# Erweiterte Higgs Sektoren

Seminarvortrag - Emilia Welte

8. Juli 2021

# Gliederung

# Zu klärende Fragen

- Was sind erweiterte Higgs Sektoren ?
- Warum braucht man erweiterte Higgs Sektoren ?

# SM Wiederholung- Eichsektor

- Dynamik der Eichbosonen steckt in Form von Feldstärketensoren in der Lagrangedichte $\mathscr{L}_{\text{Eich}}$
- Die Wechselwirkung der Eichbosonen mit Fermionen/Skalaren steht in der kovarianten Ableitung $\mathscr{D}_\mu$

## SM Eichstruktur

$$\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$$

- Massenterme: quadratische Ordnung der Felder
  $\rightarrow$ ungebrochene Eichsymmetrie führt zu masselosen Eichbosonen

# SM Wiederholung - Fermionsektor

- SM: 3 Generationen von händigen Fermionen (Händigkeit besitzt jeweils unterschiedliche Transformationseigenschaften)

## Allg. Fermionen Feld Lagrange

$$\mathscr{L}_{\text{Fermion}} = \overline{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi - \mathrm{m} \overline{\Psi} \Psi$$

erster Term: kinetischen Anteil
zweiter Term: Massenanteil, $\gamma^\mu$: Dirac-Matrizen[1]

[1] Logan, "TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model".

- Nutzung der Projektionsoperatoren für links- und rechtshändige Fermionen ($1 = P_R^2 + P_L^2$)
  $\rightarrow$ Trennung händiger Fermionen im kinetischen Term (bleibt eichinvariant)

### kinetischer Anteil

$$\overline{\Psi} i\partial_\mu \gamma^\mu \Psi \rightarrow \overline{\Psi}_L i\partial_\mu \gamma^\mu \Psi_L + \overline{\Psi}_R i\partial_\mu \gamma^\mu \Psi_R$$

- Analoge Vorgehensweise
  $\rightarrow$ Mischen von händigen Zuständen im Massenterm (Eichinvarianz verletzt)

### Massen Term

$$m\overline{\Psi}\Psi \rightarrow m\overline{\Psi}_R \Psi_L + m\overline{\Psi}_L \Psi_R$$

# Zusammenfassung

- Der Eichbosonen Massenterm ist nicht Eichinvariant
  $\rightarrow$ Ohne Symmetriebrechung sind Eichbosonen masselos
- Der Fermion Massenterm ist nicht Eichinvariant
  $\rightarrow$ Ohne Symmetriebrechung sind Fermionen masselos

# SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Neuer Bestandteil der experimentell bestätigten Bosonen-/Fermionenmassen erklärt
  $\rightarrow$ Einführung eines skalaren $\mathrm{SU}(2)_L$-Dublett Feldes was durch Higgs Mechanismus zu spontaner $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ Symmetriebrechung führt
- Dublett hat Hypercharge $Y = \frac{1}{2}$ und ist ein Farbsinglett

## Higgs Dublett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

$\Phi_j$: normierte reelle Felder mit $j \in [1, 4]$.[2]

[2] Logan, "TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model".

# SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

## SM Higgs Lagrangedichte

$$\mathscr{L}_\Phi = (\mathscr{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathscr{D}^\mu \Phi) - V(\Phi) + \mathscr{L}_{\text{Yukawa}}$$

- Allgemeine Form eines Higgs Potentials könnte wie folgt aussehen[3]):
$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$
- ist $-\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0 \rightarrow$ Minimum des Potentials weg von $|\Phi| = 0 \rightarrow$ Vakuums-/Minimumsenergie nicht mehr invariant unter Eichsymmetrie $\rightarrow$ Eichsymmetrie ist spontan gebrochen
- sind beide größen positiv hat das Potential sein minimum bei $|\Phi| = 0 \rightarrow$ elektroschwache Symmetrie ungebrochen
- im Falle $\lambda < 0$ ist das Potential ungebunden und es gibt keinen stabilen Vakuumszustand

[3] Logan, "TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model".

# SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Vakuumszustand muss im Potentialminimum liegen $\rightarrow$ Vakuumserwartungswert $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$
- Wir definieren unsere Felder so, dass die Erwartungswerte wie folgt aussehen $\langle \Phi_3 \rangle = v$ und $\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_4 \rangle = 0$
- Zusätzlich addieren wir zu $\Phi_3$ ein Feld $h$ welches einen verschwindenden Erwartungswert hat:

# SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Diese Form des Potentials wollen wir nutzen, um sie in eine Form der Massen und Wechselwirkung des Higgsteilchens umzuschreiben:

## Allgemeine Form der Massenmatrizen

$$V(\Phi) = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix} + \text{h.O.}$$

# SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Wir erhalten ausschließlich Massen für das Feld mit nichtverschwindendem Erwartungswert (in unserem Fall $\Phi_3$)

# SM Wiederholung - Eichbosonenmasse

- Für die Eichbosonenmassen betrachten wir den kinetischen Term unseres Higgs-Dubletts

**kinetischer Term des Higgs-Dubletts**

$$
\begin{aligned}
&\mathscr{L} \supset (\mathscr{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathscr{D}^\mu \Phi) \\
&= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) \\
&+ \frac{1}{8} g^2 (v+h)^2 (W^1_\mu - iW^2_\mu)(W^{\mu 1} + iW^{\mu 2}) \\
&+ \frac{1}{8}(v+h)^2 (gW^3_\mu - g' \mathscr{B}_\mu)^2
\end{aligned}
$$

# SM Wiederholung - Fermionenmasse

- Für die Fermionenmasse betrachten wir den Yukawa-Term
- Beispiel anhand der Quarks, um bei den Leptonen das Neutrinomassenproblem zu umgehen.
- Man verwende dabei eine unitäre Eichung gemäß
  $\Phi^\dagger Q_L = \left(0, \frac{v+h}{\sqrt{2}}\right) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$

**Yukawa Term**

$$\mathscr{L}_{\mathrm{Yukawa}} \supset -[y_d \overline{d_R} \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \overline{Q_L} \Phi d_R]$$

- Damit erhalten wir für unser Beispiel (quadratischer Term gibt wieder Masse an[4])

$$\mathscr{L}_{\mathrm{Yukawa}} \supset -\frac{y_d v}{\sqrt{2}} \bar{d}d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d}d$$

[4] Logan, "TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model".

# SM Wiederholung - Fermionenmasse

- Um die Masse des up Quarks zu bekommen, muss in unitärer Eichung die Kopplung mit diesem stattfinden können
  $\rightarrow$ Verwendung des konjugierten Higgs Skalars in unitärer Eichung

$$\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^{+*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Vorgehensweise gilt für die einzelnen Generationen von Quarks, SM besitzt jedoch 3 von ihnen
  $\rightarrow$ Allgemeine Form des Yukawa Anteils
  (Nur für Quarks, entsprechend müsste für Leptonen ein Term addiert werden)

# SM Wiederholung - Fermionenmasse

## Quark-Yukawa-Term

$$\mathscr{L}^{\mathrm{q}}_{\mathrm{Yukawa}} = -\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u}}_{ij}\overline{\mathrm{u}_{\mathrm{Ri}}}\tilde{\Phi}^{\dagger}\mathrm{Q}_{\mathrm{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{d}}_{ij}\overline{\mathrm{d}_{\mathrm{Ri}}}\Phi^{\dagger}\mathrm{Q}_{\mathrm{Lj}}] + h.c.$$

$\mathrm{y}^{\mathrm{u}}_{ij}$: Yukawa Matrix, $\mathrm{Q}_{\mathrm{Lj}}$, $\mathrm{u}_{\mathrm{Ri}}$ und $\mathrm{d}_{\mathrm{Ri}}$ steht für die drei Generationen wobei $j \in [1, 3]$.

