

マルチダブレット模型における 軽い荷電ヒッグスボソンの現象論

柳生 慶

サウサンプトン大学

UNIVERSITY OF
Southampton

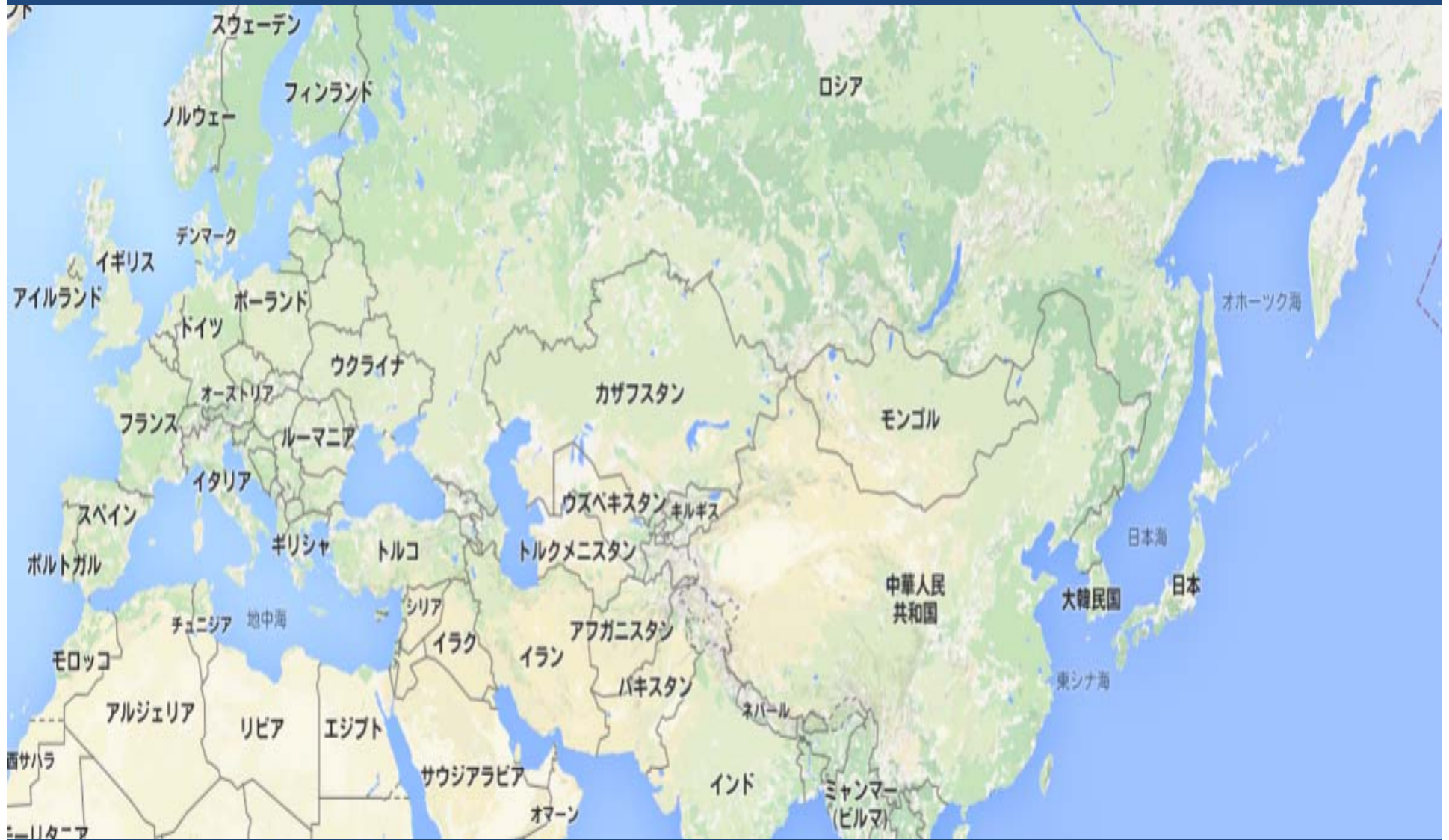
A. Akeroyd, S. Moretti, KY, E. Yildirim, arXiv: 1605.05881

2016年7月4日 富山大学

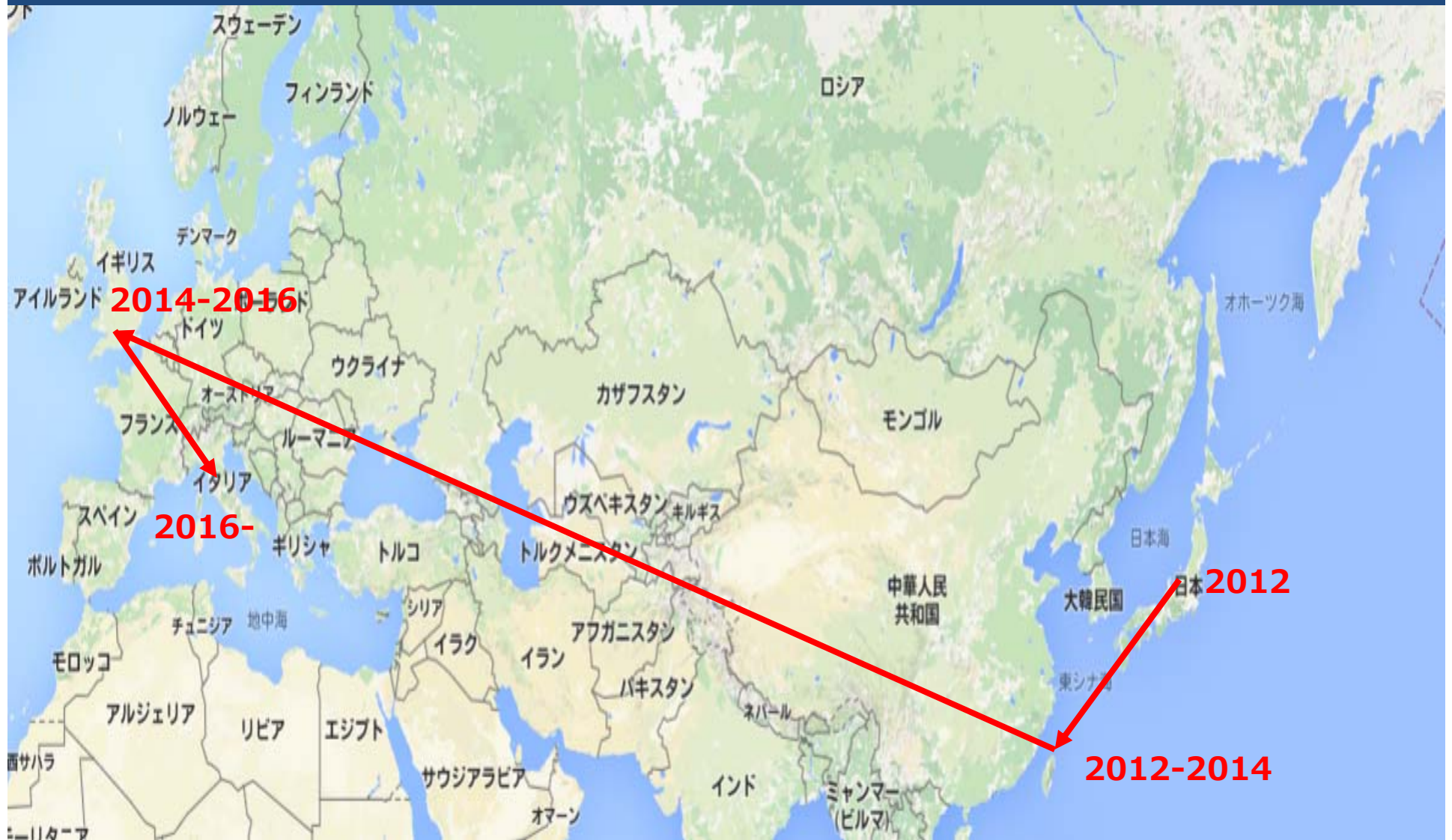
目次

- イントロダクション
- マルチダブレット模型の一般性質
- 荷電ヒッグスの物理
 - フレーバー物理
 - コライダー物理
- まとめ

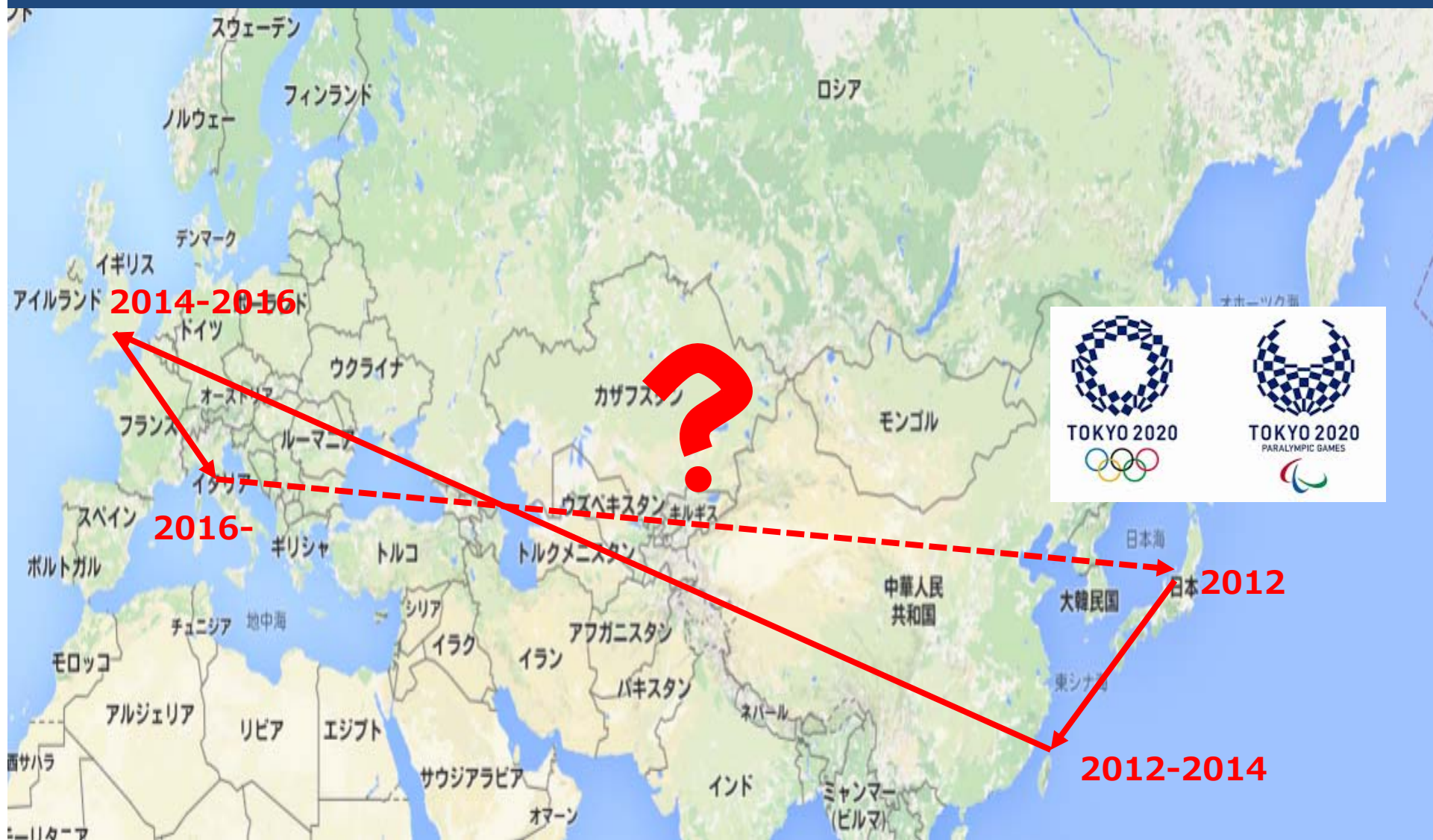
目次



目次

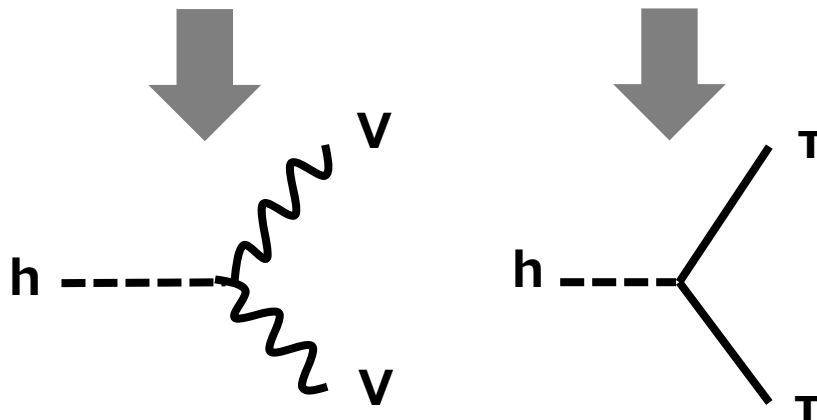


目次

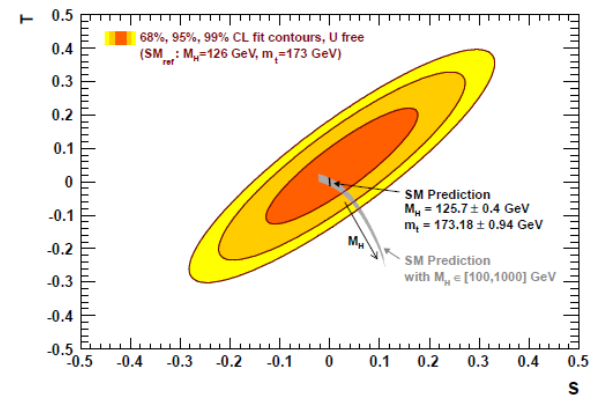


LHC Run-I 後

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = |D_\mu \Phi|^2 - y \overline{\psi}_L \Phi \psi_R - (-\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4)$$



$m_h \sim 125 \text{ GeV}$ ($\lambda \sim 0.12$)



□ 実験的には問題無し。

□ しかしながら、理論的には1 ダブレット模型に強い動機はない。

複数個のダブレットが存在していても全く不思議ではない！

新物理模型とマルチダブレット模型

新物理模型

□ 超対称性模型

□ コンポジットヒッグス模型

□ 拡張ゲージ模型

e.g., 331, 3221 etc

□ BSM現象

(ニュートリノ質量、
暗黒物質、バリオン数非対称性)

ヒッグスセクター

2Nダブレット

大局的対称性の破れによる。

例： $SO(6)/SO(4) \times SO(2) \rightarrow 2HDM$

ゲージ対称性の破れ方によって、
低エネルギー理論が2HDMに対応

しばしば付加的なダブレットが
導入される。

目次

- インTRODクシヨン
- マルチダブレット模型の一般性質
- 荷電ヒッグスの物理
 - フレーバー物理
 - コライダー物理
- まとめ

FCNCの問題

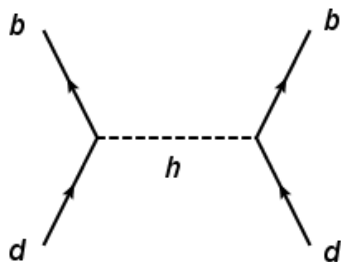
マルチダブレット構造はツリーレベルでのFCNCを導く

$$\mathcal{L}_Y = \bar{Q}_L (Y_d^1 \Phi_1 + Y_d^2 \Phi_2) d_R$$

$$\Rightarrow M_d = Y_d^1 v_1 + Y_d^2 v_2 \quad \text{質量行列}$$

$$\Rightarrow C_d = Y_d^1 \langle h_1 | h \rangle + Y_d^2 \langle h_2 | h \rangle \quad \text{相互作用行列}$$

一般的に $M_d \not\propto C_d \Rightarrow$ **FCNCを出す!**



Gabbiani et al, NPB477 (1996)

$$\Delta m_B \sim \left(\frac{m_B}{m_b} \right)^2 \times \frac{m_B f_B^2}{m_h^2} \times (C_d^{31})^2 \sim 1.1 \times 10^{-8} \left(\frac{125 \text{ GeV}}{m_h} \right)^2 \times \left(\frac{C_d^{31}}{0.024} \right)^2$$

$$\sim 3.4 \times 10^{-13} \text{ GeV}$$

FCNCの問題の（自然な）解決法

Natural Flavor Conservation; Glashow, Weinberg (1977)

1 個のダブレットだけが結合している状況を考える。（**対称性**で実現する）

$$\mathcal{L}_Y = \bar{Q}_L (Y_d^1 \Phi_1 + Y_d^2 \Phi_2) d_R$$

$$\Rightarrow M_d = Y_d^1 v_1 + Y_d^2 v_2 \quad \text{質量行列}$$

$$\Rightarrow C_d = Y_d^1 \langle h_1 | h \rangle + Y_d^2 \langle h_2 | h \rangle \quad \text{相互作用行列}$$

$$\Rightarrow M_d \propto C_d \quad \text{同時対角化可能！}$$

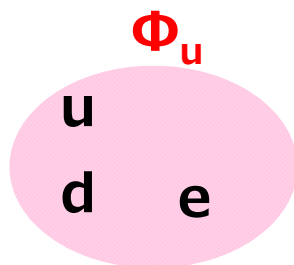
それぞれのヒッグス 2 重項場が区別可能になるような
新たな**対称性**の下での電荷をアサインすればよい。

湯川相互作用の種類

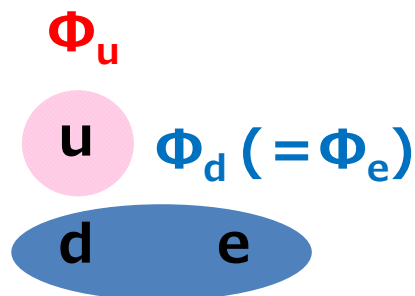
Grossman, NPB426 (1994)

$$-\mathcal{L}_Y = Y_u \bar{Q}_L (i\sigma_2) \Phi_u^* u_R + Y_d \bar{Q}_L \Phi_d d_R + Y_e \bar{L}_L \Phi_e e_R + \text{h.c.}$$

