

The origin of pseudo-Nambu-Goldstone Dark Matter

擬南部ゴールドストーン暗黒物質の起源

津村 浩二 (九大理)

Kagoshima Workshop on Particles, Fields and Strings 2023

@ サンプラザ天文館

2023年2月19-22日

Pseudo-Nambu-Goldstone dark matter from gauged $U(1)_{B-L}$ symmetry

Y. Abe, T. Toma, K. Tsumura

[JHEP 05 \(2020\) 057](#) [hep-ph/2001.03954](#)

Pseudo-Nambu-Goldstone Dark Matter from Non-Abelian gauge symmetry

H. Otsuka, T. Shimomura, K. Tsumura, Y. Uchida, N. Yamatsu

[Accepted in Phys. Rev. D](#) [hep-ph/2210.08696](#)

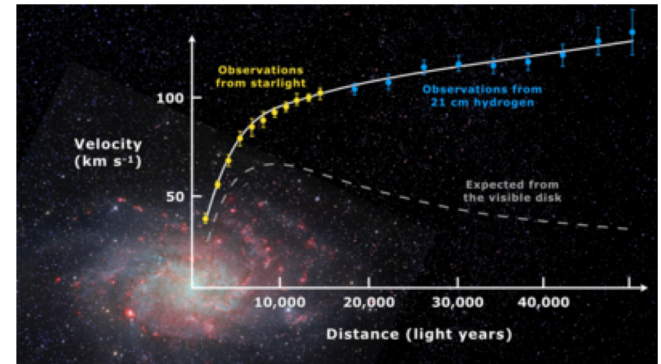
結論

カスタディアル対称性を応用して
pNGB暗黒物質模型を作りました

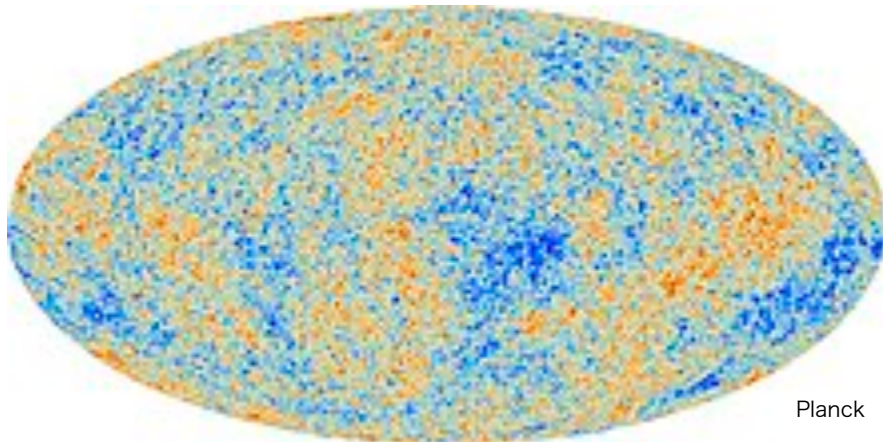
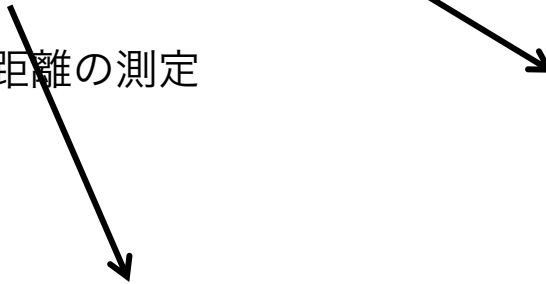
暗黒物質

暗黒物質はある

- 銀河の回転曲線
- 銀河の速度分散
- クラスター銀河の重力レンズ効果
- バリオン音響振動
- 宇宙マイクロ波背景放射
- タイプIa型超新星による距離の測定
- Lyman-Alpha Forest
- 宇宙の構造形成



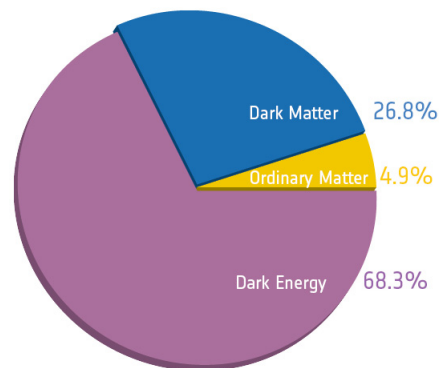
https://en.wikipedia.org/wiki/Galaxy_rotation_curve



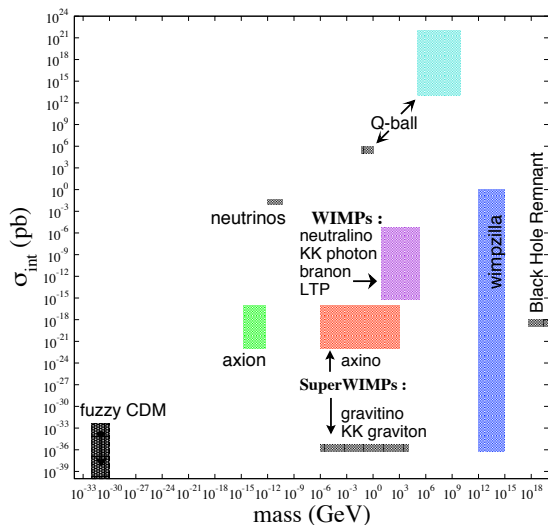
https://en.wikipedia.org/wiki/Dark_matter

暗黒物質の性質

- 安定 (宇宙年齢より長寿命)
- 電氣的に中性
- 宇宙のエネルギー密度の27%
- 非相対論的 (冷たい)



