Emergent two-Higgs doublet models

Tomohiro Abe

Institute for Advanced Research Nagoya University,
Kobayashi-Maskawa Institute

work in collaboration with
Yuji Omura (KMI)

based on JHEP 1608(2016)021 [arXiv:1606.06537]

PPP2016
2016.9.9

Two-Higgs doublet model (2HDM)

SM の簡素な拡張

- SM + スカラー場１つ (SU(2) doublet with Y = 1/2)

立場

- BSM へのボトムアップ的アプローチ
- （何らかの模型の低エネルギー有効理論として現れることも）

豊かな現象論

- B physics [Enomoto, Watanabe ('15), ⋯]
- muon g-2 [TA, Sato, Yagyu ('15), ⋯]
- effect to h(125) couplings [Kanemura, Kikuchi, Yagyu ('15), ⋯]
- EDM [TA, Hisano, Kitahara, Tobioka ('14), ⋯]
- ⋯

３つの人気のある仮定

(1)ソフトに破れた Z_2 対称性

(2)no CP violation in Higgs potential

(3)カストディアル対称性

（1）ソフトに破れた Z_2 対称性

一般に、２つ湯川相互作用が存在。例として down sector をみる。

$$\mathbf{y}_{1d}^{ij}\ \bar{q}_L^i\ \Phi_1\ d_R^j + \mathbf{y}_{2d}^{ij}\ \bar{q}_L^i\ \Phi_2\ d_R^j + (h.c.)$$

質量項と相互作用項

$$\bar{d}^i\ \mathbf{m}_d^{ij}\ d^j + \bar{d}^i \left(h\mathbf{g}_h^{ij} + H\mathbf{g}_H^{ij} + H'\mathbf{g}_{H'}^{ij} \right) d^j$$

$$\mathbf{m}_d^{ij} = \mathbf{y}_{1d}^{ij}\frac{v_1}{\sqrt{2}} + \mathbf{y}_{2d}^{ij}\frac{v_2}{\sqrt{2}}$$

$$\mathbf{g}_h^{ij} = \mathbf{y}_{1d}^{ij}\frac{\omega_1^h}{\sqrt{2}} + \mathbf{y}_{2d}^{ij}\frac{\omega_2^h}{\sqrt{2}}$$

$$\mathbf{g}_H^{ij} = \mathbf{y}_{1d}^{ij}\frac{\omega_1^H}{\sqrt{2}} + \mathbf{y}_{2d}^{ij}\frac{\omega_2^H}{\sqrt{2}}$$

$$\mathbf{g}_{H'}^{ij} = \mathbf{y}_{1d}^{ij}\frac{\omega_1^{H'}}{\sqrt{2}} + \mathbf{y}_{2d}^{ij}\frac{\omega_2^{H'}}{\sqrt{2}}$$

ω は mixing angle でCPが破れていないときは

$\omega_1^h = \cos\alpha$, $\omega_2^h = \sin\alpha$,

$\omega_1^H = -\sin\alpha$, $\omega_2^H = \cos\alpha$

$\omega_1^{H'} = 0$, $\omega_2^{H'} = 0$

- m を対角化したとき、g は一般には対角化されない！
- ヒッグスがフレーバーを変える相互作用をする
- $y_{1d} = 0$ または $y_{2d} = 0$ なら、これを避けられる！
- Z_2 対称性で $y_{1d} = 0$ または $y_{2d} = 0$ を実現可能！

[Glashow, Weinberg ('77)]

（2）ヒッグスポテンシャル

$$m_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \left(m_3^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + (h.c.)\right)$$

$$+\frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)$$

$$+\left(\frac{1}{2}\lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + (h.c.)\right)$$

