

ヒッグス物理のレビュー

柳生 慶

UNIVERSITY OF
Southampton

University of Southampton

ILC夏の合宿, 2015年7月18-21日,
伊香保温泉 ホテル天坊

目次

□ イントロダクション

- ヒッグス物理の歴史 ~ 導入から発見まで ~
- ヒッグス物理の現状と疑問
- 真のヒッグスセクターの形を決定するには?
(hの物理でどれだけ遊べるか?)

□ 具体例

- ヒッグス 2 重項を 2 個含む模型
- 他の例

□ 輻射補正の研究の重要性

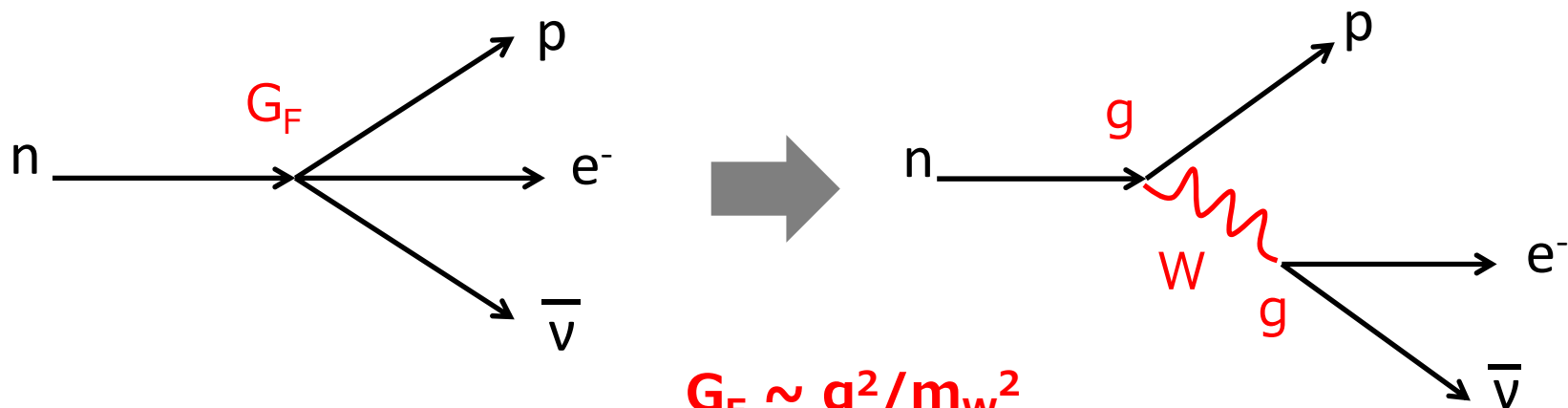
□ まとめ

ヒッグス物理の歴史 ~導入から発見まで~

1933年 ベータ崩壊の理論 (Fermi)

$$\mathcal{L}_{4\text{-Fermi}} = G_F (\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu)$$

G_F : フェルミ定数 $\sim 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$



$$G_F \sim g^2/m_W^2$$

$$m_W = \mathcal{O}(100) \text{ GeV}$$

ゲージ対称性によりゲージ場の質量項は禁止される。

ヒッグス物理の歴史 ~導入から発見まで~

1961年 南部 対称性の自発的破れを導入。

南部-Goldstoneの定理



1964年 Brout(36)-Englert(32)-Higgs(35)機構



1967年 Glashow, Weinberg, Salam, 電弱対称性の自発的破れ

1971年 't Hooft, Veltman 電弱理論のくりこみ可能性を証明



1973年 中性カレントの発見

1983年 W, Z ボソンの発見



2012年 ヒッグスボソンの発見

2013年 LHC Run-I (7-8 TeV) 終了。Englert(81), Higgs(84) ノーベル賞

現在 LHC Run-II (13 TeV)が稼働中

ヒッグス物理の歴史 ~導入から発見まで~

1961年 南部 対称性の自発的破れを導入。

南部-Goldstoneの定理



1964年 Brout(36)-Englert(32)-Higgs(35)機構



1967年 Glashow, Weinberg, Salam, 電弱対称性の自発的破れ

1971年 't Hooft, Veltman 電弱理論のくりこみ可能性を証明



1973年 中性カレントの発見

標準模型の完成

1983年 W, Z ボソンの発見



2012年 ヒッグスボソンの発見

2013年 LHC Run-I (7-8 TeV) 終了。Englert(81), Higgs(84) ノーベル賞

現在 LHC Run-II (13 TeV)が稼働中

標準模型のヒッグスセクター

電弱対称性の自発的破れ: $SU(2)_I \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ を引き起こす **最小形**

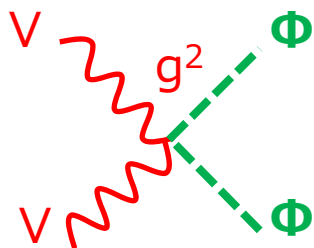
= **アイソスピン2重項 ($Y=1/2$) の複素スカラー場 1個で構成される**

$$Q = T_3 + Y$$

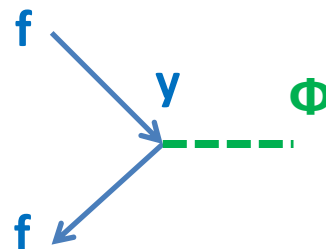
$$\Phi = \begin{bmatrix} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + v + iz) \end{bmatrix} \begin{matrix} \longrightarrow W_L^+ \\ \longrightarrow Z_L \end{matrix} \quad \text{1個のスピン0の中性粒子が残る。}$$

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

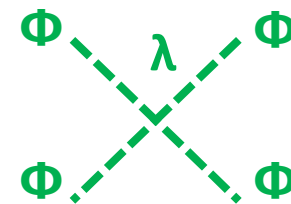
ゲージ相互作用



湯川相互作用



自己相互作用



標準模型のヒッグスセクター

電弱対称性の自発的破れ: $SU(2)_I \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ を引き起こす **最小形**

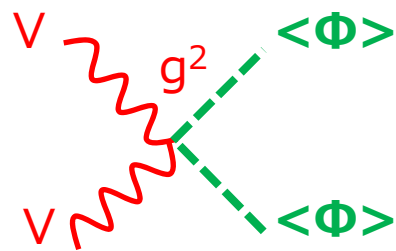
= **アイソスピン2重項 ($Y=1/2$) の複素スカラー場 1個で構成される**

$$Q = T_3 + Y$$

$$\Phi = \begin{bmatrix} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + v + iz) \end{bmatrix} \begin{matrix} \longrightarrow W_L^+ \\ \longrightarrow Z_L \end{matrix} \quad \text{1個のスピン0の中性粒子が残る。}$$

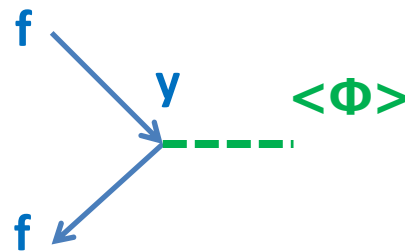
質量 = $v \times$ 結合定数 \Leftrightarrow 結合定数 = $(1/v) \times$ 質量

ゲージ相互作用



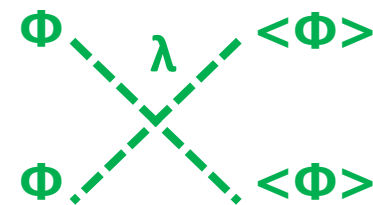
$$(m_V)^2 \sim (g v)^2$$

湯川相互作用



$$m_f \sim y v$$

自己相互作用



$$(m_h)^2 \sim (\sqrt{\lambda} v)^2$$

標準模型のヒッグスセクター

電弱対称性の自発的破れ: $SU(2)_1$

= アイソスピン2重項 ($Y=1$)

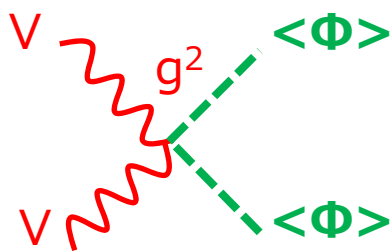
$$Q = T_3 + Y$$

$$\Phi = \begin{bmatrix} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + v + iz) \end{bmatrix}$$

$$\mathcal{L}_{SM} = |D_\mu \Phi|^2 - y \bar{f} f$$

Coupling to Higgs

ゲージ相互作用

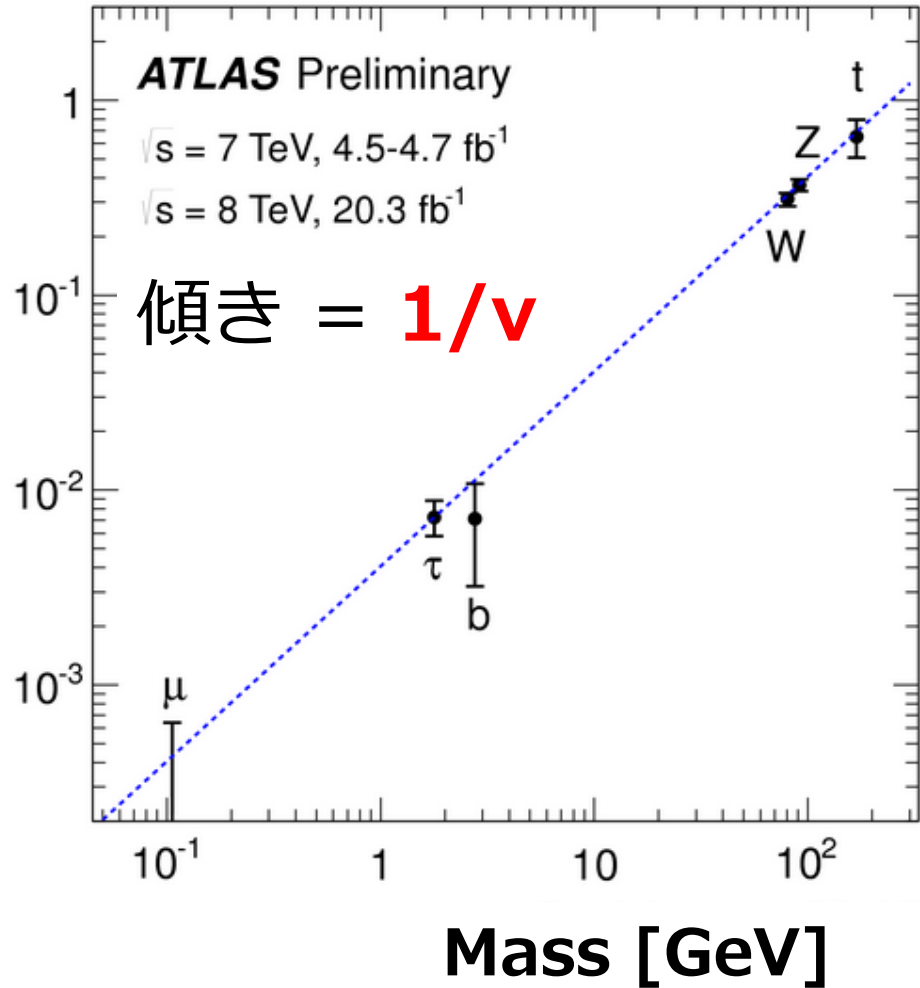


$$(m_V)^2 \sim (g v)^2$$

湯川



$$m_f \sim y v$$



$$(m_h)^2 \sim (\sqrt{\lambda} v)^2$$

ヒッグス物理の歴史 ~導入から発見まで~

1961年 南部 対称性の自発的破れを導入。

南部-Goldstoneの定理



1964年 Brout(36)-Englert(32)-Higgs(35)機構



1967年 Glashow, Weinberg, Salam, 電弱対称性の自発的破れ

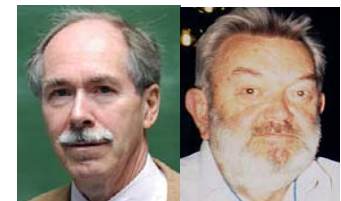
1971年 't Hooft, Veltman 電弱理論のくりこみ可能性を証明



1973年 中性カレントの発見

標準模型の完成

1983年 W, Z ボソンの発見



2012年 ヒッグスボソンの発見

2013年 LHC Run-I (7-8 TeV) 終了。Englert(81), Higgs(84) ノーベル賞

現在 LHC Run-II (13 TeV)が稼働中

ヒッグス物理の歴史 ~導入から発見まで~

1961年 南部 対称性の自発的破れを導入。

南部-Goldstoneの定理



1964年 Brout(36)-Englert(32)-Higgs(35)機構



1967年 Glashow, Weinberg, Salam, 電弱対称性の自発的破れ

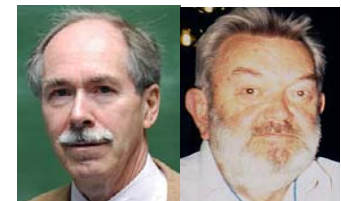
1971年 't Hooft, Veltman 電弱理論のくりこみ可能性を証明



1973年 中性カレントの発見

標準模型の完成

1983年 W, Z ボソンの発見



2012年 ヒッグスボソンの発見

2013年 **LHC Run-I (7-8 TeV) 終了。** Englert(81), Higgs(84) ノーベル賞

現在 LHC Run-II (13 TeV)が稼働中

LHC Run-I が教えてくれたこと

1. CP偶、スピン0の新粒子があった。
2. 質量は約125 GeV。
3. ZZ^* , $\gamma\gamma$, WW^* , $\tau^+\tau^-$ チャンネルから検出された。

LHC Run-I が教えてくれたこと

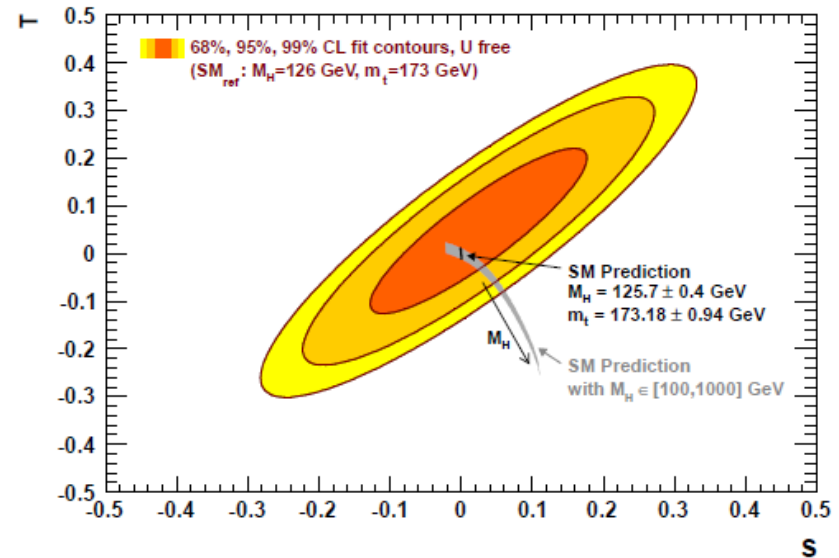
1. CP偶、スピン0の新粒子があった。→ 少なくとも4自由度必要
2. 質量は約125 GeV。
3. ZZ^* , $\gamma\gamma$, WW^* , $\tau^+\tau^-$ チャンネルから検出された。

$$\Phi = \left[\begin{array}{c} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h) + v + i(z) \end{array} \right] \begin{array}{l} \longrightarrow W_L^+ \\ \longrightarrow Z_L \end{array}$$

LHC Run-I が教えてくれたこと

1. CP偶、スピン0の新粒子があった。→ **少なくとも4自由度必要**
2. 質量は約125 GeV。→ **精密測定と無矛盾**
3. ZZ*, $\gamma\gamma$, WW*, $\tau^+\tau^-$ チャンネルから検出された。

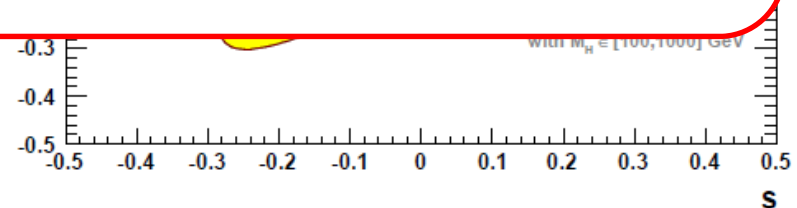
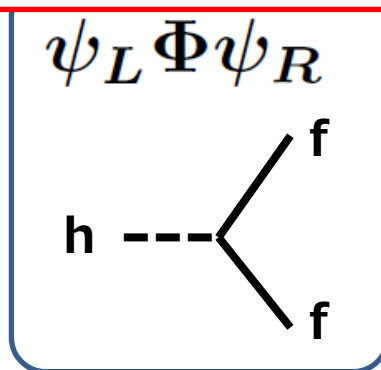
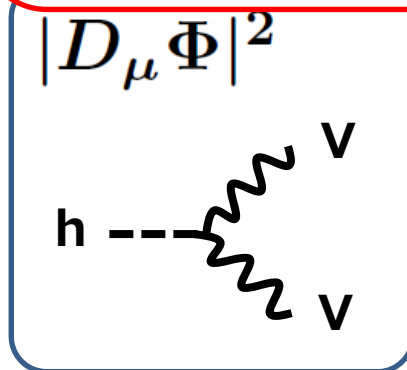
$$\Phi = \left[\begin{array}{c} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h) + v + i(z) \end{array} \right] \rightarrow \begin{array}{l} W_L^+ \\ Z_L \end{array}$$



