

[arXiv:2104.03184], JHEPに受理

Probing the Higgs sector by precise calculation of the Higgs invisible decay

桜井 亘大 (東北大学)

共同研究者:

Duarte Azevedo ^A, Pedro Gabriel ^A, Margarete Mühlleitner ^B, Rui Santos ^{A,C}
(^A: Lisbon U., ^B: KIT, ^C: ISEL)

イントロダクション

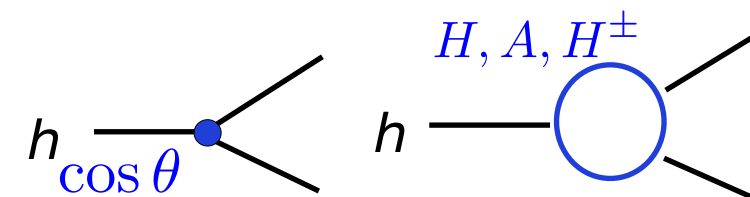
発見された125GeVヒッグスボソンの性質は標準理論(SM)と一致しているが、
ヒッグスセクターの構造は依然として未知

- 拡張ヒッグスセクターの可能性
- ヒッグスセクターと標準理論の未解決問題の関係性

ヒッグスセクターの構造を検証する方法：

● ヒッグスボソン (h) のSM粒子崩壊の精密実験 \longrightarrow 拡張ヒッグスモデルの検証

- ヒッグスボソンの混合によるヒッグス結合定数のズレ
- 付加的ヒッグスボソンの量子補正



● ヒッグスボソンのExotic 崩壊 (新粒子への崩壊)

- ヒッグスボソンよりも軽い新粒子の探索が可能
- 将来実験で精密に測定される

ヒッグスinvisible 崩壊の測定精度

ATLAS: $BR_{inv.} < 0.11$
HL-LHC: $BR_{inv.} < 0.026$
ILC: $BR_{inv.} < 0.0030$

[ATLAS-CONF-2020-052] [J. de Blas et al., JHEP 01, 139 (2020)]

→ 今回のトーク: ヒッグスボソンの暗黒物質(DM)への崩壊の精密計算によるDMを含む拡張ヒッグスセクターの検証

目次

- 導入
- 模型 (Next-to two Higgs doublet model)
- Higgs invisible decayの1-loop計算
- まとめ

Next-to two Higgs doublet model (N2HDM) [1/2]

[I. Engeln, P. Ferreira, M. M. Muhlleitner, R. Santos, J. Wittbrodt, JHEP 08 (2020) 085]

$$V \ni \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_S$$

Φ_1, Φ_2 : SU(2)_I doublet

Φ_S : SU(2)_I singlet

- DMを安定化する為に離散対称性が課される

$$\mathbb{Z}_2^{(1)} : \Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2, \quad \Phi_S \rightarrow \Phi_S,$$

$$\mathbb{Z}_2^{(2)} : \Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow \Phi_2, \quad \Phi_S \rightarrow -\Phi_S.$$

$\rightarrow H_D, A_D, H_D^\pm, H, h_{SM}$	Dark doublet phase (DDP):	$\langle \Phi_2 \rangle = 0, \quad \langle \Phi_S \rangle \neq 0$
H_D, H, A, H^\pm, h_{SM}	Dark singlet phase (DDP):	$\langle \Phi_2 \rangle \neq 0, \quad \langle \Phi_S \rangle = 0$
$H_{D1}, H_{D2}, A_D, H_D^\pm, h_{SM}$	Full dark phase (DDP):	$\langle \Phi_2 \rangle = 0, \quad \langle \Phi_S \rangle = 0$

H_D, A_D, H_D^\pm : \mathbb{Z}_2 oddスカラー, H, A, H^\pm : 付加的ヒッグス, h_{SM} : 125 GeV ヒッグス

Next-to two Higgs doublet model (N2HDM) [2/2]

[I. Engeln, P. Ferreira, M. M. Muhlleitner, R. Santos, J. Wittbrodt, JHEP 08 (2020) 085]

- この模型を考えるモチベーション

$$\kappa_X \equiv g_{hXX} / g_{hXX}^{\text{SM}}$$

[よりミニマルなスカラーDM模型]

$$\Phi_{\text{SM}} + S_{\text{DM}} \quad (\text{SM+ real singlet DM}) \quad [\text{J. McDonald, PRD 50 (1994) 3637, etc.}]$$

$$\Phi_{\text{SM}} + \Phi_{\text{DM}} \quad (\text{Inert doublet model}) \quad [\text{N. G. Deshpande and E. Ma, PRD 18, 2574 (1978)}]$$

$$\rightarrow \kappa_V = 1, \quad \kappa_f = 1$$

[N2HDM DDP or DSP]

$$\begin{pmatrix} H \\ h_{\text{SM}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\theta & -s_\theta \\ s_\theta & c_\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \mathcal{L} = \kappa_V \frac{2m_W}{v} h_{\text{SM}} VV + \kappa_f \frac{mf}{v} h_{\text{SM}} \bar{f}f \quad \left[\begin{array}{l} \text{DDP: } \kappa_V = c_\alpha, \kappa_f = c_\alpha, \\ \text{DSP: } \kappa_V = s_{\beta-\alpha}, \kappa_f = s_{\beta-\alpha} + \cot \beta c_{\beta-\alpha} \end{array} \right.$$

DM候補を含みかつツリーレベルでヒッグス結合定数のズレがある。

→ Higgs measurement と Higgs boson invisible 崩壊の相補性を議論できる。

本研究ではN2HDMのより単純なタイプであるDDPについて解析を行なった。

Dark doublet phase (DDP)

dark doublet phase (DDP): $\langle \Phi_1 \rangle \neq 0, \langle \Phi_2 \rangle = 0, \langle \Phi_S \rangle \neq 0$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \rho_1 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H_D^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H_D + iA_D) \end{pmatrix}, \quad \Phi_S = v_s + \rho_s,$$

→ Z_2 odd スカラー H_D, A_D, H_D^\pm CP-even ヒッグス: $\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_s \end{pmatrix}$

