

Typical Features of the Triple Higgs Boson Coupling in the Flat Gauge-Higgs Unification Models with a Bulk-Brane Mixing

鈴木 慎 (富山大学)

共同研究者

柿崎 充 (富山大学)



論文準備中

2020.11.28 素粒子現象論研究会2020

話の流れ

- ヒッグスの物理と導入
- モデルの概要
- 解析結果
 - ヒッグス3点結合を用いたモデルの検証可能性
 - 平坦な余剰次元でのヒッグス3点結合の特徴
- まとめ

イントロダクション

標準理論 (SM) は電弱スケールの暫定的理論

SMを超える諸現象

- 宇宙のバリオン数非対称性
- 暗黒物質の存在
- インフレーション
- ニュートリノ質量

SMの理論的課題

- 階層性問題
- 真空の安定性
- 力の統一的理解
- フレーバー構造

これらを解決可能な新物理が必要

ヒッグス粒子は発見されたが、ヒッグスの物理は未解明

SMヒッグスセクター：指導原理がなく、階層性問題を持つ



ヒッグスセクターには拡張の余地が残されている
様々な将来実験によって解明される可能性が大きい

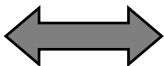
ヒッグスの物理＝新物理の窓

ヒッグスセクターの拡張による諸問題の解決可能性

- 電弱バリオン数生成 (EWBG)
→ ヒッグスポテンシャルでの強い電弱一次相転移の可能性
- 暗黒物質候補を含む拡張
- ヒッグス場をインフラトンと見なす拡張
- ニュートリノ質量との関係性

階層性問題に基づくパラダイムの探求

ヒッグス質量の2次発散を自然に回避するTeVスケールのパラダイム

- | | | |
|-----------------------------|---|---------|
| • 超対称性標準模型 | | 超対称性 |
| • 複合模型 |  | カイラル対称性 |
| • ゲージ・ヒッグス統一模型 (GHU) | | ゲージ対称性 |

ゲージ・ヒッグスの特徴

TeVスケール余剰次元 x_m ($m = 5, 6, \dots$) の導入 余剰次元方向への振動モード

$$\text{Kaluza-Klein粒子を予言: } \phi(x_\mu, x_m) = \sum_{n=0}^{\infty} f^{(\pm n)}(x_m) \phi^{(\pm n)}(x_\mu)$$

ゲージ場の余剰次元成分へのヒッグス場の埋め込み

$$A_M = (A_\mu, \underline{A_m})$$

→ヒッグス場

➡ ヒッグスセクターをゲージ原理で規定

- ・ 相互作用はゲージ相互作用のみで統一的に記述
- ・ ヒッグスポテンシャルは量子補正により形成

※湯川結合やポテンシャルの構築に工夫が必要 → 様々な解決法が存在

ヒッグスポテンシャル

ポテンシャルの構造はほぼ決まっていない： 原点からの距離 v
真空周りの曲率 m_h^2

大域的構造を知るには、ヒッグスの3点自己結合の測定が必要

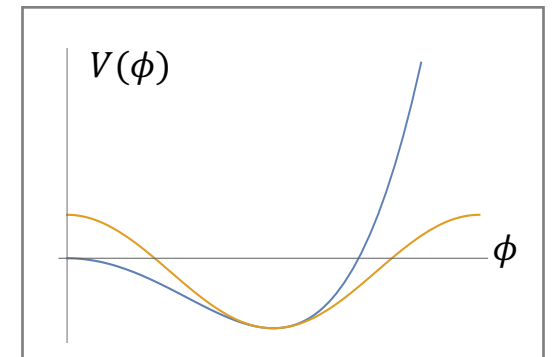
→ 将来の高エネルギー加速器で測定可能

→ 3点結合の決定はポテンシャルの強い電弱一次相転移の議論に繋がる

3点結合の精密測定を用いて、SMとGHUを区別することは可能か？

$$\text{SM} : V_{\text{eff}}^{\text{SM}} = \underbrace{\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4}_{\text{tree}} + \underbrace{\sum_i \frac{n_i}{2} \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \ln(p_E^2 + m_i^2(\phi))}_{\text{one-loop (SM particles)}}$$

