

$e^+e^- \rightarrow hZ$ 過程の電弱精密計算による 拡張ヒッグスモデルの間接的探索

[hep-ph:2109.02884](#)に基づく

愛甲 将司 (大阪大学 D3)

共同研究者：兼村晋哉 (大阪大学) 馬渡健太郎 (岩手大学)

SMは非常に成功した理論だが、SMでは説明できない現象が存在する。

バリオン数非対称、暗黒物質、ニュートリノ微小質量 など

上記の問題を解決するためには、SMは拡張されなければならない。

拡張ヒッグス模型を考える動機

- ヒッグス二重項を一つだけ導入することはSMにおける**仮定**。
- ヒッグスセクターを拡張すると、SMでは説明できない問題を解決できる。

ヒッグス場の多重項構造や湯川相互作用のパターンなどといった、**ヒッグスセクターの構造**を明らかにすることで新物理に迫る。

ヒッグスセクターの拡張可能性は多岐に渡る → 優先度の高い模型は何か？

実験によるインプット

実験データは電弱ローパラメータが1に近いことを支持 PDG2020

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

電弱ローパラメータを摂動の最低次で1にする模型群

- Higgs Singlet Model (HSM) : 二重項 Φ + 一重項 S
- Inert Doublet Model (IDM) : 二つの二重項 Φ_1, Φ_2 + Z_2 対称性
- Two-Higgs Doublet Model (2HDM) : 二つの二重項 Φ_1, Φ_2 etc.

論文で扱ったHSM, IDM, 2HDMのうち、**本講演では2HDMに焦点を当てる。**

SMで説明できない諸現象を解決する理論のヒッグスセクターによく現れる拡張ヒッグス模型

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) \\ + \frac{1}{2} \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \frac{1}{2} \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c.], \quad \Phi_i = \begin{pmatrix} \omega_i \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + h_i + iz_i) \end{pmatrix}$$

- ソフトに破れた Z_2 対称性によってフレーバーを変える中性カレントを抑制 Glashow, Weinberg, PRD15 (1977)
Paschos, PRD15 (1966)
 - 4タイプの湯川相互作用に分類 (Type-I, II, X, Y) Barger et al. PRD41 (1990)
Aoki et al. PRD80 (2009)

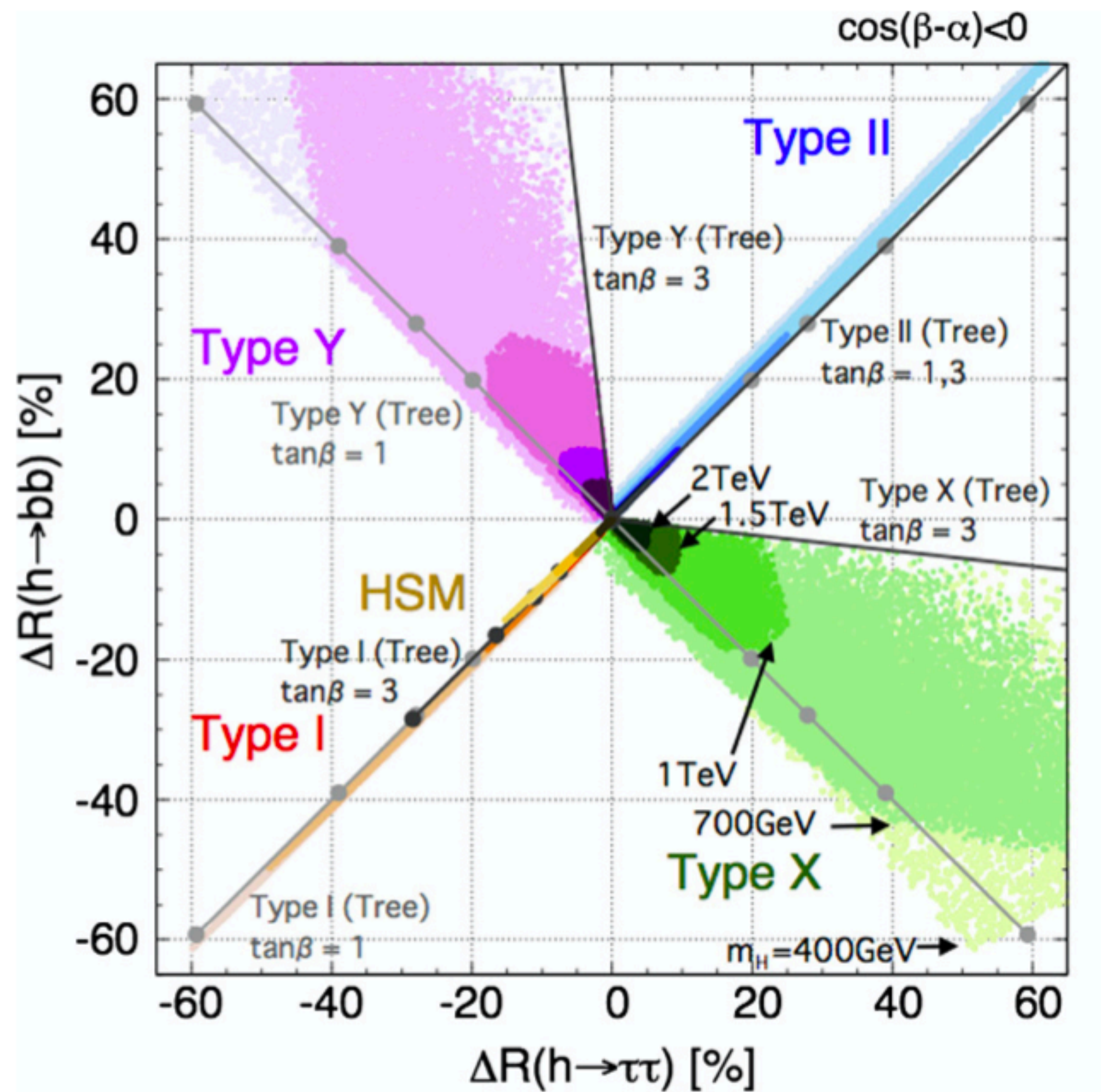
- 質量固有状態: h (125 GeVヒッグス粒子), H, A, H^\pm (付加的ヒッグス粒子)

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = R(\alpha) \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} = R(\beta) \begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} = R(\beta) \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}, \quad R(\theta) \text{ は回転行列}$$

- パラメータ: v (=246 GeV), m_h (=125 GeV), $m_H, m_A, m_{H^\pm}, M^2 = m_{12}^2 / (s_\beta c_\beta), \tan \beta, s_{\beta-\alpha}$

- ヒッグス結合定数: $g_{hVV} = s_{\beta-\alpha} g_{hVV}^{\text{SM}}, \quad g_{hff} = (s_{\beta-\alpha} - c_{\beta-\alpha} \zeta_f) g_{hff}^{\text{SM}} \quad (\zeta_f = -\tan \beta \text{ or } \cot \beta)$

- アライメント極限: $s_{\beta-\alpha} \rightarrow 1$ (treeレベルのヒッグス結合定数がSMと等しくなる極限)



Kanemura, Kikuchi, Mawatari, Sakurai, Yagyu, PLB783 (2018)

拡張ヒッグスモデルの検証

- 付加的なヒッグス粒子 H, A, H^\pm の直接探索
- 125 GeVヒッグスをプローブとした間接的検証
 - 部分崩壊幅におけるSMからのずれ

$$\Delta R(h \rightarrow XX) = \frac{\Gamma_{\text{NP}}(h \rightarrow XX)}{\Gamma_{\text{SM}}(h \rightarrow XX)} - 1$$

ずれのパターンからモデルの識別が可能

H-COUP ver2 : one-loopレベルの自動計算

Kanemura, Kikuchi, Mawatari, Sakurai, Yagyu, CPC257 (2020)