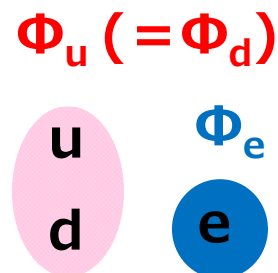
Type-I



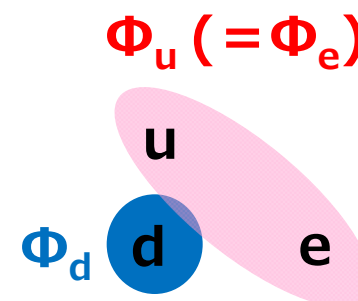
Type-II



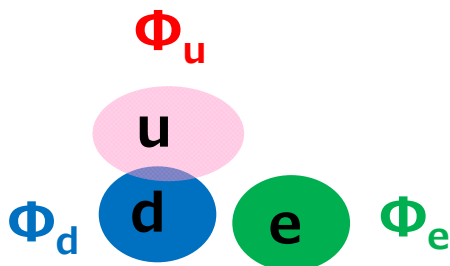
Type-X (Leptophilic)



Type-Y (Flipped)



Type-Z (Democratic)



- Nヒッグスダブルレットモデルでは Z_n 対称性によって
このラグランジアンを実現可能

一般化されたヒッグス基底

- ヒッグス2重項場をN個含む模型を考える。(CP保存は仮定する)
- 物理的なスカラー場とNGボソン場を切り離すにはヒッグス基底が便利
- **ヒッグス基底**では、N個のVEVは、 v (~ 246 GeV)とN-1個の角度で記述される。

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \vdots \\ \Phi_N \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} \Phi \\ \Psi_1 \\ \vdots \\ \Psi_{N-1} \end{pmatrix}$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \tilde{H}_1 + iG^0) \end{pmatrix} \quad G^+, G^0: \text{NG ボソン}$$

$$\Psi_a = \begin{pmatrix} \tilde{H}_a^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_{1+a} + i\tilde{A}_a) \end{pmatrix} \quad a = 1, \dots, N-1$$

$$R = R_{12}(\beta_1)R_{13}(\beta_2)\cdots R_{1N}(\beta_{N-1})$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1 \\ \tilde{H}_2 \\ \vdots \\ \tilde{H}_N \end{pmatrix} = R_H \begin{pmatrix} h \\ H_1 \\ \vdots \\ H_{N-1} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tilde{A}_1 \\ \tilde{A}_2 \\ \vdots \\ \tilde{A}_{N-1} \end{pmatrix} = R_A \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_{N-1} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tilde{H}_1^\pm \\ \tilde{H}_2^\pm \\ \vdots \\ \tilde{H}_{N-1}^\pm \end{pmatrix} = R_{H^\pm} \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \\ \vdots \\ H_{N-1}^\pm \end{pmatrix}$$

ゲージ・湯川相互作用

□ 運動項

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = |D_\mu \Phi|^2 + \sum_a |D_\mu \Psi_a|^2$$

□ 湯川相互作用項

$$\xi_f^a = R_{f(a+1)}/R_{f1}$$

$$\mathcal{L}_Y = \bar{Q}_L Y_d \Phi_d d_R + \cdots = \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{Q}_L M_d [\Phi + \sum_a \xi_d^a \Psi_a] d_R + \cdots$$

$$\begin{array}{c} \text{h} \text{ --- } \text{wavy line} \begin{array}{l} \text{v} \\ \text{v} \end{array} \end{array} = (\text{SM}) \times (\mathbf{R}_H)_{11} \quad \begin{array}{c} \text{h} \text{ --- } \text{split} \begin{array}{l} \text{f} \\ \text{f} \end{array} \end{array} = (\text{SM}) \times [(\mathbf{R}_H)_{11} + \sum_a \xi_f^a (\mathbf{R}_H)_{a+1,1}]$$

SM-like limit: $(\mathbf{R}_H)_{11} \rightarrow 1$

ヒッグスカップリング

$$\Delta\kappa_X = g(hXX)/g(hXX)_{\text{sm}} - 1$$

$$\Delta\kappa_f = \Delta\kappa_V + \xi_f^1(R_H)_{21} + \xi_f^2(R_H)_{31} + \dots$$

$$\Delta\kappa_d = \Delta\kappa_u + (\xi_d^1 - \xi_u^1)(R_H)_{21} + (\xi_d^2 - \xi_u^2)(R_H)_{31} + \dots$$

$$\Delta\kappa_e = \Delta\kappa_u + (\xi_e^1 - \xi_u^1)(R_H)_{21} + (\xi_e^2 - \xi_u^2)(R_H)_{31} + \dots$$

	ξ_e^a	ξ_d^a
Type-I	$= \xi_u^a$	$= \xi_u^a$
Type-II	$\neq \xi_u^a$	$\neq \xi_u^a$
Type-X	$\neq \xi_u^a$	$= \xi_u^a$
Type-Y	$= \xi_u^a$	$\neq \xi_u^a$
Type-Z	$\neq \xi_u^a$	$\neq \xi_u^a$

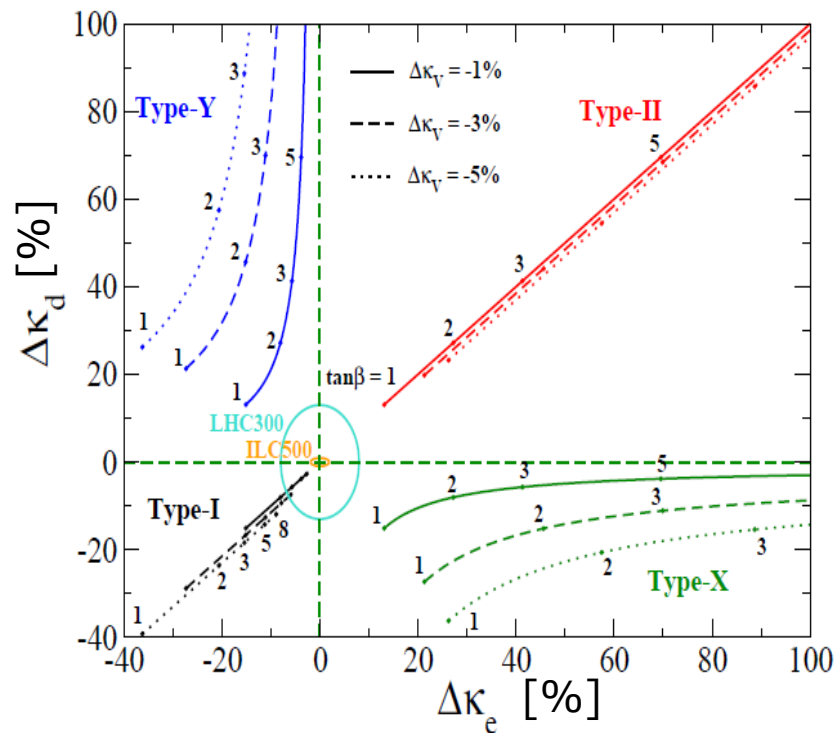
ヒッグスカップリング (2HDM)

$$\Delta\kappa_X = g(hXX)/g(hXX)_{\text{sm}} - 1$$

$$\Delta\kappa_f = \Delta\kappa_V + \xi_f^1(R_H)_{21} + \xi_f^2(R_H)_{31} + \dots$$

$$\Delta\kappa_d = \Delta\kappa_u + (\xi_d^1 - \xi_u^1)(R_H)_{21} + (\xi_d^2 - \xi_u^2)(R_H)_{31} + \dots \quad \text{If } \xi_f^1 \neq \xi_u^1$$

$$\Delta\kappa_e = \Delta\kappa_u + (\xi_e^1 - \xi_u^1)(R_H)_{21} + (\xi_e^2 - \xi_u^2)(R_H)_{31} + \dots \quad \rightarrow \xi_f^1 = -1/\xi_u^1$$



Root[2Δκ_V] | ξ_u¹|

	ξ _e ^a	ξ _d ^a
Type-I	= ξ _u ^a	= ξ _u ^a
Type-II	≠ ξ _u ^a	≠ ξ _u ^a
Type-X	≠ ξ _u ^a	= ξ _u ^a
Type-Y	= ξ _u ^a	≠ ξ _u ^a
Type-Z	≠ ξ _u ^a	≠ ξ _u ^a

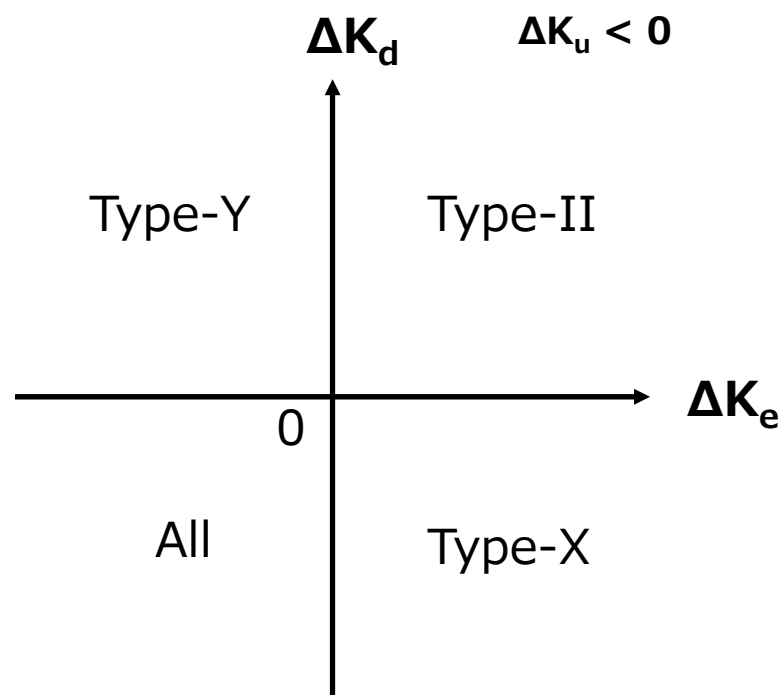
ヒッグスカップリング (NHDM, $N \geq 3$)

$$\Delta\kappa_X = g(hXX)/g(hXX)_{\text{sm}} - 1$$

$$\Delta\kappa_f = \Delta\kappa_V + \xi_f^1(R_H)_{21} + \xi_f^2(R_H)_{31} + \dots$$

$$\Delta\kappa_d = \Delta\kappa_u + (\xi_d^1 - \xi_u^1)(R_H)_{21} + (\xi_d^2 - \xi_u^2)(R_H)_{31} + \dots$$

$$\Delta\kappa_e = \Delta\kappa_u + (\xi_e^1 - \xi_u^1)(R_H)_{21} + (\xi_e^2 - \xi_u^2)(R_H)_{31} + \dots$$



	ξ_e^a	ξ_d^a
Type-I	$= \xi_u^a$	$= \xi_u^a$
Type-II	$\neq \xi_u^a$	$\neq \xi_u^a$
Type-X	$\neq \xi_u^a$	$= \xi_u^a$
Type-Y	$= \xi_u^a$	$\neq \xi_u^a$
Type-Z	$\neq \xi_u^a$	$\neq \xi_u^a$

目次

- インTRODクシヨン
- マルチダブレット模型の一般性質
- 荷電ヒッグスの物理
 - フレーバー物理
 - コライダー物理
- まとめ

荷電ヒッグスの物理

□ $H^\pm$ の発見は、拡張ヒッグス模型の直接的証拠

□ フレーバー物理 ($W^\pm$ と $H^\pm$ の置き換えが可能)

- $B \rightarrow X_s \gamma$, $B \rightarrow \tau \nu$, $\tau \rightarrow l \nu \nu$, $Z \rightarrow b\bar{b}$, etc.

間接探索

□ コライダー物理

崩壊: $H^\pm \rightarrow q\bar{q}'$, $l^\pm \nu$, $hW^\pm$, $W^\pm Z$, $W^\pm \gamma$

生成: $t \rightarrow H^\pm b$ (軽い場合)

生成: $g b \rightarrow H^\pm t$, $q\bar{q} \rightarrow H^+ H^-$, $q\bar{q}' \rightarrow H^\pm \Phi^0$

直接探索

今回は、2HDMと3HDMにおいて荷電ヒッグスの物理を議論する。

2HDM/3HDM

2HDM

- 4種類の湯川タイプ
- 1 荷電ヒッグス $H^\pm$
- 2パラメータ ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$)

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & -\sin\beta \\ \sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi \\ \Psi \end{pmatrix} \leftarrow H^\pm$$

$$v_1 = v \cos\beta$$

$$v_2 = v \sin\beta$$

3HDM

- 5種類の湯川タイプ
- 2荷電ヒッグス $H_1^\pm, H_2^\pm$
- 5(+1)パラメータ
($\tan\beta$, $\tan\gamma$, θ_C , $m_{H_1^\pm}$, $m_{H_2^\pm}$) + (δ_{cp})

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \end{pmatrix} = R_{13}(\gamma) R_{12}(\beta) \begin{pmatrix} \Phi \\ \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \leftarrow \begin{matrix} \tilde{H}_1^\pm \\ \tilde{H}_2^\pm \end{matrix}$$

$$v_1 = v \cos\beta \cos\gamma$$

$$v_2 = v \sin\beta$$

$$v_3 = v \cos\beta \sin\gamma$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1^\pm \\ \tilde{H}_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & -\sin\theta_C \\ \sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix}$$

荷電ヒッグスの相互作用

$$-\mathcal{L}_Y = \frac{\sqrt{2}}{v} \sum_a \left[\mathbf{X}_a \bar{u} (V_{\text{CKM}} m_d P_R) d + \mathbf{Y}_a \bar{u} (m_u V_{\text{CKM}} P_L) d + \mathbf{Z}_a \bar{\nu} (m_e P_R) e \right] H_a^+$$

$$\begin{aligned} X_a &= \xi_d^a, \quad Y_a = -\xi_u^a, \\ Z_a &= \xi_e^a \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_C & s_C \\ -s_C & c_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_d^1 \\ \xi_d^2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} c_C & s_C \\ -s_C & c_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_u^1 \\ \xi_u^2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_C & s_C \\ -s_C & c_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_e^1 \\ \xi_e^2 \end{pmatrix}$$

2HDM

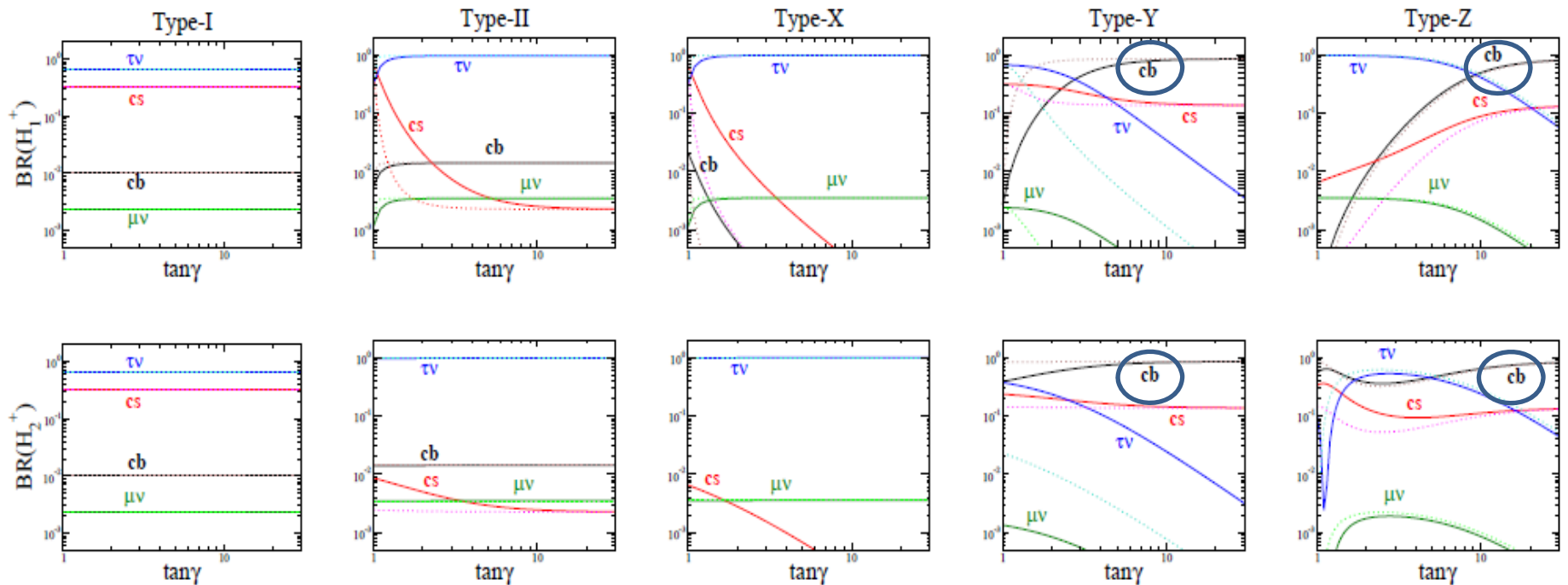
	ξ_u	ξ_d	ξ_e
Type-I	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$
Type-II	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$-\tan\beta$
Type-X	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$-\tan\beta$
Type-Y	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$

3HDM

	ξ_{u1}	ξ_{d1}	ξ_{e1}	ξ_{u2}	ξ_{d2}	ξ_{e2}
Type-I	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$	0	0	0
Type-II	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$-\tan\beta$	0	$-\tan\gamma/c\beta$	$-\tan\gamma/c\beta$
Type-X	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	0	0	$-\tan\gamma/c\beta$
Type-Y	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$	0	$-\tan\gamma/c\beta$	0
Type-Z	$\cot\beta$	$-\tan\beta$	$-\tan\beta$	0	$-\tan\gamma/c\beta$	$\cot\gamma/c\beta$

