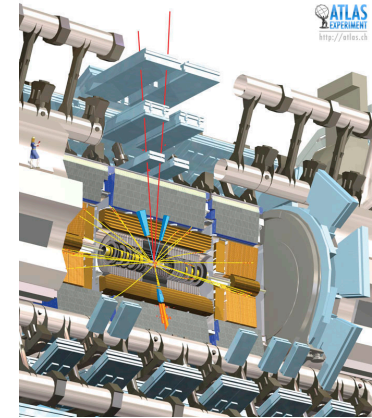


CMS: 7.7 fb⁻¹



$H \rightarrow ZZ, ZZ^*$

“Goldener Kanal”! Nachweis beruht auf ausgezeichnetem Tracker, elektromagnetischem Kalorimeter und Myonsystem. Hohe Effizienz für alle ist wichtig, da 4 Leptonen im Spiel sind.

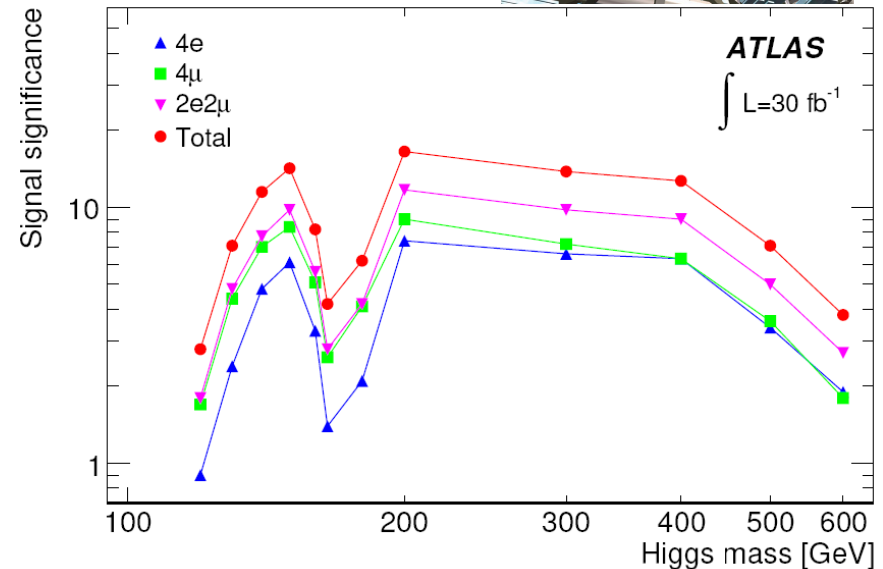
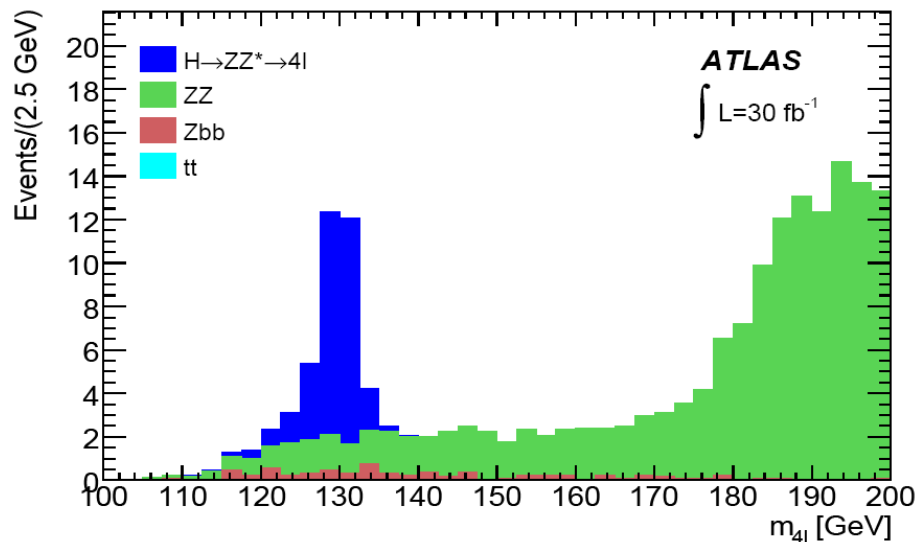


Untergrund:

Irreduzibel: ZZ

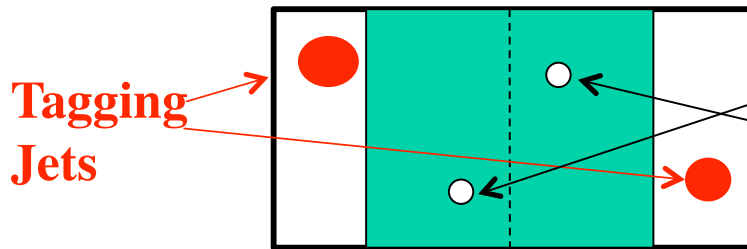
Reduzibel: tt, Zbb

Unterdrückung hauptsächlich durch Leptonisolation und b-tagging (Impaktparameter)



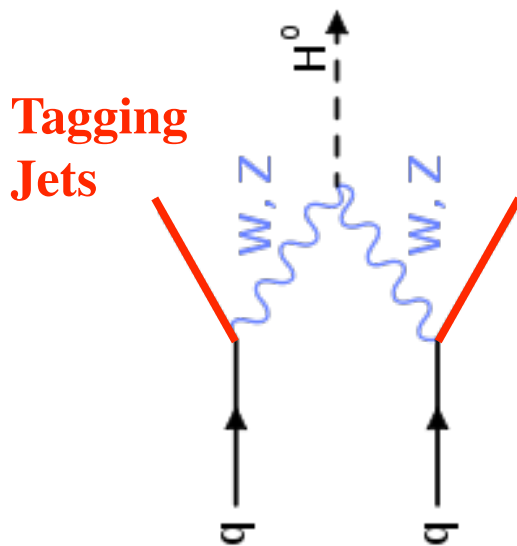
$H \rightarrow \tau\tau$

Erzeugung durch Vektorbosonfusion erlaubt Ausnutzung des **Rapiditätslochs** zwischen den **“Tagging Jets”** mit hohem p_T in der Vorwärtsrichtung \rightarrow Jetveto im Zentralbereich:



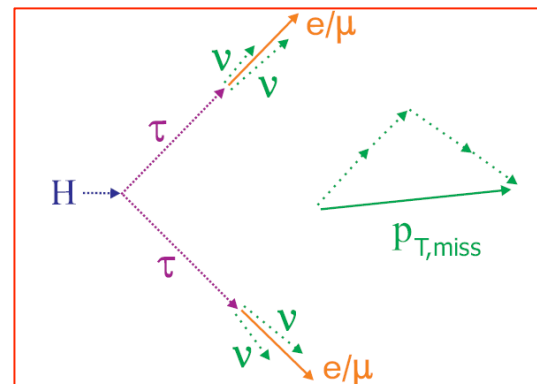
H-Zerfallsprodukte

τ -Identifikation:
 $\tau\tau \rightarrow ll, lh, hh$

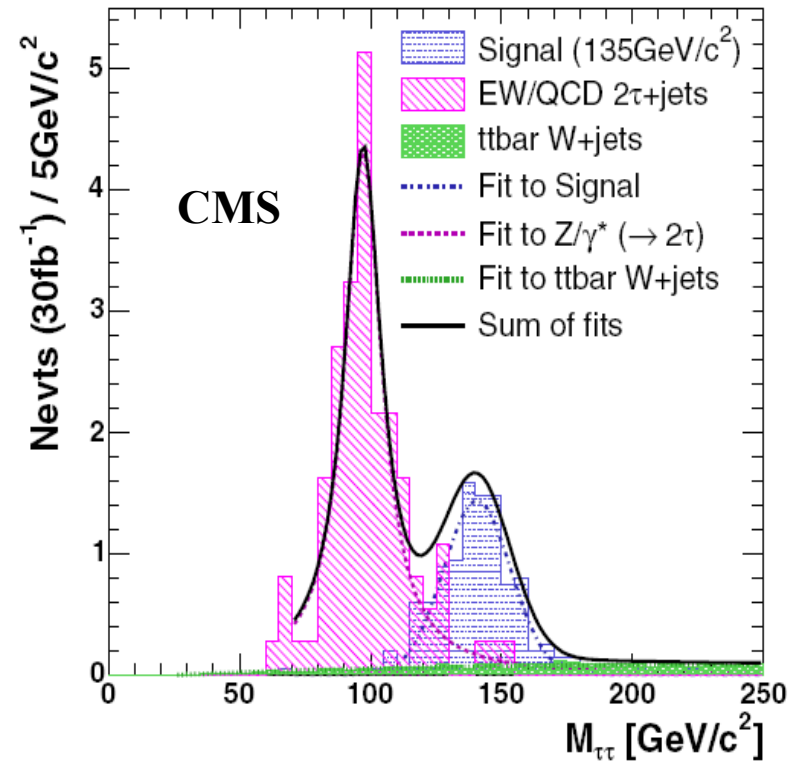
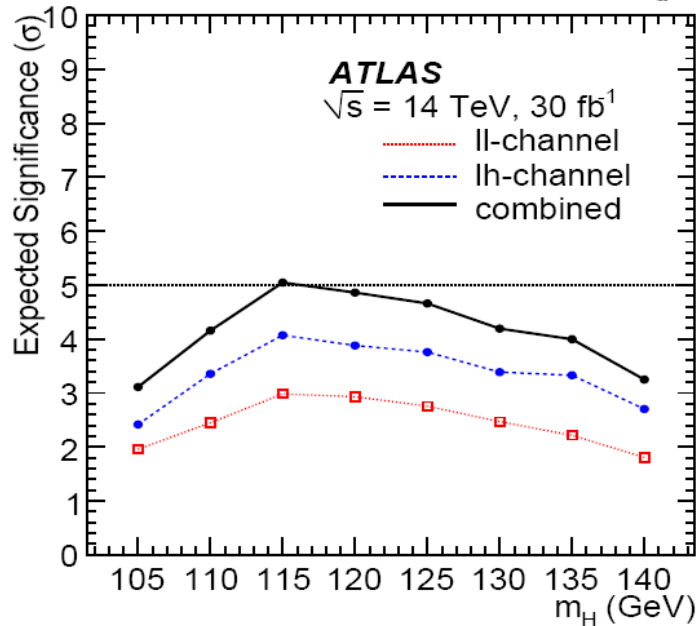
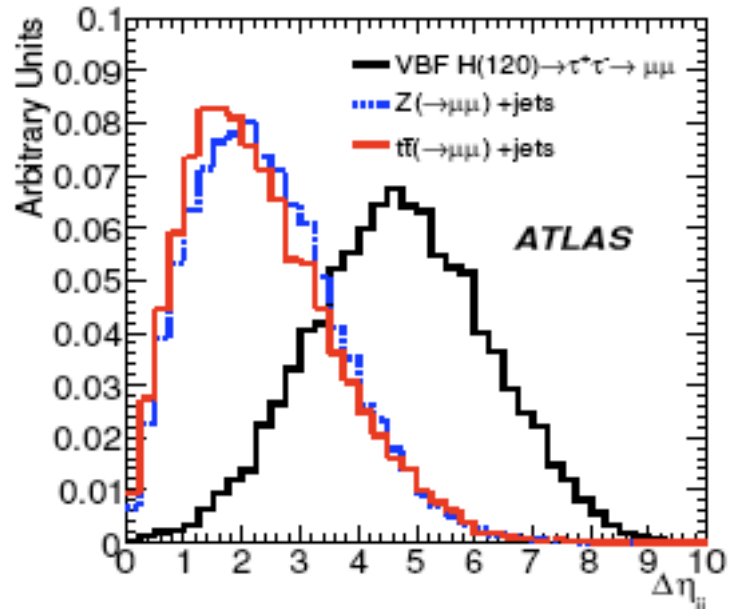