次の標的

$h(125)$ の生成断面積、生成断面積×崩壊分岐比

ILC, CEPC, FCC-ee : $\sqrt{s} = 240 - 250$ GeV での運用を計画

→ $e^+e^- \rightarrow hZ$ 過程の散乱断面積が最大

Z ボソンのエネルギー : $E_Z = (s + m_Z^2 - m_h^2)/(2\sqrt{s})$

→ recoil mass techniqueで散乱断面積を測定できる

J. Yan et al. PRD94 (2016)

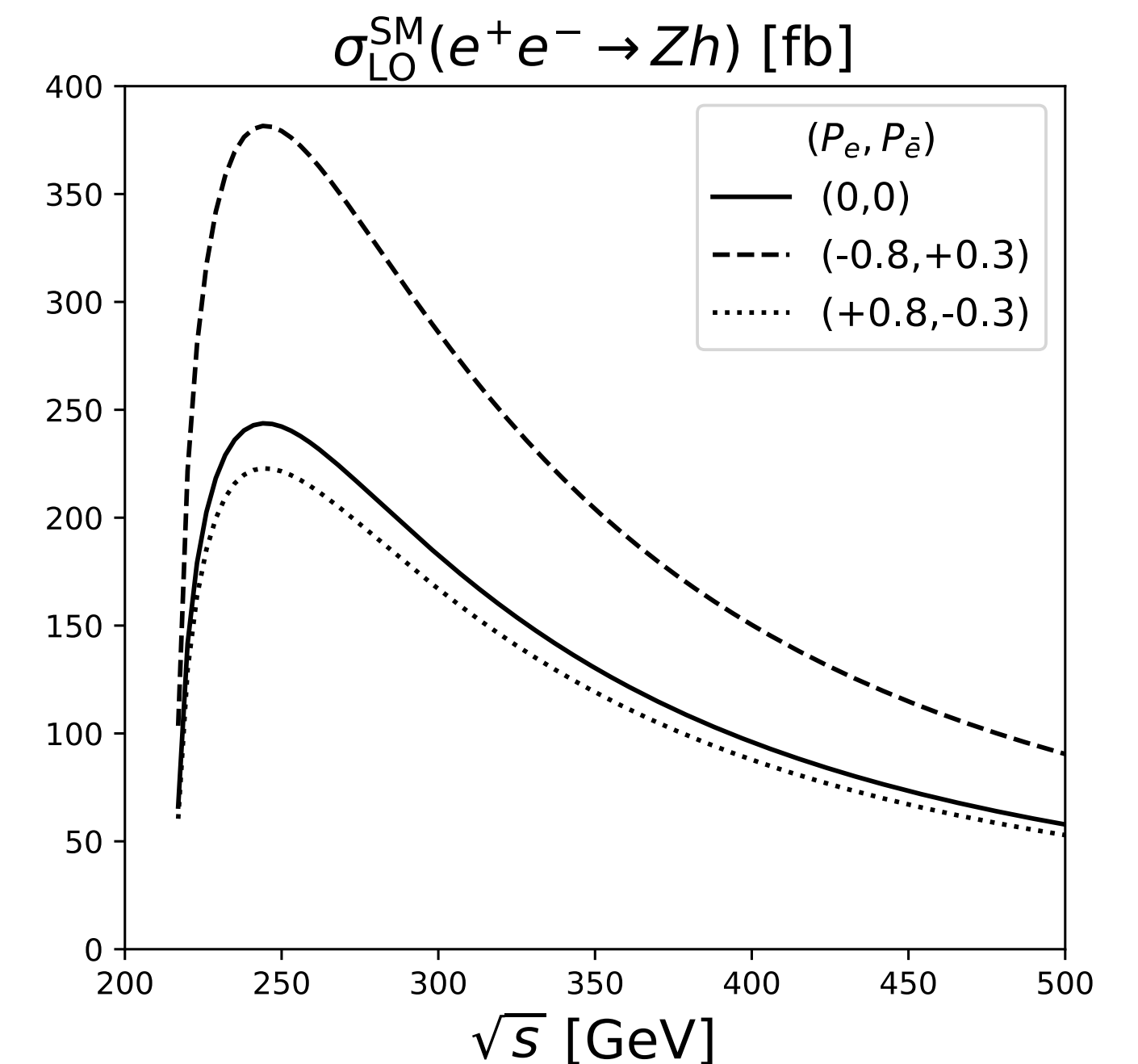
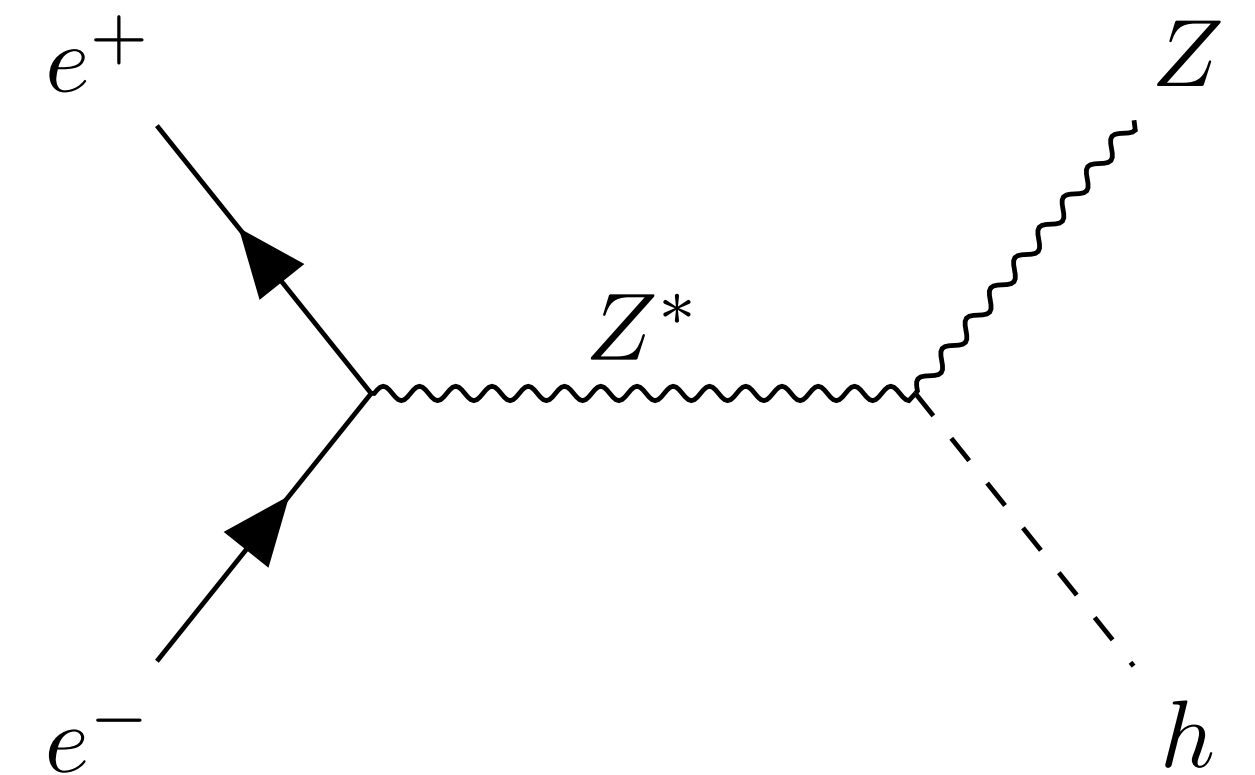
ヘリシティの組み合わせ :

始状態 $(\sigma_e, \sigma_{\bar{e}})$: $(-, +), (+, -), (\cancel{-}, \cancel{-}), (\cancel{+}, \cancel{+})$ $m_e/v \rightarrow 0$

終状態 : $\lambda = (+, -, 0)$

6種類のHelicity amplitude : $\mathcal{M}_{\sigma\lambda}(s, t)$ ($\sigma = \sigma_e = -\sigma_{\bar{e}}$)

ILCでは、ビーム偏極を変えて測定 : $(P_e, P_{\bar{e}}) = (\mp 0.8, \pm 0.3)$



LOでは hZZ 結合によって、散乱断面積が変わる： $\sigma_{\text{LO}}^{2\text{HDM}} = s_{\beta-\alpha}^2 \sigma_{\text{LO}}^{\text{SM}}$

Q. 散乱断面積のずれを混合角の値に焼き直して良いか？

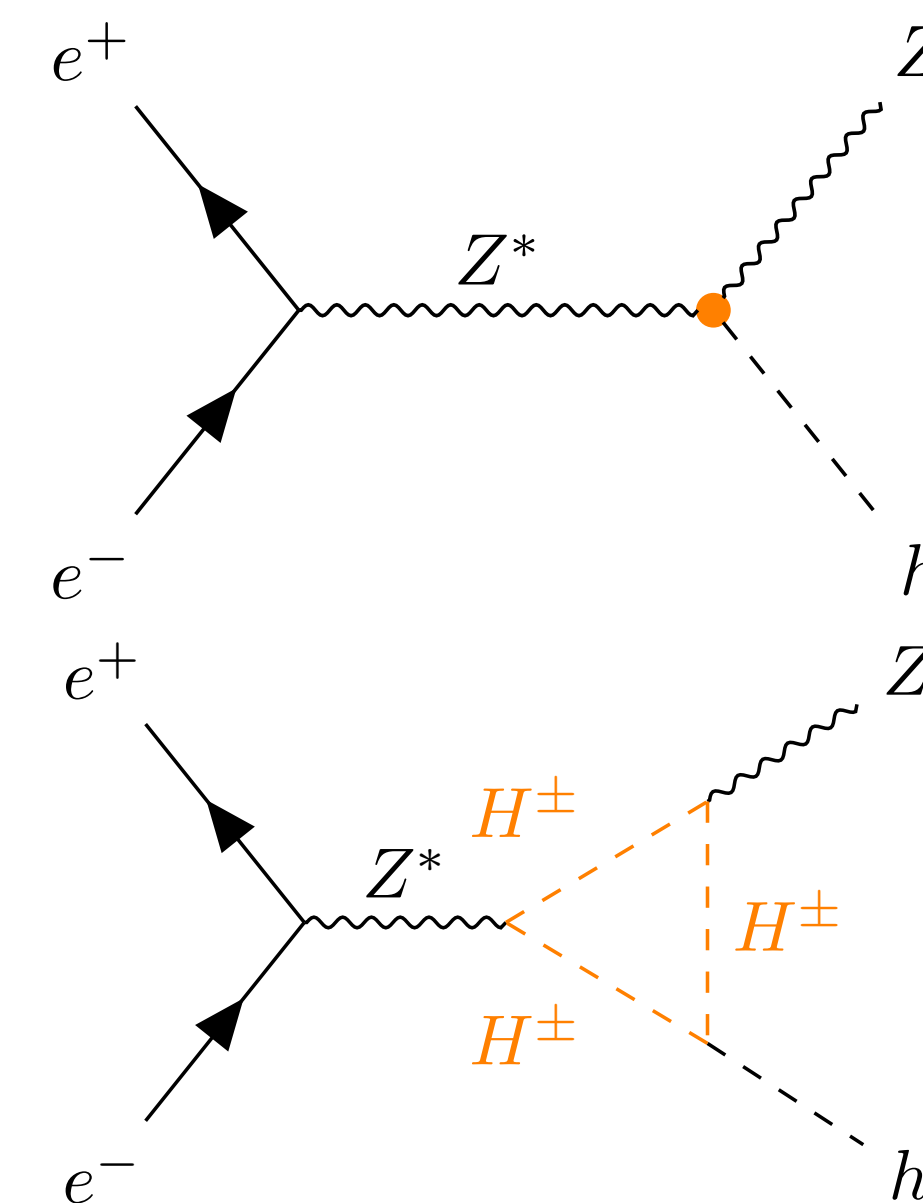
混合角によるSMからのずれ

- LOでズレが生じうる
(LHCのデータは $s_{\beta-\alpha} \simeq 1$ を支持 $\rightarrow \mathcal{O}(1)\%$ のずれ)