荷電ヒッグス崩壊（軽い場合）

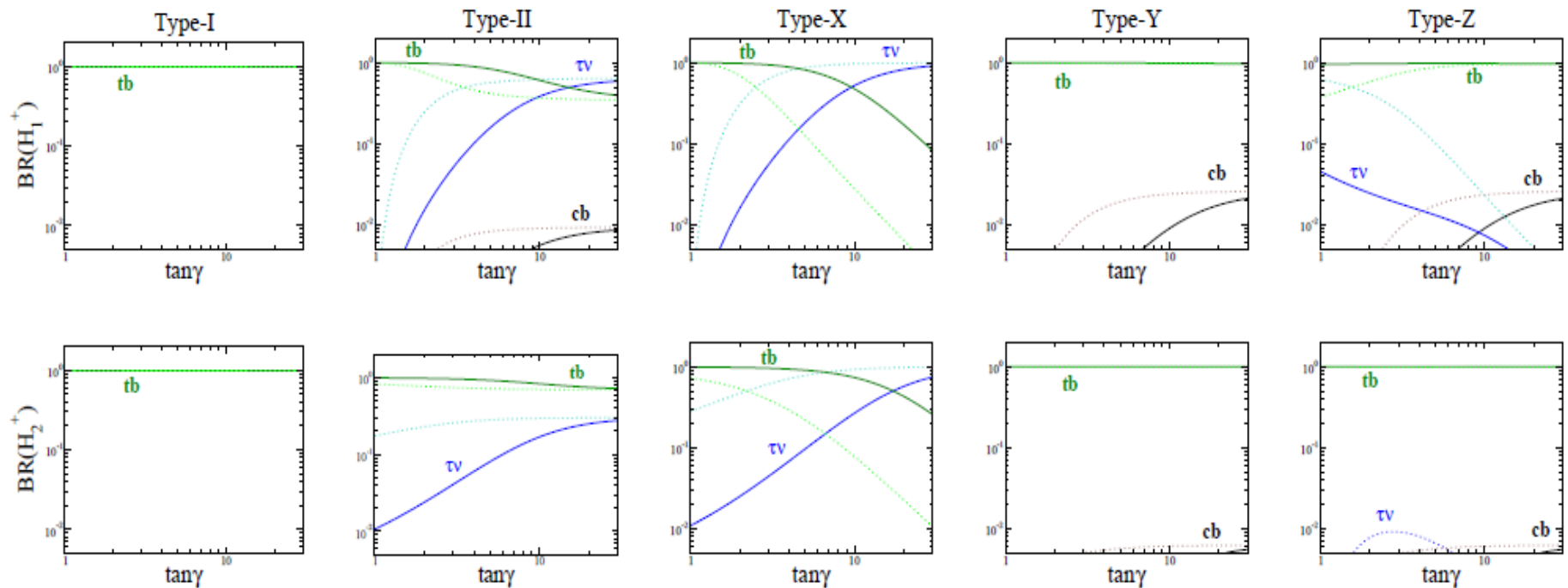
3HDM, $m_{H_1} = 100 \text{ GeV}$, $m_{H_2} = 150 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 2 \text{ (5)}$, $\theta_c = -\pi/4$



Type-I, II, X: $\tau\nu$, Type-Y, Z : cb @ large $\tan\beta$

荷電ヒッグス崩壊（重い場合）

3HDM, $m_{H_1} = 200 \text{ GeV}$, $m_{H_2} = 250 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 2 \text{ (5)}$, $\theta_c = -\pi/4$



Type-I, Y, Z: tb , (Type-II), X : $\tau\nu$ @ large $\tan\beta$

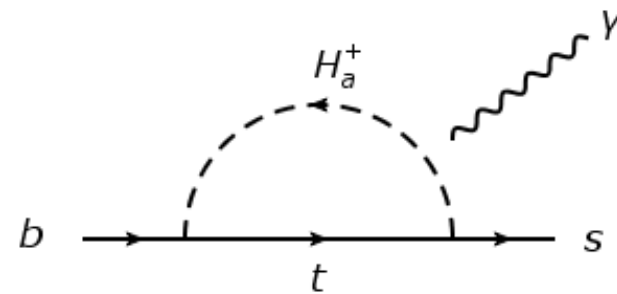
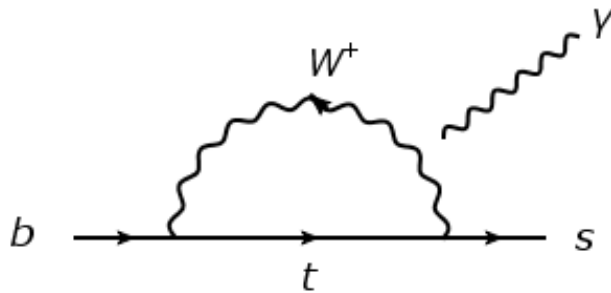
$b \rightarrow s \gamma$ (leading order)

- Effective Lagrangian w/ $m_s = 0$ (integ. out the heavy d.o.f. e.g., W , t , $H_a^\pm$)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} \supset \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{ts}^* V_{tb} C_7(\mu) \mathcal{O}_7(\mu)$$

Dim. 6 dipole operator:

$$\mathcal{O}_7(\mu) = \frac{e}{16\pi^2} \bar{m}_b(\mu) (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} b_R) F_{\mu\nu}$$



$$C_7(\mu, m_{H_a^\pm}) = C_{7,\text{SM}}(\mu) + \sum_a \left[(X_a Y_a^*) C_{7,XY}(\mu, m_{H_a^\pm}) + |Y_a|^2 C_{7,YY}(\mu, m_{H_a^\pm}) \right]$$

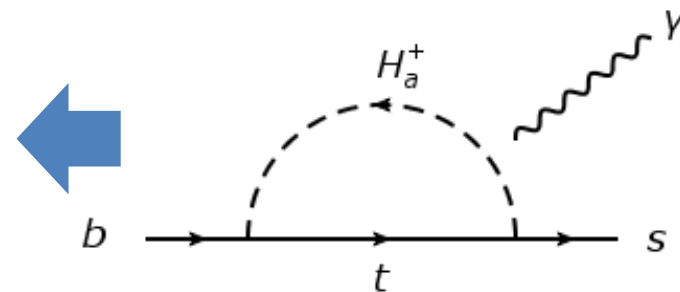
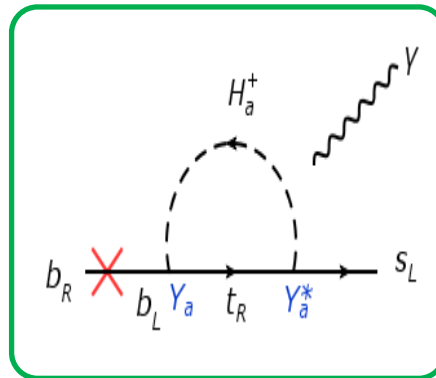
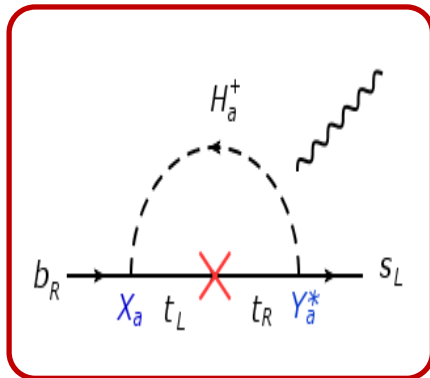
$b \rightarrow s \gamma$ (leading order)

- Effective Lagrangian w/ $m_s = 0$ (integ. out the heavy d.o.f. e.g., W , t , $H_a^\pm$)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} \supset \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{ts}^* V_{tb} C_7(\mu) \mathcal{O}_7(\mu)$$

Dim. 6 dipole operator:

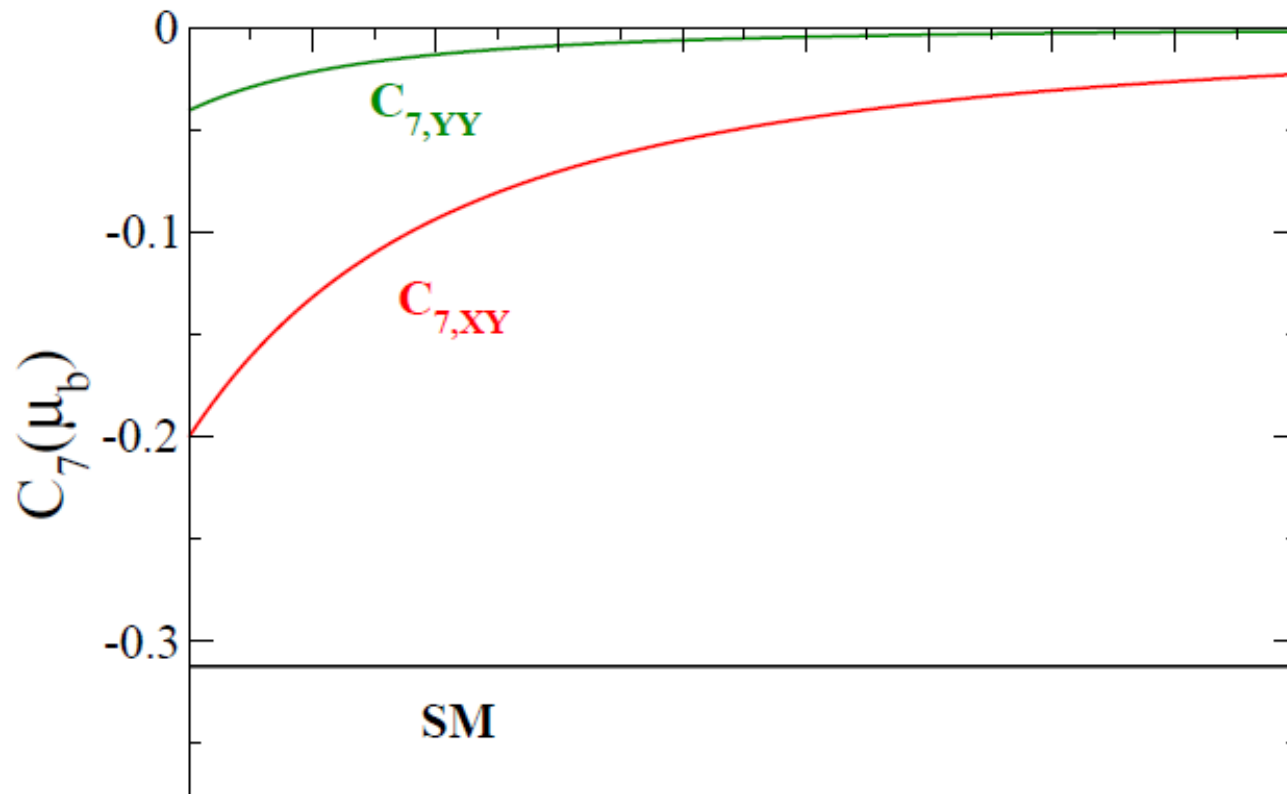
$$\mathcal{O}_7(\mu) = \frac{e}{16\pi^2} \bar{m}_b(\mu) (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} b_R) F_{\mu\nu}$$



$$C_7(\mu, m_{H_a^\pm}) = C_{7,\text{SM}}(\mu) + \sum_a \left[\underline{(X_a Y_a^*) C_{7,XY}(\mu, m_{H_a^\pm})} + \underline{|Y_a|^2 C_{7,YY}(\mu, m_{H_a^\pm})} \right]$$

$$\Gamma(b \rightarrow s \gamma) = \frac{G_F^2}{32\pi^4} |V_{ts}^* V_{tb}|^2 \alpha_{\text{em}} m_b^5 |C_7(\mu = \mu_b)|^2$$

Wilson Coefficient at LO

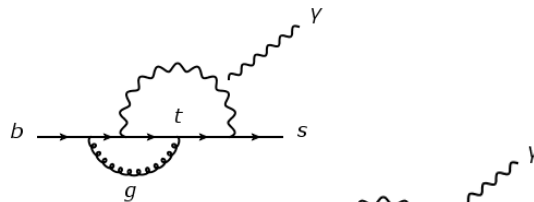


$X Y^* > 0$: Constructive, $X Y^* < 0$: Destructive

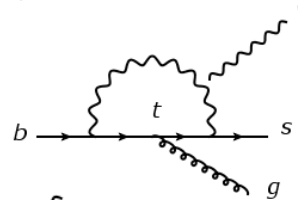
B $\rightarrow$ X_s γ @NLO

- 実験値BR(B $\rightarrow$ X_s γ) と比較するためには、
以下の3つの要素を考慮する必要がある。

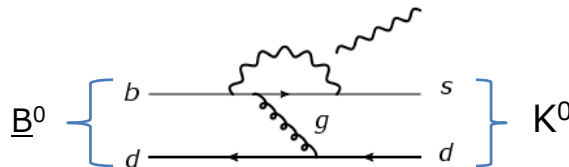
1. グルーオンループ



2. グルーオン放射



3. 非摂動的効果



$$\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)_{\text{NLO}} = \Gamma_{b \rightarrow s \gamma}^{\text{NLO}} + \Gamma_{b \rightarrow s \gamma g} + \Gamma_{\text{non-pert.}}$$

$$\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma) = \frac{\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_c \ell \nu)} \text{BR}(B \rightarrow X_c \ell \nu)$$

[NLO calculation]

Ciuchini, Franco, Martinelli, Reina, Silvestrini,
PLB334, 137 (1994), [hep-ph/9406239].

Ciuchini, Degrassi, Gambino, Giudice,
NPB527, 21 (1998), [hep-ph/9710335].

Borzumati, Greub,
PRD58, 074004 (1998), [hep-ph/9802391].

Kagan, Neubert,
EPJC7, 5 (1999), [hep-ph/9805303].

Gambino, Misiak,
NPB611, 338 (2001), [hep-ph/0104034].

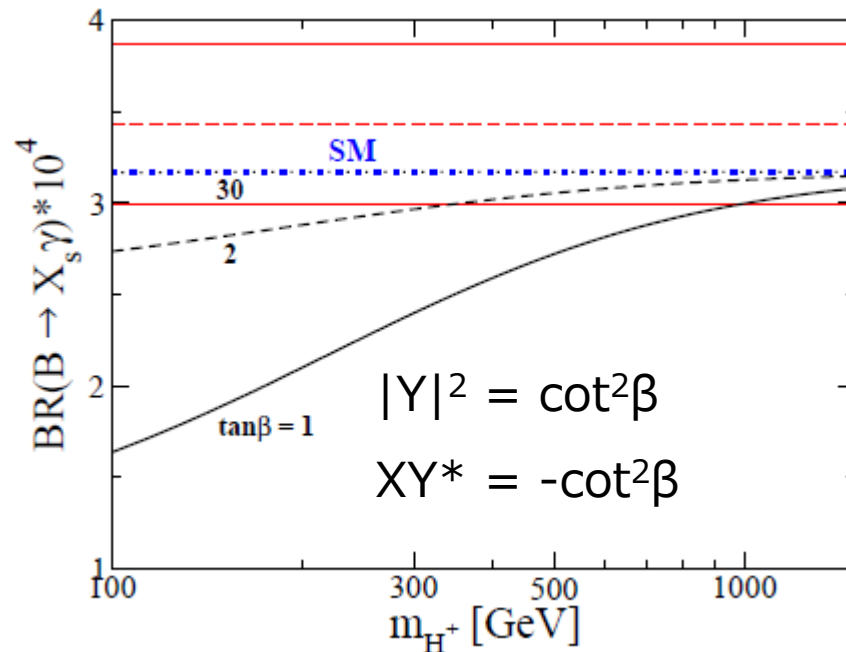
[NNLO calculation]

Hermann, Misiak, Steinhauser,
JHEP1211, 036 (2012),
[arXiv:1208.2788 [hep-ph]].

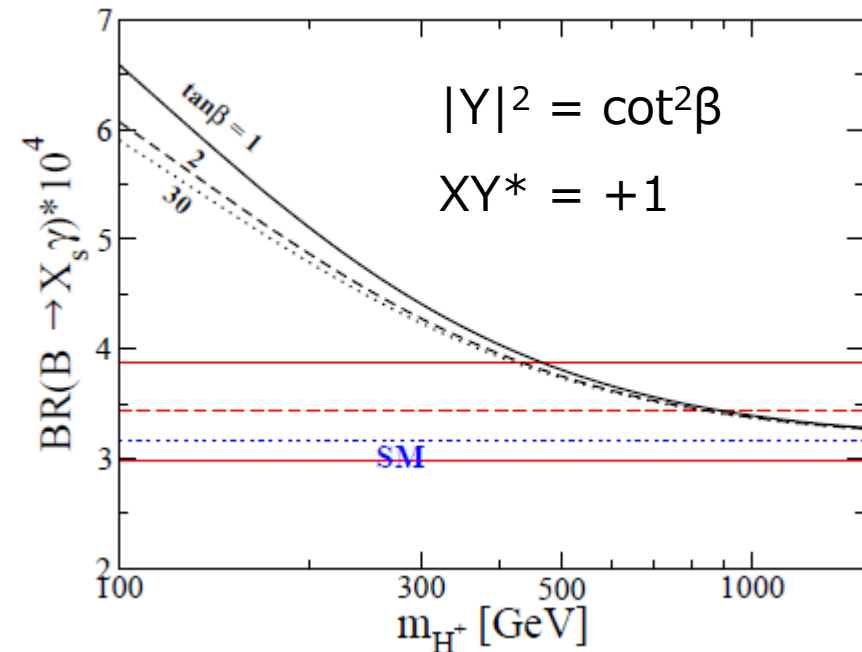
Misiak et.al,
PRL114, 221801 (2015),
[arXiv:1503.01789 [hep-ph]].

