



H^0



H^\pm

Das Higgs-Teilchen

Manuel Hohmann
Universität Hamburg

11. Januar 2005



h^0



A^0



H^0



H^\pm

Inhaltsverzeichnis

- | | | |
|----------|------------------------------------|-----------|
| 1 | Der Higgs-Mechanismus | 3 |
| 2 | Das Higgs im Standardmodell | 11 |
| 3 | Das Higgs und die Neutrinos | 19 |



h^0



A^0



H^0



H^\pm

1. Der Higgs-Mechanismus

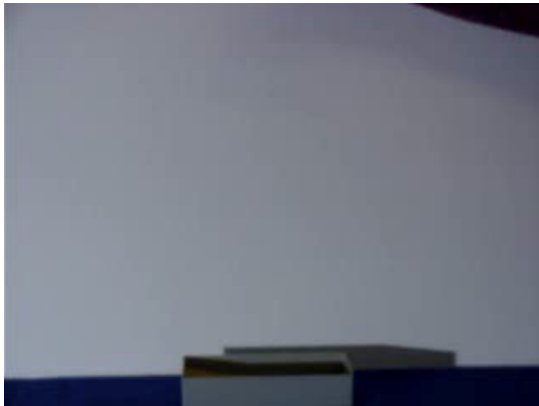


h^0

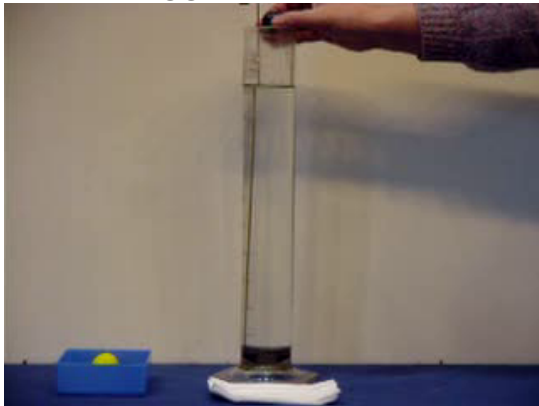


A^0

1.1. Ein anschauliches Modell



Ohne Higgs-Feld: Ein Masseloses Teilchen



Mit Higgs-Feld: Ein massives Teilchen



1.2. Der falsche Weg

Am Anfang steht ein masseloses Eichboson A^μ , dessen Lagrangedichte gegeben ist durch

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

Dabei ist $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ die Feldstärke. Die Lagrangedichte ist invariant unter der lokalen Eichtransformation

$$A^\mu \rightarrow A^\mu - \partial^\mu \chi(x)$$

Addiert man einen Massenterm...

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{M^2}{2}A_\mu A^\mu$$

...so geht die Eichsymmetrie verloren

1.3. Der richtige Weg

Am Anfang stehen ein masseloses Eichboson A^μ und ein komplexes Skalarfeld ϕ , deren Lagrangedichte gegeben ist als

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^*(D^\mu \phi) + \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

Dabei sind $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ die Feldstärke des Eichfeldes und $D^\mu = \partial^\mu + igA^\mu$ die kovariante Ableitung, wobei g die Kopplungsstärke des Skalarfeldes an das Eichfeld ist. Die Lagrange-Dichte ist invariant unter der lokalen Eichtransformation

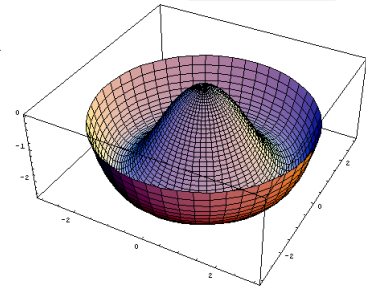
$$\begin{aligned}\phi &\rightarrow e^{ig\chi(x)} \phi \\ A^\mu &\rightarrow A^\mu - \partial^\mu \chi(x)\end{aligned}$$

⇒ Theorie mit lokaler Eichinvarianz - aber wo sind die Teilchenmassen?

1.4. Symmetriebrechung

Wenn $\mu^2 > 0$ und $\lambda > 0$ sind, hat das Potential $V(\phi) = \lambda(\phi^*\phi)^2 - \mu^2\phi^*\phi$ ein Minimum bei

$$\phi = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} =: \frac{v}{\sqrt{2}}$$



Man entwickelt ϕ um dieses Minimum durch den Ansatz

$$\phi = \frac{v + h}{\sqrt{2}}$$

Dabei ist h ein reelles Skalarfeld. Einsetzen in die Lagrangedichte liefert

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}((\partial_\mu - igA_\mu)(v + h)(\partial^\mu + igA^\mu)(v + h)) \\ & + \frac{1}{2}v^2\lambda(v + h)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v + h)^4 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \end{aligned}$$

Bedeutung dieser Terme?