G. Aad et al, PRD101 (2020)

新粒子のループ効果

- CP-evenスカラーが混合しない場合でも生じる
(ループ因子 $1/16\pi^2$ による抑制 $\rightarrow \mathcal{O}(1)\%$ のずれ)



生成断面積の測定精度： $\Delta\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ) = 2\% (0.7\%)$ at ILC 250fb^{-1} (2ab^{-1})

T. Barklow et al. PRD97 (2018)

将来実験との比較を行うためには、高次補正を含めた精密計算が重要

SM

NLO EW : J. Fleischer, F. Jegerlehner, NPB216 (1983); B. Kniehl ZPC55 (1992); A. Denner et al. ZPC56 (1992); G. Belanger et al, PR430 (2006)

Mixed EW-QCD : Y. Gong et al. PRD95 (2017), Q. Sun et al. PRD96 (2017)

NNLO EW : Z. Li et al. hep-ph 2012.12513

MSSM

NLO EW : P. Chankowski et al. NPB423 (1994); V. Driesen, W. Hollik, ZPC68 (1995); V. Driesen et al. ZPC71 (1996) S. Heinemeyer et al. EPJ C19 (2001)

2HDM

NLO EW : D. Lopez-Val et al. PRD81 (2010); W. Xie et al. PRD103 (2021)

IDM

NLO EW : H. Abouabid et al. JHEP 05 (2021)

本研究

{ 模型空間の拡張 (HSM)
異なるスキーム → 統一スキーム
ビーム偏極やヘリシティの自由度

崩壊分岐比の計算と同じスキームで、異なる模型を統一的に取り扱う。

From-factorによる分解

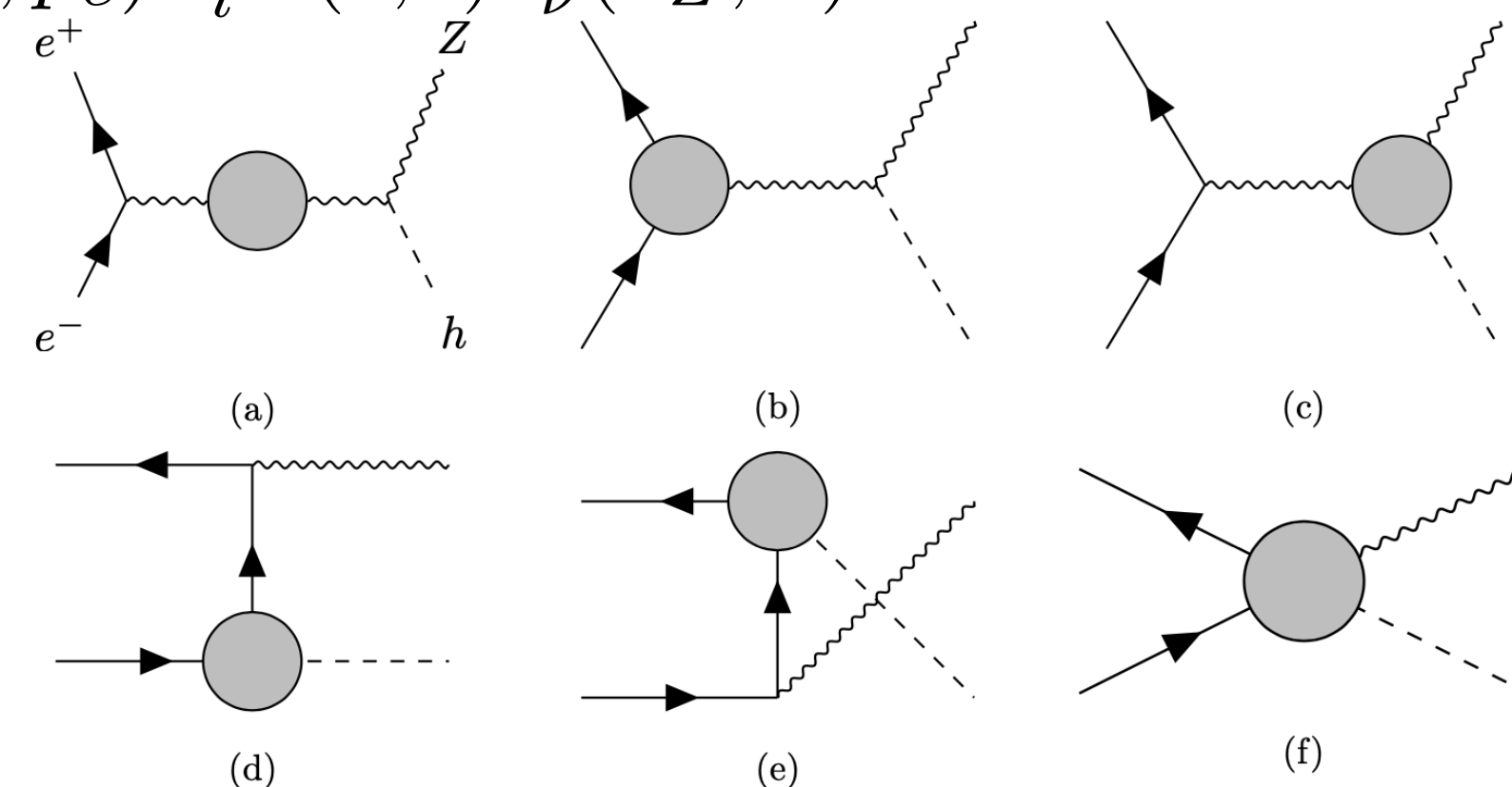
Helicity amplitudeはテンソル構造に応じて分解できる

$$\mathcal{M}_{\sigma\lambda}(s, t) = \sum_{i=1}^3 F_{i,\sigma}(s, t) \mathcal{M}_{i,\sigma\lambda}(s, t), \quad \mathcal{M}_{i,\sigma\lambda} = j_{\sigma,\mu}(p_e, p_{\bar{e}}) T_i^{\mu\nu}(s, t) \varepsilon_{\nu}^*(k_Z, \lambda)$$

$$\begin{aligned} T_1^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} \\ T_2^{\mu\nu} &= k_Z^\mu (p_e + p_{\bar{e}})^\nu \\ T_3^{\mu\nu} &= k_Z^\mu (p_e - p_{\bar{e}})^\nu \end{aligned}$$

繰り込まれた量によるFrom-factorの分解

$$\begin{aligned} F_{i,\sigma}^{(1)} &= F_{i,\sigma}^{ZZ} + F_{i,\sigma}^{Z\gamma} + F_{i,\sigma}^{Ze\bar{e}} + F_{i,\sigma}^{hZZ} + F_{i,\sigma}^{hZ\gamma} + F_{i,\sigma}^{he\bar{e}} + F_{i,\sigma}^{\text{Box}} \\ &\quad + F_{i,\sigma}^{\Pi'_{ZZ}} + F_{i,\sigma}^{\Delta r} \end{aligned}$$