$B \rightarrow X_s \gamma$ (2HDM)

Type-I, X



Type-II, Y

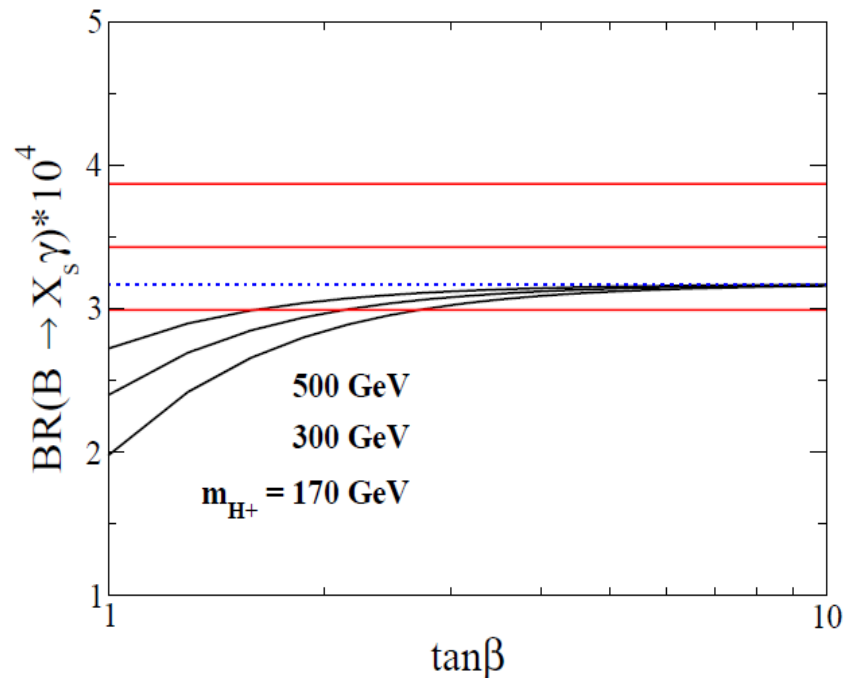


Type-I, -X: low $\tan\beta$ でのみ荷電ヒッグスボソン質量に強い制限

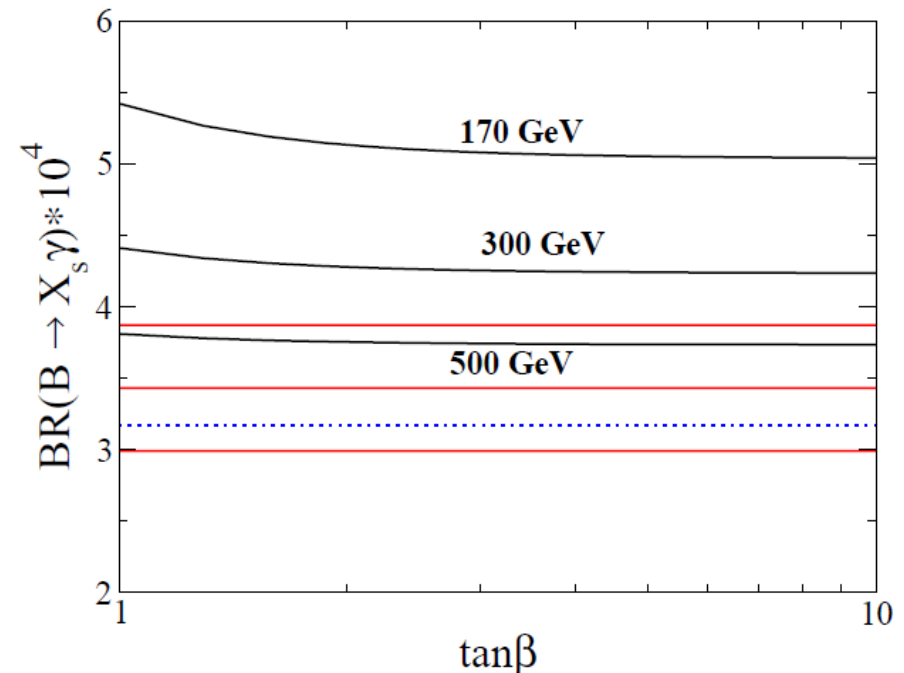
Type-II, -Y: $\tan\beta > \sim 1$ で $m_{H^+} > \sim 450$ GeV (480 GeV@ NNLO, [Misiak, et.al](#))

$B \rightarrow X_s \gamma$ (2HDM)

Type-I, X



Type-II, Y



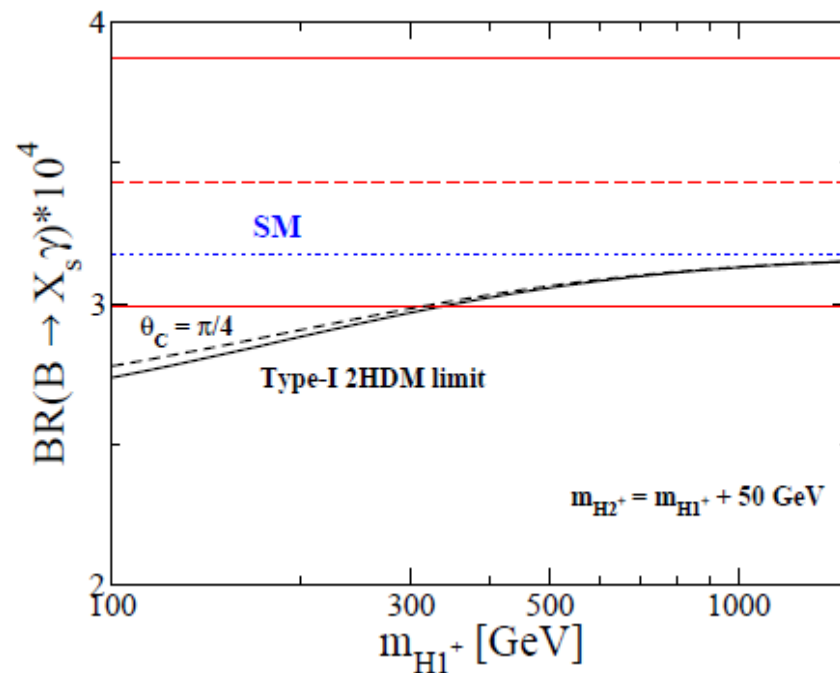
Type-I, -X : $\tan\beta > \sim 3$ で $m_{H^+} < m_t$ が許される。

Type-II, -Y : $\tan\beta$ 依存性はほぼ無視できる。

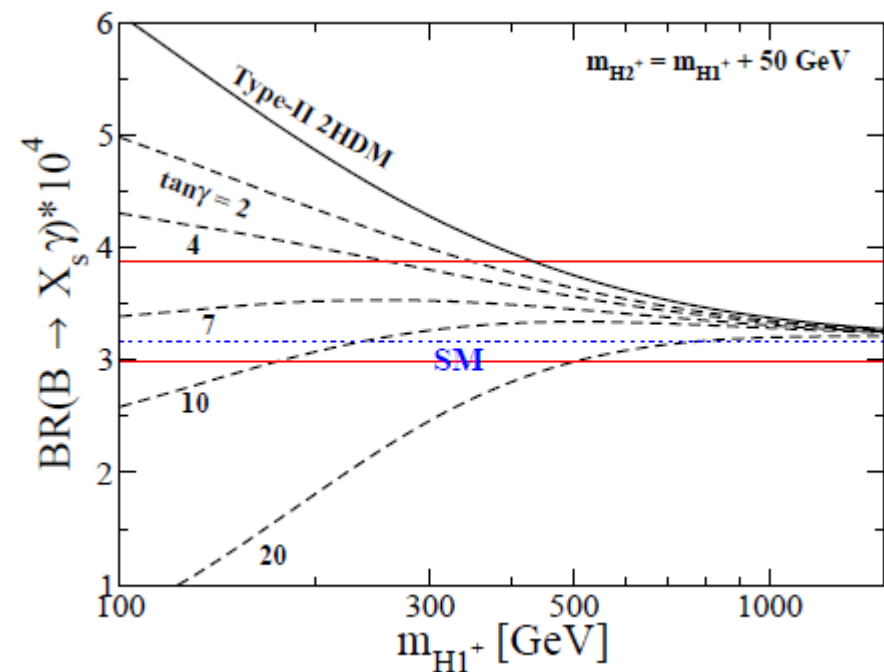
$B \rightarrow X_s \gamma$ (3HDM)

$$\tan\beta = 2, \theta_c = -\pi/4$$

Type-I, X



Type-II, Y, Z



Type-I, -X: 2HDMとほぼ同じ結果

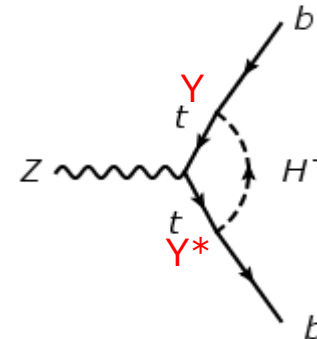
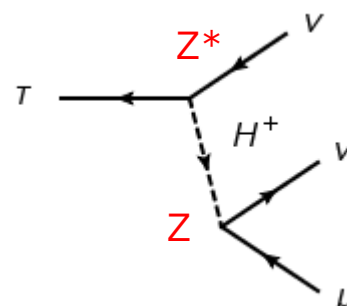
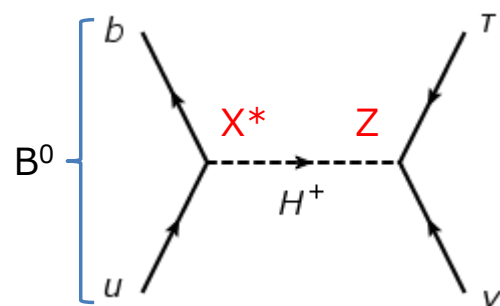
Type-II, -Y, -Z: $\tan\gamma \neq 0$ でキャンセレーションが発生。Light $H^\pm$ が可能！

その他の制限

□ $B \rightarrow TV$

□ $T \rightarrow \mu\nu\nu$

□ $Z \rightarrow bb$



$$|Z| < 40 \text{ (} m_{H^+}/100 \text{ GeV)}$$

$$|X^*Z| < 1080 \text{ (} m_{H^+}/100 \text{ GeV)}^2$$

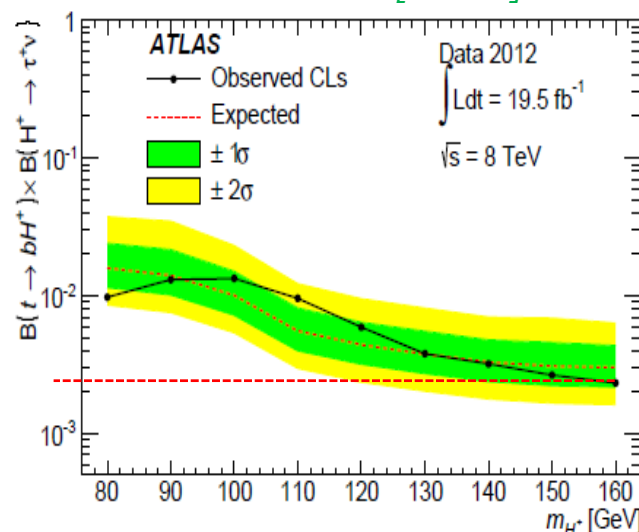
$$|Y| < 0.72 + 0.34 \text{ (} m_{H^+}/100 \text{ GeV)}$$

Cree, Logan, PRD84 (2011)

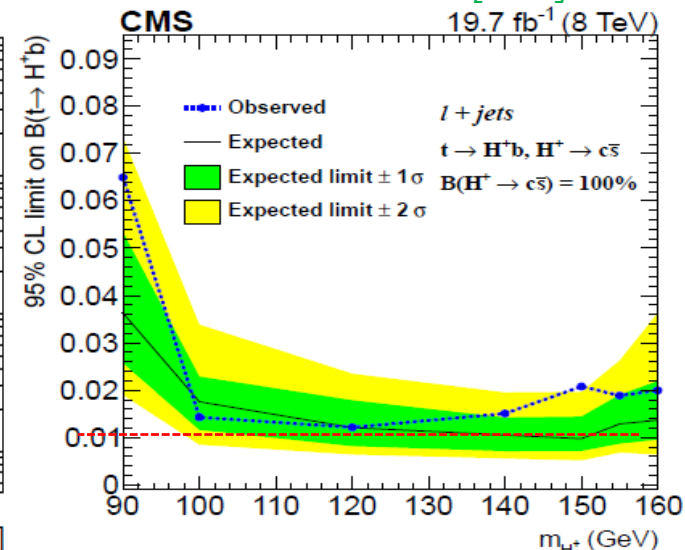
□ $t \rightarrow H^\pm b$ (LHC)

□ LEP2 (後で)

1412.6663 [ATLAS]

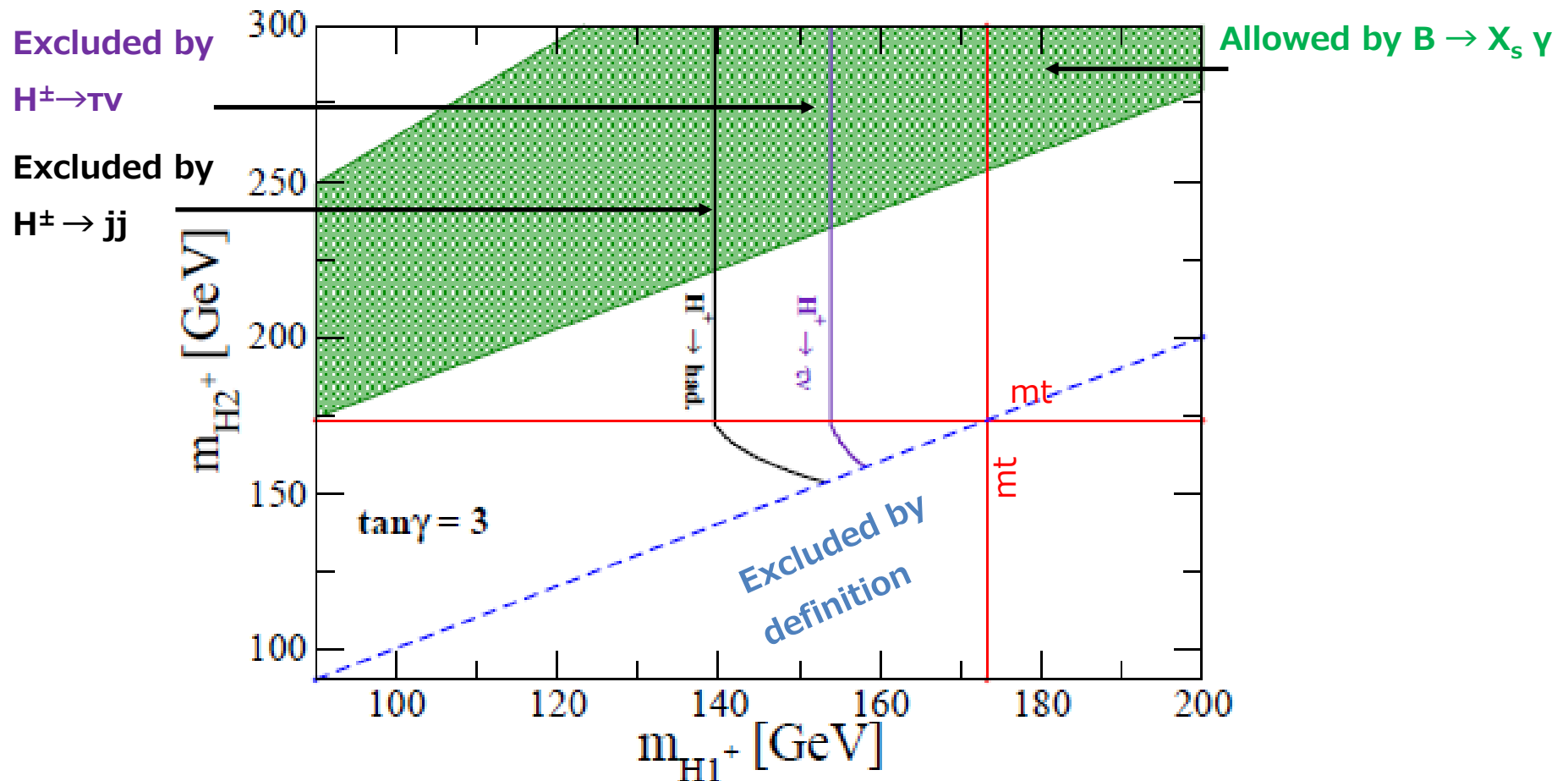


1510.04252 [CMS]



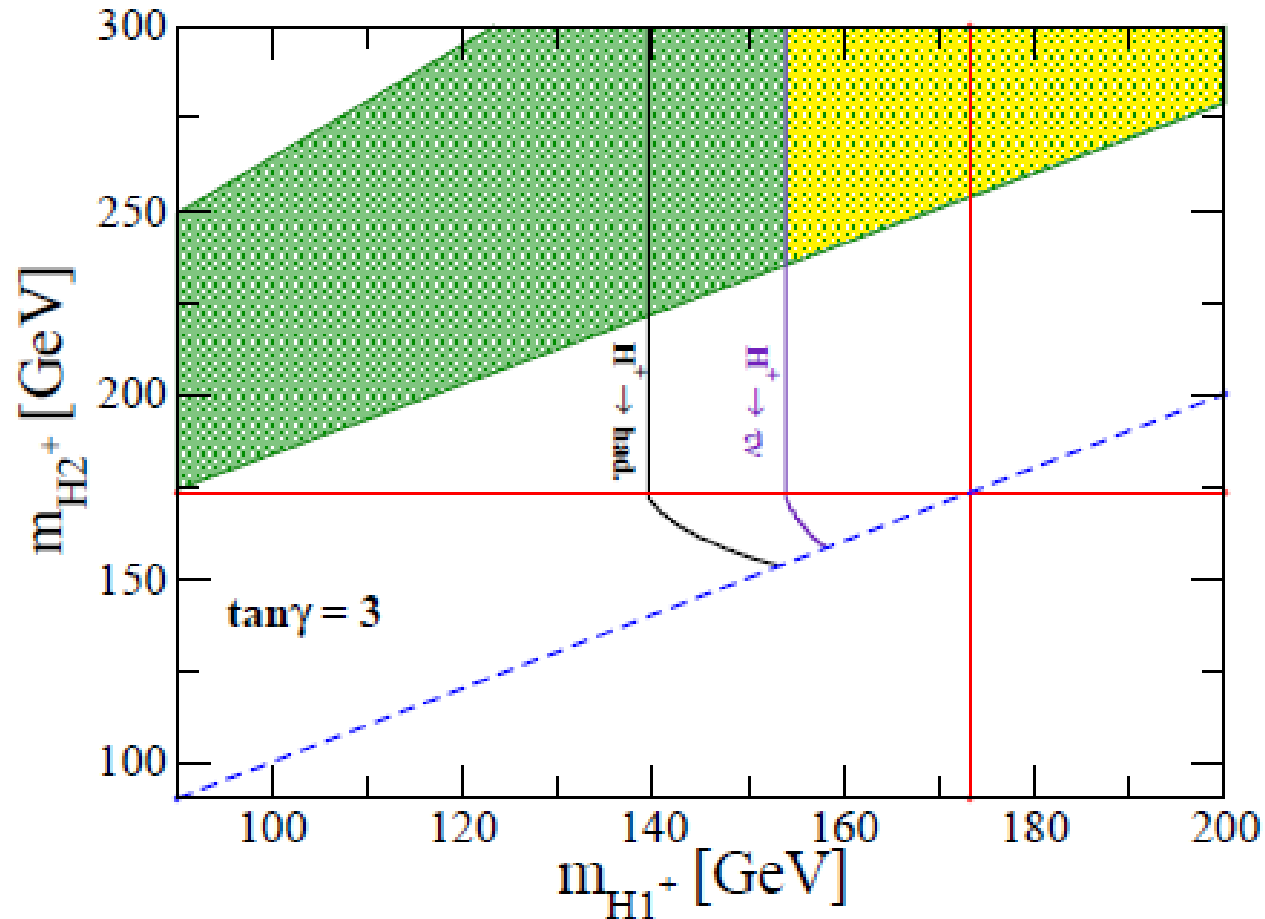
Combined Analysis (Type-Y 3HDM)

$$\tan\beta = 2, \theta_c = -\pi/4$$



Combined Analysis (Type-Y 3HDM)