複素パラメータ：m_3 , λ_5 , λ_6 ,λ_7

ソフトに破れた Z_2 対称性で落ちる項：λ_6 ,λ_7

（m_3 は Z_2 対称性をソフトに破る項）

CP が破れていると

- 中性スカラー３つが混合する
- CPを破るフレーバー物理への影響（EDMなど）
- …

（3）カストディアル対称性

ρパラメータからの制限

- BSM は custodial 対称性をもたないと、厳しく制限される

2HDMのときの custodial symmetry

singlets: *h*, H

triplets: (π^0, π^+, π^-), (A^0, H^+, H^-)

A^0 と $H^\pm$ の質量は縮退しているべきだが、一般にそうなっていない

$$m_A^2 - m_{H^\pm}^2 = \frac{\lambda_4 - \lambda_5}{2} v^2$$

(簡単のため Z_2 対称性と CP 対称性を仮定したときの公式)

なので、多くの場合 $\lambda_4 \sim \lambda_5$ を仮定する

３つの人気のある仮定

(1)ソフトに破れた Z_2 対称性
(2)no CP violation in Higgs potential
(3)カストディアル対称性

これら３つの仮定は

- 単なる仮定。2HDM の範囲内では正当化できない
- ３つも仮定があるのには心理的抵抗がある
- 正当化できたらうれしい

我々がやったこと

- 電弱対称性を拡張：SU(2)xU(1) → SU(2)xSU(2)xU(1)
- 2HMD を低エネルギー有効理論として導出
- ３つの仮定は gauge symmetry から自動的に出てくる！

Model

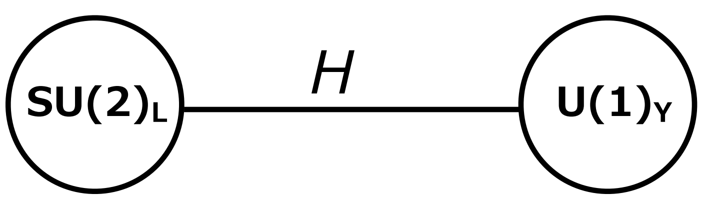
おさらい: SM Higgs の行列表現

$$H = 1_{2\times 2}\sigma + i\tau^a\pi^a = \begin{pmatrix} \sigma + i\pi^3 & i\sqrt{2}\pi^+ \\ i\sqrt{2}\pi^- & \sigma - i\pi^3 \end{pmatrix}$$

ヒッグスポテンシャル

$$V(H) = \mu^2 \mathrm{tr}(H^\dagger H) + \lambda \mathrm{tr}(H^\dagger H)^2$$

(ムース記法)



ゲージ対称性

$$H \to \ [\mathrm{SU}(2)_L] H [\mathrm{U}(1)_Y^\dagger]$$

$$[\mathrm{SU}(2)_L] = e^{iT^a\theta_L^a}$$

$$[\mathrm{U}(1)_Y] = e^{iT^3\theta_Y}$$

ポテンシャルがもつグローバル対称性

$$H \to \ [\mathrm{SU}(2)_L] H [\mathrm{SU}(2)_R^\dagger]$$

$$[\mathrm{SU}(2)_R] = e^{iT^a\theta_R^a}$$

カストディアル対称性 ($\theta_L = \theta_R \equiv \theta_V$)

$$H \to \ [\mathrm{SU}(2)_V] H [\mathrm{SU}(2)_V^\dagger]$$

$SU(2)_0 \times SU(2)_1 \times U(1)_2 \to U(1)_{QED}$

[TA - Kitano (2013)]