LHC Run-I が教えてくれたこと

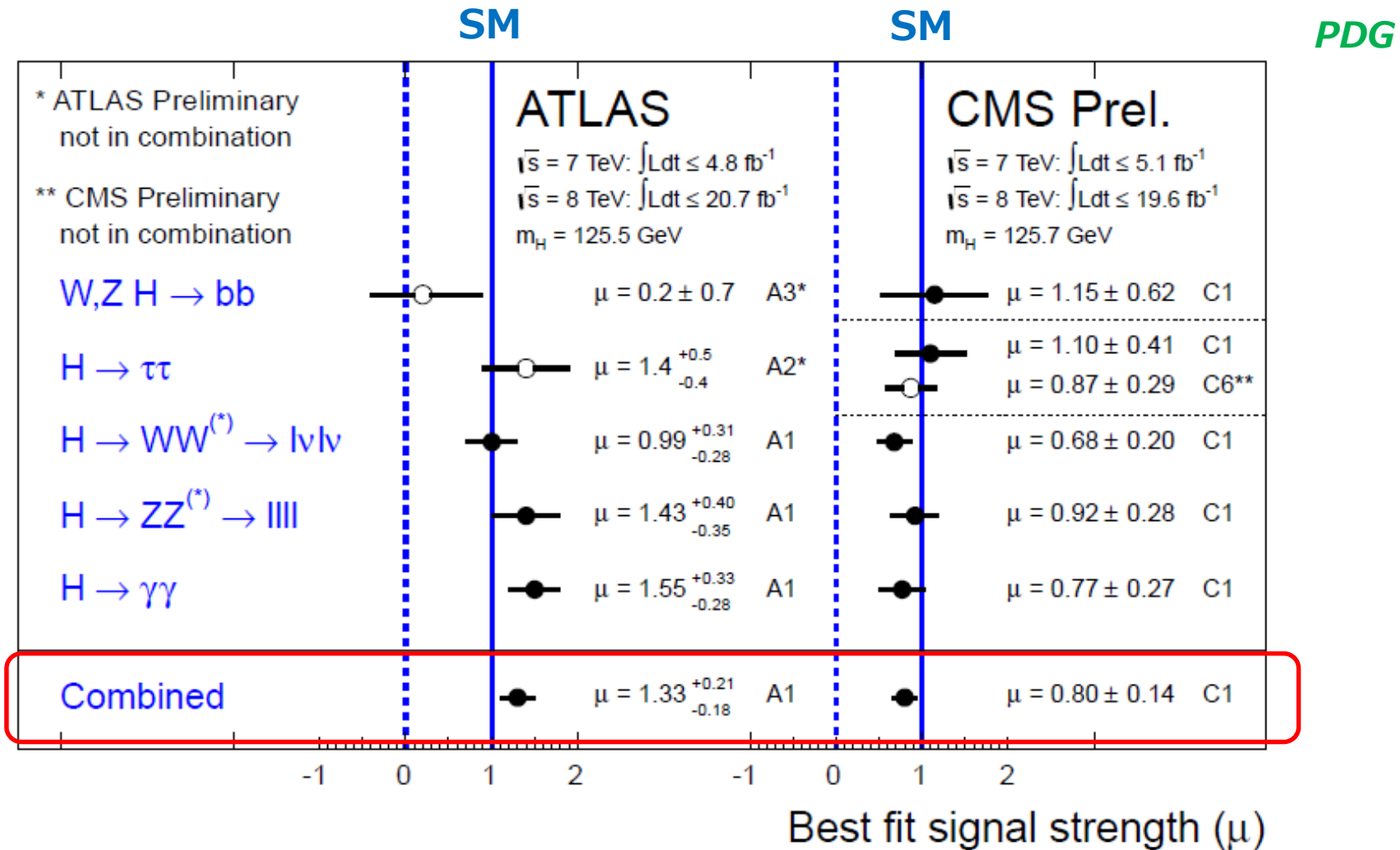
1. CP偶、スピン0の新粒子があった。→ 少なくとも4自由度必要
2. 質量は約125 GeV。→ 精密測定と無矛盾
3. ZZ^* , $\gamma\gamma$, WW^* , $\tau^+\tau^-$ チャンネルから検出された。→ hff/hVV 結合

□ 少なくともアイソスピン2重項1個は
あったといってよさそう。

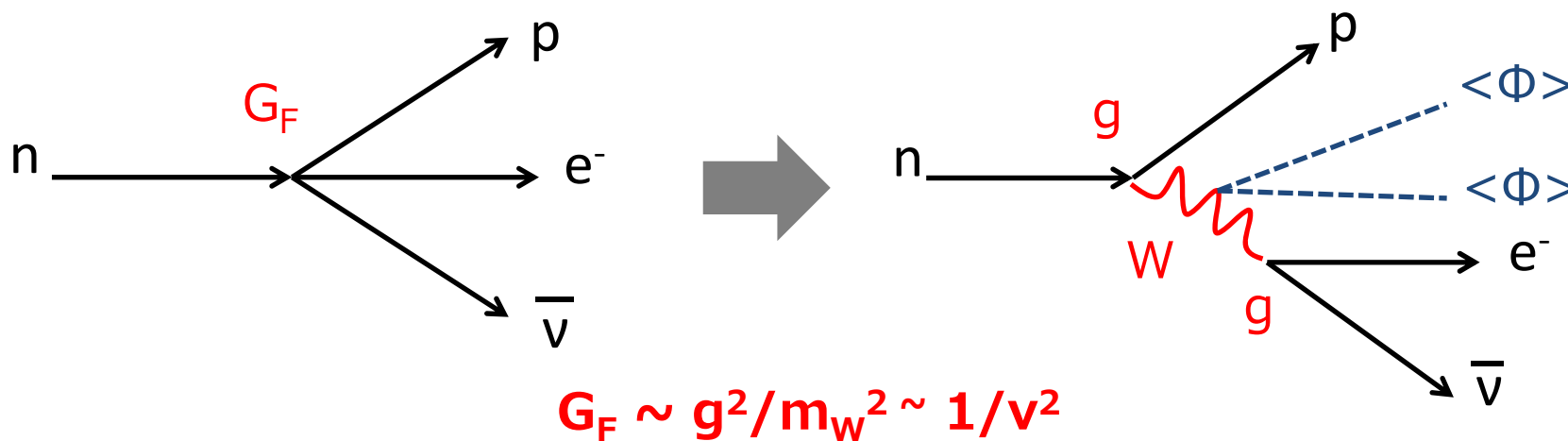


信号強度

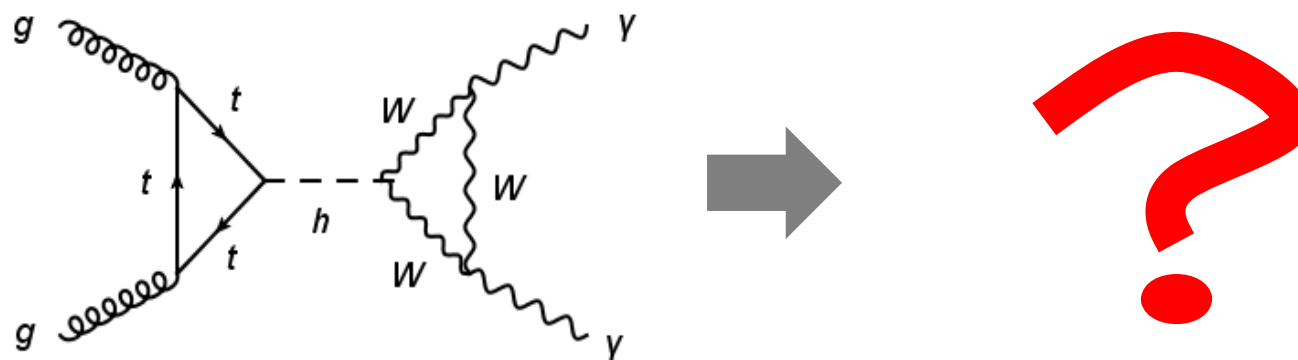
$$\mu = (\sigma \times \text{BR})_{\text{obs}} / (\sigma \times \text{BR})_{\text{SM}}$$



歴史は繰り返す？



β崩壊の物理は、自発的に破れたゲージ理論を導いた。



ヒッグス物理も新しいパラダイムへの入口になっているのでは？

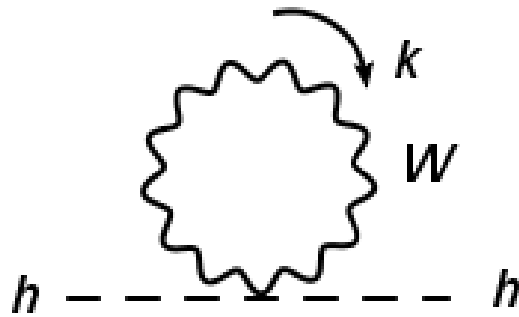
ヒッグス物理に残された疑問

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

ヒッグス物理に残された疑問

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

そもそも"素"スカラー場を導入してもよいのか？



$$\sim g^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_W^2} \sim g^2 \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$$

Λ : 標準模型の適用限界スケール

$$(m_h^2)_{\text{obs}} = (m_h^2)_{\text{tree}} + \delta m_h^2 + \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$$

$\Lambda = 1 \text{ TeV} \rightarrow 100\%$ の補正

$$= (125 \text{ GeV})^2$$

$$= 0$$

$\Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \rightarrow 10^{28} \%$ の補正

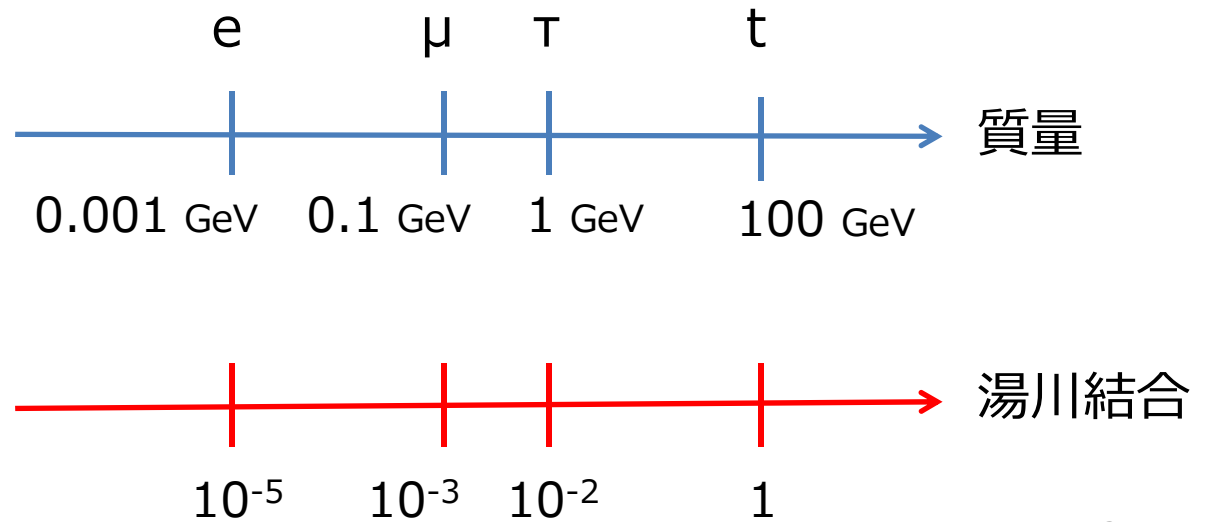
ヒッグス物理に残された疑問

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = |D_\mu \Phi|^2 - \underbrace{y \bar{\psi}_L \Phi \psi_R}_{\text{クォーク・レプトン質量項}} - (-\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4)$$

そもそも"素"スカラー場を導入してもよいのか？

なぜヒッグスはフェルミオンを区別できるのか？

$$y_f = m_f / v$$



ヒッグス物理に残された疑問

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

そもそも"素"スカラー場を導入してもよいのか？

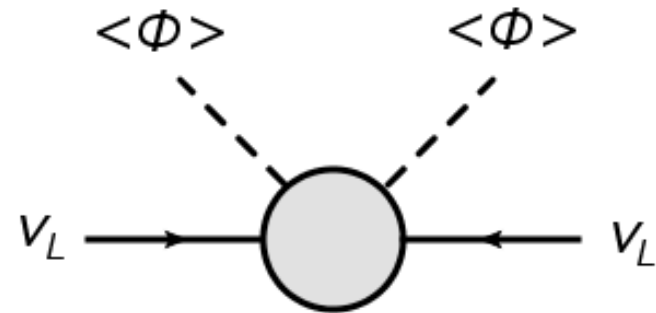
なぜヒッグスはフェルミオンを区別できるのか？

ニュートリノ質量の起源は何か？

Weinberg (1980)

$$\mathcal{L}^{5D} = \frac{c}{\Lambda} \overline{L}_L^c L_L \Phi \Phi$$

➔ $m_\nu = \frac{c}{\Lambda} v^2 \simeq 0.1 \text{ eV}$



$$C = O(1) \rightarrow \Lambda = 10^{14} \text{ GeV}$$

$$C = O(10^{-11}) \rightarrow \Lambda = 1 \text{ TeV}$$

ヒッグス物理に残された疑問

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

そもそも"素"スカラー場を導入してもよいのか？

なぜヒッグスはフェルミオンを区別できるのか？

ニュートリノ質量の起源は何か？

負の質量項はどこからやってきたのか？

ヒッグス物理に残された疑問

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

そもそも"素"スカラー場を導入してもよいのか？

なぜヒッグスはフェルミオンを区別できるのか？

ニュートリノ質量の起源は何か？

負の質量項はどこからやってきたのか？

ヒッグスセクターの真の形は何か？最小形を選ぶ理由はどこにもない。

ヒッグス物理に残された疑問

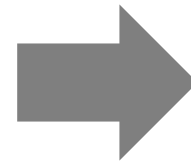
$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = |D_\mu \Phi|^2 - y \overline{\psi}_L \Phi \psi_R - (-\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4)$$

そもそも“素”スカラー場を導入してもよいのか？

なぜヒッグスはフェルミオンを区別できるのか？

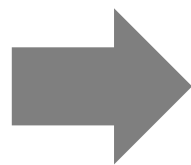
ニュートリノ質量の起源は何か？

負の質量項はどこからやってきたのか？



新物理模型

ヒッグスセクターの真の形は何か？最小形を選ぶ理由はどこにもない。



拡張ヒッグスセクター

ヒッグス物理は新物理の窓

標準模型を超える新物理模型

B-L模型

MSSM

タイプIIシーソー模型

輻射シーソー模型

CPの破れ

レフトライト模型

1 重項ヒッグス場

2 重項ヒッグス場

3 重項ヒッグス場

+ 2 重項ヒッグス \ni h(125)

拡張ヒッグスセクター

ヒッグス物理は新物理の窓

標準模型を超える新物理模型

B-L模型

MSSM

タイプIIシーソー模型

輻射シーソー模型

CPの破れ

レフトライト模型

1重項ヒッグス場

2重項ヒッグス場

3重項ヒッグス場

+ 2重項ヒッグス \ni **h(125)**

拡張ヒッグスセクター

ボトムアップアプローチ

拡張ヒッグスセクター

様々な可能性

- 既存実験からの制限
 - 電弱精密実験
 - フレーバー実験
 - LHC実験
- 理論的な制限
 - ユニタリティ
 - 真空安定性
 - トリビアリティ

生き残ったモデル

加速器実験での検証

電弱ローパラメータ

$$\rho_{\text{tree}} = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_j v_j^2 [T_j(T_j+1) - Y_j^2]}{\sum_i 2Y_i^2 v_i^2}$$

$$\rho_{\text{exp}} = 1.0004 \begin{matrix} +0.0003 \\ -0.0004 \end{matrix}$$

T:アイソスピン、Y:ハイパー荷、v:真空期待値

$\rho_{\text{tree}} = 1$ を満たす方法

1. TとYの間に以下の関係が成立

$$T(T+1) = 3Y^2$$

2. 真空期待値のアライメント

Ex. (T=1, Y=1) + (T=1, Y=0)

Georgi, Machacek (1985); Chanowitz, Golden (1985)

| T | Y |
|------|------|
| 0 | 0 |
| 1/2 | 1/2 |
| 3 | 2 |
| 25/2 | 15/2 |

摂動ユニタリティから8(9)重項の複素(実)多重項は排除される。

Hally, Logan, Pilkington, PRD85 (2012)

2重項 + 1か2を満たす多重項 + それ以外の多重項 (小さなVEV)

フレーバーを変える中性カレント(FCNC)

2重項場を複数個含むヒッグスセクターはFCNCをツリーレベルで出す。

$$\mathcal{L} = \bar{L}_L (Y_e^1 \Phi_1 + Y_e^2 \Phi_2) e_R$$

➡ $M_e = Y_e^1 v_1 + Y_e^2 v_2$ 質量行列

➡ $C_e = Y_e^1 \langle h_1 | h \rangle + Y_e^2 \langle h_2 | h \rangle$ 相互作用行列

$$(C_e)_{ij} e_i e_j h$$

一般には

$$M_e \not\propto C_e$$



FCNC!

フレーバーを変える中性カレント(FCNC)

[解決法] 一個の2重項場のみがフェルミオンと結合していればよい。

$$\mathcal{L} = \bar{L}_L (Y_e^1 \Phi_1 + Y_e^2 \Phi_2) e_R$$

➡ $M_e = Y_e^1 v_1 + Y_e^2 v_2$ 質量行列

➡ $C_e = Y_e^1 \langle h_1 | h \rangle + Y_e^2 \langle h_2 | h \rangle$ 相互作用行列

$$(C_e)_{ij} e_i e_j h$$

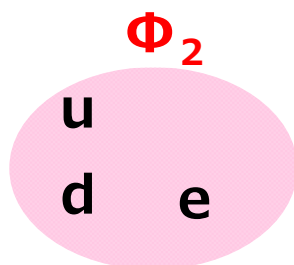
➡ $M_e \propto C_e$

➡ 同時対角化可能！

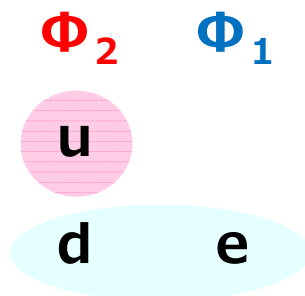
4つの類型 (2HDMの場合)

各々のフェルミオン (アップ、ダウン、荷電レプトン) に1個だけの2重項が結合するという状況下で、4通りのタイプがある。

Type-I

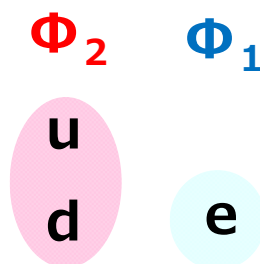


Type-II (MSSM)

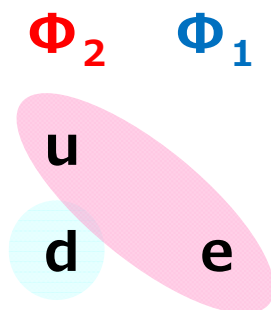


Barger, Hewett, Phillips, PRD41 (1990)
Grossman, NPB426 (1994).

