

Thermal Misalignment Dark Matter と 観測的制限

[arXiv:2604.05326](#) (R. Hayakawa, K. Hamaguchi, H. Takahashi)
(to appear in JHEP)

早川怜一郎 [東京大学]

2026 年 8 月 25 日

- 標準模型の場が熱平衡にあるとき、 $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2} \phi^2 - \frac{\phi}{M} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ というラグランジアンをもつスカラー場 ϕ には、**thermal misalignment** とよばれる機構によって振動が誘起される
- ϕ の振動は現在まで残存し、DM の存在量を説明できる
- このような ϕ は光子へ崩壊するため、特に γ 線・X 線領域において宇宙の観測結果からパラメータに制限を受けるとともに、将来の実験による検出の可能性はある

Motivation: minimal DM model

- DM の最も簡単なモデルは、標準模型に 1 種類のスカラーシングレットを加えるもの。
- ラグランジアン $\mathcal{L}$ がくりこみ可能な場合、(Z_2 対称性元では) 次のようになる [2406.01705, Sec.9.2.1] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2} \phi^2 - \lambda_{H,\phi} \phi^2 |H|^2 - \lambda_\phi \phi^4 \quad (1)$$

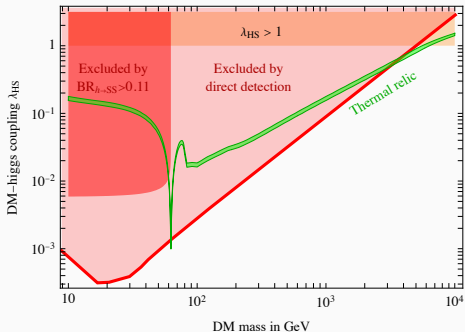
H : Higgs field, $\lambda_{H,\phi}, \lambda_\phi$: 結合定数

- しかし、このモデルは観測的に厳しい制約を受けている
(ϕ がフリーズアウトで生成される場合)

Motivation: minimal DM model

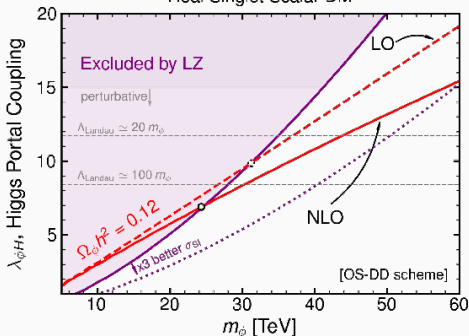
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2} \phi^2 - \lambda_{H,\phi} \phi^2 |H|^2 - \lambda_\phi \phi^4 \quad (2)$$

Scalar Singlet DM



[2406.01705, Fig.9.2]

Real Singlet Scalar DM



[2505.02408, Fig.1]

- 横軸: m_ϕ
- 縦軸: $\lambda_{H,\phi}$

→ ヒッグス場の共鳴付近を除くほとんどの場所で制限

くりこみ不可能な相互作用項

- 別の可能性として、くりこみ不可能なラグランジアンを考えてみよう
- SM ラグランジアンに質量次元 5 の相互作用項 $\frac{\phi}{M}\mathcal{O}_{\text{SM}}$ を加える
 - $\mathcal{O}_{\text{SM}}$: SM 場からなる質量次元 4 の演算子
 - M : 相互作用の強さを決める質量スケール ($\gtrsim$ プランク質量)
- この場合、ラグランジアンのうち ϕ を含む部分は次の通り：

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2}\phi^2 - \frac{\phi}{M}\mathcal{O}_{\text{SM}} \quad (3)$$

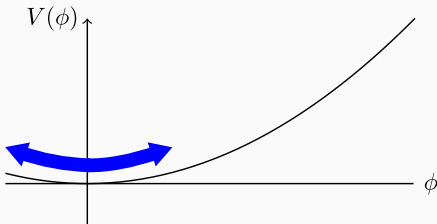
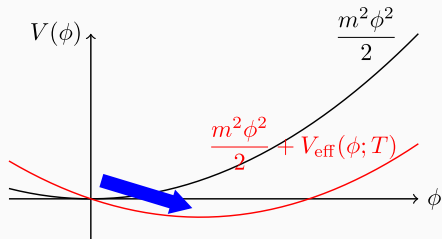
Thermal misalignment

- SM 場が熱平衡にあるなら、 ϕ は温度に依存する有効ポテンシャル

$$V_{\text{eff}}(\phi; T) \sim \frac{\phi}{M} T^4 \text{ を受ける } (V_{\text{eff}}(\phi; T) := -T \ln(\mathcal{Z})/V, \mathcal{Z}: \text{ 分配関数})$$

ϕ は極小値 $\phi = 0$ から新たな極小値
に移動し...

