

# Bestimmung der Higgsboson-Eigenschaften

Michael Rauch | 18. November 2011

INSTITUT FÜR THEORETISCHE PHYSIK



# Bislang beobachtete Teilchen

- Materieteilchen: Quarks, Leptonen
- Kraftteilchen: Photon,  $W/Z$ -Boson, Gluon

Mathematische Formulierung:

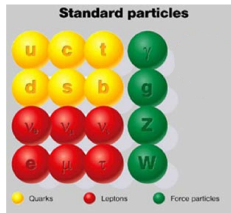
Eichtheorie ( $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ )

$$\mathcal{L} = \sum_L \bar{\psi}_L i \not{D}_L \psi_L + \sum_R \bar{\psi}_R i \not{D}_R \psi_R - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

wobei

$$D_L^\mu = \partial^\mu + ig_s t^a G^{a,\mu} + ig' \frac{Y}{2} B^\mu - igt^a W^{a,\mu}$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu + ig_s t^a G^{a,\mu} + ig' \frac{Y}{2} B^\mu$$



# Bislang beobachtete Teilchen

- Materieteilchen: Quarks, Leptonen
- Kraftteilchen: Photon, W/Z-Boson, Gluon

Mathematische Formulierung:

Eichtheorie  $(SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$

linkshändige Fermionen    rechtehändige Fermionen

$$\mathcal{L} = \sum_L \bar{\psi}_L i \not{D}_L \psi_L + \sum_R \bar{\psi}_R i \not{D}_R \psi_R$$

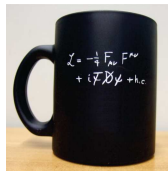
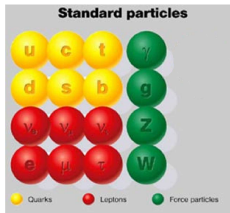
$$- \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

Gluon
elektroschwache Eichbosonen

wobei

$$D_L^\mu = \partial^\mu + ig_s t^a G^{a,\mu} + ig' \frac{Y}{2} B^\mu - \underbrace{igt^a W^{a,\mu}}_{\text{schwache Wechselwirkung maximal paritätsverletzend [Wu]}}$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu + ig_s t^a G^{a,\mu} + ig' \frac{Y}{2} B^\mu$$



# Bislang beobachtete Teilchen

- Materieteilchen: Quarks, Leptonen
- Kraftteilchen: Photon, W/Z-Boson, Gluon

Mathematische Formulierung:

Eichtheorie  $(SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$

linkshändige Fermionen    rechtehändige Fermionen

$$\mathcal{L} = \sum_L \bar{\psi}_L i \not{D}_L \psi_L + \sum_R \bar{\psi}_R i \not{D}_R \psi_R$$

$$- \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

Gluon
elektroschwache Eichbosonen

wobei

$$D_L^\mu = \partial^\mu + ig_s t^a G^{a,\mu} + ig' \frac{Y}{2} B^\mu - \underbrace{igt^a W^{a,\mu}}_{\substack{\text{schwache Wechselwirkung} \\ \text{maximal paritätsverletzend [Wu]}}$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu + ig_s t^a G^{a,\mu} + ig' \frac{Y}{2} B^\mu$$

keine Massenterme

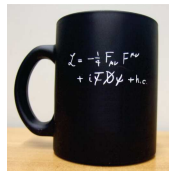
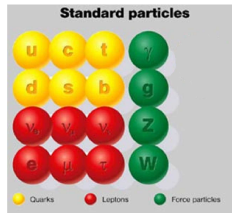
Fermion:

$$\mathcal{L}_{\text{mass},f} = -m_f (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$$

Eichboson:

$$\mathcal{L}_{\text{mass},V} = -\frac{m_V^2}{2} V_\mu V^\mu$$

→ verletzen Eichinvarianz



Lösung: Spontane Symmetriebrechung

Idee: zusätzliches Feld  $\Phi$  sodass  $\mathcal{L}$  invariant unter Eichtransformationen  
aber Grundzustand nicht

$\Rightarrow$  nichtverschwindender Vakuumerwartungswert von  $\Phi$

Bsp. Ferro-Magnetismus:

$T > T_c$ : keine Magnetisierung  $\rightarrow$  Drehsymmetrie

$T < T_c$ : spontane Magnetisierung  $\rightarrow$  ausgezeichnete Richtung, Symm. gebrochen

Lösung: Spontane Symmetriebrechung

Idee: zusätzliches Feld  $\Phi$  sodass  $\mathcal{L}$  invariant unter Eichtransformationen  
aber Grundzustand nicht

$\Rightarrow$  nichtverschwindender Vakuumerwartungswert von  $\Phi$

Bsp. Ferro-Magnetismus:

$T > T_c$ : keine Magnetisierung  $\rightarrow$  Drehsymmetrie

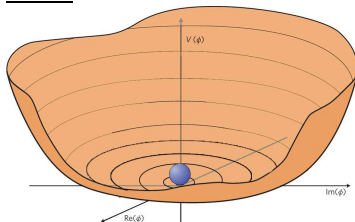
$T < T_c$ : spontane Magnetisierung  $\rightarrow$  ausgezeichnete Richtung, Symm. gebrochen

Feldtheorie:

- globale kontinuierliche Symmetrie:  
masseloses Goldstone-Boson  
für jeden gebrochenen Generator
- lokale Eichsymmetrie:  
durch Eichtransformation eliminiert  
(*would-be Goldstone-Bosonen*)  
longitudinale Moden der Eichbosonen

$$\mathcal{L} \propto -\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

$$\mu^2 > 0$$



Lösung: Spontane Symmetriebrechung

Idee: zusätzliches Feld  $\Phi$  sodass  $\mathcal{L}$  invariant unter Eichtransformationen  
aber Grundzustand nicht

⇒ nichtverschwindender Vakuumerwartungswert von  $\Phi$

Bsp. Ferro-Magnetismus:

$T > T_c$ : keine Magnetisierung → Drehsymmetrie

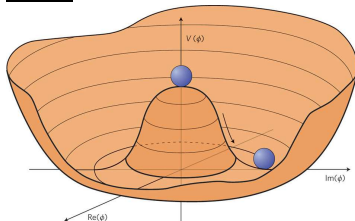
$T < T_c$ : spontane Magnetisierung → ausgezeichnete Richtung, Symm. gebrochen

Feldtheorie:

- globale kontinuierliche Symmetrie:  
masseloses Goldstone-Boson  
für jeden gebrochenen Generator
- lokale Eichsymmetrie:  
durch Eichtransformation eliminiert  
(*would-be Goldstone-Bosonen*)  
longitudinale Moden der Eichbosonen

$$\mathcal{L} \propto -\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

$\mu^2 < 0$



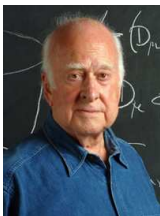
# Higgs-Mechanismus im Standardmodell

Standardmodell: Higgs-Mechanismus

(basierend auf ähnlichen Ideen in der Festkörperphysik)

[Higgs; Guralnik, Hagen, Kibble; Englert, Brout 1964]

[Anderson 1963]



- Füge Higgsfeld als  $SU(2)$ -Dublett mit Hyperladung +1 ein:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + iG^0) \end{pmatrix}$$



# Higgs-Mechanismus im Standardmodell

Standardmodell: Higgs-Mechanismus

[Higgs; Guralnik, Hagen, Kibble; Englert, Brout 1964]

(basierend auf ähnlichen Ideen in der Festkörperphysik)

[Anderson 1963]

- Füge Higgsfeld als  $SU(2)$ -Dublett mit Hyperladung  $+1$  ein:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + iG^0) \end{pmatrix}$$

- Bricht  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$  ( $\rightarrow$  Photon masselos)
- $G^\pm, G^0 \rightarrow$  longitudinale Moden von  $W^\pm, Z$
- $H$  reelles Skalarfeld  $\rightarrow$  Higgs-Boson
- $v = \frac{2M_W}{e\sqrt{1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}}} \simeq 246 \text{ GeV}$  Vakuumerwartungswert

- Beitrag zur Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}_H = (D_{L,\mu}\Phi)^\dagger (D_L^\mu\Phi)$$

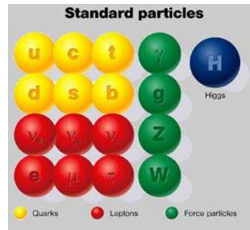
kinetischer Term

$$+ \frac{m_H^2}{2}\Phi^\dagger\Phi - \frac{m_H^2}{2v^2}(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

Higgs-Potential

$$- (\lambda_\ell \bar{L}\Phi e_R + \lambda_u \bar{Q}\Phi^c u_R + \lambda_d \bar{Q}\Phi d_R + h.c.)$$