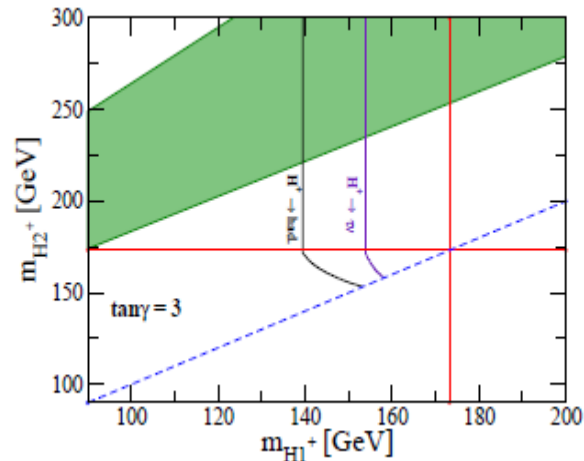
$$\tan\beta = 2, \theta_c = -\pi/4$$



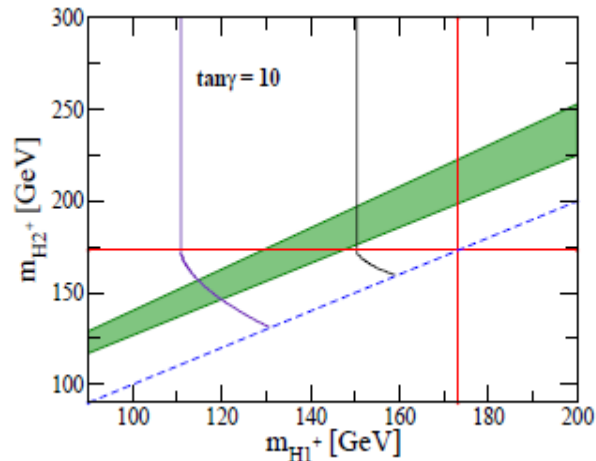
Combined Analysis (Type-Y, -Z 3HDM)

$$\tan\beta = 2, \theta_c = -\pi/4$$

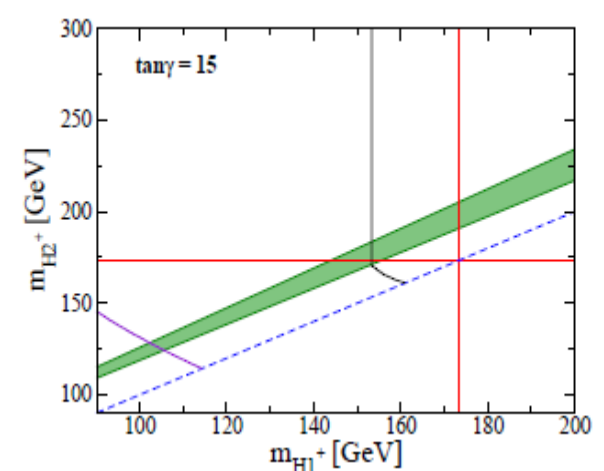
Type-Y ($\tan\gamma=3$)



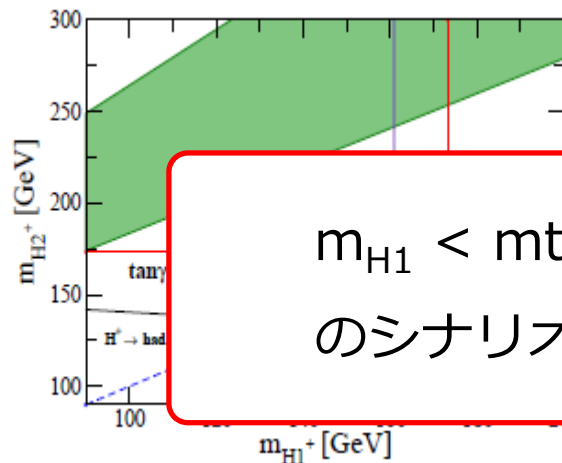
Type-Y ($\tan\gamma=10$)



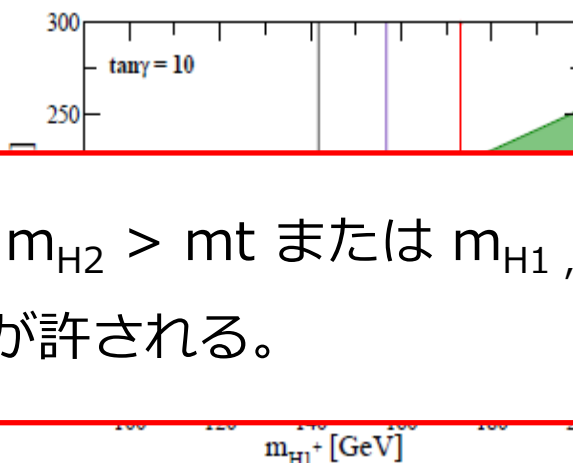
Type-Y ($\tan\gamma=15$)



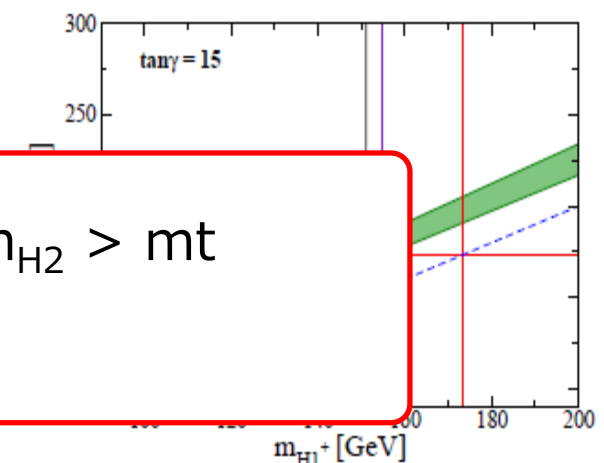
Type-Z ($\tan\gamma = 3$)



Type-Z ($\tan\gamma = 10$)



Type-Z ($\tan\gamma = 15$)

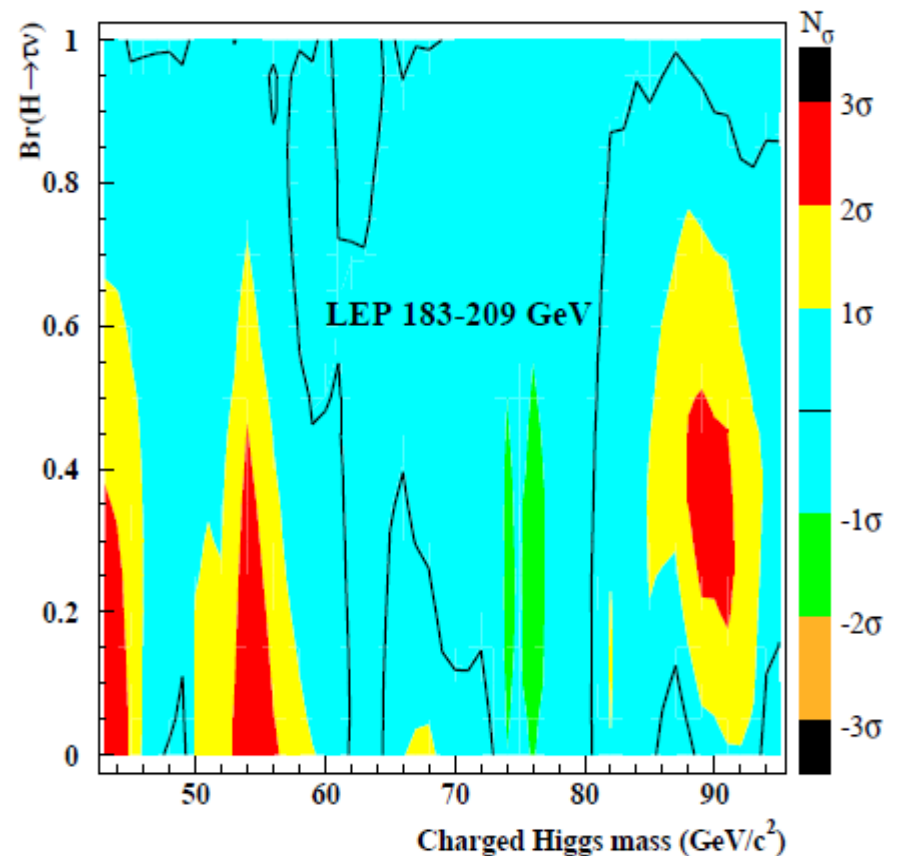
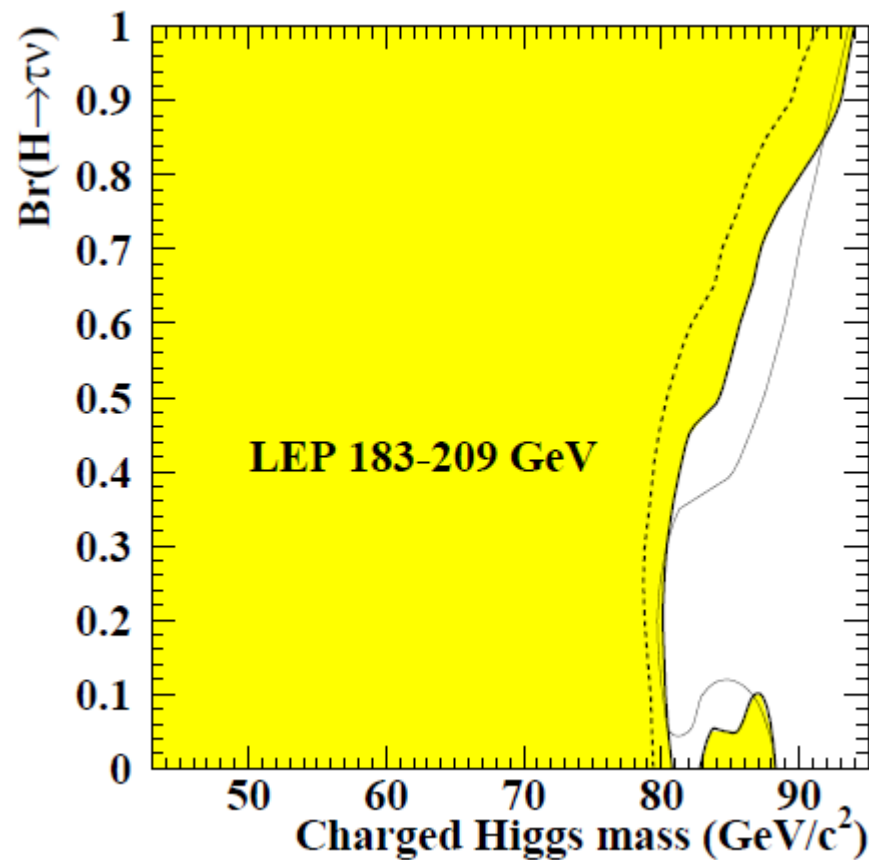


$m_{H1} < m_t, m_{H2} > m_t$ または $m_{H1}, m_{H2} > m_t$
のシナリオが許される。

$m_{H^{\pm}} \sim m_W$ のシナリオ

1301.6065 [hep-ex], LEP2 Combined

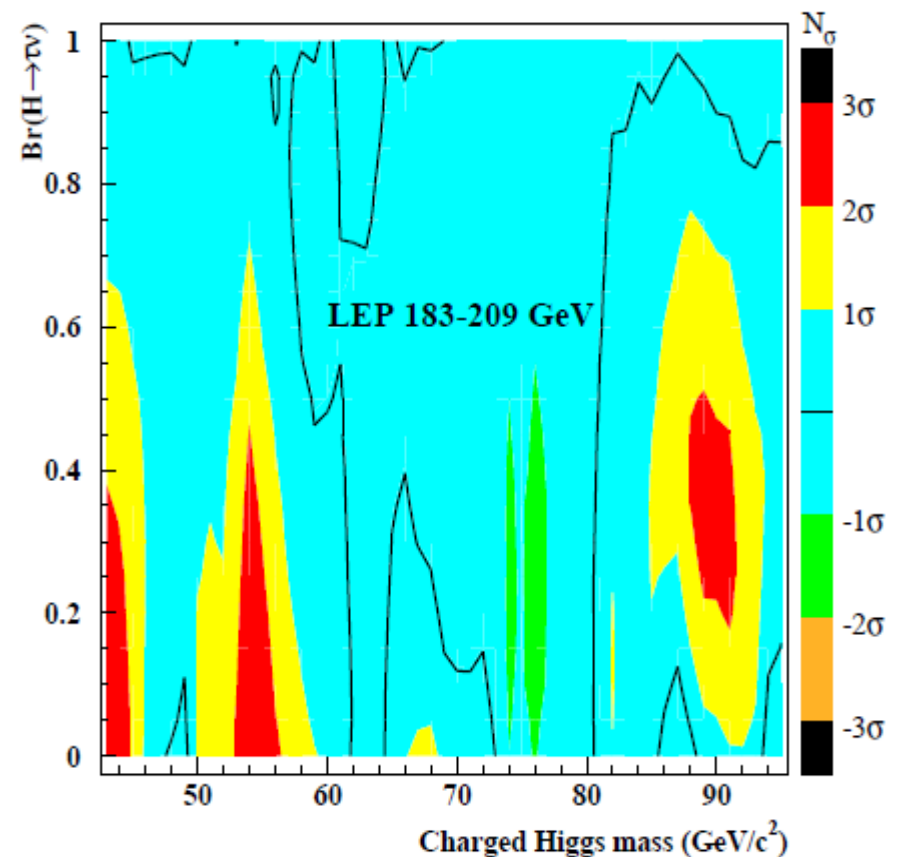
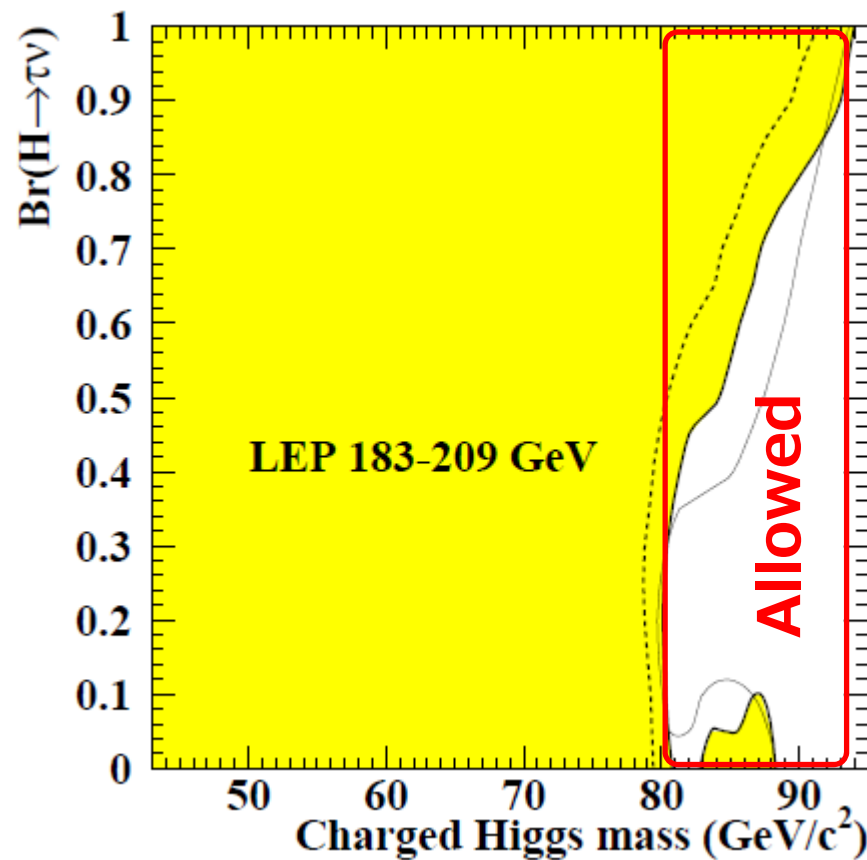
- $m_{H^{\pm}} < 90$ GeV では、LHCにおける制限の感度は低い。



