$SO(10) \times U(1)$ 大統一理論における熱的レプトン数生成について

発表者:柴田 啓伊 (シバタ ケイ)
共同研究者: 前川展祐, 山中真人

名古屋大学理学研究科 素粒子論研究室 (E 研) D1

December 3, 2024

標準模型

多くの実験事実を説明

複数の未解決問題

- バリオン数非対称性
- ニュートリノ質量
- ダークマター
- 強いCP問題

等……

右巻きニュートリノ

2つの機構

レプトン数生成

シーソー機構

複数の観測結果を説明可能

右巻きニュートリノを自然に導入できる理論は？

SO(10）大統一理論なら可能！

$SO(10)$ 大統一理論: $SO(10)$ 群で標準模型の 3 つの力を統一する理論

- $SO(10)$ 大統一理論の利点
  - 標準模型の粒子 + 右巻きニュートリノを 1 つに統一

$$\Psi_{\mathbf{16}} = \text{SM 粒子}_{\mathbf{10},\bar{\mathbf{5}}} + \text{右巻きニュートリノ}_{\mathbf{1}} \quad (1)$$

- $SO(10)$ 大統一理論の問題点
  - 二重項三重項分離問題
  - 実験と矛盾する湯川行列 (GUT 関係式)

$$Y_{ij}\Psi_i\Psi_j H \quad \to \quad Y = Y_u = Y_d = Y_e^T = Y_\nu \quad (2)$$

- **これらの問題を解決した理論が必要！**

超対称 $SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論

- $U(1)_A$ 対称性を守るために新たな場 Θ を入れる C.D.Frogatt, H.B.Nielsen (1979)
  - $U(1)_A$ 電荷: $\theta = -1$
  - VEV: $\langle\Theta\rangle = \lambda\Lambda \quad (\lambda \sim 0.22)$

$$O(1)\text{係数} \times \left(\frac{\Theta}{\Lambda}\right)^{\psi_i+\psi_j+h} \Psi_i\Psi_j H \quad \rightarrow Y_{ij} \sim \lambda^{\psi_i+\psi_j+h} \tag{3}$$

- 物質場 $T_{\mathbf{10}}$ を導入 $\rightarrow$ 実験と矛盾しない湯川行列
- $SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論は実験と無矛盾な理論
- ニュートリノ湯川行列 Y_ν, 右巻きニュートリノ質量 M_i^0 の階層性が決定

$$Y_\nu = \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^{5.5} & \lambda^5 \\ \lambda^5 & \lambda^{4.5} & \lambda^4 \\ \lambda^3 & \lambda^{2.5} & \lambda^2 \end{pmatrix}, \quad M_i^0 = \Lambda_G \mathrm{diag}(\lambda^{12}, \lambda^{10}, \lambda^6) \tag{4}$$

M_i 増加の効果

- $SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論での Majorana 質量項 (M_i^0)

$$\lambda^{2\psi_i+2\overline{c}} \frac{1}{\Lambda} \Psi_i \Psi_i \overline{CC} \tag{5}$$

- Majorana 質量項と別の項

$$\lambda^{2\psi_i+2\overline{c}+a} \frac{1}{\Lambda} \Psi_i \Psi_i \overline{CC} A \tag{6}$$

  - $\langle A \rangle = \Lambda \lambda^{-a}$ なので寄与を持つ項となる $\rightarrow$ M_i の増加

$$\lambda^{2\psi_i+2\overline{c}+a} \frac{1}{\Lambda} \Psi_i \Psi_i \overline{CC} \langle A \rangle = \lambda^{2\psi_i+2\overline{c}} \frac{1}{\Lambda} \Psi_i \Psi_i \overline{CC} \tag{7}$$

- 増加した分を含め定数倍として扱う $M_i = c_1 \times M_1^0 = c_1 * 2.571 \times 10^8$GeV

熱的レプトン数生成

- バリオン数生成の機構の一つ M.Fukugita, T.Yanagida (1986)
  - 熱化する右巻きニュートリノでレプトン数を生成
  - レプトン数をバリオン数に変換 (sphaleron 過程)F.R.Klinkhamer, N.S. Manton,(1984)