UV発散：improved on-shell schemeに基づいて繰り込む。

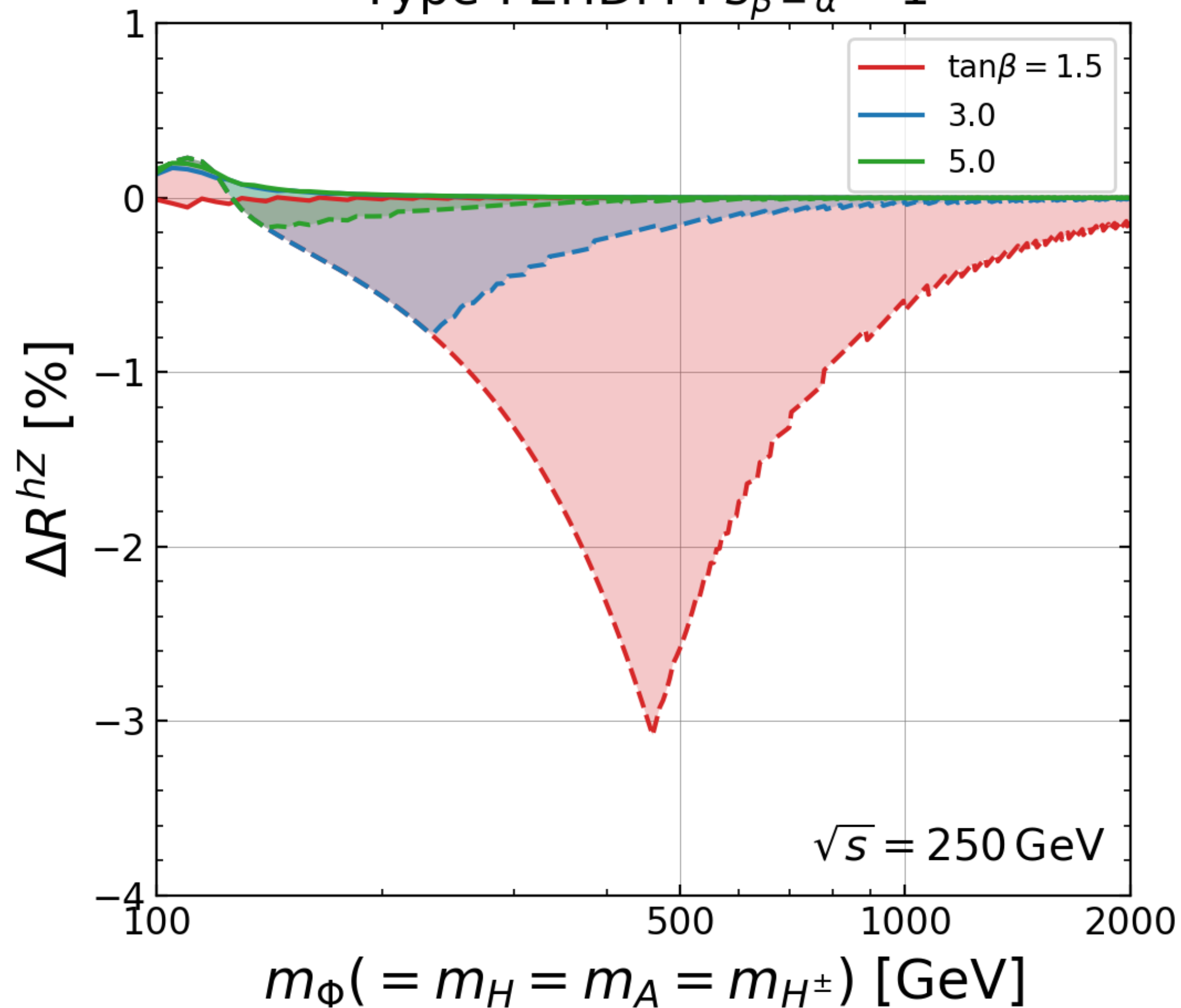
ヒッグス場の混合に由来するゲージ依存性はピンチテクニックにより取り除かれる。

S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Sakurai, K. Yagyu, PRD96 (2017)

IR発散：有限の光子質量によって正則化し、real emissionによる寄与を足すことで光子質量の依存性を取り除く。 B. Kniehl ZPC55 (1992); A. Denner et al. ZPC56 (1992)

$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \Delta R^{hZ} = \sigma_{\text{NP}} / \sigma_{\text{SM}} - 1$$

Type-I 2HDM : $s_{\beta-\alpha} = 1$



M. Aiko, S. Kanemura, K. Mawatari, 2109.02884

LOでは、SMと同じ : $\sigma_{\text{2HDM}}^{\text{LO}} = \sigma_{\text{SM}}^{\text{LO}}$

制限

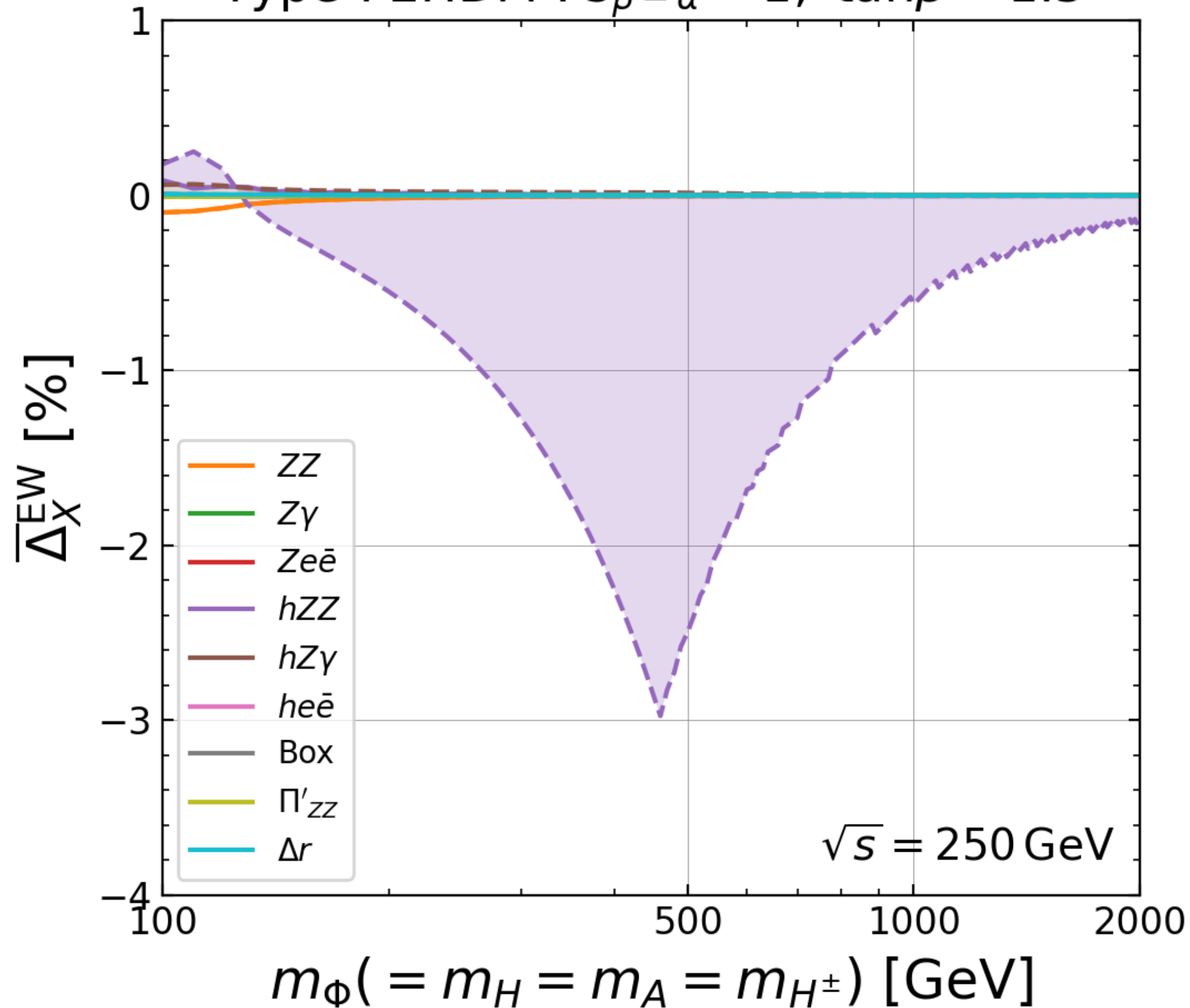
理論的制限+STパラメータの制限を考慮

結果

- タイプ間の違いはほとんどみられない。
- hZZ vertexによる寄与が支配的。
 $\lambda_{h\Phi\Phi}^2$ に比例する大きな補正を含むため。
- m_Φ を大きくすると、付加的ヒッグス粒子はデカップルする。
T. Appelquist, J. Carazzone
PRD11 (1975)
- 混合がない場合でも、%レベルでSMからずれうる。

$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0)$, $\overline{\Delta}_X^{\text{EW}}$: 各ダイアグラムのNP効果

