

Abstract: We show that the thermal relic abundance of dark matter can be affected by a new type of reaction: semi-annihilation. Semi-annihilation takes the schematic from  $\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\phi$ , where  $\chi$  is stable dark matter particle and  $\bar{\chi}$  is antiparticle of  $\chi$ ,  $\phi$  is an unstable state. We give a complete set of coupled Boltzmann equations in the presence of semi-annihilation, and study two toy models featuring this process.

1. はじめに

暗黒物質とは宇宙にある星間物質で自力で光を発しない、または光を反射しない物質とされている。WMAP 衛星 [1] によると暗黒物質の密度パラメータの範囲は

$$0.0975 \leq \Omega h^2 \leq 0.1223 \quad (1)$$

であり、現在の宇宙の約 22% を占めるとされている。ただし、 $\Omega$  と  $h$  は現在における暗黒物質のエネルギー密度  $\rho_{\chi,0}$ 、臨界エネルギー密度  $\rho_{c,0}$ 、Hubble 膨張率  $H_0$  より

$$\Omega \equiv \frac{\rho_{\chi,0}}{\rho_{c,0}}, \quad h \equiv \frac{H_0}{100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}} \quad (2)$$

暗黒物質は現在わかっている素粒子では説明できない未知の粒子であるが、特性として電磁相互作用・強い相互作用はしないが、重力相互作用はする安定的な物質であることはわかっている。

本研究では通常の  $\chi\bar{\chi} \rightarrow \phi\phi$  の過程 (暗黒物質を  $\chi$ 、暗黒物質の反粒子を  $\bar{\chi}$ 、 $\chi$  と相互作用する標準模型の粒子を  $\phi$  とする) に対し、semi-annihilation と呼ばれる  $\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\phi$  の過程における残留エネルギー密度の計算を行う、通常の annihilation の場合と比較を行う。

2.  $Z_3$  模型と semi-annihilation

暗黒物質は安定かつ重い粒子と考えられている。しかし、一般に重い粒子は崩壊し、軽い粒子に変化しやすい。そのため暗黒物質の安定性を保つために離散対称性があると考えられている。多くの場合は  $Z_2$  対称性を課し、暗黒物質の安定性を保証している。大局的な離散対称性は重力によって破られるので、暗黒物質の安定性を保証する離散対称性はゲージ群の一部である。しかし、破られず残ったゲージ群が必ずしも  $Z_2$  である必要がなく、一般に  $Z_N$  対称性 ( $N = 2, 3, 4, \dots$ ) になり得る [2]。

そこで本研究では  $Z_3$  対称性を持った模型を考える [3]。  $\chi$  と  $\phi$  が  $Z_3$  変換を受けた際の変化を以下のように決める。

$$\begin{aligned} \chi &\longrightarrow (-1)^{2/3}\chi \\ \phi &\longrightarrow \phi \end{aligned}$$

相互作用ラグランジアン  $\mathcal{L}_{Z_3}$  は実数であることと繰り返

す。み可能性から、暗黒物質の質量  $m_\chi$  を用いて (3) 式となる。

$$\mathcal{L}_{Z_3} = m_\chi^2 \chi^\dagger \chi + a_1 \chi^\dagger \chi \phi + a_2 \chi^\dagger \chi \phi^2 + a_3 \chi^3 \phi - V(\phi) \quad (3)$$

ただし、 $a_1 \sim a_3$  は適切な係数、 $V(\phi)$  は  $\chi$  を含まない項である。このラグランジアンから許される暗黒物質の消滅過程として図 1 のような二つが考えられる。すなわち、 $Z_3$  対称性があるならば、semi-annihilation も考える必要がある。