Yukawa-Kopplung an Fermionen



Standardmodell: Higgs-Mechanismus

[Higgs; Guralnik, Hagen, Kibble; Englert, Brout 1964]

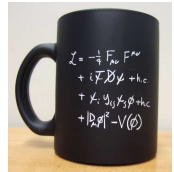
- Füge Higgsfeld als  $SU(2)$ -Dublett mit Hyperladung +1 ein:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + iG^0) \end{pmatrix}$$

- Beitrag zur Lagrangedichte:

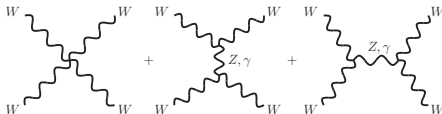
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= (D_{L,\mu} \Phi)^\dagger (D_L^\mu \Phi) \\ &+ \frac{m_H^2}{2} \Phi^\dagger \Phi - \frac{m_H^2}{2v^2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ &- (\lambda_\ell \bar{L} \Phi e_R + \lambda_u \bar{Q} \Phi^c u_R + \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R + h.c.) \\ \stackrel{\text{SSB}}{=} &\frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) - \frac{m_H^2}{2} H^2 - \frac{m_H^2}{2v} H^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} H^4 \\ &- (\text{Massen- und WW-terme mit Eichbosonen}) \\ &- \sum_{\text{Fermionen}} \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} (v + H) \bar{\psi}_f \psi_f \end{aligned}$$

Massenterm ( $m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$ )
Fermion-Higgs-Kopplung



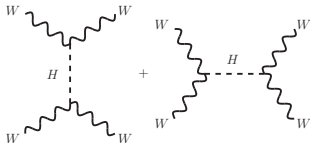
Higgs löst weiteres Problem:

- longitudinale  $W$ -Streuung ohne Higgs



Hochenergielimes: Schwerpunktsenergie  $\sqrt{S} \rightarrow \infty$   
Wirkungsquerschnitt divergiert  $\sigma \propto S \rightarrow \infty$

- zusätzliche Higgs-Diagramme

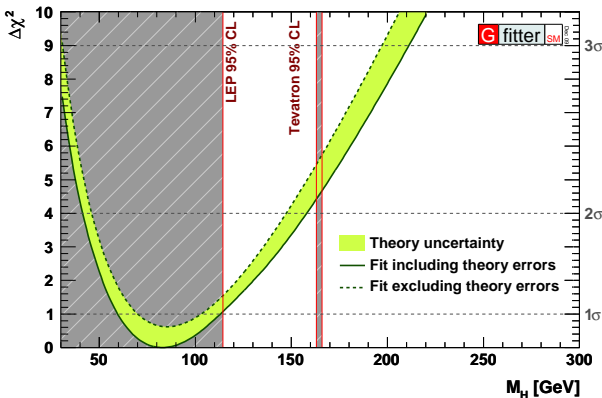
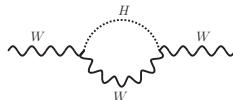


heben Divergenz exakt weg  $\sigma \propto 1/S \rightarrow 0$

Auftreten der Unitaritätsverletzung  $\mathcal{O}(1 \text{ TeV}) \Rightarrow$  zugänglich bei LHC-Energien

# Vor-LHC Status

- Direkte Suchen bei LEP und Tevatron  
→ kein Higgs in getesteten Massenbereichen
- Higgs erzeugt indirekte Effekte durch Auftreten in Schleifenkorrekturen  $\propto \log M_H^2$   
⇒ Vorhersage möglich

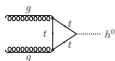


[GFitter 2009]

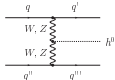
# Erzeugungskanäle des Higgs

Haupt-Higgsboson-Erzeugungskanäle:

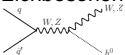
- Gluon-Gluon-Fusion



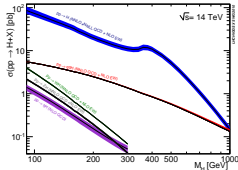
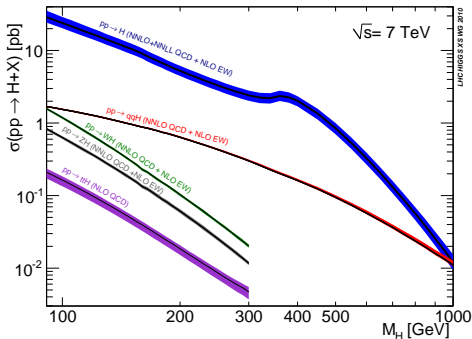
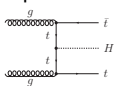
- Vektorboson-Fusion



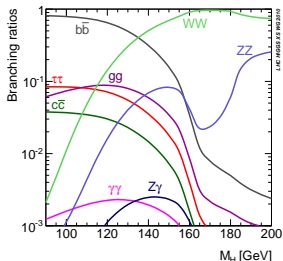
- Assoziierte Erzeugung mit Eichbosonen



- Assoziierte Erzeugung mit Top-Quark-Antiquark-Paar

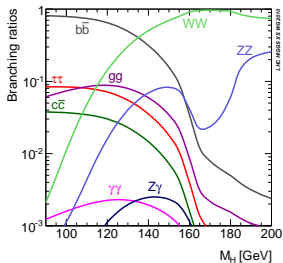


- $H \rightarrow b\bar{b}$ 
  - Haupt-Zerfallskanal ( $\sim 90\%$ ) für leichte Higgsbosonen ( $m_H \lesssim 140$  GeV), wie von experimentellen Daten bevorzugt
  - schwer aus QCD-Untergründen zu rekonstruieren
  - kürzlicher Vorschlag von  $WH/ZH$  Produktion plus Jet-Substruktur-Analyse vielversprechend ( $3.7\sigma$  @  $30 \text{ fb}^{-1}$  & 14 TeV)  
[Butterworth, Davison, Rubin, Salam; ATLAS-PUB-088]
- $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ 
  - Rekonstruktion der invarianten Masse der beiden Taus notwendig  
→ beschränkt Produktionskanal auf Vektorboson-Fusion
  - einer der Entdeckungskanäle für leichte Higgsbosonen  
[Plehn, Rainwater, Zeppenfeld]
- $H \rightarrow WW$
- $H \rightarrow ZZ$
- $H \rightarrow \gamma\gamma$



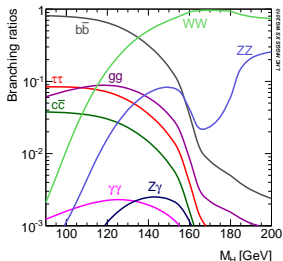
# Higgs-Zerfallskanäle

- $H \rightarrow b\bar{b}$
- $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$
- $H \rightarrow WW$ 
  - Hauptzerfallskanal für schwerere Higgsbosonen ( $m_H \gtrsim 140 \text{ GeV}$ )
  - Gluon- und Vektorboson-Fusion relevant selbst für off-shell  $W$ s
- $H \rightarrow ZZ$ 
  - "Goldener Kanal" aufgrund des Vier-Lepton-Endzustands
  - statistisch limitiert auf höhere Higgsmassen
- $H \rightarrow \gamma\gamma$



# Higgs-Zerfallskanäle

- $H \rightarrow b\bar{b}$
- $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$
- $H \rightarrow WW$
- $H \rightarrow ZZ$
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ 
  - schleifeninduzierte Kopplung durch (hauptsächlich)  $W$  und  $t$
  - einziger voll rekonstruierbarer Kanal für leichte Higgsbosonen
  - kleines Verzweungsverhältnis ( $\lesssim 0.2\%$ )
  - vielversprechender Entdeckungskanal für leichte Higgsbosonen, Untergrund kann über Seitenbänder subtrahiert werden
  - Higgs-Massenbestimmung bis zu 100 MeV genau



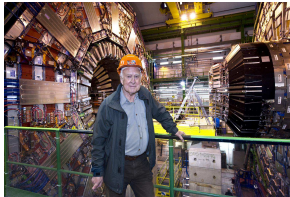


## Higgs-Ereignisse am LHC

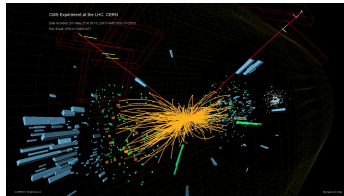
- Erstes Higgs-Ereignis im CMS-Detektor am 04. April 2008