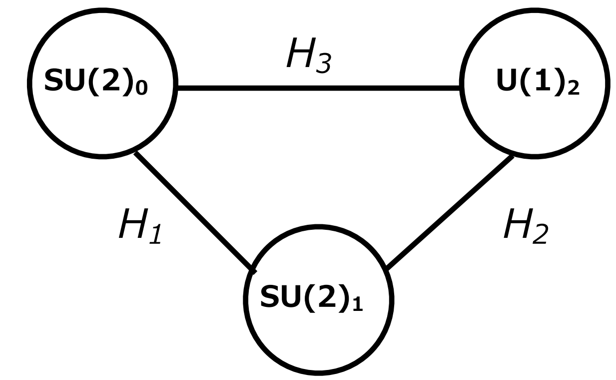
	SU(2)	SU(2)	U(1)
q	2	1	1/6
u	1	1	2/3
d	1	1	-1/3
ℓ	2	1	-1/2
e	1	1	-1
H	2	1	1/2
H	2	2	0
H	1	2	1/2

$$H_j = \sigma_j 1_{2\times 2} + i\tau^a \pi_j^a = \begin{pmatrix} \sigma_j + i\pi_j^3 & i\pi_j^+ \\ i\pi_j^- & \sigma_j - i\pi_j^3 \end{pmatrix}$$

(σ_j and π_j^a are real, not complex.)

ゲージ対称性

$$H_1 \to [\mathrm{SU}(2)_0] H_1 [\mathrm{SU}(2)_1^\dagger]$$
$$H_2 \to [\mathrm{SU}(2)_1] H_2 [\mathrm{U}(1)_2^\dagger]$$
$$H_3 \to [\mathrm{SU}(2)_0] H_2 [\mathrm{U}(1)_2^\dagger]$$



ポテンシャルがもつべきグローバル対称性

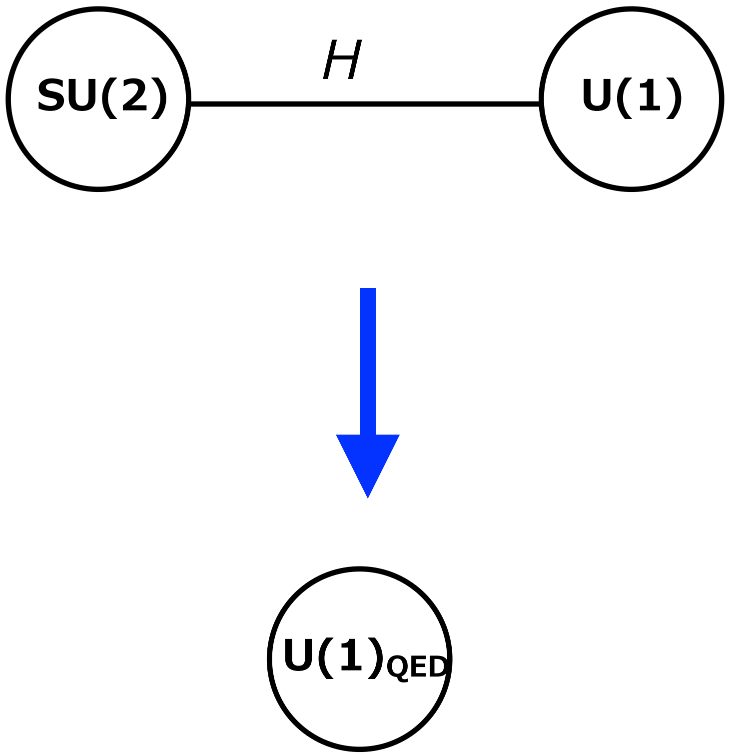
$$H_1 \to [\mathrm{SU}(2)_0] H_1 [\mathrm{SU}(2)_1^\dagger]$$
$$H_2 \to [\mathrm{SU}(2)_1] H_2 [\mathrm{SU}(2)_2^\dagger]$$
$$H_3 \to [\mathrm{SU}(2)_0] H_2 [\mathrm{SU}(2)_2^\dagger]$$

