# Der Higgssektor des MSSM

Dominik Beutel

21. Januar 2016

# Übersicht

Motivation

Das MSSM

Elektroschwache Symmetriebrechung im MSSM

Die Massen der Higgsbosonen

Higgskopplungen

Vergleich mit 2HDM

# Motivation der Supersymmetrie

Probleme des Standardmodells (u.a.):

- Keine Kandidaten für Dunkle Materie
- Keine Vereinheitlichung der Kräfte bei hohen Energieskalen
- Higgspotential wird „per Hand“ hinzugefügt
- Keine Erklärung der Gravitation
- Hierarchieproblem

# Motivation der Supersymmetrie

Probleme des Standardmodells (u.a.):

- Keine Kandidaten für Dunkle Materie
- Keine Vereinheitlichung der Kräfte bei hohen Energieskalen
- Higgspotential wird „per Hand“ hinzugefügt
- Keine Erklärung der Gravitation
- Hierarchieproblem

Supersymmetrie ist eine mögliche Lösung:

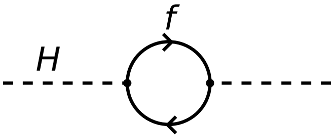
- Bosonische und fermionische Zustände werden einander zugeordnet

$$Q|\text{Fermion}\rangle \sim |\text{Boson}\rangle$$
$$Q|\text{Boson}\rangle \sim |\text{Fermion}\rangle$$

# Das Hierarchieproblem

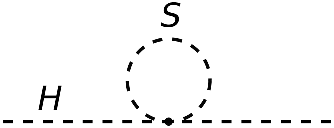
Fermion-Schleifenkorrekturen ergeben quadratische Divergenz:

$$\delta m_H^2 = -\frac{\lambda_f^2}{8\pi}\left(\Lambda^2 - m_f^2 \ln\frac{\Lambda^2}{m_f^2}\right) + \dots$$




Durch zusätzliche Kopplung an skalare Teilchen ergibt sich:

$$\delta m_H^2 = \frac{\lambda_s^2}{8\pi}\left(\Lambda^2 - m_S^2 \ln\frac{\Lambda^2}{m_S^2}\right) + \dots$$




Keine quadratische Divergenz für $\lambda_s = \lambda_f$.

# Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

- Minimaler Teilcheninhalt
- Besitzt die gleiche Symmetriegruppe wie das SM: $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
- Erhaltung der R-Parität: $R = (-1)^{2s+3B+L}$

# Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

- Minimaler Teilcheninhalt
- Besitzt die gleiche Symmetriegruppe wie das SM: $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
- Erhaltung der R-Parität: $R = (-1)^{2s+3B+L}$

Da noch keine Superpartner zu den Teilchen gefunden wurden, ist die Supersymmetrie gebrochen:

- „soft-SUSY-breaking“: explizite Brechung der Supersymmetrie, aber keine Einführung erneuter quadratischer Divergenzen

# Lagrangedichte des MSSM

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{Eich} + \mathcal{L}_{Materie} + \mathcal{L}_{D} + \mathcal{L}_{W} + \mathcal{L}_{soft} \\
\mathcal{L}_D &= -\frac{1}{2}\sum_a \left| -g_\alpha \sum_i \phi_i^* T^\alpha \phi_i \right|^2 \\
\mathcal{L}_W &= -\sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial \phi_i} \right|^2 - \frac{1}{2}\sum_{i,j} \left[ \overline{\psi_{iL}^c} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_{iL}^c + \text{h.c.} \right] \\
W &= -\sum_{i,j=1}^{2} \epsilon_{ij} \mu H_1^i H_2^j + \sum_{i,j=1}^{2} \sum_{r,s=1}^{3} \epsilon_{ij} \left( \lambda_{Lrs} H_1^i L_{jr} E_s^c \right. \\
&\quad \left. + \lambda_{Drs} H_1^i Q_{jr} D_s^c + \lambda_{Urs} H_1^i Q_{jr} U_s^c \right) \\
\mathcal{L}_{soft} &= -m_{H_1}^2 \left| H_1 \right|^2 - m_{H_2}^2 \left| H_2 \right|^2 + B\mu\epsilon_{ij} \left( H_1^i H_2^j + \text{h.c.} \right) + \dots
\end{aligned}
$$

# Elektroschwache Symmetriebrechung

$$
\begin{aligned}
V =& V_F + V_D + V_{soft} \\
=& \left(m_{H_1}^2 + |\mu|^2\right) |H_1|^2 + \left(m_{H_2}^2 + |\mu|^2\right) |H_2|^2 \\
& - B\mu\epsilon_{ij} \left(H_1^i H_2^i + \text{h.c.}\right) \\
& + \frac{g^2 + g'^2}{8} \left(|H_1|^2 - |H_2|^2\right)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^\dagger H_2|^2
\end{aligned}
$$