1.5. Bedeutung der neuen Terme

$$-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \leftrightarrow \text{kinetische Energie des Eichfeldes}$$

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) \leftrightarrow \text{kinetische Energie des Higgs-Feldes}$$

$$\frac{v^4\lambda}{4} \leftrightarrow \text{Nullpunktsenergie}$$

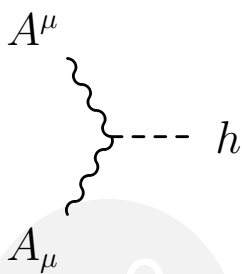
$$-v^2\lambda h^2 \leftrightarrow \text{Masse des Higgs-Feldes}$$

$$\frac{g^2v^2}{2}A_\mu A^\mu \leftrightarrow \text{Masse des Eichfeldes (!!!)}$$

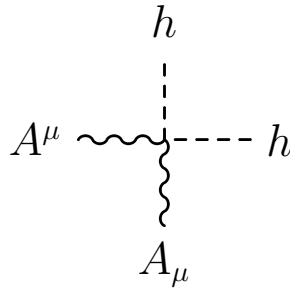
Aber es gibt noch vier weitere Terme...

1.6. Die Wechselwirkungsterme

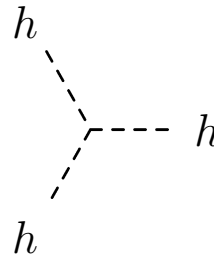
$$g^2 v A_\mu A^\mu h$$



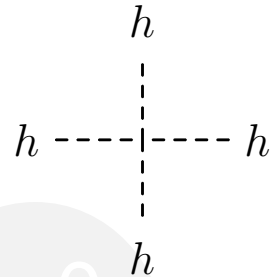
$$\frac{g^2}{2} A_\mu A^\mu h^2$$



$$-v\lambda h^3$$



$$-\frac{\lambda}{4} h^4$$



H^0

H^\pm

h^0

A^0



H^0



H^\pm

1.7. Resultate

- Durch das Higgs erzeugte Masse $\sim g^2 \sim$ Kopplung der Teilchen an das Higgs
 \Rightarrow Higgs koppelt an massive Teilchen, Stärke der Kopplung folgt aus den Teilchenmassen.
- Masse des Higgs-Teilchens $\sim \lambda \sim$ Selbstkopplung des Higgs
 \Rightarrow Higgs-Masse und Selbstkopplung hängen vom unbekanntem Parameter λ ab, der nicht aus den Massen der anderen Teilchen folgt.



h^0



A^0



H^0



H^\pm

2. Das Higgs im Standardmodell



h^0



A^0

2.1. Theoretische Grundlage

Das Higgs-Feld bildet ein SU(2)-Duplett $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ und wechselwirkt mit den linkshändigen Quark- und Lepton-Dupletts $q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ und $l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$ und den rechtshändigen Singletts u_R, d_R, e_R einer Familie über die Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - g_d \bar{q}_L \phi d_R - g_u \bar{q}_L \phi^c u_R - g_l \bar{l}_L \phi e_R$$

mit der Ladungskonjugation $\phi^c = i\tau_2 \phi^*$ und der kovarianten Ableitung

$$D^\mu = \partial^\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}^\mu + ig' \frac{Y}{2} B^\mu$$

Dabei sind $\vec{\tau}$ die Pauli-Matrizen, g, g' die SU(2)-Kopplung und die U(1)-Kopplung des Standardmodells und $Y = 1$ die schwache Hyperladung des Higgs-Feldes. Die Vektorfelder \vec{W}^μ, B^μ hängen mit den bekannten Eichfeldern zusammen über

$$A^\mu = B^\mu \cos \theta_W + W_3^\mu \sin \theta_W, \quad Z^\mu = -B^\mu \sin \theta_W + W_3^\mu \cos \theta_W,$$

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \mp iW_2^\mu) \quad \left(\theta_W = \arctan \frac{g'}{g} \text{ ist der Weinberg-Winkel} \right)$$

2.2. Eigenschaften

- Ein Higgs-Teilchen ϕ^0
- Unbekannte Masse m_{ϕ^0}
- Bekannter Vakuumerwartungswert $v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} = 246\text{GeV}$ (G_F ist die Fermi-Kopplung)
- Bekannte Kopplungen ($\hat{=}$ Teilchenmassen)
 - W-Boson: $m_W = g\frac{v}{2}$
 - Z-Boson: $m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W} = \sqrt{g^2 + g'^2}\frac{v}{2}$
 - Photon: $m_\gamma = 0$
 - Fermionen: $m_f = g_f\frac{v}{\sqrt{2}}$, insbesondere $m_\nu = 0$