Some Dark Matter Candidate Particles



暗黒物質の候補

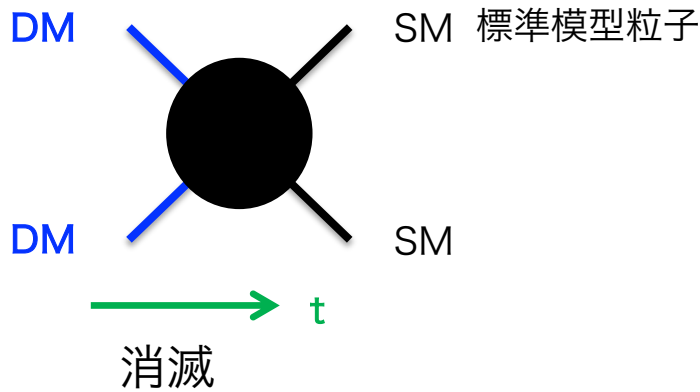
- ✓ 原始ブラックホール
- ~~✗ ニュートリノ (熱い)~~
- ✓ **WIMP [Weakly Interacting Massive Particle]**
- ✓ SIMP
- ✓ アクシオン, アクシオンクラスター
- ✓ ソリトン (電弱スキルミオン, Q-ball, B-ball, ...)
- ✓ 超質量残骸 (WIMPzilla, ...)
- ✓ ...

WIMP暗黒物質

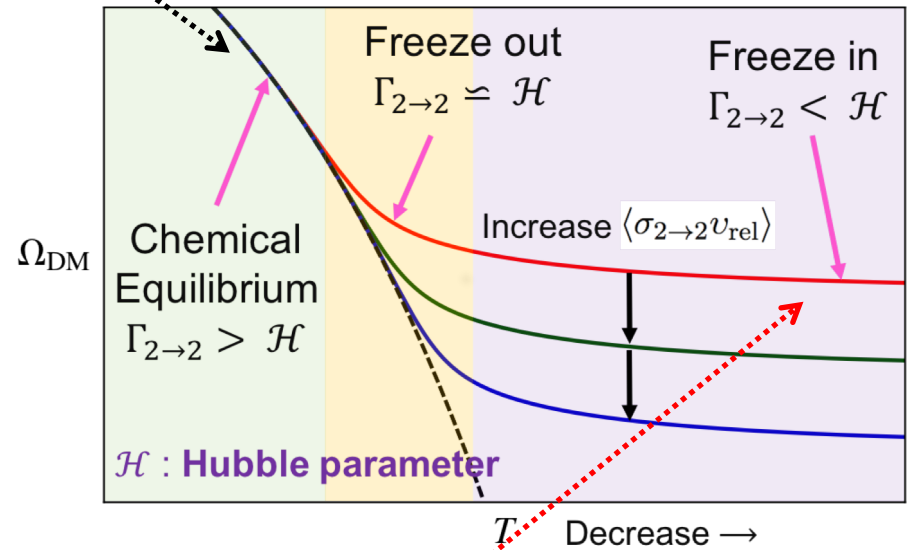
- 化学平衡中に**熱的**に生成される

$$\dot{n} + 3Hn = -(n - n_{\text{eq}})\langle\sigma_{2\rightarrow 2}v_{\text{rel}}\rangle$$

- 残存量の**凍結**



$$\Gamma_{2\rightarrow 2} = n_{\text{DM}}\langle\sigma_{2\rightarrow 2}v_{\text{rel}}\rangle$$

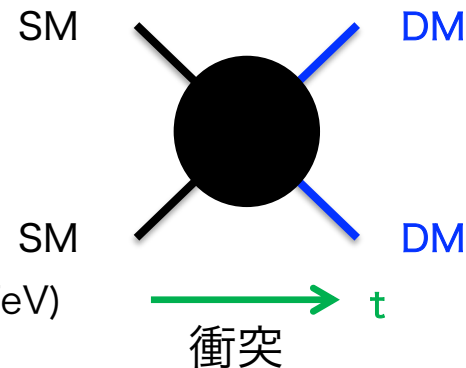


$$\langle\sigma_{2\rightarrow 2}v_{\text{rel}}\rangle \equiv \frac{\alpha_{2\rightarrow 2}^2}{M_{\text{DM}}^2} \quad \Rightarrow \quad \Omega_{\text{DM}} \simeq \frac{0.1 \text{ pb}}{\langle\sigma_{2\rightarrow 2}v_{\text{rel}}\rangle}$$

暗黒物質探索

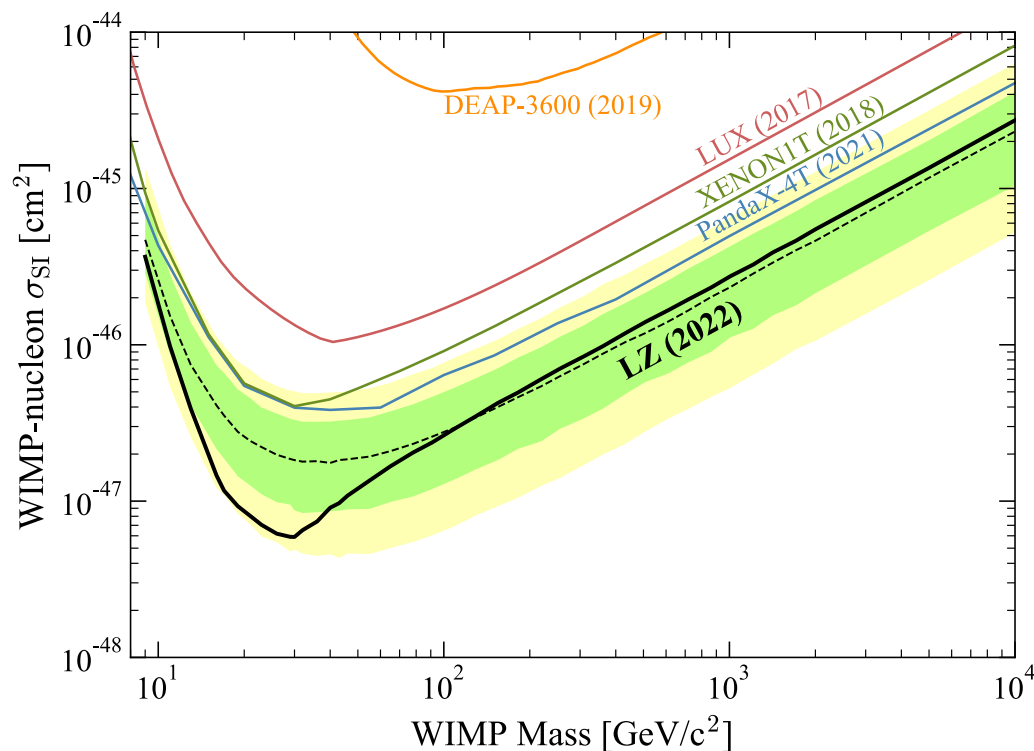
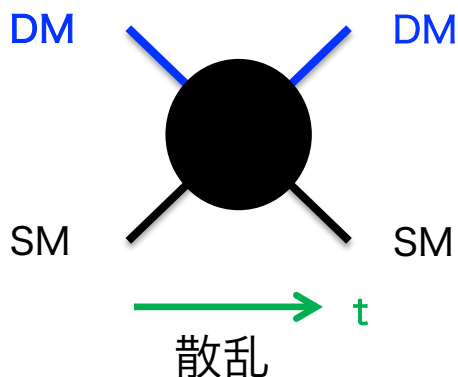
● 加速器による探索