## Higgs-Ereignisse am LHC

- Erstes Higgs-Ereignis im CMS-Detektor am 04. April 2008

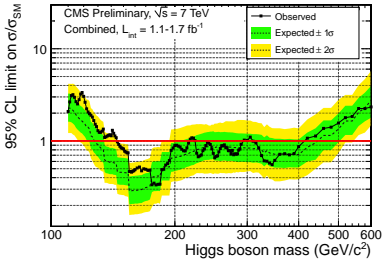


- "Higgs-Kandidat" ( $e^+e^- \mu^+ \mu^-$ ) in CMS

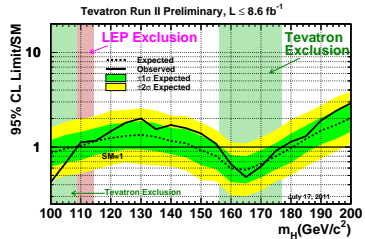


# Stand der Suchen

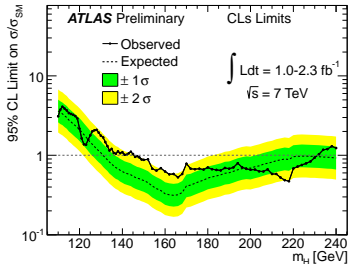
CMS



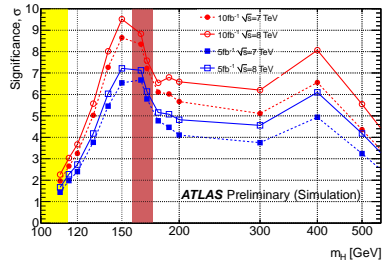
Tevatron



ATLAS



Entdeckungsaussichten



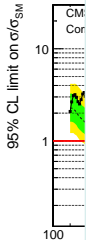
# Stand der Suchen

CMS

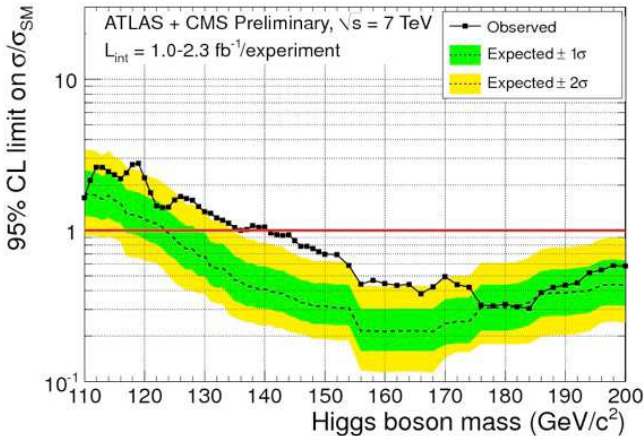
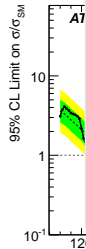
Tevatron

Combined ATLAS+CMS

(114.4 GeV <  $m_H$  < 141 GeV)



ATLAS



[Rolandi, talk at HCP, Nov 18, 2011]

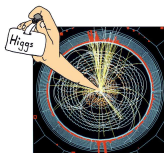
$m_H$  [GeV]

$m_H$  [GeV]

# Higgseigenschaften

Ist beobachtete Resonanz wirklich "Higgs"?

- Spin-0-Teilchen
  - Spin-1 ausgeschlossen durch  $H \rightarrow \gamma\gamma$
  - Spin-2: betrachte Winkelverteilungen



[Landau-Yang theorem]

[Hagiwara, Mawatari, Li; Frank, MR, Zeppenfeld]

# Spin-2 Teilchen

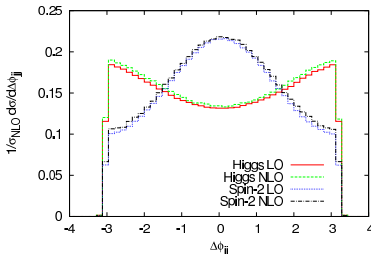
Effektive Theorie  $\rightarrow$  allg. Dimension-5-Operatoren

Übergang zur vollen Theorie an Skala  $\Lambda$

Spin-2-Teilchen  $T$  koppelt nur an elektroschwachen Sektor

$$\mathcal{L}_{\text{Spin-2}} = \frac{1}{\Lambda} T_{\mu\nu} \left( f_1 B^{\sigma\nu} B_{\mu\sigma} + f_2 W_a^{\sigma\nu} W_{\sigma}^{a\nu} + 2f_5 (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \right)$$

Betrachte Vektorboson-Fusion mit Zerfall in Photon-Paar



$$\frac{f_1}{\Lambda} = \frac{f_2}{\Lambda} = \frac{f_5}{\Lambda} = \frac{1}{20 \text{ TeV}} \quad M_{T,H} = 130 \text{ GeV}$$

$\rightarrow$  Unterscheidung am LHC möglich

aber: keine Unitarisierung longitudinaler  $WW$ -Streuung

[Frank, MR, Zeppenfeld]

[Frank, Schissler, Zeppenfeld]

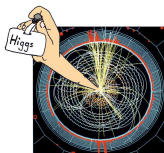
# Higgseigenschaften

Ist beobachtete Resonanz wirklich "Higgs"?

- Spin-0-Teilchen

Spin-1 ausgeschlossen durch  $H \rightarrow \gamma\gamma$

Spin-2: betrachte Winkelverteilungen



[Landau-Yang theorem]

[Hagiwara, Mawatari, Li; Frank, MR, Zeppenfeld]

- CP-Eigenschaft

SM-Higgs CP-gerade

erweiterte Higgssektoren auch CP-ungerade oder gemischte Zustände

betrachte Winkelverteilungen

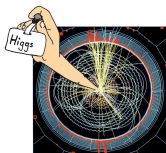
[Plehn, Rainwater, Zeppenfeld; Klämke, MR, Zeppenfeld]

[Choi, Eberle, Miller, Mühlleitner, Zerwas]

[Englert, Hackstein, Spannowsky]

# Higgseigenschaften

Ist beobachtete Resonanz wirklich "Higgs"?



- Spin-0-Teilchen

Spin-1 ausgeschlossen durch  $H \rightarrow \gamma\gamma$

Spin-2: betrachte Winkelverteilungen

[Landau-Yang theorem]

[Hagiwara, Mawatari, Li; Frank, MR, Zeppenfeld]

- CP-Eigenschaft

SM-Higgs CP-gerade

erweiterte Higgssektoren auch CP-ungerade oder gemischte Zustände

betrachte Winkelverteilungen

[Plehn, Rainwater, Zeppenfeld; Klämke, MR, Zeppenfeld]

[Choi, Eberle, Miller, Mühlleitner, Zerwas]

[Englert, Hackstein, Spannowsky]

- Kopplungen

- Unitarität in  $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$ -Streuung

→ Kopplung  $g_{WWH} \propto m_W$  festgelegt

- Fermionmassen

→  $g_{f\bar{f}H} \propto m_f$

- Higgs-Selbstkopplungen

bestimmen Form des Higgspotentials über 3- und 4-Higgs-Kopplungen

Operatoren höherer Ordnung (Skala neuer Physik  $\Lambda$ ):

$$V(\Phi) = \sum_{n \geq 0} \frac{\tilde{\lambda}_n}{\Lambda^{2n}} \left( |\Phi|^2 + \frac{v^2}{2} \right)^{2+n}$$

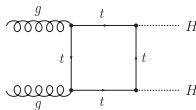
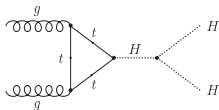


Vermessung des Higgs-Potentials über Higgs-Selbstwechselwirkung

3-Higgs-Kopplung  $\lambda_3$

[Baur, Plehn, Rainwater; Djouadi, Mühlleitner, Kilian, Zerwas]

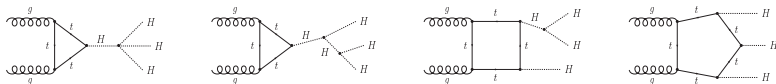
[Miller, Moretti; Castanier, Gay, Lutz, Orloff]



Collider ( $\sqrt{s}$ )	Genauigkeit	Vertrauensniveau	Luminosität
LHC (14 TeV)	$\lambda_3 \neq 0$	95%	$300 \text{ fb}^{-1}$
SLHC (14 TeV)	$\delta\lambda_3 \gtrsim 20\%$	95%	$3 \text{ ab}^{-1}$
VLHC (200 TeV)	$\delta\lambda_3 \lesssim 10\%$	95%	$1 \text{ ab}^{-1}$
ILC (500 GeV)	$\delta\lambda_3 \approx 20\%$	$1\sigma$	$1 \text{ ab}^{-1}$
CLIC (3 TeV)	$\delta\lambda_3 \approx 8\%$	$1\sigma$	$5 \text{ ab}^{-1}$

## 4-Higgs-Kopplung $\lambda_4$

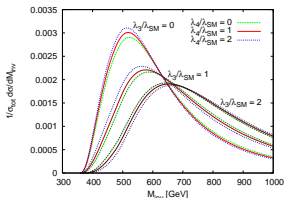
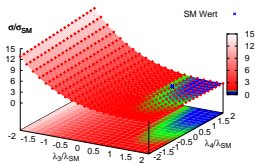
[Plehn, MR; Binoth, Karg, Kauer, Rückl; CLIC WG]



verallgemeinerte Kopplungen ( $\lambda_3, \lambda_4$ )

Collider: VLHC ( $\sqrt{S} = 200$  TeV);  $M_H = 120$  GeV ;  $\sigma_{SM} = 9.45$  fb

(Wirkungsquerschnitt zu klein für  $e^+e^-$ -Collider (ILC, CLIC))



→ große Herausforderung für LHC und darüber hinaus

Wie gut können wir die SM-Higgskopplungen bestimmen?