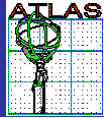
H-Massenrekonstruktion:

Ausnutzung der kollineare Näherung von $l-\nu$ (hohe Masse verursacht starken Boost entlang der ursprünglichen Flugrichtung des τ) und Winkel zwischen den beiden τ 's

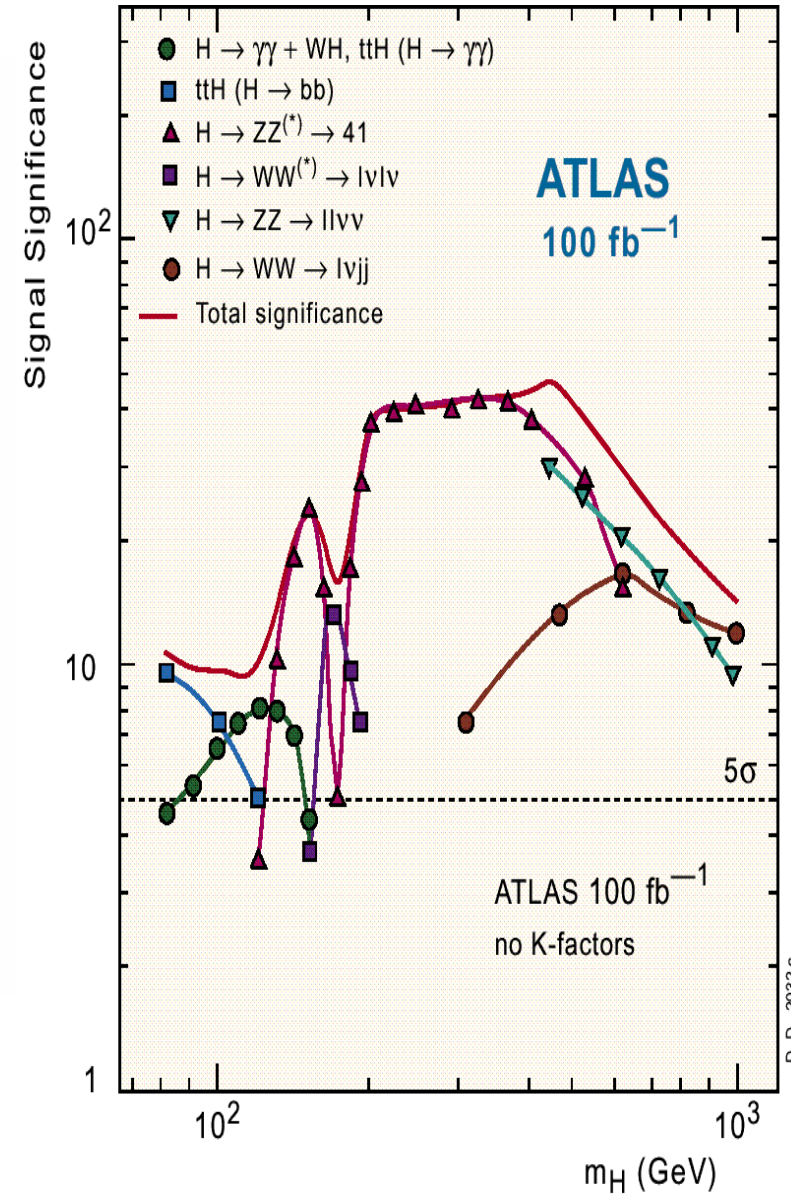
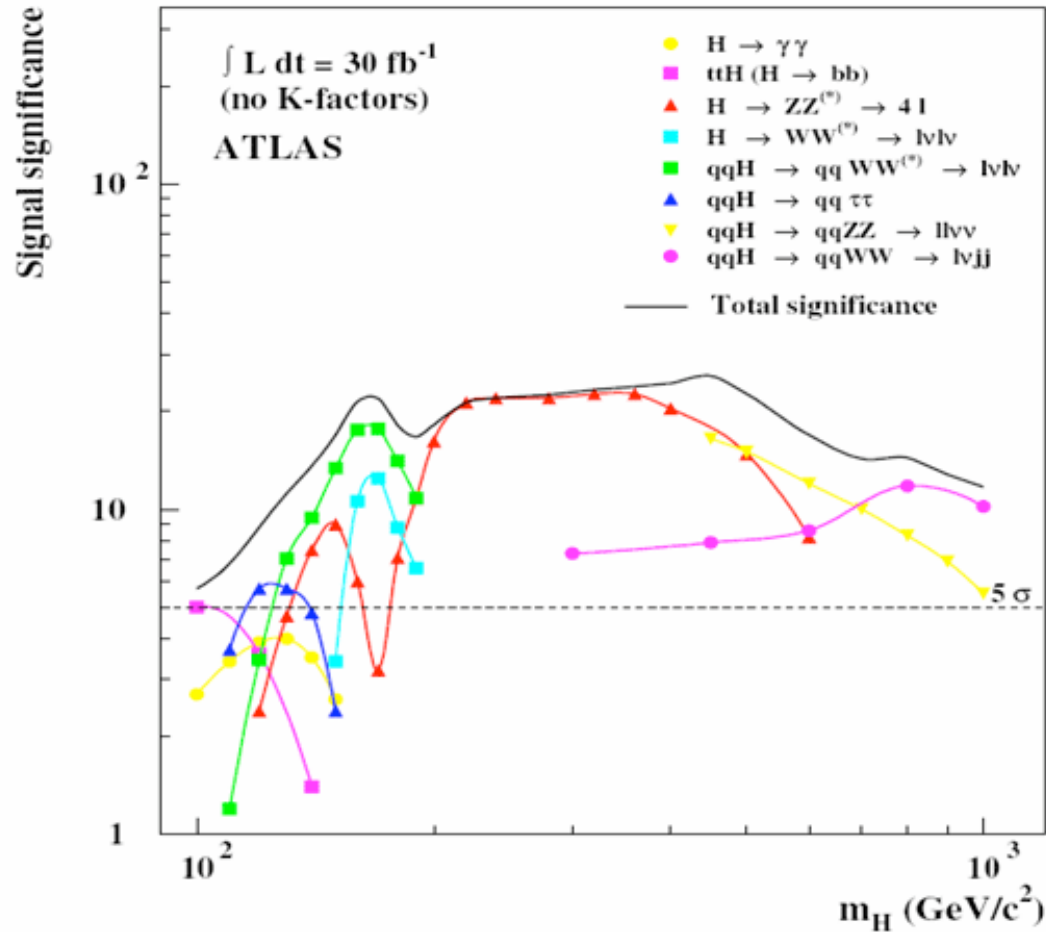


