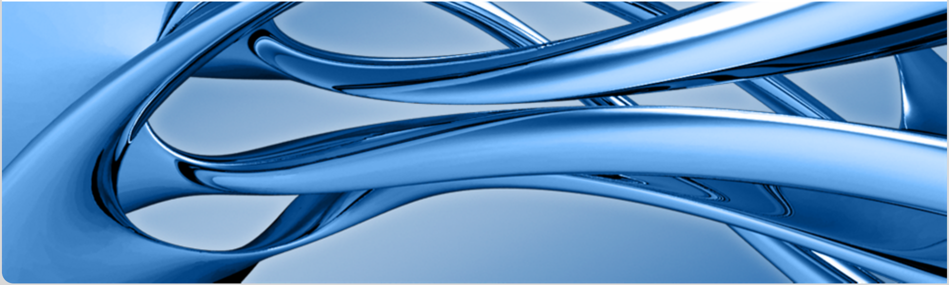
Karlsruher Institut für Technologie

Das 2-Higgs-Dublett-Modell (2HDM)

Lukas Emmert, 17.12.2015

KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT)



Das 2-Higgs-Dublett-Modell (2HDM)

Motivation: Erweiterungen des SM

Defizite des SM

- Hierarchieproblem
- Dunkle Materie

Supersymmetrie (SUSY)

- Mind. ein weiteres Higgs-Dublett wird benötigt.
- Minimale Supersymmetrische Erweiterung des SM (MSSM)

Keine SUSY

- Neue Physik im Higgs-Sektor?

Motivation: Dunkle Materie

Gesucht sind WIMPs als Kandidaten für DM.

Das Inert Higgs Modell liefert solche Kandidaten.

Im Gegensatz zur Singulett-Erweiterung sind die Parameter deutlich weniger eingeschränkt.

Motivation: Baryonenasymmetrie

SM kann die Baryonenasymmetrie nicht erklären

- Baryogenese benötigt CP-Verletzung
- Bekannte CP-Verletzungen aufgrund CKM-Matrix zu schwach

2HDMs können sie erklären

- CP-Verletzung
- Flexibilität im skalaren Massenspektrum

Was ist ein Higgs-Dublett?

Spin 0	ϕ_1	$m_s = 0$	Singulett
Spin $\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2\end{pmatrix}$	$m_s = \frac{1}{2}$ $m_s = -\frac{1}{2}$	Dublett
Spin 1	$\begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3\end{pmatrix}$	$m_s = 1$ $m_s = 0$ $m_s = -1$	Triplett
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

Was ist ein Higgs-Dublett?

Isospin 0	ϕ_1	$I_3 = 0$	Singulett
Isospin $\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$	$I_3 = \frac{1}{2}$ $I_3 = -\frac{1}{2}$	Dublett
Isospin 1	$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix}$	$I_3 = 1$ $I_3 = 0$ $I_3 = -1$	Triplett
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

Einschränkungen: ρ-Parameter

Der Parameter $\rho := \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$ wurde experimentell sehr nahe 1 gemessen.
Für n skalare Multipletts ϕ_i mit schwachem Isospin I_i und VEV der neutralen Komponenten v_i gilt in niedrigster Ordnung (tree level):

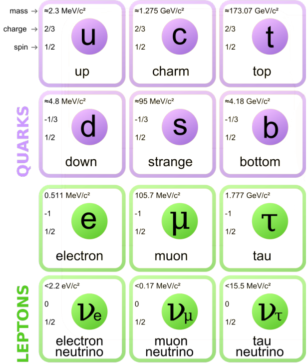
$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^{n} \left(I_i(I_i + 1) - \frac{1}{4} Y_i^2 \right) v_i}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2} Y_i^2 v_i}.$$

Für $\mathrm{SU}(2)$ Singuletts mit $Y = 0$ und $\mathrm{SU}(2)$ Dubletts mit $Y = \pm 1$ gilt $\rho = 1$, da

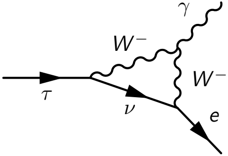
$$I(I+1) = \frac{3}{4} Y^2.$$

Beliebige Higgs-Darstellung möglich, wenn Feinabstimmung der Parameter so vorgenommen wird, dass $\rho \approx 1$. $\lightning$ nicht natürlich.