H_D がDMの場合を考える ($m_{H_D} < m_{A_D}$)。

ヒッグスボソンとDM (= H_D) の3点結合は次のように書ける。 : $V \ni m_{22}^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_8 |\Phi_2|^2 \Phi_S^2$

$$\lambda_{H_1 H_D H_D} = -\frac{1}{v} [2(m_{H_D}^2 - m_{22}^2)c_\alpha + \lambda_8 v_s (v s_\alpha - v_s c_\alpha)],$$

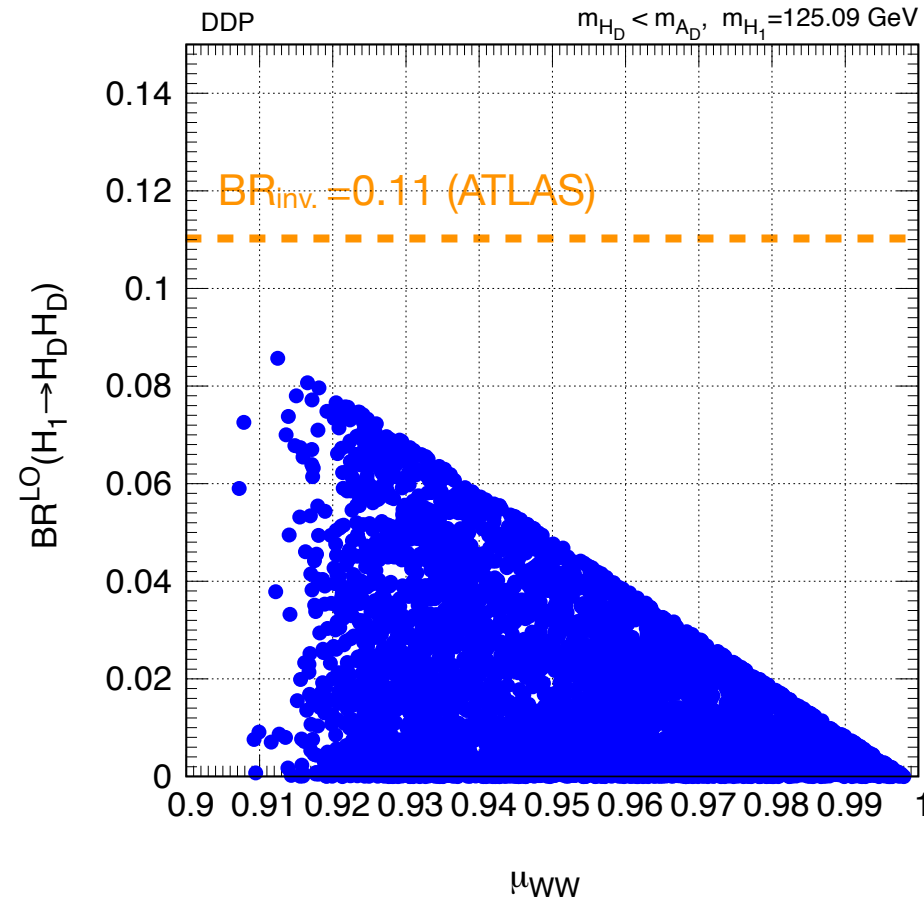
IDMの場合 [$\alpha \rightarrow 0, \lambda_8 \rightarrow 0, v_s \rightarrow \infty (m_{H_2} = \text{const.})$]

$$\rightarrow \lambda_{H_1 H_D H_D} = -\frac{2}{v} (m_{H_D}^2 - m_{22}^2)$$

(XENON1Tの制限): $|\lambda_{H_i H_D H_D} / (2v)| \lesssim 0.05$ at 60 GeV [G.Arcadi, et al, Phys.Rept. 842 (2020)1]

BR_{inv.} vs Higgs signal strength

[I. Engeln, P. Ferreira, M. M. Muhlleitner, R. Santos, J. Wittbrodt, JHEP 08 (2020) 085]



$$BR^{LO}(H_1 \rightarrow H_D H_D) = \frac{\Gamma^{LO}(H_1 \rightarrow H_D H_D)}{\Gamma_{H_1}}$$

$$= \frac{\lambda_{H_1 H_D H_D}^2}{32\pi^2 m_{H_1} \Gamma_{H_1}} \sqrt{1 - \frac{4m_{H_D}^2}{m_{H_1}^2}}$$

$$\mu_{WW} = \frac{\sigma(pp \rightarrow h_{125} \rightarrow WW)}{\sigma_{SM}(pp \rightarrow h_{125} \rightarrow WW)}$$

- Higgs signal strengthからの制限 $\rightarrow BR_{inv.} \lesssim 0.9$
- ATLASの現状の上限よりも強い。

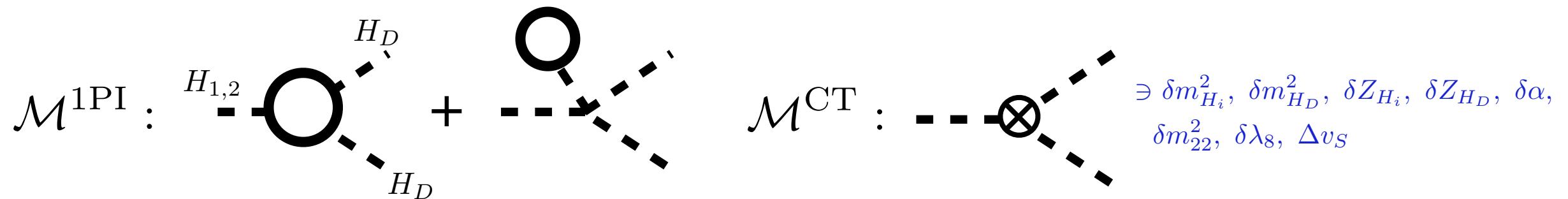
インビジブル崩壊に対する輻射補正の効果を含めるとこの結果は変わるか？

3. NLO Decay rateの計算

$H_{1,2} \rightarrow H_D H_D$ の計算

- NLO Decay rateの計算

$$\Gamma^{\text{NLO}}(H_{1,2} \rightarrow H_D H_D) = \Gamma^{\text{LO}} \left[1 + \frac{2}{\lambda_{H_{1,2} H_D H_D}} \text{Re}(\mathcal{M}^{\text{1PI}} + \mathcal{M}^{\text{CT}}) \right]$$