$H \rightarrow \tau\tau$





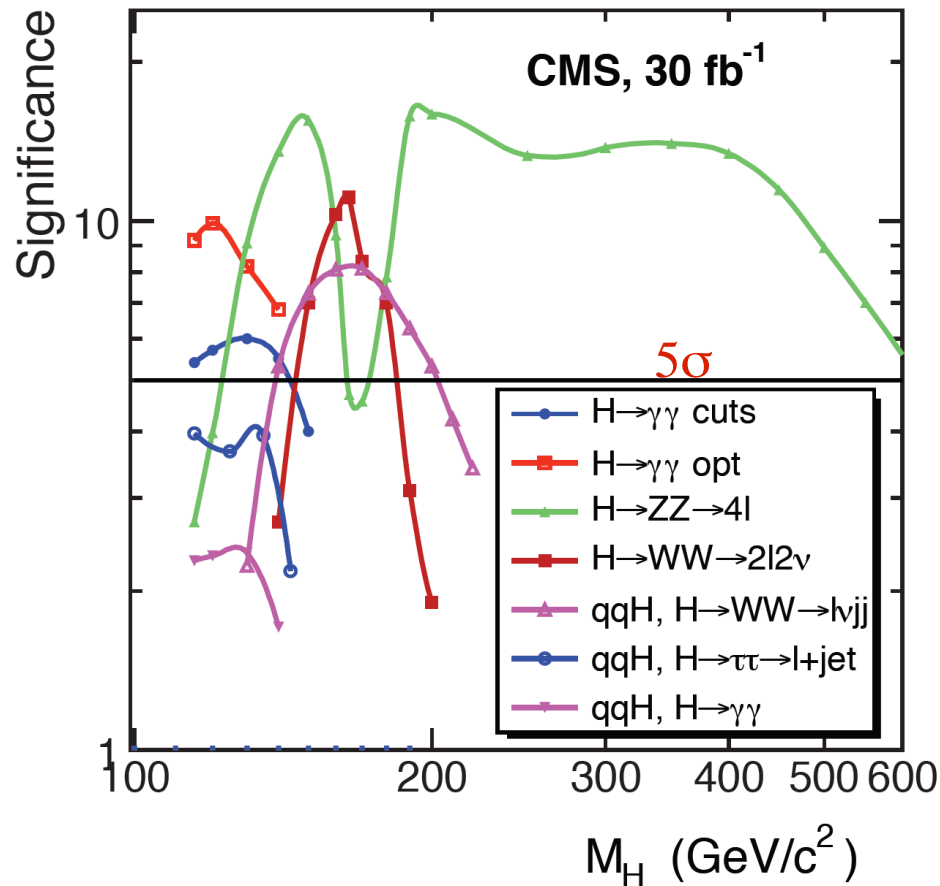
Standardmodell-Higgs in ATLAS



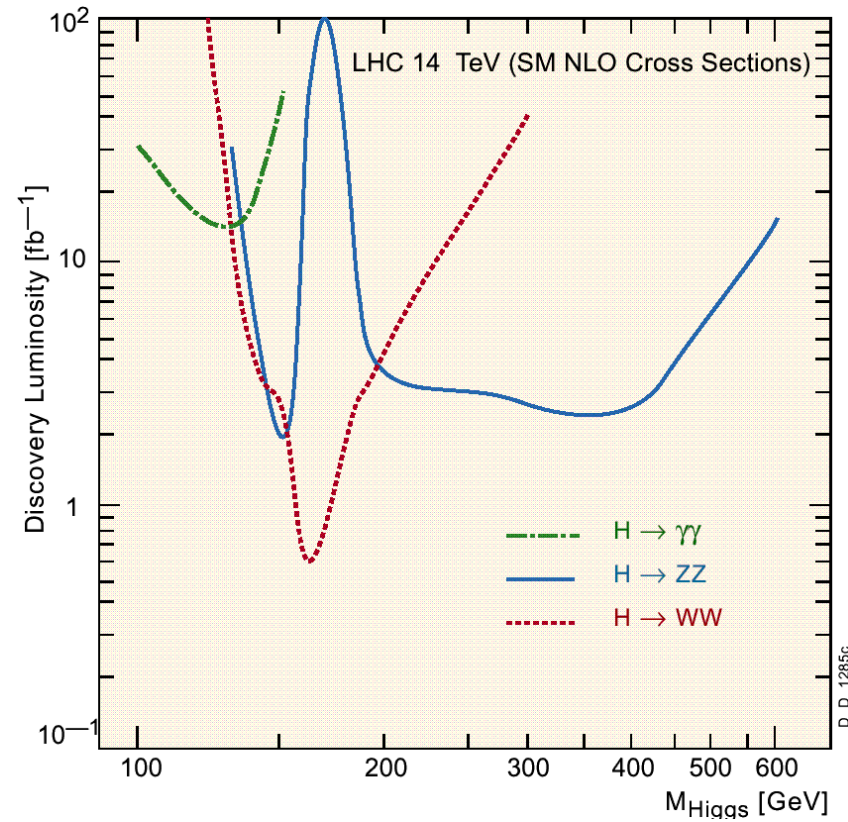
Signifikanzen für 30 und 100 fb⁻¹



Standardmodell-Higgs in CMS



Signifikanz für 30 fb⁻¹



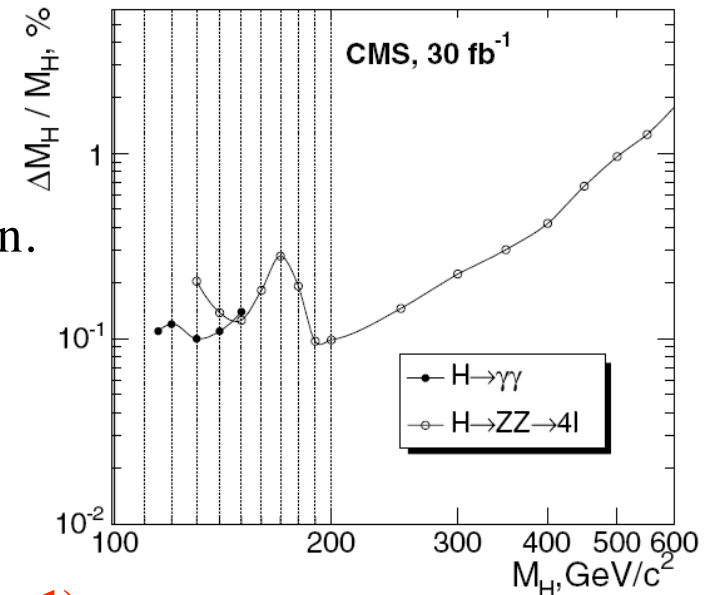
5σ - Konturen

Higgs-Parameter

Selbst wenn das Higgsboson in verschiedenen Zerfallskanälen gefunden ist, muss man seine Parameter messen, vor allem:

- **Masse**

- Mit 30 fb^{-1} sollte man die Masse mit $\approx 0.2\%$ Genauigkeit messen können.



- **Spin und CP (Standardmodell: Spin = 0, CP = +1)**

- Ein Signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ bedeutet, dass der Spin 0 sein muß (Landau-Yang Theorem).
- Winkelverteilungen der Fermionen in $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4f$
- Winkelverteilung der Tagging Jets aus Vektorbosonfusion

- **Kopplungen an Eichbosonen und Fermionen**

- **Zerfallsbreite**

HVV-Kopplung