- CP asymmetrty:ϵ, decay parameter: K

$$\epsilon_i := \frac{\Gamma(N_i \to \ell + H) - \Gamma(N_i \to \overline{\ell} + H^\dagger)}{\Gamma(N_i \to \ell + H) + \Gamma(N_i \to \overline{\ell} + H^\dagger)} \tag{8}$$

$$\epsilon_1 \propto M_1 \tag{9}$$

$$K_i := \frac{\Gamma_{N_i}(T=0)}{H(T=M_i)} \propto \frac{1}{M_i} \tag{10}$$

Y_{B-L} と M_1

- ϵ_i と K_i が M_i に依存
  - 生成されるレプトン数は右巻きニュートリノの質量 M_i に依存
  - 宇宙観測との整合性から M_i が決定される

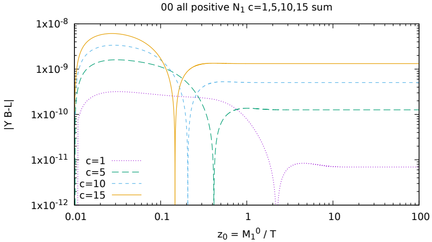


図 1: Y_{B-L}/s の振る舞いの c_1 依存性

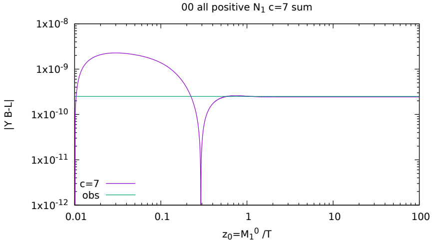


図 2: 観測値と合致する M_1 とレプトン数

本研究の成果

本研究で取り組んだこと

$SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論における熱的レプトン数生成を初めて考えた

主な成果

成果 1　超対称 $SO(10)$ 大統一理論の枠組みでの熱的レプトン数生成の可能性を提示

成果 2　第二世代右巻きニュートリノ N_2 の寄与の計算

成果 1 について

- 右巻きニュートリノの質量には制限がある
  - M_1 に対する lower bound (Ibarra bound) S.Davidson, A.Ibarra (2002)
  - neutrino seesaw + m_ν $\quad m_\nu = v_u^2 Y_\nu^T M^{-1} Y_\nu$
- これらの制限を同時に回避しなければ熱的レプトン数生成ができない
  - non-thermal の場合を扱うことも Asaka. T (2003) 等
- $SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論ではこれらの制限が回避できる

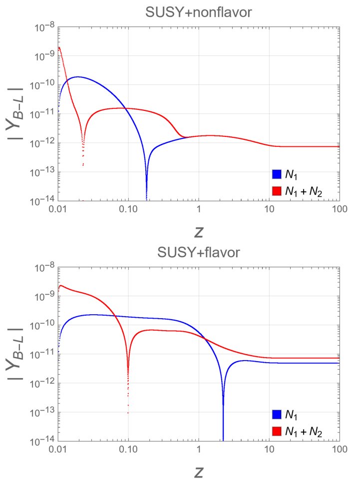
成果 2 について

- flavor leptogenesis を考える
  - レプトンフレーバーごとに熱平衡に達する温度が異なる
  - N_i の崩壊先のレプトンフレーバーを区別する
- flavor を考慮する場合としない場合で検証

non-flavor: 寄与が出ない

flavor: 寄与が出る

- 一部の先行研究では N_2 の寄与を無視
  - 少なくとも本研究のパラメーターでは無視できない



成果 2 について

- M_1 を増加しつつ N_2 の寄与がどのように表れるかを調べた
  - flavor 考慮の有無で異なる振る舞い
- 宇宙観測と整合的な M_1 の必要増加量に変化があった

$$c_1 := \frac{M_1}{M_1^0} \simeq 8.6 \to 6.8 \tag{11}$$

- シーソー機構から最も軽い左巻きニュートリノの質量を推測

$$m_\nu = v_u^2 Y_\nu^T M^{-1} Y_\nu \tag{12}$$

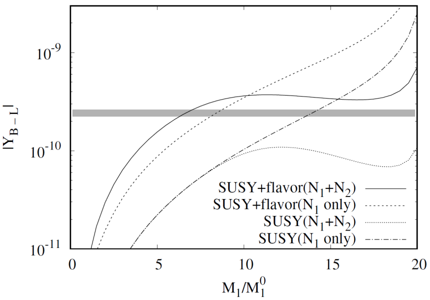


図 3: M_1 の増加とレプトン数の関係

まとめ

- $SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論における熱的レプトン数生成を初めて考えた
  - $SO(10)$ 大統一理論での熱的レプトン数生成の可能性を提示
  - レプトンフレーバーの効果がある場合の N_2 の寄与を新たに明示
  - シーソー機構を通じて左巻きニュートリノの質量を推測