カストディアル対称性

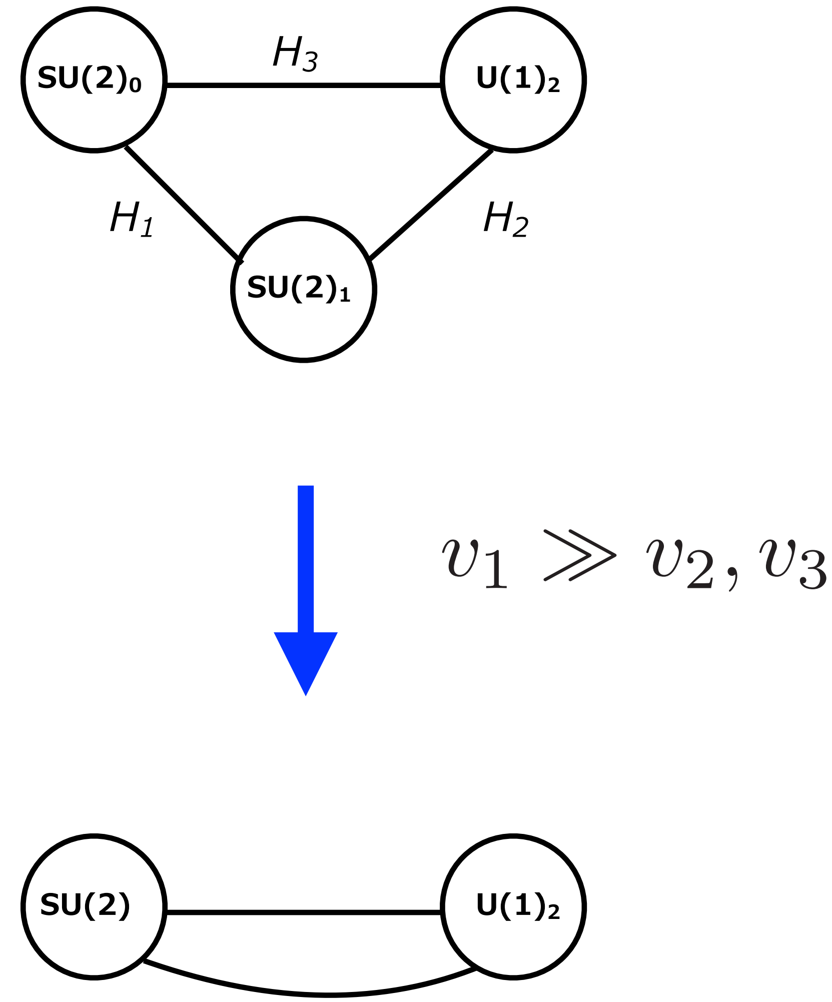
$\mathrm{SU}(2)_0 = \mathrm{SU}(2)_1 = \mathrm{SU}(2)_2$

2HDM がでてくる直感的理解

SM



今考えている模型



2HDM

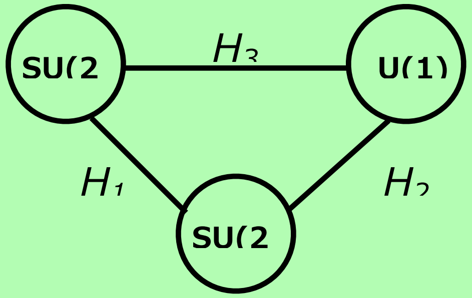
ヒッグスポテンシャルへの準備

building block

- tr($H_i^\dagger H_i$)
- tr($H_3^\dagger H_1 H_2$)
- tr($H_3^\dagger H_1 H_2\ \tau^3$)

gauge sym.

$$H_1 \to [\mathrm{SU}(2)_0] H_1 [\mathrm{SU}(2)_1^\dagger]$$
$$H_2 \to [\mathrm{SU}(2)_1] H_2 [\mathrm{U}(1)_2^\dagger]$$
$$H_3 \to [\mathrm{SU}(2)_0] H_2 [\mathrm{U}(1)_2^\dagger]$$



