Gamma-ray line from electroweakly interacting non-abelian spin-1 dark matter

~ガンマ線の単色ピークに注目した 電弱スピン 1 暗黒物質の探索~

藤原素子 (名古屋大学)

共同研究者: 阿部智広 (東京理科大学)
久野純治 (KMI,名古屋大学., Kavli iPMU)
松下康平 (名古屋大学)

参考文献: T. Abe, **MF**, J. Hisano, K. Matsushita, [arXiv:2107.10029]

PPP2021 (Online) September 9, 2021

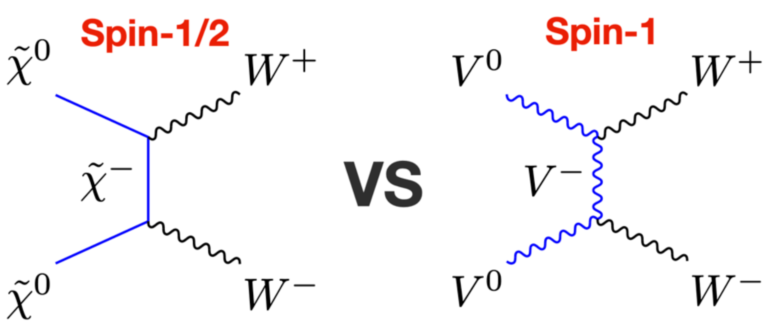
やったこと

電弱相互作用を持つ スピン 1 の 暗黒物質について、
対消滅に由来する ガンマ線 単色ピーク の探索可能性を明らかにしました

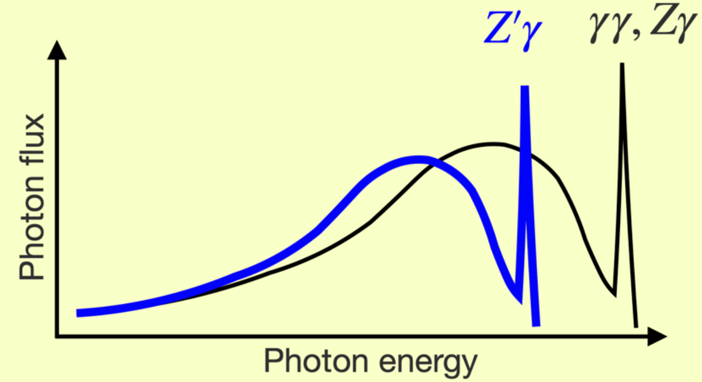
裏テーマ: 電弱 暗黒物質の**スピンの識別**

異なるスピン (**スピン 1/2**)
同じ電弱相互作用 ($SU(2)_L$ 三重項, Y=0)
を持つ暗黒物質と予言を比較し、識別可能性を調査

- 定量的識別: **他のスピンの場合より大きな対消滅断面積を予言**
- 定性的識別: **特徴的なダブルピークのガンマ線スペクトル**



質量スペクトルを再構築可能！

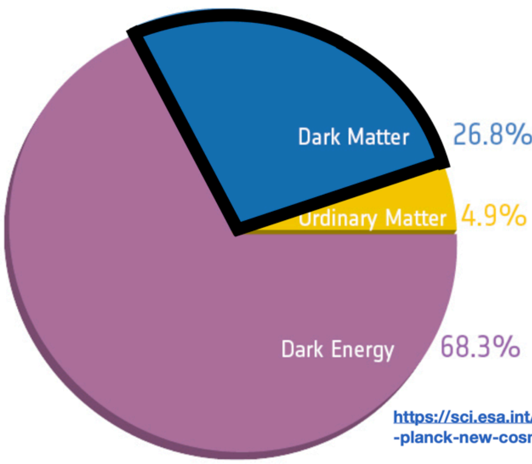


暗黒物質

暗黒物質(DM)とは?

私たちの宇宙の見えない(= dark な)未知の重力源

- 宇宙のエネルギー密度の 1/4 を占める
- 電気的に中性
- 構造形成時に非相対論的
- 安定 or 宇宙年齢に比べて長寿命



https://sci.esa.int/web/planck/-/51557-planck-new-cosmic-recipe

DM 候補?

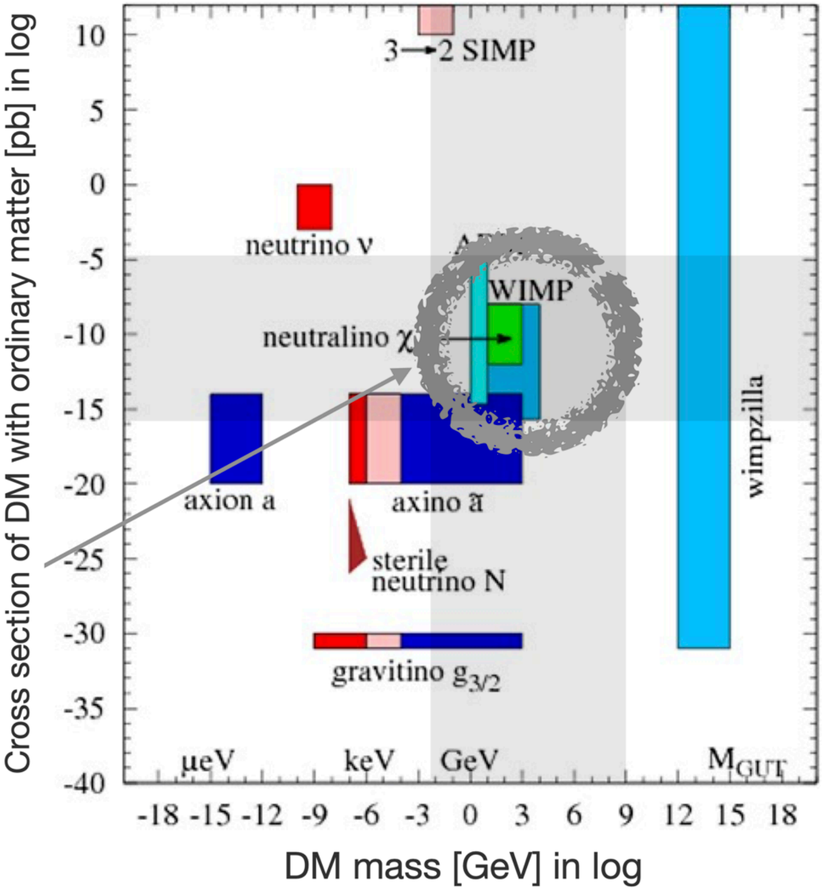
DM の質量・相互作用は膨大な可能性がある

最終目標: **DM の相互作用理論を特定すること**

→ 新物理を探る重要な手がかりになる

DM の特定には、各候補の性質を調べておくことが重要

Plot in "Observational and theoretical motivation for particle dark matter"



Weakly Interacting Massive Particle

- 膨張宇宙における消え残りとして DM を説明
- 様々な相互作用過程を実験的に探索可能

電弱相互作用する DM

仮定: DM = SU(2)$_L$ の多重項 (=電弱 DM)

- DM-物質の結合: 電弱相互作用
- DM の質量: $\mathcal{O}(1)$ TeV (適切な DM エネルギー密度を説明するため)

➡ **DM のスピン を決めれば DM の相互作用理論が決定**

Table (Partially modified) from [M. Farina, D. Pappadopulo, A. Strumia (2013)]

	Quantum numbers			DM mass	$m_\pm - m_{\mathrm{DM}}$
	SU(2)$_L$	U(1)$_Y$	Spin	[TeV]	[MeV]
	2	1/2	0	0.54	350
Higgsino	**2**	1/2	1/2	1.1	341
	3	0	0	2.5	166
Wino	**3**	0	1/2	2.7	166
		⋮		⋮	⋮

m_{DM} : DM 質量

$m_\pm$: 多重項の電荷を持った成分の質量

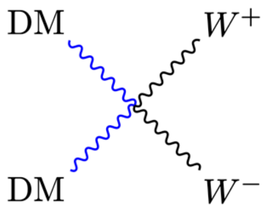
従来の 電弱 DM の研究はスピン 0, 1/2 に特化される傾向にあった (∵ スピン 1 DM の模型構築は工夫が必要)

→ スピン 1 のベクトル粒子が 電弱 DM になるシナリオは可能か？

他のスピンを持つ DM との識別は？

スピン 1 のベクトル DM 理論

	余剰次元理論		くりこみ可能な理論
● 具体的な模型？	平坦な5次元時空 + 境界への局在項 [T. Flacke, A. Menon, D. J. Phalen (2009)] [T. Flacke, D. W. Kang, K. Kong, G. Mohlabeng, S. C. Park (2017)]		???
● ベクトル粒子の起源？	電弱ベクトルの Kaluza-Klein 粒子	➡	???
● DM の安定性？	y パリティ		???
● DM の電弱相互作用？	y パリティを保存する電弱相互作用		???



△ くりこみ不可能で予言能力がない
△ 無限個の粒子が理論に存在し、解析が大変

【 動機 】

くりこみ可能な理論模型を使って、スピン1 の電弱 DM の現象論・性質・探索可能性を一般的に、見通し良く 明らかにしたい

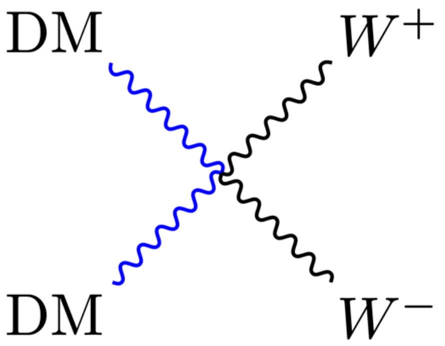
→ 電弱 DM 候補のスピンの識別可能性?

直接探索実験・コライダー実験 ⟶ PPP2020 松下康平さんのポスター発表
間接探索実験 (ガンマ線 単色ピーク) ⟶ **今日のトーク、電弱相互作用の性質が鍵を握る**

目次

- イントロダクション
- 電弱相互作用するスピン1 DM 模型
- DM 対消滅のガンマ線 単色ピーク探索
  ~電弱 DM のスピン識別可能性~
- まとめ

電弱相互作用する
スピン1 DM 模型



スピン1 DM の模型構築

模型構築の方針

- 電弱相互作用を持つDMの物理を調べたい
- 電弱ベクトルの KK-tower だけで十分

	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	
2-mode	$\gamma^{(2)}$	$Z^{(2)}$	$W^{\pm(2)}$	$h^{(2)}$	$f^{(2)}$	Z_2-even
1-mode	$\gamma^{(1)}$	$Z^{(1)}$	$W^{\pm(1)}$	$h^{(1)}$	$f^{(1)}$	Z_2-odd
0-mode	γ	Z	$W^{\pm}$	h	f	Z_2-even

→ スペクトルを再現する簡単化した理論模型を考えよう

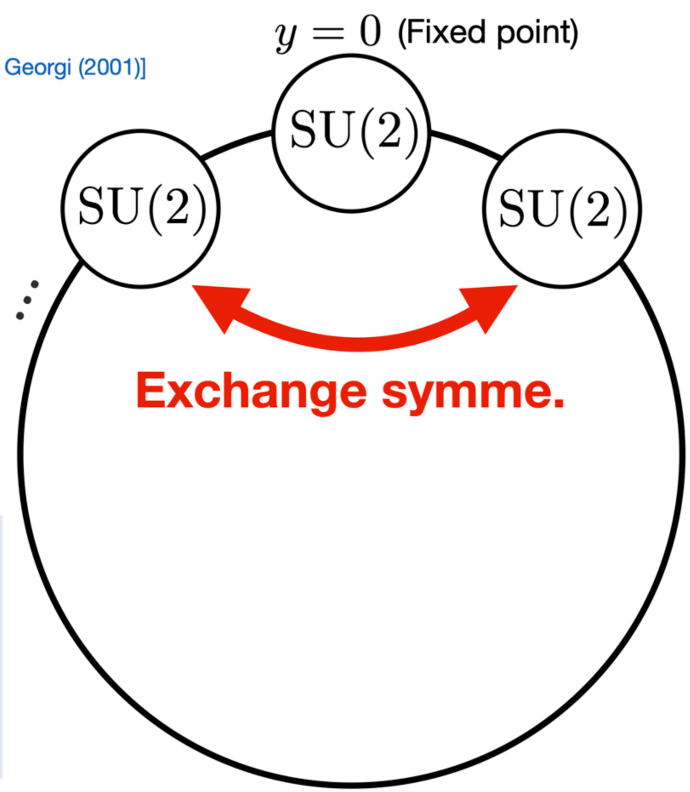
Deconstructing dimension [N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, H. Georgi (2001)]

- 余剰次元理論の質量スペクトルを
  くりこみ可能な4次元理論の設定で実現する手法

特に、 $SU(2)_L$ セクターの $\left\{ \begin{array}{l} \cdot\ \text{KK-tower} \\ \cdot\ Z_2\text{-parity} \end{array} \right.$ を再現したい

SU(2) の直積 + ゲージ群の入れ替え対称性

ミニマルなセットアップ: **$SU(2)_0 \times SU(2)_1 \times SU(2)_2$**



模型 [T. Abe, MF, J. Hisano, K. Matsushita (2020)]

対称性 $\mathrm{SU}(3)_c \otimes \mathrm{SU}(2)_0 \otimes \mathrm{SU}(2)_1 \otimes \mathrm{SU}(2)_2 \otimes \mathrm{U}(1)_Y$ (4次元時空の理論)

Exchange Symme.