Physicalなパラメータ(質量や混合角など)と m_{22} , λ_8 をinputに選んだ。 $V \ni m_{22}^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_8 |\Phi_2|^2 \Phi_S^2$

- カウンタータームの計算

- 質量、波動関数繰り込み $\delta m_{H_i}^2, \delta Z_{H_i}$: $\hat{\Pi}_{\varphi\varphi}(m_\varphi^2) = 0 \quad \frac{d}{dp^2} \hat{\Pi}_{\varphi\varphi}(p^2)|_{p^2=m_\varphi^2} = 0$
- 混合角 $\delta\alpha$: $\hat{\Pi}_{H_1 H_2}(m_{H_1}^2) = \hat{\Pi}_{H_1 H_2}(m_{H_2}^2) = 0$

これらのパラメータはCP-evenヒッグスの2点関数で繰り込める。

$H_{1,2} \rightarrow H_D H_D$ の計算 (2)

- $\delta m_{22}^2, \delta \lambda_8, \Delta v_S$ は、2点関数では繰り込みができないパラメータ

1. MS スキームで決める。

2. これらのカウンタータームが現れる崩壊過程で決める。

$$H_i \rightarrow H_D H_D$$

$$H_i \rightarrow A_D A_D$$

$$H_i \rightarrow H_D^+ H_D^+$$

← LEPの制限

$$m_{A_D} \gtrsim m_Z - m_{H_D},$$

$$m_{A_D} \sim m_{H_D} \text{ for } (m_{A_D} < m_h/2)$$

[E. Lundstrom, M. Gustafsson, J. Edsjo, PRD 79 (2009)]

$$m_{H_D^+} \gtrsim 90 \text{ GeV} \quad [\text{A. Pierce, J. Thaler, JHEP 08 (2007) 026}]$$

→ $H_{1,2} \rightarrow A_D A_D$ で決める。

- カウンタータームは Δv_S に依存しない: $\mathcal{M}^{\text{CT}} = \mathcal{M}_{\text{proc.}}^{\text{CT}}(\delta m_{22}^2, \delta \lambda_8)$

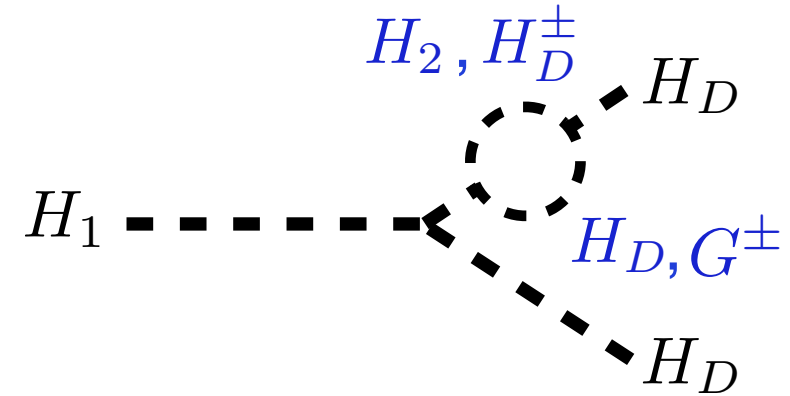
- OS proc. スキームは $m_{A_D} < m_h/2$ にしか適用できない。

$$\left[\begin{array}{l} \text{OS process-dependent スキーム} : \Gamma_{H_i \rightarrow A_D A_D}^{\text{LO}} \stackrel{!}{=} \Gamma_{H_i \rightarrow A_D A_D}^{\text{NLO}} \quad (i = 1, 2) \\ \text{ZEM process-dependent スキーム} : (\mathcal{M}_i^{\text{1-loop}}) \Big|_{p_i^2 = p_{A_D}^2 = 0} = 0 \\ \text{(ZEM: Zero External Momentum)} \end{array} \right.$$

付加的ヒッグスのループ効果

- 近似公式 ($\overline{\text{MS}}$ スキーム)