Note

- tr($H_3^\dagger H_1 H_2$) is real, (tr($H_3^\dagger H_1 H_2$))* = tr($H_3^\dagger H_1 H_2$)
- tr($H_3^\dagger H_1 H_2\ \tau^3$) is pure imaginaly, (tr($H_3^\dagger H_1 H_2\ \tau^3$))* = -tr($H_3^\dagger H_1 H_2\ \tau^3$)

(成分にばらして直接計算すれば示せる)

tr($H_3^\dagger H_1 H_2\ \tau^3$) は redundant

(1) 項の書き換え

$$\kappa_1' \,\mathrm{tr}(H_1 H_2 H_3^\dagger) + i\kappa_2' \,\mathrm{tr}(H_1 H_2 \tau^3 H_3^\dagger) = \kappa \,\mathrm{tr}(H_1 H_2 \exp(i\tau^3\theta_\kappa) H_3^\dagger)$$

(2) H_2 の再定義

$$\kappa = \sqrt{\kappa_1'^2 + \kappa_2'^2}, \quad \cos\theta_\kappa = \frac{\kappa_1'}{\sqrt{\kappa_1'^2 + \kappa_2'^2}}, \quad \sin\theta_\kappa = \frac{\kappa_2'}{\sqrt{\kappa_1'^2 + \kappa_2'^2}}.$$

$$H_2 \exp(i\tau^3\theta_\kappa) \to H_2$$

(3) 結果として、tr($H_3^\dagger H_1 H_2\ \tau^3$) の項は消せる

$$\kappa_1' \,\mathrm{tr}(H_1 H_2 H_3^\dagger) + i\kappa_2' \,\mathrm{tr}(H_1 H_2 \tau^3 H_3^\dagger) \to \kappa \,\mathrm{tr}(H_1 H_2 H_3^\dagger)$$

ヒッグスポテンシャル

$$
\begin{aligned}
V(H_1, H_2, H_3) = & \mu_1^2 \mathrm{tr}(H_1^\dagger H_1) + \mu_2^2 \mathrm{tr}(H_2^\dagger H_2) + \mu_3^2 \mathrm{tr}(H_3^\dagger H_3) \\
& + \kappa \mathrm{tr}(H_3^\dagger H_1 H_2) \\
& + \widetilde{\lambda}_1 \left(\mathrm{tr}\left(H_1^\dagger H_1\right)\right)^2 + \widetilde{\lambda}_2 \left(\mathrm{tr}\left(H_2 H_2^\dagger\right)\right)^2 + \widetilde{\lambda}_3 \left(\mathrm{tr}\left(H_3 H_3^\dagger\right)\right)^2 \\
& + \widetilde{\lambda}_{12} \mathrm{tr}\left(H_1^\dagger H_1\right) \mathrm{tr}\left(H_2^\dagger H_2\right) + \widetilde{\lambda}_{23} \mathrm{tr}\left(H_2^\dagger H_2\right) \mathrm{tr}\left(H_3^\dagger H_3\right) + \widetilde{\lambda}_{31} \mathrm{tr}\left(H_3^\dagger H_3\right) \mathrm{tr}\left(H_1^\dagger H_1\right)
\end{aligned}
$$

building block

- $\mathrm{tr}(H_i^\dagger H_i)$
- $\mathrm{tr}(H_3^\dagger H_1 H_2)$

note

- $\mathrm{tr}(H_3^\dagger H_1 H_2)$ is real
- κ is real

custodial symmetric !

no CPV !

softly broken Z_2 symmetric !