Erinnerung SM: $\mathcal{L}_{HG^2} = m_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\}$

Higgskopplungen an W bzw. Z: $g_W = \frac{2m_W^2}{v}$ $g_Z = \frac{2m_Z^2}{v}$

Allgemeinste Kopplung (Vertex) an Vektorbosonen für Higgs mit Spin 0, aber nicht spezifiziertem CP:

$$V_{HVV, J=0}^{\mu\nu} = \underbrace{\overbrace{\kappa \cdot g^{\mu\nu}}^{\text{SM}} + \frac{\zeta}{m_V^2} \cdot p^\mu p^\nu}_{\text{skalar}} + \underbrace{\frac{\eta}{m_V^2} \cdot \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma}}_{\text{pseudoskalar}}$$

$k_1, k_2 \dots$ Viererimpulse der Vektorbosonen V (W, Z), $p = k_1 + k_2 \dots$ Viererimpulse des Higgs

Studiere Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow l_1^+ l_1^- l_2^+ l_2^-$ Vereinfachung $\kappa = 1, \zeta = 0; \tan \xi = \eta$:

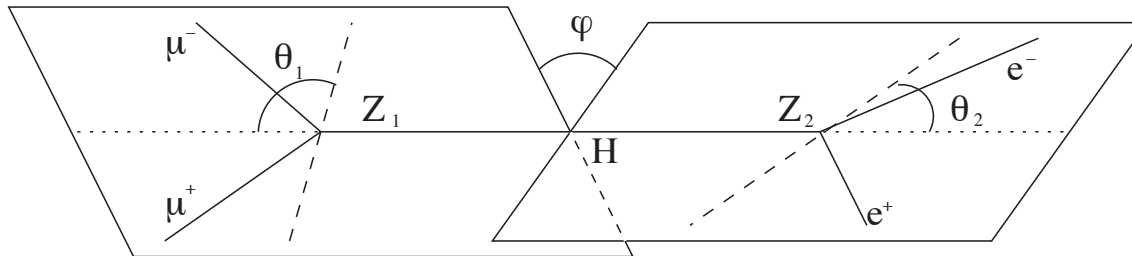
Zerfallsbreite für diesen Kanal: $d\Gamma(\eta) \approx S + \eta I + \eta^2 A$

S ... Skalarterm (Standardmodell)