Type-X
(Leptophilic)



Type-Y
(Flipped)



理論的制限 (S行列のユニタリー性)

S行列ユニタリティ: $S^\dagger S = S S^\dagger = 1$

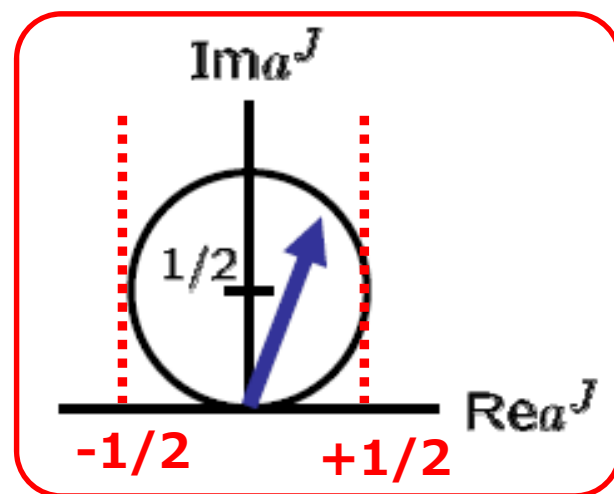
➡ $\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{s} \text{Im } \mathcal{M}(\theta = 0)$

部分波展開:

$$\mathcal{M} = 16\pi \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) P_J(\cos\theta) a_J$$

2体 → 2体弾性散乱に対して

$$\text{Re}(a_J^{2 \rightarrow 2})^2 + [\text{Im}(a_J^{2 \rightarrow 2}) - 1/2]^2 = (1/2)^2$$

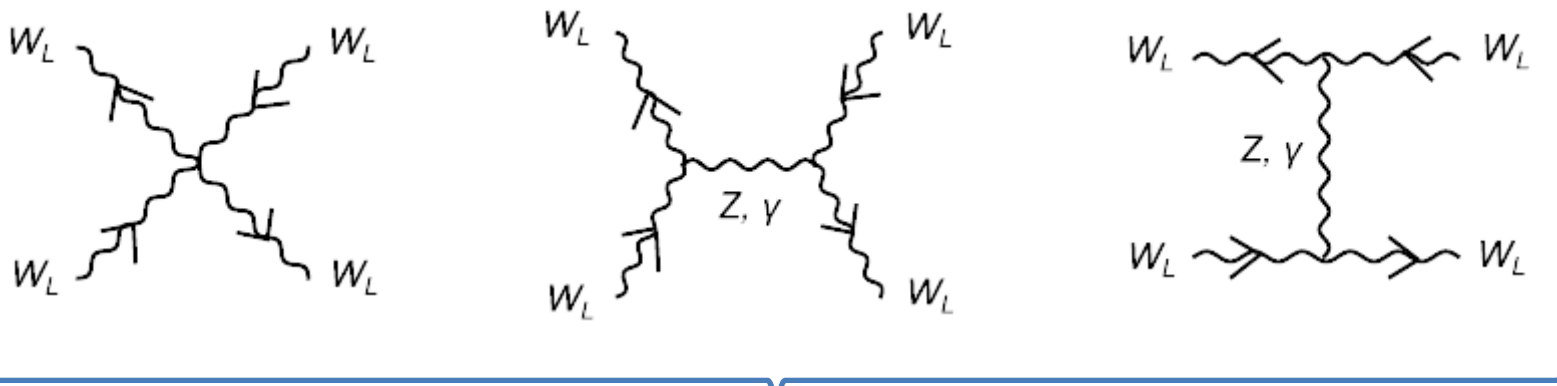


$$|\text{Re}(a_J^{2 \rightarrow 2})| < 1/2$$

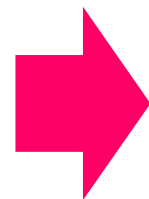
S波 (J=0) 振幅を考える。

$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ 散乱 (SM)

Lee, Quigg, Thacker (1977)



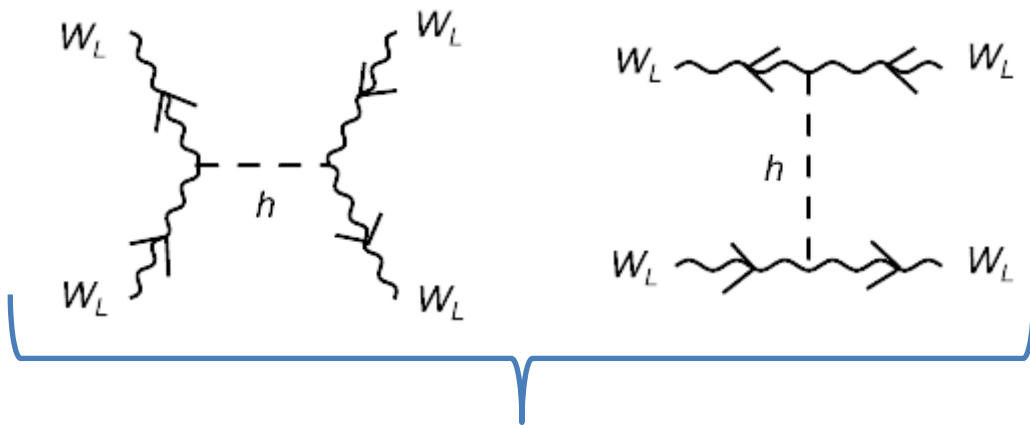
$$a_0 \sim \cancel{a} E^2 + O(E^0)$$



$$a_0 \sim \frac{m_h^2}{8\pi v^2} \left(= \frac{\lambda}{4\pi} \right) + O(g^2)$$

$|a_0| < 1/2$ より、

$$m_h < 870 \text{ GeV}$$

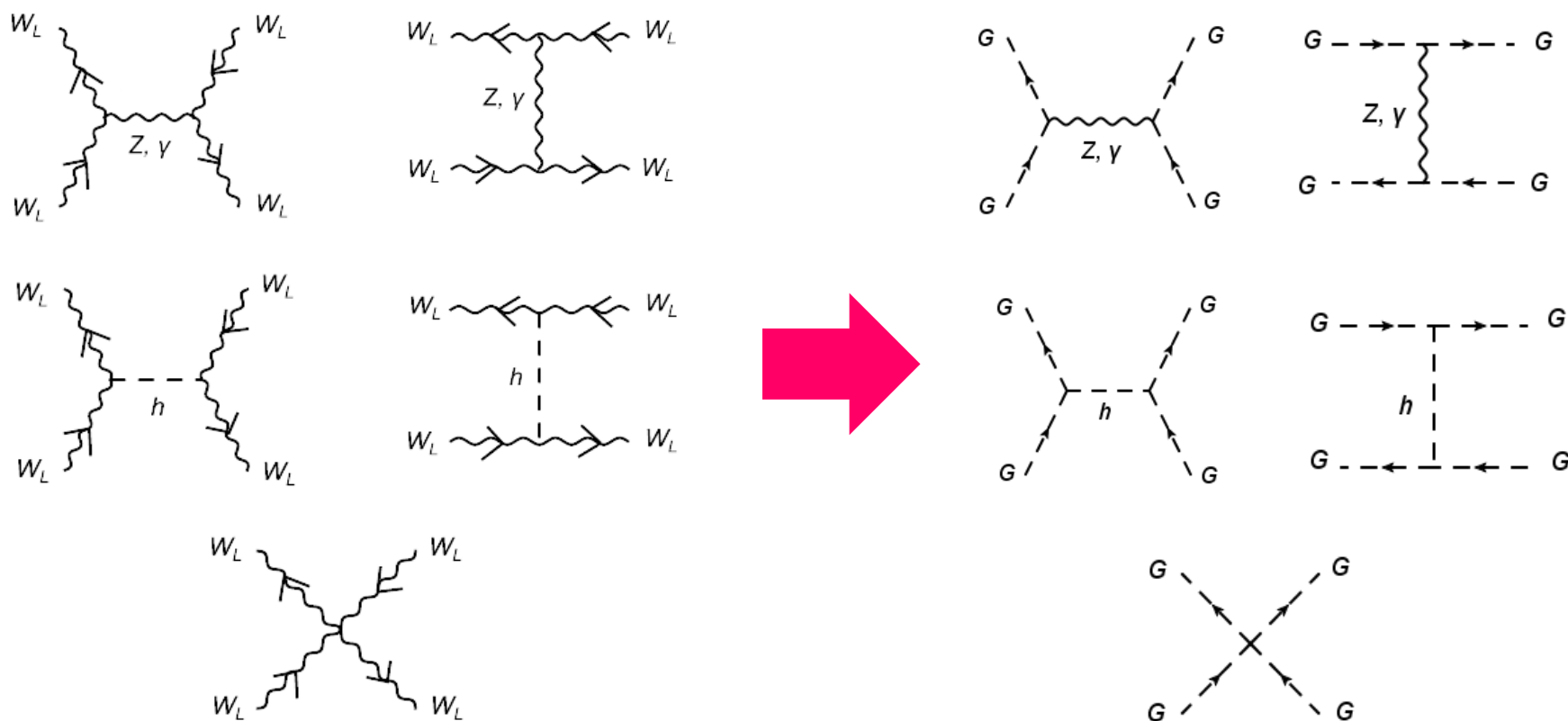


$$a_0 \sim \cancel{-a} E^2 + O(E^0)$$

等価定理

Cornwall, Levin, Tiktopoulos (1974)

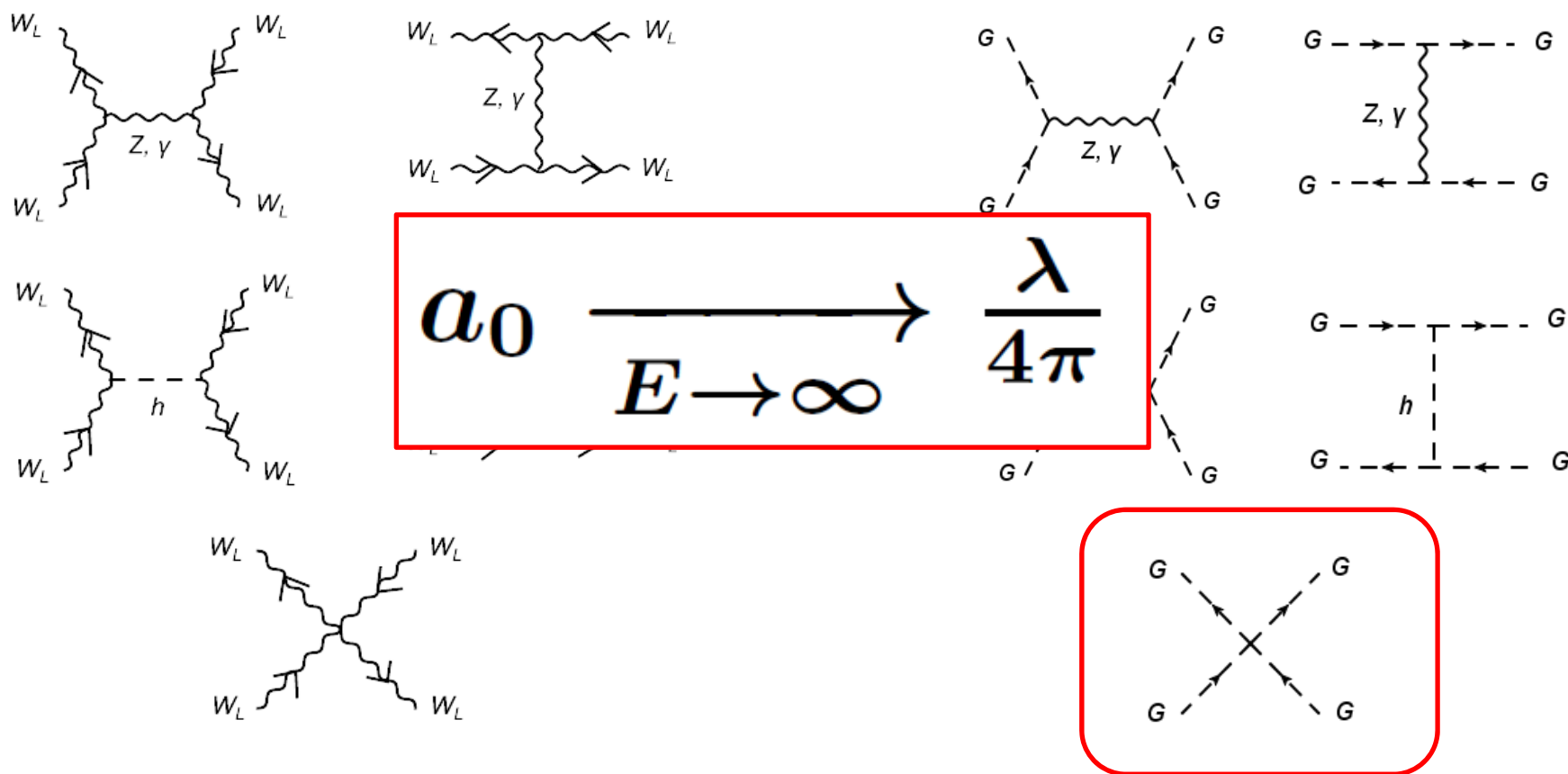
高エネルギー $E \gg m_W$ では、 W_L^\pm, Z, γ を G^\pm, G^0 に置き換えることができる。



等価定理

Cornwall, Levin, Tiktopoulos (1974)

高エネルギー極限では、 W_L^\pm, Z_L^0 を G^\pm, G^0 に置き換えることができる。



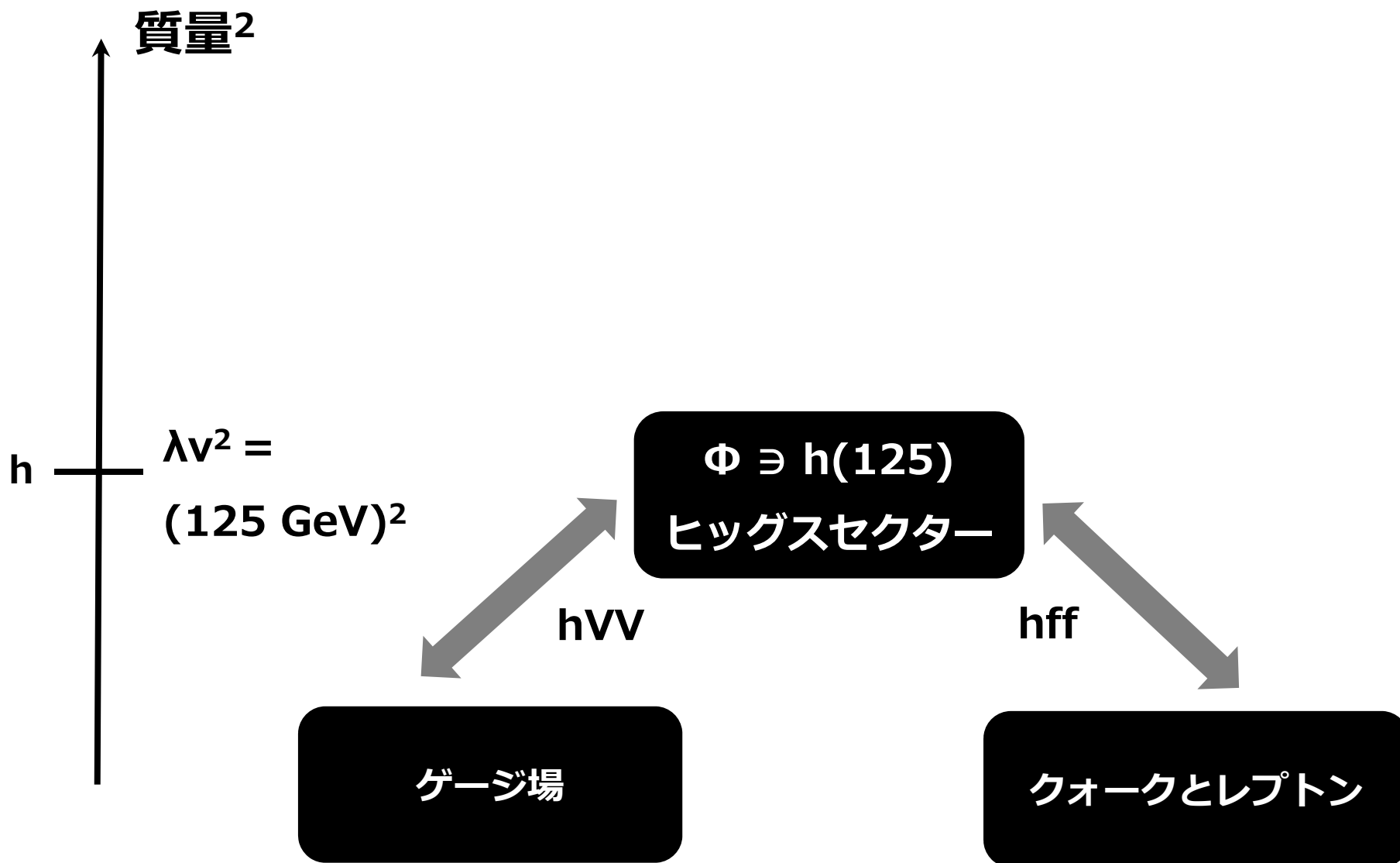
等価定理

Cornwall, Levin, Tiktopoulos (1974)

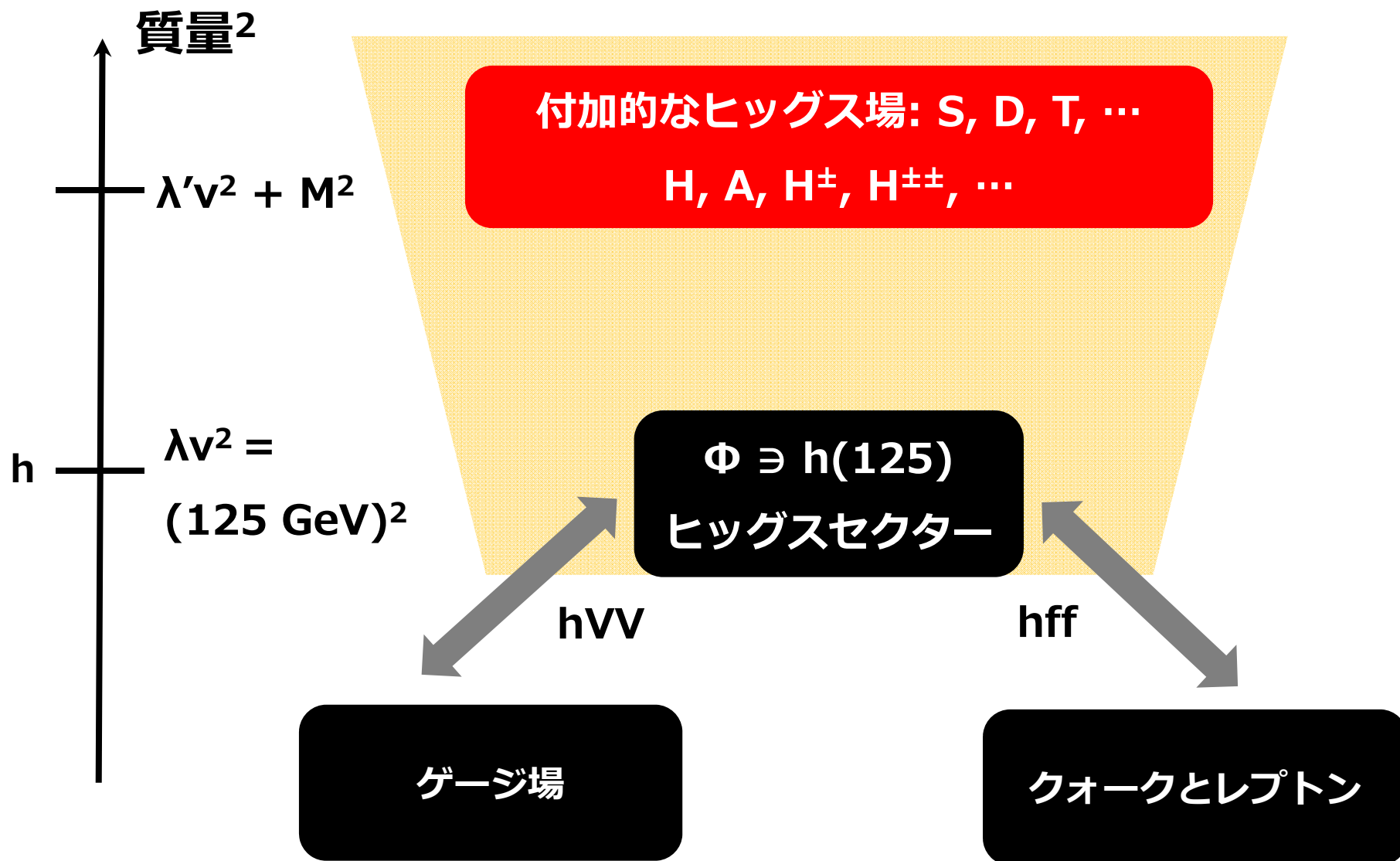
高エネルギー極限では、 W_L^\pm, Z_L^0 を G^\pm, G^0 に置き換えることができる。