標準模型粒子を衝突させて暗黒物質を生成 (cf. LHC エネルギー 14TeV)



● 直接検出

暗黒物質がSM粒子と散乱



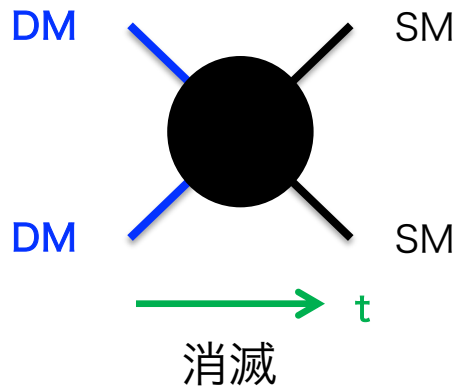
散乱断面積の制限が次第に強くなっている一方で、
残存量を凍結させるための断面積は決まっている!!

pNGB暗黒物質

南部ゴールドストーンボソン暗黒物質

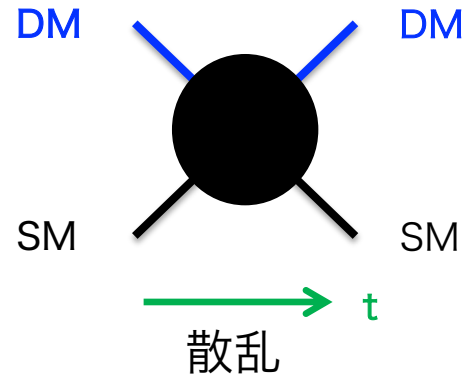
- 対称性の破れに伴う **無質量励起**
- (速度で抑制された) **微分相互作用**

残存量の凍結



$$E_{\text{ann}} \sim 2M_{\text{DM}} c^2$$

直接検出



$$E_{\text{recoil}} \sim \frac{1}{2} M_{\text{DM}} v_{\text{DM}}^2$$

直接検出を自然に抑制しつつも、消滅断面積は保つ

オリジナル模型の不満点

C. Gross, O. Lebedev, T. Toma, *Phys.Rev.Lett.* 119 (2017) 19, 191801, *Cancellation Mechanism for Dark-Matter–Nucleon Interaction*

- NGB模型に“手で”質量項だけを加えている

一般にはU(1)を破る項がたくさん書ける

$$V(S) = -\mu_S^2(S^*S) + \lambda_S(S^*S)^2 + \{m_S^2 S^2 + \cancel{\kappa S^3} + \cancel{\kappa'(S^*S)S} + \cancel{\lambda S^4} + \cancel{\lambda'(S^*S)S^2} + \text{H.c.}\}$$

Z_2 で禁止できる項 U(1)をハードに破る項

すなわち, U(1)をソフトに破る Z_2 模型である

- ドメインウォール問題 (Z_2 を自発的に破ってはいけない)
- グローバル対称性は量子重力と矛盾

UV模型

Pseudo-Nambu-Goldstone dark matter from gauged $U(1)_{B-L}$ symmetry

Y. Abe, T. Toma, K. Tsumura

[JHEP 05 \(2020\) 057 hep-ph/2001.03954](https://arxiv.org/abs/2001.03954)

- ゲージ化した $U(1)_{B-L}$ (シーソー機構によるニュートリノ質量の説明では定番のシナリオ)

	Q_L	L	u_R^c	d_R^c	e_R^c	ν_R^c	H	S_1	S_2
$SU(3)_c$	3	1	$\bar{\mathbf{3}}$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	1	1	1	1
$SU(2)_W$	2	2	1	1	1	1	2	1	1
$U(1)_Y$	+1/6	-1/2	-2/3	+1/3	+1	0	+1/2	0	0
$U(1)_{B-L}$	+1/3	-1	-1/3	-1/3	+1	+1	0	+1	+2

- pNGB(擬南部ゴールドストーンボソン) = 質量をもったNGB

$$\mathcal{V} \supset \kappa S_2^* S_1^2 + \text{H.c.} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{2} m_{\text{DM}}^2 \pi_{\text{DM}}^2$$

$U(1)_1 \times U(1)_2 \rightarrow \text{None}$ κ なし \rightarrow 2 NGB (1個は Z_{B-L} が吸収, 残り1個は質量を持たないNGB)