$\cos \alpha \rightarrow 1, \lambda_{H_1 H_D H_D} \ll 1$ の状況を考える

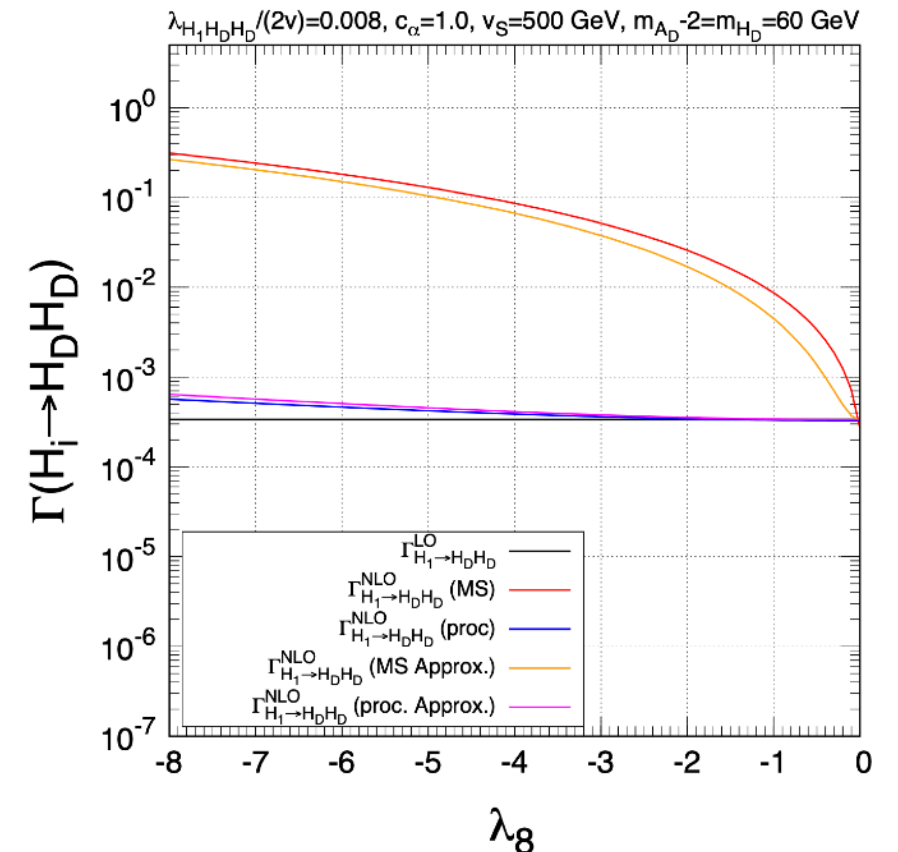


$$\Gamma_{H_1 \rightarrow H_D H_D} \simeq \Gamma^{\text{LO}} \left(1 - \frac{4}{\lambda_{H_1 H_D H_D} v} \frac{1}{16\pi^2} \left[\underbrace{\lambda_{H_2 H_D H_D}^2}_{\alpha \rightarrow 0} B_0(m_{H_D}^2, m_{H_2}, m_{H_D}) + 2 \underbrace{\lambda_{H_D H_D^\pm G^\pm}^2}_{\alpha \rightarrow 0} B_0(m_{H_D}^2, m_{H_D^\pm}, m_{G^\pm}) \right] \right)$$

$\underbrace{\lambda_{H_2 H_D H_D}^2}_{\alpha \rightarrow 0} \equiv (-\lambda_8 v_S)^2$
 $\underbrace{\lambda_{H_D H_D^\pm G^\pm}^2}_{\alpha \rightarrow 0} \equiv \frac{1}{v} (m_{H_D^\pm}^2 - m_{H_D}^2)$

- ほとんどの項は $\lambda_{H_1 H_D H_D}$ に比例する。
- λ_8 に依存して H_2 のループ効果がエンハンスする。
- $m_{H_D^\pm} \gg 1$ の場合は H_D^\pm ループの寄与も大きくなる。

[D. Azevedo P. Gabriel, M. Mühlleitner, KS, R. Santos]



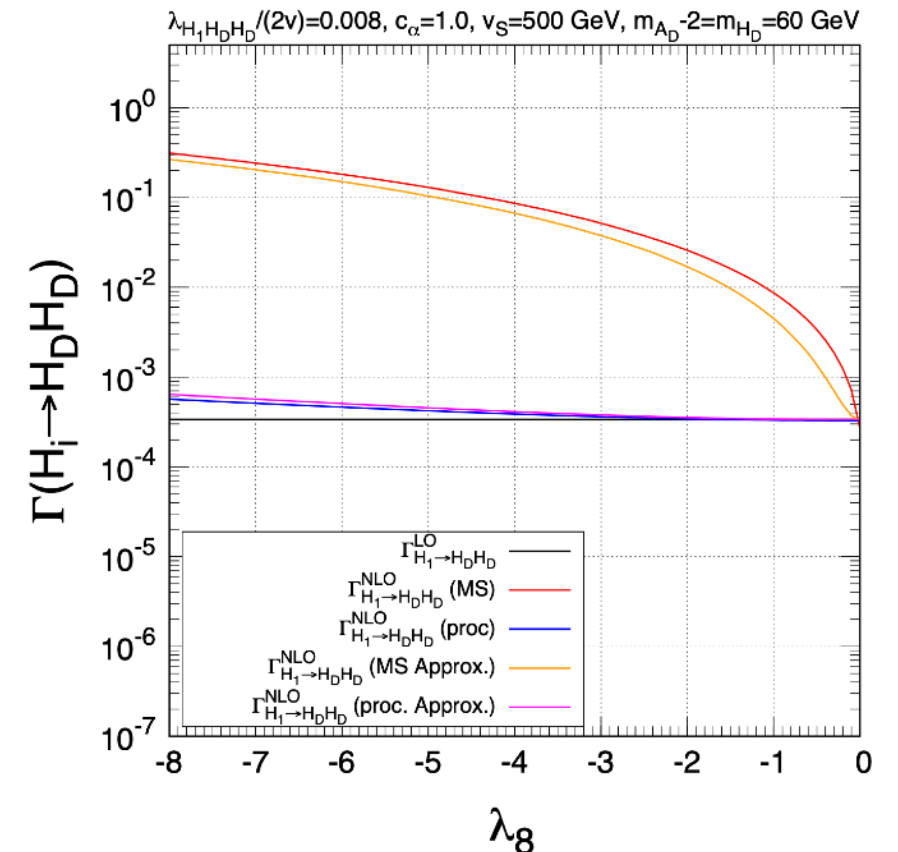
付加的ヒッグスのループ効果 (2)

- 近似公式 (OS proc. スキーム) $\cos \alpha \rightarrow 1, \lambda_{H_1 H_D H_D} \ll 1$

$$\begin{aligned} \Gamma &\simeq \Gamma^{\text{LO}} \left[1 - \frac{2}{\lambda_{H_1 H_D H_D}} \left(\mathcal{M}_{H_1 \rightarrow H_D H_D}^{\text{1PI}} - \mathcal{M}_{H_1 \rightarrow A_D A_D}^{\text{1PI}} + \mathcal{M}_{H_1 \rightarrow H_D H_D}^{\text{CT } \delta\lambda_8, \delta m_{22}^2=0} - \mathcal{M}_{H_1 \rightarrow A_D A_D}^{\text{CT } \delta\lambda_8, \delta m_{22}^2=0} \right) \right] \\ &\simeq \Gamma^{\text{LO}} \left[1 - \frac{4}{\lambda_{H_1 H_D H_D} v} \left(\Pi_{H_D H_D}^{\text{1PI}}(m_{H_D}^2) - \Pi_{A_D A_D}^{\text{1PI}}(m_{A_D}^2) \right) \right. \\ &\quad - \frac{2}{16\pi^2} \lambda_{H_2 H_D H_D}^2 C_0(m_{H_D}^2, m_{H_D}^2, m_{H_1}^2; m_{H_D}, m_{H_2}, m_{H_D}) \\ &\quad \left. + \frac{2}{16\pi^2} \lambda_{H_2 H_D H_D}^2 C_0(m_{A_D}^2, m_{A_D}^2, m_{H_1}^2; m_{A_D}, m_{H_2}, m_{A_D}) \right], \end{aligned}$$