$$\text{GHU} : V_{\text{eff}}^{\text{GHU}} = \text{const.} + \underbrace{\sum_i \frac{n_i}{2} \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \ln(p_E^2 + m_i^2(\phi))}_{\text{tree}} + \underbrace{\quad}_{\text{one-loop (KK+SM like particles)}}$$



模型の分類と関連する研究

ヒッグス3点結合に関する先行研究

Flat Space e.g. $\eta_{MN} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1, -1)$

- SU(3) model with large bulk representations
→ [Adachi, Maru, arXiv:1809.02748 (2018)]

- SU(3) model with 5D Lorentz symmetry relaxed

Warped Space e.g. $\eta_{MN} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1, -e^{ky})$

- SO(5) X U(1) model
→ [Funatsu, Hatanaka, Hosotani, Orikasa, Yamatsu, *PRD* 102 (2020) 1, 015005]

今回の話

- 5次元ローレンツ対称性を緩和した模型でのヒッグス3点結合の解析
および将来実験での測定精度と照合した模型の検証可能性
- 平坦な余剰次元の枠組みが持つ、ポテンシャル・3点結合の特徴

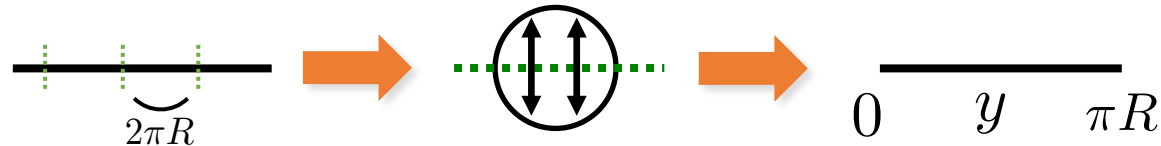
話の流れ

- ヒッグスの物理と導入
- SU(3)モデルの概要
- 解析結果
 - ヒッグス3点結合を用いたモデルの検証可能性
 - 平坦な余剰次元でのヒッグス3点結合の特徴
- まとめ

SU(3)モデル [Panico, Serone, Wulzer, NPB 739 (2006)]

時空の構造

コンパクト化スケール $1/R$ を持つ平坦な $M^4 \times S^1/Z_2$ 5次元時空



場の境界条件 (ゲージ場)

$$\begin{cases} S^1 : A_M(y + 2\pi R) = A_M(y) \\ Z_2 : A_\mu(-y) = P^\dagger A_\mu(y) P, A_5(-y) = -P^\dagger A_5(y) P \end{cases}$$

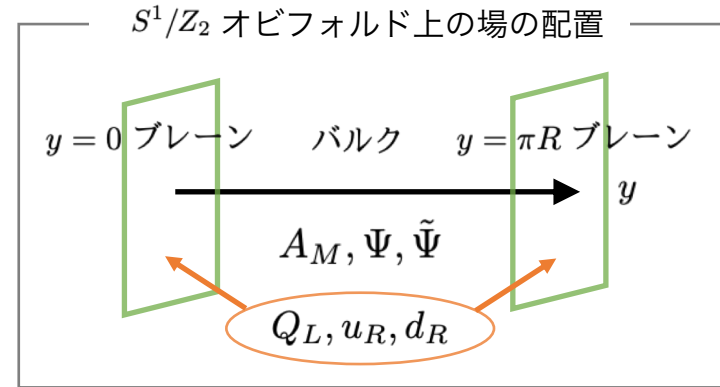
境界条件によるゲージ対称性の破れ

$$SU(3)_w \times U(1)' \xrightarrow{\text{境界条件}} SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_X \quad : P = \text{diag}(-1, -1, +1)$$