現在の課題・今後の展望

- 湯川行列成分の符号等の不定性
  - レプトン数が湯川行列の成分の符号や $O(1)$ 係数に依存するのでもう少し調査
- 第三世代右巻きニュートリノ N_3 の寄与があるかを調べる。
  - 寄与が小さいと推測 $\rightarrow$ 検証へ
  - 異なる平衡状態を扱うため、別の計算が必要である。

以下、バックアップスライド

パラメーター		値
GUT スケール	Λ_G	2.000×10^{16}GeV
N_1 の質量	$M_1 = \lambda^{12}\Lambda_G$	2.571×10^{8}GeV
N_2 の質量	$M_2 = \lambda^{10}\Lambda_G$	5.312×10^{9}GeV
N_3 の質量	$M_3 = \lambda^{6}\Lambda_G$	2.268×10^{12}GeV
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 11 成分	$Y_{\nu 11} = \lambda^6$	1.134×10^{-4}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 12 成分	$Y_{\nu 12} = \lambda^{5.5}$	2.417×10^{-4}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 13 成分	$Y_{\nu 13} = \lambda^5$	5.154×10^{-4}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 21 成分	$Y_{\nu 21} = \lambda^5$	5.154×10^{-4}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 22 成分	$Y_{\nu 22} = \lambda^{4.5}$	1.099×10^{-3}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 23 成分	$Y_{\nu 23} = \lambda^4$	2.343×10^{-3}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 31 成分	$Y_{\nu 31} = \lambda^3$	1.065×10^{-2}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 32 成分	$Y_{\nu 32} = \lambda^{2.5}$	2.270×10^{-2}
$(Y_\nu)_{i\alpha}$ の 33 成分	$Y_{\nu 33} = \lambda^2$	4.840×10^{-2}

表 1: $SO(10) \times U(1)_A$ 大統一理論での各パラメーター

物質場 T の導入

- 物質場 $\mathbf{10}_T = \mathbf{5}_T + \bar{\mathbf{5}}_T$ を入れる。

$$Y_{ij}\Psi_i(\mathbf{16})\Psi_j(\mathbf{16})H(\mathbf{10}) + T(\mathbf{10})T(\mathbf{10}) + \Psi_i(\mathbf{16})T(\mathbf{10})C(\mathbf{16}) \tag{13}$$

- $\mathbf{5}$ を含む場の混合で massive mode 1 つと massless mode 3 つをつくる。
- massive mode は以下の項に比例しているとする

$$\Psi^M \propto \left[\lambda^{2t}T(\mathbf{10},\bar{\mathbf{5}}) + \sum_i \lambda^{\psi_i-\psi_3}\Psi_i(\mathbf{16},\bar{\mathbf{5}})\right] \tag{14}$$

さらに Ψ_3 が支配的であるとするならば

$$\Psi_M = \left[\lambda^{\Delta}T(\mathbf{10},\bar{\mathbf{5}}) + \lambda^{\psi_1-\psi_3}\Psi_1(\mathbf{16},\bar{\mathbf{5}}) + \lambda^{\psi_2-\psi_3}\Psi_2(\mathbf{16},\bar{\mathbf{5}}) + \Psi_3(\mathbf{16},\bar{\mathbf{5}})\right] \tag{15}$$

$$\Delta = -\psi_3 + t - (c-\bar{c})/2 \tag{16}$$

massless mode は massive mode と直交するようにとる

$$\begin{pmatrix} \Psi_1^0(\overline{5}) \\ \Psi_2^0(\overline{5}) \\ \Psi_3^0(\overline{5}) \\ \Psi^M(\overline{5}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \lambda^{\psi_1-\psi_3} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^{\Delta} & 1 \\ 0 & 1 & \lambda^{\psi_2-\psi_3} & 0 \\ \lambda^{\psi_1-\psi_3} & \lambda^{\psi_2-\psi_3} & 1 & \lambda^{\Delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}}) \\ \Psi_2(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}}) \\ \Psi_3(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}}) \\ T(\mathbf{10},\mathbf{5}) \end{pmatrix} \tag{17}$$