物質場

field	spin	$\mathrm{SU}(3)_c$	$\mathrm{SU}(2)_0$ ($W^a_{0\mu}$)	$\mathrm{SU}(2)_1$ ($W^a_{1\mu}$)	$\mathrm{SU}(2)_2$ ($W^a_{2\mu}$)	$\mathrm{U}(1)_Y$
q_L	$\frac{1}{2}$	3	1	2	1	$\frac{1}{6}$
u_R	$\frac{1}{2}$	3	1	1	1	$\frac{2}{3}$
d_R	$\frac{1}{2}$	3	1	1	1	$-\frac{1}{3}$
ℓ_L	$\frac{1}{2}$	1	1	2	1	$-\frac{1}{2}$
e_R	$\frac{1}{2}$	1	1	1	1	-1
Φ_1	0	1	2	2	1	0
Φ_2	0	1	1	2	2	0
H	0	1	1	2	1	$\frac{1}{2}$

- 各フェルミオンは標準模型フェルミオンに対応
- $\mathrm{U}(1)_{\mathrm{em}}$ に破るために スカラー場を導入

$$\Phi_j = \mathbf{1}\sigma_j + \tau^a \pi_j^a \qquad H = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} i\pi^1 - \pi^2 \\ \sigma - i\pi^3 \end{pmatrix}$$

[実条件: $\Phi_j = -\epsilon \Phi_j^* \epsilon$ (j=1, 2)]

実自由度4つずつ

- 対称性変換

・ゲージ変換 (スカラー場)

$$\begin{cases} \Phi_1 \mapsto U_0 \Phi_1 U_1^\dagger \\ \Phi_2 \mapsto U_2 \Phi_2 U_1^\dagger \\ H \mapsto U_1 H \end{cases}$$

$U_n = \exp[i\theta_n(x)] \quad (n = 0, 1, 2)$

・入れ替え変換

$$\boxed{\Phi_1 \leftrightarrow \Phi_2, \quad W^a_{0\mu} \leftrightarrow W^a_{2\mu}}$$

※ $g_0 = g_2$ ($\neq g_1$)

対称性の破れ

$$[\mathrm{SU}(2)]^3 \otimes \mathrm{U}(1)_Y \xrightarrow{\langle \Phi_j \rangle \neq 0} \underbrace{\mathrm{SU}(2)}_{\cong\, \mathrm{SU}(2)_L} \otimes \mathrm{U}(1)_Y \xrightarrow{\langle H \rangle \neq 0} \mathrm{U}(1)_{\mathrm{em}}$$

SU(2)L

- 真空期待値

$$\langle \Phi_1 \rangle = \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} v_\Phi & 0 \\ 0 & v_\Phi \end{pmatrix}$$

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

$(v_\Phi \gg v)$

v_Φ: $\mathcal{O}(1)$ TeV, v: $\mathcal{O}(100)$ GeV

Z_2-odd なベクトル三重項

$$\Phi_j = \begin{pmatrix} \frac{v_\Phi + \sigma_j + i\pi_j^0}{\sqrt{2}} & i\pi_j^+ \\ i\pi_j^- & \frac{v_\Phi + \sigma_j - i\pi_j^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

$$W_{n\mu}^\pm = \frac{W_{n\mu}^1 \mp i W_{n\mu}^2}{\sqrt{2}} \quad (n = 0, 2)$$

Z_2-odd の粒子

$$h_D = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sqrt{2}}$$ (neutral scalar)

$$V^0 = \frac{W_{0\mu}^3 - W_{2\mu}^3}{\sqrt{2}}$$ (neutral vector)

$$V^\pm = \frac{W_{0\mu}^\pm - W_{2\mu}^\pm}{\sqrt{2}}$$ (charged vector)

SSB後の入れ替え変換: $\boxed{\sigma_1 \leftrightarrow \sigma_2, \quad W_{0\mu}^a \leftrightarrow W_{2\mu}^a}$

反対称に組むと、自動的に Z_2-odd な物理的状態が組める

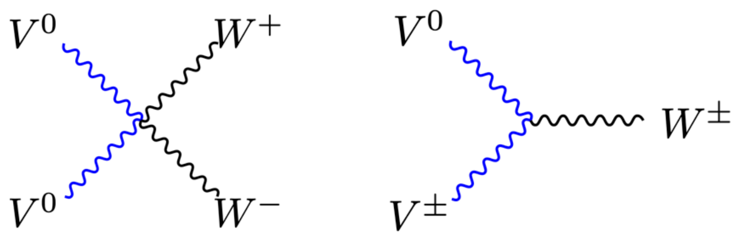
"V-particles"

電弱ボソンの 1st KK 粒子に相当

→ **$SU(2)_L$ 三重項の性質を持つ**

V-particle の性質

- 非可換ベクトルの 電弱結合を持つ
  → 電弱相互作用が物理を司る



- 質量スペクトル
  - Tree-level: $m_{V^0}^2 = m_{V^\pm}^2 = \frac{g_0^2 v_\Phi^2}{4} \quad (\equiv m_V^2)$
  - Loop-level: $\delta m \equiv m_{V^\pm} - m_{V^0} \simeq 168 \text{ MeV}$ ($SU(2)_L$ 三重項、Y=0 の スピン1/2 のDMとほぼ同じ値)

$m_V < m_{h_D}$ を仮定すれば、V^0 が最も軽い **Z_2-odd** 粒子になる

= **電弱相互作用するスピン 1 の DM候補**

スペクトル

	Vector	Scalar	Z_2 parity	Mass
2nd KK	Z' $W'^{\pm}$	h'	**even**	$\sim v_\Phi$ $\mathcal{O}(1)$ TeV
1st KK	V^0 $V^{\pm}$	h_D	**odd**	
0-mode	Z $W^{\pm}$	h	**even**	$\sim v$ $\mathcal{O}(100)$ GeV
	γ		**even**	massless

- 余剰次元理論の { **0-mode, 1st-KK mode, 2nd-KK mode** } に相当するスペクトルを再現
  → Z_2-even な BSM ベクトル (Z', W') も存在
- 標準模型 極限: $v_\Phi \to \infty$
- フェルミオンセクターは標準模型と同じ
  (∵ フェルミオンは入れ替えられる SU(2)対称性とは関係ない)

$$\mathrm{SU}(2)_0 \otimes \mathrm{SU}(2)_1 \otimes \mathrm{SU}(2)_2$$

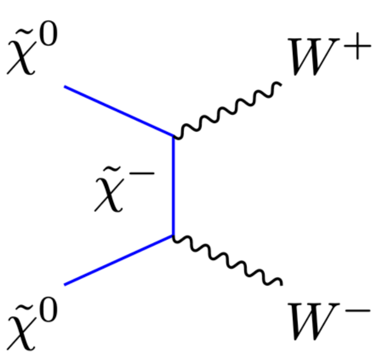
Exchanged

$$\mathcal{L} \supset -y_u \bar{q}_L \tilde{H} u_R - y_d \bar{q}_L H d_R - y_e \bar{\ell}_L H e_R + h.c. \quad \left[\tilde{H} = \epsilon H^\star \quad \epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \right]$$

DM 対消滅の
ガンマ線 単色ピーク探索

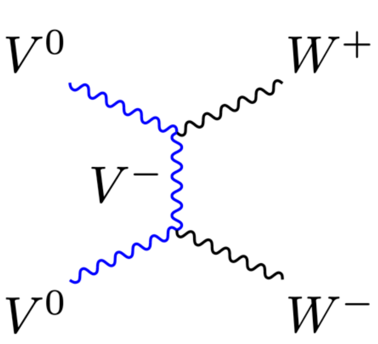
~電弱 DM のスピン識別可能性~

Spin-1/2



VS

Spin-1



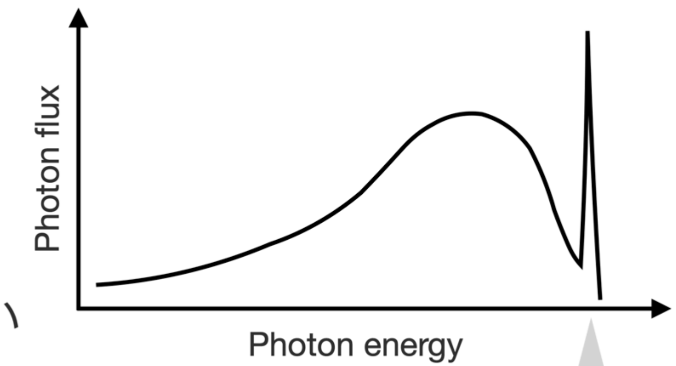
ガンマ線 単色ピーク探索

スピンの情報を実験・観測結果からどう引き出すか？

非相対論的極限でスピン依存性は散乱事象から decouple する傾向にあるため工夫が必要
(cf. momentum or velocity suppression, $\langle v \rangle / c \simeq 10^{-3}$)

DM DM → $X\gamma$: 「光子をひとつ以上含む」粒子対への対消滅過程

- ガンマ線スペクトルに単色的なピークが観測される
  → 他の天体由来のノイズと識別が容易に可能
  → ピークの位置から DM 質量が再構築可能

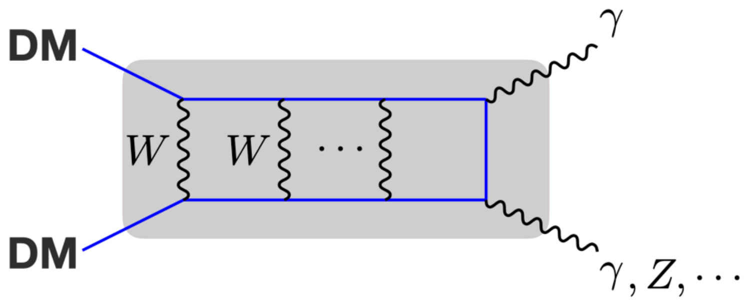


$$E_\gamma \simeq m_{\mathrm{DM}} \left(1 - \frac{m_X^2}{4 m_{\mathrm{DM}}^2} \right)$$

for $m_X \ll m_{\mathrm{DM}}$ $\longrightarrow$ $E_\gamma \simeq m_{\mathrm{DM}}$

- DM は電気的に中性のため、光子に直接結合できない
  → 素朴には 1-loop の抑制あり

- **Sommerfeld 効果** (→次のページ)



Sommerfeld 効果

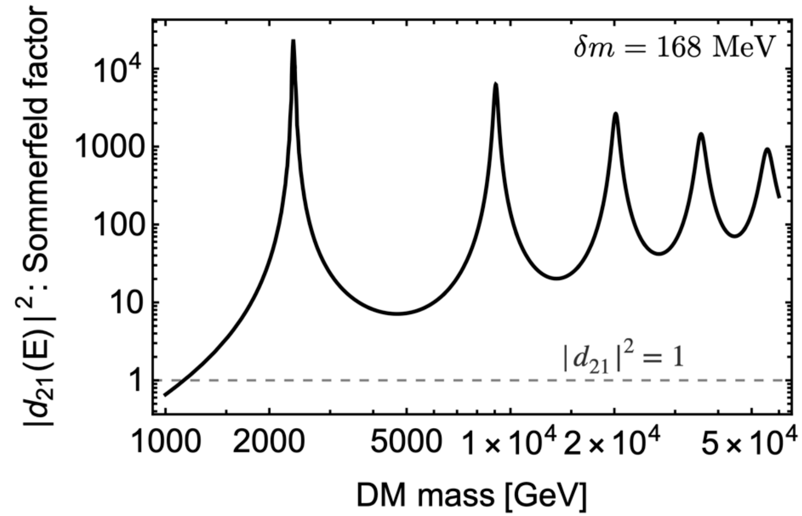
DM 対消滅断面積

$$\langle \sigma v_{\rm rel} \rangle_{XX'} = 2 \sum_{\alpha,\beta} \sum_{J,J_z} \left(\Gamma^J_{XX'}\right)_{\alpha\beta} d_{2\alpha}(E) d^\star_{2\beta}(E) \qquad (\alpha, \beta = 1{,}2) \qquad E \simeq \frac{m v_{\rm rel}^2}{4} : \text{NR kinetic energy}$$

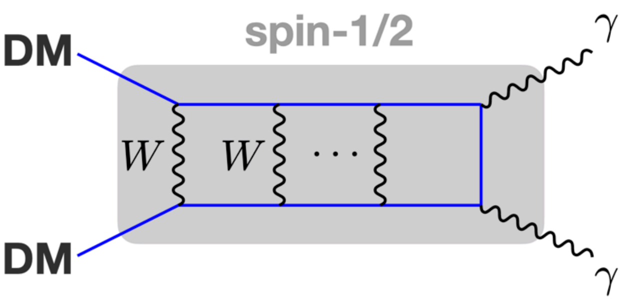
Sommerfeld 因子

$m_W \ll m_{\rm DM}$

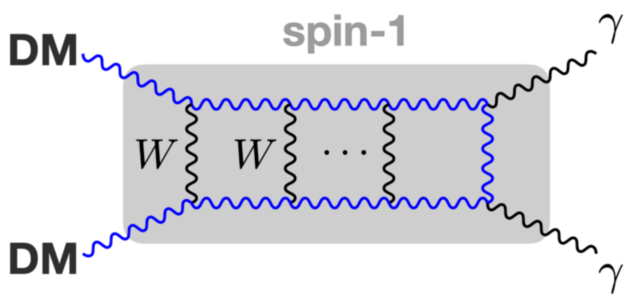
- DM 間の(有効的な)長距離力相互作用による
  波動関数の歪みを表す因子
- DM多重項 二体の Schrödinger eq. を数値的に評価
- 対消滅断面積が共鳴質量の付近で増幅
  → 光子への対消滅も抑制されずに起こる
- 共鳴を決めるのは $\begin{cases} \text{二体ポテンシャルの実部} \\ \text{質量差 } \delta m \end{cases}$