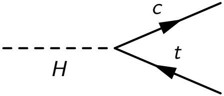
Einschränkungen: Flavour-Changing Neutral Currents (FCNC)



(a) Fermionen des SM

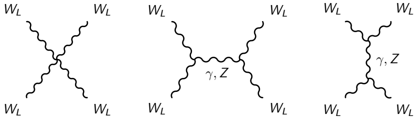


(b) FCNC im SM



(c) FCNC im 2HDM

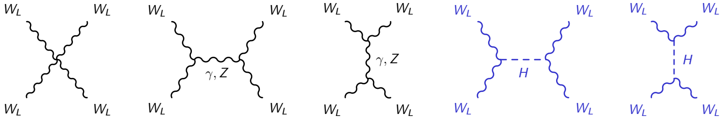
Einschränkungen: Unitaritäts-Grenzen



$$\mathcal{A} = \frac{s}{v^2}$$

Einschränkungen: Unitaritäts-Grenzen

Karlsruher Institut für Technologie



$$\mathcal{A} = \frac{1}{v^2}\left(s - \frac{s^2}{s - m_H^2}\right),$$

da im SM $g_{HWW} = g m_W$.

Mit erweitertem Higgs-Sektor muss für die Kopplungen der skalaren Bosonen h_i an WW gelten:

$$\sum_i g_{h_i WW}^2 = g_{HWW}^2.$$

Die Higgs-Dubletts

Betrachte die zwei Higgs-Dubletts mit Hyperladung $Y = 1$:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} I_3 = \frac{1}{2} \\ I_3 = -\frac{1}{2} \end{matrix}$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} I_3 = \frac{1}{2} \\ I_3 = -\frac{1}{2}. \end{matrix}$$

Es gilt:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y.$$

Das Potential des Higgssektors

Karlsruher Institut für Technologie

$$\mathcal{L}_{\text{2HDM}} = \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{SM,remainder}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \sum_{i=1,2} (\mathrm{D}_\mu \Phi_i)^\dagger (\mathrm{D}^\mu \Phi_i) - V(\Phi_1, \Phi_2).$$

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = \sum_{a,b=1}^{2} \mu_{ab} \Phi_a^\dagger \Phi_b + \frac{1}{2} \sum_{a,b,c,d=1}^{2} \lambda_{ab,cd} (\Phi_a^\dagger \Phi_b)(\Phi_c^\dagger \Phi_d)$$

mit $\lambda_{ab,cd} = \lambda_{cd,ab}$, $\mu_{ab} = \mu_{ba}^*$ und $\lambda_{ab,cd} = \lambda_{ba,dc}^*$,

- 14 freie reelle Parameter,
- 11 Freiheitsgrade bestimmen die Physik

Das Potential des Higgssektors

V muss nach unten beschränkt sein.

- Viele Fälle
- Äquivalente Bedingung an Parameter i.A. kompliziert

Bei Wahl des Vakuums gibt es, abh. von V, 3 Arten von Minima:

1. normales Minimum, $\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix},$
2. CP-verletzendes Minimum, $\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_1 e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix},$
3. C-verletzendes Minimum, $\langle\Phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \alpha \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle\Phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}.$

Zwei verschiedene Arten von Minima können nicht koexistieren.

Vakuum in normalem Minimum

CP sei erhalten und nicht spontan gebrochen

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - 2m_{12}^2 \operatorname{Re}\left(\Phi_1^\dagger \Phi_2\right)$$
$$+ \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \lambda_5 \operatorname{Re}\left((\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2\right)$$

wobei alle Parameter reell sind.
Es muss gelten

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2 = 1/(\sqrt{2} G_\mathrm{F}) \approx 246^2 (\mathrm{GeV})^2.$$

Teilchen:

- 2 neutrale Skalare h, H
- 1 neutrales Pseudoskalar A
- 2 geladene Higgs-Bosonen $H^\pm$

Die Teilchen und ihre Massen

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 |\Phi_1|^2 + m_{22}^2 |\Phi_2|^2 - 2m_{12}^2 \,\mathrm{Re}\Big(\Phi_1^\dagger \Phi_2\Big)$$
$$+ \frac{\lambda_1}{2}|\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2}|\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \lambda_5 \,\mathrm{Re}\Big((\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2\Big)$$