- $W_L W_L$ 散乱以外にも、 $Z_L Z_L, hh, Z_L h$ チャンネル等がある（S波振幅行列）。対角化でより強い制限。
- 拡張ヒッグスセクターでは、付加的なヒッグスボソンの4点も出てくる。
 - 様々な λ の線形結合に制限を与える。
 - 様々な物理パラメータへの制限に変換可能。

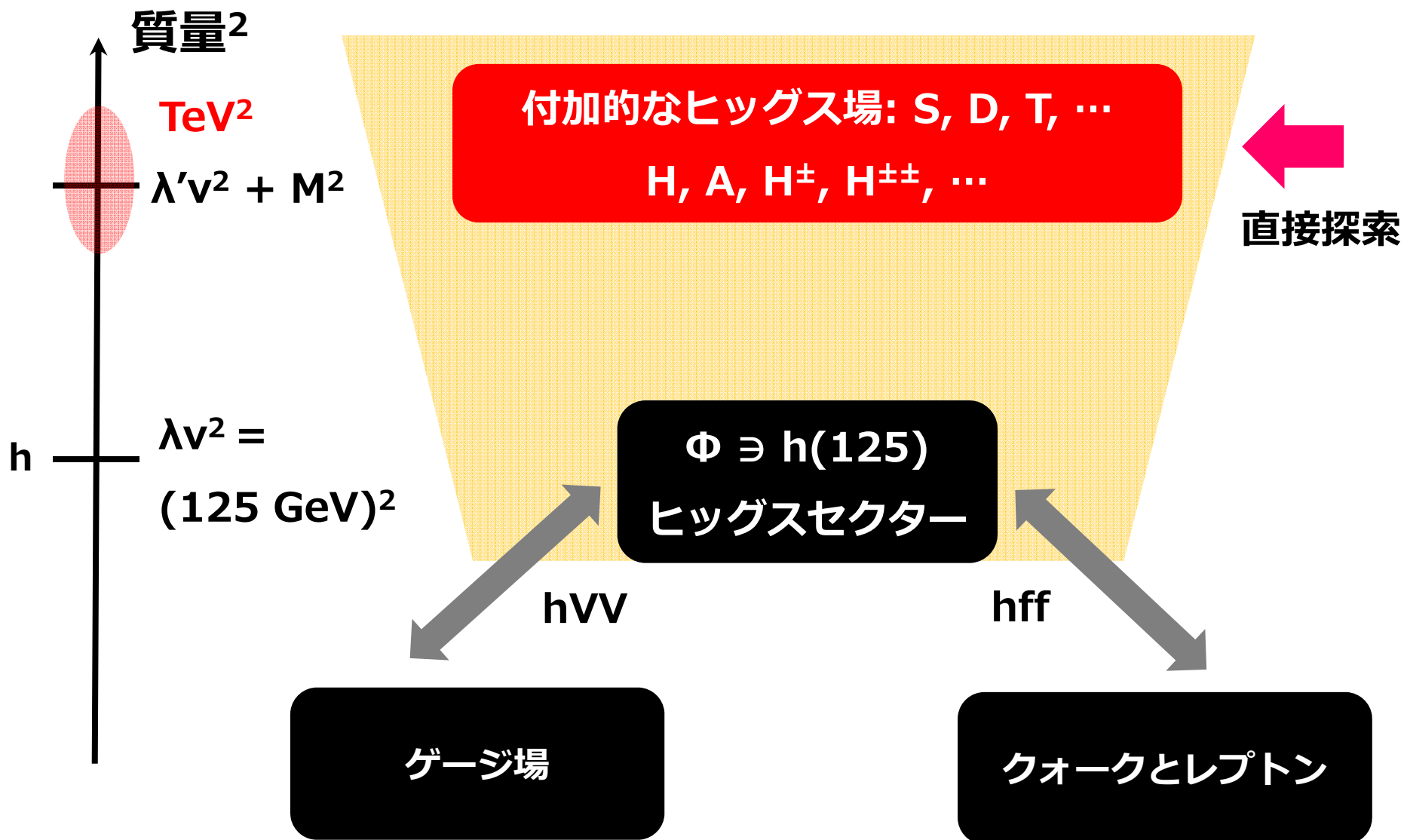
どうやってヒッグスの形を決定するのか？



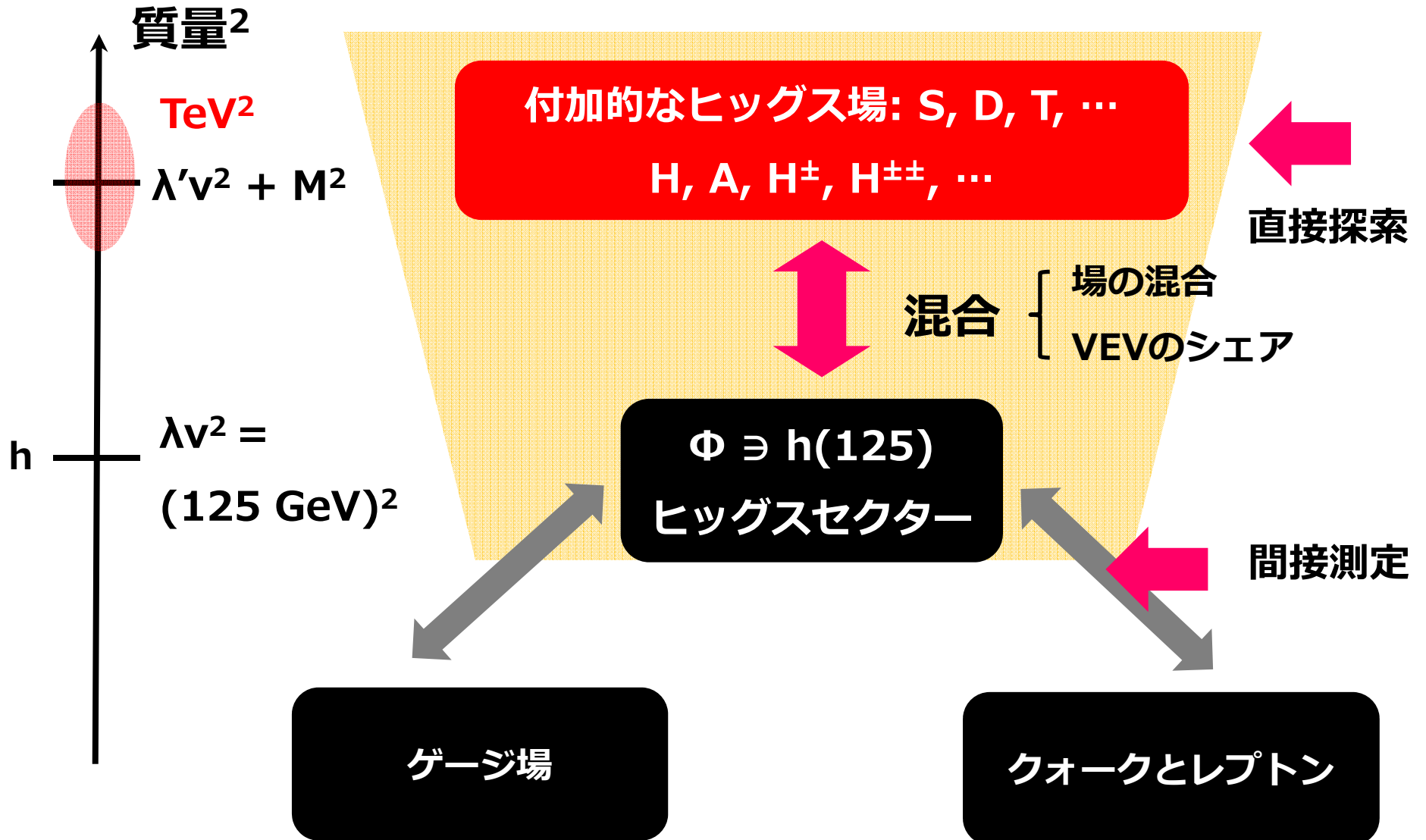
どうやってヒッグスの形を決定するのか？



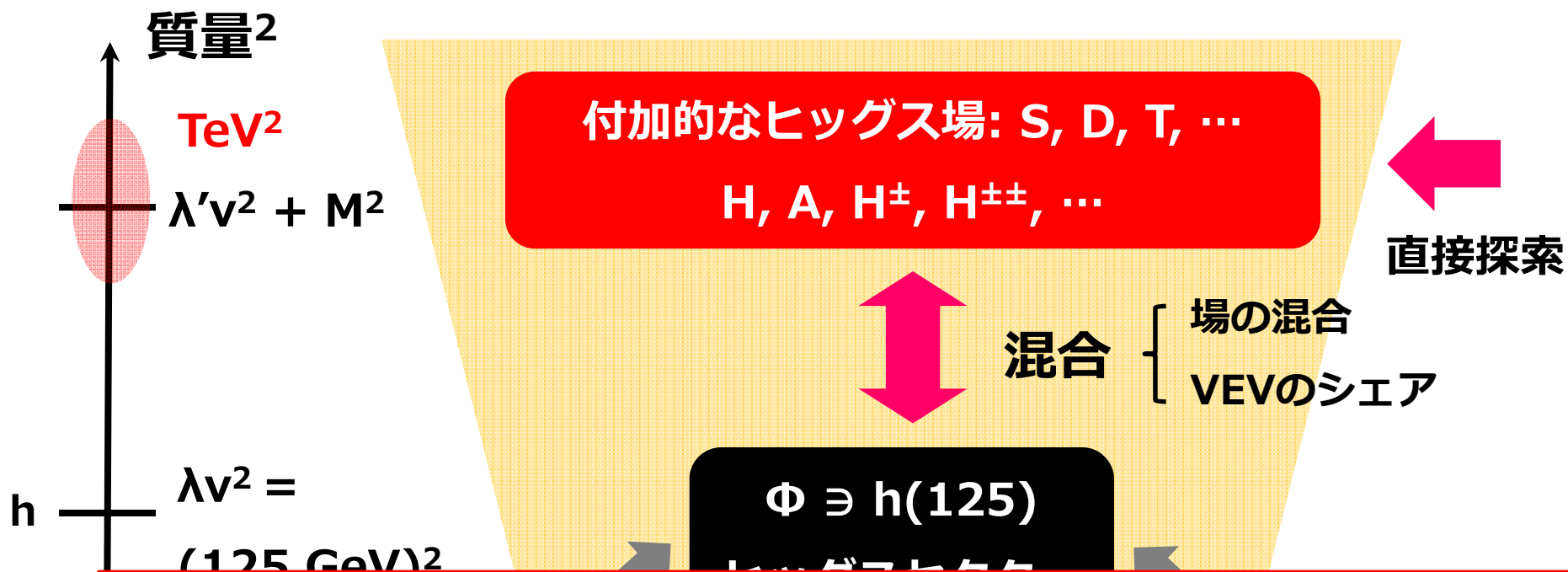
どうやってヒッグスの形を決定するのか？



どうやってヒッグスの形を決定するのか？

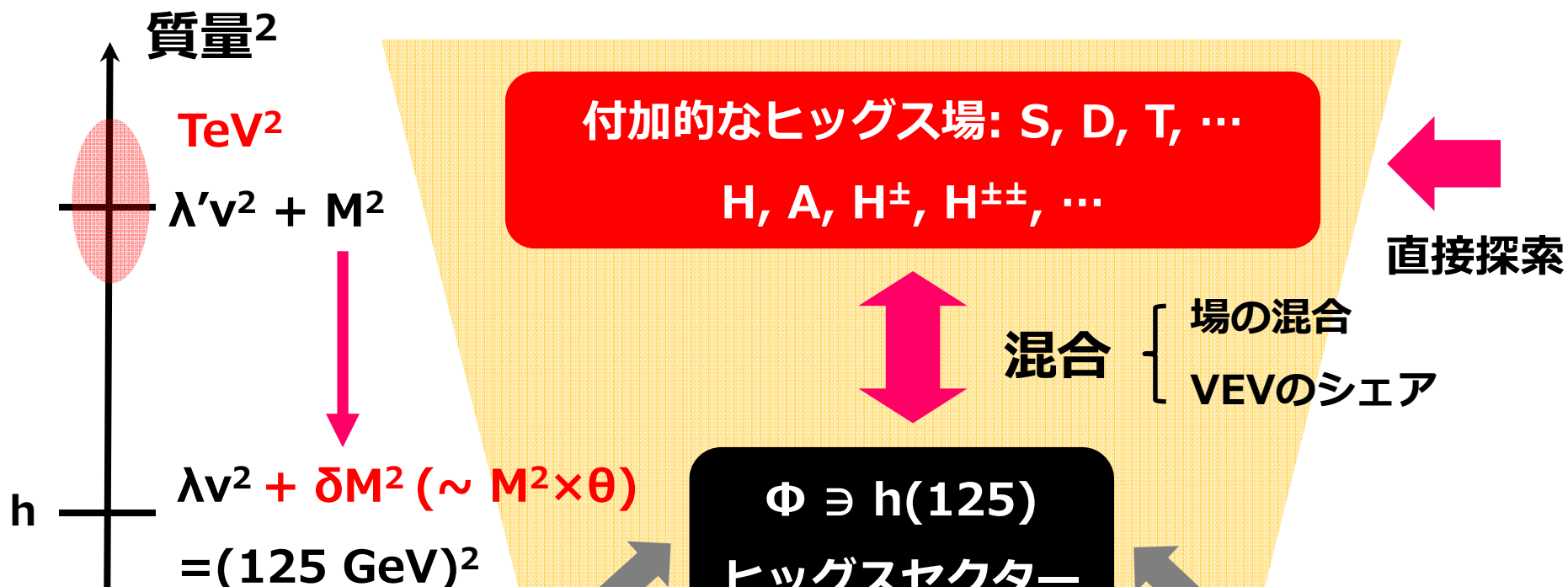


どうやってヒッグスの形を決定するのか？



- ずれの出方 (パターン) はヒッグスの**表現**や**対称性**によって異なる。
→ ずれ方を見ることでヒッグスの形を決定できる。

どうやってヒッグスの形を決定するのか？



- $M^2 \gg v^2$ かつ $\theta \neq 0$ の場合 $\Rightarrow |\lambda| \gg 1$
 - \Rightarrow S行列のユニタリー性を壊す。
 - \Rightarrow セカンドヒッグスの質量に上限が与えられる。

ヒッグス結合の精密測定が重要

ヒッグス結合定数のSMからのズレが発見される



ズレのパターン分析からヒッグスの形を決定

さらに

セカンドヒッグスのスケールを推定できる

ヒッグス結合定数の測定 (現状)

□ スケールファクタ: $\kappa_X = g_{hXX}^{\text{exp}} / g_{hXX}^{\text{SM}}$

*Heinemeyer, Mariotti, Passarino, Tanaka,
arXiv:1307.1347 [hep-ph]*

□ 2 パラメータ・フィット ($\kappa_V = \kappa_Z = \kappa_W, \kappa_F = \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau$)

ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2014-009

$$\kappa_V = 1.15 \pm 0.08, \quad \kappa_F = 0.99_{-0.15}^{+0.08}, \quad \text{ATLAS}$$

CMS Collaboration, arXiv: 1412.8662 [hep-ex]

$$\kappa_V = 1.01 \pm 0.07, \quad \kappa_F = 0.87_{-0.13}^{+0.14}, \quad \text{CMS}$$

ヒッグス結合定数の測定 (将来)

Snowmass Higgs Working Group Report, arXiv: 1310.8361 [hep-ex]

| Facility | LHC | HL-LHC | ILC500 | ILC500-up | ILC1000 | ILC1000-up |
|-------------------------------------|----------|-----------|---------|-----------|--------------|----------------|
| \sqrt{s} (GeV) | 14,000 | 14,000 | 250/500 | 250/500 | 250/500/1000 | 250/500/1000 |
| $\int \mathcal{L} dt$ (fb $^{-1}$) | 300/expt | 3000/expt | 250+500 | 1150+1600 | 250+500+1000 | 1150+1600+2500 |
| κ_γ | 5 – 7% | 2 – 5% | 8.3% | 4.4% | 3.8% | 2.3% |
| κ_g | 6 – 8% | 3 – 5% | 2.0% | 1.1% | 1.1% | 0.67% |
| κ_W | 4 – 6% | 2 – 5% | 0.39% | 0.21% | 0.21% | 0.2% |
| κ_Z | 4 – 6% | 2 – 4% | 0.49% | 0.24% | 0.50% | 0.3% |
| κ_ℓ | 6 – 8% | 2 – 5% | 1.9% | 0.98% | 1.3% | 0.72% |
| $\kappa_d = \kappa_b$ | 10 – 13% | 4 – 7% | 0.93% | 0.60% | 0.51% | 0.4% |
| $\kappa_u = \kappa_t$ | 14 – 15% | 7 – 10% | 2.5% | 1.3% | 1.3% | 0.9% |

ヒッグス結合定数は、

HL-LHCで数%レベル、ILC500では0(1)%または1%以上で測定される。

目次

□ イントロダクション

- ヒッグス物理の歴史 ~ 導入から発見まで ~
- ヒッグス物理の現状と疑問
- 真のヒッグスセクターの形を決定するには?
(hの物理でどれだけ遊べるか?)