共鳴構造にスピンの違いは現れない



SU(2)$_L$ 三重項



Spin-1/2 vs Spin-1 (1/3)

DM 対消滅のスピン選択則

非相対論的

- 始状態 DM の非相対論的極限で、leading order の効果に注目

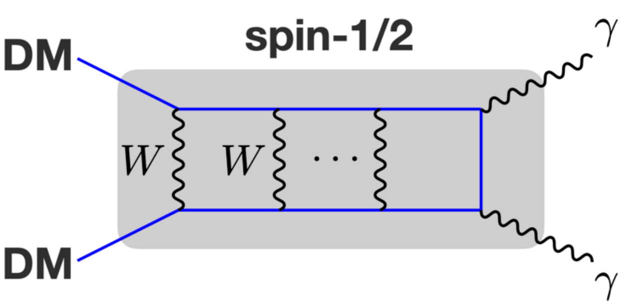
  - ポテンシャルは球対称 (⇔ 軌道角運動量は保存)

  - スピンを変えうる相互作用は運動量と結合しているため落ちる

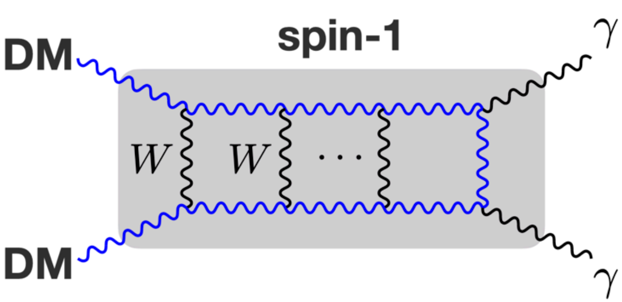
➡ **スピン角運動量が対消滅の前後で保存**

→ 始状態 DM 対 のスピンの情報を**終状態が覚えている！**

対消滅断面積にはどんな影響があるか？(→次のページ)



SU(2)$_L$ 三重項



Spin-1/2 vs Spin-1 (2/3)

粒子の入れ替えで S: 対称
A: 反対称

DM 二体状態の分類

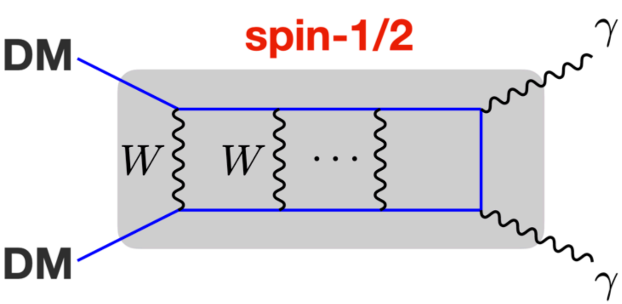
スピン1 DM の場合は $J=2$ の状態が組める→ 対消滅断面積も優位に大きいと期待

構成要素:	$\chi^0\chi^0$ (spin-1/2, 同種粒子)	V^0V^0 (spin-1, 同種粒子)
統計性:	Fermi 粒子	Bose 粒子

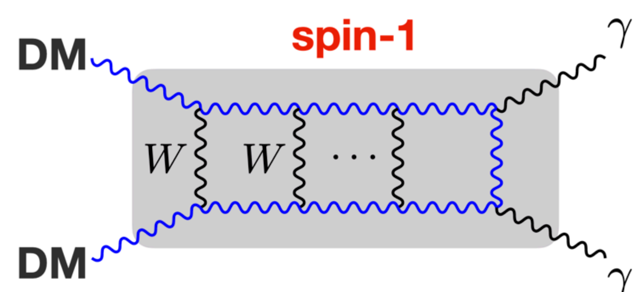
二体状態:

J: 合成スピン

	New! $J=2$, S
$J=1$, S	$J=1$, A
$J=0$, A	$J=0$, S



SU(2)$_L$ 三重項

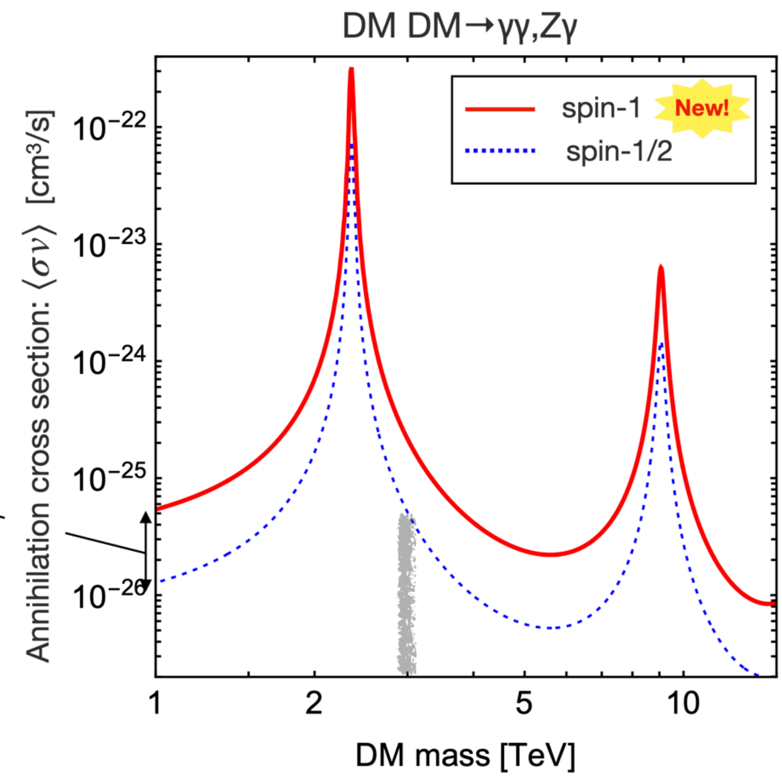


Spin-1/2 vs Spin-1 (3/3)

比較 (Leading order)

- $SU(2)_L$ の性質由来の共鳴構造はほぼ同じ
- スピン1の DM 対は $J=2$ の状態を組める

$$\times \frac{38}{9} \; (\simeq 4.22...) \text{ の増大！}$$



高次補正の影響

- EW Sudakov resummation $\ln\frac{m_{\rm DM}}{m_W} \times \ln\frac{m_{\rm DM}}{E_\gamma^{\rm res}}$
- ポテンシャル NLO 補正→共鳴質量をシフトしうる
  - Wino DM に関してはすでに体系的な研究あり
  - スピン1の電弱 DM においても不定性が存在 (future work)

Study of the Wino DM

Potential LO: [J.Hisano, S. Matsumoto, M. M. Nojiri, O. Saito (2005)]

Sudakov log: [T. Choen, M. Lisanti, A. Pierce, T. R. Slatyer (2013)]
[G. Ovanesyan, T. R. Slatyer, I. W. Stewart (2014)]
[G. Ovanesyan, N. L. Rodd, T. R. Slatyer, I. W. Stewart (2017)]
[M. Beneke, A. Broggio, C. Hasner, M. Vollmann (2018)]
[M. Beneke, A. Broggio, C. Hasner, K. Urban, M. Vollmann (2019)]

Potential NLO: [M. Beneke, R. Szafron, K. Urban (2020)]

DM 質量の予言値

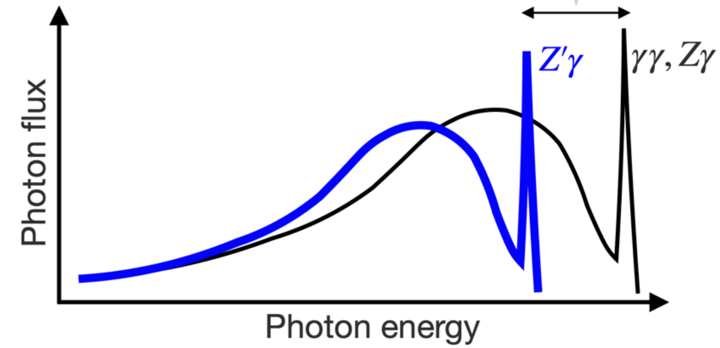
- Pure Wino DM: 2.22 TeV $\xrightarrow{\text{Sommerfeld}}$ 2.88 TeV [M. Beneke, A. Bharucha, et. al (2016)]
- EW Spin-1 DM: 3 TeV 以上 $\xrightarrow{\text{Sommerfeld}}$??? (現在解析中)

↑ヒッグスセクターのパラメータなどにも依存

さらなる決定打は？

γ 線スペクトルで Z’ 探索

$$\Delta E_\gamma \simeq \frac{m_{Z'}^2}{4m_V}$$



- 電弱スピン 1 DM は Z' (2nd KK neutral vector)を伴う
- 新しい対消滅過程 $Z'\gamma$ が開ける

ゲージ結合のユニタリティ　　$Z'\gamma$ へのモードが開ける条件

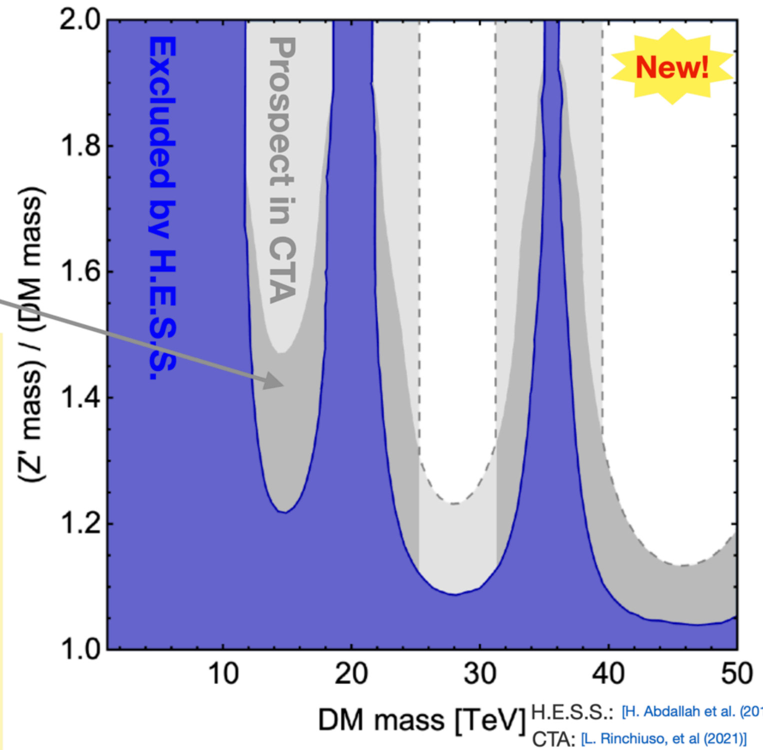
興味のある領域: $m_V \lesssim m_{Z'} \lesssim 2m_V$

ピーク識別条件: $\dfrac{\Delta E_\gamma}{m_V} \simeq \left(\dfrac{m_{Z'}}{2m_V}\right)^2 \gtrsim 0.1$

→ **識別可能な二つのピークから**
DM, Z’ 質量の再構築が可能！

探索可能性

- 制限/探索可能領域はDM 密度 profile に強く依存
- 保守的な cored profile ($r_c = 5$ kpc)を選んでも CTA 実験でダブルピークの探索が期待できる



H.E.S.S.: [H. Abdallah et al. (2018)]
CTA: [L. Rinchiuso, et al (2021)]

Q. $Z'\gamma$ 由来のダブルピークは スピン 1 電弱 DMに特有か?

NO. $Z'\gamma$ モード自体は、 Z' を含む理論なら予言されうる
しかし、今回は 三つの増幅効果が重なり 特に探索しやすくなっている

(1) Z' **結合の増幅** @ $m_V \simeq m_{Z'}$
(2) EW 相互作用による Sommerfeld effect
(3) スピン 1 DM の $J = 2$ の部分波の寄与

$$C_{V-V+Z'} \simeq \frac{g_2}{\sqrt{\frac{m_{Z'}^2}{m_V^2} - 1}}$$

まとめ

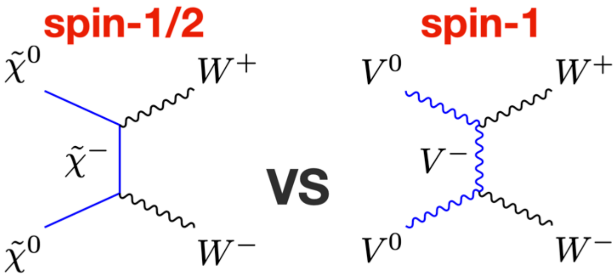
電弱相互作用を持つ スピン 1 の 暗黒物質について
ガンマ線 単色ピーク の探索可能性を調べた