$\downarrow \kappa$

$U(1)_{B-L} \rightarrow \text{None}$ κ あり \rightarrow 1 NGB (1個は Z_{B-L} が吸収 + 質量を持つNGB = pNGB)

$$m_{\text{DM}}^2 \propto \kappa$$

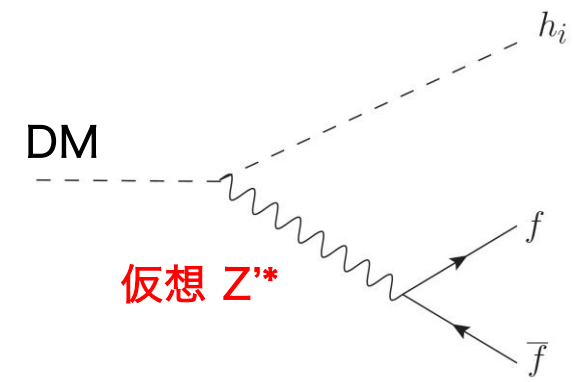
κ を通じて, $U(1)_1$ と $U(1)_2$ が, $U(1)_{B-L}$ のグローバルな部分群として同一視される

長寿命暗黒物質

- pNG DMはSM粒子に崩壊する

via 超質量 Z'

UV模型に埋め込んだことで pNGB の性質が少し壊れている

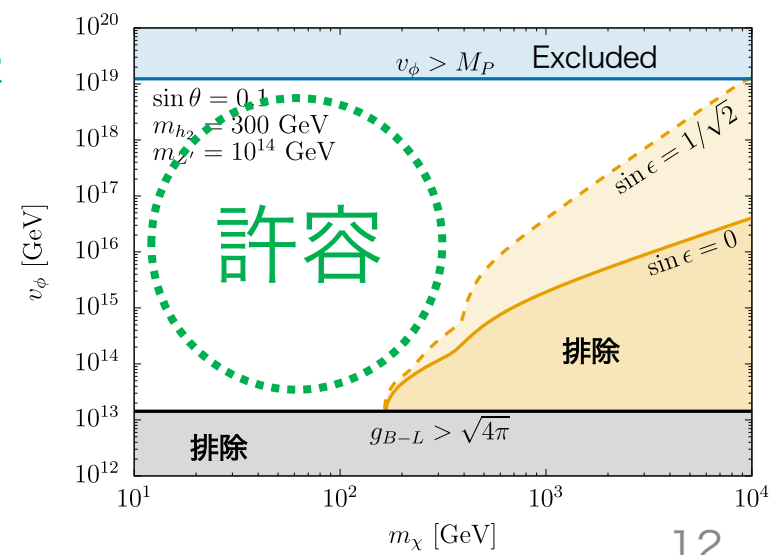


- 暗黒物質の寿命 $\simeq \frac{1}{M_{Z'}^4} > 10^{27} \text{ sec}$

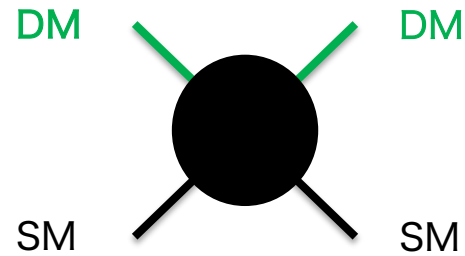
安定性 (長寿命性) 制限

$\Rightarrow M_{Z'} > 10^{13} \text{ GeV}$ for $M_{\text{DM}} < 1 \text{ TeV}$

超高エネルギーの新物理スケールを暗示



U(1)_{B-L} 模型の不満点



- 直接検出の抑制には3つのヒッグスが寄与

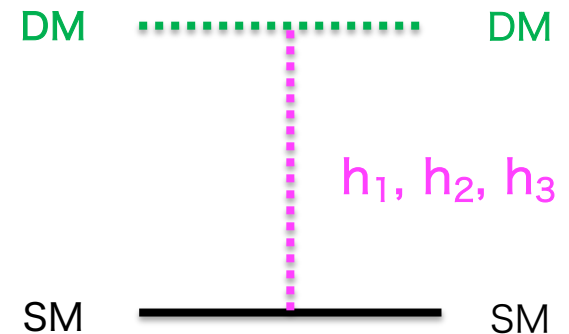
$$m_{h_1}^2 \approx \lambda_H^2 v_{EW}^2 - \frac{\lambda_{H_2}^2 \lambda_1 - 2\lambda_{H_1} \lambda_{12} + \lambda_2 \lambda_{H_1}^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_{12}^2} v_{EW}^2 \quad \leftarrow 125 \text{ GeV ヒッグス}$$

$$m_{h_2}^2 \approx \frac{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_{12}^2}{\lambda_2} v_1^2 + \frac{(\lambda_2 \lambda_{H_1} - \lambda_{H_2} \lambda_{12})^2}{\lambda_2 (\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_{12}^2)} v_{EW}^2 \quad \leftarrow 2^{\text{nd}} \text{ ヒッグス}$$

$$m_{h_3}^2 \approx \lambda_2 v_2^2 \quad \leftarrow 3^{\text{rd}} \text{ (超重) ヒッグス}$$

➔ 真空期待値の階層性問題

$$v_1^2 \ll v_2^2$$



- DMの安定性を保つためには v_2 は超高エネルギー
- DMの残存量を合わせるには $v_1 \approx v_{EW}$ (相互作用の大きさ: m_{DM}^2/v_1)

阿部-濱田 模型

T. Abe, Y. Hamada, PTEP(2023), *A model of pNG DM from a softly broken SU(2) global symmetry with a U(1) gauge symmetry*

- pNGBの質量は対称性で制御 $\phi \rightarrow e^{iT_a \theta_g^a} e^{i\theta} \phi$

$$V(S) = -\mu_S^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda_\phi(\phi^\dagger \phi)^2 + m_{\text{DM}}^2(\phi^\dagger T_3 \phi)$$

SU(2)_gをソフトにU(1)_gに破る模型

- DMは安定 (グローバル対称性の荷量を持つ)
- ドメインウォール問題なし
- グローバル対称性 U(1)_g を仮定 (量子重力と整合しない?)
- 荷電共役対称性を仮定 (kinetic mixingを切るため) $\phi \rightarrow \phi^*$, $V_\mu \rightarrow -V_\mu$
- Asymptotic non-free