Mit den Higgsdubletts:

$$
H_1 = \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^{0*} \\ -h_1^- \end{pmatrix} \qquad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ H_2^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix}
$$

# Elektroschwache Symmetriebrechung

$$
\begin{aligned}
V =& V_F + V_D + V_{soft} \\
=& \left(m_{H_1}^2 + |\mu|^2\right) |H_1|^2 + \left(m_{H_2}^2 + |\mu|^2\right) |H_2|^2 \\
& - B\mu\epsilon_{ij} \left(H_1^i H_2^i + \text{h.c.}\right) \\
& + \frac{g^2 + g'^2}{8} \left(|H_1|^2 - |H_2|^2\right)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^\dagger H_2|^2
\end{aligned}
$$

Mit den Higgsdubletts:

$$
H_1 = \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^{0*} \\ -h_1^- \end{pmatrix} \qquad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ H_2^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix}
$$

- VEV ist wegen der $SU(2)_L$-Symmetrie für eine Komponente wegrotierbar $\rightarrow \langle h_1^- \rangle = 0$
- In dem Minimum mit $\left.\frac{\partial V}{\partial h_1^-}\right|_{h_1^- = 0} = 0$, ist dann auch $\langle h_2^+ \rangle = 0$

# Elektroschwache Symmetriebrechung

$$
\begin{aligned}
V = & \left(m_{H_1}^2 + |\mu|^2\right)|h_1^0|^2 + \left(m_{H_2}^2 + |\mu|^2\right)|h_2^0|^2 \\
& - B\mu\left(h_1^0 h_2^0 + \text{h.c.}\right) \\
& + \frac{g^2 + g'^2}{8}\left(|h_1^0|^2 - |h_2^0|^2\right)^2
\end{aligned}
$$

Forderungen:

- Lokales Maximum im Ursprung:
  $(B\mu)^2 > \left(m_{H_1}^2 + |\mu|^2\right)\left(m_{H_2}^2 + |\mu|^2\right)$
- Potential nach unten beschränkt:
  $m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2 + 2|\mu|^2 > 2B\mu$

# Elektroschwache Symmetriebrechung

Die Vakuumerwartungswerte der ungeladenen Komponenten nehmen einen von Null verschiedenen Wert an.

$$\langle h_1^0 \rangle \equiv \frac{v_1}{\sqrt{2}} \qquad \langle h_2^0 \rangle \equiv \frac{v_2}{\sqrt{2}}$$

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v1}$$

Wobei folgende Relation erfüllt sein muss:

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2 = 4\frac{m_Z^2}{g^2 + g'^2} = (246\,\mathsf{GeV})^2$$

Mit den Bedingungen $\left.\frac{\partial V}{\partial h_1^0}\right|_{h_1^0 = v_1} = 0$ und $\left.\frac{\partial V}{\partial h_2^0}\right|_{h_2^0 = v_2} = 0$ ergibt sich:

$$\left(m_{H_1}^2 + |\mu|^2\right) - B\mu\tan\beta + \frac{m_Z^2}{2}\cos 2\beta = 0$$

$$\left(m_{H_2}^2 + |\mu|^2\right) - B\mu\tan\beta - \frac{m_Z^2}{2}\cos 2\beta = 0$$

# Das $\mu$-Problem

$$\sin 2\beta = \frac{2B\mu}{m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2 + |\mu|^2}$$

$$m_Z^2 = \frac{\left|m_{H_2}^2 + m_{H_1}^2\right|}{\sqrt{1 - \sin^2 2\beta}} - m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 - 2|\mu|^2$$

- Der Parameter $|\mu|^2$ ist aus dem supersymmetrischen Teil des Potentials, während $m_{H_1}, m_{H_2}, B\mu$ aus dem SUSY-brechenden Teil sind.
- Ohne mirakulöse Auslöschung sollten alle jedoch in der Größenordnung von $m_Z$ sein.

# Die Massen der Higgsbosonen

Betrachte $V(\mathrm{Re}\, h_1^0, \mathrm{Im}\, h_1^0, \mathrm{Re}\, h_2^0, \mathrm{Im}\, h_2^0, h_1^-, h_1^{-*}, h_2^+, h_2^{+*}, )$.

- Massenmatrix zerfällt in jeweils einen Teil für die geladenen, die neutralen, CP-geraden und die neutralen CP-ungeraden.

# Die Massen der Higgsbosonen

Betrachte $V(\mathrm{Re}\, h_1^0, \mathrm{Im}\, h_1^0, \mathrm{Re}\, h_2^0, \mathrm{Im}\, h_2^0, h_1^-, h_1^{-*}, h_2^+, h_2^{+*}, )$.