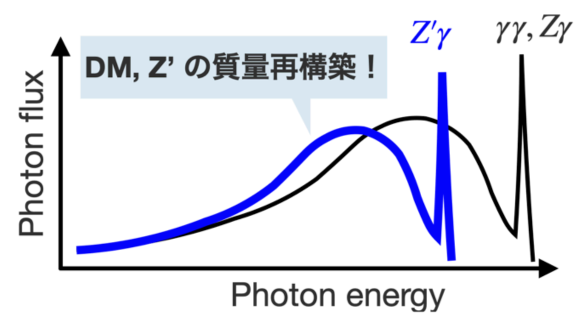
裏テーマ: 電弱 暗黒物質の**スピンの識別**

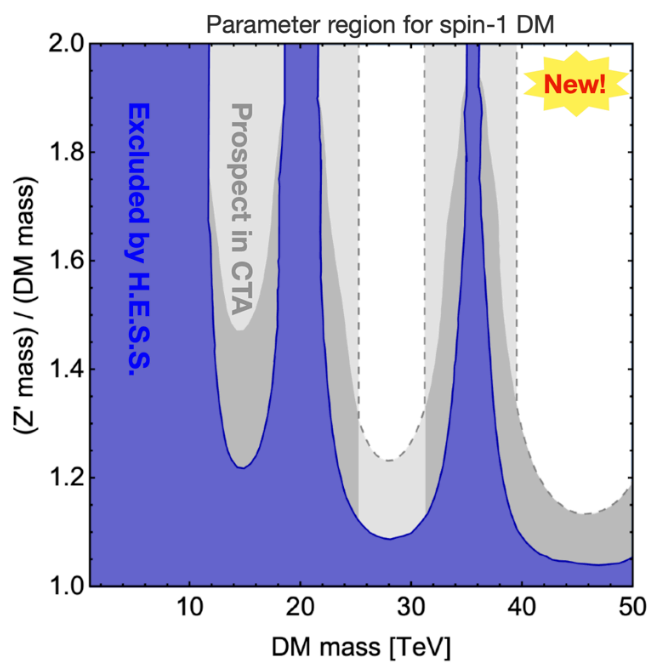
$\left\{\begin{array}{l}\text{異なるスピン (}\textbf{スピン 1/2}\text{)} \\ \text{同じ電弱相互作用 (SU(2)}_L\text{ 三重項, Y=0)}\end{array}\right.$ を持つ暗黒物質と予言を比較

DM DM → $X\gamma$ $(X = \gamma, Z, Z')$

- スピン 1 の DM は $J = 2$ **の部分波**も寄与
  → スピン 1 の場合は $\gamma\gamma, Z\gamma$ モードが $\times\ \frac{38}{9}(\simeq 4.22\cdots)$ の増幅
- スピン 1 DM は $Z'\gamma$ モードが新たに追加
  → **識別できるダブルピーク**が CTAで探索可能
  DM, Z' の質量再構築ができる



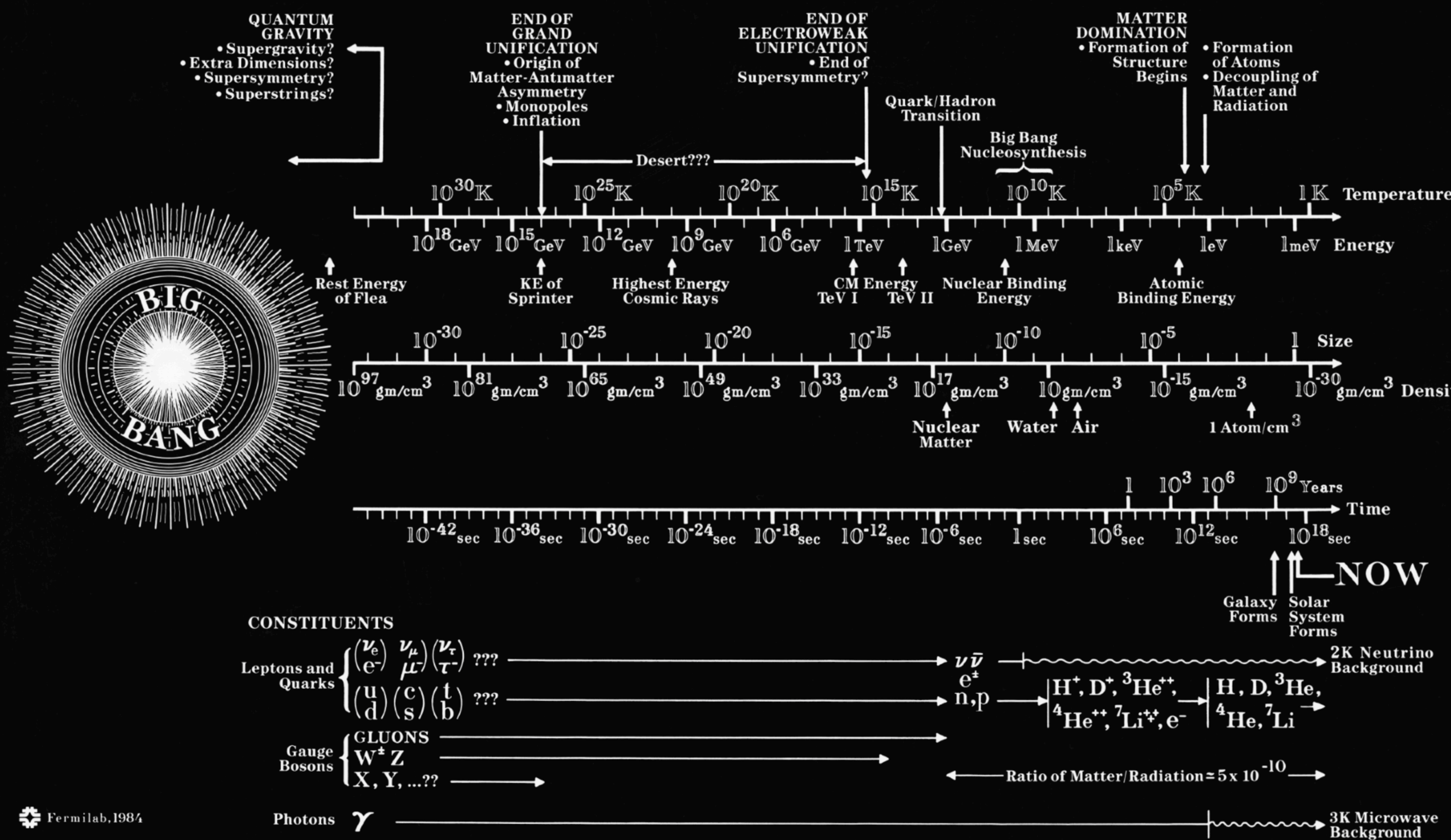




Future work

- 適切なDM残存量を説明するスピン 1 の電弱 DM 質量の決定
- 余剰次元理論のセットアップへのフィードバック

Backup


QUANTUM GRAVITY
• Supergravity?
• Extra Dimensions?
• Supersymmetry?
• Superstrings?
END OF GRAND UNIFICATION
• Origin of Matter-Antimatter Asymmetry
• Monopoles
• Inflation
END OF ELECTROWEAK UNIFICATION
• End of Supersymmetry?
MATTER DOMINATION
• Formation of Structure Begins
• Formation of Atoms
• Decoupling of Matter and Radiation
Quark/Hadron Transition
Big Bang Nucleosynthesis
Desert???
10^30 K 10^25 K 10^20 K 10^15 K 10^10 K 10^5 K 1 K Temperature
10^18 GeV 10^15 GeV 10^12 GeV 10^9 GeV 10^6 GeV 1 TeV 1 GeV 1 MeV 1 keV 1 eV 1 meV Energy
Rest Energy of Flea
KE of Sprinter
Highest Energy Cosmic Rays
CM Energy
TeV I
TeV II
Nuclear Binding Energy
Atomic Binding Energy
BIG BANG
10^-30 10^-25 10^-20 10^-15 10^-10 10^-5 1 Size
10^97 gm/cm^3 10^81 gm/cm^3 10^65 gm/cm^3 10^49 gm/cm^3 10^33 gm/cm^3 10^17 gm/cm^3 10 gm/cm^3 10^-15 gm/cm^3 10^-30 gm/cm^3 Density
Nuclear Matter
Water
Air
1 Atom/cm^3
1 10^3 10^6 10^9 Years
Time
10^-42 sec 10^-36 sec 10^-30 sec 10^-24 sec 10^-18 sec 10^-12 sec 10^-6 sec 1 sec 10^6 sec 10^12 sec 10^18 sec
Galaxy Forms
Solar System Forms
NOW
CONSTITUENTS
Leptons and Quarks
(νe e⁻) (νμ μ⁻) (ντ τ⁻) ???
(u d) (c s) (t b) ???
ν ν̄
e±
n, p
H⁺, D⁺, ³He⁺⁺, ⁴He⁺⁺, ⁷Li⁺⁺⁺, e⁻
H, D, ³He, ⁴He, ⁷Li
2K Neutrino Background
Gauge Bosons
GLUONS
W± Z
X, Y, ...??
Ratio of Matter/Radiation ≈ 5 x 10^-10
Photons γ
3K Microwave Background
Fermilab, 1984

Backup: プロットに使った情報

DM 密度 profile

- Cusped profile

$$\rho_{\text{Einasto}}(r) \equiv \rho_s \exp\left[-\frac{2}{\alpha_s}\left(\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha_s} - 1\right)\right]$$

- Cored profile

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_{\text{Einasto}}(r) & \text{for} \quad r > r_c, \\ \rho_{\text{Einasto}}(r_c) & \text{for} \quad r < r_c, \end{cases}$$ (r_c : コア半径)

Profiles	Einasto	Einasto2
ρ_s [GeV cm^{-3}]	0.079	0.033
r_s [kpc]	20.0	28.4
α_s	0.17	0.17

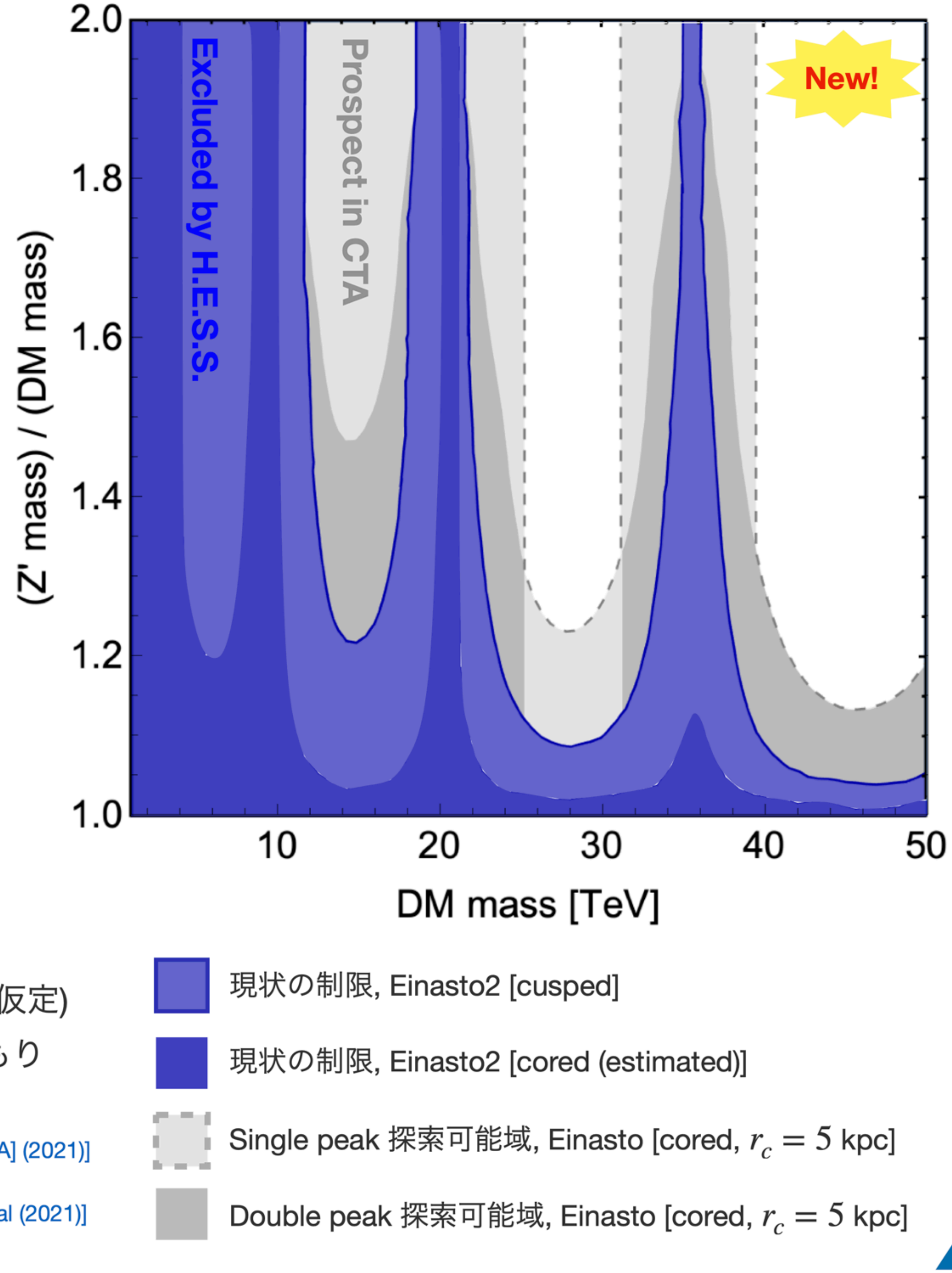
実験の制限・探索可能域

- H.E.S.S. [H. Abdallah et al. [HESS] (2018)]