本当の動機：カストディアル対称性でDMを安定化する模型を作りたい

カストディアル対称性

カスタディアル対称性に対する噂

- 電弱 ρ パラメタを 1 とする“保護”対称性らしい
 - 電弱 ρ パラメタ = 荷電・中性カレントの結合の強さの比
- 標準模型のもつ近似的な $SU(2)_V$ 対称性らしい
 - g_Y はカスタディアル対称性を破るらしい
 - y_f はカスタディアル対称性を破るらしい

質量はカイラル対称性を破る

● Dirac ラグランジアン

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - \cancel{M})\Psi \quad \text{質量を無視すると左巻きと右巻きの場は独立}$$

$$= i\bar{\Psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_L + i\bar{\Psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_R - \cancel{M(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L)}$$

2つの異なる位相変換 (対称性) の下で不変: $U(1)_L \times U(1)_R$

$$\begin{array}{l} \text{左巻き数} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Psi_L \rightarrow e^{i\theta_L}\Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow \Psi_R \end{array} \right. \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{右巻き数} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Psi_L \rightarrow \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow e^{i\theta_R}\Psi_R \end{array} \right. \end{array}$$

位相変換を取り直すこともできる: $U(1)_V \times U(1)_A$

$$\begin{array}{l} \text{同じ方向に回す} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Psi_L \rightarrow e^{i\theta_V}\Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow e^{i\theta_V}\Psi_R \end{array} \right. \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{逆方向に回す} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Psi_L \rightarrow e^{-i\theta_A}\Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow e^{-i\theta_A}\Psi_R \end{array} \right. \end{array}$$

保たれる対称性
(Ψ 数: バリオン数)

破れている対称性
(カイラル対称性)

カイラル対称性とその破れ：U(1)

- 質量を禁止しなくて済むように複素スカラー場を導入

$$\mathcal{L} = i \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L + i \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R - y(\phi \bar{\Psi}_L \Psi_R + \phi^* \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

~~2つの異なる位相変換 (対称性) の下で不変：U(1)_L × U(1)_R~~

$$\text{左巻き数} \begin{cases} \Psi_L \rightarrow e^{i\theta_L} \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{i\theta_L} \phi \end{cases}$$

$$\text{右巻き数} \begin{cases} \Psi_L \rightarrow \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow e^{i\theta_R} \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{-i\theta_R} \phi \end{cases}$$

模型には左巻きの対称性のみを要請したが、右巻きの対称性も偶発的に実現している

真空は両方の対称性を破る： $\phi \rightarrow \langle \phi \rangle$

保たれる対称性
(Ψ 数：バリオン数)

U(1)対称性の組み換え

2つの異なる位相変換 (対称性) の下で不変 : $U(1)_L \times U(1)_R$

左巻き数 $\begin{cases} \Psi_L \rightarrow e^{i\theta_L} \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{i\theta_L} \phi \end{cases}$

右巻き数 $\begin{cases} \Psi_L \rightarrow \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow e^{i\theta_R} \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{-i\theta_R} \phi \end{cases}$

位相変換の組み換え

VEVは $U(1)_L$ と $U(1)_R$ のどちらも破る

	Ψ_L	Ψ_R	ϕ
$U(1)_L$	+1	0	+1
$U(1)_R$	0	+1	-1
$U(1)_V = U(1)_\Psi$	+1	+1	0
$U(1)_A = U(1)_{\Psi_5}$	1	-1	+2

Q_L

Q_R

$Q_V = Q_L + Q_R$

$Q_A = Q_L - Q_R$

$U(1)_V$ は破れない

(カストディアル対称性)

線形結合を取り直してみると破れたのは $U(1)_A$

(NGボソン=アクシオン)

ゲージ対称性の破れと残存対称性

- 左巻き対称性をゲージ化 (NGボソンを吸わせる)

$$\mathcal{L} = i \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L + i \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R - y(\phi \bar{\Psi}_L \Psi_R + \phi^* \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

局所位相変換 (対称性) の下で不変 : $U(1)_L$

$$\begin{cases} \Psi_L \rightarrow e^{i\theta_L(x)} \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{i\theta_L(x)} \phi \end{cases}$$

2つの大域的位相変換 (対称性) の下でも不変 : $U(1)_L \times U(1)_R$

左巻き数

$$\begin{cases} \Psi_L \rightarrow e^{i\theta_L} \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{i\theta_L} \phi \end{cases}$$

右巻き数

$$\begin{cases} \Psi_L \rightarrow \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow e^{i\theta_R} \Psi_R \\ \phi \rightarrow e^{-i\theta_R} \phi \end{cases}$$

ゲージ対称性が破れた場合でも $U(1)_V$ が残る

カイラル対称性とその破れ：SU(2)

- フェルミオンを2成分場に拡張 $\Psi_L = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} t_R \\ b_R \end{pmatrix}$

注意：標準模型では右巻き場の上成分とした成分は独立

$$\mathcal{L} = i \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L + i \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R - y(\bar{\Psi}_L \Sigma \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Sigma^\dagger \Psi_L)$$

複素スカラー場 Σ は 2×2 行列

2つの異なる位相変換 (対称性) の下で不変：SU(2)_L × SU(2)_R

$$\begin{array}{l} \text{左巻きSU(2)} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Psi_L \rightarrow U_L \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow \Psi_R \\ \Sigma \rightarrow U_L \Sigma \end{array} \right. \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{右巻きSU(2)} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Psi_L \rightarrow \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow U_R \Psi_R \\ \Sigma \rightarrow \Sigma U_R^\dagger \end{array} \right. \end{array}$$

コメント：標準模型ではSU(2)_L × U(1)_Y [SU(2)_Rの3方向+全体の位相変換] がゲージ化されている

$$Y = T_{3R} + \frac{1}{6} \Leftrightarrow \begin{cases} Y(Q_L) = +\frac{1}{6} \\ Y(t_R) = +\frac{2}{3} = +\frac{1}{2} + \frac{1}{6} \\ Y(b_R) = -\frac{1}{3} = +\frac{1}{2} + \frac{1}{6} \end{cases}$$