... T が減少するにつれて $\phi = 0$ の
まわりで振動する



(Thermal misalignment [2109.04476][2408.16816])

DM 起源としての Thermal misalignment

- 我々の研究では $\mathcal{O}_{\text{SM}} = F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ の場合を考察した
($F^{\mu\nu}$: 電磁場の強さ $\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$)
- このとき ϕ を含むラグランジアンは

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2} \phi^2 - \frac{\phi}{M} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (2')$$

電弱不変な形に拡張すると

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2} \phi^2 - \frac{\xi}{\cos^2 \theta_W} \frac{\phi}{M} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1 - \xi}{\sin^2 \theta_W} \frac{\phi}{M} W^{a\mu\nu} W_{\mu\nu}^a \quad (4)$$

($B^{\mu\nu} \cdot W^{a\mu\nu}$: $U(1)_Y \cdot SU(2)$ ゲージ場の強さ、 θ_W : Weinberg 角)

Thermal misalignment DM

- このとき、ラグランジ안의ゲージ場を含む部分が変更される:

$$-\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \rightarrow -\frac{1}{4}\left(1 + \frac{4\xi}{\cos^2 \theta_W} \frac{\phi}{M}\right) B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (5)$$

$$-\frac{1}{4}W^{a\mu\nu}W_{\mu\nu}^a \rightarrow -\frac{1}{4}\left(1 + \frac{4(1-\xi)}{\sin^2 \theta_W} \frac{\phi}{M}\right) W^{a\mu\nu}W_{\mu\nu}^a \quad (6)$$

- これによりゲージ結合定数 $g_Y = \frac{e}{\cos \theta_W}$ と $g_2 = \frac{e}{\sin \theta_W}$ は (ϕ の 1 次では) 以下の変更を受ける:

$$g_Y^2(\phi) \simeq g_Y^2 \left(1 - \frac{4\xi}{\cos^2 \theta_W} \frac{\phi}{M}\right), \quad (7)$$

$$g_2^2(\phi) \simeq g_2^2 \left(1 - \frac{4(1-\xi)}{\sin^2 \theta_W} \frac{\phi}{M}\right) \quad (8)$$

Thermal misalignment DM: 結合定数の ϕ 依存性

- SM の有限温度有効ポテンシャルのうち g_Y^2 と g_2^2 を含む項 V_{SM} は

$$V_{\text{SM}} = \left(\frac{55}{576} g_Y^2 + \frac{43}{192} g_2^2 \right) T^4 \quad (9)$$

となる [[hep-ph/0510375](#)]

- $g_Y^2(\phi) \simeq g_Y^2 \left(1 - \frac{4\xi}{\cos^2 \theta_W} \frac{\phi}{M} \right)$ および $g_2^2(\phi) \simeq g_2^2 \left(1 - \frac{4(1-\xi)}{\sin^2 \theta_W} \frac{\phi}{M} \right)$ を代入し、 ϕ が受ける有効ポテンシャルが ϕ の 1 次までで

$$V_{\text{eff}}(\phi; T) \simeq - \left(\frac{55}{144} \frac{\xi}{\cos^2 \theta_W} g_Y^2 + \frac{43}{48} \frac{1-\xi}{\sin^2 \theta_W} g_2^2 \right) \frac{\phi}{M} T^4 \quad (\phi \ll M) \quad (10)$$

と得られる。

Thermal misalignment DM: ϕ の運動方程式

- よって、 ϕ の運動方程式は

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + m^2\phi - \left(\frac{55}{144} \frac{\xi}{\cos^2 \theta_W} g_Y^2 + \frac{43}{48} \frac{1 - \xi}{\sin^2 \theta_W} g_2^2 \right) \frac{T^4}{M} = 0 \quad (11)$$

となる。

- この方程式を数値的に解くことは容易である

- 輻射優勢な宇宙を仮定： $H = \frac{1}{2t}$ and $3M_{\text{P}}^2 H^2 = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4$

($M_{\text{P}} = \sqrt{8\pi G}^{-1}$ (プランク質量), $g_* \simeq 106.75$)

→ (11) は以下のようになる [$g_Y = e / \cos \theta_W$ と $g_2 = e / \sin \theta_W$ を使う]

$$\ddot{\phi} + \frac{3}{2t}\dot{\phi} + m^2\phi - \left(\frac{55}{144} \frac{\xi}{\cos^4 \theta_W} + \frac{43}{48} \frac{1 - \xi}{\sin^4 \theta_W} \right) \frac{90M_{\text{P}}^2 e^2}{4\pi^2 g_* M t^2} = 0 \quad (12)$$