  H.E.S.S. の公式で出されている$\langle\sigma v\rangle$の上限を使用 (cuspedを仮定)
  cusped profile の上限を10倍し、cored profile の上限を見積もり

- Cherenkov Telescope Array (CTA) [A.Acharyya, et al [CTA] (2021)]

  Wino DM に関する CTA の感度のスタディを使用 [L. Rinchiuso, et al (2021)]



Sommerfeld Enhancement

Two-body effective action

$$S_{\text{eff}} = \sum_{J,J_z} \int d^4R\, d^3r\; \Phi^{J,J_z\dagger}(R,\boldsymbol{r}) \cdot \left[\left(i\partial_{R^0} + \frac{\nabla_R^2}{4m_V} + \frac{\nabla_r^2}{m_V} \right) - \hat{V}(r) + i\frac{9}{2}\hat{\Gamma}^J \delta^3(\boldsymbol{r}) \right] \cdot \Phi^{J,J_z}(R,\boldsymbol{r})$$

- $Q=0$ two-body states: $\Phi^{J,J_z}(R,\boldsymbol{r}) = \begin{pmatrix} \phi_C^{J,J_z}(R,\boldsymbol{r}) \\ \phi_N^{J,J_z}(R,\boldsymbol{r}) \end{pmatrix} \begin{matrix} \leftarrow V^-V^+ \\ \leftarrow V^0V^0 \end{matrix}$

- Potential terms:

$$\hat{V}(r) = \begin{pmatrix} 2\delta m_V - \frac{\alpha_2 s_W^2}{r} - \frac{\alpha_2 c_W^2 e^{-m_Z r}}{r} & -\frac{\sqrt{2}\alpha_2 e^{-m_W r}}{r} \\ -\frac{\sqrt{2}\alpha_2 e^{-m_W r}}{r} & 0 \end{pmatrix}$$

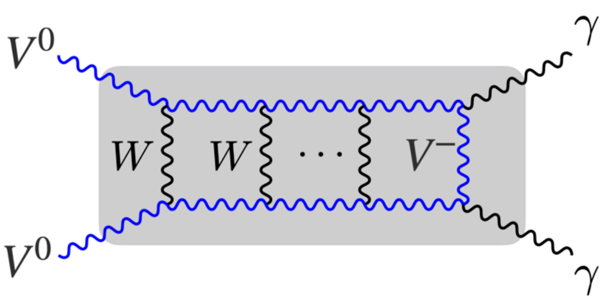
$$\hat{\Gamma}^{J=0}_{\gamma\gamma} = \frac{2}{3}\frac{\pi\alpha_2^2}{m_V^2} \begin{pmatrix} s_W^4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{\Gamma}^{J=2}_{\gamma\gamma} = \frac{32}{45}\frac{\pi\alpha_2^2}{m_V^2} \begin{pmatrix} s_W^4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

α_2: SU(2)L fine structure constant

- EW int. are imprinted in the potential btw V-particles
- Off-diagonal elements (induced by W) mix ϕ_C & ϕ_N

  → DM can annihilate into γ with large cross section!



Annihilation Cross Section

$$\langle \sigma v_{\rm rel} \rangle_{XX'} = 2 \sum_{\alpha,\beta} \sum_{J,J_z} \left(\Gamma^J_{XX'}\right)_{\alpha\beta} d_{2\alpha}(E) d^\star_{2\beta}(E)$$

$$\left(\begin{array}{l} r_{Z'} \equiv \frac{m_{Z'}^2}{4m_V^2} \\ g_{Z'} \equiv \frac{g_W}{\sqrt{\frac{m_{Z'}^2}{m_V^2} - 1}} \end{array} \right)$$

- Annihilation cross sections are expressed in $\Gamma_{XX'}$ $(XX' = \gamma\gamma, Z\gamma, Z'\gamma)$

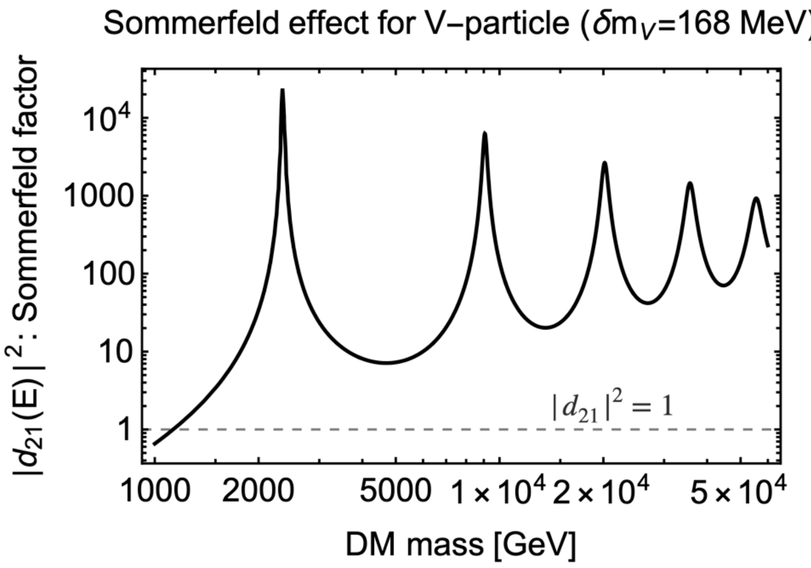
$$\hat{\Gamma}^{J=0}_{\gamma\gamma} = \frac{2}{3}\frac{\pi\alpha_2^2}{m_V^2}\begin{pmatrix} s_W^4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma}^{J=0}_{Z\gamma} = \frac{2}{3}\frac{\pi\alpha_2^2}{m_V^2}\begin{pmatrix} 2c_W^2 s_W^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma}^{J=0}_{Z'\gamma} = \frac{1}{27}\frac{\alpha_2 g_{Z'}^2}{m_V^2}(1-r_{Z'})(3-2r_{Z'})^2\begin{pmatrix} s_W^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\Gamma}^{J=2}_{\gamma\gamma} = \frac{32}{45}\frac{\pi\alpha_2^2}{m_V^2}\begin{pmatrix} s_W^4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma}^{J=2}_{Z\gamma} = \frac{32}{45}\frac{\pi\alpha_2^2}{m_V^2}\begin{pmatrix} 2c_W^2 s_W^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma}^{J=2}_{Z'\gamma} = \frac{8}{135}\frac{\alpha_2 g_{Z'}^2}{m_V^2}(1-r_{Z'})(6+3r_{Z'}+r_{Z'}^2)\begin{pmatrix} s_W^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

Sommerfeld enhancement factor

$$d_{\alpha\beta}(E) \quad (\alpha,\beta = 1,2) \qquad E \simeq \frac{m v_{\rm rel}^2}{4} \text{ : NR kinetic energy}$$

- Solving Schrödinger equation numerically
- $|d_{21}|^2$ is enhanced by several orders (especially around the resonance masses)



BU

NLO correction for Wino DM

NLO correction for potential

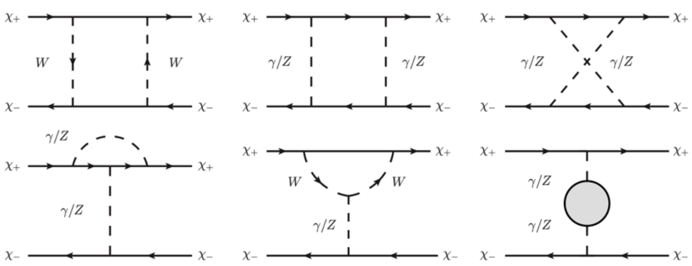
[M. Beneke, R. Szafron, K. Urban (2020)]

【手法】

$\chi\chi \to \chi\chi$ の振幅を運動量空間で計算

実空間に戻ってポテンシャル $V(r)$ を求める

1-loop diagrams



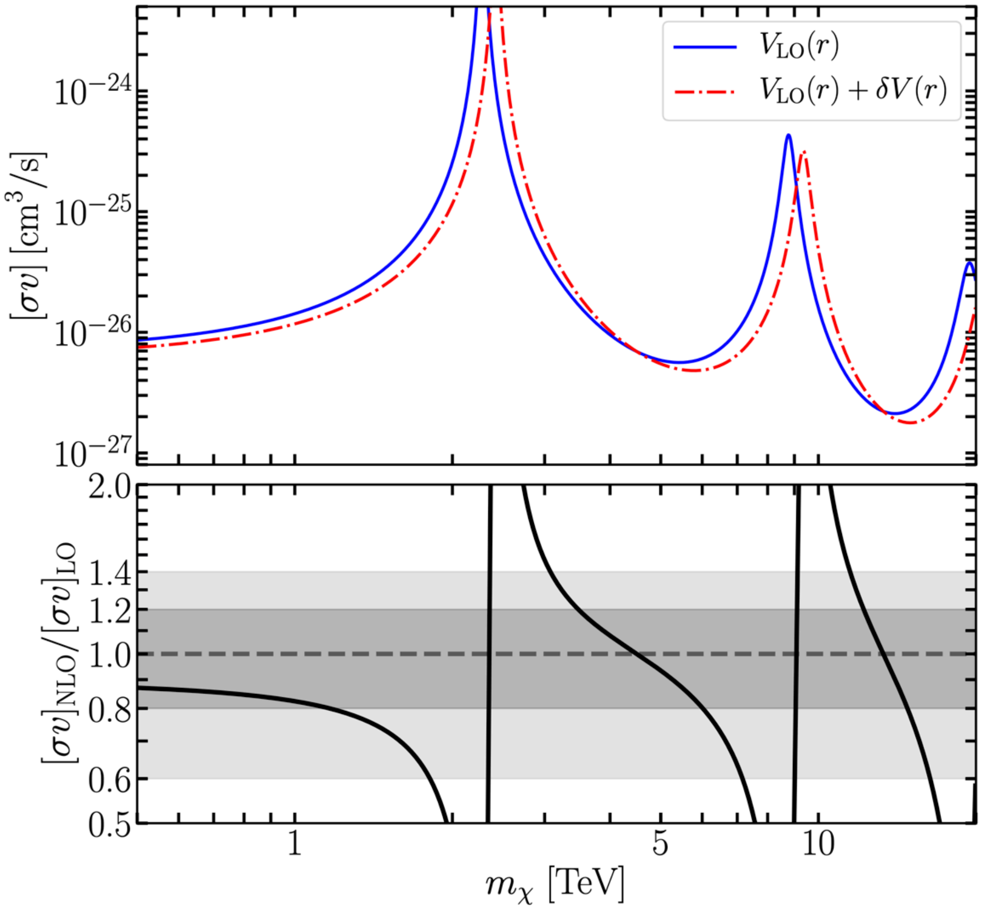
【結果】

Tree-level の結果と1-loop の結果を比較

共鳴質量が 3 % ほどずれる

→ 共鳴質量付近では、対消滅断面積の

予言値が大きくずれる



DM 残存量を説明する pure Wino DMの

質量は共鳴質量付近 ($m_{\rm DM} \simeq 3$ TeV)

→ 理論精度をあげた予言値導出が重要

Our Model (more details)

Model

BSM Lagrangian

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} \supset & -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \sum_{j=0}^{2}\sum_{a=1}^{3}\frac{1}{4}W^{a}_{j\mu\nu}W^{a\mu\nu}_{j} \\
& + D_\mu H^\dagger D^\mu H + \frac{1}{2}\mathrm{tr} D_\mu \Phi_1^\dagger D_\mu \Phi_1 + \frac{1}{2}\mathrm{tr} D_\mu \Phi_2^\dagger D_\mu \Phi_2 \\
& - V_{\mathrm{scalar}},
\end{aligned}
$$

Scalar potential

$$
\begin{aligned}
V_{\mathrm{scalar}} =& m^2 H^\dagger H + m_\Phi^2 \mathrm{tr}\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right) + m_\Phi^2 \mathrm{tr}\left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right) \\
& + \lambda (H^\dagger H)^2 + \lambda_\Phi \left(\mathrm{tr}\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right)\right)^2 + \lambda_\Phi \left(\mathrm{tr}\left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right)\right)^2 \\
& + \lambda_{h\Phi} H^\dagger H \mathrm{tr}\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right) + \lambda_{h\Phi} H^\dagger H \mathrm{tr}\left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right) + \lambda_{12} \mathrm{tr}\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right) \mathrm{tr}\left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right).
\end{aligned}
$$