□ 具体例

- ヒッグス 2 重項を 2 個含む模型
- 他の例

□ 輻射補正の研究の重要性

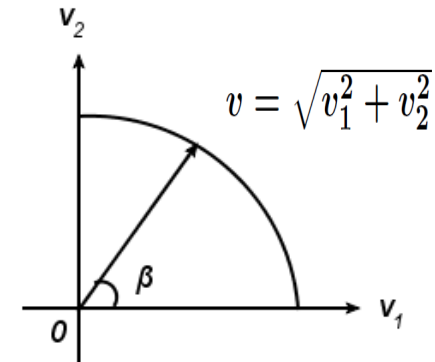
□ まとめ

ヒッグス 2重項 2個の模型 (2HDM)

- 最もシンプルな拡張ヒッグス模型の1つ。
- $\rho_{\text{tree}} = 1$ (自動的), FCNC \rightarrow Z_2 対称性($\Phi_1 \rightarrow +\Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$) を課す
- 典型的な拡張ヒッグスの性質を学ぶのに最適。

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

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



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

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

CP-even ヒッグス

CP-odd ヒッグス

NGボソン

荷電ヒッグス

ヒッグスポテンシャル

- ソフトに破れた Z_2 対称性を課したポテンシャル(CP保存も仮定)

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

- 8個のパラメータは以下のように表せる

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

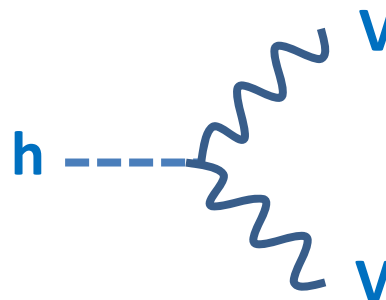
- 質量公式 [$\sin(\beta-\alpha) \sim 1$ の場合]

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

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

ヒッグス結合定数

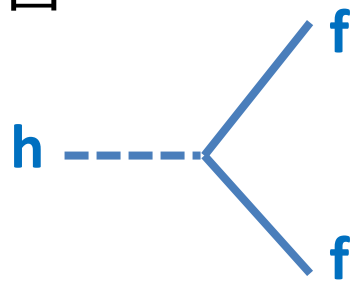
□ ゲージ結合



$$= (\text{SM}) \times \frac{\sin(\beta-\alpha)}{K_V}$$

| タイプ | ξ_u | ξ_d | ξ_e |
|-----|-------------|--------------|--------------|
| I | $\cot\beta$ | $\cot\beta$ | $\cot\beta$ |
| II | $\cot\beta$ | $-\tan\beta$ | $-\tan\beta$ |
| X | $\cot\beta$ | $\cot\beta$ | $-\tan\beta$ |
| Y | $\cot\beta$ | $-\tan\beta$ | $\cot\beta$ |

□ 湯川結合



$$= (\text{SM}) \times \frac{[\sin(\beta-\alpha) + \xi_f \cos(\beta-\alpha)]}{K_f}$$

$\sin(\beta-\alpha) = 1$ の極限で結合定数の大きさがSMのそれと一致

S波振幅行列の固有値

Kanemura, Kubota, Takasugi (1993) [Diagonalized all the neutral channels]

Akeroyd, Arhrib, Naimi (2000) [Diagonalized all the singly-charged channels]

Ginzburg, Ivanov (2003) [Extended to the CPV 2HDM]

$$a_{1,\pm}^0 = \frac{1}{32\pi} \left[3(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{9(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4(2\lambda_3 + \lambda_4)^2} \right],$$

$$a_{2,\pm}^0 = \frac{1}{32\pi} \left[(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_4^2} \right],$$

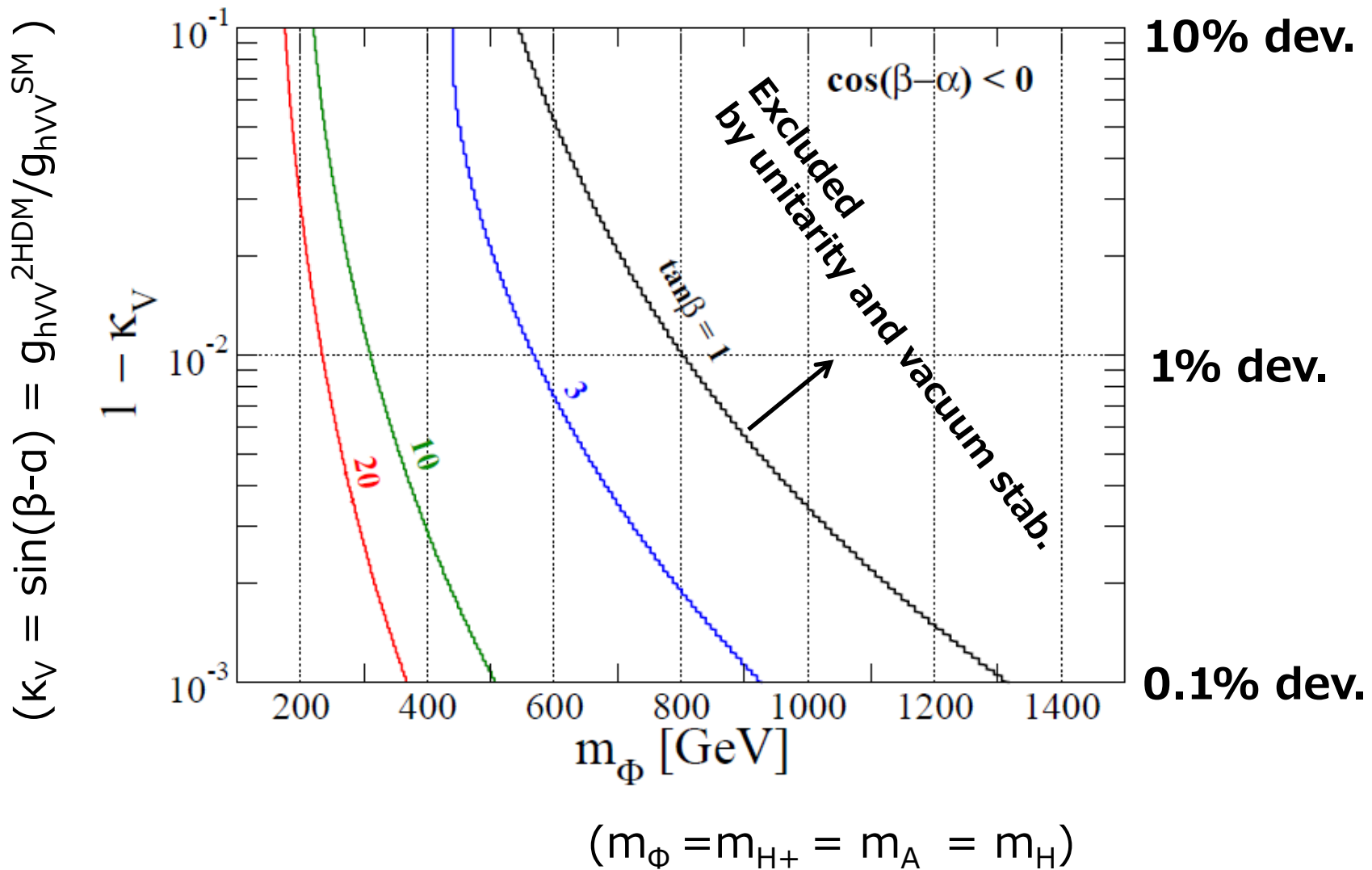
$$a_{3,\pm}^0 = \frac{1}{32\pi} \left[(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_5^2} \right],$$

$$a_{4,\pm}^0 = \frac{1}{16\pi} (\lambda_3 + 2\lambda_4 \pm 3\lambda_5),$$

$$a_{5,\pm}^0 = \frac{1}{16\pi} (\lambda_3 \pm \lambda_4),$$

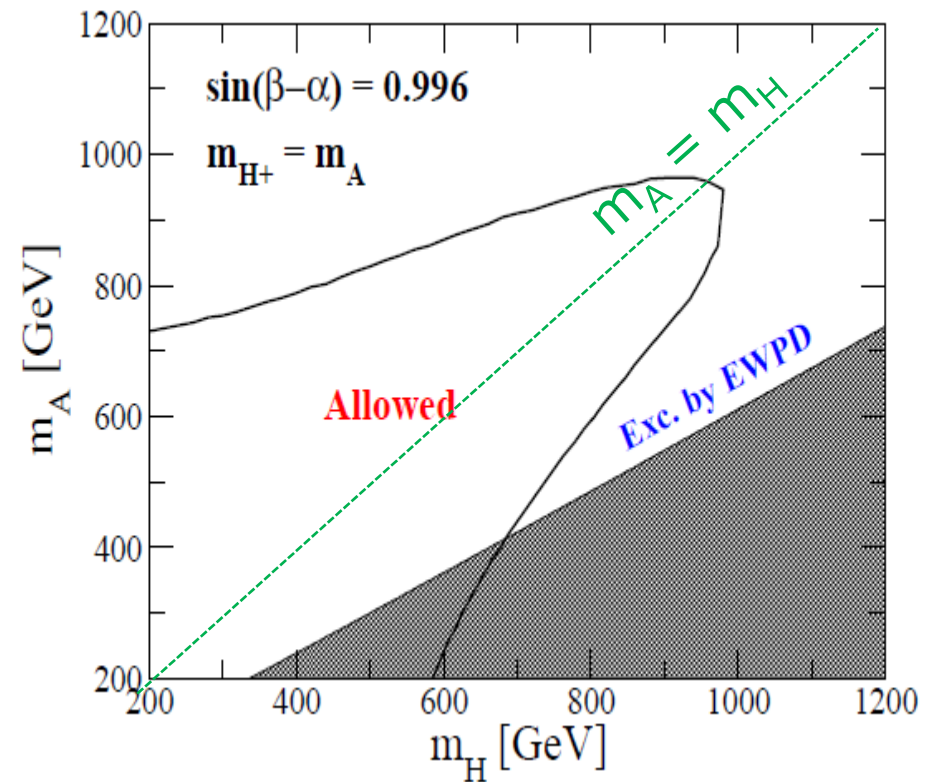
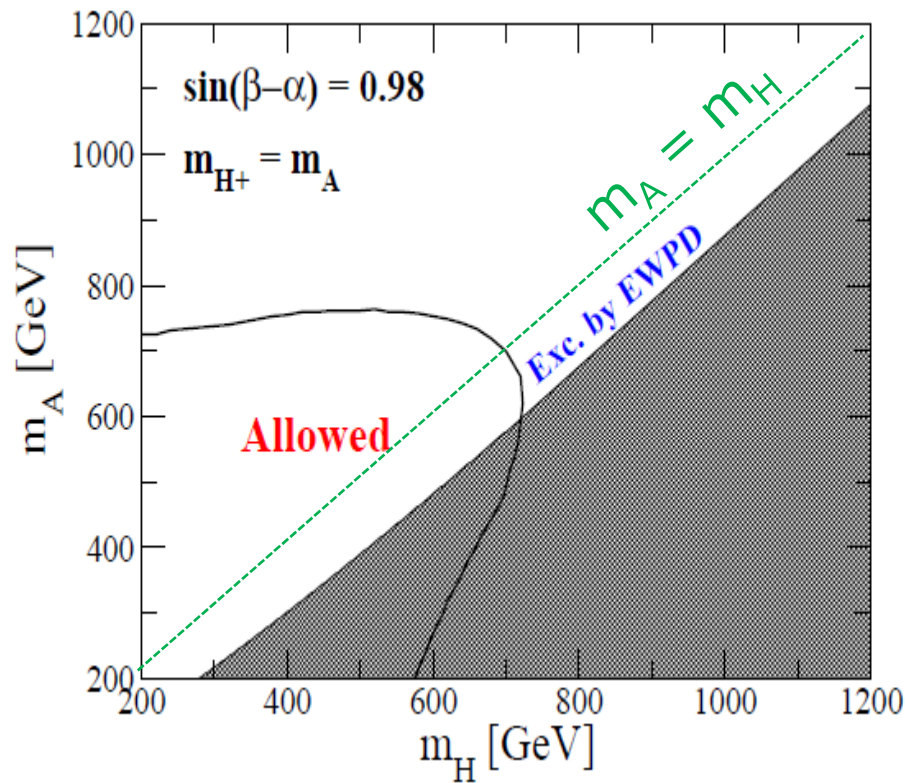
$$a_{6,\pm}^0 = \frac{1}{16\pi} (\lambda_3 \pm \lambda_5).$$

セカンドヒッグス質量の上限



m_A VS m_H 平面での制限

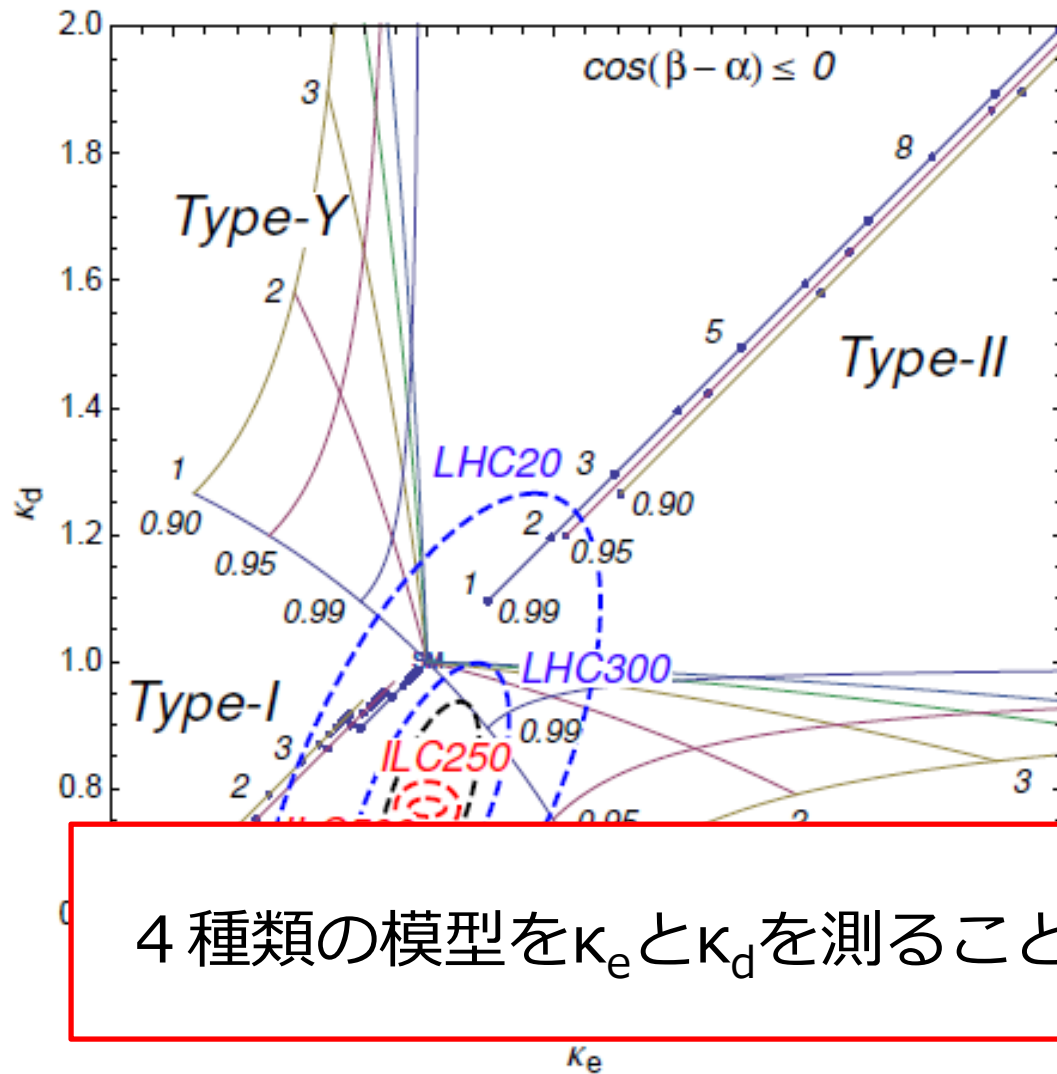
Moretti, KY, PRD91 (2015)



- 質量の上限に加えて、HとAの質量差も制限される。
- hVV 結合のズレが大きいほど、より強い質量への上限が得られる。

κ_e VS κ_d

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)



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

$$\kappa_f = \sin(\beta - \alpha) + \xi_f \cos(\beta - \alpha)$$

4種類のモデルを κ_e と κ_d を測ることで区別できる！

2 HDM以外の例

$\rho_{\text{tree}}=1$ かつ ツリーレベルでFCNCを出さない模型

1. 1重項模型 : $\Phi + S$ ($T=0, Y=0$)

*Georgi, Machacek (1985);
Chanowitz, Golden (1985)*

2. 3重項模型 : $\Phi + \Delta$ ($T=1, Y=1 + T=1, Y=0$)

$$\Delta = \begin{pmatrix} \chi^{0*} & \xi^+ & \chi^{++} \\ \chi^- & \xi^0 & \chi^+ \\ \chi^{--} & \xi^- & \chi^0 \end{pmatrix} \quad \text{VEVのアラインメント:}$$
$$\langle \chi^0 \rangle = \langle \xi^0 \rangle$$

*Hisano, Tsumura, PRD88 (2013);
Kanemura, Kikuchi, KY PRD88 (2013).*

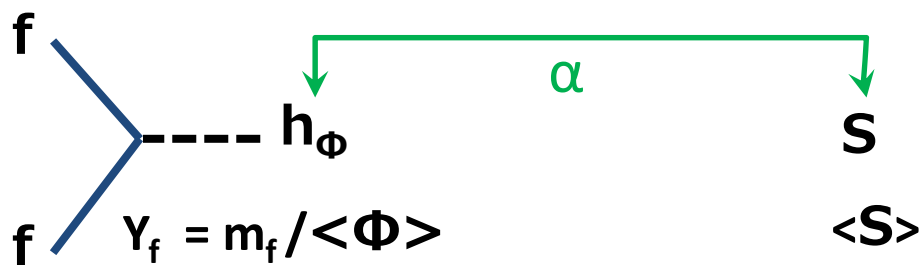
3. 7重項模型 : $\Phi + \varphi_7$ ($T=3, Y=2$)

$$\varphi_7 = (\varphi_7^{++++}, \varphi_7^{+++}, \varphi_7^{++}, \varphi_7^+, \varphi_7^0, \varphi_7^-, \bar{\varphi}_7^-)^T$$

- これらの模型では湯川結合はユニバーサルにずれるが
($K_u = K_d = K_e = K_F$)、 K_V と K_f のずれ方に違いが現れる。

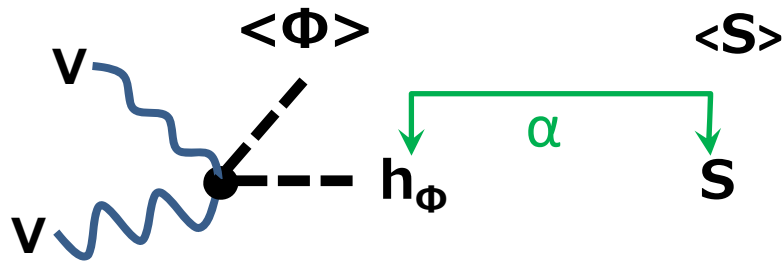
1 重項ヒッグス模型

- 湯川結合



$$\kappa_f = \cos \alpha$$

- ゲージ結合



$$\kappa_V = \cos \alpha$$

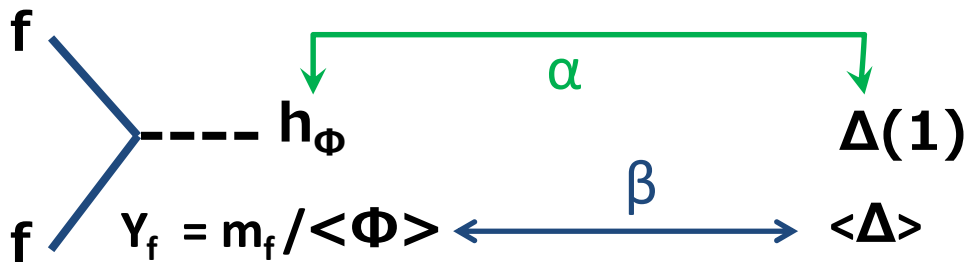
3重項ヒッグス模型

- 湯川結合

カストディアル $SU(2)_V$ の下での分類

$$\Delta (3 \times 3) = \Delta(5) + \Delta(3) + \Delta(1)$$

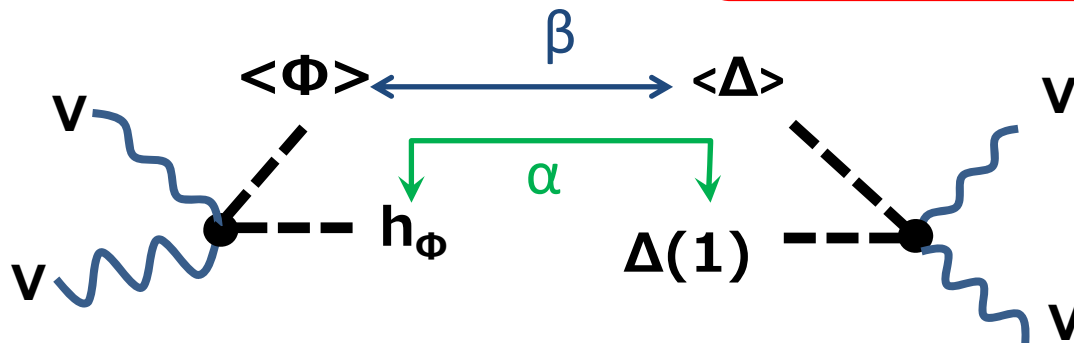
$$\Phi (2 \times 2) = \Phi(3) + \Phi(1)$$



$$\kappa_f = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$$

- ゲージ結合

$$\kappa_V = \sin \beta \cos \alpha - \sqrt{\frac{8}{3}} \cos \beta \sin \alpha$$