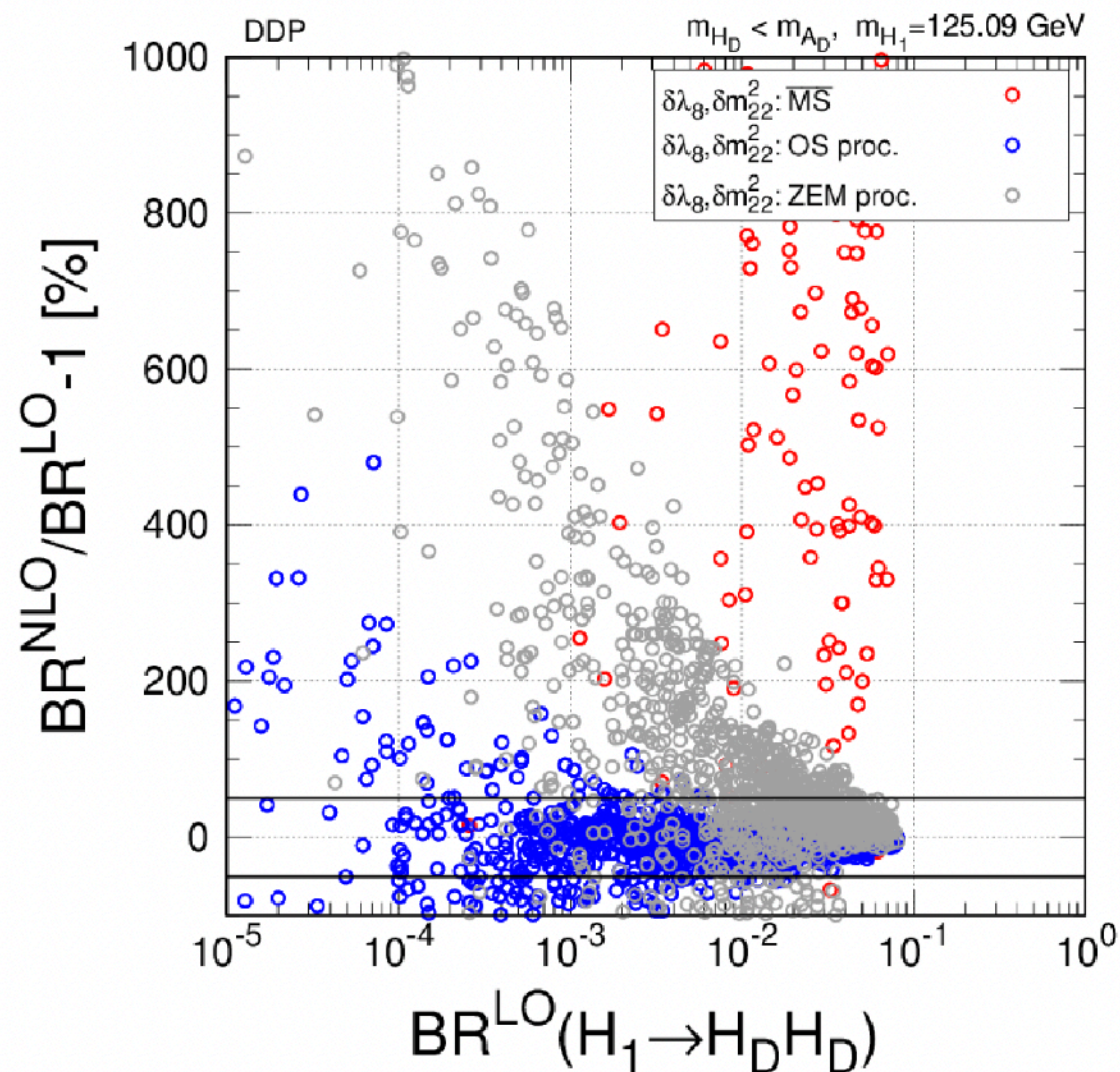
- OS proc. スキームは H_D と A_D の質量差にSensitive。
- $\lambda_8 \gg 1$ の場合でもMSスキームと比べて補正は小さくなる。

[D. Azevedo P. Gabriel, M. Mühlleitner, KS, R. Santos]



BR^{LO} vs BR^{NLO}/BR^{LO}-1

[D. Azevedo P. Gabriel, M. Mühlleitner, KS, R. Santos]



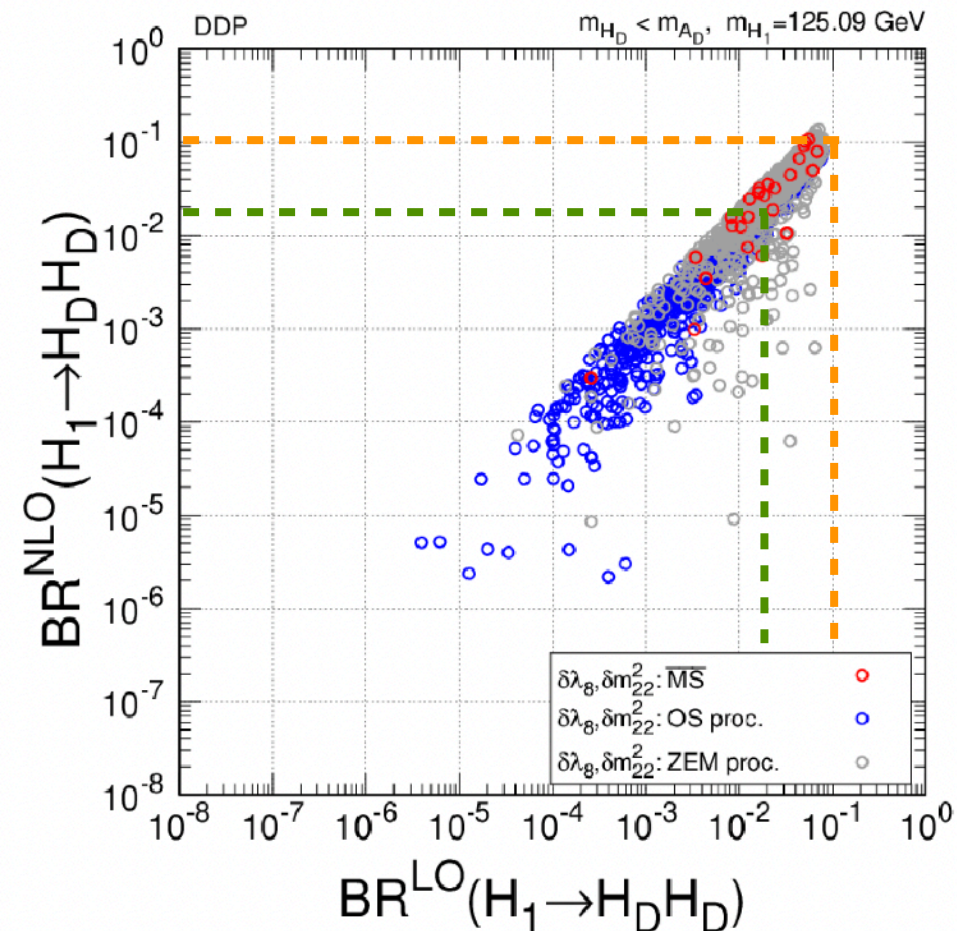
主要な寄与は $\lambda_{H_2 H_D H_D}$ に比例する H_2 ループ
 H_D^\pm ループはTパラメータで抑制される