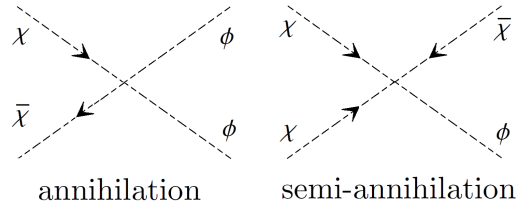


Figure 1. Feynman diagram

3. Semi-annihilation を考慮した Boltzmann 方程式

Semi-annihilation を考慮して Boltzmann 方程式を修正する。暗黒物質の数密度  $n_\chi$ 、熱平衡にある暗黒物質の数密度  $n_\chi^{\text{eq}}$ 、各過程の散乱断面積を  $\langle\sigma v\rangle$  とすると

$$\begin{aligned} \frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = & -\langle\sigma v\rangle_{\chi\bar{\chi}\rightarrow\phi\phi} [n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2] \\ & - \frac{1}{2}\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi\rightarrow\bar{\chi}\phi} [n_\chi^2 - n_\chi n_\chi^{\text{eq}}] \end{aligned} \quad (4)$$

と修正される。宇宙のエントロピー密度  $s$ 、温度  $T$  を用いて、(4) 式を共動数密度  $Y = n_\chi/s$  と無次元変数  $x = m_\chi/T$  を変数とする式に書き換えると (5) 式となる。

$$\begin{aligned} \frac{dY_\chi}{dx} = & -\frac{\lambda_{\chi\bar{\chi}\rightarrow\phi\phi}}{x^2} [Y_\chi^2 - (Y_\chi^{\text{eq}})^2] \\ & - \frac{1}{2}\frac{\lambda_{\chi\chi\rightarrow\bar{\chi}\phi}}{x^2} [Y_\chi^2 - Y_\chi Y_\chi^{\text{eq}}] \end{aligned} \quad (5)$$

ただし、 $\lambda_i$  は  $s$ 、 $H$  を  $m_\chi$  を変数するもの書き換えて

$$\lambda_i \equiv \frac{s(m_\chi)}{H(m_\chi)} \langle\sigma v\rangle_i \quad (6)$$

(5) 式から暗黒物質が熱平衡から離脱するときの  $x$  を求める式が導かれる。  $x_f$  において  $Y_\chi - Y_\chi^{\text{eq}} = cY_\chi^{\text{eq}}$  となる条件 (本研究では  $c = \sqrt{2} - 1$  とする [4]) の下で、相対論的な粒子の自由度  $g_*$ 、暗黒物質の自由度  $g_\chi$ 、プランク質

\*1 日大理工・院 (前)・物理 \*2 日大理工・教員・物理

量  $M_{Pl}$ , 熱平衡から離脱する  $x$  を  $x_f$  とすると

$$x_f = \log \left[ 0.038c(c+2) \langle \sigma v \rangle_{\chi\bar{\chi} \rightarrow \phi\phi} \frac{g_\chi m_\chi M_{Pl}}{\sqrt{g_* x_f}} \right] + \log \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{c+1}{c+2} \frac{\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\phi}}{\langle \sigma v \rangle_{\chi\bar{\chi} \rightarrow \phi\phi}} \right] \quad (7)$$

となる. 求めた  $x_f$  において熱平衡から離脱が始まるとして, (5) 式を近似的に解くことができる.

$$Y_\chi(x) = \frac{Y_\chi(x_f)}{1 - Y_\chi(x_f) (\lambda_a + \frac{1}{2}\lambda_s) \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{x_f} \right)} \quad (8)$$

#### 4. 残留エネルギー密度

最終的な  $Y_\chi$  の値  $Y_\chi(\infty)$  が求まるので, 現在の  $s$  を  $s_0$  として暗黒物質の密度パラメータを求めることができる.

$$\Omega h^2 = \frac{m_\chi s_0 Y_\chi(\infty)}{\rho_{c,0}} h^2 = 2 \times \frac{1.07 \times 10^9 \text{ GeV}^{-1}}{\sqrt{g_*} M_{Pl} J(x_f)} \quad (9)$$

$$J(x_f) \equiv \int_{x_f}^{\infty} \frac{\langle \sigma v \rangle_{\chi\bar{\chi} \rightarrow \phi\phi} + \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_{\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\phi}}{x^2} dx \quad (10)$$

$m_\chi$  を 1TeV とした際に, 散乱振幅と残留密度の関係は図 2 のようになる.  $\chi\bar{\chi} \rightarrow \phi\phi$  の散乱振幅  $\eta_a, \chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\phi$  の散乱振幅  $\eta_s$  とし, 青く塗られた範囲が (1) である.