この変換を逆に解くことで、

$$\begin{pmatrix} \Psi_1(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}}) \\ \Psi_2(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}}) \\ \Psi_3(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}}) \\ T(\mathbf{10},\mathbf{5}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \lambda^{\psi_1-\psi_3+\Delta} & \lambda^{\psi_1+\psi_2-2\psi_3} & \lambda^{\psi_1-\psi_3} \\ \lambda^{\psi_1+\psi_2-2\psi_3} & \lambda^{\psi_2-\psi_3+\Delta} & 1 & \lambda^{\psi_2-\psi_3} \\ \lambda^{\psi_1-\psi_3} & \lambda^{\Delta} & \lambda^{\psi_2-\psi_3} & 1 \\ \lambda^{\psi_1-\psi_3+\Delta} & 1 & \lambda^{\psi_2-2\psi_3+\Delta} & \lambda^{\Delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1^0(\overline{5}) \\ \Psi_2^0(\overline{5}) \\ \Psi_3^0(\overline{5}) \\ \Psi^M(\overline{5}) \end{pmatrix} \tag{18}$$

$$\tag{19}$$

を得るため、これを代入して湯川行列を得る。

以下の項に代入することで欲しい湯川行列を得る。

$$\lambda^{\psi_i+\psi_j+h}\left[\Psi_i(\mathbf{16},\mathbf{10})\Psi_j(\mathbf{16},\mathbf{10})H(\mathbf{10},\mathbf{5})\right.$$
$$\left.+\Psi_i(\mathbf{16},\mathbf{10})\Psi_j(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}})H(\mathbf{10},\overline{\mathbf{5}})+\Psi_i(\mathbf{16},\mathbf{1})\Psi_j(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}})H(\mathbf{10},\mathbf{5})\right] \tag{20}$$

- Y_d は $\Psi_i(\mathbf{16},\mathbf{10})\Psi_j^0(\overline{\mathbf{5}})H(\mathbf{10},\overline{\mathbf{5}})$ の係数

$$Y_d=\begin{pmatrix}\lambda^6 & \lambda^{\Delta+3} & \lambda^5\\ \lambda^5 & \lambda^{\Delta+2} & \lambda^4\\ \lambda^3 & \lambda^{\Delta} & \lambda^2\end{pmatrix}\quad \Delta=t-\psi_3-\frac{c-\bar{c}}{2} \tag{21}$$

- Y_ν は $\Psi_i(\mathbf{16},\overline{\mathbf{5}})\Psi_j(\mathbf{16},\mathbf{1})H(\mathbf{10},\mathbf{5})$ の係数

$$Y_d=\begin{pmatrix}\lambda^6 & \lambda^{\Delta+3} & \lambda^5\\ \lambda^5 & \lambda^{\Delta+2} & \lambda^4\\ \lambda^3 & \lambda^{\Delta} & \lambda^2\end{pmatrix}^T \tag{22}$$

レプトンフレーバーの効果がない場合

- 効果を含めない場合の Boltzmann 方程式に注目

$$\frac{\mathrm{d}Y_L}{\mathrm{d}z} = -\frac{z}{sH(z=1)}\sum_i^2 \left[-\epsilon_i \left(\frac{Y_{N_i}}{Y_{N_i}^{eq}} - 1 \right) \gamma_{D_i}^{eq} + \frac{Y_L}{Y_{lep}^{eq}} \left(\frac{1}{2}\gamma_{D_i}^{eq} + \frac{Y_{N_i}}{Y_{N_i}^{eq}}\gamma_{Ss_i}^{eq} + 2\gamma_{St_i}^{eq} \right) \right] \tag{23}$$

レプトン数が安定する温度帯では以下の式が成立

$$\left.\frac{Y_L}{Y_L^{eq}}\right|_{z=10} = \left.\frac{\sum_i^2 \epsilon_i \left(\frac{Y_{N_i}}{Y_{N_i}^{eq}} - 1 \right) \gamma_{D_i}^{eq}}{\sum_j^2 \frac{1}{2}\gamma_{D_j}^{eq} + 2\gamma_{Ss_j}^{eq} + \gamma_{St_j}^{eq}}\right|_{z=10} \tag{24}$$

- Y_ν, M_i の階層性から N_1 の量が支配的

$z = 10$	N_1	N_2
γ_D^{eq}	2.5328×10^{-15}	4.0231×10^{-96}
γ_{Ss}^{eq}	2.2858×10^{-19}	5.7407×10^{-104}