- MSスキームとZEMスキームでは多くの点でNLO補正が100%以上になる。
- スキームdifferenceが大きいことも示している。
- OSスキームでは、 $BR^{LO} > 10^{-3}$ で NLO補正が100%以下になる。

OSスキームとZEMスキームの差は
 $BR^{LO} < 4 \times 10^{-2}$ で100%以上になる

BR^{LO} vs BR^{NLO}

[D. Azevedo P. Gabriel, M. Mühlleitner, KS, R. Santos]



$BR_{inv.}(\text{ATLAS}) < 0.11$

$BR_{inv.}(\text{HL-LHC}) < 0.019$

- NLO補正が100%以下になるパラメータ点においてBR^{NLO}とBR^{LO}の相関を調べた
 - ZEM スキームでは、いくつかのパラメータポイントが $BR_{inv.}(\text{ATLAS})$ で制限される
 - HL-LHCの測定精度が実現されたときは、NLO補正の効果はより重要になる。

まとめ

- Next-to-two Higgs doublet model (N2HDM)のDark doublet phase (DDP)におけるヒッグスボソンDM崩壊のNLO補正の計算を行った。
- LOの解析では、Higgs signal strengthから来る制限が現在のATLASのinvisible崩壊の制限より強かった。
- NLO補正を取り入れるとLOのBRよりも大きくなり得る
 - ZEM スキームの予言はATLASの上限よりも大きくなるパラメータ領域がある。
 - 将来加速器実験のsensitivityでは、どのスキームでもNLO補正の効果は重要。

Buck up

スキャン解析

- 以下のパラメータ領域でスキャン解析を行い、 Γ^{NLO} の評価を行なった。

$$1 \text{ GeV} < m_{H_D} < 62 \text{ GeV}, \quad 1 \text{ GeV} < m_{A_D} < 1500 \text{ GeV} \quad (m_{A_D} > m_{H_D})$$

$$65 \text{ GeV} < m_{H_D^\pm} < 1500 \text{ GeV}, \quad 10^{-3} \text{ GeV}^2 < m_{22}^2 < 5 \cdot 10^5 \text{ GeV}^2,$$

$$1 \text{ GeV} < v_S < 5000 \text{ GeV}, \quad -\pi/2 < \alpha < \pi/2,$$

$$0 < \lambda_2 < 4\pi, \quad -4\pi < \lambda_8 < 4\pi.$$

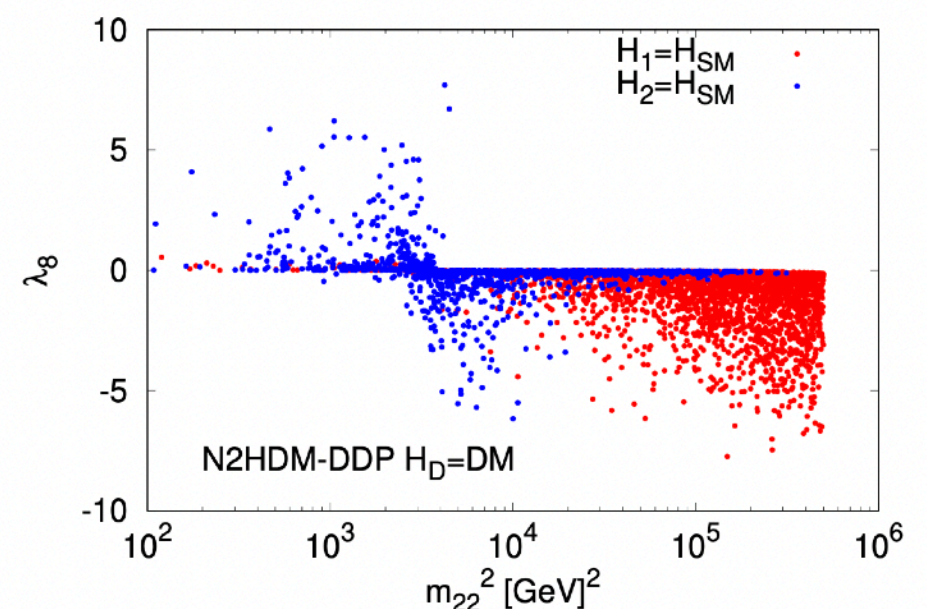
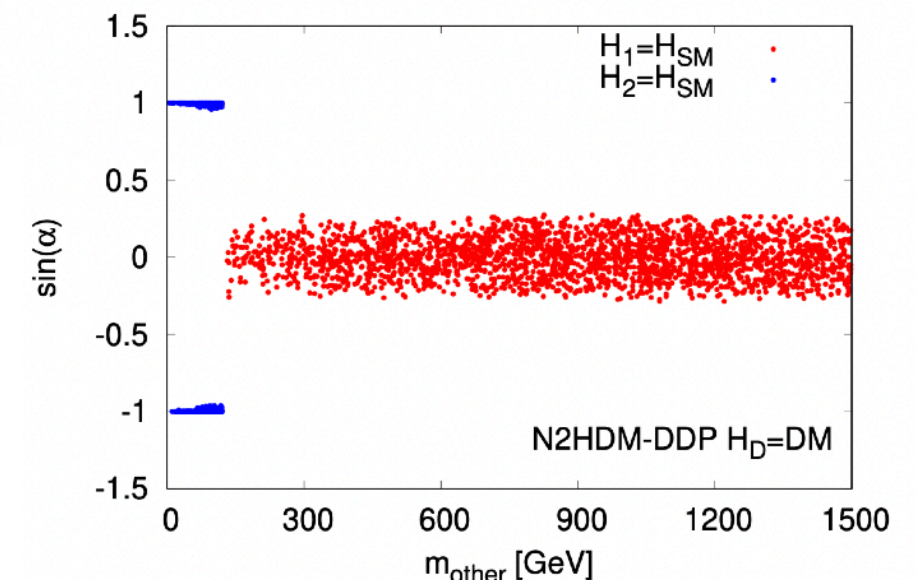
シナリオ 1: $H_1 = h_{\text{SM}}$