Können wir ein nicht-Standardmodell-artiges Higgs unterscheiden?

- Theorie: Standardmodell plus verallgemeinerter Higgssektor
- Für im Standardmodell vorhandene Higgskopplungen  $j = W, Z, t, b, \tau$  ersetze Kopplungen durch

$$g_{jjH} \longrightarrow g_{jjH}^{\text{SM}} (1 + \Delta_{jjH}) \quad (\rightarrow \Delta = -2 \text{ bedeutet Vorzeichenwechsel})$$

- Für schleifeninduzierte Higgskopplungen  $j = \gamma, g$  ersetze durch

$$g_{jjH} \longrightarrow g_{jjH}^{\text{SM}} (1 + \Delta_{jjH}^{\text{SM}} + \Delta_{jjH})$$

wobei  $g_{jjH}^{\text{SM}}$ : (schleifeninduzierte) Kopplung im Standardmodell

$\Delta_{jjH}^{\text{SM}}$ : Beitrag von modifizierter Baumgraph-Kopplung  
an Standardmodellteilchen

$\Delta_{jjH}$ : zusätzlicher (Dimension-fünf-)Beitrag

- Zusätzliche freie Parameter:
  - Higgsboson-Masse  $m_H$
  - Top- und Bottomquark-Masse  $m_t, m_b$
- Vernachlässige Kopplungen, die nur von Analysen mit hoher integrierter Luminosität verfügbar sind  
( $g_{H\mu\mu}, g_{HZ\gamma}^{\text{eff}}, g_{HHH}, g_{HHHH}$ )

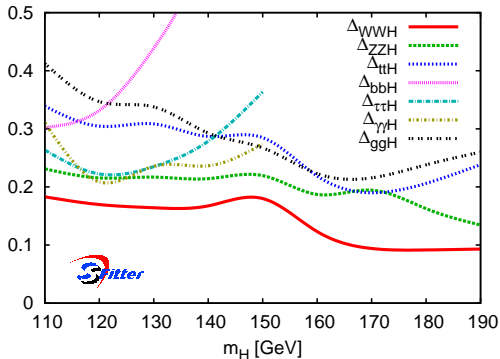


- Benötige Scans hoch-dimensionaler Parameterräume
- ⇒ SFitter [Lafaye, Plehn, MR, Zerwas]
- Verallgemeinerte Higgskopplungen aus modifizierter Version von HDecay [Spira]
- Vier Scantechniken:
  - Gewichtete Markovketten
  - Gekühlte Markovketten (äquivalent zu Simulierter Abkühlung)
  - Gradientenminimierung (Minuit)
  - Nested Sampling [Skilling; Feroz, Hobson]
- Ausgabe von SFitter:
  - Volldimensionale Log-likelihood-Karte
  - Reduzierung auf darstellbare ein- oder zwei-dimensionale Verteilungen über
    - Bayesische (Marginalisierung) or
    - Frequentist (Profile-likelihood) Techniken
  - Liste der besten Punkte
- Bereits erfolgreich für SUSY Parameterbestimmungsstudien benutzt

[Zeppenfeld, Kinnunen, Nikitenko, Richter-Was; Dührssen et al.]

[Lafaye, Plehn, MR, Zerwas, Dührssen 2009]

Produktion	Zerfall
$gg \rightarrow H$	$ZZ$
$qqH$	$ZZ$
$gg \rightarrow H$	$WW$
$qqH$	$WW$
$t\bar{t}H$	$WW(3\ell)$
$t\bar{t}H$	$WW(2\ell)$
inklusiv	$\gamma\gamma$
$qqH$	$\gamma\gamma$
$t\bar{t}H$	$\gamma\gamma$
$WH$	$\gamma\gamma$
$ZH$	$\gamma\gamma$
$qqH$	$\tau\tau(2\ell)$
$qqH$	$\tau\tau(1\ell)$
$t\bar{t}H$	$b\bar{b}$
$WH/ZH$	$b\bar{b}$ (subjekt)



Totale Breite

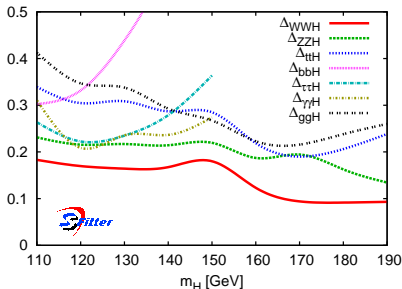
- Entartung  $\sigma \cdot BR \propto g_p^2 \frac{g_d^2}{\Gamma_H}$  ( $\Gamma_H \propto g^2$ )
- Hier:  $\Gamma_H = \sum_{SM} \Gamma_i$

Fehler mit Hilfe von 10.000 Toyexperimenten ermittelt:

SM-Hypothese,  $m_H = 120 \text{ GeV}$ ,  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$

Fit mit Gaussverteilung der zentralen Regionen innerhalb einer Standardabweichung

	ohne eff. Kopplungen			mit eff. Kopplungen			Verhältnis $\Delta_{jjH}/WWH$		
	$\sigma_{\text{symm}}$	$\sigma_{\text{neg}}$	$\sigma_{\text{pos}}$	$\sigma_{\text{symm}}$	$\sigma_{\text{neg}}$	$\sigma_{\text{pos}}$	$\sigma_{\text{symm}}$	$\sigma_{\text{neg}}$	$\sigma_{\text{pos}}$
$\Delta_{WWH}$	$\pm 0.23$	$-0.21$	$+0.26$	$\pm 0.24$	$-0.21$	$+0.27$	—	—	—
$\Delta_{ZZH}$	$\pm 0.36$	$-0.40$	$+0.35$	$\pm 0.31$	$-0.35$	$+0.29$	$\pm 0.41$	$-0.40$	$+0.41$
$\Delta_{ttH}$	$\pm 0.41$	$-0.37$	$+0.45$	$\pm 0.53$	$-0.65$	$+0.43$	$\pm 0.51$	$-0.54$	$+0.48$
$\Delta_{bbH}$	$\pm 0.45$	$-0.33$	$+0.56$	$\pm 0.44$	$-0.30$	$+0.59$	$\pm 0.31$	$-0.24$	$+0.38$
$\Delta_{\tau\tau H}$	$\pm 0.33$	$-0.21$	$+0.46$	$\pm 0.31$	$-0.19$	$+0.46$	$\pm 0.28$	$-0.16$	$+0.40$
$\Delta_{\gamma\gamma H}$	—	—	—	$\pm 0.31$	$-0.30$	$+0.33$	$\pm 0.30$	$-0.27$	$+0.33$
$\Delta_{ggH}$	—	—	—	$\pm 0.61$	$-0.59$	$+0.62$	$\pm 0.61$	$-0.71$	$+0.46$



$\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$   
mit eff. Kopplungen  
SM-Hypothese

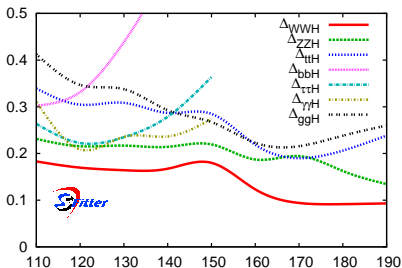
# Fehleranalyse

Fehler mit Hilfe von 10.000 Toyexperimenten ermittelt:

SM-Hypothese,  $m_H = 120 \text{ GeV}$ ,  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$

Fit mit Gaussverteilung der zentralen Regionen innerhalb einer Standardabweichung

	ohne eff. Kopplungen		mit eff. Kopplungen			Verhältnis $\Delta_{jjH}/WWH$		
	$\sigma_{\text{symm}}$	$\sigma_{\text{neg}}$ $\sigma_{\text{pos}}$	$\sigma_{\text{symm}}$	$\sigma_{\text{neg}}$	$\sigma_{\text{pos}}$	$\sigma_{\text{symm}}$	$\sigma_{\text{neg}}$	$\sigma_{\text{pos}}$
$\Delta_{WWH}$	$\pm 0.23$	- 0.21 + 0.26	$\pm 0.24$	- 0.21	+ 0.27	—	—	—
$\Delta_{ZZH}$	$\pm 0.36$	- 0.40 + 0.35	$\pm 0.31$	- 0.35	+ 0.29	$\pm 0.41$	- 0.40	+ 0.41
$\Delta_{ttH}$	$\pm 0.41$	- 0.37 + 0.45	$\pm 0.53$	- 0.65	+ 0.43	$\pm 0.51$	- 0.54	+ 0.48
$\Delta_{bbH}$	$\pm 0.45$	- 0.33 + 0.56	$\pm 0.44$	- 0.30	+ 0.59	$\pm 0.31$	- 0.24	+ 0.38
$\Delta_{\tau\tau H}$	$\pm 0.33$	- 0.21 + 0.46	$\pm 0.31$	- 0.19	+ 0.46	$\pm 0.28$	- 0.16	+ 0.40
$\Delta_{\gamma\gamma H}$	—	—	$\pm 0.31$	- 0.30	+ 0.33	$\pm 0.30$	- 0.27	+ 0.33
$\Delta_{ggH}$	—	—	$\pm 0.61$	- 0.59	+ 0.62	$\pm 0.61$	- 0.71	+ 0.46