$m_{H^{\pm}} \sim m_W$ のシナリオ

1301.6065 [hep-ex], LEP2 Combined

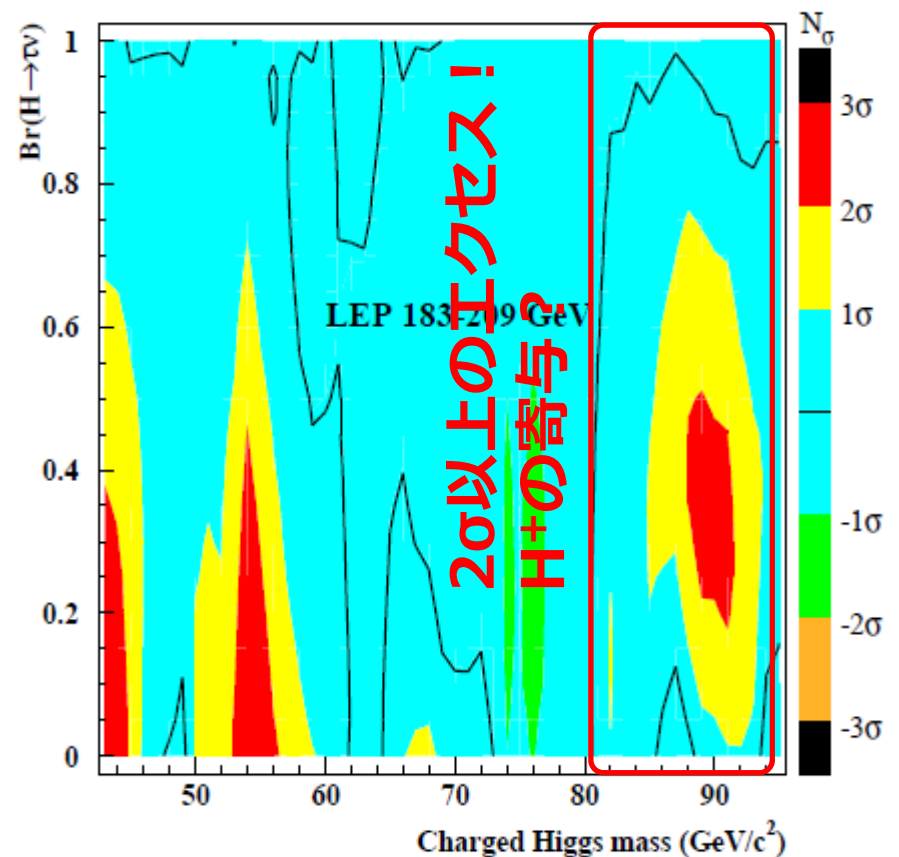
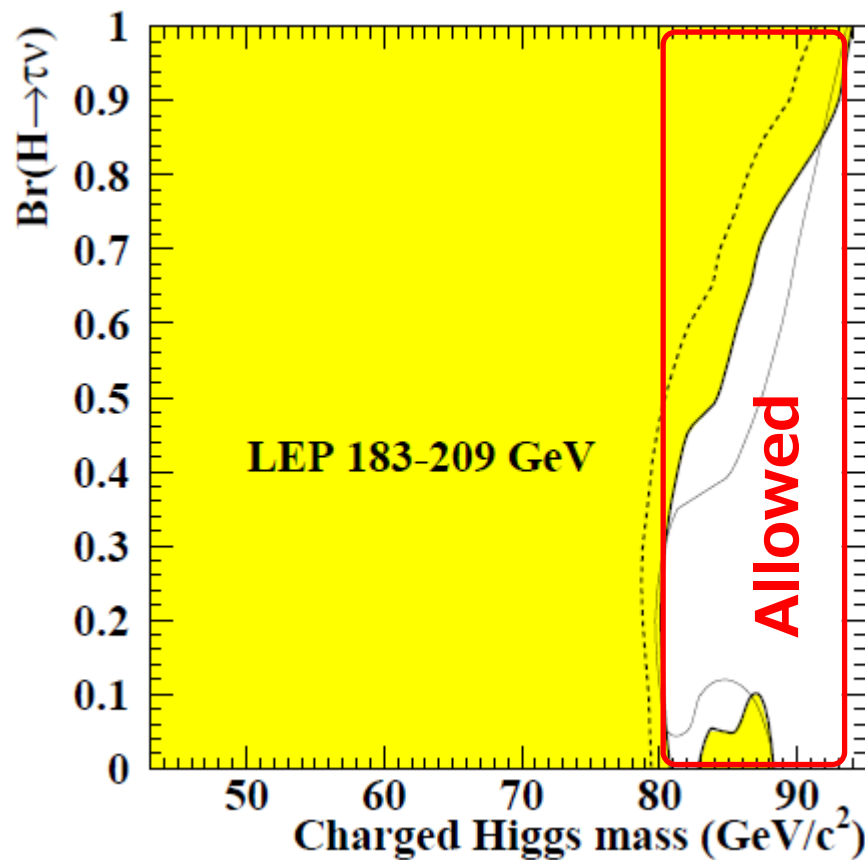
- $m_{H^{\pm}} < 90$ GeV では、LHCにおける制限の感度は低い。



$m_{H^{\pm}} \sim m_W$ のシナリオ

1301.6065 [hep-ex], LEP2 Combined

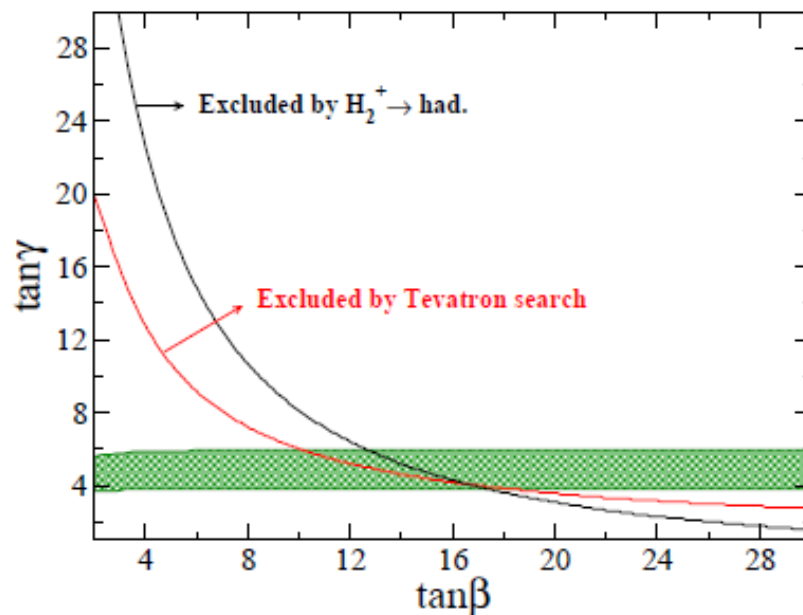
- $m_{H^{\pm}} < 90$ GeV では、LHCにおける制限の感度は低い。



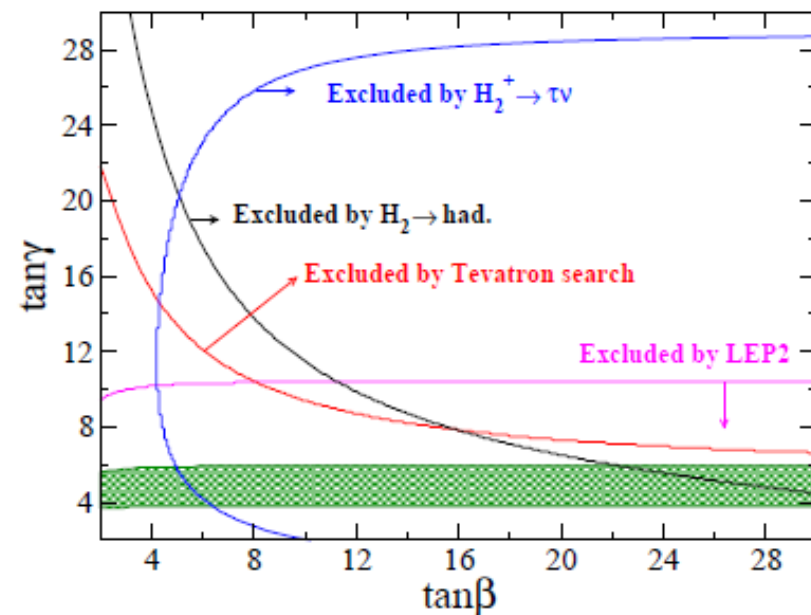
$m_{H_{1+}} \sim m_W$ のシナリオ

□ $m_{H_{1+}} = 83 \text{ GeV}$, $m_{H_{1+}} = 160 \text{ GeV}$, $\theta = -\pi/4$

Type-Y



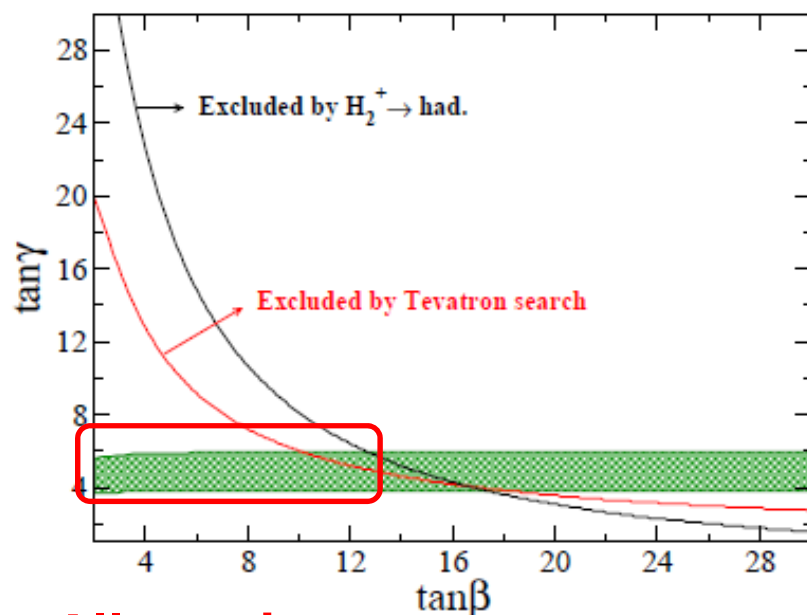
Type-Z



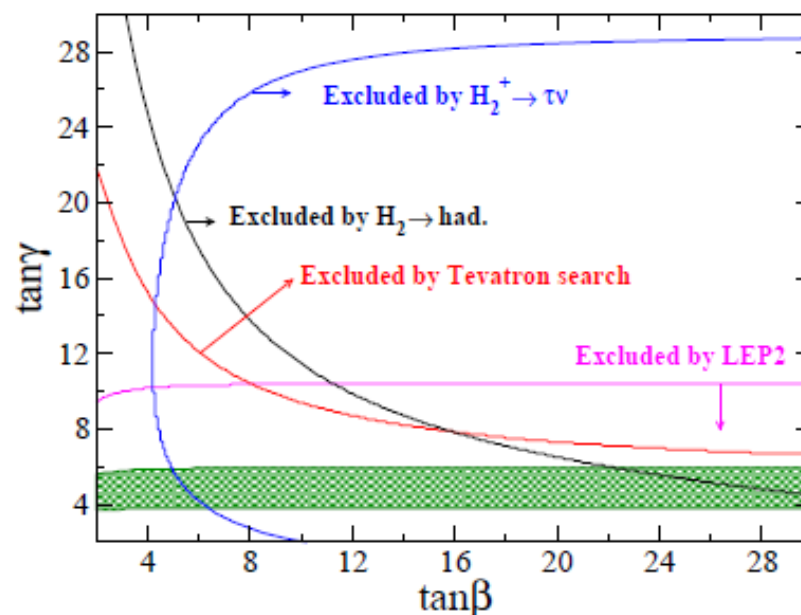
$m_{H_{1+}} \sim m_W$ のシナリオ

□ $m_{H_{1+}} = 83 \text{ GeV}$, $m_{H_{1+}} = 160 \text{ GeV}$, $\theta = -\pi/4$

Type-Y



Type-Z



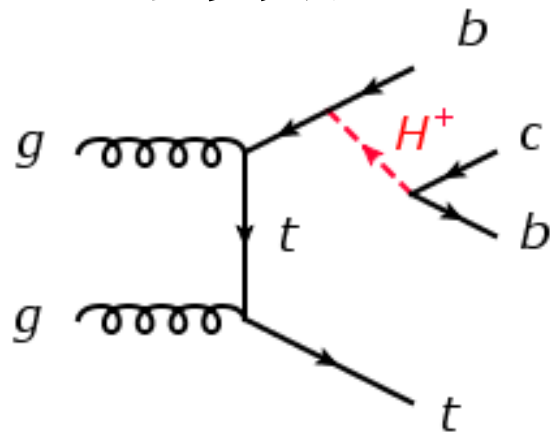
Allowed

Type-Yのみ $m_{H_{1+}} \sim m_W$ のシナリオが実現可能!

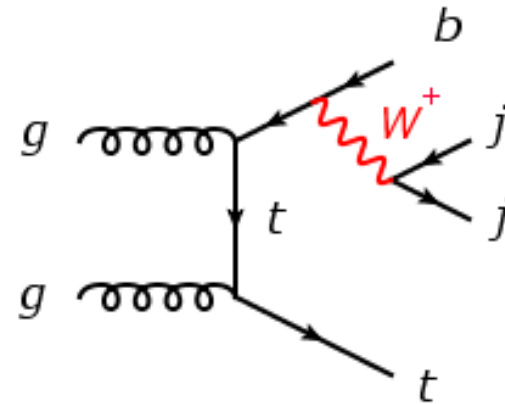
コライダー現象論

□ $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow t(bjj)$ 過程

シグナル



バックグラウンド



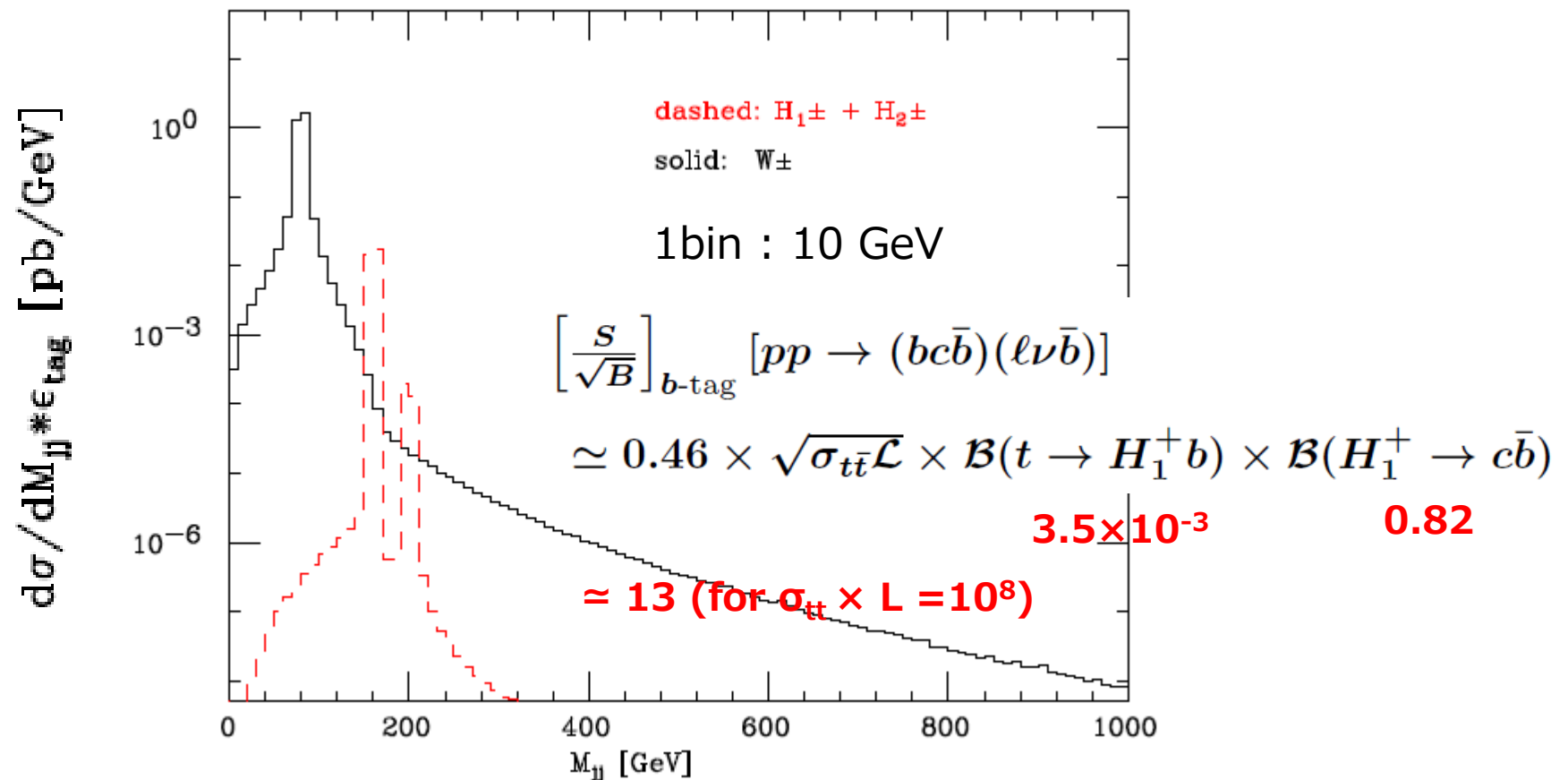
□ (3rd) b-tagを使うことでシグニフィカンスの増加が期待される。

($\epsilon_b = 0.5$, $\epsilon_c = 0.1$, $\epsilon_j = 0.01$) *Akeroyd, Moretti, Hernandez-Sanchez, PRD85 (2012)*

$$\frac{[S/\sqrt{B}]_{b\text{-tag}}}{[S/\sqrt{B}]_{\not{b}\text{-tag}}} \simeq \frac{\sqrt{2}(\epsilon_b + \epsilon_c)}{\sqrt{3\epsilon_j + \epsilon_c}} \simeq 2.35$$