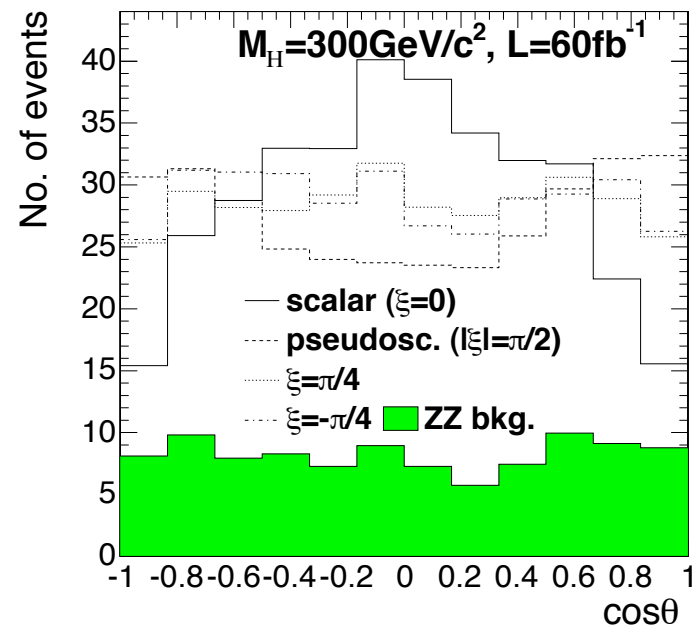
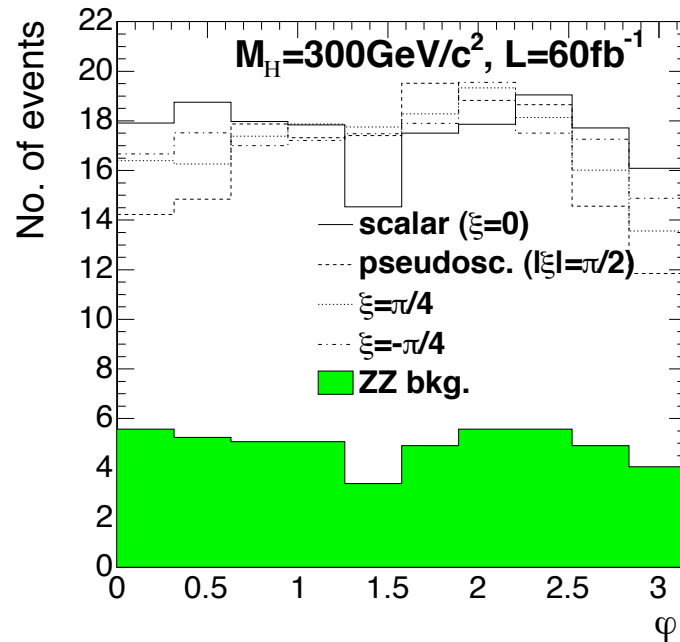
I ... Interferenzterm (CP-verletzend)

A ... Pseudoskalarterm ($P = -1$)

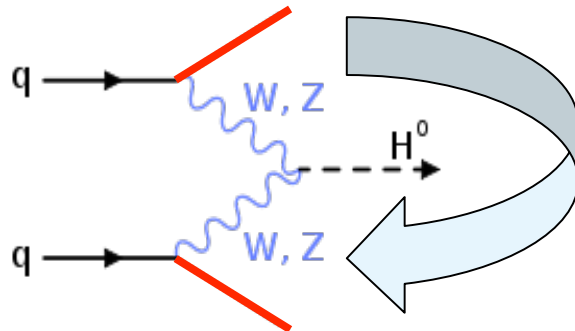
Winkelverteilungen



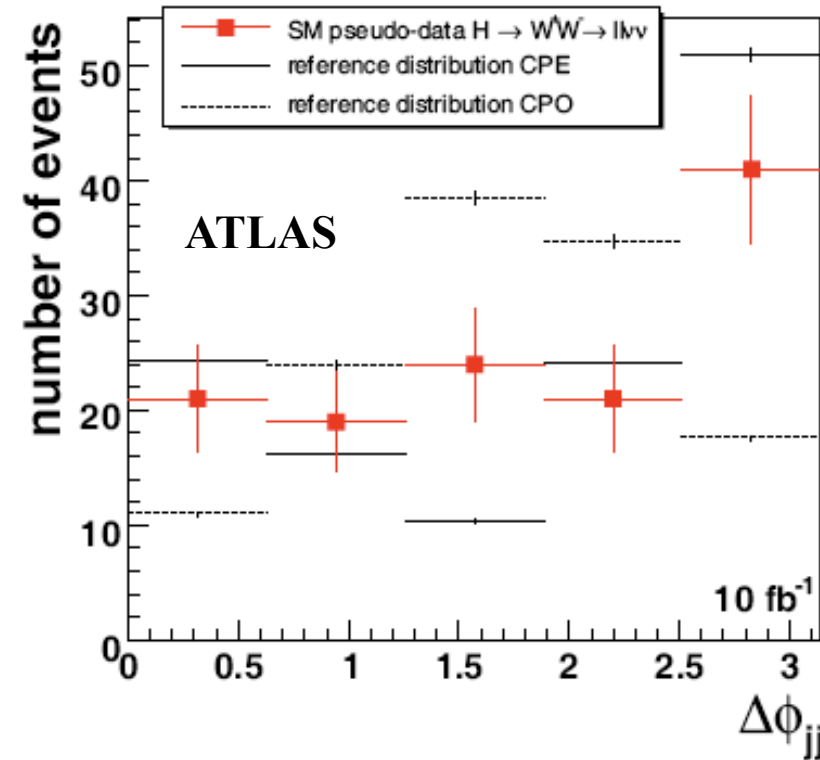
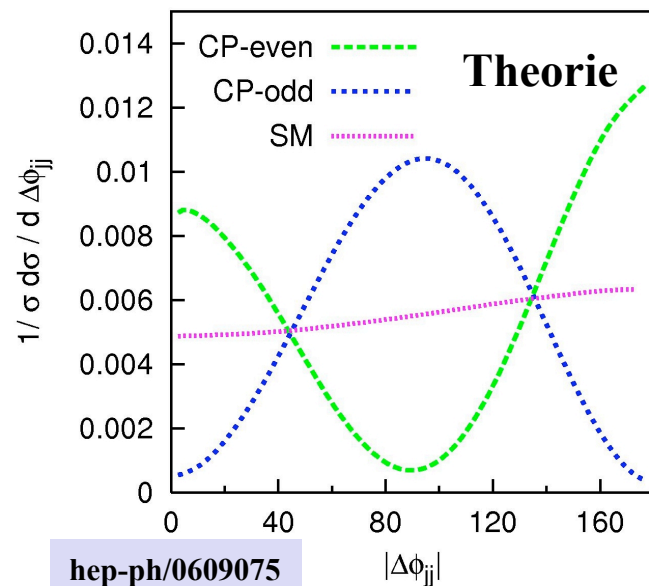
φ : Winkel zwischen den Zerfallsebenen der Z
 θ : Winkel zwischen Lepton und Z-Flugrichtung im Ruhesystem der Z