$y = 0, \pi R$ での対称性の破れと Z_2 パリティの割り当て

$$A_\mu = \begin{pmatrix} (+,+) & (+,+) & (-,-) \\ (+,+) & (+,+) & (-,-) \\ (-,-) & (-,-) & (+,+) \end{pmatrix}, \quad A_5 = \begin{pmatrix} (-,-) & (-,-) & (+,+) \\ (-,-) & (-,-) & (+,+) \\ (+,+) & (+,+) & (-,-) \end{pmatrix} \quad \rightarrow \quad \begin{array}{l} \text{ゼロモードに} \\ \text{SMヒッグス、ゲージ場} \end{array}$$

SU(3)モデル



モデルに導入する場の種類

- ・ バルクゲージ場： A_M
- ・ バルクフェルミオン対： $\{\Psi, \tilde{\Psi}\}$
- ・ ブレーンフェルミオン： Q_L, u_R, d_R

$$P_\Psi = -P_{\tilde{\Psi}} ; \Psi(-y) = P_\Psi \Psi(y)$$

物質場のラグランジアン

5次元ローレンツ対称性の緩和

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{mat}}^{5D} = & \sum_j \left\{ \bar{\Psi}_j (i\not{D}_4 - \mathbf{k}_j D_5 \gamma^5) \Psi_j + \bar{\tilde{\Psi}}_j (i\not{D}_4 - \tilde{\mathbf{k}}_j D_5 \gamma^5) \tilde{\Psi}_j + \frac{1}{\pi R} (\bar{\Psi}_j \lambda_j \tilde{\Psi}_j + \text{h.c.}) \right\} \quad \textcircled{1} \\ & + \delta(y - y_1) \left\{ \bar{Q}_L i\not{D}_4 Q_L + \sqrt{\frac{2}{\pi R}} (\epsilon_1^d \bar{Q}_L \psi_d + \epsilon_1^u \bar{Q}_R^c \psi_u + \text{h.c.}) \right\} \quad \textcircled{2} \\ & + \delta(y - y_2) \left\{ \bar{u}_R i\not{D}_4 u_R + \bar{d}_R i\not{D}_4 d_R + \sqrt{\frac{2}{\pi R}} (\epsilon_2^d \bar{d}_R \chi_d + \epsilon_2^u \bar{u}_L^c \chi_u + \text{h.c.}) \right\} \quad \textcircled{2} \end{aligned}$$

① バルクフェルミオンにTeVスケールの質量を与える

② バルク場とブレーン場の混合によりSMフェルミオンの質量を再現する

1-loopの有効ポテンシャル

平坦な S^1/Z_2 + バルクとブレーンの混合の場合

$$V_{\text{eff}}(\alpha) = \text{const.} + \sum V_g(q\alpha) + \sum V_{\Psi}^{\pm}(q\alpha) + \sum V_a(\alpha) ; \quad \left(\frac{gR}{2}\right) \frac{\partial V_{\text{eff}}(\alpha)}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_0} = 0$$

バルクゲージ場 \rightarrow 4D mass : $m_g^{(n)}(q\alpha) = \frac{n+q\alpha}{R}$; $m_W^{(0)} = \frac{\alpha_0}{R}$

$$V_g(q\alpha) = -\frac{9}{64\pi^6 R^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^5} \cos(2\pi n q \alpha)$$

バルクフェルミオン対 \rightarrow 4D mass : $m_{\Psi}^{(n)}(q\alpha) = \sqrt{\left(k \frac{n + \frac{1}{2}\eta + q\alpha}{R}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi R}\right)^2}$

$$V_{\Psi}^{\pm}(q\alpha) = \frac{3k^4}{8\pi^6 R^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\pm 1)^n}{n^5} \left(1 + 2n \frac{\lambda}{k} + \frac{4}{3} n^2 \frac{\lambda^2}{k^2}\right) e^{-2n \frac{\lambda}{k}} \cos(2\pi n q \alpha)$$