- Massenmatrix zerfällt in jeweils einen Teil für die geladenen, die neutralen, CP-geraden und die neutralen CP-ungeraden.

$$\mathcal{M}^2_{\mathrm{Im}\, h_i^0} = \begin{pmatrix} B\mu \cot\beta & B\mu \\ B\mu & B\mu \tan\beta \end{pmatrix}$$

Eigenwerte:

$$m_{G^0} = 0 \qquad m_A^2 = B\mu\,(\cot\beta + \tan\beta)$$

Mischungsmatrix:

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\beta & -\cos\beta \\ \cos\beta & \sin\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{Im}\, h_2^0, \\ \mathrm{Im}\, h_1^0, \end{pmatrix}$$

# Die Massen der Higgsbosonen

$$\mathcal{M}^2_{H^\pm} = \begin{pmatrix} B\mu\cot\beta + \frac{g^2}{4}v_1^2 & -B\mu - \frac{g^2}{4}v_1 v_2 \\ -B\mu - \frac{g^2}{4}v_1 v_2 & B\mu\tan\beta + \frac{g^2}{4}v_2^2 \end{pmatrix}$$

Eigenwerte:

$$m_{G^\pm} = 0 \qquad m^2_{H_\pm} = B\mu\,(\cot\beta + \tan\beta) + m_W^2 = m_A^2 + m_W^2$$

Mischungsmatrix:

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1^{-*} \\ h_2^+ \end{pmatrix}$$

# Die Massen der Higgsbosonen

$$\mathcal{M}^2_{\mathrm{Re}\,h_i^0} = \begin{pmatrix} m_A^2 \cos^2\beta + m_Z^2 \sin^2\beta & -\left(m_A^2 + m_Z^2\right)\sin\beta\cos\beta \\ -\left(m_A^2 + m_Z^2\right)\sin\beta\cos\beta & m_A^2 \sin^2\beta + m_Z^2 \cos^2\beta \end{pmatrix}$$

Eigenwerte:

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2}\left(\left(m_A^2 + m_Z^2\right) \mp \sqrt{\left(m_A^2 + m_Z^2\right)^2 - 4 m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right)$$

Mischungsmatrix:

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{Re}\,h_2^0 \\ \mathrm{Re}\,h_1^0 \end{pmatrix}$$

mit

$$\tan\alpha = \frac{\left(m_A^2 - m_Z^2\right)\cos 2\beta + \sqrt{\left(m_A^2 + m_Z^2\right)^2 - 4 m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}}{\left(m_A^2 + m_Z^2\right)\sin 2\beta}$$

# Massenhierarchie

Es ergibt sich folgende Hierarchie (auf Tree-Level!):

$$
\begin{aligned}
m_h &\leq \min(m_A, m_Z) \cdot |\cos 2\beta| \\
m_H &\geq \max(m_A, m_Z) \\
m_{H^\pm} &\geq \max(m_A, m_W)
\end{aligned}
$$

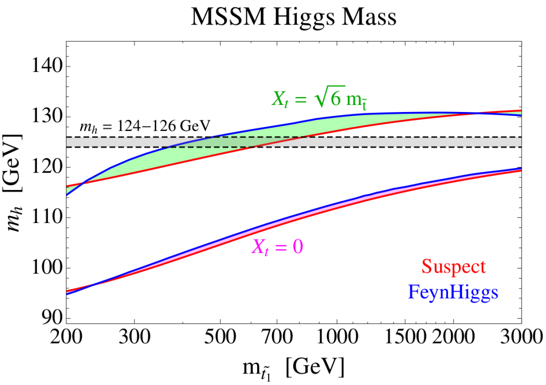
# Strahlungskorrekturen

Dominanter Beitrag zur Higgsbosonmasse aus den Top-Yukawakopplungen:

$$
\begin{aligned}
m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 + \delta \mp \sqrt{\xi}\right) \\
\xi &= \left(\left(m_A^2 - m_Z^2\right)\cos 2\beta + \delta\right)^2 + \left(m_A^2 + m_Z^2\right)^2 \sin^2 2\beta \\
\delta &= \frac{3 G_F m_t^4}{2\sqrt{2}\pi^2 \sin^2\beta} \ln\left(\left(1 + \frac{m_{\tilde{t}_L}^2}{m_t^2}\right)\left(1 + \frac{m_{\tilde{t}_R}^2}{m_t^2}\right)\right) \\
&\quad + \text{Stop-Mischung}
\end{aligned}
$$

# Strahlungskorrekturen

Hall, Pinner, Rudermann [1112.2703]



# Yukawakopplung

Die Yukawa-Lagrangedichte ergibt sich im MSSM aus:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -\frac{1}{2}\sum_{i,j}\left[\overline{\psi^c_{iL}}\frac{\partial^2 W}{\partial\phi_i\partial\phi_j}\psi^c_{iL} + \mathrm{h.c.}\right]$$