$$m_{H_1} = 125.09 \text{ GeV}, \quad 130 \text{ GeV} < m_{H_2} < 1500 \text{ GeV}$$

シナリオ 2: $H_2 = h_{\text{SM}}$

$$1 \text{ GeV} < m_{H_1} < 120 \text{ GeV}, \quad m_{H_2} = 125.09 \text{ GeV}$$

- 理論的制限: ユニタリティ, 真空安定性
- 実験的制限: DM 残存量、DM直接探索、ヒッグス精密測定、
エキストラヒッグス直接探索、電弱精密測定

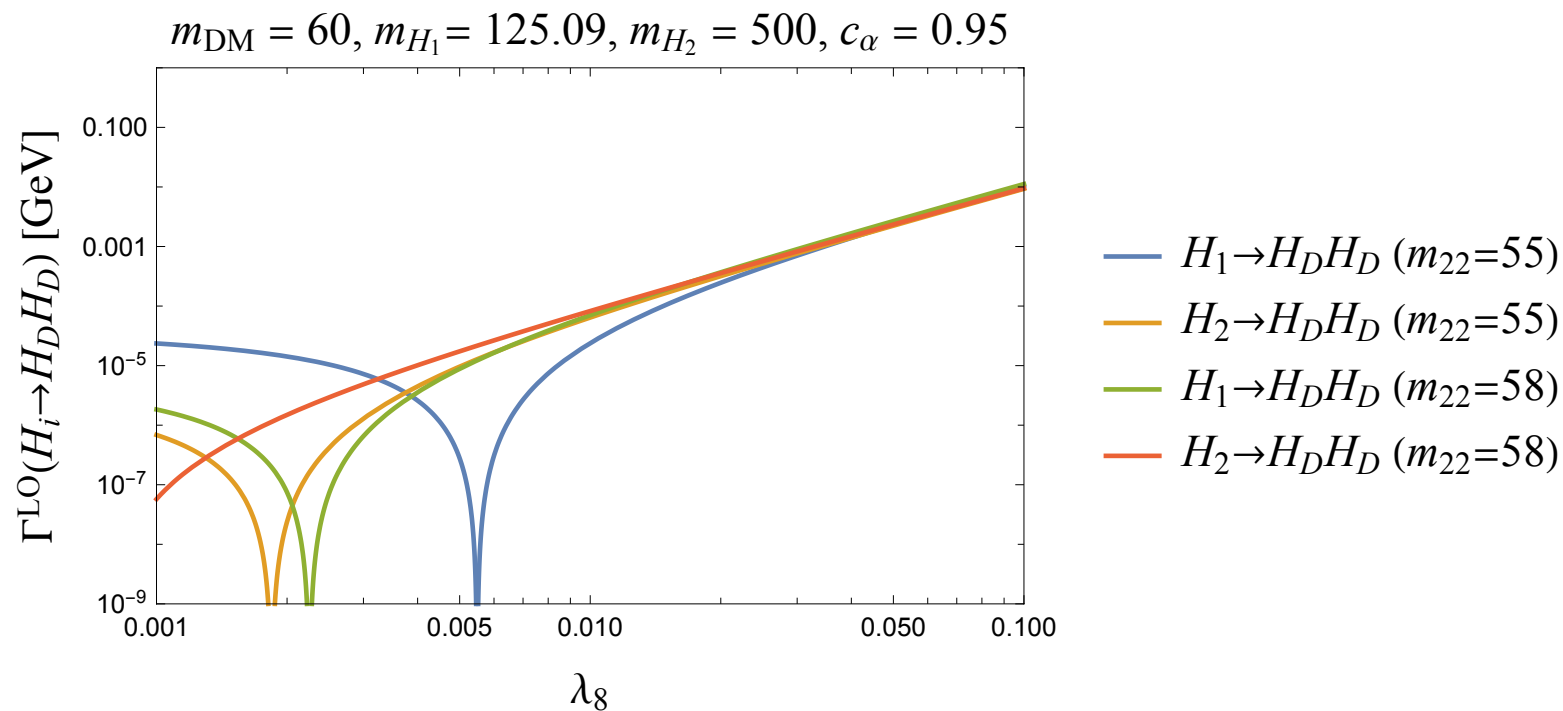


Decay rate for $H_i \rightarrow H_D H_D$ at LO

$$\Gamma^{\text{LO}}(H_i \rightarrow H_D H_D) = \frac{\lambda_{H_i H_D H_D}^2}{32\pi m_{H_i}} \sqrt{1 - \frac{4m_{H_D}^2}{m_{H_i}^2}}$$

$$\lambda_{H_1 H_D H_D} = -\frac{1}{v} [2(m_{H_D}^2 - m_{22}^2)c_\alpha + \lambda_8 v_S (v s_\alpha - v_S c_\alpha)],$$

$$\lambda_{H_2 H_D H_D} = -\frac{1}{v} [2(m_{H_D}^2 - m_{22}^2)(-s_\alpha) + \lambda_8 v_S (v c_\alpha + v_S s_\alpha)]$$