Massen der Teilchen

- Verwende Minimierungsbedingung $\left.\frac{\partial V}{\partial \phi_i}\right|_{\text{Vakuum}} = 0.$
- Berechne die Massenmatrix $(\mathcal{M})_{ij} = \left.\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j}\right|_{\text{Vakuum}}.$
- Berechne die Eigenwerte und -zustände von $\mathcal{M}$.

$$\text{d.h.} \quad \mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{2} \left(\phi_1 \; \dots \; \phi_8 \right)^* \mathcal{M} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_8 \end{pmatrix}.$$

Die Teilchen und ihre Massen

Betrachte die Massenmatrizen für $\Phi_a = \begin{pmatrix} \Phi_a^+ \\ (v_a+\rho_a+i\eta_a)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$:

$$\mathcal{M}_{\phi^\pm} = -\left(2m_{12}^2 - (\lambda_4+\lambda_5)v_1 v_2\right)\begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}_{\eta_{1,2}} = -\left(m_{12}^2 - \lambda_5 v_1 v_2\right)\begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}_{\rho_{1,2}} = -\begin{pmatrix} m_{12}^2\frac{v_2}{v_1}+\lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2+\lambda_{345}v_1 v_2 \\ -m_{12}^2+\lambda_{345}v_1 v_2 & m_{12}^2\frac{v_1}{v_2}+\lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \qquad \text{mit } \lambda_{345} = \lambda_3+\lambda_4+\lambda_5.$$

Diagonalisierbar durch

$$\mathcal{U}_1 = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \qquad \text{und} \qquad \mathcal{U}_2 = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}$$

mit $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ und

$$\tan 2\alpha = \frac{(M^2-\lambda_{345}v^2)\sin 2\beta}{(M^2-\lambda_1 v^2)\cos^2\beta-(M^2-\lambda_2 v^2)\sin^2\beta}, \quad \text{wobei } M^2 = \frac{m_{12}^2}{\sin\beta\cos\beta}.$$

Die Teilchen und ihre Massen

Mit $M^2 = \frac{m_{12}^2}{\sin\beta\cos\beta}$ ergeben sich die Massen:

$$
\begin{aligned}
m_{H^\pm}^2 &= \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \frac{\lambda_4+\lambda_5}{2}\right)v^2 &&= M^2 - \frac{1}{2}(\lambda_4+\lambda_5)v^2 \\
m_A^2 &= \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \lambda_5\right)v^2 &&= M^2 - \lambda_5 v^2
\end{aligned}
$$

Unabhängige Parameter

- $m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}$
- $\tan\alpha, \tan\beta, v, M$

Higgs Basis

$$\Phi_1^{\mathrm{HB}} = \cos\beta\ \Phi_1 + \sin\beta\ \Phi_2 \quad = \begin{pmatrix} G^+ \\ (v + H^{\mathrm{SM}} + iG^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$\Phi_2^{\mathrm{HB}} = -\sin\beta\ \Phi_1 + \cos\beta\ \Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ (S_2 + iS_3)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

Inert Higgs Modell

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2|\Phi_1|^2 + m_{22}^2|\Phi_2|^2 - 2m_{12}^2\,\mathrm{Re}\Big(\Phi_1^\dagger\Phi_2\Big)$$
$$+\frac{\lambda_1}{2}|\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2}|\Phi_2|^4 + \lambda_3|\Phi_1|^2|\Phi_2|^2 + \lambda_4|\Phi_1^\dagger\Phi_2|^2 + \lambda_5\,\mathrm{Re}\Big((\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2\Big)$$

Forderungen

- CP-symmetrisches Potential
- $\mathbb{Z}_2$-Symmetrie, d.h. Invarianz unter $\Phi_1 \to \Phi_1, \Phi_2 \to -\Phi_2$

Massen der Higgs-Bosonen

- $m_h^2 = \lambda_1 v^2$.
- $m_{H^\pm}^2 = m_{22}^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2$
- $m_A^2 = m_{22}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5)v^2$
- $m_H^2 = m_{22}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)v^2$

H und A sind ungeladen und koppeln nicht an die SM Teilchen.
$\Rightarrow$ Das leichtere Teilchen ist ein DM-Kandidat.

