

Erweiterte Higgs Sektoren

Seminarvortrag - Emilia Welte

29. Juni 2021

Gliederung

Wiederholung SM

- Wiederholung Eichbosonensektor

- Wiederholung Fermionsektor

- Wiederholung Higgssektor

Erweiterung des SM Higgs Sektors am Beispiel des 2HDM

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 $\mathcal{L}_{\text{Eich}}$
- ▶ Die Wechselwirkung der Eichbosonen mit Fermionen/Skalaren steht in der kovarianten Ableitung \mathcal{D}_μ

SM Eichstruktur

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

- ▶ Massenterme treten in quadratischer Ordnung der Felder auf, dies ist nicht mehr Eichinvariant nach Einsetzen in $\mathcal{L}_{\text{Eich}} \rightarrow$ ungebrochene Eichsymmetrie führt zu masselosen Eichbosonen

SM Wiederholung - Fermionsektor

- ▶ SM enthält 3 Generationen von händigen Fermionen Feldern mit jeweils unterschiedlichen Transformationseigenschaften

Allg. Fermionen Feld Lagrange

$$\mathcal{L}_{\text{Fermion}} = \bar{\Psi} i \partial_{\mu} \gamma^{\mu} \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \quad (2)$$

Dabei entspricht erster Term dem kinetischen Anteil und zweiter Term massen Anteil. γ^{μ} entspricht den Dirac-Matrizen.

- ▶ Unter Ausnutzung der Projektionsoperatoren für links- und rechtshändige Fermionen ($1 = P_R^2 + P_L^2$) separiert der kinetische Teil in händige Anteile und ist Eichinvariant

kinetischer Anteil

$$\bar{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi \rightarrow \bar{\Psi}_L i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_L + \bar{\Psi}_R i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_R \quad (3)$$

- ▶ Unter Ausnutzung derselben Relation von den Projektionsoperatoren sieht man am Massenterm, dass hierbei die händigen Zustände mischen. Dieser ist also nicht Eichinvariant.

Massen Term

$$m \bar{\Psi} \Psi \rightarrow m \bar{\Psi}_R \Psi_L + m \bar{\Psi}_L \Psi_R \quad (4)$$

Zusammenfassung

- ▶ Der Eichbosonen Masseterm ist nicht Eichinvariant und kann nicht ohne Weiteres in die Lagrangedichte eingesetzt werden → Ohne Symmetriebrechung sind Eichbosonen also Masselos
- ▶ Der Fermion Masseterm ist nicht Eichinvariant und kann wie der Bosonen Term nicht ohne Weiteres in die Lagrangedichte eingesetzt werden → Ohne Symmetriebrechung sind Fermionen also Masselos

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- ▶ Neuer Bestandteil der experimentell bestätigte Bosonenmassen Erklärt → Einführung eines skalaren $SU(2)_L$ -Duplett Feldes was durch Higgs Mechanismus zu spontaner $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetriebrechung führt
- ▶ Duplett hat Hypercharge $Y = \frac{1}{2}$ und ist ein Farb Singlett

Higgs Duplett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Dabei entsprechen Φ_j normierten reellen Feldern wobei $j \in [1, 4]$

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Unsere SM Lagrangedichte sieht dann wie folgt aus

SM Higgs Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_\Phi = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi) + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \quad (6)$$

- Die Allgemeine Form eines Higgs Potentials könnte wie folgt aussehen

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (7)$$

- ▶ ist $-\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ das das Minimum des Potentials weg von $|\Phi| = 0$ womit Vakuums/minimums Energie nicht mehr invariant unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie \rightarrow Eich Symmetrie ist spontan gebrochen
- ▶ sind beide größen positiv hat das Potential sein minimum bei $|\Phi| = 0$ und ist parabelförmig, elektroschwache Symmetrie ist dann ungebrochen
- ▶ im Falle $\lambda < 0$ ist das Potential ungebunden und es gibt keinen stabilen Vakuumszustand

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- ▶ Da wir wissen das der Vakuumszustand im Potential Minimum liegen muss, erhalten wir für den Vakuumserwartungswert $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$
- ▶ Wir definieren unsere Felder so, dass die Erwartungswerte wie folgt aussehen $\langle \Phi_3 \rangle = v$ und $\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = 0$
- ▶ Zusätzlich addieren wir zu Φ_3 ein Feld h welches einen verschwindenden Erwartungswert hat. Umgeformt nach μ und eingesetzt in unser Potential erhalten wir:

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

Diese Form des Potentials wollen wir nun nutzen um Sie in eine Form der Massen und Wechselwirkung des Higgsteilchens umzuschreiben:

Allgemeine Form der Massenmatrizen

$$V(\Phi) = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix} + \text{h.O.} \quad (8)$$

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

Mit Blick auf unsere Rechnung folgen dann ausschließlich Massen für das Feld mit nichtverschwindendem Erwartungswert:

SM Wiederholung - Eichbosonenmasse

Um diese Massen zu bekommen, betrachten wir den Eichkinetischen Term:

Eichkinetischerterm

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &\supset (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) \\ &\quad + \frac{1}{8} g^2 (v + h)^2 (W_\mu^1 - W_\mu^2) (W^{\mu 1} \\ &\quad + W^{\mu 2}) + \frac{1}{8} (v + h)^2 (g W_\mu^3 - g' \mathcal{B}_\mu)^2\end{aligned}\tag{9}$$

SM Wiederholung - Fermionenmasse

Beispiel anhand der Quark Massen, 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

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset -[y_d \bar{d}_R \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \bar{Q}_L \Phi d_R] \quad (10)$$

Damit erhalten wir für unser Beispiel, wobei quadratischer Term hier die Masse des down quarks angibt:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset -\frac{y_d v}{\sqrt{2}} \bar{d}d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d}d \quad (11)$$

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 $\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^{+*} \end{pmatrix}$.

Diese Vorgehensweise gilt für die einzelnen Generationen von Quarks. Das SM besitzt jedoch 3 von ihnen, weshalb die allgemeine Form wie folgt aussieht:

Massenanteil Quarks

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^q = - \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 [y_{ij}^u \overline{u_{Ri}} \tilde{\Phi}^\dagger Q_{Lj} + y_{ij}^d \overline{d_{Ri}} \Phi^\dagger Q_{Lj}] + h.c. \quad (12)$$

Dabei entspricht y_{ij}^u der Yukawa Matrix und Q_{Lj} , u_{Ri} und d_{Ri} für die drei Generationen wobei $j \in [1, 3]$. Diese Form wollen wir wieder in eine Form der Massenmatrizen umschreiben.

SM Wiederholung - Fermionenmasse

Motivation zu Erweiterten Higgs Sektoren

- ▶ Wir haben alle Massen berechnet
- ▶ Aus Lagrange konnten wir auch alle theoretisch möglichen WW ablesen
- ▶ Mit diesen Größen können nun Zerfallsbreiten, Wirkungsquerschnitte und Verzweungsverhältnisse berechnet werden
- ▶ Gibt es nun experimentelle Abweichungen von den Vorhersagen → Erweiterung
- ▶ Erweiterung die Randbedingung und Symmetrie des SM gehorcht aber zusätzliche Zerfälle, WW erlauben würde → hoffen auf Bestätigung durch experiment

Erweiterung des SM Higgs Sektors am Beispiel des 2HDM

Eigenschaften die das SM von grund auf hat, aber in Erweiterung nicht fehlen dürfen sind die minimale Flavour verletzung sowie eine hässliche $SU(2)_L$ Symmetrie. Konsequenz der fehlenden minimalen Flavour Verletzung wird anhand vom 2HDM gezeigt:

Higgs Dupletts des 2HDM Modells

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \frac{h_1 + v_1 + ia_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}; \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \frac{h_2 + v_2 + ia_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (13)$$

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 . Beachte wir wissen dass ein komplexes geladenes und ein reelles CP-ungerades Skalar Goldstone Bosonen entsprechen müssen.