Dark doublet phase の Higgs potential

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2$$

$\Phi_1, \Phi_2 : \text{SU}(2)_I \text{ doublet}$

$$+ \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right]$$

$\Phi_S : \text{SU}(2)_I \text{ singlet}$

$$+ \frac{1}{2} m_s^2 \Phi_S^2 + \frac{\lambda_6}{8} \Phi_S^4 + \frac{\lambda_7}{2} \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_S^2 + \frac{\lambda_8}{2} \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_S^2,$$

- ポテンシャルには13個のパラメータがある。

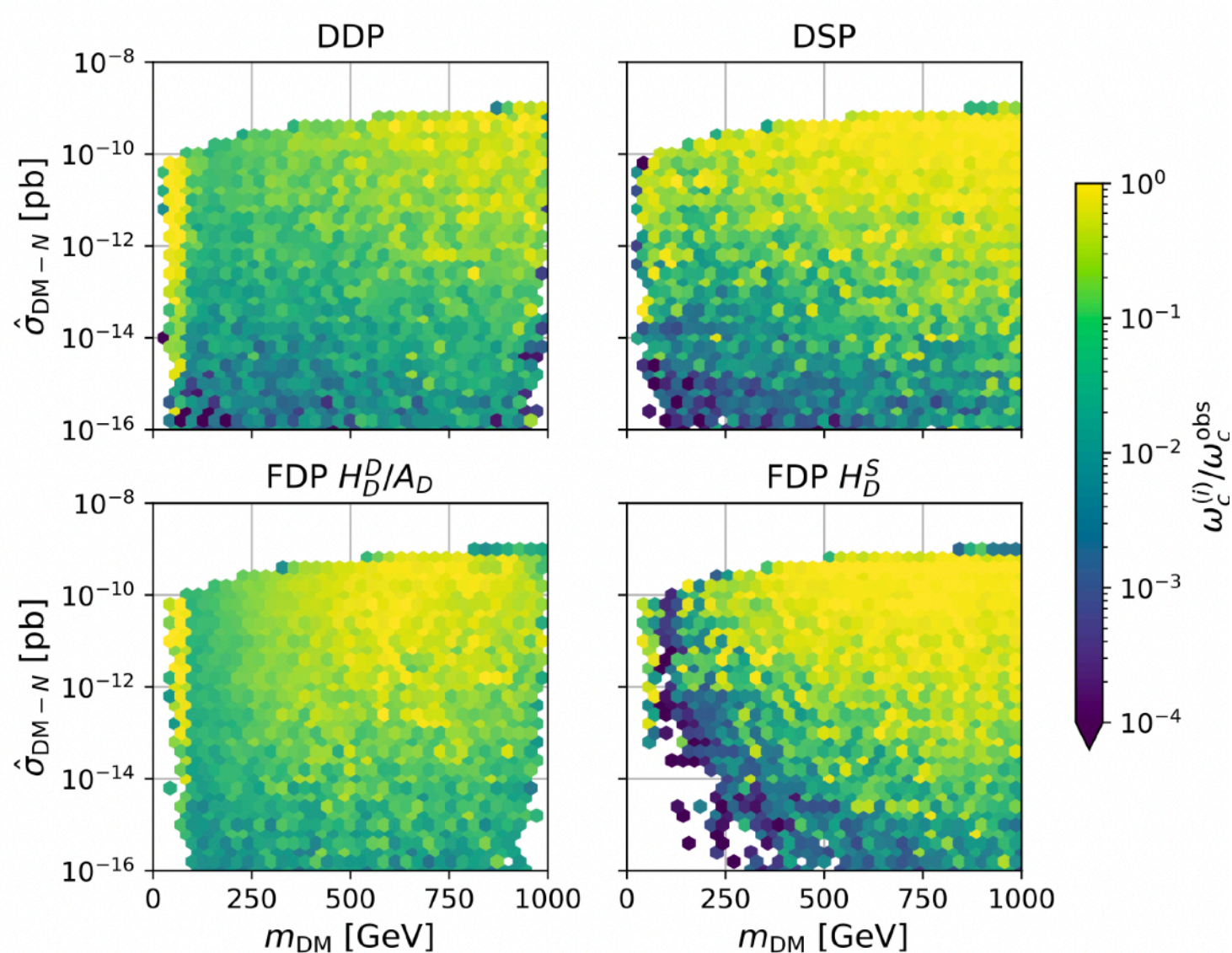
$$v, v_s, m_X (X = H_D, A_D, H_D^\pm, H_1, H_2), \alpha, m_{22}^2, \lambda_2, \lambda_8$$

- IDM limit

$$\alpha \rightarrow 0 \quad v_s \rightarrow \infty (m_{H_2} = \text{const.}), \quad \lambda_8 \rightarrow 0$$

DMの制限 [XENON1T]

[I. Engeln, P. Ferreira, M. M. Muhlleitner, R. Santos, J. Wittbrodt, JHEP 08 (2020) 085]



$$\hat{\sigma}_{\text{DM-N}} = \sigma_{\text{DM-N}} \frac{\Omega_c h^2}{(\Omega_c h^2)_{\text{exp}}}$$

- いずれの位相も直接探索とDM残存量を満たすパラメータ領域は存在する。
 - DDPの m_{DM} の100GeV~500GeVの領域では、 $\Omega_c h^2 < \Omega_c^{\text{exp}} \cdot h^2$.
- 今回、DDPの $m_{\text{DM}} = 40 \sim 63 \text{ GeV}$ のDMについてinvisible崩壊の制限を調べた。

Mass formulae

$$m_{H_1}^2 = v^2 \cos^2 \alpha \lambda_1 + v_s^2 \sin^2 \alpha \lambda_6 + 2vv_s \sin \alpha \cos \alpha \lambda_7 ,$$

$$m_{H_2}^2 = v^2 \sin^2 \alpha \lambda_1 + v_s^2 \cos^2 \alpha \lambda_6 - 2vv_s \sin \alpha \cos \alpha \lambda_7 ,$$

$$m_{H_D}^2 = \frac{1}{2} (2m_{22}^2 + v^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) + v_s^2 \lambda_8) ,$$

$$m_{A_D}^2 = \frac{1}{2} (2m_{22}^2 + v^2 (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) + v_s^2 \lambda_8) ,$$

$$m_{H_D^\pm}^2 = \frac{1}{2} (2m_{22}^2 + v^2 \lambda_3 + v_s^2 \lambda_8) .$$