ブレーンフェルミオン \rightarrow Mass is induced by bulk-brane mixing

$$V_a(\alpha) = \frac{c_a}{2} \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \ln \{ Z_1^a(\alpha) Z_2^a(\alpha) p_E^2 + m_a(\alpha)^2 \}$$

話の流れ

- ヒッグスの物理と導入
- モデルの概要
- 解析結果
 - ヒッグス3点結合を用いたモデルの検証可能性
 - 平坦な余剰次元でのヒッグス3点結合の特徴
- まとめ

物質場の配置、質量の再現

適切な対称性の破れ $0 < \alpha_0 \lesssim 0.1$ を実現する物質場の導入

バルク場

$\eta : S^1$ に対する周期性 $\Psi(y + 2\pi R) = e^{2\pi i \eta} \Psi(y)$

	$SU(3)_c \times SU(3)_w$	η
$\{\Psi_t, \tilde{\Psi}_t\}$	$(\mathbf{3}, \bar{\mathbf{6}})$	0
$\{\Psi_b, \tilde{\Psi}_b\}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{3})$	0
$\{\Psi_A, \tilde{\Psi}_A\}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{6})$	1/2



ポテンシャルへの寄与
$3V_{\Psi_t}^+(2\alpha) + 3V_{\Psi_t}^+(\alpha)$
$3V_{\Psi_b}^+(\alpha)$
$V_{\Psi_A}^-(2\alpha) + V_{\Psi_A}^-(\alpha)$

ブレーション場 : $Q_L = (t_L, b_L)^T \rightarrow y = 0$; $t_R, b_R \rightarrow y = \pi R$