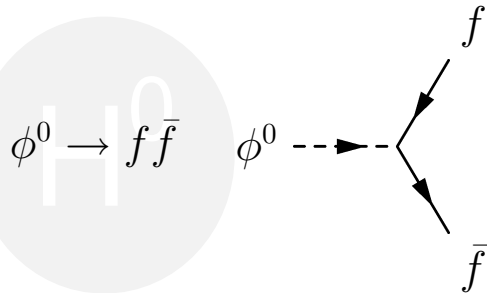


H[±]

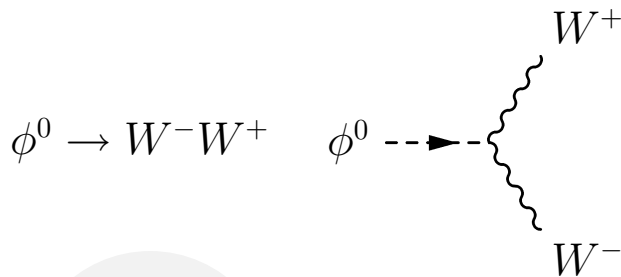


A⁰

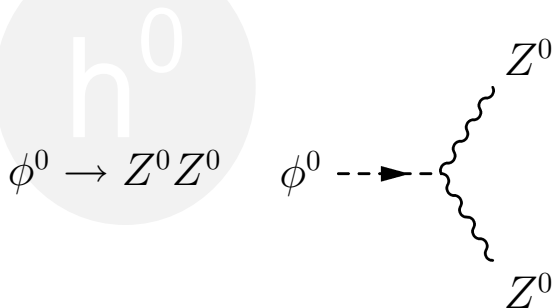
2.3. Zerfälle, Teil 1



$f\bar{f}$ = alle Fermionenpaare für die $m_{\phi^0} > 2m_f > 0$ ist. Zerfall in schwere Fermionen ist bevorzugt!



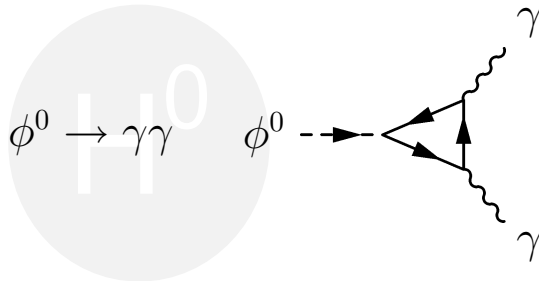
wenn $m_{\phi^0} > 2m_W$



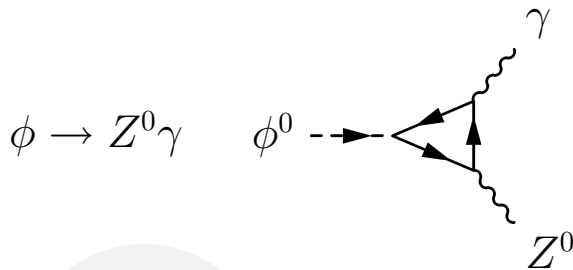
wenn $m_{\phi^0} > 2m_Z$

A grey circle containing the text A^0 .

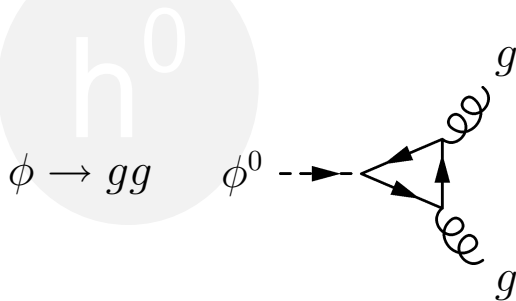
2.4. Zerfälle, Teil 2



Loop besteht aus einem geladenen (Kopplung an γ), massiven (Kopplung an ϕ^0) Teilchen, z.B. top-Quark oder W -Boson



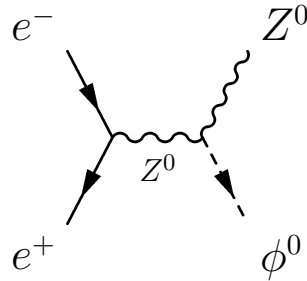
Loop wie oben, erlaubt wenn $m_{\phi^0} > m_Z$