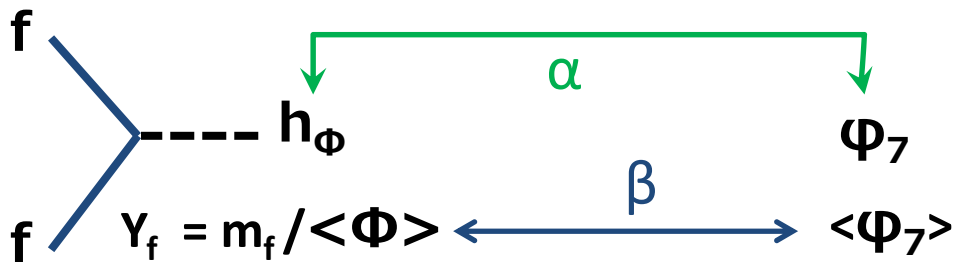


$$v^2 = v_\Phi^2 + 8v_\Delta^2$$

$$\tan \beta = \frac{v_\Phi}{\sqrt{8}v_\Delta}$$

7重項ヒッグス模型

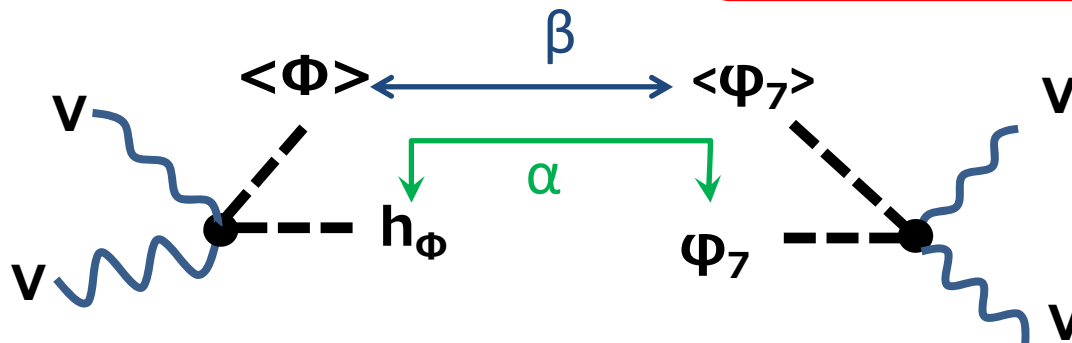
- 湯川結合



$$\kappa_f = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$$

- ゲージ結合

$$\kappa_V = \sin \beta \cos \alpha - 4 \cos \beta \sin \alpha$$

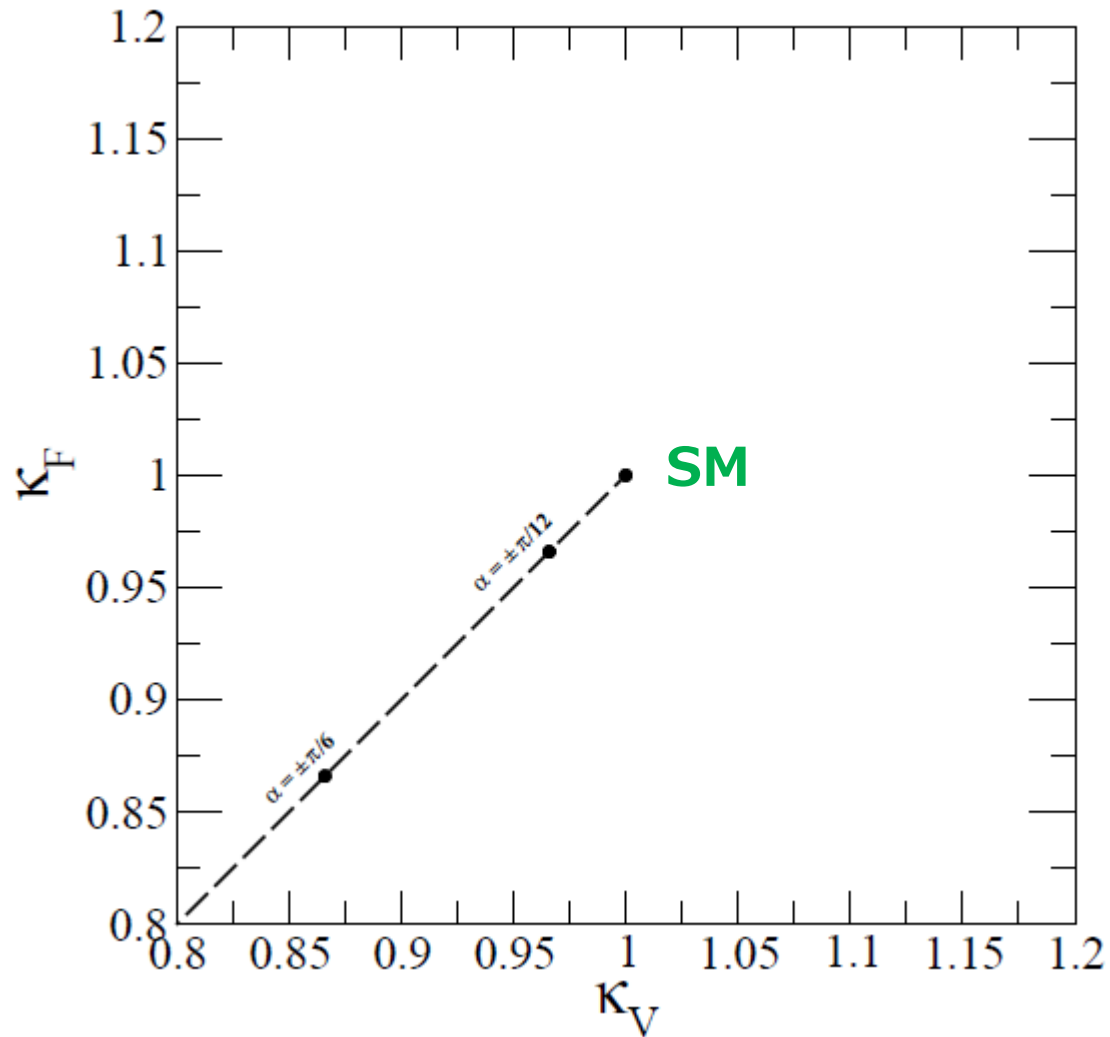


$$v^2 = v_\Phi^2 + 16v_7^2$$

$$\tan \beta = \frac{v_\Phi}{4v_7}$$

K_V VS K_F

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)

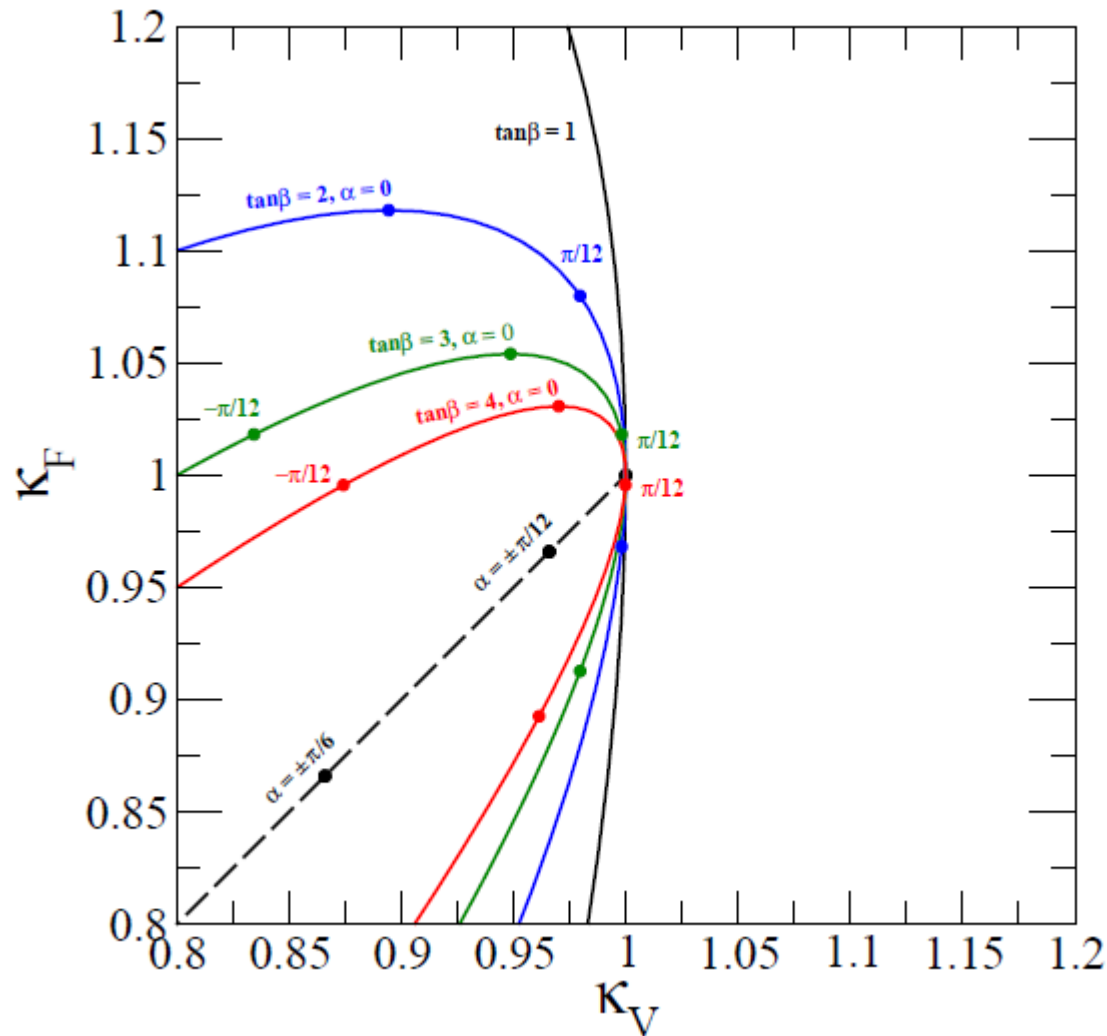


□ Singlet Model

$$K_V = K_F = \cos \alpha$$

κ_V VS κ_F

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)



□ Singlet Model

$$\kappa_V = \kappa_F = \cos \alpha$$

□ 2HDM-I

$$\kappa_V = \sin(\beta - \alpha)$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

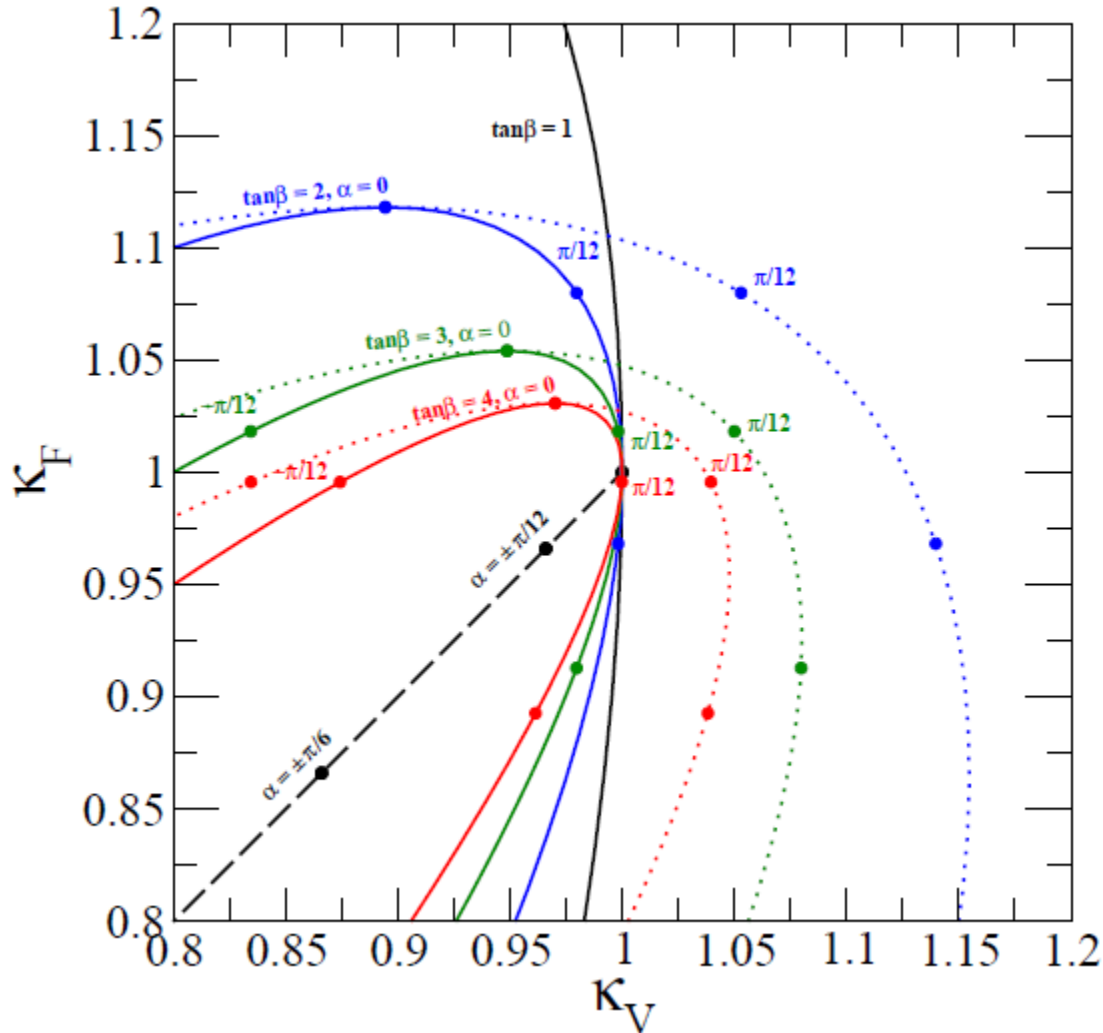
$$\kappa_V \neq \kappa_F$$

$$\alpha = 0 \rightarrow \kappa_F = \text{Max}$$

$$\tan\beta \gg 1 \rightarrow \sin(\beta - \alpha) \sim \cos \alpha$$

κ_V VS κ_F

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)



□ Singlet Model

$$\kappa_V = \kappa_F = \cos \alpha$$

□ 2HDM-I

$$\kappa_V = \sin(\beta - \alpha)$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

□ Triplet Model

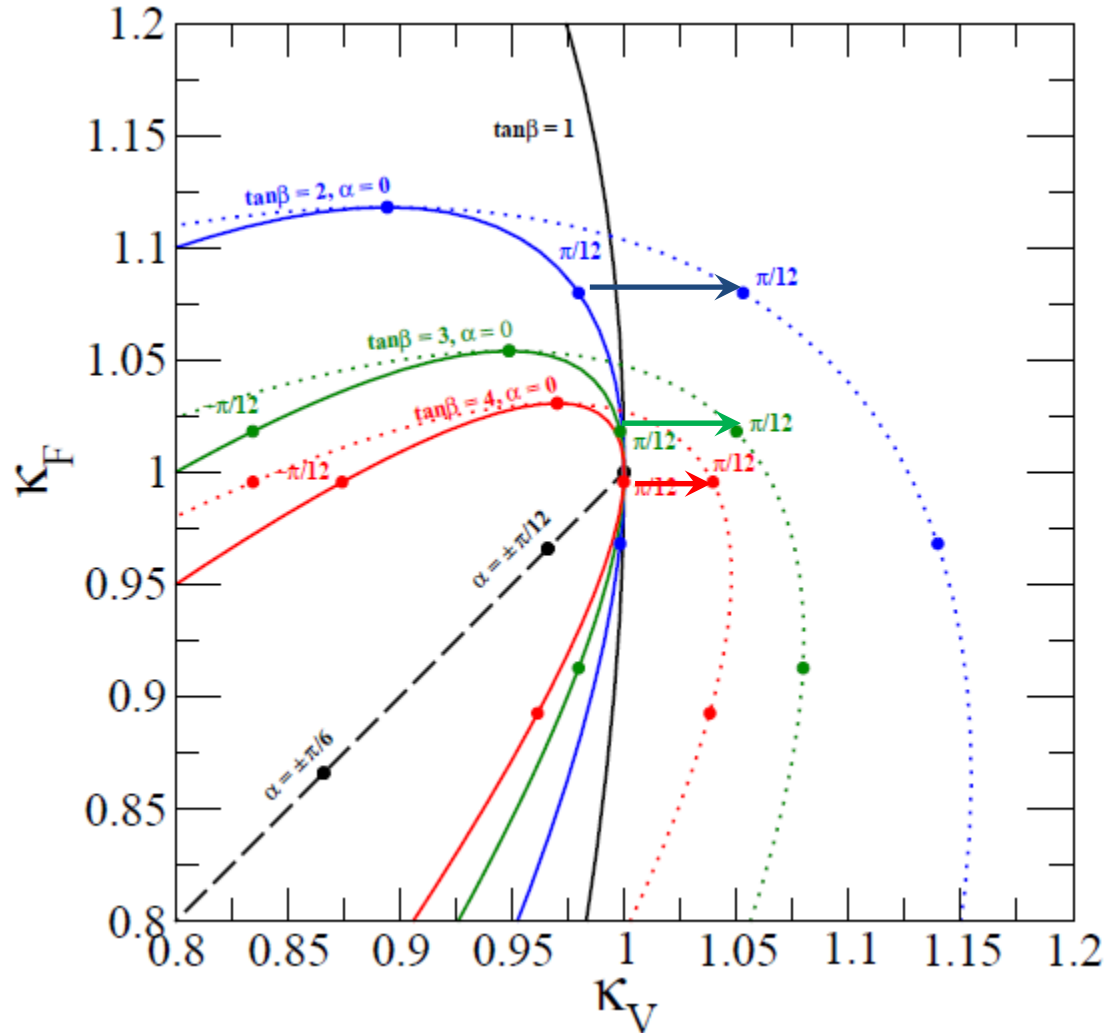
$$\kappa_V = \sin \beta \cos \alpha$$

$$- \sqrt{8/3} \cos \beta \sin \alpha$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

κ_V VS κ_F

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)



□ Singlet Model

$$\kappa_V = \kappa_F = \cos \alpha$$

□ 2HDM-I

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - 1] \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