Mass matrix: gauge sector

$$\mathcal{L} \supset \begin{pmatrix} W^+_{0\mu} & W^+_{1\mu} & W^+_{2\mu} \end{pmatrix} \mathcal{M}_C^2 \begin{pmatrix} W_0^{-\mu} \\ W_1^{-\mu} \\ W_2^{-\mu} \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W^3_{0\mu} & W^3_{1\mu} & W^3_{2\mu} & B_\mu \end{pmatrix} \mathcal{M}_N^2 \begin{pmatrix} W_0^{3\mu} \\ W_1^{3\mu} \\ W_2^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}$$

<u>Charged vector</u>

$$\mathcal{M}_C^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} g_0^2 v_\Phi^2 & -g_0 g_1 v_\Phi^2 & 0 \\ -g_0 g_1 v_\Phi^2 & g_1^2 (v^2 + 2 v_\Phi^2) & -g_1 g_0 v_\Phi^2 \\ 0 & -g_1 g_0 v_\Phi^2 & g_0^2 v_\Phi^2 \end{pmatrix},$$

<u>Neutral vector</u>

$$\mathcal{M}_N^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} g_0^2 v_\Phi^2 & -g_0 g_1 v_\Phi^2 & 0 & 0 \\ -g_0 g_1 v_\Phi^2 & g_1^2 (v^2 + 2 v_\Phi^2) & -g_1 g_0 v_\Phi^2 & -g_1 g' v^2 \\ 0 & -g_1 g_0 v_\Phi^2 & g_0^2 v_\Phi^2 & 0 \\ 0 & -g_1 g' v^2 & 0 & g'^2 v^2 \end{pmatrix}.$$

Mass matrix: scalar sector

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_3 & \sigma_1 & \sigma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2\lambda v^2 & 2vv_\Phi \lambda_{h\Phi} & 2vv_\Phi \lambda_{h\Phi} \\ 2vv_\Phi \lambda_{h\Phi} & 8v_\Phi^2 \lambda_\Phi & 4v_\Phi^2 \lambda_{12} \\ 2vv_\Phi \lambda_{h\Phi} & 4v_\Phi^2 \lambda_{12} & 8v_\Phi^2 \lambda_\Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_3 \\ \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{pmatrix} .$$

Quartic couplings

$$\lambda = \frac{m_h^2 \cos^2\phi_h + m_{h'}^2 \sin^2\phi_h}{2v^2},$$

$$\lambda_{h\Phi} = -\frac{\sin\phi_h \cos\phi_h}{2\sqrt{2} v v_\Phi} (m_{h'}^2 - m_h^2),$$

$$\lambda_\Phi = \frac{m_h^2 \sin^2\phi_h + m_{h'}^2 \cos^2\phi_h + m_{h_D}^2}{16 v_\Phi^2},$$

$$\lambda_{12} = \frac{m_h^2 \sin^2\phi_h + m_{h'}^2 \cos^2\phi_h - m_{h_D}^2}{8 v_\Phi^2}.$$

Bounded from Below(BFB) conditions

BFB conditions in our model

$$
\begin{aligned}
&\lambda > 0, \\
&\lambda_\Phi > 0, \\
&\lambda_\Phi + \frac{\lambda_{12}}{2} > 0, \\
&\frac{\lambda_{h\Phi}}{2} + \sqrt{\lambda\lambda_\Phi} > 0, \\
&\begin{cases} \lambda_{h\Phi} \geq 0, \\ \text{or} \\ \lambda_{h\Phi} < 0 \quad \text{and} \quad \lambda\left(\lambda_\Phi + \frac{\lambda_{12}}{2}\right) - \frac{\lambda_{h\Phi}^2}{2} > 0. \end{cases}
\end{aligned}
$$

※ **We find all the BFB conditions are automatically satisfied by using the the expressions of scalar quartic couplings**

$$
\lambda = \frac{m_h^2 \cos^2\phi_h + m_{h'}^2 \sin^2\phi_h}{2v^2}, \qquad \lambda_\Phi = \frac{m_h^2 \sin^2\phi_h + m_{h'}^2 \cos^2\phi_h + m_{h_D}^2}{16 v_\Phi^2},
$$

$$
\lambda_{h\Phi} = -\frac{\sin\phi_h \cos\phi_h}{2\sqrt{2} v v_\Phi}(m_{h'}^2 - m_h^2), \qquad \lambda_{12} = \frac{m_h^2 \sin^2\phi_h + m_{h'}^2 \cos^2\phi_h - m_{h_D}^2}{8 v_\Phi^2}.
$$

Unitarity bound for scalar quartic couplings

Perturbative unitarity bounds

$$|\lambda| \le 4\pi,$$

$$|\lambda_{h\Phi}| \le 4\pi,$$

$$|\lambda_\Phi| \le \pi,$$

$$|\lambda_{12}| \le 2\pi,$$

$$|3\lambda_\Phi - \lambda_{12}| \le \pi,$$

$$\left| 3\lambda + 4(3\lambda_\Phi + \lambda_{12}) \pm \sqrt{(3\lambda - 4(3\lambda_\Phi + \lambda_{12}))^2 + 32\lambda_{h\Phi}^2} \right| \le 8\pi.$$

$$|\lambda| = \left| \frac{m_h^2 \cos^2\phi_h + m_{h'}^2 \sin^2\phi_h}{2v^2} \right| \lesssim \frac{4}{3}\pi$$ in the limit of $\lambda \gg \lambda_{h\Phi}, \lambda_\Phi, \lambda_{12}$

For $m_{h'} \gg v$, we need small ϕ_h to realize $\lambda \simeq \mathcal{O}(1)$

→ **Perturbative unitarity bounds give a viable constraint on ϕ_h**

Z2 parity from Exchange symme.

Exchange trans. (after SSB)

$$\sigma_1 \leftrightarrow \sigma_2, \qquad W^a_{0\mu} \leftrightarrow W^a_{2\mu}$$

$$\left[\ \Phi_j = \begin{pmatrix} \frac{v_\Phi + \sigma_j + i\pi^0_j}{\sqrt{2}} & i\pi^+_j \\ i\pi^-_j & \frac{v_\Phi + \sigma_j - i\pi^0_j}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ (j=1, 2)} \qquad H = \begin{pmatrix} i\pi^+_3 \\ \frac{v + \sigma_3 - i\pi^0_3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}\ \right]$$

eg. Trans. of neutral scalar: $\{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$

Physical states

$$\begin{cases} \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sqrt{2}} \mapsto -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sqrt{2}} & \text{Z}_2\text{-odd} \\ \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sqrt{2}} \mapsto +\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sqrt{2}} & \text{Z}_2\text{-even} \\ \sigma_3 \mapsto +\sigma_3 & \text{Z}_2\text{-even} \end{cases}$$

Z2-odd $\xrightarrow{\text{No mixing}}$ $\boxed{h_D = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sqrt{2}}}$

Z2-even, Z2-even $\xrightarrow{\text{mixed by } \phi_h}$ h (125 GeV Higgs), h'

States are classified by **Z2 Parity**!

Exchange symmetry $\mathrm{SU}(2)_0 \leftrightarrow \mathrm{SU}(2)_2$ ➡ **Z2 Parity for physical states**

DM Phenomenology

Parameters

g_0 : gauge coupling for $SU(2)_0$ & $SU(2)_2$
g_1 : gauge coupling for $SU(2)_1$

$$\underbrace{g_0,\quad g_1,\quad g',\quad v,\quad v_\Phi,}\qquad \underbrace{\text{(scalar quartic couplings)} \times 4}$$

$$\downarrow \qquad\qquad\qquad\qquad \downarrow$$

$$\overbrace{e,\quad G_F,\quad m_Z,\quad m_V,\quad m_{Z'},}\quad \overbrace{m_h,\quad m_{h'},\quad m_{h_D},\quad \phi_h}$$

ϕ_h : mixing angle of Z_2-even scalars

$\sim v_\Phi$ (TeV scale)

Free parameters

$$\left\{ \underbrace{m_V,\quad m_{Z'},}_{\text{Characterize vector sector}}\quad \underbrace{m_{h'},\quad m_{h_D},\quad \phi_h}_{\text{Characterize scalar sector}} \right\}$$

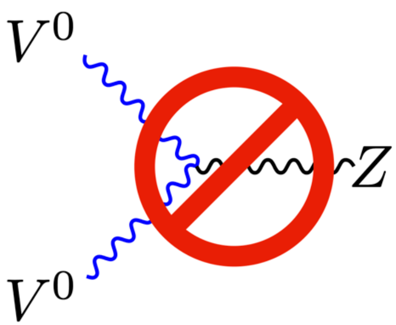
Scattering Process: DM direct detection

Direct detection

DM-nucleus scattering is searched, but no significant excess now

$\rightarrow$ Severe constraint on DM-Z coupling & DM-Higgs coupling

Z-exchange process

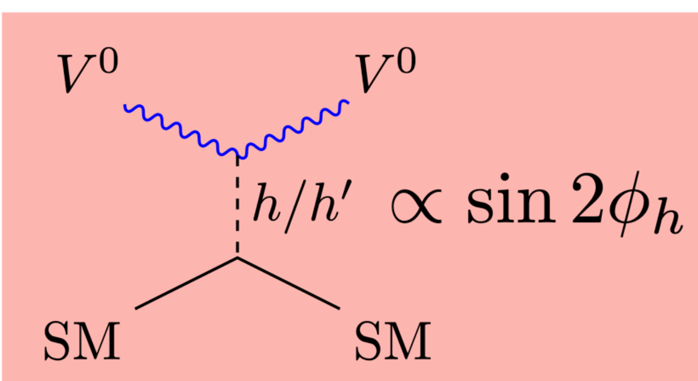


Neutral boson triple coupling is forbidden

($\because$ non-Abelian extension)

$\rightarrow$ No Z-exchange in scattering process!

Higgs-exchange process



Mixing angle ϕ_h tunes the scattering process

$\rightarrow$ direct detection bounds give upper bound on ϕ_h

For sufficiently small ϕ_h,

σ_{scat} is dominated by 1-loop EW processes

Thermal relic region

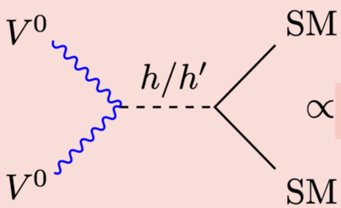
ϕ_h : mixing angle btw h and h'

White region:

$\Omega h^2 \sim 0.12$ is achieved by adjusting ϕ_h

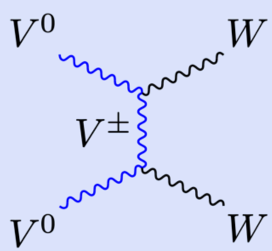
Annihilation Channel

- Higgs channels

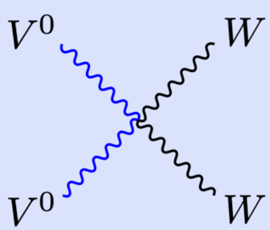


$\propto \sin 2\phi_h$

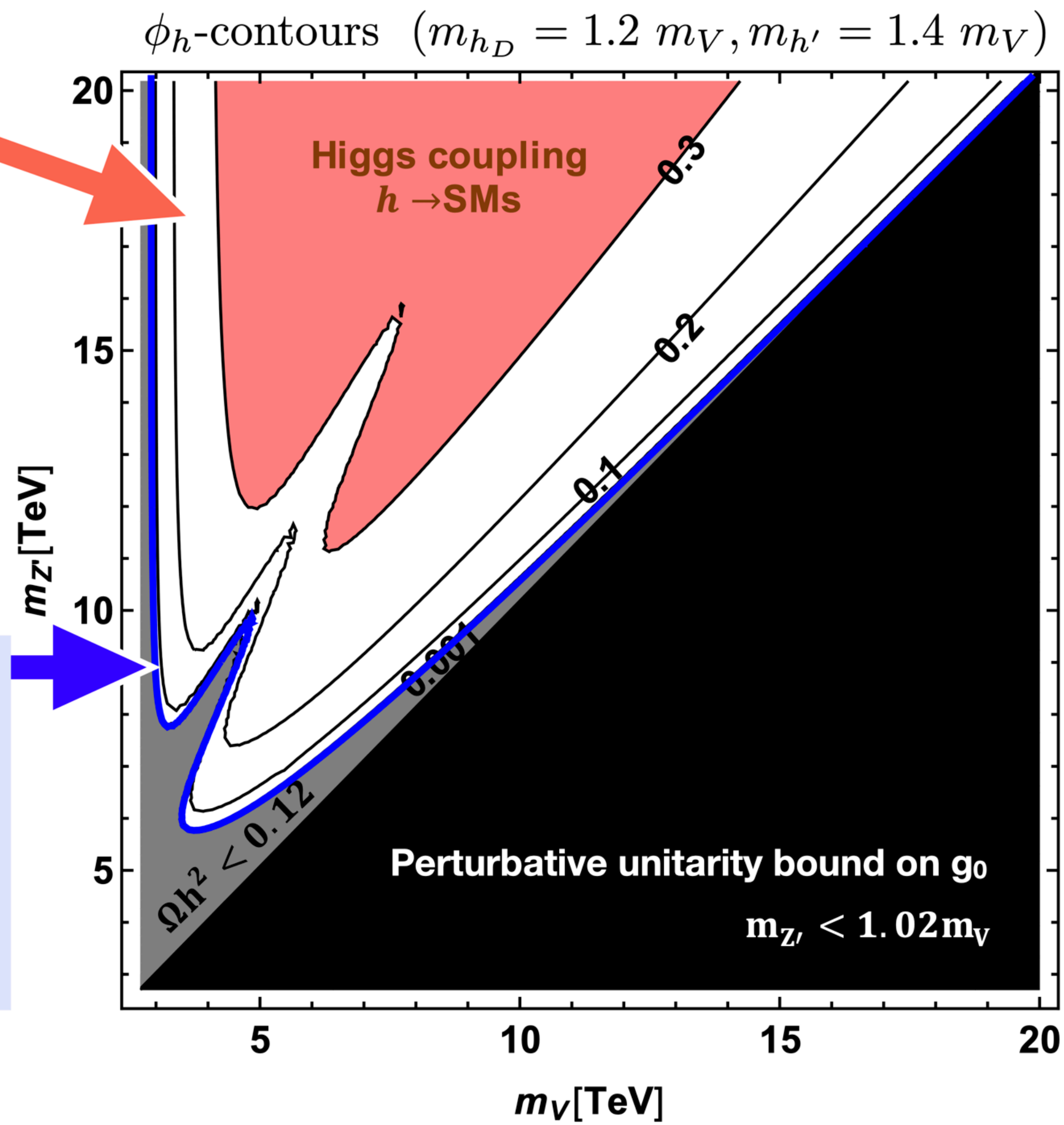
- EW channels



EW channel only

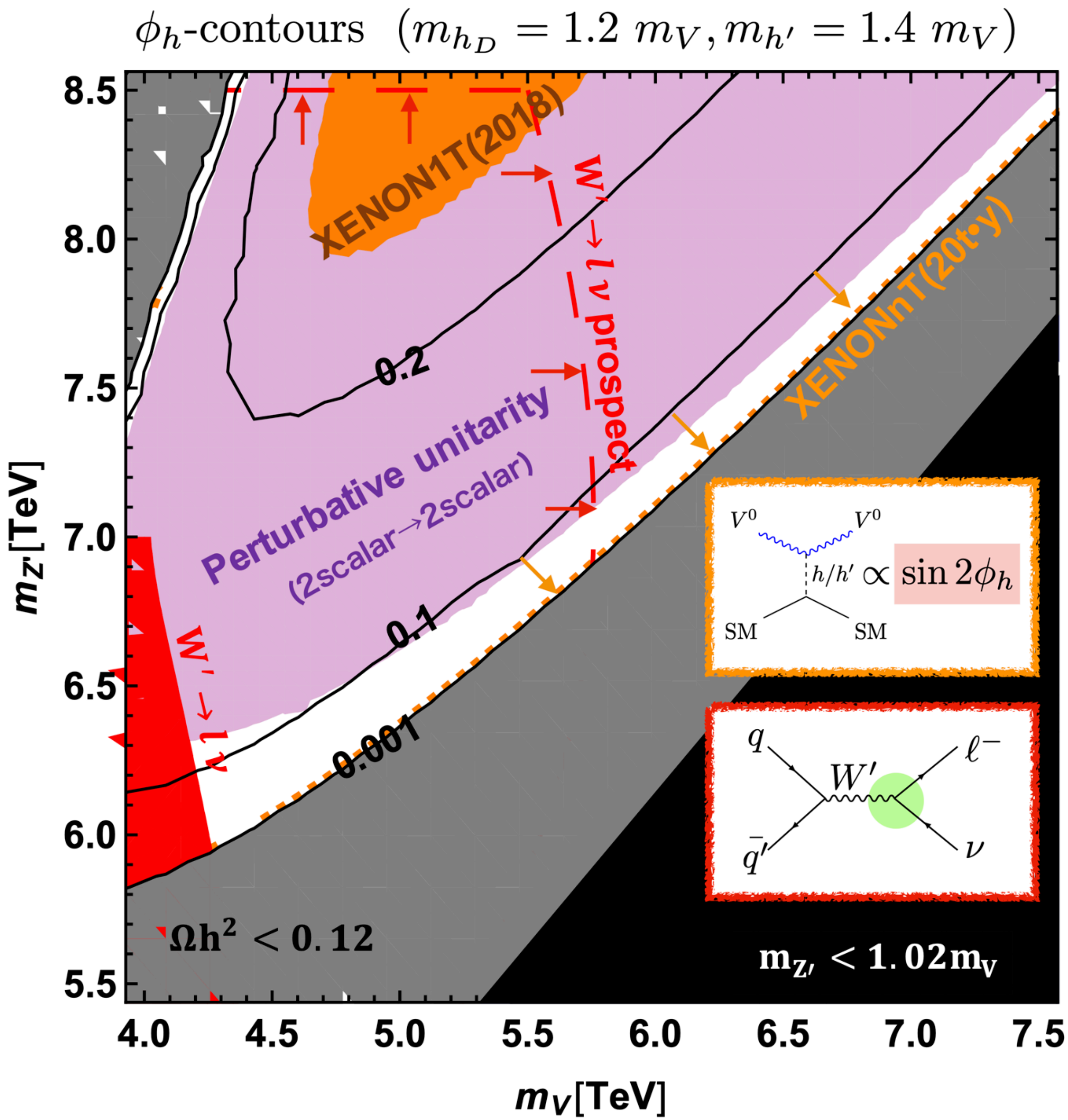


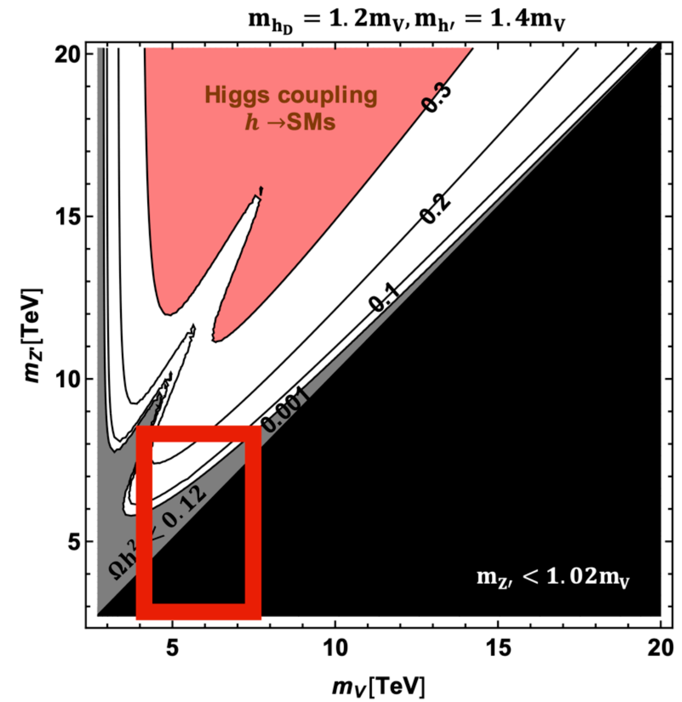
(+ many other channels…)



※ **We need to include Sommerfeld effect in evaluation of** Ωh^2 [Future work is ongoing]

Constraints





- Perturbative unitarity bounds
  (2scalar→2scalar scattering)
  → $\phi_h \lesssim 0.1$
- Direct detection(XENON1T/nT)
  → probe Higgs contribution to DM annihilation process
- W' search by LHC/HL-LHC
  → probe thermal relic scenario **even if** $\phi_h \simeq 0$

LHC13TeV 139 fb^{-1} [ATLAS Collaboration(2019)] (※ No bound for $m_{W'} > 7$ TeV)

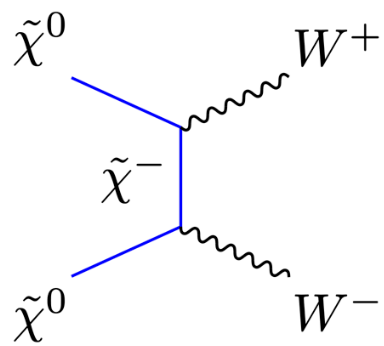
HL-LHC14TeV 3000 fb^{-1} [ATL-PHYS-PUB-2018-044(2018)]

Vector DM from Extra-dimension

Model of EW interacting DM

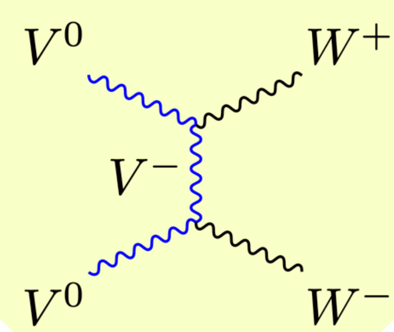
Supersymmetric DM model	Model w/ Extra-dimension
• SM particles + SUSY partners • **R-parity** guarantees DM stability • Many DM candidates ⊃ **Wino DM**	• SM particles + Kaluza-Klein (KK) towers • **KK-parity** guarantees DM stability • Bulk action + Boundary Localized action → **1st KK** W_μ^3 can be Lightest KK Particle [T. Flacke, A. Menon, D. J. Phalen (2009)] [T. Flacke, D. W. Kang, Kyoungchul Kong, Gopolang Mohlabeng, Seong Chan Park (2017)]

$SU(2)_L$ triplet spin-1/2



VS

$SU(2)_L$ triplet spin-1



Next pages: Review on Spin-1 DM from Extra-dim.

Spin-1 DM form extra-dimension

Universal Extra Dimension (UED) model

- SM particles = 5 dimensional fields propagating in a flat extra dimension
- Orbifold compactification: $S_1/Z_2\ (\,y \mapsto -y\,)$

  - Chiral fermion

  - Switch off massless scalar (associated w/ 5th component of gauge fields)

  - Kaluza-Klein (KK) parity → Lightest KK-odd particle can be stable DM candidate!

How to study UED model?

- Minimal UED approach

  Boundary Localized Terms (BLTs) are induced through renormalization group evolution

- Effective Field Theory approach

  Extra-dimensional theory is Non-renormalizable

  → Introduce BLTs that respect all the symmetries (coefficients = free parameters)

What is the physical effects of Boundary Localized Terms?

BLTs and mass spectrum

[T. Flacke, A. Menon, D. J. Phalen (2009)]

Scalar theory

$$S = \frac{1}{2}\int d^5x\left(\partial^M\Phi\partial_M\Phi - m^2\Phi^2\right), \quad \begin{bmatrix} r_\Phi : \text{BL kinetic term [mass]}^{-1} \\ m_b^2 : \text{BL mass square [mass]} \end{bmatrix}$$
$$+\frac{1}{2}\int d^5x\left(r_\Phi\partial^\mu\Phi\partial_\mu\Phi - m_b^2\Phi^2\right)\left[\delta(y)+\delta(y-\pi R)\right],$$

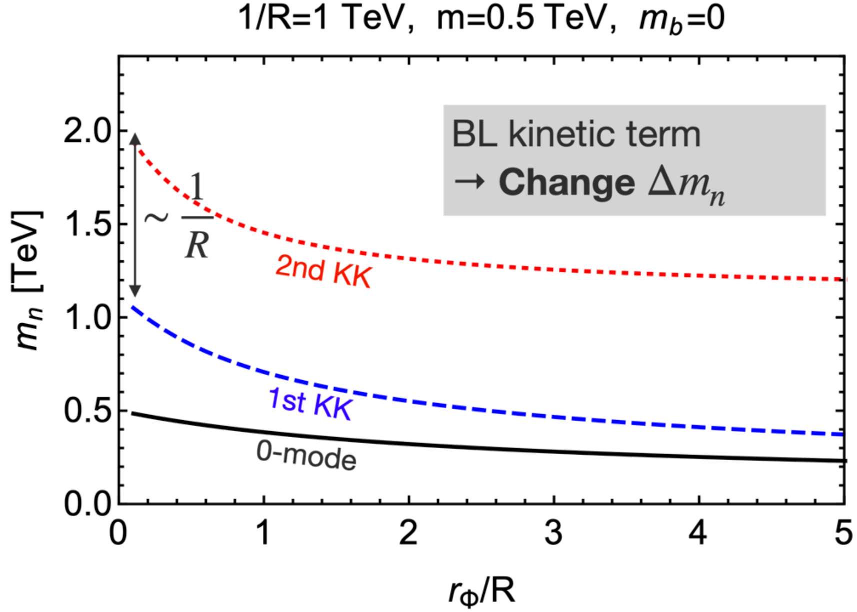
Boundary conditions

$$\begin{cases} (\partial_5 - r_\Phi\Box - m_b^2)\Phi\big|_{y=0} = 0 \\ (\partial_5 + r_\Phi\Box + m_b^2)\Phi\big|_{y=\pi R} = 0 \end{cases}$$

$$\frac{r_\Phi m_n^2 - m_b^2}{\sqrt{m_n^2 - m^2}} = \begin{cases} -\tan\left(\frac{\pi R}{2}\sqrt{m_n^2-m^2}\right) \\ \cot\left(\frac{\pi R}{2}\sqrt{m_n^2-m^2}\right) \end{cases}$$

- BLTs affects Boundary Condition @$y = 0,\ \pi R$

→ **Modify Quantization condition of KK spectrum:** m_n

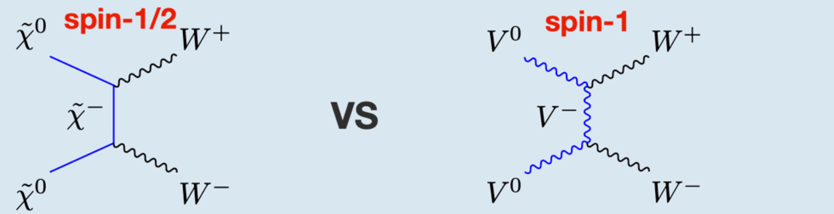


BLTs = rich possibilities of KK mass spectrum

→ 1st KK W_μ^3 can be Lightest KK Particle

= **SU(2)$_L$ triplet spin-1 DM**

Reveal nature of SU(2)$_L$ triplet spin-1 DM w/ general mass spectrum!