Loop besteht aus einem schweren Quark, z.B. top-Quark

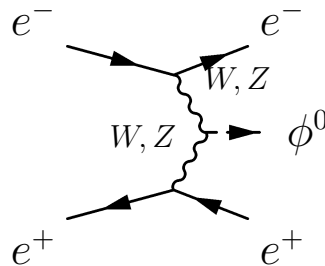
2.5. Produktion aus e^+e^-

$$e^+e^- \rightarrow Z^0\phi^0$$



Wirkungsquerschnitt steigt ab der Schwelle stark an, Bestimmung von m_{ϕ^0} aus Viererimpulserhaltung (Unabhängig von der Zerfallsart), wurde bei LEP2 untersucht (Resultat: $m_{\phi^0} > 114,1\text{GeV}$)

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\phi^0$$

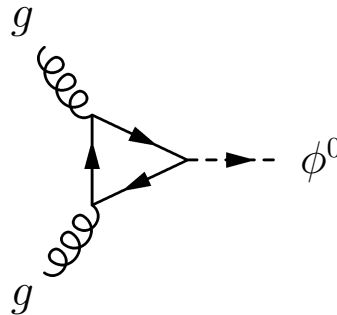


Vektorboson-Fusion, Rate wächst bei hoher Schwerpunktsenergie

2.6. Produktion aus Hadronen, Teil 1

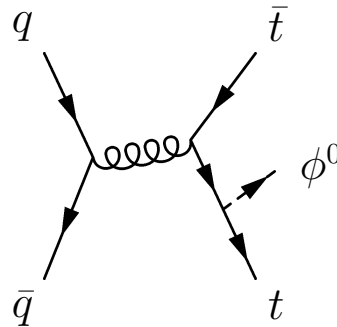
H^0

$$gg \rightarrow \phi^0$$



Gluon-Fusion, wichtigster Kanal bei LHC (Umkehr des Higgs-Zerfalls)

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}\phi^0$$



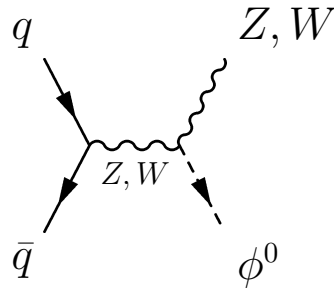
erlaubt Messung der top-Kopplung

h^0

A^0

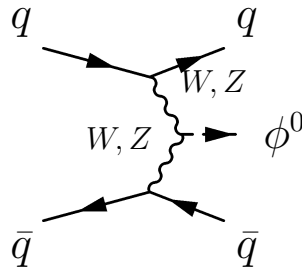
2.7. Produktion aus Hadronen, Teil 2

$$q\bar{q} \rightarrow Z^0\phi^0, W^\pm\phi^0$$



wird am Tevatron untersucht

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}\phi^0$$



Vektorboson-Fusion, wie bei e^+e^- -Collidern



H^0



H^\pm

3. Das Higgs und die Neutrinos



h^0



A^0

3.1. Theoretische Grundlage

Damit das Higgs den Neutrinos eine Masse gibt, muss es an sie koppeln - diese Kopplung erfordert rechtshändige Neutrinos ν_{lR} . Dann kann man einen Kopplungsterm zur Lagrangedichte hinzufügen (hier für eine Leptonfamilie):

$$\mathcal{L} = -g_\nu \bar{l}_L \phi^c \nu_{lR} + \dots$$

Die so erzeugte Masse ist proportional zur Kopplung g_ν . Da es aber (mindestens) drei Neutrinogenerationen gibt, geht es noch allgemeiner - statt einer Kopplung g_ν nehme man eine hermitesche Kopplungsmatrix G :

$$\mathcal{L} = \sum_{l,l'=e,\mu,\tau} -G_{ll'} \bar{l}_L \phi^c \nu_{l'R} + \dots$$

Um die Masseneigenzustände zu erhalten, diagonalisiert man G durch eine unitäre Transformation $G' = UGU^\dagger$ - die Transformationsmatrix U ist die Neutrino-Mischungsmatrix. Die Eigenwerte von G sind die Kopplungen zwischen Higgs-Feld und Masseneigenzuständen der Neutrinos, proportional zu den Neutrinomassen.



H^0



H^\pm

3.2. Resultate

- Higgs-Mechanismus eignet sich auch für Neutrinos, wenn man rechtshändige Neutrinos einführt
- Neutrino-Mischung ergibt sich direkt aus der Lagrange-Dichte
- Drei Massenzustände
- Kleine Massen - schwache Kopplung an das Higgs-Feld



h^0



A^0

Literatur

- [1] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane and S. Dawson, “The Higgs Hunter’s Guide” (Addison-Wesley, Reading MA, 1990)
- [2] F. Mandl, G. Shaw, “Quantenfeldtheorie” (AULA, Wiesbaden, 1993)
- [3] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964)
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)

Die Folien und Videos zum Vortrag gibt es unter:

<http://www.manuelhohmann.de/mhohmann/Download/Pub/index.html>