Thermal misalignment DM: ϕ の運動方程式

$$\ddot{\phi} + \frac{3}{2t}\dot{\phi} + m^2\phi - \left(\frac{55}{144} \frac{\xi}{\cos^4 \theta_W} + \frac{43}{48} \frac{1-\xi}{\sin^4 \theta_W} \right) \frac{90M_P^2 e^2}{4\pi^2 g_* M t^2} = 0 \quad (12)$$

- 以下の無次元量：

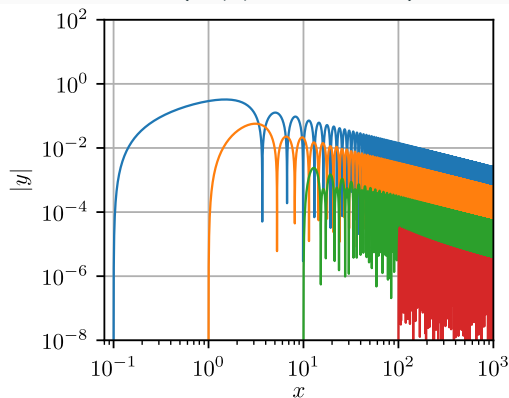
$$x \equiv mt, \quad y \equiv \frac{\phi}{\phi_*}, \quad \phi_* \equiv \frac{\alpha M_P^2}{M}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}, \quad (13)$$

を導入すると、(12) は次のように整理できる：

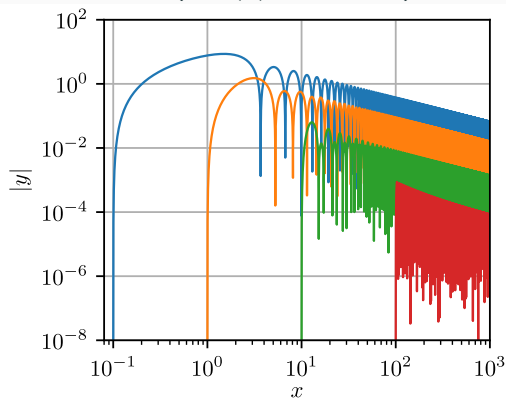
$$\boxed{y'' + \frac{3}{2x}y' + y - \frac{Q(\xi)}{x^2} = 0},$$
$$Q(\xi) \equiv (0.64\xi + 16.93(1-\xi)) \frac{90}{\pi g_*} \left[\sin^2 \theta_W \simeq 0.23 \text{ とした} \right] \quad (14)$$

Thermal misalignment DM: $|y|$ の時間発展

$\xi = 1$ ($U(1)_Y$ dominant)



$\xi = 0$ ($SU(2)$ dominant)



- x の初期値は reheating temperature を反映
- ξ によって $|y|$ の最大値が ~ 10 倍程度は変わる

$$x = mt, y = M\phi/\alpha M_{\text{P}}^2$$

Thermal misalignment DM: ϕ の残存量

- ϕ の DM としての残存量: $\frac{\rho(t)}{s(t)}$ (ρ : エネルギー密度、 s : エントロピー密度)
- $\rho(t)a^3 \propto \rho(t)(mt)^{3/2} = \text{定数}$ (右辺の定数は前述の数値計算結果から読み取れる)

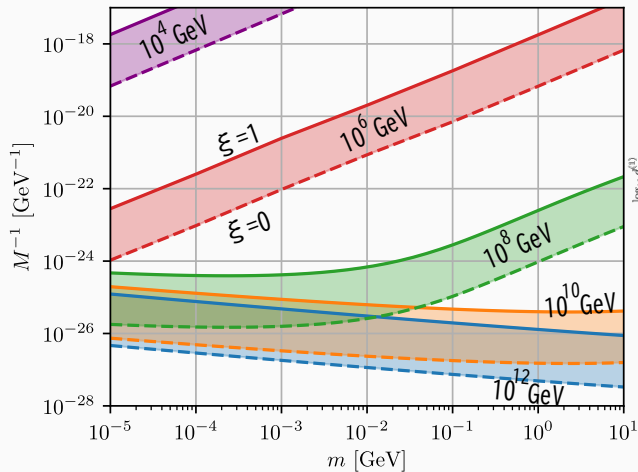
この定数は $\rho(m^{-1})$ に等しいことに注意。

- $$s(m^{-1}) = \frac{2\pi^2 g_* T_m^3}{45} = \frac{2\pi^2 g_*}{45} \left(\frac{45 m^2 M_{\text{P}}^2}{2\pi^2 g_*} \right)^{3/4}$$

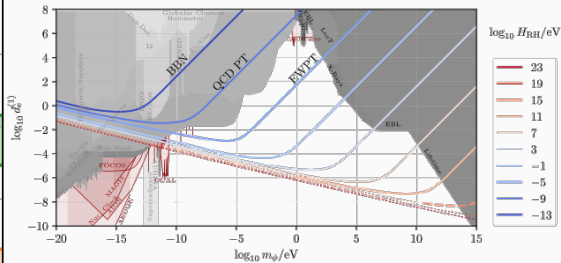
(T_m : $t = m^{-1}$ における宇宙の温度)