Mit den Projektoren $P_{L,R}$ ergibt sich für eine Generation:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Yuk} = &-\lambda_u\left(\bar{u}P_L u H_2^0 - \bar{u}P_L d H_2^+\right) - \lambda_d\left(\bar{d}P_L d H_1^0 - \bar{d}P_L d H_1^+\right)\\ &+ \mathrm{h.c.}\end{aligned}$$

Die Massen der Fermionen werden erzeugt, wenn die neutralen Komponenten der Higgsfelder ihren VEV erhalten:

$$\lambda_u = \frac{\sqrt{2}m_u}{v_2} = \frac{\sqrt{2}m_u}{v\sin\beta} \quad , \quad \lambda_d = \frac{\sqrt{2}m_d}{v_1} = \frac{\sqrt{2}m_d}{v\cos\beta}$$

# Yukawakopplung

Die Felder $H_1$ und $H_2$ lassen sich durch die physikalischen Ausdrücken:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Yuk} = &- \frac{gm_u}{2m_W \sin\beta}\left[\bar{u}u\left(H\sin\alpha + h\cos\alpha\right) - i\bar{u}\gamma_5 uA\cos\beta\right] \\ &- \frac{gm_d}{2m_W \cos\beta}\left[\bar{d}d\left(H\cos\alpha - h\sin\alpha\right) - i\bar{d}\gamma_5 dA\sin\beta\right]\end{aligned}$$

# Higgskopplung an Fermionen und Vektorbosonen

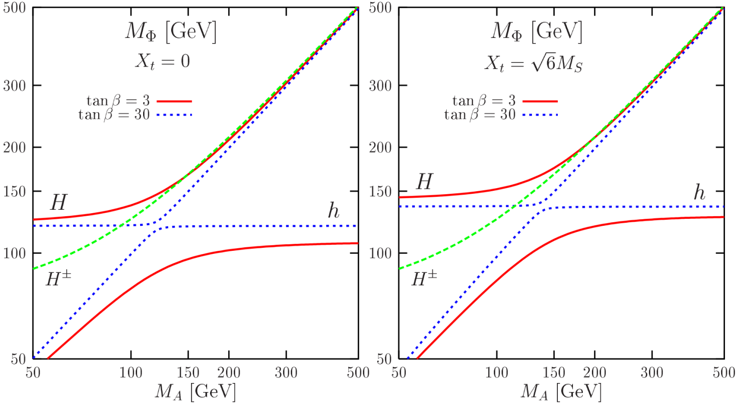
| $\Phi$ | $g_{\Phi\bar{u}u}$ | $g_{\Phi\bar{d}d}$ | $g_{\Phi VV}$ |
|---|---|---|---|
| $h$ | $\dfrac{\cos\alpha}{\sin\beta}$ | $-\dfrac{\sin\alpha}{\cos\beta}$ | $\sin(\beta-\alpha)$ |
| $H$ | $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta}$ | $\dfrac{\cos\alpha}{\cos\beta}$ | $\cos(\beta-\alpha)$ |
| $A$ | $\cot\beta$ | $\tan\beta$ | $0$ |

# Higgskopplung an Fermionen und Vektorbosonen

| $\Phi$ | $g_{\Phi\bar{u}u}$ | $g_{\Phi\bar{d}d}$ | $g_{\Phi VV}$ |
|---|---|---|---|
| $h$ | $\dfrac{\cos\alpha}{\sin\beta} \to 1$ | $-\dfrac{\sin\alpha}{\cos\beta} \to 1$ | $\sin(\beta-\alpha) \to 1$ |
| $H$ | $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} \to \dfrac{1}{\tan\beta}$ | $\dfrac{\cos\alpha}{\cos\beta} \to \tan\beta$ | $\cos(\beta-\alpha) \to 0$ |
| $A$ | $\cot\beta$ | $\tan\beta$ | $0$ |

Grenzfall $m_A \gg m_Z$: $\quad \alpha \approx \beta - \frac{\pi}{2}$

Djouadi [hep-ph/0503137]



# Vergleich MSSM – 2HDM

- 2HDM: Typ I, Typ II, lepton-specific, flipped model
- Freie Parameter im 2HDM: $m_h, m_A, m_H, m_{H^\pm}, \tan\beta, \alpha$
  MSSM: $m_A, \tan\beta$
- Massenhierarchie im MSSM $\rightarrow$ obere Grenze für leichtestes Higgs
- MSSM: Die Massen $m_A$ und $m_{H^\pm}$ liegen so nahe beieinander, dass der Zerfall der geladenen Higgsbosonen in ein pseudoskalares Higgs und ein W-Boson kinematisch verboten ist.

Danke für die Aufmerksamkeit.