SU(2)対称性の組み換え

別のSU(2)変換でもいい : SU(2)_V × SU(2)_A

同じ方向に回す

$$\begin{cases} \Psi_L \rightarrow U \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow U \Psi_R \\ \Sigma \rightarrow U \Sigma U^\dagger \end{cases}$$

逆方向に回す

$$\begin{cases} \Psi_L \rightarrow V \Psi_L \\ \Psi_R \rightarrow V^\dagger \Psi_R \\ \Sigma \rightarrow V \Sigma V \end{cases}$$

真空期待値は SU(2)_L × SU(2)_R の両方の対称性を破る : $\Sigma \rightarrow \langle \Sigma \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

標準模型では自動的に単位行列に比例する期待値

→ SU(2)_Aのみ破れる

	Ψ_L	Ψ_R	ϕ
$SU(2)_L$	2	1	2
$SU(2)_R$	1	2	2
$SU(2)_V$	2	2	1 + 3
$SU(2)_A$	2	2	1 + 3

残ったSU(2)_Vで粒子が分類できる

標準模型のヒッグスセクターの対称性

- 2×2 の Σ を使って運動項とポテンシャルを書き換え

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi^0 \end{pmatrix} = (\tilde{H} \ H) \quad \begin{cases} H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_2 + i\varphi_3 \\ \varphi_0 + i\varphi_1 \end{pmatrix} \\ \tilde{H} = i\sigma_2 H^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} (= \varepsilon H^*) \end{cases}$$

真空期待値は単位行列に比例

$$H^\dagger H = |\phi^0|^2 + \phi^+ \phi^- = \varphi_0^2 + \varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2 = \frac{1}{2} \text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma)$$

大域的な $SU(2)_L \times SU(2)_R$ 対称性が明らか $\Sigma \rightarrow U_L \Sigma U_R^\dagger$

$$\begin{aligned} & (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + \mu_H^2 (H^\dagger H) - \lambda_H (H^\dagger H) \\ &= \text{Tr} \left[(D_\mu \Sigma)^\dagger (D^\mu \Sigma) \right] + \frac{\mu_H^2}{2} \text{Tr} \left[\Sigma^\dagger \Sigma \right] + \frac{\lambda_H}{4} \left(\text{Tr} \left[\Sigma^\dagger \Sigma \right] \right)^2 \end{aligned}$$

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i g W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \Sigma + i g' \Sigma B_\mu \frac{\tau^3}{2}$$

対称性の自発的破れ

- $O(4) \rightarrow O(3)$

$$H^\dagger H = |\phi^0|^2 + \phi^+ \phi^- = \underbrace{\varphi_0^2 + \varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2}_{\text{4成分を自由に回す } O(4) \text{ 対称性}} = \frac{1}{2} \text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma)$$

4成分を自由に回す $O(4)$ 対称性 $O(4) \simeq SU(2) \times SU(2)$

ローレンツ群を思い出すと良い

電弱対称性の破れ

$$\Rightarrow (\langle \varphi_0 \rangle + \varphi_0)^2 + \underbrace{\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2}_{\text{3成分を自由に回す } O(3) \text{ 対称性}} \quad \mathbf{3} SU(2)_V$$

$\mathbf{1} SU(2)_V$ **3成分を自由に回す $O(3)$ 対称性** $O(3) \simeq SU(2)$

ヒッグスは一重項, NGBは三重項 (W/Zも三重項 → 質量は縮退)

真空期待値の言葉で $SU(2)_V$ が残っていることも見て取れる

$$\langle \Sigma \rangle \rightarrow U \langle \Sigma \rangle U^\dagger = \langle \Sigma \rangle, \quad \langle \Sigma \rangle \rightarrow V \langle \Sigma \rangle V \neq \langle \Sigma \rangle,$$

対称性の陽な破れと自発的破れ

● 湯川相互作用

$$\begin{aligned}
 & y_u \bar{Q}_L \tilde{H} u_R + y_d \bar{Q}_L H d_R \\
 &= \frac{y_u + y_d}{2} \bar{Q}_L \begin{pmatrix} \tilde{H} & H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_R & d_R \end{pmatrix} + \frac{y_u - y_d}{2} \bar{Q}_L \begin{pmatrix} \tilde{H} & H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_R & -d_R \end{pmatrix} \\
 &= \frac{y_u + y_d}{2} \bar{Q}_L \Sigma Q_R + \frac{y_u - y_d}{2} \bar{Q}_L \Sigma \tau^3 Q_R
 \end{aligned}$$

SU(2)_L x SU(2)_R 不変

SU(2)_R の陽な破れ

$$\bar{Q}_L \Sigma Q_R$$

$$\rightarrow (\bar{Q}_L U_L^\dagger) (U_L \Sigma U_R^\dagger) (U_R Q_R)$$

$$\bar{Q}_L \Sigma \tau^3 Q_R$$

$$\rightarrow (\bar{Q}_L U_L^\dagger) (U_L \Sigma U_R^\dagger) \tau^3 (U_R Q_R)$$

SU(2)_RのうちU(1)_{R3}だけはτ³と可換なので残る

自発的破れ $\langle \Sigma \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

→ SU(2)_V

→ U(1)_V (最終的に残った厳密な対称性)

対称性の陽な破れと自発的破れ

- ゲージ相互作用

$$\begin{aligned} & \bar{Q}_L i \not{D} Q_L + \bar{u}_R i \not{D} u_R + \bar{d}_R i \not{D} d_R \\ &= \bar{Q}_L i \not{D} Q_L + \bar{u}_R i \gamma^\mu \left\{ \partial_\mu - i g' B_\mu \left(+ \frac{2}{3} \right) \right\} u_R + \bar{d}_R i \gamma^\mu \left\{ \partial_\mu - i g' B_\mu \left(- \frac{1}{3} \right) \right\} d_R \\ &= \bar{Q}_L i \not{D} Q_L + \bar{Q}_R i \gamma^\mu \left\{ \partial_\mu - i g B_\mu \left(\frac{1}{6} \mathbf{1}_{2 \times 2} + \frac{\tau^3}{2} \right) \right\} Q_R \end{aligned}$$