Type-I 2HDM : $s_{\beta-\alpha} = 1$, $\tan\beta = 1.5$



M. Aiko, S. Kanemura, K. Mawatari, 2109.02884

LOでは、SMと同じ : $\sigma_{2\text{HDM}}^{\text{LO}} = \sigma_{\text{SM}}^{\text{LO}}$

制限

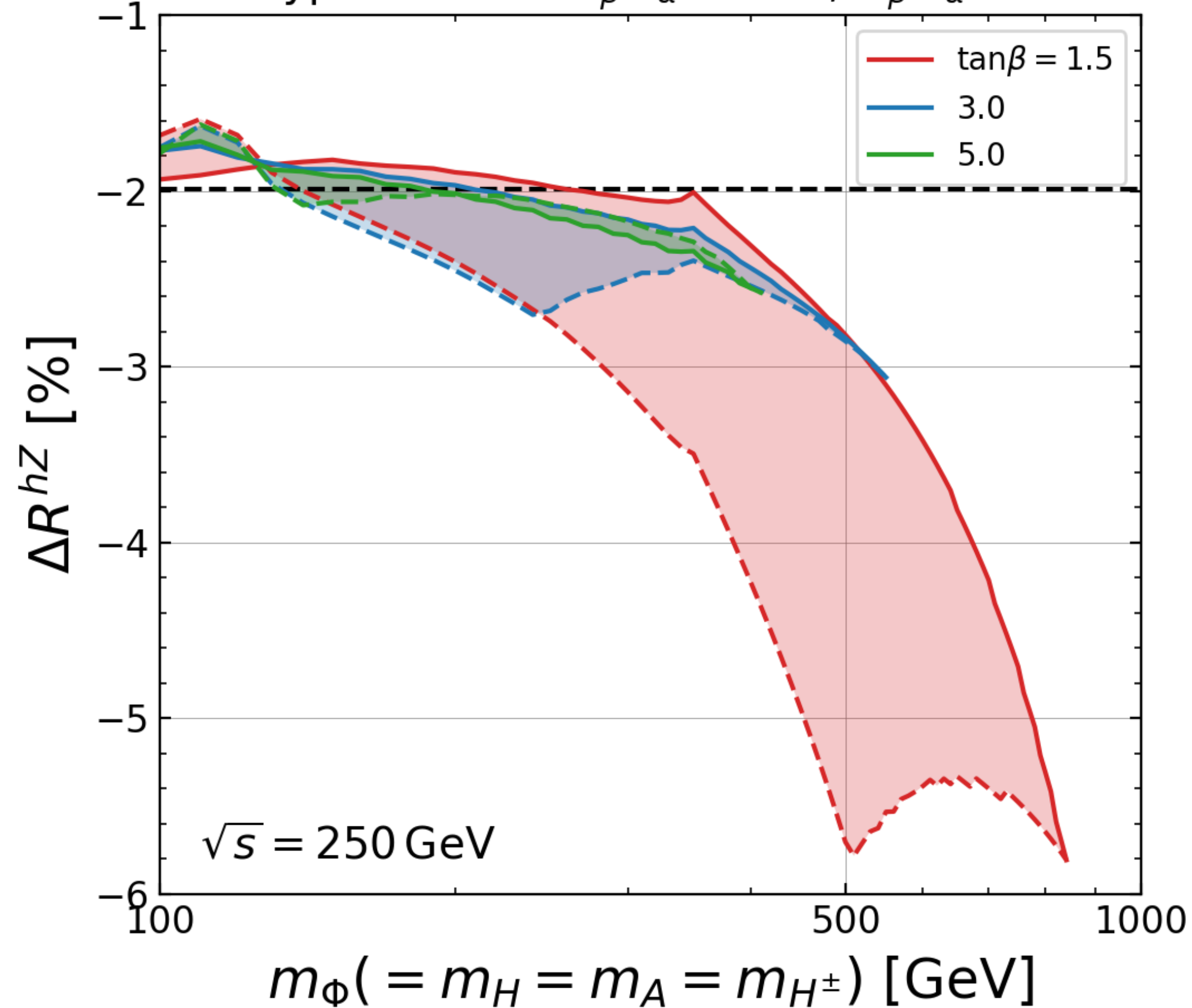
理論的制限+STパラメータの制限を考慮

結果

- タイプ間の違いはほとんどみられない。
- hZZ vertexによる寄与が支配的。
 $\lambda_{h\Phi\Phi}^2$ に比例する大きな補正を含むため。
- m_Φ を大きくすると、付加的ヒッグス粒子はデカップルする。
T. Appelquist, J. Carazzone
PRD11 (1975)
- 混合がない場合でも、%レベルでSMからずれうる。

$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \Delta R^{hZ} = \sigma_{\text{NP}} / \sigma_{\text{SM}} - 1$$

Type-I 2HDM : $s_{\beta-\alpha} = 0.99, c_{\beta-\alpha} < 0$



LOでSMからずれる： $\sigma_{2\text{HDM}}^{\text{LO}} \neq \sigma_{\text{SM}}^{\text{LO}}$

$s_{\beta-\alpha} = 0.99$ のとき、約1%のずれ

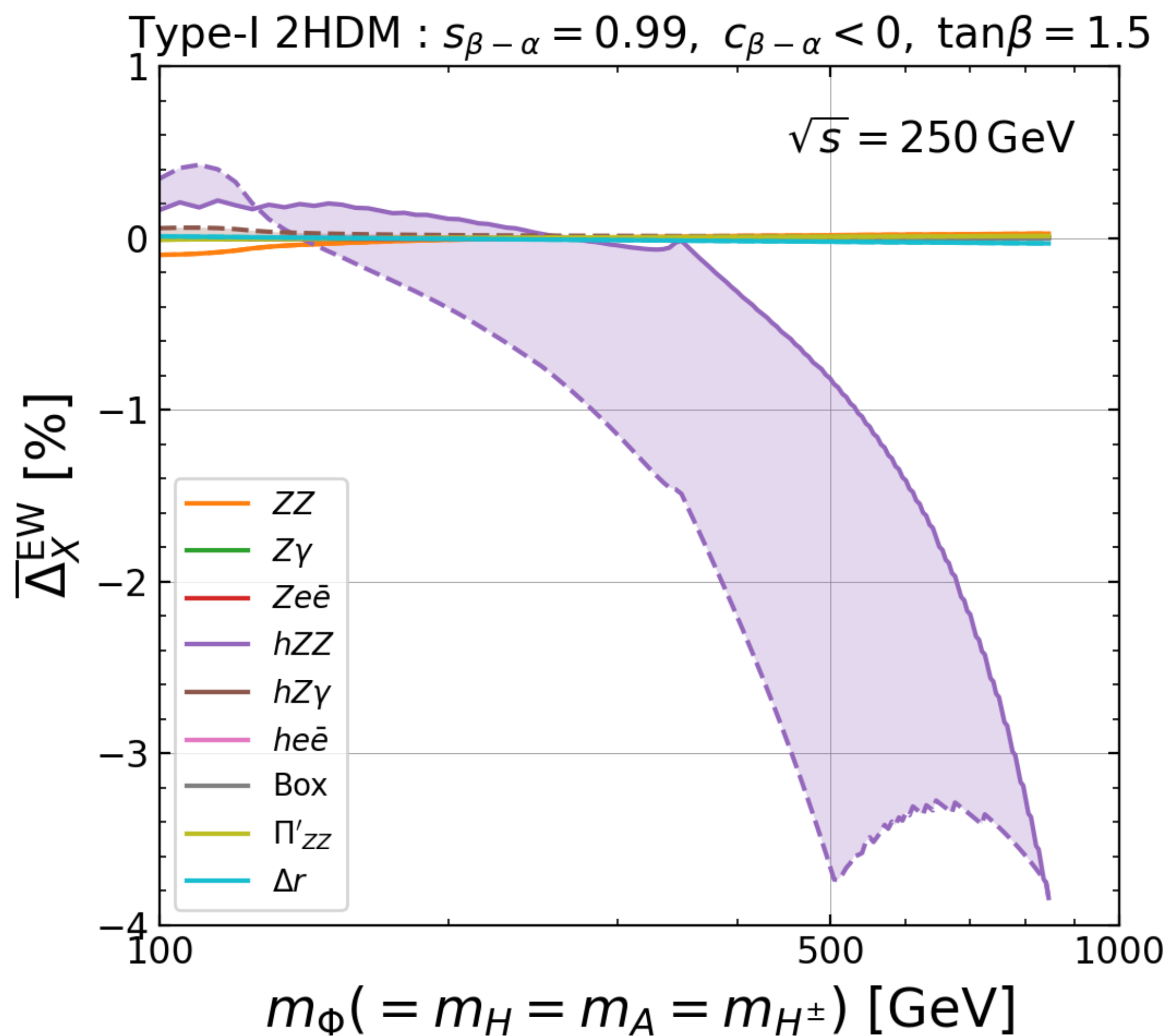
制限

理論的制限+STパラメータの制限を考慮

結果

- hZZ vertexによる寄与が支配的。
- $s_{\beta-\alpha} \neq 1$ のときはデカップリング極限がとれず、 m_ϕ が大きいところでノンデカップリング効果が生じる。

$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0)$, $\overline{\Delta}_X^{\text{EW}}$: 各ダイアグラムのNP効果



LOでSMからずれる： $\sigma_{2\text{HDM}}^{\text{LO}} \neq \sigma_{\text{SM}}^{\text{LO}}$