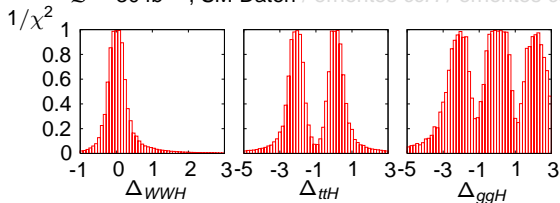
$\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$   
mit eff. Kopplungen  
SM-Hypothese

- Unsichtbare Higgszerfälle sind beobachtbar
  - Vektorboson-Fusion: Tagging Jets plus fehlende Transversalenergie [Eboli, Zeppenfeld]
  - $WH/ZH$ : Rückstoß gegen nichts [Choudhury, Roy; Godbole, Guchait, Mazumdar, Moretti, Roy]
  
- Unbeobachtbare Zerfälle in Teilchen mit großem Untergrund (wie  $H \rightarrow \text{jets}$ )  
z.B. erhöhte  $ccH$  Kopplung (entsprechend 15.4 GeV Yukawakopplung)



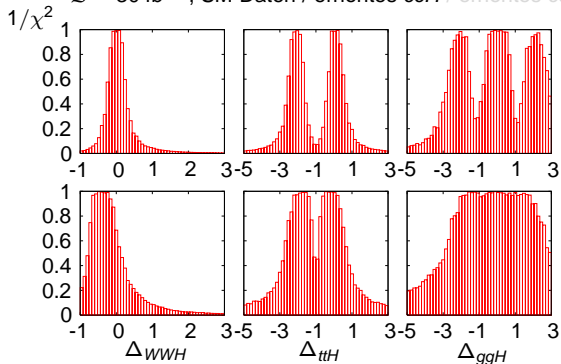
# Unsichtbar vs. unbeobachtet

- Unbeobachtbare Zerfälle in Teilchen mit großem Untergrund (wie  $H \rightarrow \text{jets}$ )  
z.B. erhöhte  $ccH$  Kopplung (entsprechend 15.4 GeV Yukawakopplung)  
 $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ , SM-Daten / erhöhte  $ccH$  / erhöhte  $ccH$  plus freie Breite



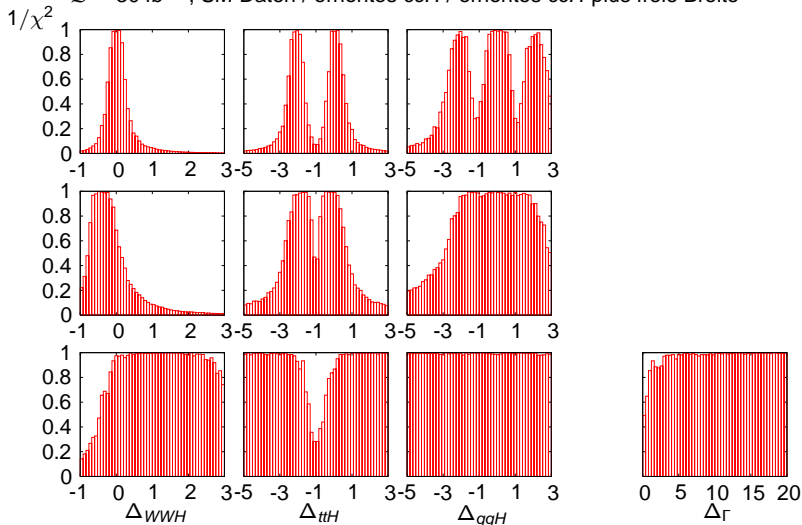
# Unsichtbar vs. unbeobachtet

- Unbeobachtbare Zerfälle in Teilchen mit großem Untergrund (wie  $H \rightarrow \text{jets}$ )  
z.B. erhöhte  $ccH$  Kopplung (entsprechend 15.4 GeV Yukawakopplung)  
 $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ , SM-Daten / erhöhte  $ccH$  / erhöhte  $ccH$  plus freie Breite



# Unsichtbar vs. unbeobachtet

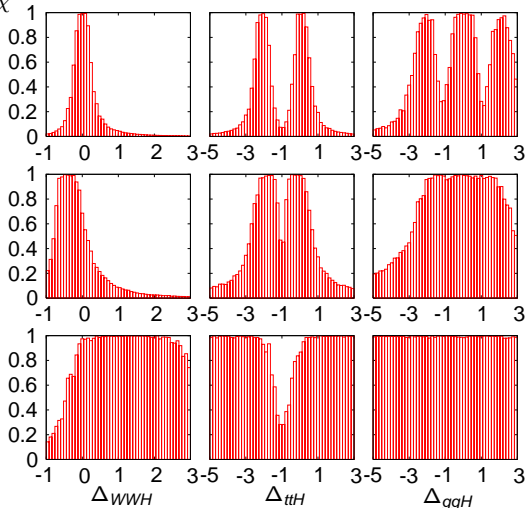
- Unbeobachtbare Zerfälle in Teilchen mit großem Untergrund (wie  $H \rightarrow \text{jets}$ )  
z.B. erhöhte  $ccH$  Kopplung (entsprechend 15.4 GeV Yukawakopplung)  
 $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ , SM-Daten / erhöhte  $ccH$  / erhöhtes  $ccH$  plus freie Breite



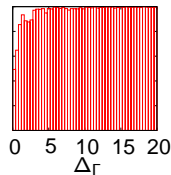
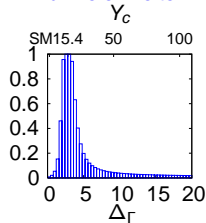
# Un sichtbar vs. unbeobachtet

- Unbeobachtbare Zerfälle in Teilchen mit großem Untergrund (wie  $H \rightarrow \text{jets}$ )  
z.B. erhöhte  $ccH$  Kopplung (entsprechend 15.4 GeV Yukawakopplung)  
 $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ , SM-Daten / erhöhte  $ccH$  / erhöhtes  $ccH$  plus freie Breite

$1/\chi^2$



nur freie Breite



Zusätzlicher versteckter Sektor als Singlett unter SM-Eichgruppen

[Patt, Wilczek]

Einzig mögliche Verbindung zum SM:

$$\mathcal{L} \propto \Phi_s^\dagger \Phi_s \Phi_h^\dagger \Phi_h$$

$\Phi_{s/h}$ : Higgsfeld des SM/versteckten Sektors

Elektroschwache  
Symmetriebrechung:

$$\phi_{s/h} \rightarrow (v_{s/h} + H_{s/h})/\sqrt{2}$$

$H_s$  and  $H_h$  mischen in  
Masseneigenzustände:

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_s \\ H_h \end{pmatrix}$$

$$\sigma = \cos^2 \chi \cdot \sigma^{\text{SM}}$$

$$\Gamma_{\text{vis}} = \cos^2 \chi \cdot \Gamma_{\text{vis}}^{\text{SM}}$$

$$\Gamma_{\text{inv}} = \cos^2 \chi \cdot \Gamma_{\text{inv}}^{\text{SM}} + \Gamma_{\text{hid}}$$

( $\Gamma_{\text{inv}}^{\text{SM}}$ : Zerfall  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\nu$  (vernachlässigbar) )

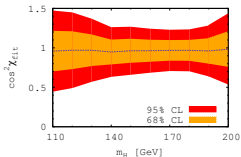
# Das Higgsportal

Fit von  $\cos^2 \chi_{\text{fit}}$  ohne Einschränkungen

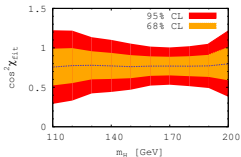
[Bock, Lafaye, Plehn, MR, D. Zerwas, P.M. Zerwas]