□ Triplet Model

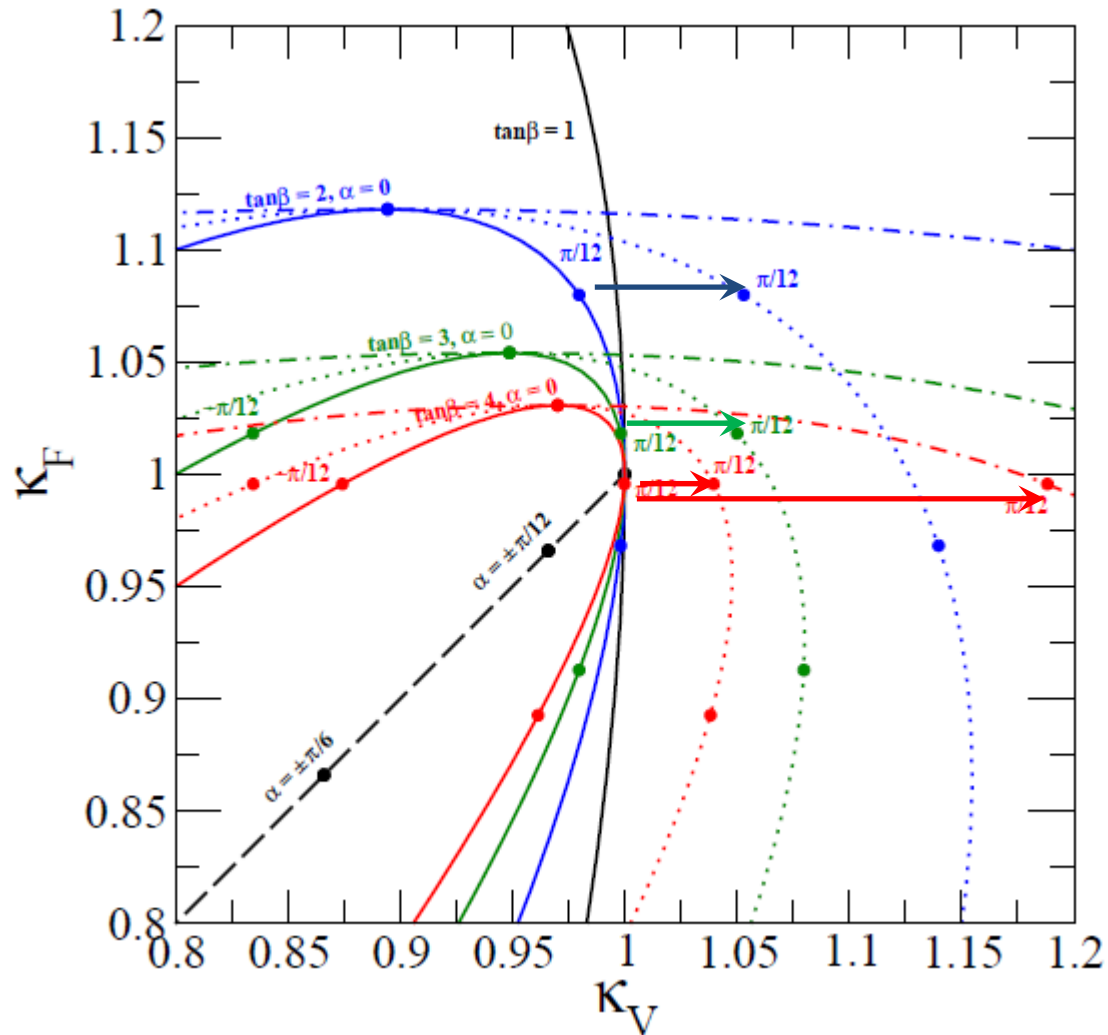
$$\kappa_V \sim [\tan \beta - \sqrt{8/3}] \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

When $\alpha \ll 1$

κ_V VS κ_F

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)



□ Singlet Model

$$\kappa_V = \kappa_F = \cos \alpha$$

□ 2HDM-I

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - 1] \alpha \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

□ Triplet Model

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - \sqrt{8/3}] \alpha \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

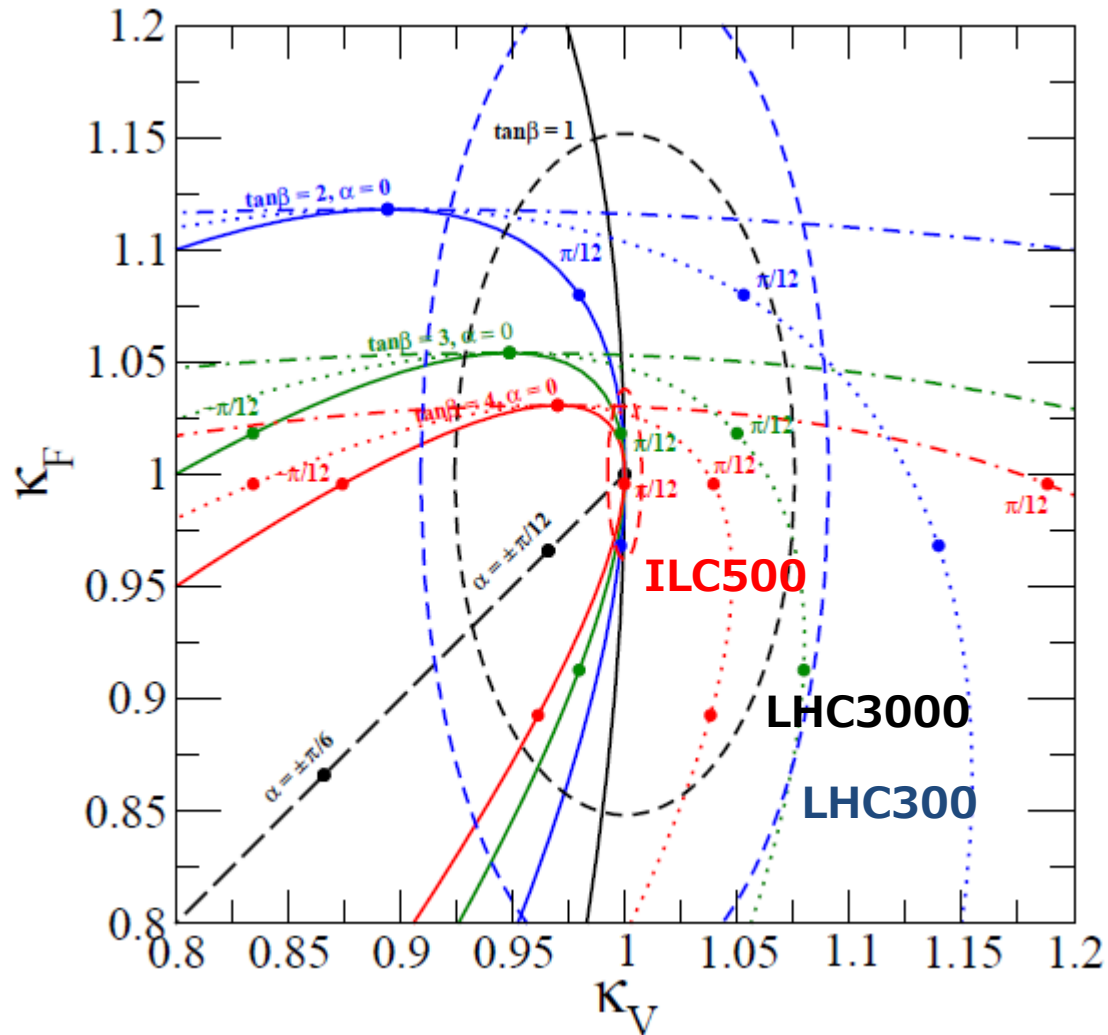
□ Seplet Model

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - 4] \alpha \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

κ_V VS κ_F

Kanemura, Tsumura, KY, Yokoya, PRD90 (2014)



□ Singlet Model

$$\kappa_V = \kappa_F = \cos \alpha$$

□ 2HDM-I

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - 1] \alpha \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

□ Triplet Model

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - \sqrt{8/3} \alpha] \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

□ Seplet Model

$$\kappa_V \sim [\tan \beta - 4 \alpha] \cos \beta$$

$$\kappa_F = \cos \alpha / \sin \beta$$

目次

□ イントロダクション

- ヒッグス物理の歴史 ~ 導入から発見まで ~
- ヒッグス物理の現状と疑問
- 真のヒッグスセクターの形を決定するには?
(hの物理でどれだけ遊べるか?)

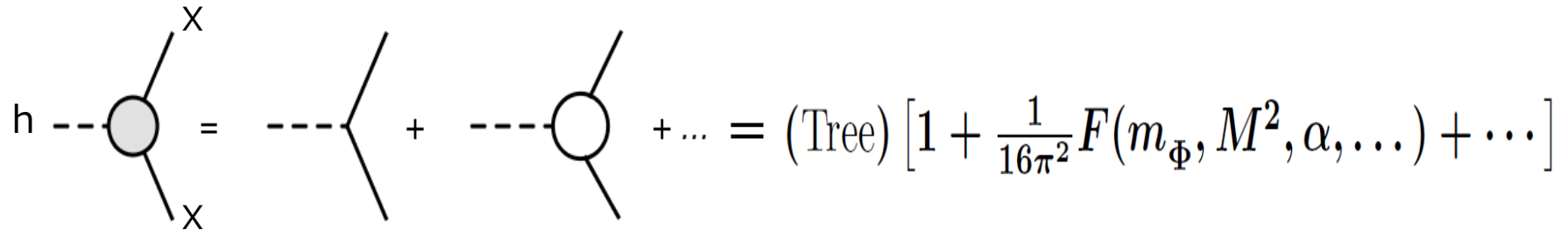
□ 具体例

- ヒッグス 2 重項を 2 個含む模型
- 他の例

□ 輻射補正の研究の重要性

□ まとめ

輻射補正の研究の重要性


$$h \text{ --- } \text{circle} \begin{matrix} \text{X} \\ \text{X} \end{matrix} = \text{tree} + \text{loop} + \dots = (\text{Tree}) \left[1 + \frac{1}{16\pi^2} F(m_\phi, M^2, \alpha, \dots) + \dots \right]$$

- F関数はヒッグスセクターの**デカップリング特性**によって、 $O(1)$ かそれ以上になりえる。
- ILC500でのヒッグス結合の測定精度は1%かそれ以上が期待されている。

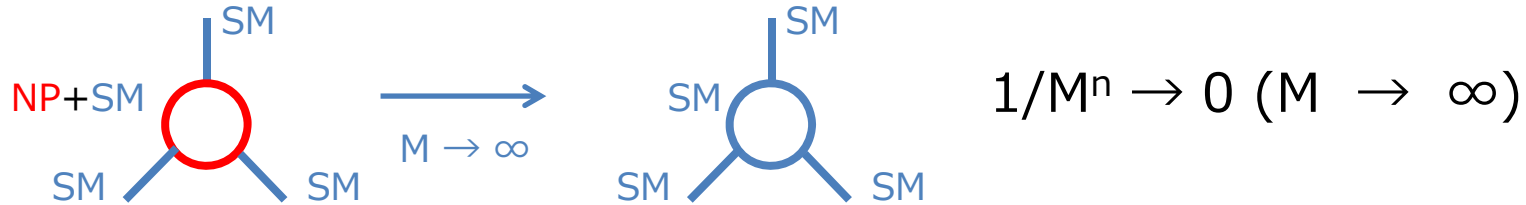
- ツリーレベルでの計算は、将来の精密データと比較する上で十分とは言えない。
- 精密データをインプットにすることによって、ヒッグスセクターの内部パラメータ（質量や混合角など）を引き出すことができる。

(ノン) デカカップリング

デカカップリング定理

Appelquist, Carazzone (1975)

- 低エネルギー観測量への新粒子のループ効果は、その質量を大きくとる極限で消える。



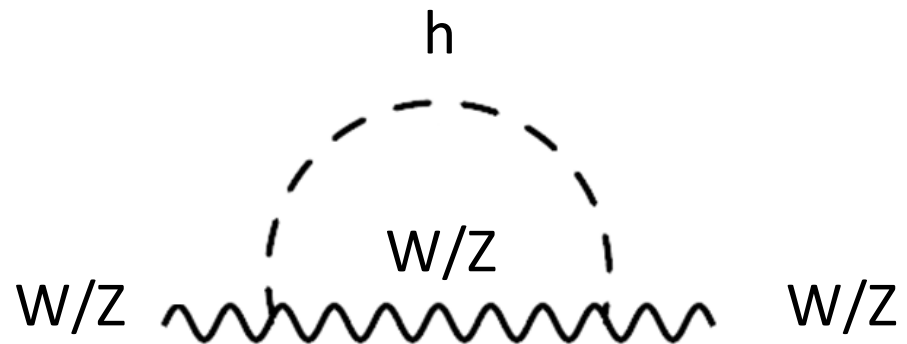
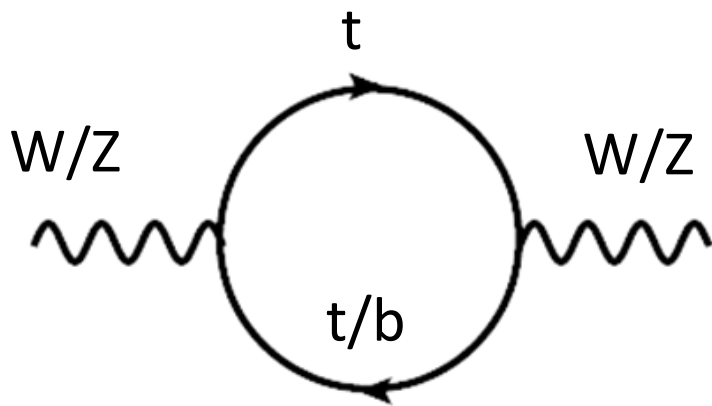
デカカップリング定理の破れ

- 新粒子の質量がヒッグスボソンの真空期待値によって与えられる場合、新粒子のループ効果は、質量の逆べきでは抑制されない。

例 カイラルフェルミオン : $m_f = y_f v$
付加的なヒッグスボソン : $m_\phi^2 = \lambda v^2 + M^2$ (with $\lambda v^2 > M^2$)

ノンデカップリング効果の例

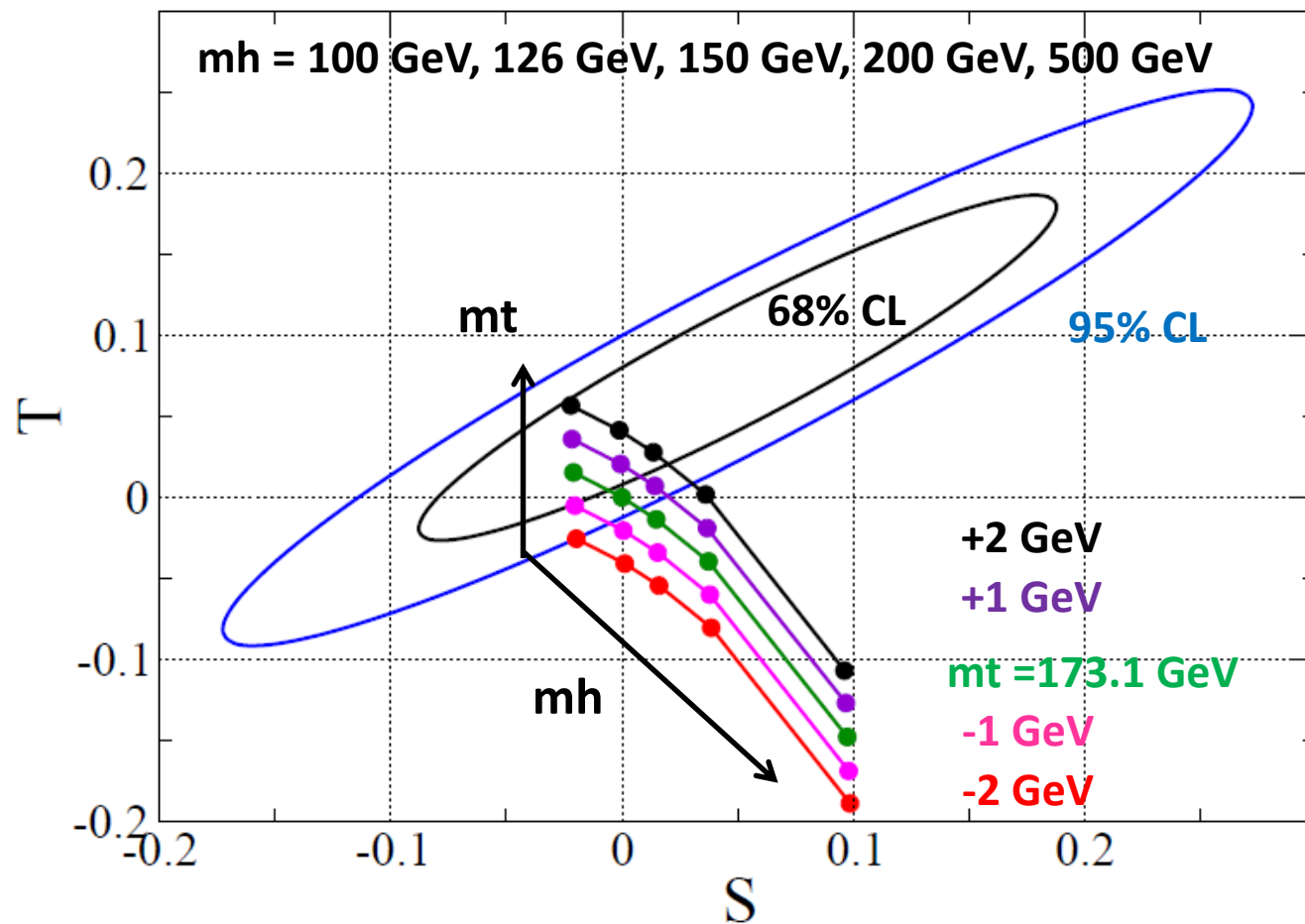
ローパラメータの1ループ補正: $\rho = 1 + \Delta\rho$



$$\Delta\rho = \alpha_{\text{em}} T \simeq \frac{3g^2}{32\pi^2} \left[\frac{m_t^2}{m_W^2} - \frac{s_W^2}{c_W^2} \ln \frac{m_h}{m_W} \right]$$

トップ: 2次, ヒッグス: ログ

S, Tデータとトップ、ヒッグス質量



トップ（ヒッグス）質量を抜き出すことができる！

ヒッグス結合でも同じことができないか？

[具体例] $\Delta\kappa_V$, $\Delta\kappa_\tau$ and $\Delta\kappa_b$ を測定したら、それぞれの中心値が、

$(\Delta\kappa_V, \Delta\kappa_\tau, \Delta\kappa_b) = (-2\%, +18\%, +18\%)$ だったとする。