$s_{\beta-\alpha} = 0.99$ のとき、約1%のずれ

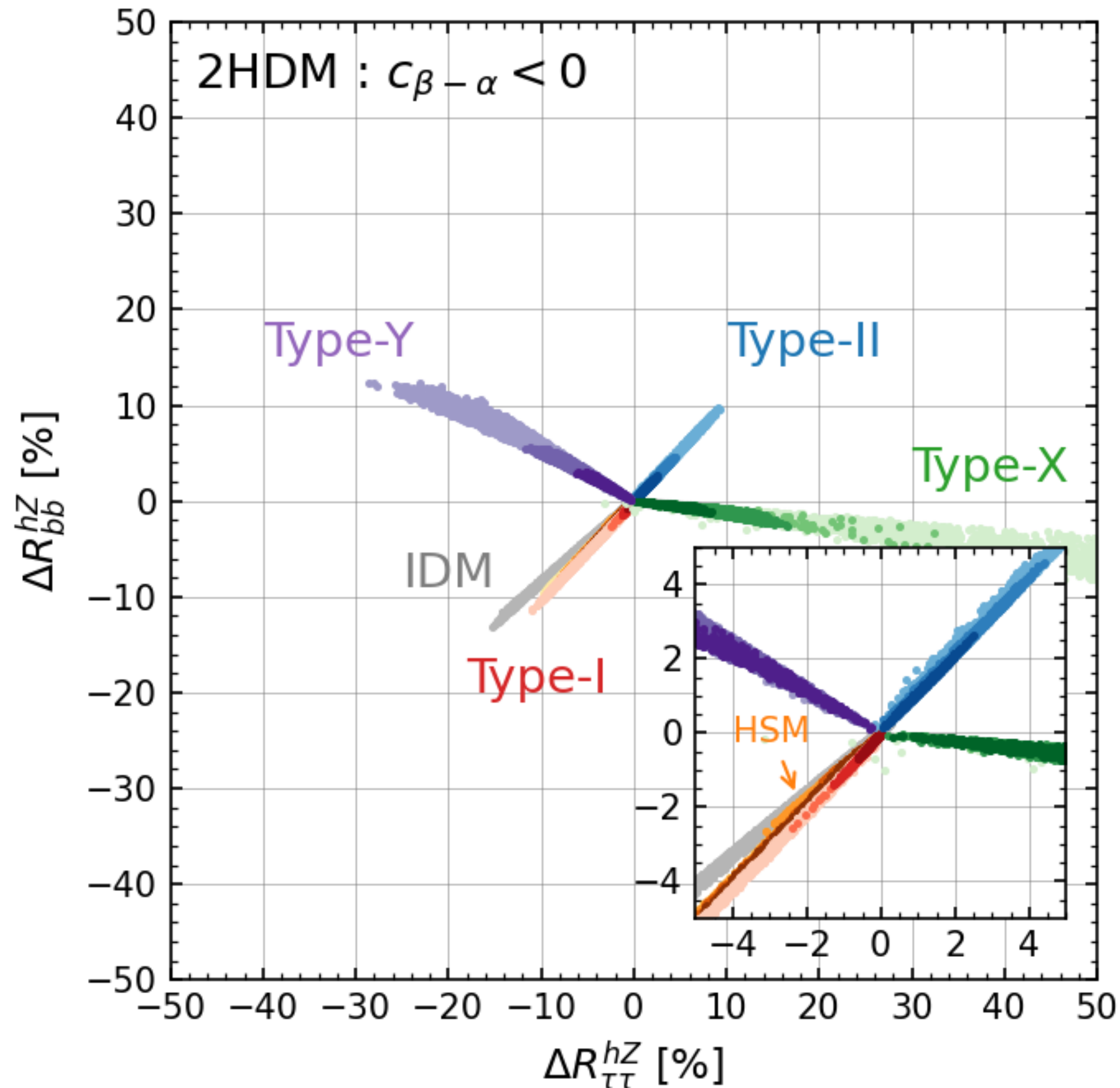
制限

理論的制限+STパラメータの制限を考慮

結果

- hZZ vertexによる寄与が支配的。
- $s_{\beta-\alpha} \neq 1$ のときはデカップリング極限がとれず、 m_ϕ が大きいところでノンデカップリング効果が生じる。

$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (-0.8, +0.3)$$



M. Aiko, S. Kanemura, K. Mawatari, 2109.02884

$h(125)$ の散乱断面積×崩壊分岐比におけるSMからのずれ :

$$\Delta R_{XY}^{hZ} = \frac{\sigma_{\text{NP}}(e^+e^- \rightarrow hZ) \text{BR}_{\text{NP}}(h \rightarrow XY)}{\sigma_{\text{SM}}(e^+e^- \rightarrow hZ) \text{BR}_{\text{SM}}(h \rightarrow XY)} - 1$$

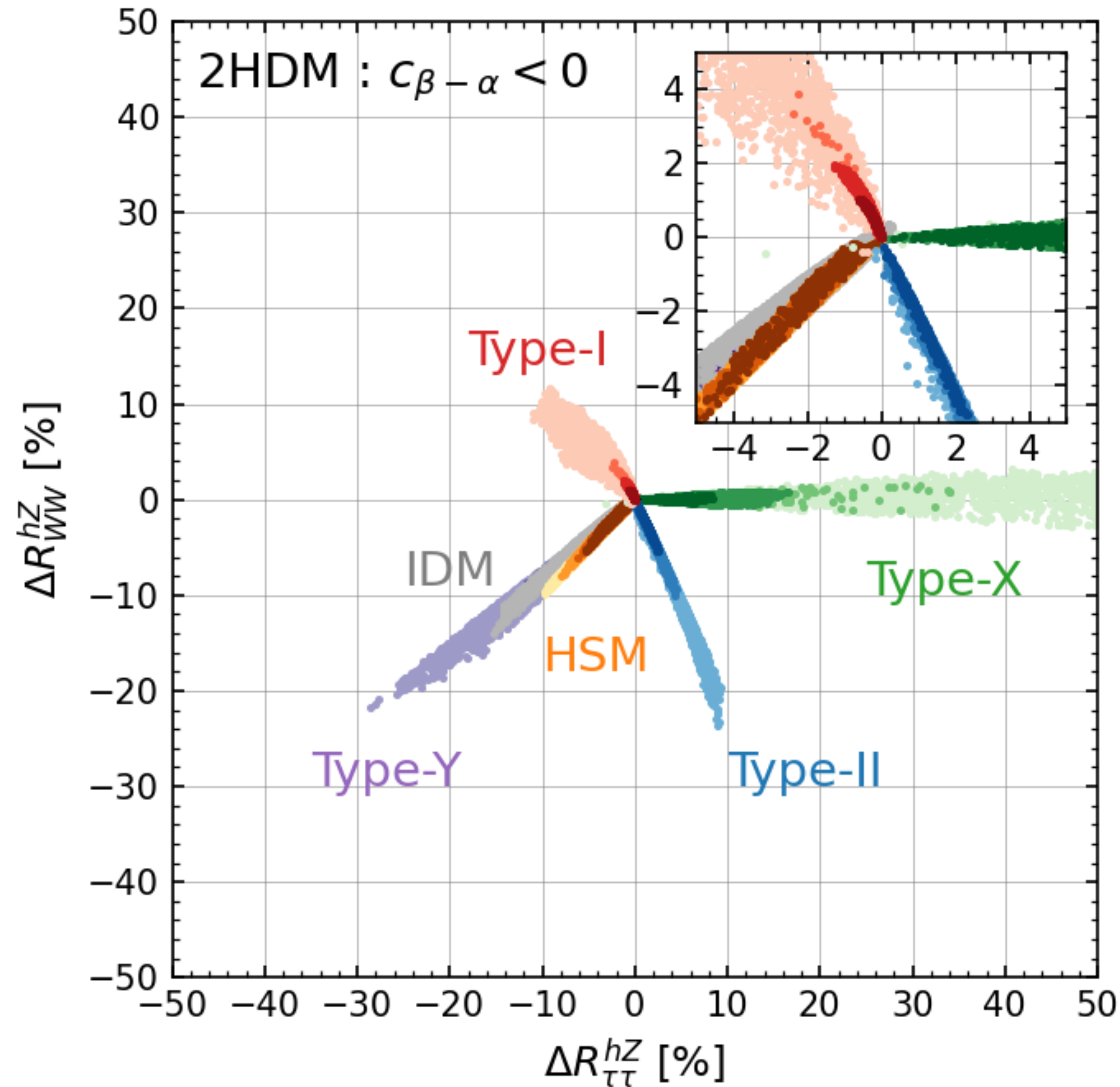
- フェルミオンへの崩壊モードの相関から、2HDMの湯川相互作用のタイプを決定できる。
- $m_\Phi \lesssim 1 \text{ TeV}$ では、ILCで探索できる大きさのズレが生じる。

T. Barklow et al. PRD97 (2018)

$$(\Delta R_{bb}^{hZ} = 1.3 \%, \Delta R_{\tau\tau}^{hZ} = 3.2 \% \text{ at } 1 \sigma)$$

- Type-I 2HDM, HSM, IDMはフェルミオンへの崩壊モードでは同じ相関を示す。

$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (-0.8, +0.3)$$



- ΔR_{WW}^{hZ} のずれの方向から、Type-I 2HDMはHSMやIDMと区別できる。

$$(\Delta R_{WW}^{hZ} = 4.6 \% \text{ at } 1\sigma) \quad \text{T. Barklow et al. PRD97 (2018)}$$