Anormale Kopplungen



$\Delta\phi_{jj}$: Azimutwinkel zwischen den beiden Tag Jets

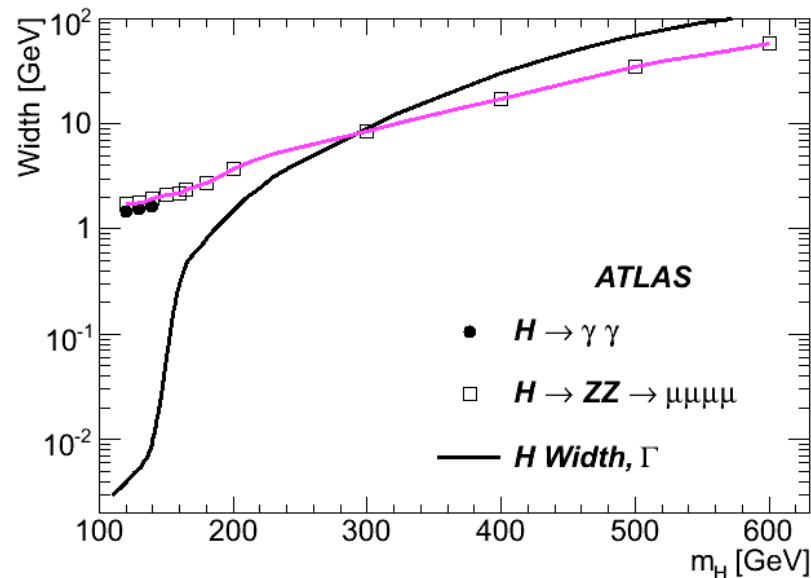


Anormale Kopplungen (CPE, CPO) können bei $m_H = 160$ GeV mit 5σ und 10 fb^{-1} ausgeschlossen werden.

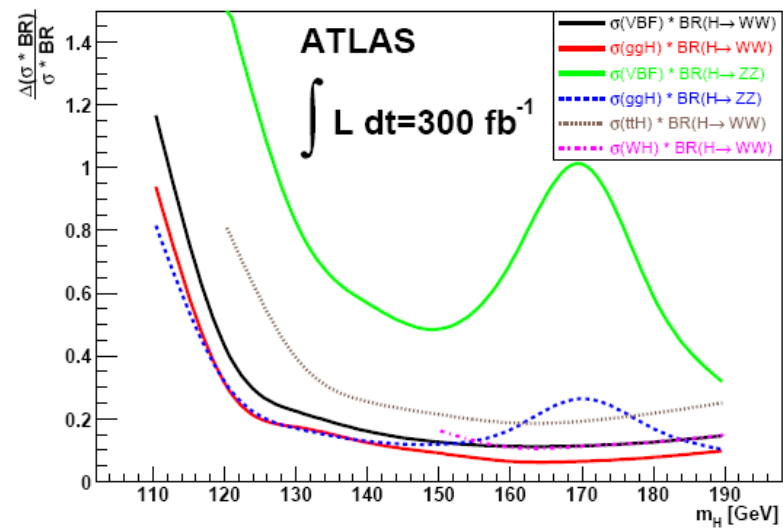
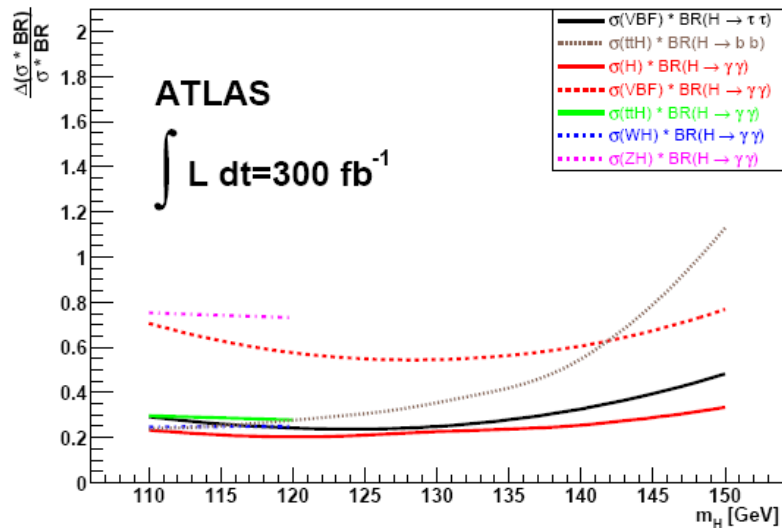
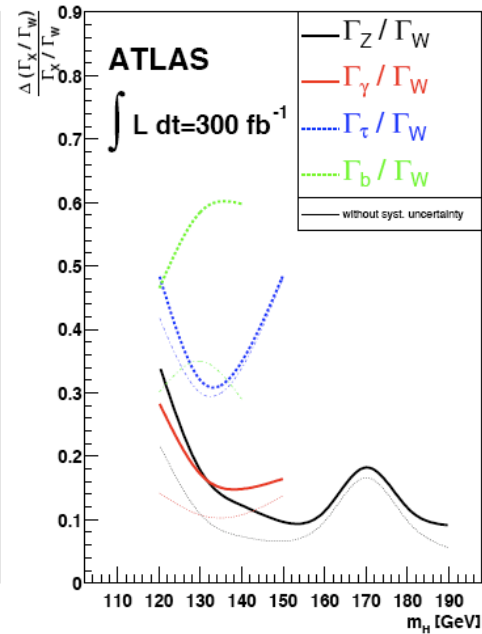
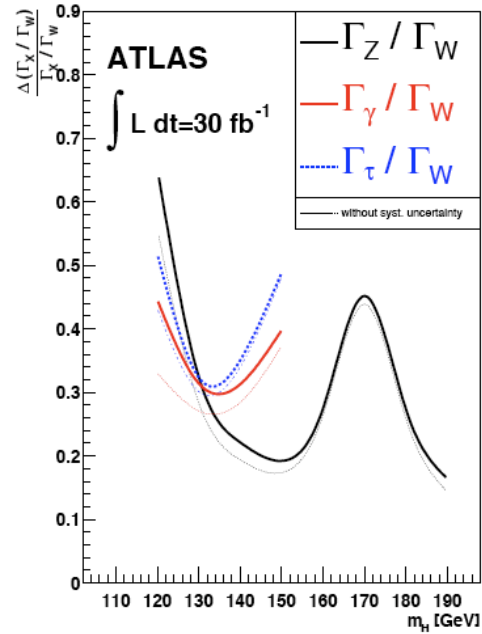
Zerfallsbreiten