Das Flavourproblem

$$\mathcal{L}_{\text{2HDM}} = \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{SM,remainder}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{\sqrt{2}}{v} \Big(\bar{Q}'_L (M'_d \Phi_1^{\text{HB}} + Y'_d \Phi_2^{\text{HB}}) D'_R - \bar{Q}'_L (M'_u \Phi_1^{\text{HB}} + Y'_u \Phi_2^{\text{HB}}) U'_R + \bar{L}' (M'_l \Phi_1^{\text{HB}} + Y'_l \Phi_2^{\text{HB}}) E'_R + \text{H.c.} \Big)$$

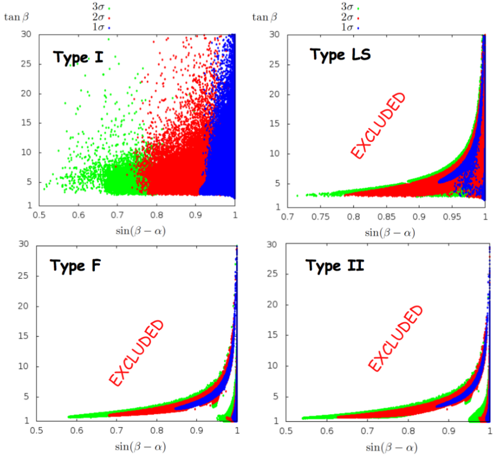
- Sind die Massen-Matrizen M diagonal
- dann sind die Y i.A. nicht diagonal.

Satz von Glashow und Weinberg: Wenn alle Fermionen derselben Ladung an nicht mehr als ein Higgs-Dublett koppeln, gibt es keine FCNCs auf tree level.

Das Flavourproblem

	$\boldsymbol{\Phi_1}$	$\boldsymbol{\Phi_2}$
Type I 2HDM	Quarks Leptonen	
Type II 2HDM	up-type Quarks	down-type Quarks Leptonen
Lepton-Specific Model	Quarks	 Leptonen
Flipped Model	up-type Quarks Leptonen	down-type Quarks

Beschränkung der Parameter



Entnommen aus einem Artikel von Ferreira et al. [arXiv:1407.4396].

Supersymmetrie
Zu jedem Boson existiert ein Fermion mit Spinunterschied $\frac{1}{2}$ und ansonsten gleichen Quantenzahlen.

Gebrochene Supersymmetrie
Explizite Brechung der Supersymmetrie führt zu unterschiedlichen Massen der Superpartner.

Minimale Supersymmetrische Erweiterung des SMs (MSSM)

- minimale Anzahl zusätzlicher Teilchen und Freiheitsgrade
- ein zusätzliches Higgs Dublett im skalaren Sektor

2HDM und MSSM

Higgs-Dubletts im 2HDM jeweils mit Hyperladung 1

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix}, \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}.$$

Higgs-Dubletts im MSSM mit Hyperladung -1 und 1

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1^0 \\ -\Phi_1^+ \end{pmatrix}^*, \qquad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ H_2^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}.$$

Potential im MSSM

$$\begin{aligned} V = {} & (m_1^2 + |\mu|^2) H_1^{i*} H_1^i + (m_2^2 + |\mu|^2) H_2^{i*} H_2^i - m_{12}^2 (\varepsilon_{ij} H_1^i H_2^j + \text{H.c.}) \\ & + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)\left(H_1^{i*} - H_2^{j*} H_2^j\right)^2 + \frac{1}{2} g^2 |H_1^{i*} H_2^i|^2. \end{aligned}$$

2HDM und MSSM

Karlsruher Institut für Technologie

2HDM i.A.

- Typ beliebig
- keine obere Schranke für das leichteste Higgs Boson
- Freie Parameter
  $m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}, \tan\alpha, \tan\beta, \ldots$

MSSM

- Typ II
- obere Schranke für das leichteste Higgs Boson
- Freie Parameter
  $m_A, \tan\beta$

Literatur

J.F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane, S. Dawson, "Higgs Hunters Guide", Frontiers in Physics

J.F. Gunion and H.E. Haber, "Higgs Bosons in Supersymmetric Models (I)", Nucl. Phys. B272 (1986) 1, Kapitel 2-4.3

S. Kanemura, Y. Okada, E. Senaha and C.-P. Yuan, Phys. Rev. D 70 (2004) 115002 [hep-ph/0408364]

G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, Phys. Rept. 516 (2012) 1 [arXiv:1106.0034]

M. Mühlleitner, VL-Skript: "Beyond the SM Physics", WS14/15