- HSMとIDMの識別には $h \rightarrow \gamma\gamma$ が有望だが、ILC単体では難しい。

$$(\Delta R_{\gamma\gamma}^{hZ} = 34 \% \text{ at } 1\sigma)$$

→ HL-LHCでの測定と組み合わせた解析が重要。

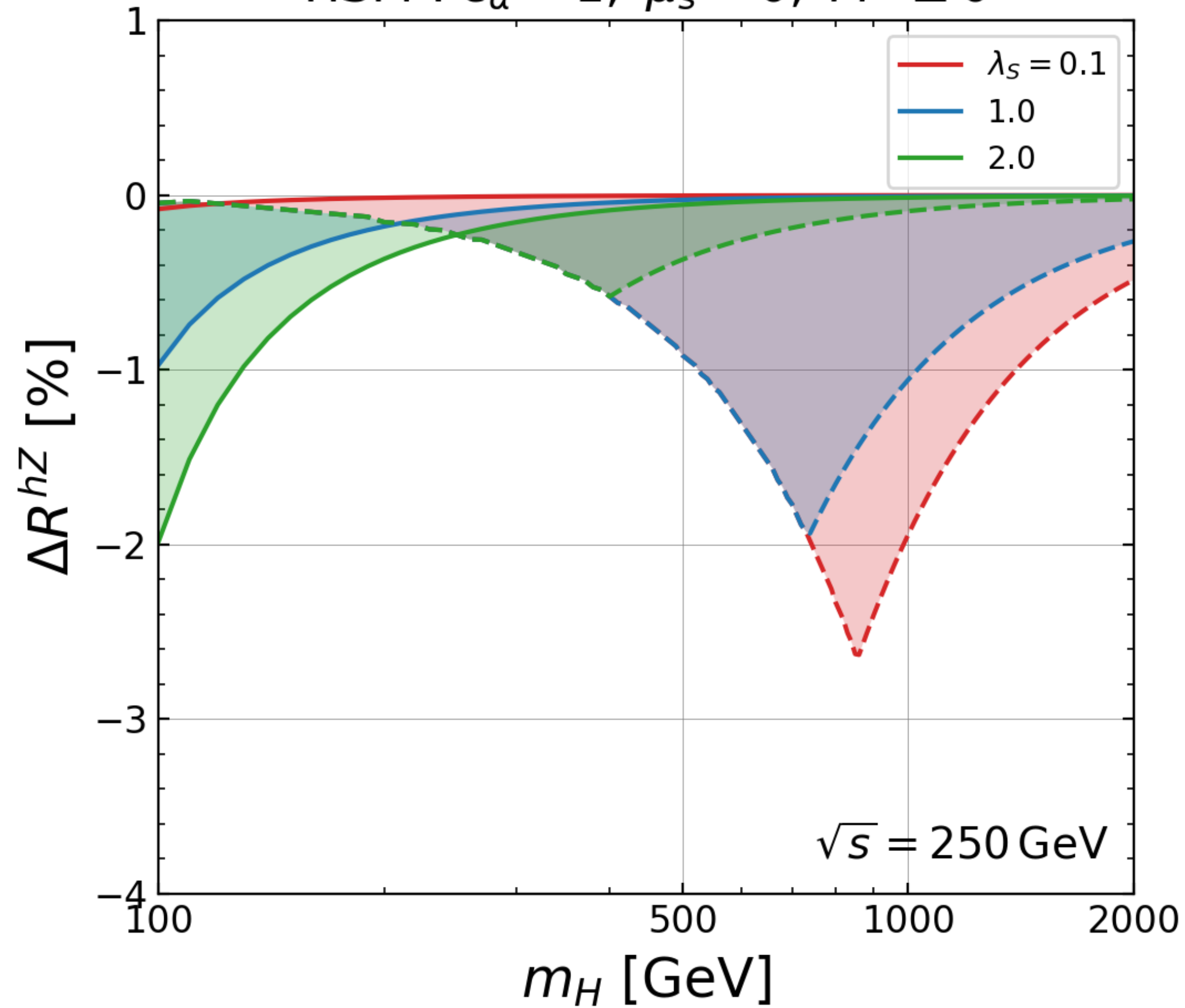
- $h(125)$ の諸性質を調べることで、ヒッグスセクターの構造を解明できる。
- 本研究ではILC250で特に重要となる $e^+e^- \rightarrow hZ$ 過程の散乱断面積に対する電弱高次補正を、様々な拡張ヒッグス模型において、統一的なスキームで解析した。
- LHCのデータが支持する $s_{\beta-\alpha} \simeq 1$ のとき、LOでのずれと高次補正によるずれが同程度の大きさになるので、将来実験との比較では精密計算が必要不可欠。
- 2HDMの4タイプは $h(125)$ のフェルミオン崩壊におけるずれの相関から識別可能。
Type-I 2HDMは WW^* への崩壊からHSM, IDMと識別できる。

バックアップ

HSM with $c_\alpha = 1$

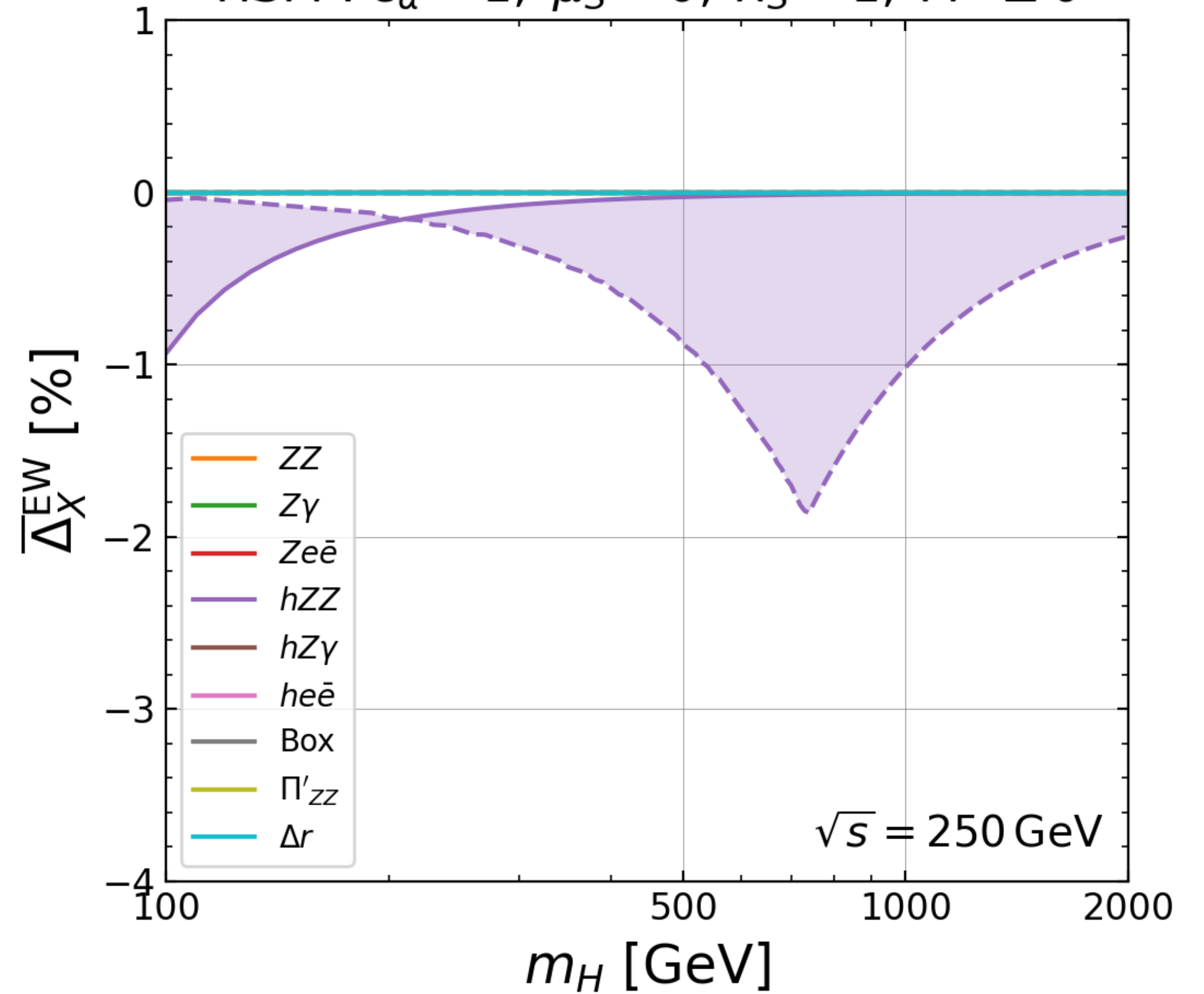
$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \Delta R^{hZ} = \sigma_{\text{NP}}/\sigma_{\text{SM}} - 1$

HSM : $c_\alpha = 1, \mu_s = 0, M^2 \geq 0$



$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \overline{\Delta}_X^{\text{EW}}$: 各ダイアグラムのNP効果

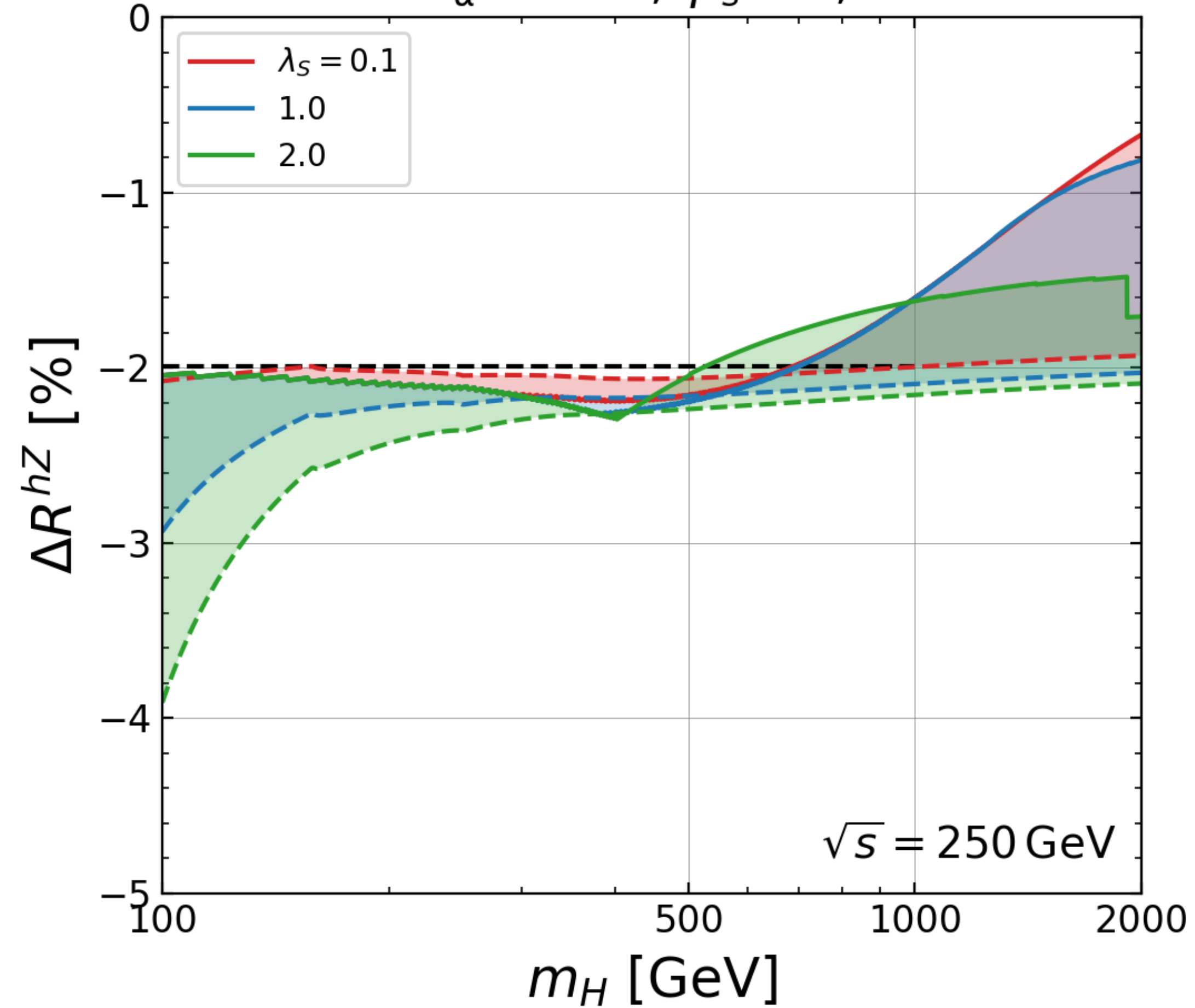
HSM : $c_\alpha = 1, \mu_s = 0, \lambda_s = 1, M^2 \geq 0$