Die gesamte Zerfallsbreite des Higgs kann direkt nur bestimmt werden, wenn die Massenauflösung in einem bestimmten Kanal kleiner oder vergleichbar mit der Zerfallsbreite in diesem Kanal ist -> nur bei größeren Massen möglich. Für m_H unter ca. 200 GeV nur indirekt, mit zusätzlichen theoretischen Annahmen, aus globalem Fit an alle zur Verfügung stehenden Messungen in verschiedenen Kanälen.

Modellunabhängig: nur Verhältnisse von Partialbreiten, durch Messung der relativen Verzweigungsverhältnisse, die zu ihnen proportional sind.

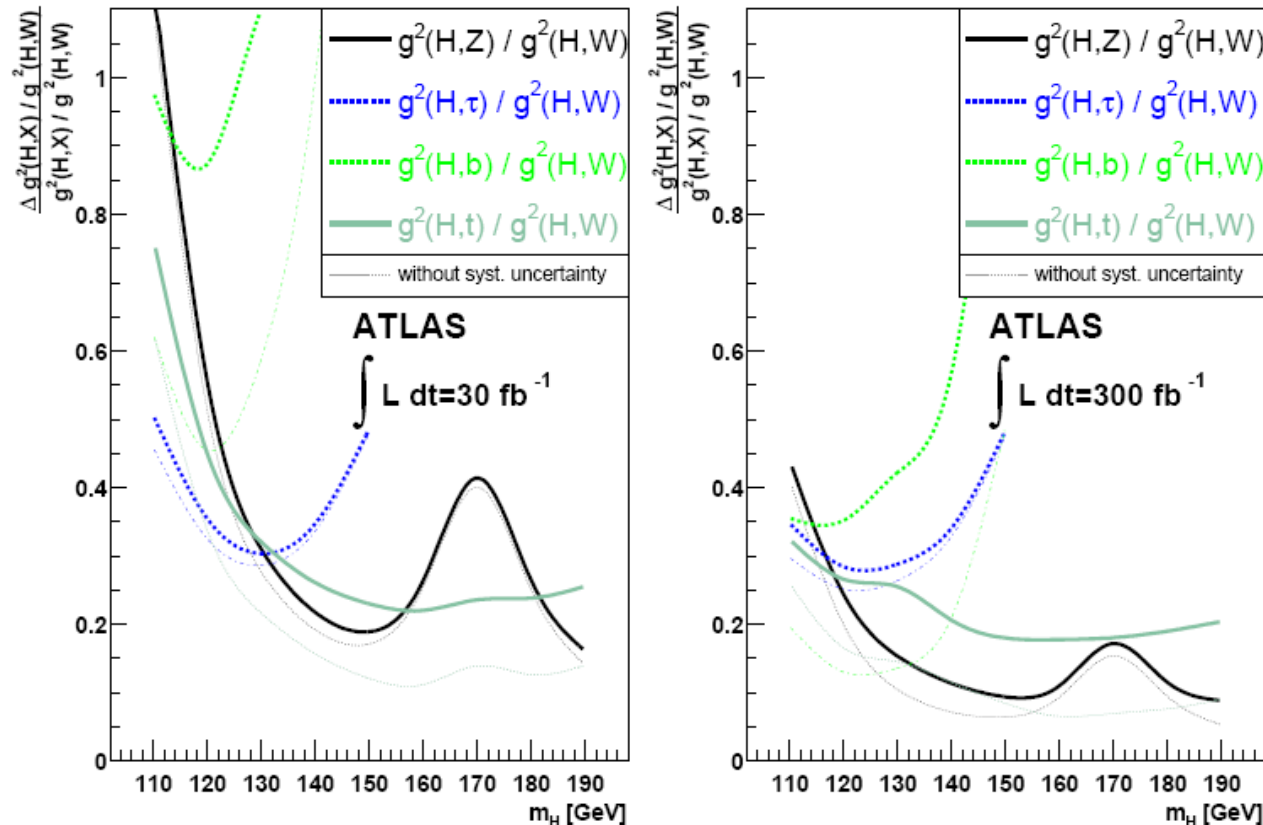


Zerfallsbreiten



Kopplungen

Aus dem globalen Fit kann man auch Kopplungen berechnen. Die Partialwirkungsquerschnitte sind proportional zu diesen Kopplungen. Aufgrund der großen Produktionsbeiträge von Gluonfusion und ttH kann das Verhältnis der Top-Yukawakopplung zur Higgs-WW-Kopplung gut bestimmt werden, mit einer Unsicherheit von ca. 20%.



Zusammenfassung Teil 3

- Das Standardmodell-Higgsboson kann am LHC in allen erwarteten Massenbereichen gefunden werden.
- Mehrere Zerfallskanäle müssen im allgemeinen benützt werden.
- Die Messung der Higgsparameter ist ebenfalls möglich, braucht aber Luminosität.