- symmetric ($H_i \rightarrow - H_i$)
- broken only by dim.3 op. ($\mathrm{tr}(H_3^\dagger H_1 H_2)$)

この模型

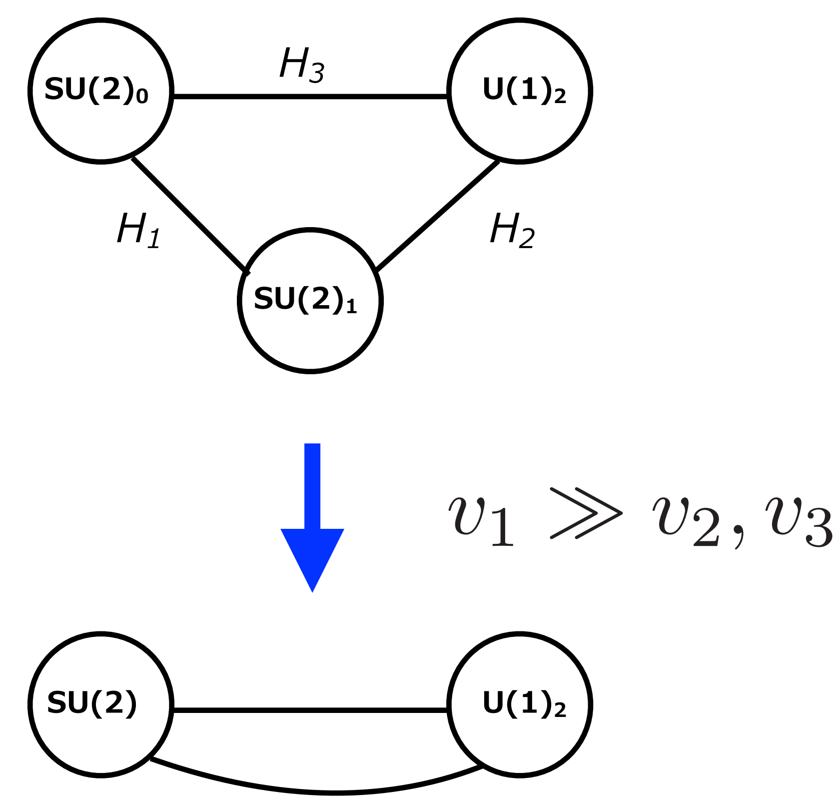
ヒッグスポテンシャルの性質

- ソフトに破れた Z_2 対称性を持つ
- CP を破る項の不在
- カストディアル対称性が存在する

これらは全てゲージ対称性のおかげ！

仮定の数

two-Higgs doublet model	**our model**
(0) 2HDM	(0) SU(2)xSU(2)xU(1)
(1) ソフトに破れた Z_2 対称性	(1) $v_1 >> v_2$, v_3
(2) CP をポテンシャルで破らない	
(3) カストディアル対称性	



Yukawa sector in 2HDM

湯川相互作用 in 2HDM

ソフトに破れた Z_2 対称性の下では、４つのバリエーションがある [Aoki et.al. '09]

type-I: $q_L \boldsymbol{H_2} u_R + q_L \boldsymbol{H_2} d_R + l_L \boldsymbol{H_2} e_R$

type-II: $q_L \boldsymbol{H_2} u_R + q_L \boldsymbol{H_1} d_R + l_L \boldsymbol{H_1} e_R$

type-X (lepton-specific) : $q_L \boldsymbol{H_2} u_R + q_L \boldsymbol{H_2} d_R + l_L \boldsymbol{H_1} e_R$

type-Y (flipped) : $q_L \boldsymbol{H_2} u_R + q_L \boldsymbol{H_1} d_R + l_L \boldsymbol{H_2} e_R$

この模型ではどうなっているのか見ていく

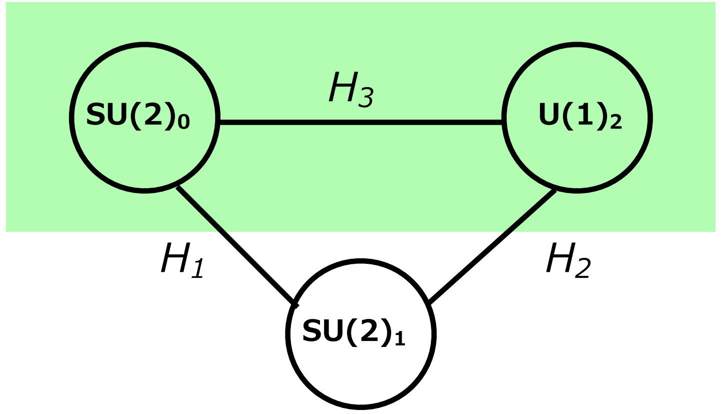
湯川相互作用

	SU(2)	SU(2)	U(1)
q	2	1	1/6
u	1	1	2/3
d	1	1	-1/3
ℓ	2	1	-1/2
e	1	1	-1
H	2	1	1/2
H	2	2	0
H	1	2	1/2

