Erweiterte Higgs Sektoren

Seminarvortrag - Emilia Welte

28. Juni 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

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

- Massenterme treten in quadratischer Ordnung der Felder auf, dies ist nicht mehr Eichinvariant nach Einsetzen in $\mathscr{L}_{\text{Eich}}$ $\rightarrow$ 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

$$\mathscr{L}_{\mathsf{Fermion}} = \overline{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi - \mathsf{m} \overline{\Psi} \Psi \tag{2}$$

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

- Unter Ausnutzung der Projektionsoperatoren für links- und rechtshändige Fermionen ($1 = \mathrm{P}_R^2 + \mathrm{P}_L^2$) separiert der der kinetische Teil in händige Anteile und ist Eichinvariant

kinetischer Anteil

$$\overline{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi \rightarrow \overline{\Psi}_L i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_L + \overline{\Psi}_R i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_R \tag{3}$$

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

Massen Term

$$\mathrm{m}\overline{\Psi}\Psi \rightarrow \mathrm{m}\overline{\Psi}_R \Psi_L + \mathrm{m}\overline{\Psi}_L \Psi_R \tag{4}$$

Zusammenfassung

- Der Eichbosonen Masseterm ist nicht Eichinvariant und kann nicht ohne Weiteres in die Lagrangedichte eingesetzt werden $\rightarrow$ Ohne Symmetriebrechung sind Eichbosonen also Masselos
- Der Fermion Masseterm ist nicht Eichinvariant und kann wie der Bosonen Trem nicht ohne Weiteres in die Lagrangedichte eingesetzt werden $\rightarrow$ Ohne Symmetriebrechung sind Fermionen also Masselos

SM Wiederholung - Higgs Mechanismus

- Neuer Bestandteil der experimentell bestätigte Bosonenmassen Erklärt $\rightarrow$ 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

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

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

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

- Die Allgemeine Form eines Higgs Potentials könnte wie folgt aussehen

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{7}$$

- ist $-\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ das das Minimum des Potentials weg von $|\Phi| = 0$ womit Vakuums/minimums Energie nicht mehr invariant unter $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ 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

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

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

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

SM Wiederholung - Fermionenmassse

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

$$\mathscr{L}_{\mathrm{Yukawa}} \supset -[y_d \overline{d_R} \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \overline{Q_L} \Phi d_R] \tag{10}$$

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

$$\mathscr{L}_{\mathrm{Yukawa}} \supset -\frac{y_d v}{\sqrt{2}} \bar{d} d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d} d \tag{11}$$

SM Wiederholung - Fermionenmassse

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

$$\mathscr{L}^{\mathrm{q}}_{\mathrm{Yukawa}} = -\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}[\mathrm{y}^{\mathrm{u}}_{ij}\overline{\mathrm{u_{Ri}}}\tilde{\Phi}^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}} + \mathrm{y}^{\mathrm{d}}_{ij}\overline{\mathrm{d_{Ri}}}\Phi^{\dagger}\mathrm{Q_{Lj}}] + h.c. \tag{12}$$

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

SM Wiederholung - Fermionenmassse

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 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 $\rightarrow$ hoffen auf Bestätigung durch experiment

Erweiterung des SM Higgs Sektors am Beispiel des 2HDM

Zusammenfassung

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

Quellen