SU(2)_L × SU(2)_R の陽な破れ → U(1)_V

Q. 標準模型の大域的対称性は？ U(1)_Vは何か？

答え合わせ

	$U(1)_V$
W_μ^\pm	± 1
$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ u_R d_R	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$ $+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$
$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix}$ e_R	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$ $-\frac{1}{2}$
$H = \begin{pmatrix} w^+ \\ \frac{v_H + h + iz}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$

既知の対称性の組み合わせ

$$Q_V = Q_{EM} + \frac{B + L}{2}$$

カストディアル対称性

- ~~電弱 ρ パラメタ~~を1とする“保護”対称性
 - 電弱 ρ パラメタ = 荷電・中性カレントの結合の強さの比

→ W/Z は $SU(2)_V$ の三重項

- 標準模型のもつ近似的な $SU(2)_V$ 対称性らしい
 - g_Y はカストディアル対称性を破るらしい → $U(1)_V$ が残る
 - y_f はカストディアル対称性を破るらしい → $U(1)_V$ が残る

$$Q_V = Q_{EM} + \frac{B + L}{2}$$

既知の大域的対称性の組み合わせ

暗黒SU(2)模型

暗黒SU(2)模型

- 厳密な暗黒カストディアル対称性が得られる

→ 暗黒物質の安定性に使えないか？

- $U(1)_{B-L}$ 模型を模倣して $SU(2)_D$ 模型を構築する

S_1 S_2

	Q_L	L	u_R^c	d_R^c	e_R^c	ν_R^c	H	Σ_2	Σ_3
$SU(3)_c$	3	1	$\bar{\mathbf{3}}$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	1	1	1	1
$SU(2)_W$	2	2	1	1	1	1	2	1	1
$U(1)_Y$	+1/6	-1/2	-2/3	+1/3	+1	0	+1/2	0	0
$SU(2)_D$	1	1	1	1	1	1	1	2	3

$SU(2)_D$ ゲージ変換性

$$\begin{cases} H \rightarrow H & \text{自明な表現 (SMヒッグスは変換しない)} \\ \Sigma_2 \rightarrow U_D \Sigma_2 & \text{基本表現} \\ \Sigma_3 \rightarrow U_D \Sigma_3 U_D^\dagger & \text{随伴表現} \end{cases}$$

暗黒ヒッグスポテンシャル

- “ κ 項” (Σ_2 と Σ_3 が結合する項) がない部分

$$V(\Sigma_2, \Sigma_3) = -\frac{\mu_2^2}{2} \text{Tr}(\Sigma_2^\dagger \Sigma_2) - \frac{1}{2} \mu_3^2 \text{Tr}(\Sigma_3^2) + \frac{\lambda_2}{4} \left(\text{Tr}(\Sigma_2^\dagger \Sigma_2) \right)^2 + \frac{1}{4} \lambda_3 \text{Tr}(\Sigma_3^2)^2 + \frac{1}{2} \lambda_{23} \text{Tr}(\Sigma_2^\dagger \Sigma_2) \text{Tr}(\Sigma_3^2)$$

$SU(2)_{2L} \times SU(2)_{2R} \times SU(2)_3$ グローバル対称性を持つ

$$\begin{cases} \Sigma_2 \rightarrow U_{L2} \Sigma_2 U_{R2}^\dagger \\ \Sigma_3 \rightarrow U_3 \Sigma_3 U_3^\dagger \end{cases}$$

- “ κ 項” のグローバル変換性

κ を通じて, $SU(2)_{2L}$ と $SU(2)_3$ が, $SU(2)_D$ のグローバルな部分群 $SU(2)_L$ として同一視される

$$\text{Tr} \left((\kappa_1 \sigma_1 + \kappa_2 \sigma_2 + \kappa_3 \sigma_3) \Sigma_2^\dagger \Sigma_3 \Sigma_2 \right) \rightarrow \text{Tr} \left(U_{R2}^\dagger (\kappa_1 \sigma_1 + \kappa_2 \sigma_2 + \kappa_3 \sigma_3) U_{R2} \Sigma_2^\dagger U_{L2}^\dagger U_3 \Sigma_3 U_3^\dagger U_{L2} \Sigma_2 \right)$$

$SU(2)_{2R}$ の部分群 $U(1)_R$ ($\kappa_a \sigma_a$ 方向) が残る 一般性を失わずに $SU(2)_R$ 変換で, κ 項を1つまで落とせる (対角化)

この理論の真のグローバル対称性は $SU(2)_L \times U(1)_R$

暗黒カストディアル対称性

- $SU(2)_L \times U(1)_R$ の自由度を使うと一般性を失わずに

- 2重項の真空期待値

$$\langle \Sigma_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_2 & 0 \\ 0 & v_2 \end{pmatrix} = \frac{v_2}{\sqrt{2}} \times \mathbf{1} \rightarrow U_{2L} \langle \Sigma_2 \rangle U_{2R}^\dagger = e^{i(\theta_{2L}^a - \theta_{2R}^a) \sigma_a} \langle \Sigma_2 \rangle$$

LとRを同じように回す対称性が残る

$$\theta_{2V} = \theta_{2L}^a = \theta_{2R}^a \quad \text{暗黒カストディアル対称性}$$

- 3重項の真空期待値

$$\langle \Sigma_3 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_3 & v_1 \\ v_1 & -v_3 \end{pmatrix} = \frac{v_1 \sigma_1 + v_3 \sigma_3}{\sqrt{2}} \rightarrow U_3 \langle \Sigma_3 \rangle U_3^\dagger$$

Σ_3 の真空期待値に比例した $U(1)_3$ が残る

$$U_3 = e^{i\theta_3 \frac{v_1 \sigma_1 + v_3 \sigma_3}{v}} \quad \kappa \text{項を前もって対角化しておけば } v_1=0$$