2HDM - Finde Goldstonebosonen

Angenommen unser Higgs Potential hat folgende Form:

$$\begin{aligned} V = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_1^\dagger \Phi_2) \\ & + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\ & + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{1}{2} \lambda_5 [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2] \end{aligned} \quad (14)$$

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

2HDM - Finde Goldstonebosonen

Bringe Potential in Form der allgemeinen Massenmatrizen:

Massenmatrizen Form

$$\begin{aligned} V = & \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,\phi} & M_{12,\phi} \\ M_{21,\phi} & M_{22,\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix} \\ & + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,a} & M_{12,a} \\ M_{21,a} & M_{22,a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \\ & + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} M_{11,h} & M_{12,h} \\ M_{21,h} & M_{22,h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \\ & + \text{tadpole} + \text{interaktionen} \end{aligned} \quad (15)$$

2HDM - Finde Goldstonebosonen

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

2HDM - Eichboson Massenerzeugung

W und Z Bosonen erhalten Bedingungen durch beide Higgs Dupletts im Eich-kinetischen Term

Eichkinetischer Term

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Eichkin}} &\supset (\mathcal{D}_{\mu}\Phi_1)^\dagger(\mathcal{D}^{\mu}\Phi_1) + (\mathcal{D}_{\mu}\Phi_2)^\dagger(\mathcal{D}^{\mu}\Phi_2) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_{\mu}h_1)^\dagger(\partial^{\mu}h_1) + \frac{1}{2}(\partial_{\mu}h_2)^\dagger(\partial^{\mu}h_2) \\ &\quad + \frac{1}{4}g^2[(v_1 + h_1)^2 + (v_2 + h_2)^2]W_{\mu}^{+}W^{-\mu} \\ &\quad + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)[(v_1 + h_1)^2 + (v_2 + h_2)^2]Z_{\mu}Z^{\mu}\end{aligned}\tag{16}$$

2HDM - Feynman Regeln

Summenregel im 2HDM zeigt dass die quadrate der Kopplungen im Masseneigenzustand denen im SM entspricht

2HDM -Fermion Massenerzeugung

Yukawa Kopplungen

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{l,q} = & - \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 [y_{ij}^{u1} \overline{u_{Ri}} \tilde{\Phi}_1^\dagger Q_{Lj} \\ & + y_{ij}^{d1} \overline{d_{Ri}} \Phi_1^\dagger Q_{Lj} + y_{ij}^{l1} \overline{e_{Ri}} \Phi_1^\dagger L_{Lj}] + h.c. \\ & - \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 [y_{ij}^{u2} \overline{u_{Ri}} \tilde{\Phi}_2^\dagger Q_{Lj} \\ & + y_{ij}^{d2} \overline{d_{Ri}} \Phi_2^\dagger Q_{Lj} + y_{ij}^{l2} \overline{e_{Ri}} \Phi_2^\dagger L_{Lj}] + h.c.\end{aligned}\tag{17}$$

2HDM -Fermion Massenerzeugung

Wir haben jetzt 6 komplexe Yukawa matrizen und nicht mehr 3 wie im SM . Dies führt zu großen Problemen da sich Massenterme wie folgt verhalten

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{l,q} \supset \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{down}} &= -(y_{ij}^{d1} \Phi_1^\dagger + y_{ij}^{d2} \Phi_2^\dagger) \overline{d_{Ri}} Q_{Lj} + h.c. \\ &\rightarrow -(y_{ij}^{d1} \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^{d2} \frac{v_2}{\sqrt{2}}) \overline{d_{Ri}} d_{Lj} + h.c.\end{aligned}\quad (18)$$

Man kann daraus die down Typ Massenmatrix direkt ablesen und diagonalisieren wie im SM. Aber der Unterschied ist jetzt die diagonalisierung von der Massenmatrix diagonalisiert nicht im allgemeinen die yukawa Matrizen und linearkombinationen der orthogonalzustände. Sofern dieser orthogonalzustand nicht diagonal in der Massenbasis ist, wird jede Neutralekomponente flavour changing haben (Flavour changing neutral currents) welche aber verboten sind. Ähnliche Probleme treten beim up type Quark und lepton sektor auf.

2HDM -Fermion Massenerzeugung

Es gibt zwei Lösungsansätze um die Flavourchanging neutral currents im 2HDM zu verhindern in dem man minimale flavour verletzung wiedereinführt. Dies währen natural flavor conservation und Yukawa alignment. Aus zweitgründen wird. nicht weiter darauf eingegnagen jedoch sind die Grundprinzipen dabei:

Zusammenfassung

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

Quellen