- Keine unsichtbaren Zerfallsmoden

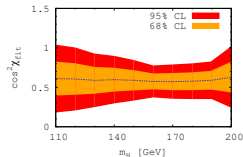
$$\cos^2 \chi_{\text{th}} = 1.0$$



$$\cos^2 \chi_{\text{th}} = 0.8$$



$$\cos^2 \chi_{\text{th}} = 0.6$$

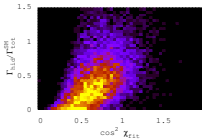
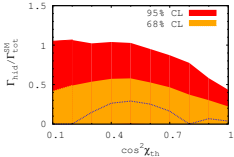
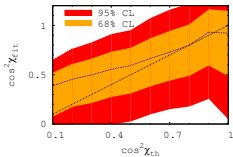


⇒ Falls  $\cos^2 \chi_{\text{th}} < 0.6$  kann SM auf 95% CL mit  $30 \text{ fb}^{-1}$  ausschließen

- Messen unsichtbarer Zerfälle in VBF-Higgsproduktion  
Charakteristik: Zwei VBF-jets plus fehlende Transversalenergie

$$\Gamma_{\text{hid}} = \sin^2 \chi \cdot \Gamma_{\text{tot}}^{\text{SM}} \quad (\text{rhs: } \cos^2 \chi_{\text{th}} = 0.6)$$

[Eboli, Zeppenfeld; MC-study: ATLAS]



[Giudice, Grojean, Pomarol, Rattazzi; Espinosa, Grojean, Mühleitner]

Higgs Pseudo-Goldstoneboson eines neuen, stark wechselwirkenden Sektors  
Modifikationen parametrisiert durch  $\xi = (v/f)^2$  ( $f$ : Goldstoneskala)

- MCHM4:

Skalieren aller Kopplungen mit  $\sqrt{1-\xi}$   
 $\Rightarrow$  Identifiziere  $\cos^2 \chi = 1 - \xi$   
 $\Gamma_{\text{hid}} = 0$

- MCHM5:

Skalieren:

$$g_{VVH} = g_{VVH}^{\text{SM}} \cdot \sqrt{1-\xi}$$

$$g_{\tilde{f}\tilde{f}H} = g_{\tilde{f}\tilde{f}H}^{\text{SM}} \cdot \frac{1-2\xi}{\sqrt{1-\xi}}$$

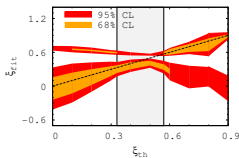
Signifikante und beobachtbare Abweichungen auch in Higgs-Selbstkopplungen

[Gröber, Mühleitner]

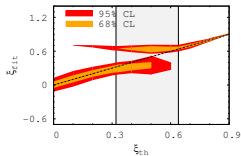
[Bock, Lafaye, Plehn, MR, D. Zerwas, P.M. Zerwas]

Sekundäre Lösungen erscheinen (Vorzeichen der  $\bar{f}\bar{f}H$ -Kopplung)

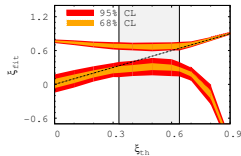
$m_H = 120$  GeV



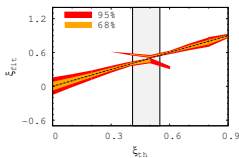
$m_H = 160$  GeV



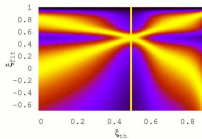
$m_H = 200$  GeV



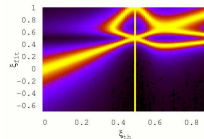
$\mathcal{L} = 300$  fb $^{-1}$



Gluon-Fusion  $H \rightarrow \gamma\gamma$



$WH/ZH, H \rightarrow b\bar{b}$



Keine echte Entartung

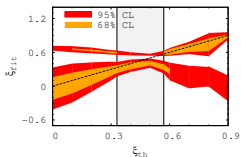
→ Jedes (verschmierte) Toy-Experiment hat eindeutige Lösung



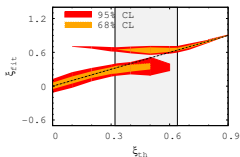
[Bock, Lafaye, Plehn, MR, D. Zerwas, P.M. Zerwas]

Sekundäre Lösungen erscheinen (Vorzeichen der  $\bar{f}\bar{f}H$ -Kopplung)

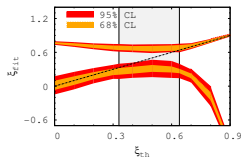
$m_H = 120 \text{ GeV}$



$m_H = 160 \text{ GeV}$

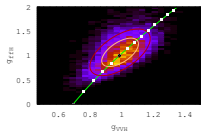


$m_H = 200 \text{ GeV}$

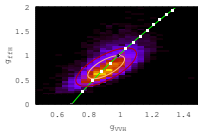


Unabhängiger Fit der gemeinsamen Vektor- und Fermion-Kopplungen

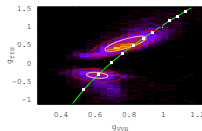
$\xi_{th} = 0$



$\xi_{th} = 0.2$



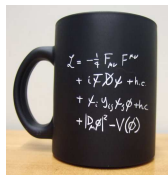
$\xi_{th} = 0.6$



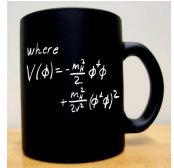
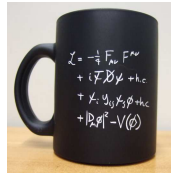
Keine echte Entartung

→ Jedes (verschmierte) Toy-Experiment hat eindeutige Lösung

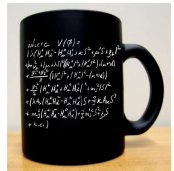
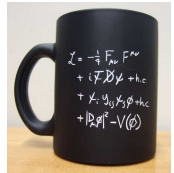
- Higgs-Boson letzter noch fehlender Baustein des Standardmodells
- wichtig, um Massen der Elementarteilchen zu erklären und Unitaritätsverletzung in longitudinaler  $W$ -Streuung zu vermeiden
- nächster Schritt: Messen seiner Eigenschaften
- Spin und  $CP$ -Art: Winkelverteilungen
- Kopplungen:
  - Unabhängig von Realisierung neuer Physik: Standardmodell plus effektive Higgskopplungen
  - Genauigkeit für Vektorbosonen und 3.-Generation-Fermionen von 20 – 50% mit  $30 \text{ fb}^{-1}$  bei 14 TeV
  - Erweiterte Modelle (Higgs-Portal, SILH) können zu einfachen Einparameter-Abweichungen führen
  - Higgs-Selbstkopplungen bestimmen Form des Higgspotentials  
Messung große experimentelle Herausforderung



- Higgs-Boson letzter noch fehlender Baustein des Standardmodells
- wichtig, um Massen der Elementarteilchen zu erklären und Unitaritätsverletzung in longitudinaler  $W$ -Streuung zu vermeiden
- nächster Schritt: Messen seiner Eigenschaften
- Spin und  $CP$ -Art: Winkelverteilungen
- Kopplungen:
  - Unabhängig von Realisierung neuer Physik: Standardmodell plus effektive Higgskopplungen
  - Genauigkeit für Vektorbosonen und 3.-Generation-Fermionen von 20 – 50% mit  $30 \text{ fb}^{-1}$  bei 14 TeV
  - Erweiterte Modelle (Higgs-Portal, SILH) können zu einfachen Einparameter-Abweichungen führen
  - Higgs-Selbstkopplungen bestimmen Form des Higgspotentials  
Messung große experimentelle Herausforderung

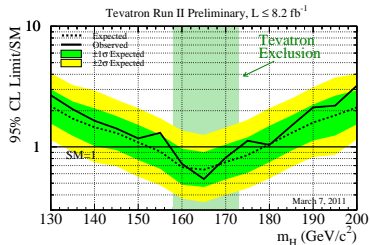


- Higgs-Boson letzter noch fehlender Baustein des Standardmodells
- wichtig, um Massen der Elementarteilchen zu erklären und Unitaritätsverletzung in longitudinaler  $W$ -Streuung zu vermeiden
- nächster Schritt: Messen seiner Eigenschaften
- Spin und  $CP$ -Art: Winkelverteilungen
- Kopplungen:
  - Unabhängig von Realisierung neuer Physik: Standardmodell plus effektive Higgskopplungen
  - Genauigkeit für Vektorbosonen und 3.-Generation-Fermionen von 20 – 50% mit  $30 \text{ fb}^{-1}$  bei 14 TeV
  - Erweiterte Modelle (Higgs-Portal, SILH) können zu einfachen Einparameter-Abweichungen führen
  - Higgs-Selbstkopplungen bestimmen Form des Higgspotentials  
Messung große experimentelle Herausforderung

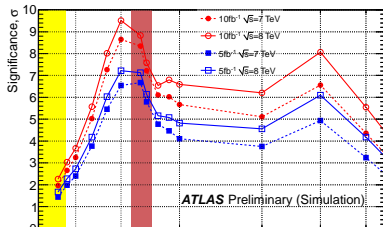


# Discovering the Higgs boson

## Tevatron results



## Prospects for 7 and 8 TeV



Input data [Dührssen (ATL-PHYS-2002-030), ATLAS CSC Note; CMS results comparable]