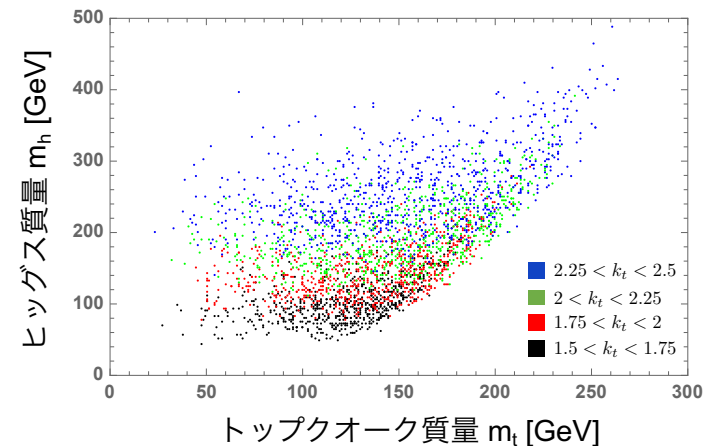
モデルパラメーター は合計10コ

バルクとブレーションの混合 $\epsilon_1^t, \epsilon_2^t, \epsilon_1^b, \epsilon_2^b$

バルク場の5次元質量 $\lambda_t, \lambda_b, \lambda_A$

ローレンツ対称性の緩和 k_t, k_b, k_A

モデルパラメーター の調整、
特に k の導入により m_h, m_t, m_{KK} を再現可能



ヒッグス3点結合のズレ

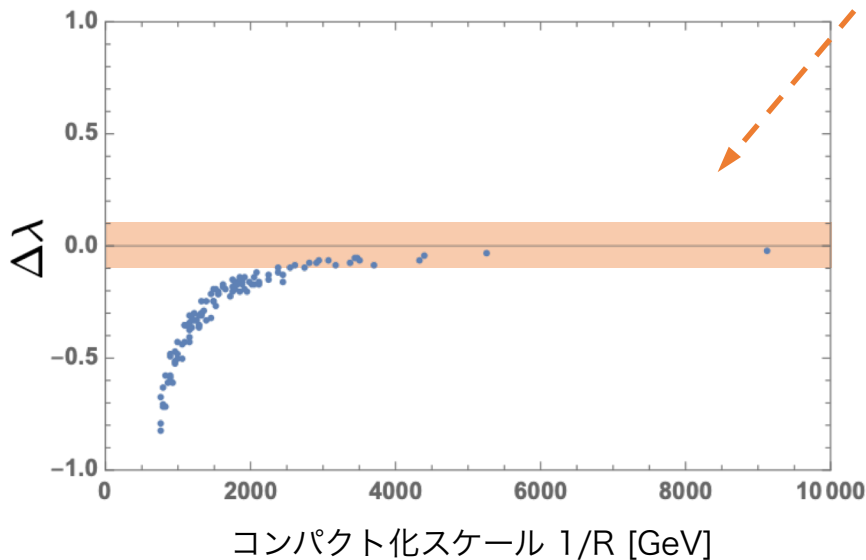
SMからのズレを評価

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{hhh} - \lambda_{hhh}^{\text{SM}}}{\lambda_{hhh}^{\text{SM}}}$$

$$\lambda_{hhh} = \left(\frac{g_4 R}{2}\right)^3 \frac{\partial^3 V_{\text{eff}}}{\partial \alpha^3} \Big|_{\alpha=\alpha_0} \leftrightarrow \lambda_{hhh}^{\text{SM}} = \frac{3m_h^2}{v} \left(1 - \frac{m_t^4}{\pi^2 v^2 m_h^2} + \dots\right)$$

将来実験による測定精度

- HL-LHC $-1.8 \lesssim \Delta\lambda \lesssim 6.7$ (95%CL) [ATL-PHYS-PUB-2017-001]
- ILC($\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$, $L = 4 \text{ ab}^{-1}$) $\Delta\lambda : 10\%$ [K. Fuji et al. (2019)]



✓ $\Delta\lambda$ はほぼ $1/R$ で特徴づけられる

✓ $1/R$ の増大 = SMの結果に漸近

$$\Rightarrow \Delta\lambda \sim \left(\frac{1}{R}\right)^{-2}$$

➤ $1/R$ が大きければ区別できない

話の流れ

- ヒッグスの物理と導入
- モデルの概要
- 解析結果
 - ヒッグス3点結合を用いたモデルの検証可能性
 - 平坦な余剰次元でのヒッグス3点結合の特徴
- まとめ

ポテンシャルの解析・比較

1/R → ∞ でズレ Δλ がなくなるのは何故か？

α ≪ 1 としてポテンシャルを展開 (C_jⁱ はモデルパラメーターの関数)

$$V_g(q\alpha) \simeq \frac{1}{R^4} \left(C_g^1 q^2 \alpha^2 + C_g^2 q^4 \alpha^4 + C_g^3 q^4 \alpha^4 \ln(\alpha^2) + C_g^4 q^6 \alpha^6 + \mathcal{O}(\alpha^8) \right)$$

$$V_\Psi(q\alpha) \simeq \frac{1}{R^4} \left(C_\Psi^1 q^2 \alpha^2 + C_\Psi^2 q^4 \alpha^4 + C_\Psi^4 q^6 \alpha^6 + \mathcal{O}(\alpha^8) \right)$$

$$V_a(\alpha) \simeq \frac{1}{R^4} C_a^3 \alpha^4 \ln(\alpha^2) \quad \leftarrow m_{\text{phys}}^2(\alpha) = B_1 \alpha^2 + B_2 \alpha^4 + \dots$$

$\frac{\alpha}{R} = \frac{g_4 \phi}{2}$ より、φで書き直すと

$$V_{\text{eff}}(\phi) \simeq \underbrace{\left(\frac{1}{R} \right)^2 A \phi^2}_{\text{チューニングを要する}} + \underbrace{B \phi^4}_{\text{SMの1-loopと一致}} + \underbrace{C \phi^4 \ln \frac{\phi^2}{v^2}}_{\text{SMの1-loopと一致}} + \underbrace{\left(\frac{1}{R} \right)^{-2} D \phi^6}_{(1/R) \text{で抑制される高次の項}}$$