- Allgemeiner Quark-Yukawa-Anteil wollen wir wieder in eine Form der Massenmatrizen umschreiben

# Motivation zu Erweiterten Higgs-Sektoren

- Wir haben in der Theorie alle Massen berechnet
- Aus Lagrange konnten wir auch alle theoretisch möglichen WW ablesen
- Mit diesen Größen können nun Zerfallsbreiten, Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse berechnet werden
- Gibt es nun experimentelle Abweichungen von den Vorhersagen $\rightarrow$ Erweiterung
- Erweiterung, die Randbedingung und Symmetrie des SM gehorcht, aber zusätzliche Zerfälle, WW erlauben würde $\rightarrow$ Bestätigung durch Experiment
- viele Modelle die offene Fragen des Sm erklären besitzen einen erweiterten Higgs-Sektor

# Erweiterung des SM Higgs Sektors am Beispiel des 2HDM

- Eigenschaften die das SM von Grund auf hat, aber in Erweiterung nicht fehlen dürfen: minimale Flavor Verletzung sowie eine händige $SU(2)_L$ Symmetrie
- Konsequenz der fehlenden minimalen Flavor Verletzung wird anhand vom 2HDM gezeigt

## Higgs Dupletts des 2HDM Modells

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \frac{h_1+v_1+ia_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} ; \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \frac{h_2+v_2+ia_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Die geladenen Komponenten entsprechen zwei komplexen Skalaren, zusätzlich gibt es zwei reelle CP-gerade Skalare $h_1, h_2$ sowie zwei CP-ungerade Skalare $a_1, a_2$[5]

[5] Altenkamp, Dittmaier und Rzehak, "Renormalization schemes for the Two-Higgs-Doublet Model and applications to h → WW/ZZ → 4 fermions".

# 2HDM - Finde Goldstone-Bosonen

- Angenommen unser Higgs-Potential hat folgende Form

$$
\begin{aligned}
V = m_{11}^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_{22}^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - m_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_1^\dagger\Phi_2) \\
+\frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\
+\lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}\lambda_5[(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger\Phi_1)^2]
\end{aligned}
$$

- Schreibe Potential in voller Form aus um Wechselwirkungsterme und Massenmatrizen identifizieren zu können

# 2HDM - Finde Goldstone-Bosonen

- Bringe Potential in Form der allgemeinen Massenmatrizen

## Massenmatrizen Form

$$V = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,\phi} & M_{12,\Phi} \\ M_{21,\phi} & M_{22,\Phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix}$$
$$+\frac{1}{2} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,a} & M_{12,a} \\ M_{21,a} & M_{22,a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$
$$+\frac{1}{2} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,h} & M_{12,h} \\ M_{21,h} & M_{22,h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$
$$+\ldots$$

# 2HDM - Finde Goldstone-Bosonen

- Diagonalisierung der Massenmatrizen liefert Massenquadrate und Transformationsmatrix um Masseneigenzustände zu erhalten

# 2HDM - Eichboson Massenerzeugung

- W und Z Bosonen erhalten Massen durch beide Higgs-Dupletts im kinetischen Term des Higgs-Sektors

## kinetischer Term des Higgs-Sektors

$$
\begin{aligned}
\mathscr{L}_{\text{kin}} \supset\, & (\mathscr{D}_\mu \Phi_1)^\dagger (\mathscr{D}^\mu \Phi_1) + (\mathscr{D}_\mu \Phi_2)^\dagger (\mathscr{D}^\mu \Phi_2) \\
=\, & \frac{1}{2}(\partial_\mu h_1)^\dagger (\partial^\mu h_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu h_2)^\dagger (\partial^\mu h_2) \\
& + \frac{1}{4}\mathrm{g}^2[(v_1 + h_1)^2 + (v_2 + h_2)^2]\mathrm{W}^+_\mu \mathrm{W}^{-\mu} \\
& + \frac{1}{8}(\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2)[(v_1 + h_1)^2 + (v_2 + h_2)^2]\mathrm{Z}_\mu \mathrm{Z}^\mu
\end{aligned}
$$

# 2HDM-Fermion-Massenerzeugung

## Yukawa Kopplungen

$$\mathscr{L}^{\mathrm{l,q}}_{\mathrm{Yukawa}} = -\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u1}}_{ij}\overline{\mathrm{u_{Ri}}}\tilde{\Phi}_1{}^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{d1}}_{ij}\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\Phi^{\dagger}_1\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{l1}}_{ij}\overline{\mathrm{e_{Ri}}}\Phi^{\dagger}_1\mathrm{L_{Lj}}] + h.c.$$
$$-\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u2}}_{ij}\overline{\mathrm{u_{Ri}}}\tilde{\Phi}_2{}^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{d2}}_{ij}\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\Phi^{\dagger}_2\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{l2}}_{ij}\overline{\mathrm{e_{Ri}}}\Phi^{\dagger}_2\mathrm{L_{Lj}}] + h.c.$$