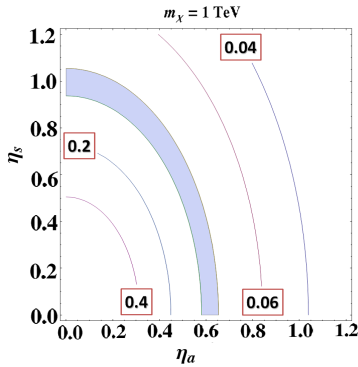


Figure 2. Relic density

#### 5. 数値解析

図 2 より  $\eta_a = \eta_s = 0.47$  として両過程が mix された場合, (5) の数値解と近似解を図示すると図 3 のようになる. また pure annihilation ( $\eta_a = 0.61, \eta_s = 0$ ) に対して pure semi-annihilation ( $\eta_a = 0, \eta_s = 0.72$ ), mix の比をとったものが図 4 である. 一方で質量, 散乱断面積が特定の値で固定された際, 上記の 3 過程の残留量は図 5 ようになる.

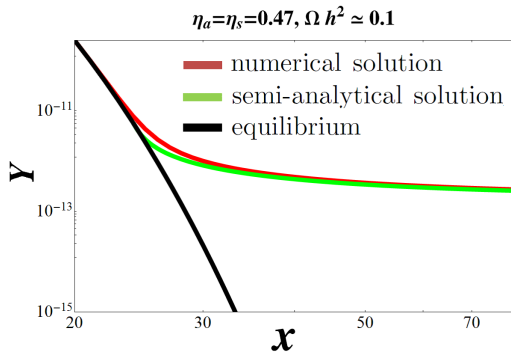


Figure 3. Solution of Boltzmann equation

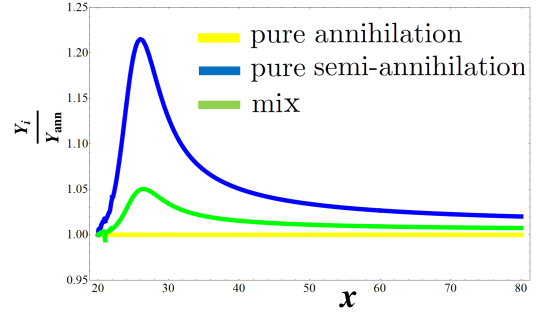


Figure 4. The ratio between each numerical solution and one for pure annihilation

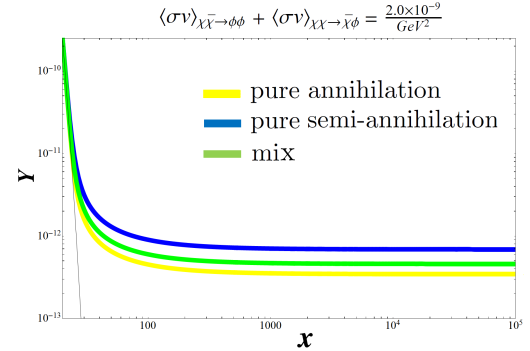


Figure 5. Case that  $m_\chi$  and  $\langle \sigma v \rangle$  are fixed

#### 6. まとめと今後の課題

本研究では暗黒物質の semi-annihilation の過程を考慮した残留エネルギー密度の計算を行い, 通常の annihilation の場合との比較を行った. 無次元変数  $x$  が十分に大きくないところでは, semi-annihilation の過程の比率が多い方が暗黒物質が多く残るという解析結果を得た.

今後の課題は質量, 散乱断面積を固定した際の結果が, 一般にいえることなのかを検証していくことである.

#### 参考文献

- [1] J. Dunkley et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data arXiv:0803.5286v2(2008)
- [2] G.Belanger, K.Kannike, A.Pukhov, M.Raidal Impact of semi-annihilation on dark matter phenomenology an example of  $Z_N$  symmetric scalar dark matter arXiv:1201.2962v1(2011)
- [3] Francesco D'Eramo and Jesse Thaler Semi-annihilation of Dark Matter arXiv:1003.5912v3(2010)
- [4] E. W. Kolb and M. S. Turner The Early universe Front. Phys. 69 (1990) 1-547