チューニングを要する

SMの1-loopと一致

(1/R)で抑制される高次の項

ポテンシャルの解析・比較

SMポテンシャルとの比較

$$\text{SM case : } V_{\text{eff}}(\phi) = A\phi^2 + B\phi^4 + C\phi^4 \ln \frac{\phi^2}{v^2}$$

$$\text{Our case : } V_{\text{eff}}(\phi) \simeq A'\phi^2 + B'\phi^4 + C\phi^4 \ln \frac{\phi^2}{v^2} + \left(\frac{1}{R}\right)^{-2} D\phi^6$$

係数 A', B' は、tadpole, massの条件で決まる

$$\left. \frac{\partial V_{\text{eff}}}{\partial \phi} \right|_{\phi=v} = 0 \quad \rightarrow \quad B' = -\frac{2}{C} - \frac{A'}{2v^2} - \frac{3}{2} D \frac{v^4}{(1/R)^2}$$

$$\left. \frac{\partial^2 V_{\text{eff}}}{\partial \phi^2} \right|_{\phi=v} = m_h^2 \quad \rightarrow \quad m_h^2 = -4A' + 8Cv^2 + 12 \frac{v^4}{(1/R)^2}$$

そのため、 $V_{\text{eff}}(\phi)$ および λ_{hhh} は $1/R \rightarrow \infty$ でSMと一致

$$\lambda_{hhh} = \frac{3}{v} \left\{ m_h^2 + \frac{16}{3} \left(C + 3D \frac{v^2}{(1/R)^2} \right) v^2 \right\} \quad \rightarrow \quad \Delta\lambda \sim \left(\frac{1}{R} \right)^{-2}$$

この結果は、同様のポテンシャル構造を持つモデルで一般に成り立つ

まとめ

- 本研究ではゲージ・ヒッグス統一モデルが持つヒッグスポテンシャルの構造に着目してヒッグス3点結合の解析を行った
- 5次元ローレンツ対称性を緩和したSU(3)モデルでは以下の特徴がヒッグス3点結合のSMからのズレに見られた
 - ほぼコンパクト化スケール $1/R$ のみで特徴付けられる
 - $1/R \rightarrow \infty$ で、SMの予言と一致する $\Rightarrow \Delta\lambda \sim \left(\frac{1}{R}\right)^{-2}$
- この特徴はヒッグスポテンシャルの構造に由来するため、平坦な余剰次元に基づくモデルでバルクとブレーンの混合を考えた場合に一般的に成り立つことが分かった

Back up

コンパクト化スケールの制限

[G. Panico, M. Serone, A. Wulzer, NPB 739 (2006) , NPB 762 (2007)]

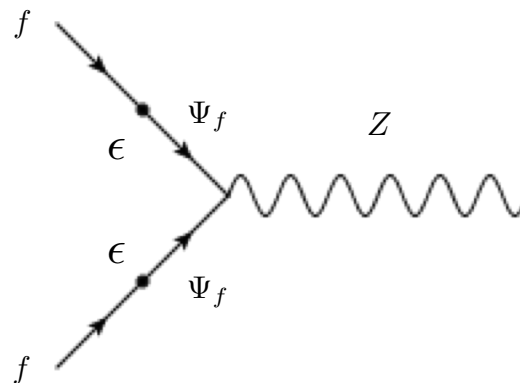
Direct corrections (M_t : 最も軽いカラーフェルミオン質量)

- ・ ゲージ結合のズレ ($Z b_L \bar{b}_L$)

$$\frac{\delta g_b}{g_b} \simeq \frac{1}{1 - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W} \frac{\epsilon_1^{t2} k_t^2}{\lambda_t^2 Z_1} \left(\frac{m_W}{M_t} \right)^2$$