タイプII 2HDM的なシナリオ！

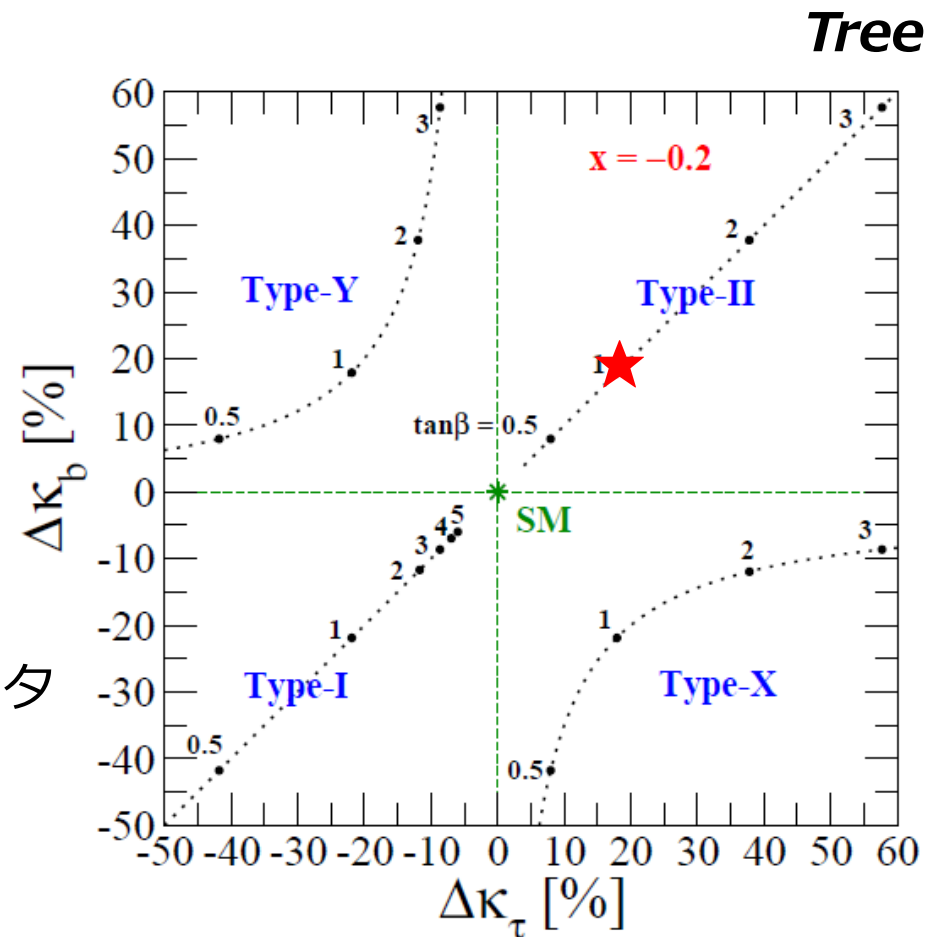
- ツリーレベルでは、この値は

$(x, \tan\beta) = (-0.2, 1)$

で説明可能。

$$\sin(\beta-\alpha) \sim 1 - x^2/2 \quad [x \ll 1]$$

- 1ループレベルでは他のパラメータ
($x, \tan\beta, m_\phi, M$)にも依存する。



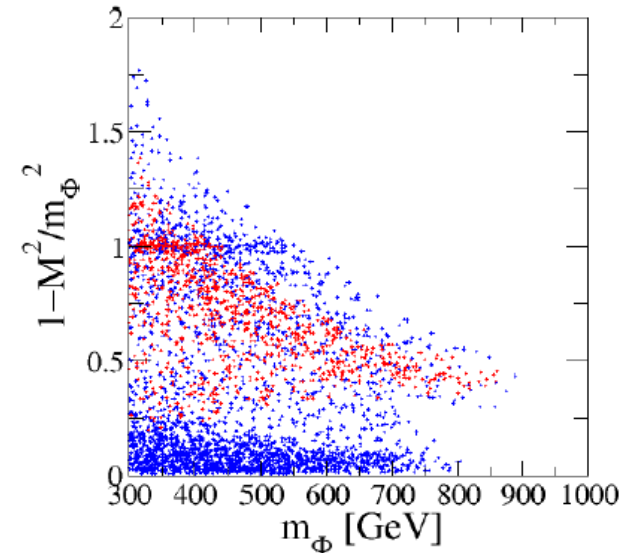
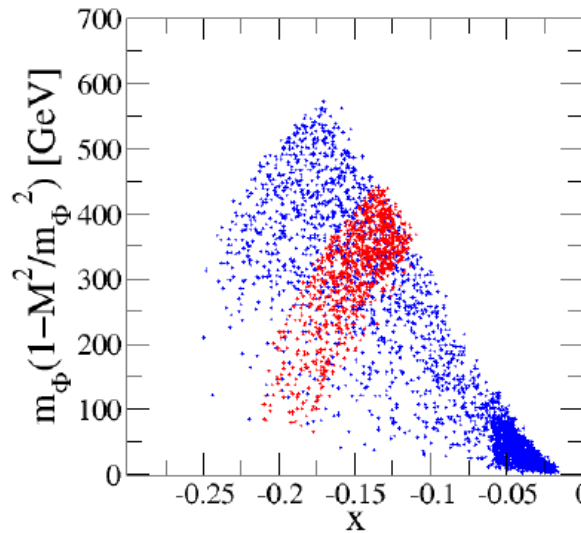
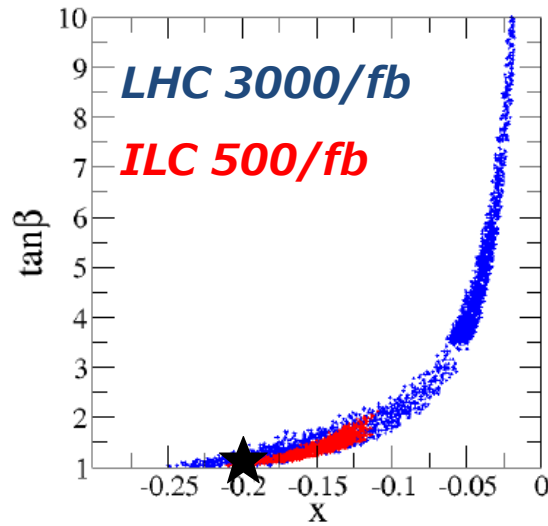
$\Delta K_V, \Delta K_T, \Delta K_b$

$$\Delta \hat{k}_V \simeq -\frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{6} \sum_{\Phi=A,H,H^\pm} c_\Phi \frac{1}{v^2} \left[m_\Phi \left(1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right) \right]^2$$

$$\Delta \hat{k}_T - \Delta \hat{k}_V \simeq -x \tan \beta \quad (= \text{const. determined by exp.})$$

$(\Delta K_V, \Delta K_T, \Delta K_b) = (-2 \pm 2\%, +18 \pm 2\%, +18 \pm 4\%) :$ LHC3000/fb

$(-2 \pm 0.4\%, +18 \pm 1.9\%, +18 \pm 0.9\%) :$ ILC 500/fb



★: Tree level

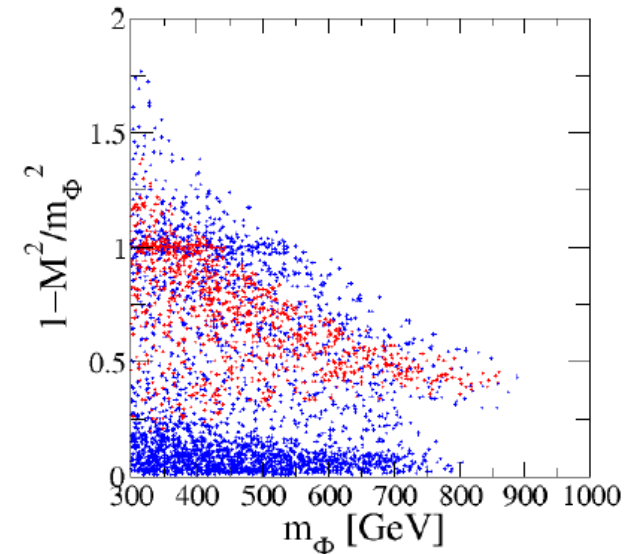
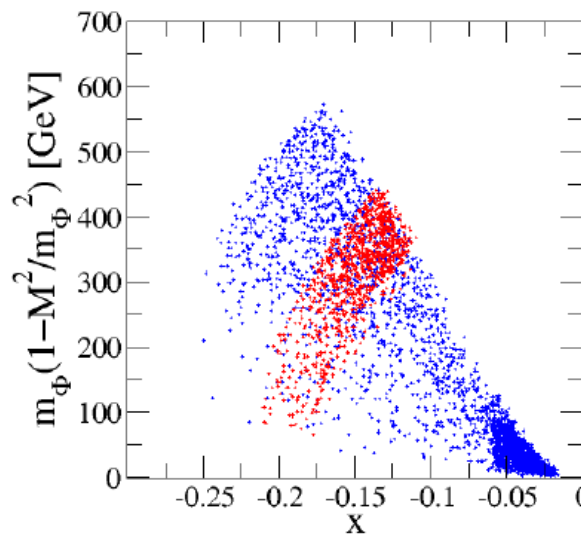
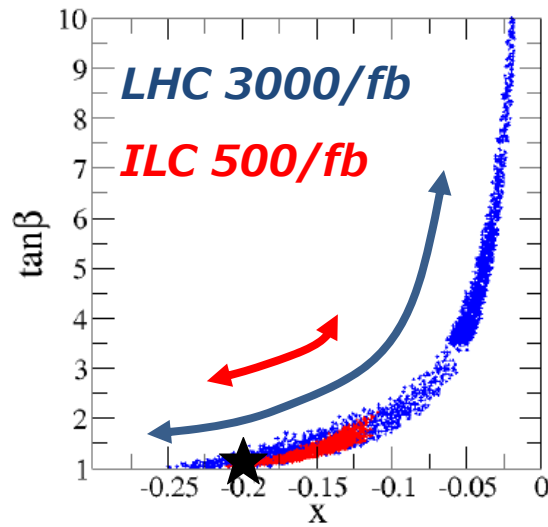
$\Delta\kappa_V, \Delta\kappa_T, \Delta\kappa_b$

$$\Delta\hat{\kappa}_V \simeq -\frac{1}{2}x^2 - \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{6} \sum_{\Phi=A,H,H^\pm} c_\Phi \frac{1}{v^2} \left[m_\Phi \left(1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right) \right]^2$$

$$\Delta\hat{\kappa}_T - \Delta\hat{\kappa}_V \simeq -x \tan\beta \quad (= \text{const. determined by exp.})$$

$(\Delta\kappa_V, \Delta\kappa_T, \Delta\kappa_b) = (-2 \pm 2\%, +18 \pm 2\%, +18 \pm 4\%) :$ LHC3000/fb

$(-2 \pm 0.4\%, +18 \pm 1.9\%, +18 \pm 0.9\%) :$ ILC 500/fb



★: Tree level

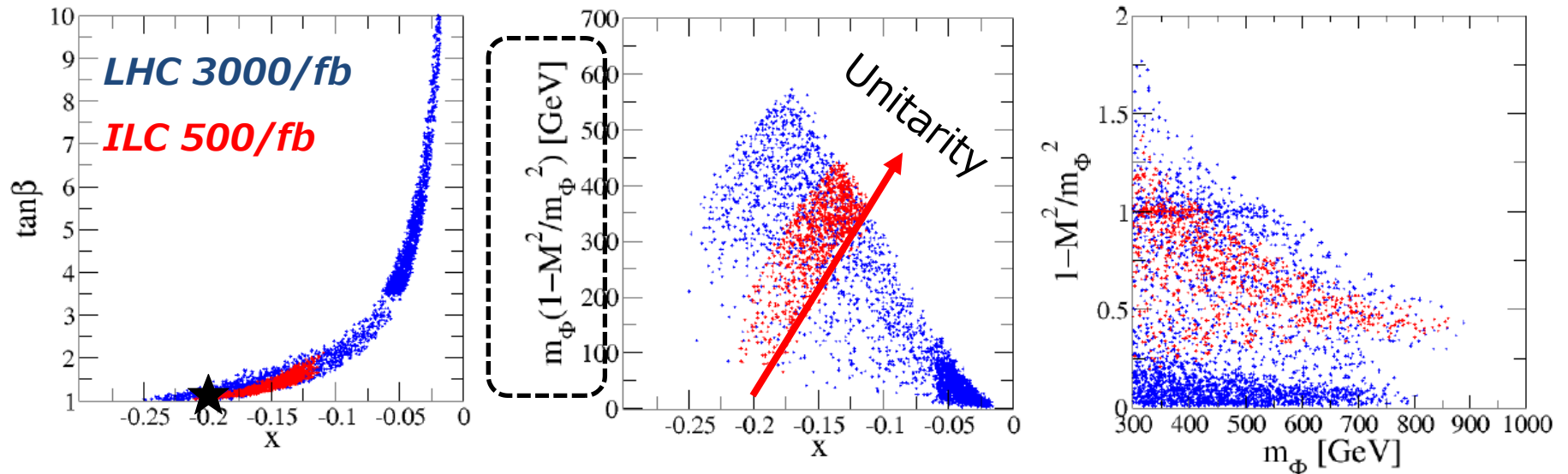
$\Delta K_V, \Delta K_T, \Delta K_b$

$$\Delta \hat{k}_V \simeq -\frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{6} \sum_{\Phi=A,H,H^\pm} c_\Phi \frac{1}{v^2} \left[m_\Phi \left(1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right) \right]^2$$

$$\Delta \hat{k}_T - \Delta \hat{k}_V \simeq -x \tan \beta \quad (= \text{const. determined by exp.})$$

$(\Delta K_V, \Delta K_T, \Delta K_b) = (-2 \pm 2\%, +18 \pm 2\%, +18 \pm 4\%) :$ LHC3000/fb

$(-2 \pm 0.4\%, +18 \pm 1.9\%, +18 \pm 0.9\%) :$ ILC 500/fb



★: Tree level

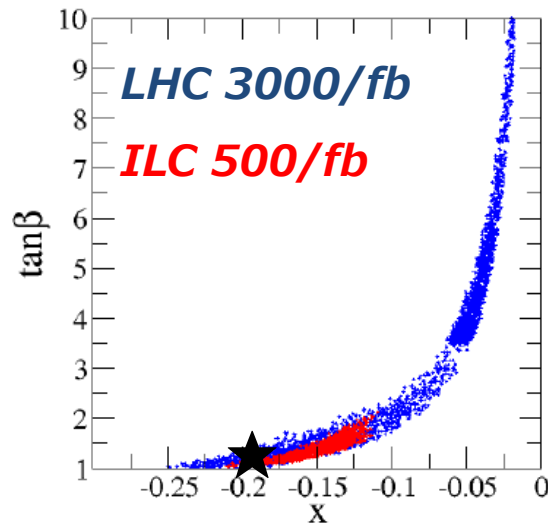
$\Delta K_V, \Delta K_T, \Delta K_b$

$$\Delta \hat{k}_V \simeq -\frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{6} \sum_{\Phi=A,H,H^\pm} c_\Phi \frac{1}{v^2} \left[m_\Phi \left(1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right) \right]^2$$

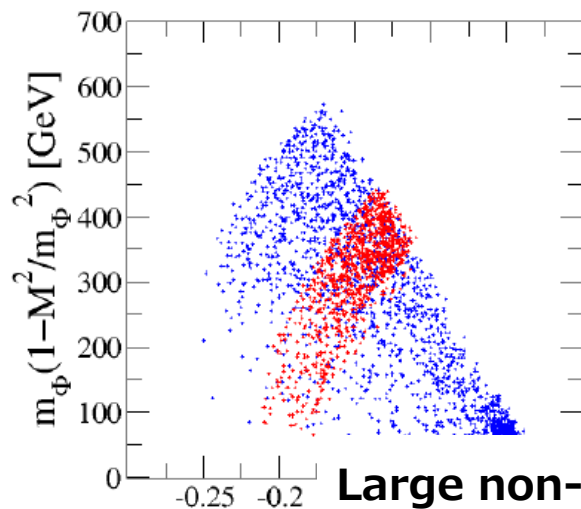
$$\Delta \hat{k}_T - \Delta \hat{k}_V \simeq -x \tan \beta \quad (= \text{const. determined by exp.})$$

$(\Delta K_V, \Delta K_T, \Delta K_b) = (-2 \pm 2\%, +18 \pm 2\%, +18 \pm 4\%) :$ LHC3000/fb

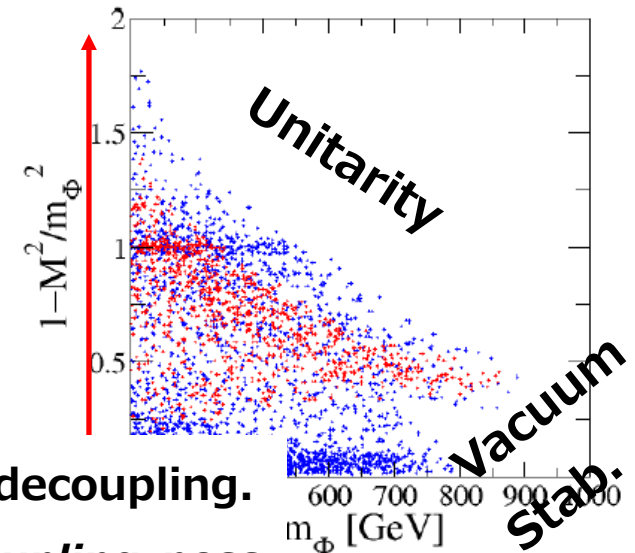
$(-2 \pm 0.4\%, +18 \pm 1.9\%, +18 \pm 0.9\%) :$ ILC 500/fb



★: Tree level



Large non-decoupling.
→ Nondecoupling-ness



まとめ

1. ヒッグス物理は未だ未知

ヒッグスを理解することが、新しいパラダイムへの扉、新物理模型の方向性を知る鍵になる。

2. h結合の精密測定が重要

もしh結合のSMからのずれが発見されれば、hと拡張ヒッグスセクターの間の混合を意味する。

→セカンドヒッグス質量の上限、h結合のずれのパターン分析によるヒッグスセクターの構造を決定。

3. 様々なヒッグス模型におけるhVV and hff 結合のずれ方

湯川の間異なるずれ方のパターンが現れる→2 HDM的な傾向

湯川のずれはユニバーサルだが、KF-KVで異なるずれ方が出る

→1重項、タイプ-I 2 HDM, 3重項、7重項模型。3重項、7重項では、 $KV > 1$ が許される。

4. h結合への輻射補正の研究

将来の精密実験データとの比較において絶対必要。内部パラメータを抽出することができる。

まとめ

1. ヒッグス物理は未だ未知

ヒッグスを理解することが、新しいパラダイムへの扉、新物理模型の方向性を知る鍵になる。

2. h結合の精密測定が重要

もしh結合のSMからのずれが発見されれば、hと拡張ヒッグスセクターの間の混合を意味する。

→セカンドヒッグス質量の上限、h結合のずれのパターン分析によるヒッグスセクターの構造を決定。

3. 様々なヒッグス模型におけるhVV and hff 結合のずれ方

湯川の間異なるずれ方のパターンが現れる→2 HDM的な傾向

湯川のずれはユニバーサルだが、KF-KVで異なるずれ方が出る

→1重項、タイプ-I2 HDM, 3重項、7重項模型。3重項、7重項では、 $KV > 1$ が許される。

4. h結合への輻射補正の研究

将来の精密実験データとの比較において絶対必要。内部パラメータを抽出することができる。