$m_H = 120 \text{ GeV}$ ;  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$

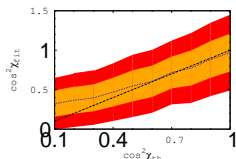
production	decay	S + B	B	S	$\Delta S^{(\text{exp})}$	$\Delta S^{(\text{theo})}$
$gg \rightarrow H$	$ZZ$	13.4	6.6 ( $\times 5$ )	6.8	3.9	0.8
$qqH$	$ZZ$	1.0	0.2 ( $\times 5$ )	0.8	1.0	0.1
$gg \rightarrow H$	$WW$	1019.5	882.8 ( $\times 1$ )	136.7	63.4	18.2
$qqH$	$WW$	59.4	37.5 ( $\times 1$ )	21.9	10.2	1.7
$t\bar{t}H$	$WW(3\ell)$	23.9	21.2 ( $\times 1$ )	2.7	6.8	0.4
$t\bar{t}H$	$WW(2\ell)$	24.0	19.6 ( $\times 1$ )	4.4	6.7	0.6
inclusive	$\gamma\gamma$	12205.0	11820.0 ( $\times 10$ )	385.0	164.9	44.5
$qqH$	$\gamma\gamma$	38.7	26.7 ( $\times 10$ )	12.0	6.5	0.9
$t\bar{t}H$	$\gamma\gamma$	2.1	0.4 ( $\times 10$ )	1.7	1.5	0.2
$WH$	$\gamma\gamma$	2.4	0.4 ( $\times 10$ )	2.0	1.6	0.1
$ZH$	$\gamma\gamma$	1.1	0.7 ( $\times 10$ )	0.4	1.1	0.1
$qqH$	$\tau\tau(2\ell)$	26.3	10.2 ( $\times 2$ )	16.1	5.8	1.2
$qqH$	$\tau\tau(1\ell)$	29.6	11.6 ( $\times 2$ )	18.0	6.6	1.3
$t\bar{t}H$	$b\bar{b}$	244.5	219.0 ( $\times 1$ )	25.5	31.2	3.6
$WH/ZH$	$b\bar{b}$	228.6	180.0 ( $\times 1$ )	48.6	20.7	4.0

Last line obtained using subjet techniques ([Butterworth, Davison, Rubin, Salam]),  
 theoretical results confirmed by ATLAS ([ATL-PHYS-PUB-2009-088])  
 (stricter cuts, statistical significance basically unchanged)

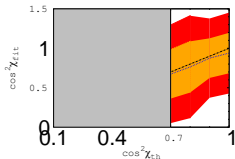
## Signifikante Untergründe in Higgsboson-Kanälen

- Messe Signal plus Untergrund in Signalregion
- Extrapoliere Untergrund aus signalfreier Kontrollregion (Seitenbänder, etc.) und subtrahiere
- Untergrund aus Theorie typischerweise nicht besser
- $\Rightarrow$  B aus Kontrollregionen kann größer sein als S+B in Signalregion

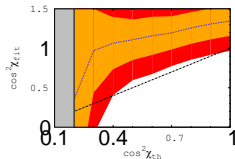
positive Anzahl  
an Signalereignissen



$S > 2 * \Delta S$   
for nominelle SM-Rate



$S > 2 * \Delta S$   
for tatsächliche Rate



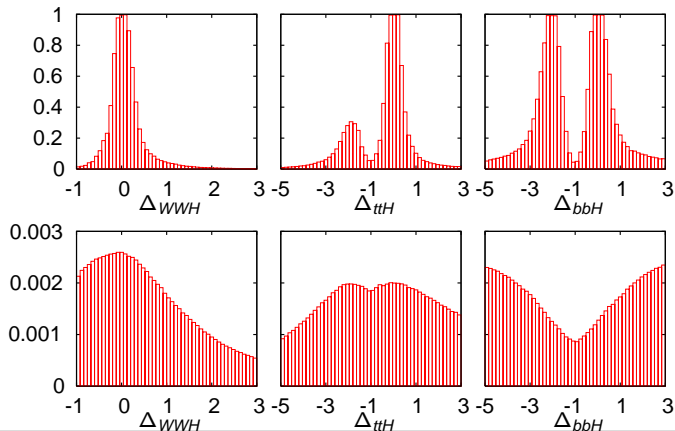
- $\Rightarrow$  Sorgfältige Behandlung notwendig  
Beobachtung von Higgsbosonen bevorzugt größere Kopplungen  
Kontrolle über alle vorhergesagten Kanäle

# Distribution of parameters

## One-dimensional distributions

- Slow-falling distributions with single peaks prefer profile likelihood
- Higher luminosity qualitatively similar, quantitatively better
- Including effective couplings allows sign degeneracy for  $ttH$  coupling
- Smearing the dataset does not change picture substantially either

True dataset,  $30 \text{ fb}^{-1}$ ; Profile likelihood vs. Bayesian



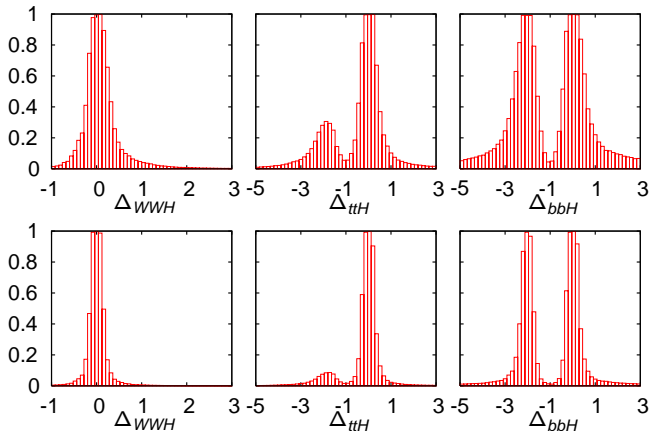


# Distribution of parameters

## One-dimensional distributions

- Slow-falling distributions with single peaks prefer profile likelihood
- Higher luminosity qualitatively similar, quantitatively better
- Including effective couplings allows sign degeneracy for  $ttH$  coupling
- Smearing the dataset does not change picture substantially either

True dataset, Profile likelihood;  $30 \text{ fb}^{-1}$  vs.  $300 \text{ fb}^{-1}$

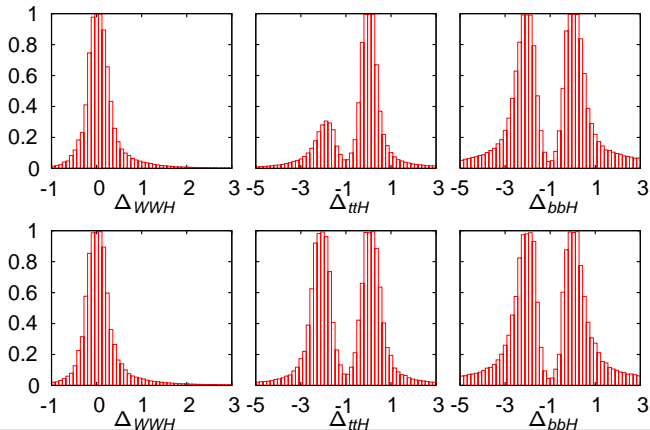


# Distribution of parameters

## One-dimensional distributions

- Slow-falling distributions with single peaks prefer profile likelihood
- Higher luminosity qualitatively similar, quantitatively better
- Including effective couplings allows sign degeneracy for  $ttH$  coupling
- Smearing the dataset does not change picture substantially either

True dataset, Profile likelihood,  $30 \text{ fb}^{-1}$ ; Without vs. including eff. couplings

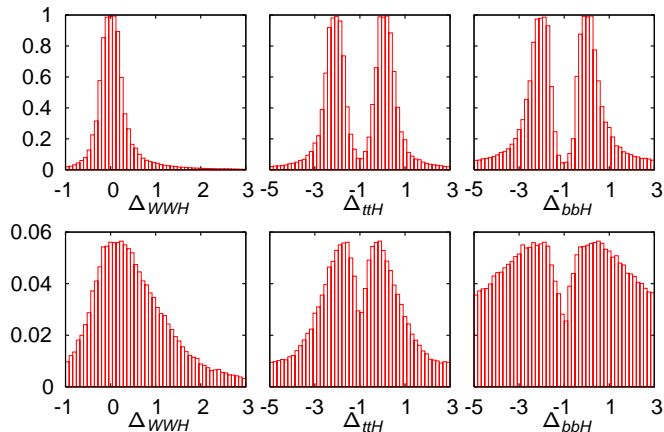


# Distribution of parameters

## One-dimensional distributions

- Slow-falling distributions with single peaks prefer profile likelihood
- Higher luminosity qualitatively similar, quantitatively better
- Including effective couplings allows sign degeneracy for  $ttH$  coupling
- Smearing the dataset does not change picture substantially either