→ ϕ の残存量が m , M , ξ の関数として得られた

正しい残存量を与えるパラメータ領域



数値: reheating temperature

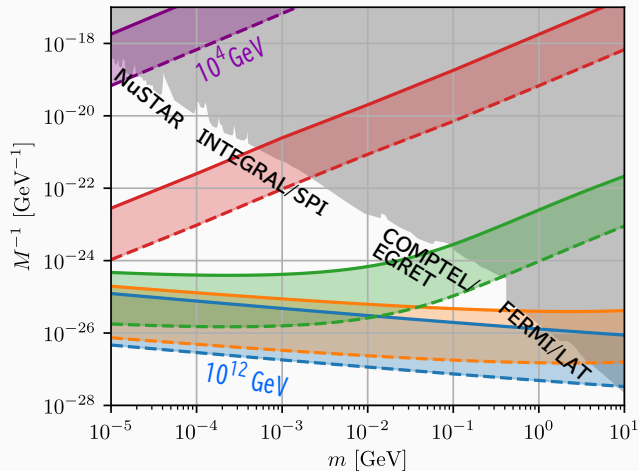


先行研究 [2408.16816, Fig2]
(ここでは $U(1)$ と $SU(2)$ の
混合の割合 ξ は未考慮)

ϕ の崩壊と観測的制限

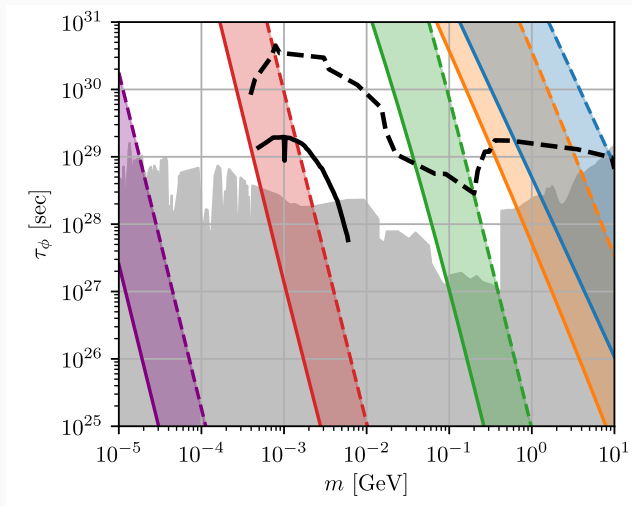
- ϕ は相互作用 $\frac{\phi}{M} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ を通じて光子対に崩壊
→ m が比較的大きい範囲では、各 $m \cdot \xi$ に対し M の値が γ/X 線観測から
制限: Fermi-LAT[1506.00013], INTEGRAL/SPI[2211.06200],
COMPTEL/EGRET[1309.4091], NuSTAR[2207.04572]
(m が小さいときの制約は [2408.16816] の結果 [前掲] を参照)
- ϕ が光子対に崩壊する確率は tree level で $\Gamma(\phi \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{m^3}{4\pi M^2}$
→ ϕ の寿命 τ_ϕ は $\frac{4\pi M^2}{m^3}$ となる
→ この関係を用いると、観測制限を $m - \tau_\phi$ 平面上で表せる (将来実験の予想感度との比較に便利)

現在の観測結果による ϕ への制限



- 灰色の部分: 観測により制限される範囲
- ϕ の質量 m は
約 10 GeV 程度が上限

将来実験による ϕ の検出可能性



- 黒線: 今後の観測の予測感度
- 実線: COSI (2027 年 8 月打ち上げ予定)
[2210.09310, Fig.1]
- 破線: その他の観測機器の予測感度
[2411.00087, Fig.5]

- ここで用いたラグランジ안의相互作用項 $\phi F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ を与える UV 理論にはどのようなものがあるか？
- Reheating が instanteneous でないとすると結果にどのような影響があるか？
- 他の相互作用項ではどうか？
(我々は ϕ と SM フェルミオンとの湯川相互作用がある場合を次に取り扱う予定)

Summary

- 標準模型の場が熱平衡にあるとき、

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{(\partial_\mu \phi)^2}{2} - \frac{m^2}{2} \phi^2 - \frac{\phi}{M} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

というラグランジアンをもつスカラー場 ϕ には振動が誘起される (thermal misalignment)

- ϕ の振動は現在まで残存し、DM の存在量を説明できる
- このような ϕ は光子へ崩壊するため、特に γ 線・X線領域において宇宙の観測結果からパラメータに制限を受ける (上図) また、将来の実験による検出の可能性もある (下図)