湯川相互作用

$$\bar{q}_L H_3 \begin{pmatrix} y_u & 0 \\ 0 & y_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix} + \bar{\ell}_L H_3 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & y_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ e_R \end{pmatrix} + (h.c.)$$

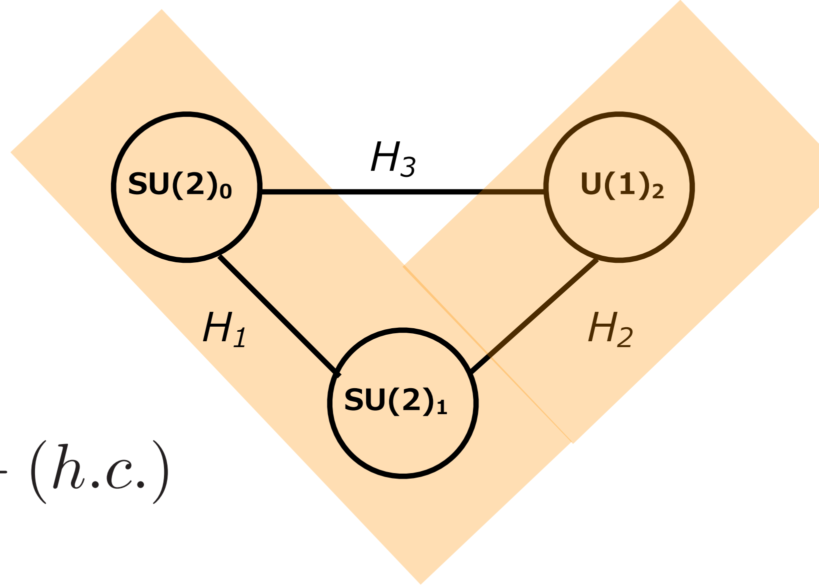
- **type-I** 2HDM
- 他のタイプの2HDMのためには湯川セクターの拡張が必要



湯川セクターの拡張

湯川相互作用

$$\bar{q}_L H_3 \begin{pmatrix} y_u & 0 \\ 0 & y_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix} + \bar{\ell}_L H_3 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & y_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ e_R \end{pmatrix}$$



上記以外にかける湯川相互作用

$$\frac{1}{\Lambda} \bar{q}_L H_1 H_2 \begin{pmatrix} y'_u & 0 \\ 0 & y'_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix} + \frac{1}{\Lambda} \bar{\ell}_L H_1 H_2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & y'_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ e_R \end{pmatrix} + (h.c.)$$

模型の拡張が必要

- 次元 5 の演算子の起源?
- type-II, -X, -Y のためにはいくつかの項を禁止する必要あり
  (type-II: $y_d = y_e = y'_u = 0$)

論文で議論したこと

- vector-like fermions を導入
- global U(1) を導入

Summary

まとめ

- **2HDMでは、人気のある仮定が３つある**
  - ★ ソフトに破れた Z_2 対称性
  - ★ CP位相がヒッグスポテンシャルに存在しない
  - ★ カストディアル対称性 (m_A = $m_{H\pm}$)

- **３つの仮定は電弱対称性を拡張した模型から自動的に出てくる**
  - ★ ゲージ対称性のおかげ
  - ★ 人気のある４タイプ (type-I, -II, -X, and -Y) 全て実現可能