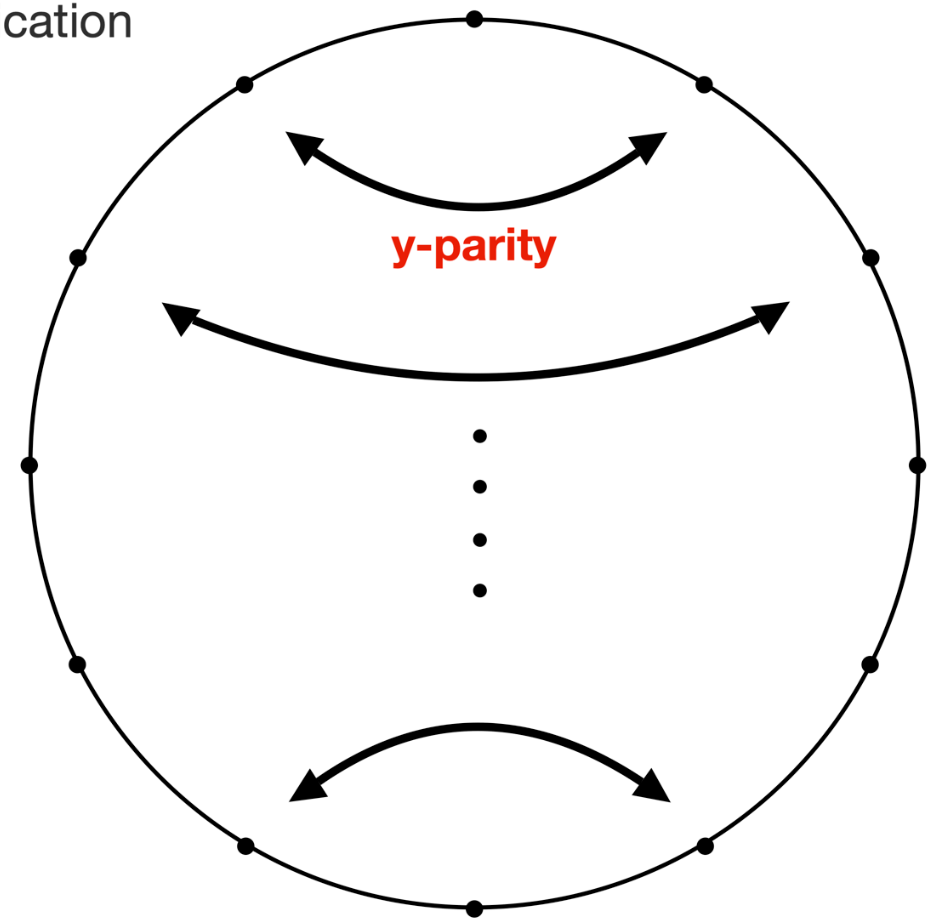


Deconstructing dimension [N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, H. Georgi (2001)]

5 dim. SU(2) gauge theory
w/ Orbifold compactification

$$S_1/Z_2 \;\; (y \mapsto -y)$$

$y = 0$ (Fixed point)

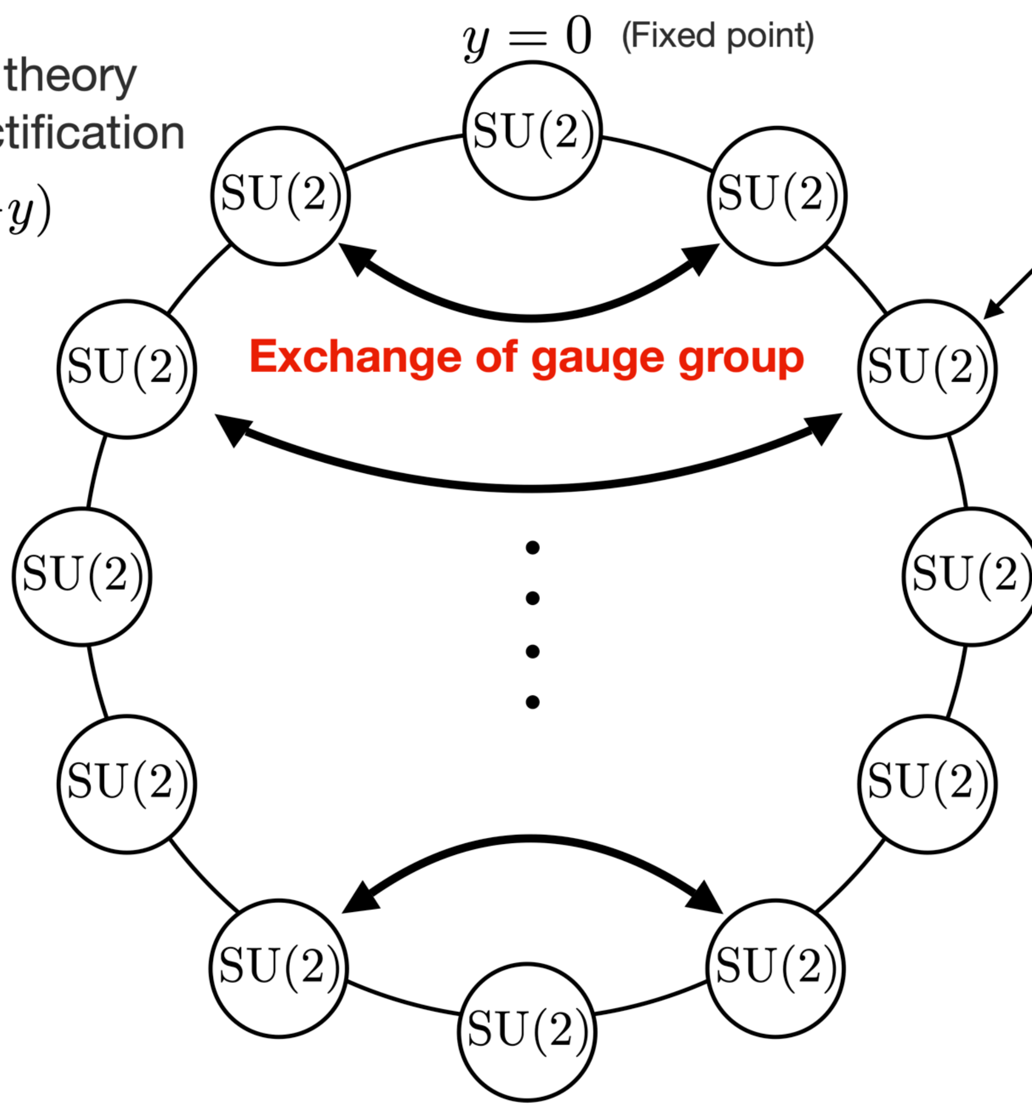


Deconstructing dimension

[N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, H. Georgi (2001)]

5 dim. SU(2) gauge theory
w/ Orbifold compactification

$$S_1/Z_2 \ \ (y \mapsto -y)$$

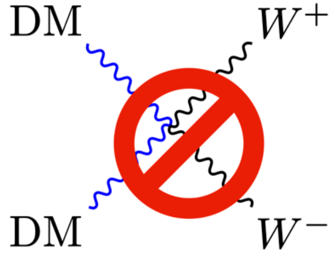


4 dim. picture:

Many direct products of SU(2)s
w/ exchange symmetry of gauge groups!

Abelian Extension with Exchange Symmetry

CAUTION!



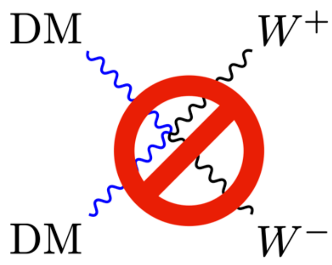
Stable neutral vector **CANNOT** have Non-Abelian EW couplings

Abelian Extension with Exchange Symmetry(1/2)

We can also construct the Abelian extension spin-1 DM model with exchange symmetry

$$\mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_0 \otimes \mathrm{U}(1)_1 \otimes \mathrm{U}(1)_2$$

Exchange Symmetry



Stable neutral vector CANNOT have Non-Abelian EW couplings

Model

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{4}(B^0)_{\mu\nu}(B^0)^{\mu\nu} - \frac{1}{4}(B^1)_{\mu\nu}(B^1)^{\mu\nu} - \frac{1}{4}(B^2)_{\mu\nu}(B^2)^{\mu\nu}$$
$$+ \frac{1}{2}\epsilon_{01}\left[(B^0)^{\mu\nu} + (B^2)^{\mu\nu}\right](B^1)^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\epsilon_{02}(B^0)_{\mu\nu}(B^2)^{\mu\nu}$$
$$+ (D_\mu\Phi_1)^\dagger(D^\mu\Phi_1) + (D_\mu\Phi_2)^\dagger(D^\mu\Phi_2) + (D_\mu H)^\dagger(D^\mu H)$$
$$- (\text{Scalar Potential})$$

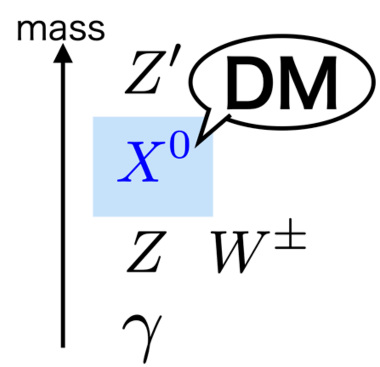
※ We have kinetic mixing terms(2nd line) in this Abelian extension model

field	spin	$\mathrm{SU}(3)_C$	$\mathrm{SU}(2)_L$	$\mathrm{U}(1)_0$	$\mathrm{U}(1)_1$	$\mathrm{U}(1)_2$
q_L	$\frac{1}{2}$	3	2	0	$\frac{1}{6}$	0
u_R	$\frac{1}{2}$	3	1	0	$\frac{2}{3}$	0
d_R	$\frac{1}{2}$	3	1	0	$-\frac{1}{3}$	0
ℓ_L	$\frac{1}{2}$	1	2	0	$-\frac{1}{2}$	0
e_R	$\frac{1}{2}$	1	1	0	-1	0
H	0	1	2	0	$\frac{1}{2}$	0
Φ_1	0	1	1	y_1^0	y_1^1	0
Φ_2	0	1	1	0	y_1^1	y_1^0
			W_μ^a	B_μ^0	B_μ^1	B_μ^2

Spectrum

$$\boxed{X^0 = \frac{B_\mu^0 - B_\mu^2}{\sqrt{2}}}$$

(Z_2-odd neutral vector)



Abelian Extension with Exchange Symmetry(2/2)

NOTE: **Exchange symmetry forbids X^0 to have EW interactions**

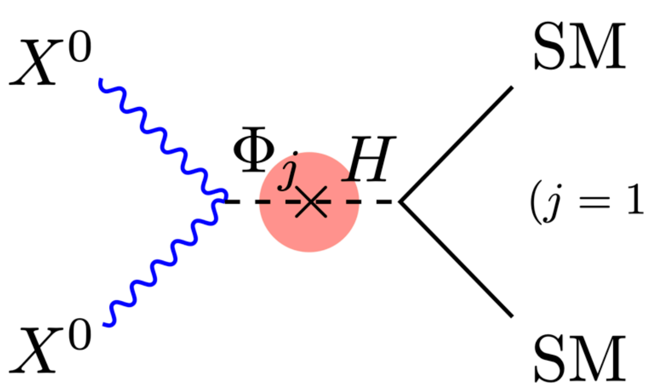
- X^0 do not appear in the $SU(2)_L$ neutral vector state

$$W_\mu^3 = \#A_\mu + \#Z_\mu + \#Z'_\mu \longleftarrow \textbf{No } X^0 \textbf{ states}$$

- X^0 do not mix with the other neutral vectors(Z_2-even) even through the kinetic mixing terms

$$\mathcal{L}_{\text{kinetic}} = \frac{\epsilon_{02}}{4} X_{\mu\nu} X^{\mu\nu} + (\text{mixing btw } Z_2\text{-even vectors})$$

$$X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu^0 - \partial_\nu X_\mu^0$$



$(j = 1, 2)$

DM relies on the Higgs mixing in the annihilation process

$\rightarrow$ **Strict bound from direct detection**

(That is why we choose the non-Abelian extension approach!)

Fin.

Thank you!

質問・コメント・議論 大歓迎です

remo/Slack/mail いずれでも対応可能です

2021.09.09　Motoko FUJIWARA