コライダー現象論

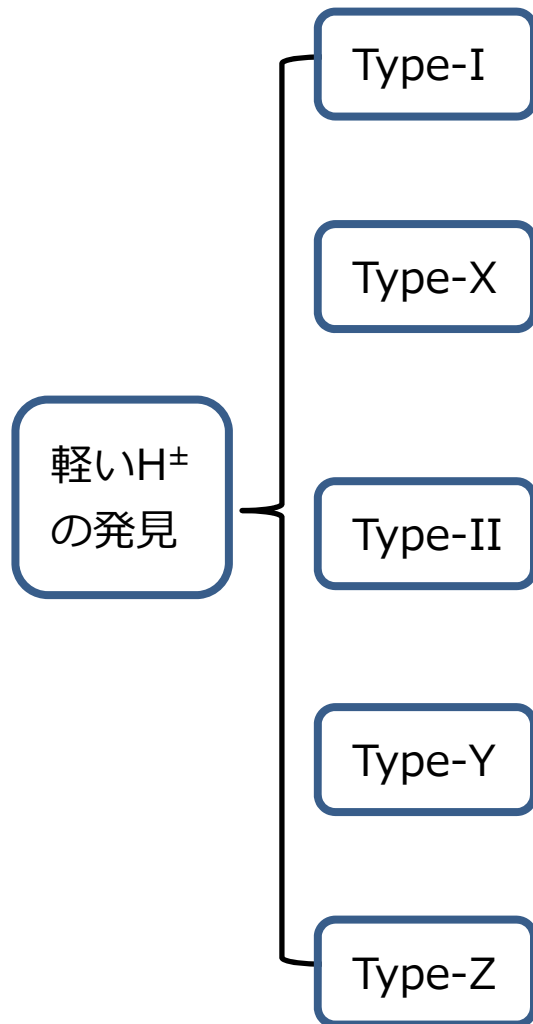
□ $m_{H_{1+}} = 160 \text{ GeV}$, $m_{H_{2+}} = 200 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 2$, $\tan\gamma = 10$, $\theta = -\pi/4$, Type-Y



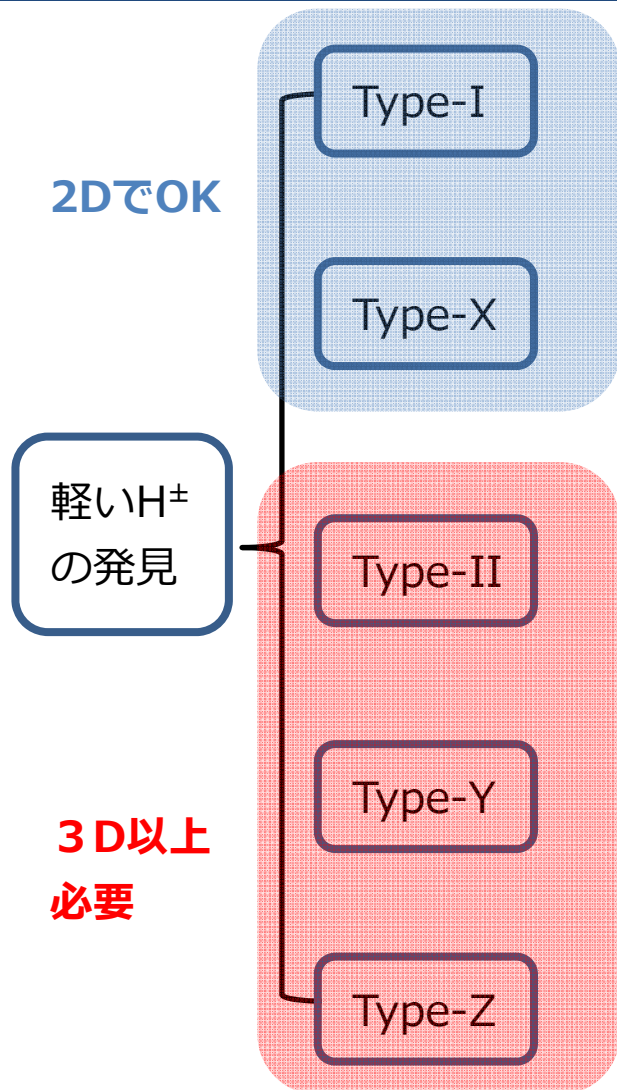
模型の区別 within NFC

軽い $H^\pm$
の発見

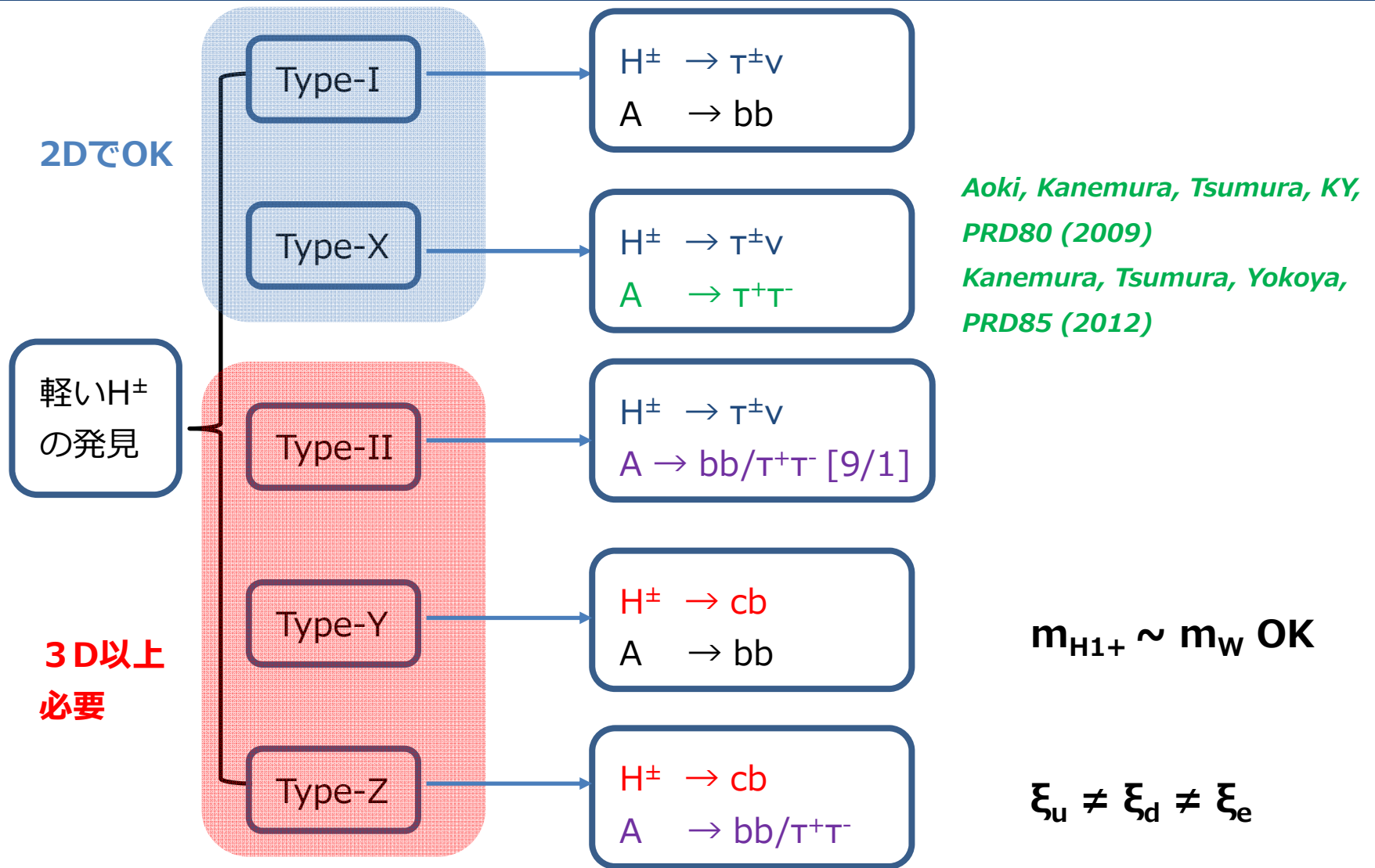
模型の区別 within NFC



模型の区別 within NFC

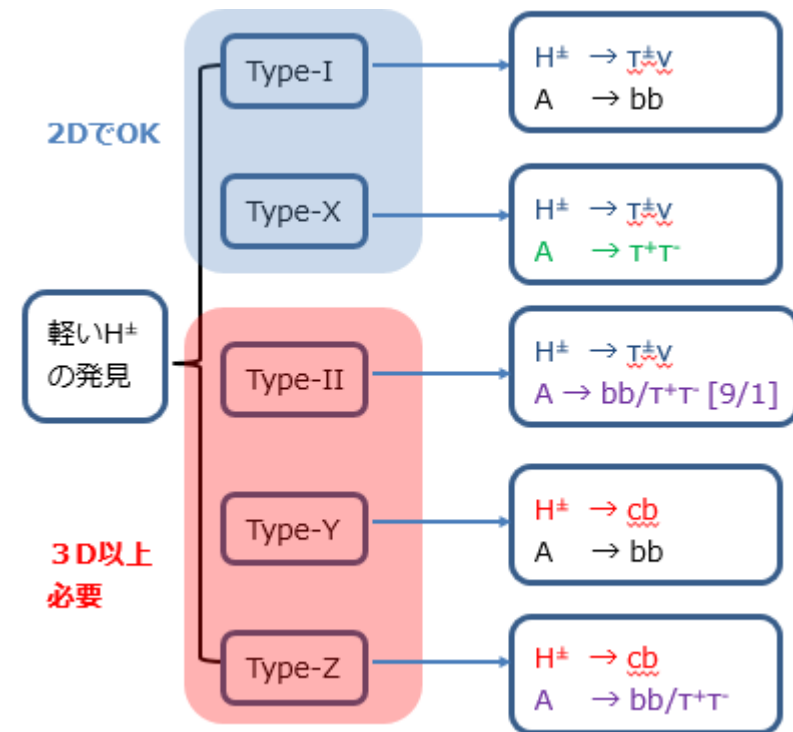


模型の区別 within NFC

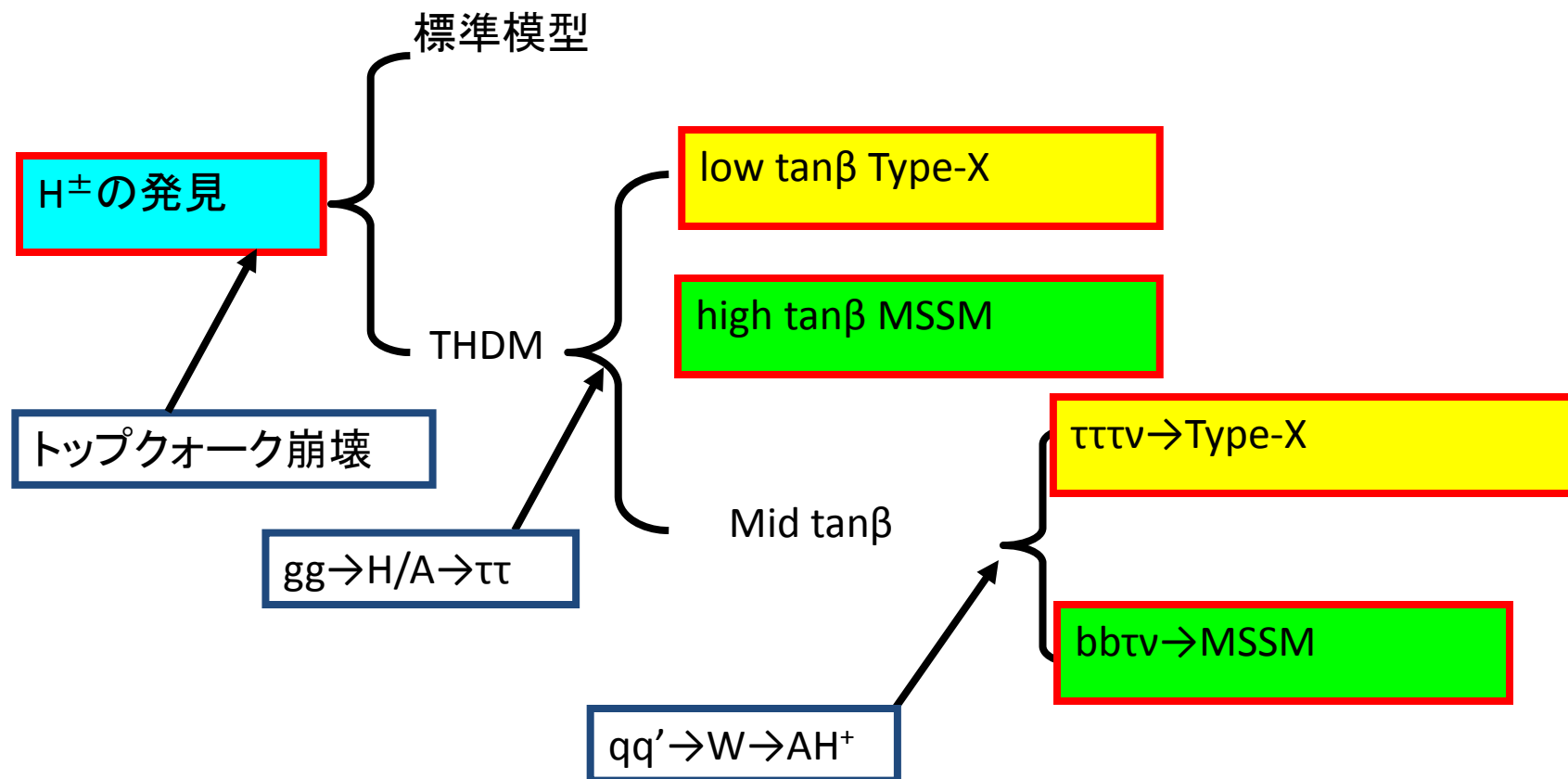


まとめ

- ❑ フェルミオンにフレーバーがあるようにヒッグス場にも“フレーバー”はありえる。
マルチダブレット構造は新物理模型によくみられる。
- ❑ 荷電ヒッグスボソンの探索はマルチダブレット模型の検証において重要
- ❑ $H^\pm \rightarrow cb$ は3HDMでのみ実現可能！
- ❑ **b-tag**を用いることで、
 $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow (bH^+)t \rightarrow (bcb) t$ 過程
のシグニフィカンスが倍以上になる。
- ❑ $H^\pm$ とAの崩壊パターンを見ることで
5種類のタイプを区別できる。

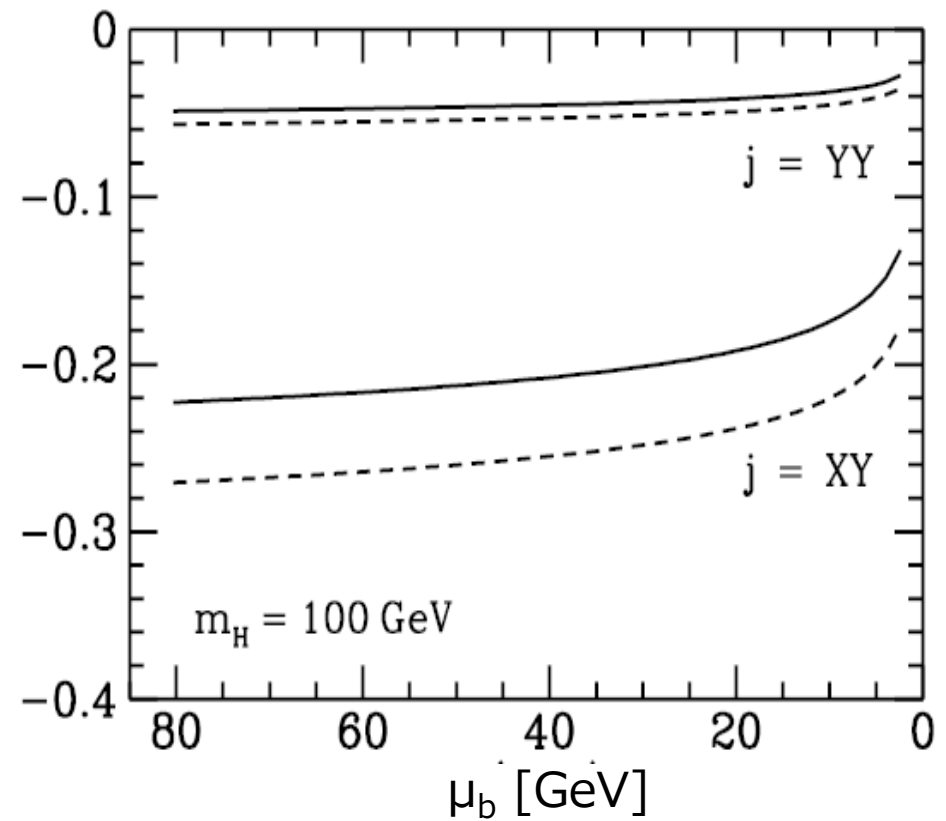
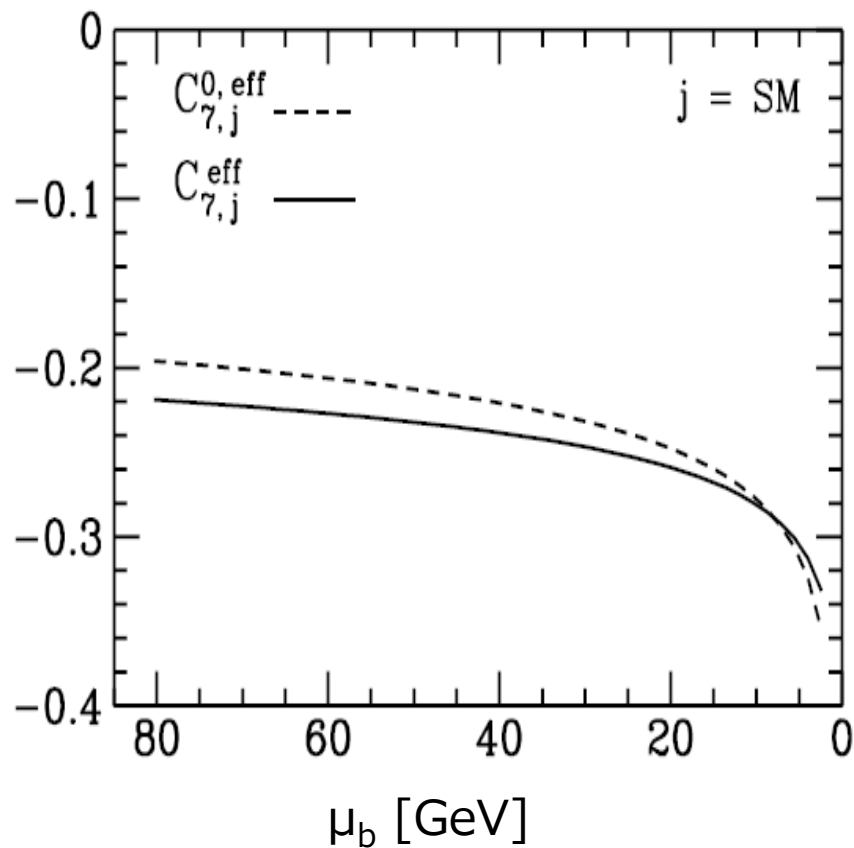