$SU(2)_D$ により, κ 項を通じて $SU(2)_{2L}$ と $SU(2)_3$ は同一視される

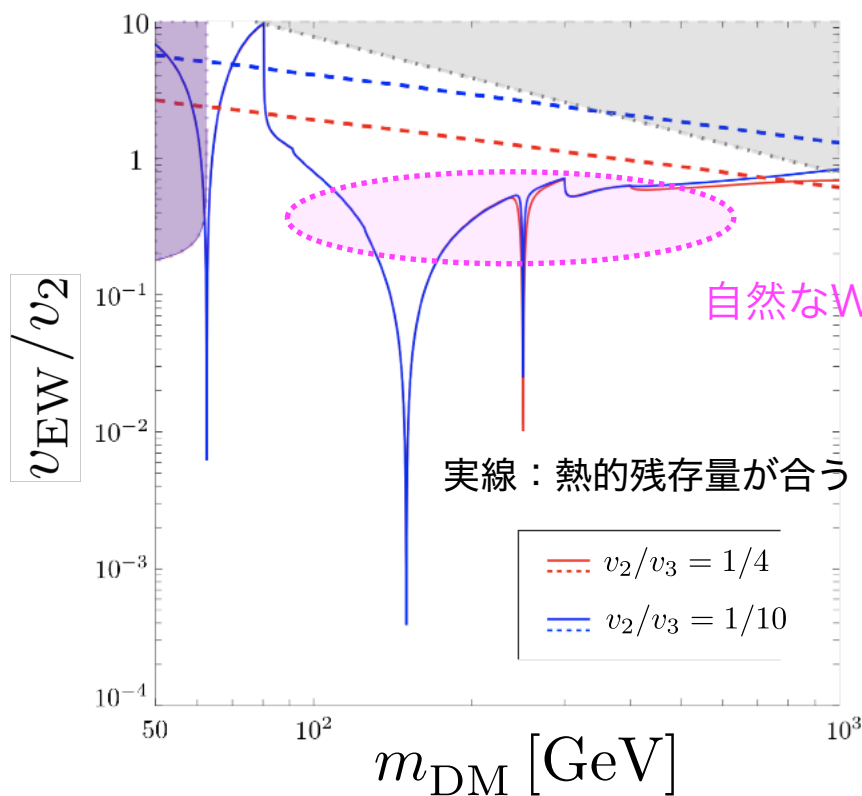
→ $SU(2)_{2V}$ のうち $U(1)_3$ に対応する厳密な対称性が残る

暗黒カストディアル $U(1)_V$ 対称性 → DMが安定化

直接検出の可能性

- $v_2 \ll v_3$ であれば, 安定な pNGB DM 模型 + 階層性問題
- v_2/v_3 を有限に保つと pNGB の性質を壊す相互作用

(→抑制されないDM直接検出)



破線の上：LZで制限

自然なWIMP質量領域で制限を避けられる

~ 50-1000 GeV

結論

カスタディアル対称性を応用して
pNGB暗黒物質模型を作りました

The origin of pseudo-Nambu-Goldstone Dark Matter

擬南部ゴールドストーン暗黒物質の起源

津村 浩二 (九大理)

Kagoshima Workshop on Particles, Fields and Strings 2023

@ サンプラザ天文館

2023年2月19-22日

Pseudo-Nambu-Goldstone dark matter from gauged $U(1)_{B-L}$ symmetry

Y. Abe, T. Toma, K. Tsumura

[JHEP 05 \(2020\) 057](#) [hep-ph/2001.03954](#)

Pseudo-Nambu-Goldstone Dark Matter from Non-Abelian gauge symmetry

H. Otsuka, T. Shimomura, K. Tsumura, Y. Uchida, N. Yamatsu

[Accepted in Phys. Rev. D](#) [hep-ph/2210.08696](#)

- 長寿命な暗黒物質
- 高いエネルギースケール
シーソー, 大統一スケール
- 真空期待値の階層性問題
WIMPスケール $\sim O(\text{TeV})$
- 安定な暗黒物質
暗黒カストディアル対称性
- 自然なWIMPスケール
- 直接検出の可能性あり

Backup

安定なpNGB暗黒物質の実現

● 真空構造のまとめ (対称性の破れのパターン)

Name	V_I	V_{II}	V_{III}	V_{IV}
(v_2, v_3)	$(0, 0)$	$\left(0, \pm\sqrt{\frac{\mu_3^2}{\lambda_3}}\right)$	$\left(\pm\sqrt{\frac{\mu_2^2}{\lambda_2}}, O(\kappa)\right)$	$\left(\pm\sqrt{\frac{\lambda_3\mu_2^2 - \lambda_{23}\mu_3^2}{\lambda_3\lambda_2 - \lambda_{23}^2}}, \pm(2 \leftrightarrow 3)\right)$
$V(v_2, v_3)$	0	$-\frac{\mu_3^4}{4\lambda_3}$	$-\frac{\mu_2^4}{4\lambda_2}$	$-\frac{\lambda_2\mu_3^4 - 2\lambda_{23}\mu_2^2\mu_3^2 + \lambda_3\mu_2^4}{4(\lambda_3\lambda_2 - \lambda_{23}^2)}$
Gauge symmetry	$SU(2)_D$	$U(1)_D$	None	
Global symmetry	$SU(2)_L \times U(1)_R$	$U(1)_L \times U(1)_R$	$U(1)_V$	
(μ_2^2, μ_3^2)	$(-, -)$	$(-, +)$	$(+, -)$	$(+, +)$
# of NG	0	2	3	5

$$SU(2)_{2L} \times SU(2)_{2R} \times SU(2)_3 \rightarrow SU(2)_{2V} \times U(1)_3$$

κ なし \rightarrow 5 NGB (3個は W_D が吸収, 残り2個は質量を持たないNGB)

$\Downarrow \kappa$

κ あり \rightarrow 3 NGB (3個は W_D が吸収 + 質量を持つ複素pNGB) $m_{DM}^2 \propto \kappa$

$$SU(2)_L \times U(1)_R \rightarrow U(1)_V$$

$U(1)_V$ 荷により pNGB が安定化