HSM with $c_\alpha \neq 1$

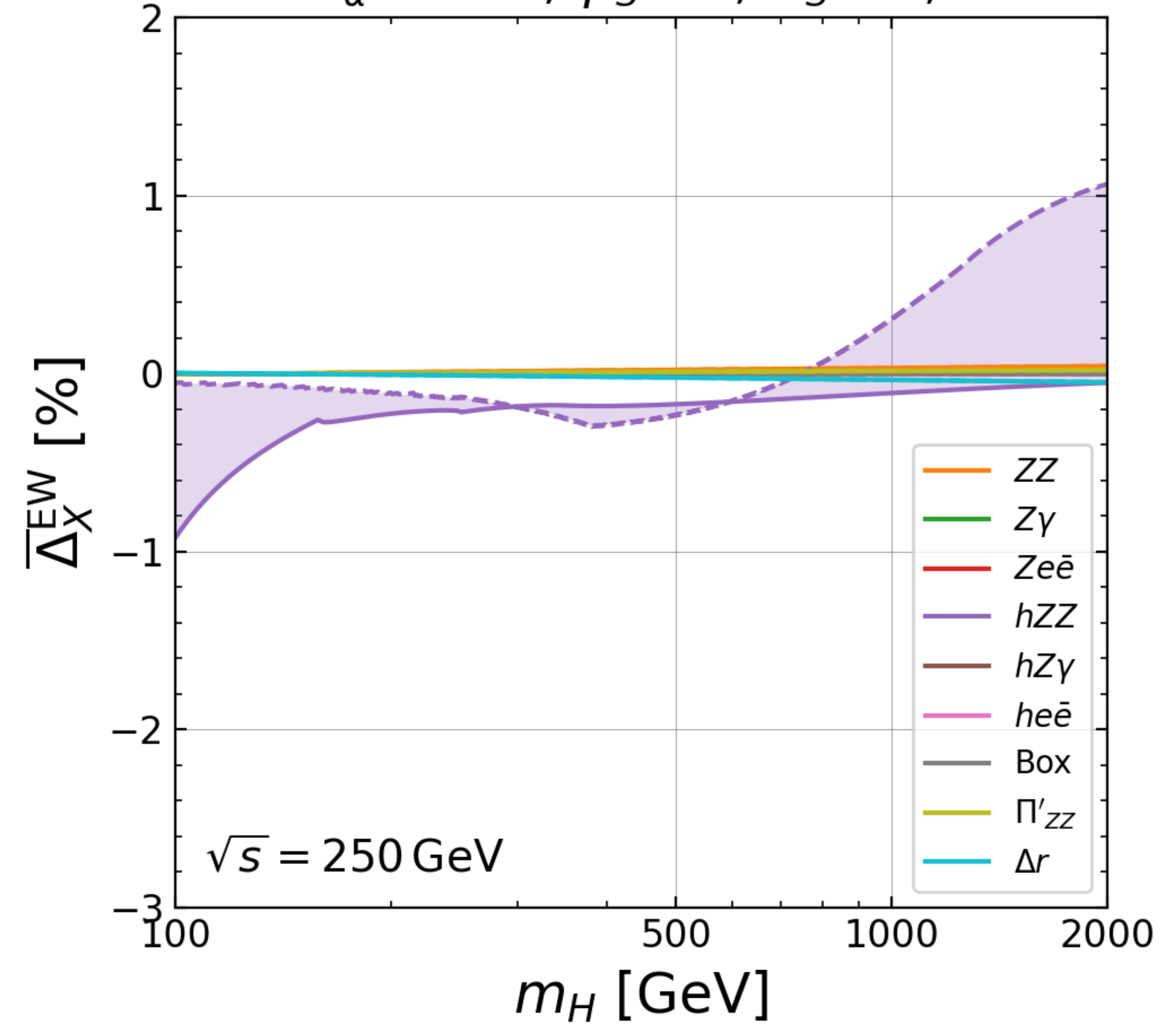
$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \Delta R^{hZ} = \sigma_{\text{NP}} / \sigma_{\text{SM}} - 1$$

HSM : $c_\alpha = 0.99, \mu_s = 0, M^2 \geq 0$

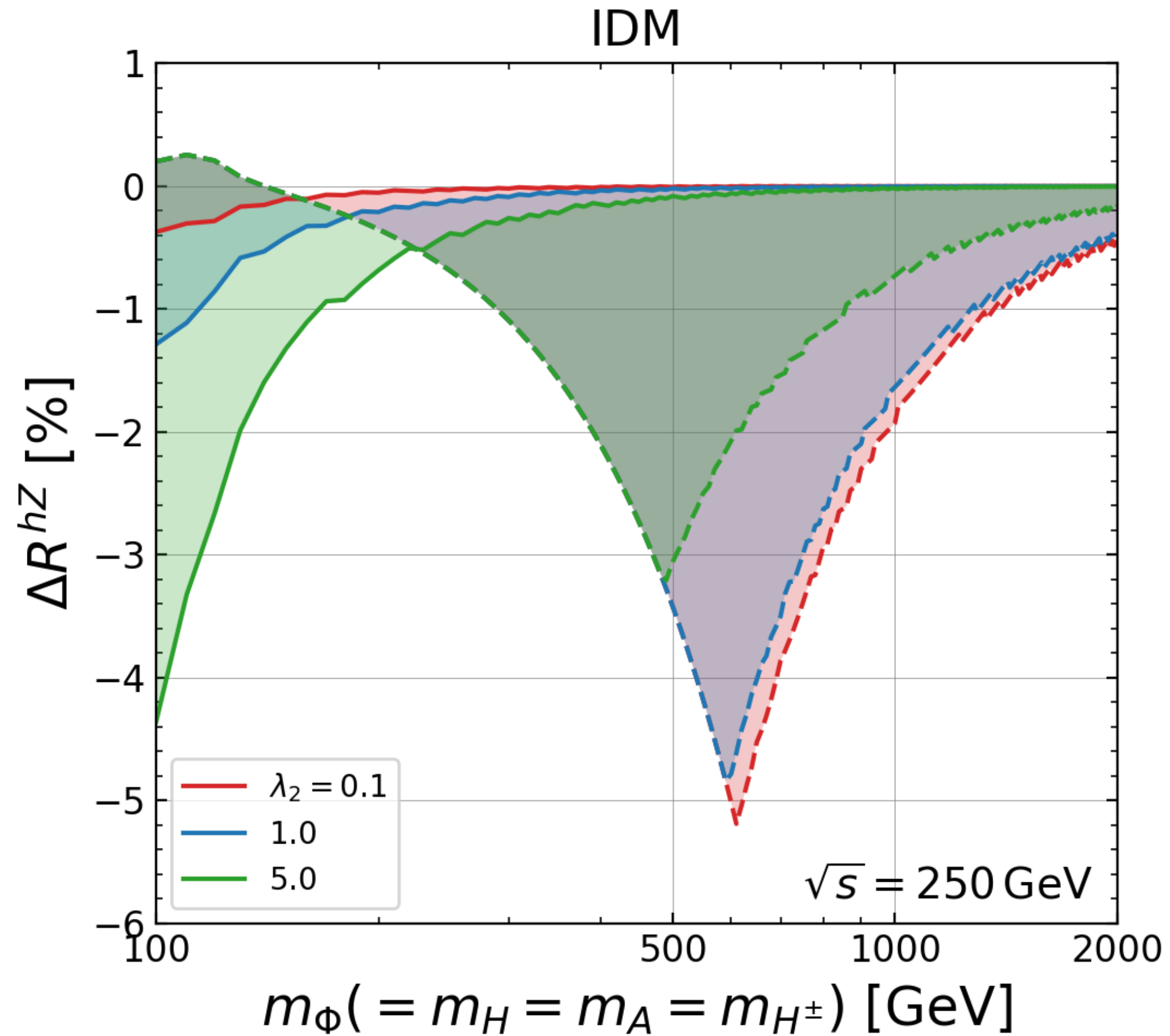


$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \overline{\Delta}_X^{\text{EW}} : \text{各ダイアグラムのNP効果}$$

HSM : $c_\alpha = 0.99, \mu_s = 0, \lambda_s = 1, M^2 \geq 0$



$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \Delta R^{hZ} = \sigma_{\text{NP}} / \sigma_{\text{SM}} - 1$$



$$(P_e, P_{\bar{e}}) = (0, 0), \quad \overline{\Delta}_X^{\text{EW}} : \text{各ダイアグラムのNP効果}$$