軽い荷電ヒッグスのシナリオでの モデルの区別

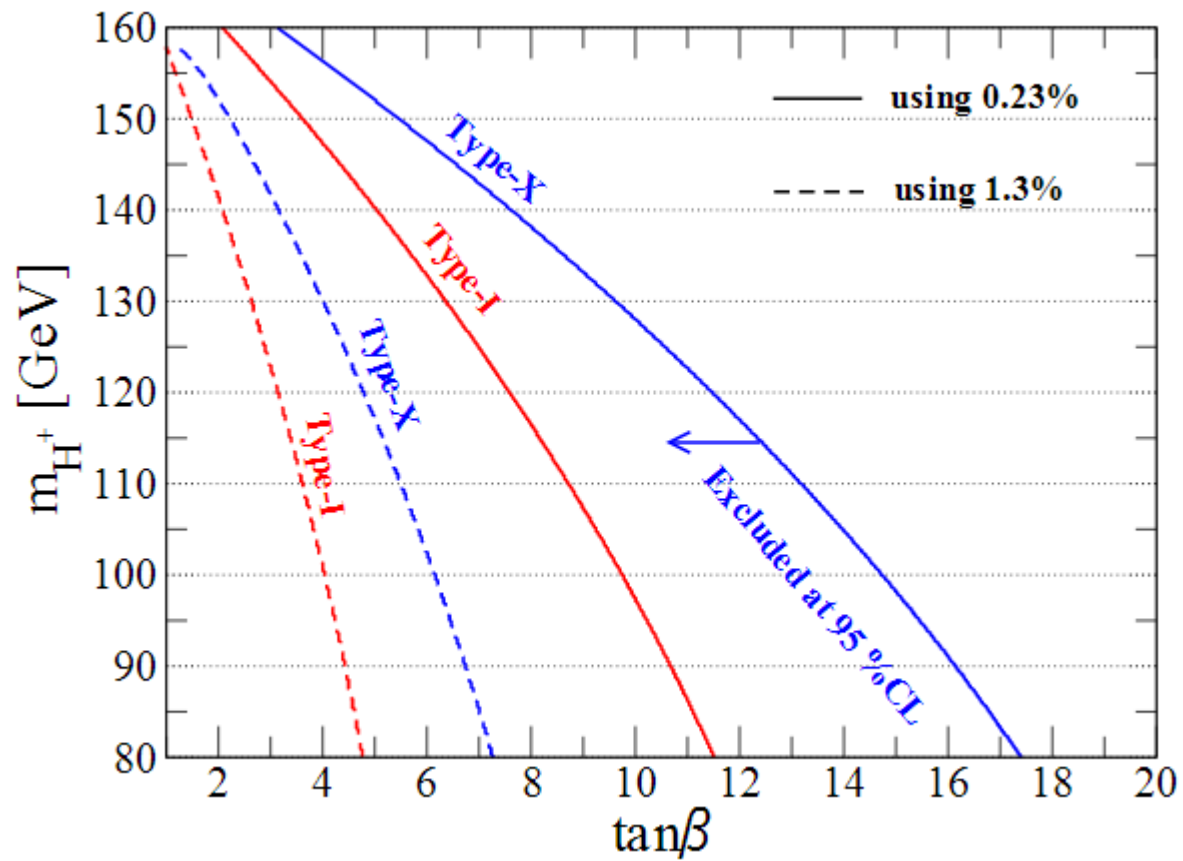


LO $\rightarrow$ NLO

Borzumati, Greub, PRD58, 074004 (1998)



Backup



Higgs potential of 2HDM

- Higgs potential with softly-broken Z_2 symmetry and CP-conservation

$$V = m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 - m_3^2 [\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}] \\ + \frac{1}{2} \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \frac{1}{2} \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.}]$$

- 8 parameters

$$v (=246 \text{ GeV}), m_h (=125 \text{ GeV}), \\ \mathbf{m_H}, \mathbf{m_A}, \mathbf{m_{H^\pm}}, \mathbf{\sin(\beta-\alpha)}, \mathbf{\tan\beta}, \text{ and } \mathbf{M^2} \quad M^2 = m_3^2 / (\sin \beta \cos \beta)$$

- Mass parameters [$\sin(\beta-\alpha) \sim 1$]

$$m_h^2 \sim \lambda v^2, m_\phi^2 \sim M^2 + \lambda' v^2$$

$$\Phi = H^\pm, A, H$$

Higgs potential of 3HDM

▣ Higgs potential with softly-broken Z_2 symmetries

	Φ_1	Φ_2	Φ_3
(Z_2, Z_2')	$(+, +)$	$(-, +)$	$(+, -)$

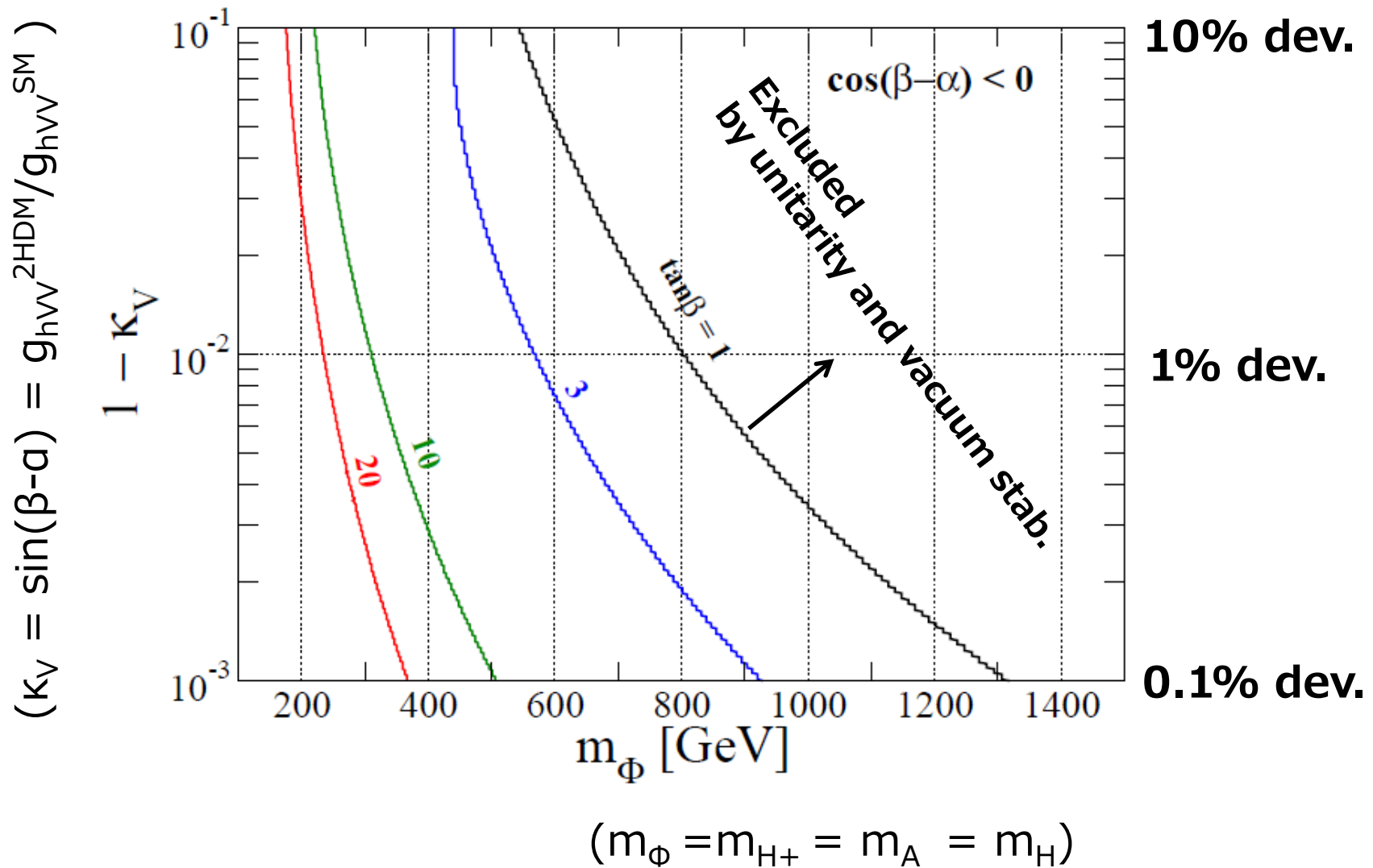
$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3) = & \sum_{i=1}^3 \mu_i^2 \Phi_i^\dagger \Phi_i - (\mu_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \mu_{13}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_3 + \mu_{23}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_3 + \text{h.c.}) \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \lambda_i (\Phi_i^\dagger \Phi_i)^2 + \rho_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \rho_2 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} [\rho_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.}] \\
 & + \sigma_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_3^\dagger \Phi_3) + \sigma_2 |\Phi_1^\dagger \Phi_3|^2 + \frac{1}{2} [\sigma_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_3)^2 + \text{h.c.}] \\
 & + \kappa_1 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_3^\dagger \Phi_3) + \kappa_2 |\Phi_2^\dagger \Phi_3|^2 + \frac{1}{2} [\kappa_3 (\Phi_2^\dagger \Phi_3)^2 + \text{h.c.}],
 \end{aligned}$$

$$(\mathcal{M}_C^2)_{11} = -\frac{v^2}{2} [(\rho_2 + \rho_3) c_\gamma^2 + (\kappa_2 + \kappa_3) s_\gamma^2] + \mu_{12}^2 \frac{c_\gamma}{s_\beta c_\beta} + \mu_{23}^2 \frac{s_\gamma}{s_\beta c_\beta},$$

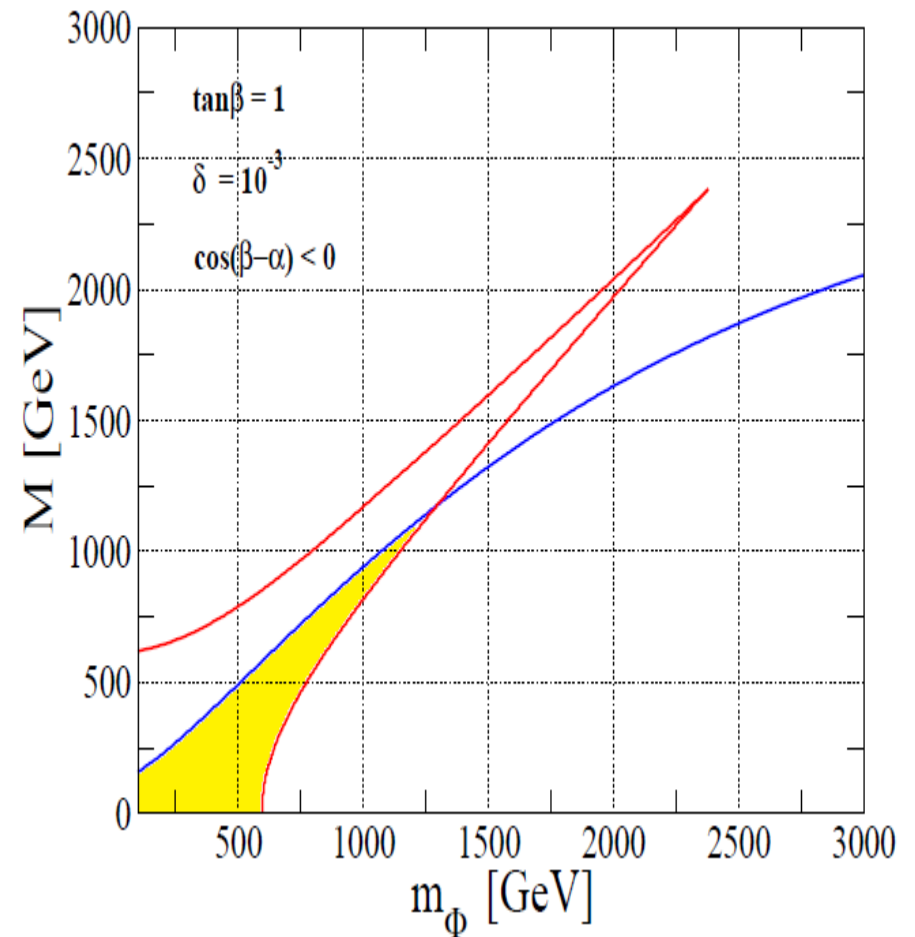
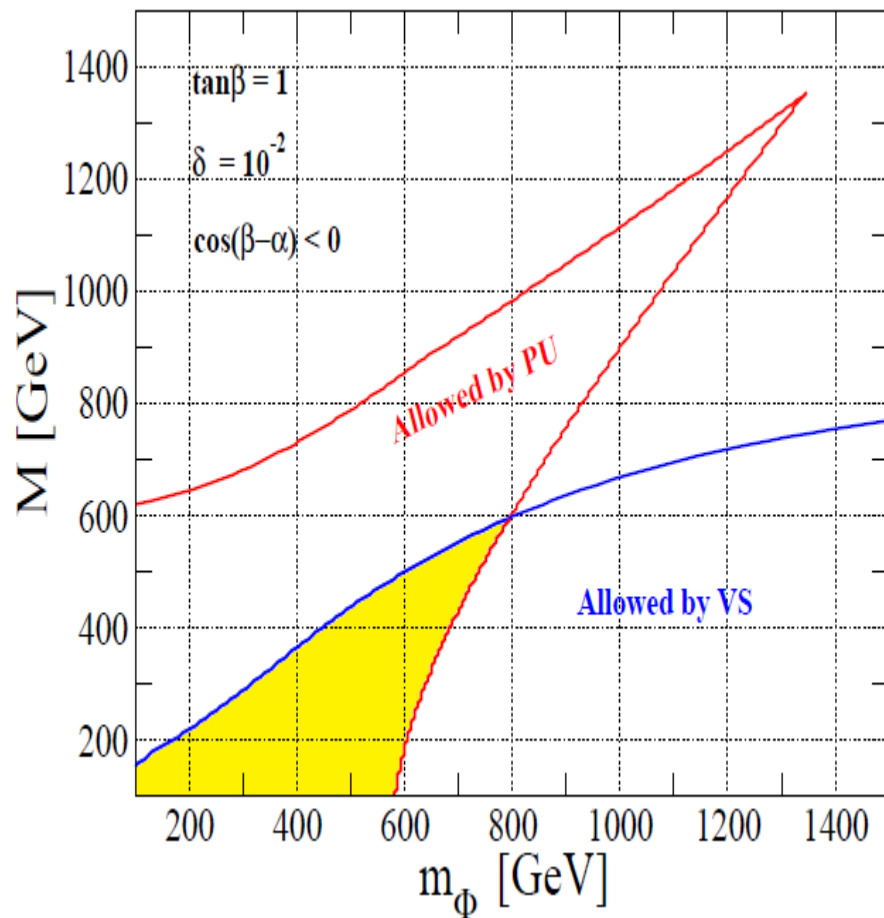
$$\begin{aligned}
 (\mathcal{M}_C^2)_{22} = & -\frac{v^2}{2} [(\rho_2 + \rho_3) s_\beta^2 s_\gamma^2 + (\sigma_2 + \sigma_3) c_\beta^2 + (\kappa_2 + \kappa_3) s_\beta^2 c_\gamma^2] \\
 & + \mu_{12}^2 t_\beta s_\gamma t_\gamma + \frac{\mu_{13}^2}{s_\gamma c_\gamma} + \mu_{23}^2 \frac{t_\beta c_\gamma}{t_\gamma},
 \end{aligned}$$

$$(\mathcal{M}_C^2)_{12} = -\frac{v^2}{4} (\rho_2 + \rho_3 - \kappa_2 - \kappa_3) s_\beta s_{2\gamma} + \mu_{12}^2 \frac{s_\gamma}{c_\beta} - \mu_{23}^2 \frac{c_\gamma}{c_\beta},$$

Upper limit on the 2nd Higgs boson mass



Unitarity & Vacuum stability bounds

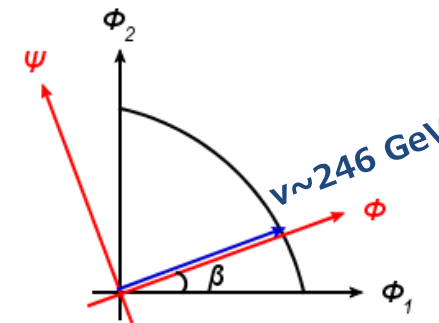


Two Higgs Doublet Model (2HDM)

▣ The Higgs basis

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi \\ \Psi \end{pmatrix}$$

$$\tan \beta = v_2/v_1$$



$$\Phi = \begin{bmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h'_1 + v + iG^0) \end{bmatrix}$$

NG boson
↓
 G^+

$$\Psi = \begin{bmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h'_2 + iA) \end{bmatrix}$$

Charged Higgs
↓
 H^+

CP-even Higgs

CP-odd Higgs

$$\begin{pmatrix} h'_1 \\ h'_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\beta - \alpha) & \sin(\beta - \alpha) \\ -\sin(\beta - \alpha) & \cos(\beta - \alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}$$

SM-like Higgs with 125 GeV