Profile likelihood,  $30 \text{ fb}^{-1}$ ; True vs. smeared dataset



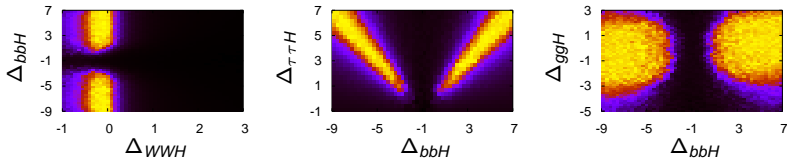
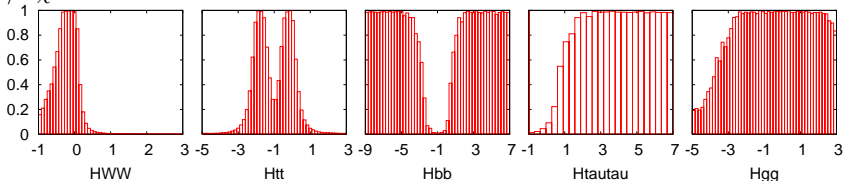
# Non-decoupling Supersymmetric Higgs

SPS1a-inspired scenario with

$t_\beta = 7$ ,  $A_t = -1100$  GeV,  $m_A = 151$  GeV,  $m_{h^0} = 120$  GeV

LHC data set with  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ , Profile likelihood, True dataset

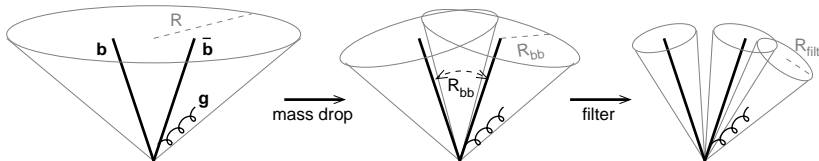
$1/\Delta\chi^2$  true: -0.13      -0.19      3.27      3.29      -0.28 =  $\Delta$



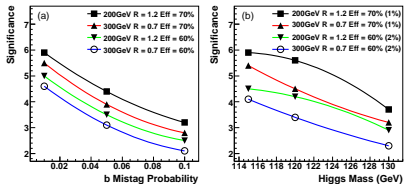
- Clear deviation from Standard Model:  
 $q(d_{\text{SUSY}}|m_{\text{SM}}) < q(d_{\text{SM}}|m_{\text{SM}}) : 77\%$  at 90% CL
- Favouring of new physics more difficult: only 4% better described by SUSY model
- Strong correlation between  $\Delta_{bbH}$  and  $\Delta_{\tau\tau H}$  via total width
- No upper limit on  $g_{bbH}$  as  $BR \simeq 1$  compatible with data

[Butterworth, Davison, Rubin, Salam]

- Decay into  $b\bar{b}$  main channel for light Higgs ( $\sim 80\%$ )
- Suffers from large QCD backgrounds  $\rightarrow$  Use high- $p_T$  region
  - Higgs and  $W/Z$  more likely to be central,  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  visible
  - $t\bar{t}$  kinematics cannot simulate background
  - Much smaller cross section ( $1/20$  for  $p_T(H) > 200$  GeV)
  - $R \gtrsim \frac{3m_H}{p_T}$ : resolve one jet in 75% of cases
- Algorithm to find fat jet":
  - ① Start with high- $p_T$  jet (Cambridge/Aachen algorithm)
  - ② Undo last stage of clustering ( $\equiv$  reduce  $R$ ):  $J \rightarrow J_1, J_2$
  - ③ If  $\max(m_1, m_2) \lesssim 0.67m$ , call this a mass drop [else goto 1]
  - ④ Require  $y_{12} = \frac{\min(p_{T1}^2, p_{T2}^2)}{m_{12}^2} \Delta R_{12} \simeq \frac{\min(z_1, z_2)}{\max(z_1, z_2)} > 0.09$  [else goto 1]
  - ⑤ Require each subjet to have b-tag [else reject event]
  - ⑥ Filter the jet: Reconsider region of interest at smaller  $R_{\text{filt}} = \min(0.3, R_{bb}/2)$
  - ⑦ Take 3 hardest subjets



## ■ $WH/ZH$



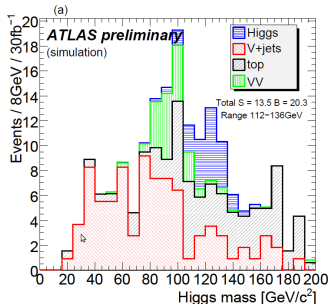
## ■ $t\bar{t}H$

## ■ $H$ plus new physics (SUSY, ...)

[Butterworth, Davison, Rubin, Salam; ATLAS]

ATLAS  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ ,  $m_H = 120 \text{ GeV}$   
Significance:

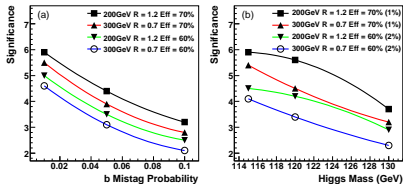
- No systematics: 3.7
- 15% systematics: 3.0



[Plehn, Salam, Spannowsky]

[Kribs, Martin, Roy, Spannowsky]

## ■ $WH/ZH$

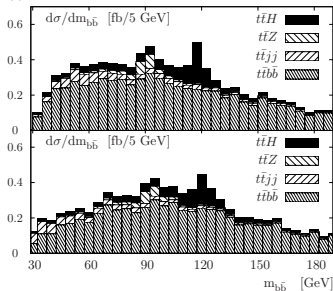


[Butterworth, Davison, Rubin, Salam; ATLAS]

ATLAS  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ ,  $m_H = 120 \text{ GeV}$   
Significance:

- No systematics: 3.7
- 15% systematics: 3.0

## ■ $t\bar{t}H$



[Plehn, Salam, Spannsky]

$\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$	$S$	$B$	$S/B$	$S/\sqrt{B}$
$m_H = 115 \text{ GeV}$	57	118	1/2.1	5.2
120 GeV	48	115	1/2.4	4.5
130 GeV	29	103	1/3.6	2.9

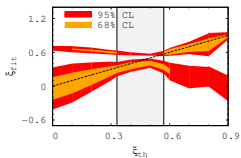
## ■ $H$ plus new physics (SUSY, ...)

[Kribs, Martin, Roy, Spannsky]

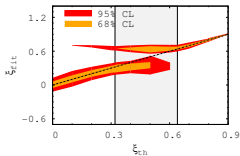
[Bock, Lafaye, Plehn, MR, D. Zerwas, P.M. Zerwas]

Secondary solutions appear (sign of  $f\bar{f}H$  coupling)

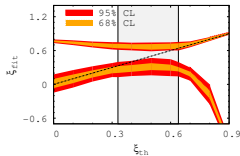
$m_H = 120$  GeV



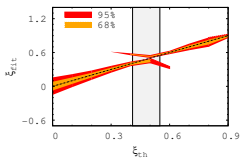
$m_H = 160$  GeV



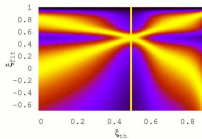
$m_H = 200$  GeV



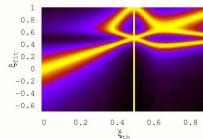
$\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$



Gluon fusion  $H \rightarrow \gamma\gamma$



$WH/ZH, H \rightarrow b\bar{b}$



Not a true degeneracy

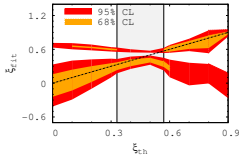
→ Each (smeared) toy experiment has unique solution



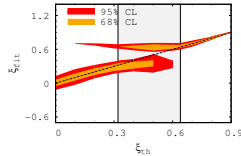
[Bock, Lafaye, Plehn, MR, D. Zerwas, P.M. Zerwas]

Secondary solutions appear (sign of  $f\bar{f}H$  coupling)

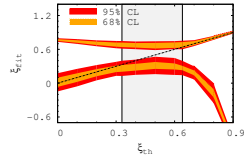
$m_H = 120$  GeV



$m_H = 160$  GeV

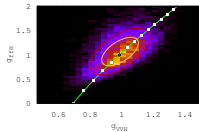


$m_H = 200$  GeV

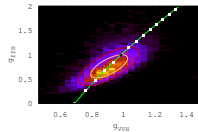


Independent fit of common vector and fermion couplings

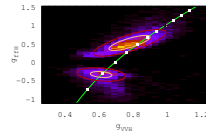
$\xi_{th} = 0$



$\xi_{th} = 0.2$



$\xi_{th} = 0.6$



Not a true degeneracy

→ Each (smeared) toy experiment has unique solution