# 2HDM-Fermion-Massenerzeugung

- Wir haben jetzt 6 komplexe Yukawa-Matrizen und nicht mehr 3 wie im SM

## Massenmatrizen-Quarks

$$\begin{aligned}\mathscr{L}^{\mathrm{l,q}}_{\mathrm{Yukawa}} \supset \mathscr{L}^{\mathrm{down}}_{\mathrm{Yukawa}} &= -(\mathrm{y}^{\mathrm{d1}}_{ij}\Phi_1^\dagger + \mathrm{y}^{\mathrm{d2}}_{ij}\Phi_2^\dagger)\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\mathrm{Q_{Lj}} + h.c. \\ &\to -(\mathrm{y}^{\mathrm{d1}}_{ij}\frac{v_1}{\sqrt{2}} + \mathrm{y}^{\mathrm{d2}}_{ij}\frac{v_2}{\sqrt{2}})\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\mathrm{d_{Lj}} + h.c.\end{aligned}$$

- Man kann wie im SM die down-Typ-Massenmatrix direkt ablesen und diagonalisieren, aber der Unterschied ist jetzt, dass die Diagonalisierung der Massenmatrix im Allgemeinen nicht mehr die Yukawa Matrizen diagonalisiert

# 2HDM -Fermion Massenerzeugung

- Warum ist das ein Problem?
- Es gibt zwei Lösungsansätze um die FCNCs im 2HDM zu verhindern in dem man minimale Flavor Verletzung wiedereinführt
- Natürliche Flavor Erhaltung
- Yukawa Ausgleich

# Zusammenfassung

- Erweiterte Higgs Sektoren können sowohl aus experimenteller als auch aus theoretischer Sicht sinnvoll sein
- Bei Erweiterungen sind Randbedingungen durch experimentelle Erkenntnisse gegeben

# Quellen


Altenkamp, Lukas, Stefan Dittmaier und Heidi Rzehak. “Renormalization schemes for the Two-Higgs-Doublet Model and applications to h $\rightarrow$ WW/ZZ $\rightarrow$ 4 fermions”. In: *Journal of High Energy Physics* 2017.9 (09/2017). DOI: 10.1007/jhep09(2017)134. URL: https://doi.org/10.1007%2Fjhep09%282017%29134.

Englert, F. und R. Brout. “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964). Hrsg. von J. C. Taylor, S. 321–323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321.

Gunion, John F. “Extended Higgs Sectors”. In: (2002). eprint: hep-ph/0212150. URL: https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0212150.pdf.

Gupta, Rick S., Heidi Rzehak und James D. Wells. “How well do we need to measure Higgs boson couplings?” In: *Physical Review D* 86.9 (11/2012). DOI: 10.1103/physrevd.86.095001. URL: https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.86.095001.

Guralnik, G. S., C. R. Hagen und T. W. B. Kibble. “Global Conservation Laws and Massless Particles”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964). Hrsg. von J. C. Taylor, S. 585–587. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.585.

Higgs, Peter W. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964). Hrsg. von J. C. Taylor, S. 508–509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.

Isidori, Gino und David M. Straub. “Minimal flavour violation and beyond”. In: *The European Physical Journal C* 72.8 (08/2012). DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-2103-1. URL: https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-012-2103-1.

Lee, T. D. “A Theory of Spontaneous T Violation”. In: *Phys. Rev. D* 8 (1973). Hrsg. von G. Feinberg, S. 1226–1239. DOI: 10.1103/PhysRevD.8.1226.

Logan, Heather E. “TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model”. In: (06/2014). eprint: 1406.1786. URL: https://arxiv.org/pdf/1406.1786.pdf.

Steggemann, Jan. “Extended Scalar Sectors”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 70.1 (10/2020), S. 197–223. DOI: 10.1146/annurev-nucl-032620-043846. URL: https://doi.org/10.1146%2Fannurev-nucl-032620-043846.