- ・ FCNCへの寄与

$$g_{\text{FCNC}} \sim \frac{\epsilon_1^u \epsilon_1^c}{\lambda_u \lambda_c} \left(\frac{m_W}{M_t} \right)^2$$



Oblique corrections (S, T, U parameter)

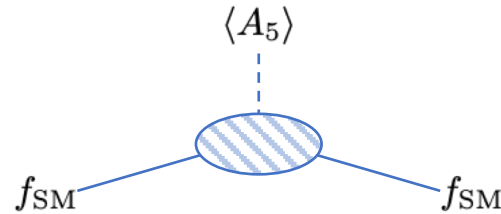
MixingによるTree-levelの寄与

- ・ Tパラメーター: $T = \hat{T}/\alpha_e = \alpha_0^2 \pi^2 / \alpha_e$

これらの制限を満たすためには十分大きいKKスケールが必要になる

➡ $1/R \geq 5$ [TeV]

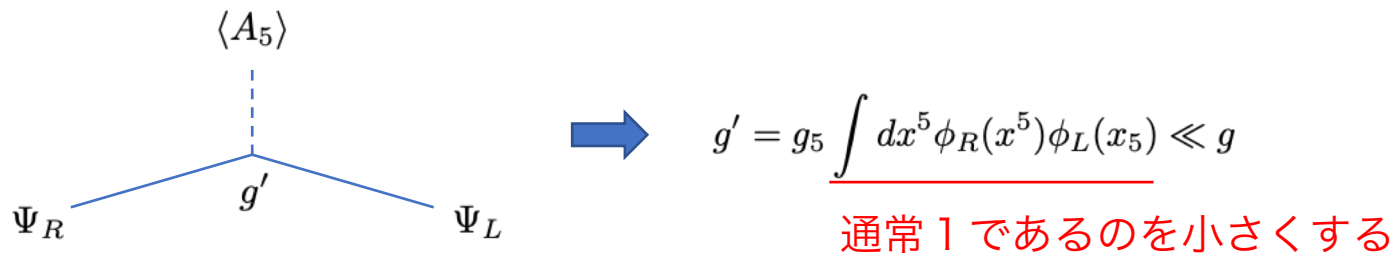
SMフェルミオンの再現



- Bulk-Brane Mixing → バルクフェルミオンの伝播関数で抑制



- Z_2 odd Mass → 波動関数の重複を小さくする



異なるモデルでのヒッグス3点結合

- SM

$$V_{\text{eff}}(\phi) = A\phi^2 + B\phi^4 + C\phi^4 \ln \frac{\phi^2}{v^2} \quad \Rightarrow \quad \lambda_{hhh}^{\text{SM}} = \frac{3}{v} \left(m_h^2 + \frac{16}{3} C v^2 \right)$$

- SM + N scalar singlets ($m_S^2 = \lambda v^2 + \mu_S^2$)

$$V_{\text{eff}}(\phi) = A\phi^2 + B\phi^4 + C\phi^4 \ln \frac{\phi^2}{Q^2} + \frac{N}{32\pi^2} (\lambda\phi^2 + \mu_S^2)^2 \ln \frac{\lambda\phi^2 + \mu_S^2}{m_S^2}$$
$$\Rightarrow \quad \lambda_{hhh} = \frac{3}{v} \left(m_h^2 + \frac{16}{3} C v^2 + \frac{N}{6\pi^2 v^2} \frac{\lambda^3 v^6}{\lambda v^2 + \mu_S^2} \right)$$

- CSI → 質量次元を持ったパラメーターを禁止

$$V_{\text{eff}}(\phi) = B\phi^4 + C\phi^4 \ln \frac{\phi^2}{Q^2} \quad \Rightarrow \quad \lambda_{hhh} = 5 \frac{m_h^2}{v}$$