

Neutrino mass models and dark matter

末松大二郎 (金沢大学数物科学系)

References

- J.Kubo, E.Ma, D.S, Phys. Lett. B642 (2006) 18
- J.Kubo, D.S., Phys. Lett. B643 (2006) 336
- D.S., Eur. Phys. J. C56 (2008) 379
- D.A.Sierra, J.Kubo, D.Restrepo, D.S.,O.Zepata, Phys. Rev. D79 (2009) 013011
- D.S, T.Toma, T.Yoshida, Phys. Rev. D79 (2009) 093004
- H.Fukuoka, J.Kubo, D.S., Phys. Lett. B678 (2009) 401
- D.S, T.Toma, T.Yoshida, arXiv:0910.3086[hep-ph]
- D.S., T.Toma, Y.Yoshida, in preparation

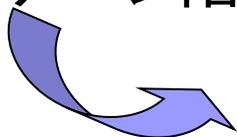
Plan of this talk

- Introduction
- General arguments (neutrino mass, DM)
- Radiative seesaw model
 - Original Ma model
- Various extensions
 - Special neutrino flavor structure
 - $U(1)'$ extension
- Summary

Introduction and strategy

Standard model (SM) 多様な実験結果を再現

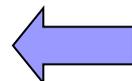
- 理論的観点
ゲージ階層性問題、パラメータ数 (Yukawa結合定数等)、...



超対称性、余剰次元、GUT、...

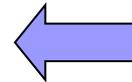
- SMでは説明のできない実験事実の出現

●ニュートリノ質量の存在



ニュートリノ振動実験

●暗黒物質の存在



宇宙背景放射の精密測定
宇宙の大規模構造の観測

これらの実験事実の説明に基礎をおいた純粹に現象論的
観点に基づくSMの拡張の考察



背後にある物理的構造を抽出し、模型化を目指す

General arguments (ニュートリノ質量、暗黒物質)

ニュートリノ質量

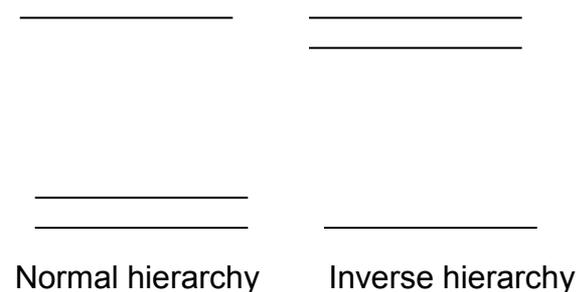
- ニュートリノ質量とレプトン混合 ← 各種振動実験による検証

$$\nu_\alpha = U_{\alpha j} \nu_j, \quad \begin{cases} \nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau \text{ (Charged lepton massは対角化されたbasis)} \\ \nu_j : \text{mass eigenstates with mass } m_j \end{cases}$$

$$U = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ Tribi-maximal mixing}$$

$$\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\text{sol}}^2 = 7.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$|\Delta m_{32}^2| = \Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$



- Dirac質量かMajorana質量か不明
- 質量の絶対値は未定、相互関係についても2つの可能性
- U_{e3} は上限値のみ知られている
- CP位相についての情報はほとんどない

この構造を再現する第0近似としての質量行列の構成は重要な課題

Majorana質量行列の例

$$\mathcal{M}_\nu = \Lambda_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \Lambda_1 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} + \Lambda_2 \begin{pmatrix} 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 \\ -1 & -1 & 1 \end{pmatrix}$$

- U : tribi-maximal
- 固有値 : $m_1 = \Lambda_0$, $m_2 = \Lambda_0 + 3\Lambda_2$, $m_3 = \Lambda_0 + 2\Lambda_1$
 Λ_1 の符号によって、Normal, inverseの両方が実現可能

$\Lambda_0 = 0$ の場合 Normal hierarchy

$$\Lambda_1 = \frac{\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}}{2}, \quad \Lambda_2 = \frac{\sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2}}{3}$$

2つの質量スケールを生成する機構は異なるflavor構造を持つdynamicsにより、担われている可能性

このような質量行列を可能とする質量生成機構とflavor構造は？

ニュートリノ質量生成機構

- SMでのニュートリノ質量の説明

Nの導入 (gauge singlet)

$$\mathcal{L} \supset y_\nu \bar{N} L H \quad \langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \Rightarrow m_\nu = y_\nu v$$

極めて小さい
Yukawa結合

- Effective operator の導入

$$\mathcal{L} \supset y \frac{H H L L}{M_*} \Rightarrow m_\nu = \frac{y v^2}{M_*}$$

$v \ll M_*$
 $y = O(1)$

M_* の起源

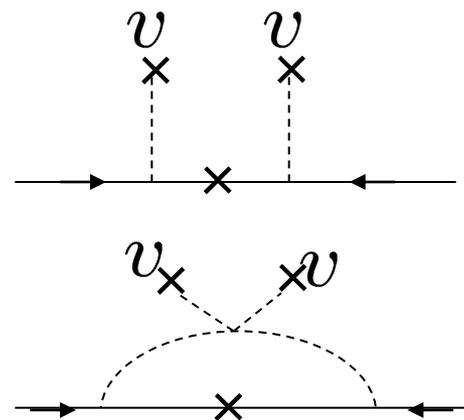
(1) $M_* = M_{\text{pl}}$

(2) Seesaw 機構 $M_* = O(10^{10}) \text{ GeV}$

$M_* N N$ の導入

(3) radiative mass (Zee model 等)

新たなscalar場等の導入、Loop factor の存在



暗黒物質

- 暗黒物質存在 ← 銀河の回転曲線、重力レンズ効果、...

電氣的に中性で質量を持つ非相対論的安定な粒子の存在

- ◀ SMに候補となる粒子は見当たらない (axionを除いて)
- ◀ 本当なら、SMの拡張を意味する

宇宙背景放射の精密観測(WMAP) → 暗黒物質の存在の定量的示唆
 宇宙の大規模構造の観測(SDSS等)

$$\Omega_{DM} h^2 \simeq 0.11 \quad \left\{ \begin{array}{l} \Omega_i = \rho_i / \rho_{cr} \\ h = H / (100 \text{ km/sec/Mps}) \end{array} \right.$$

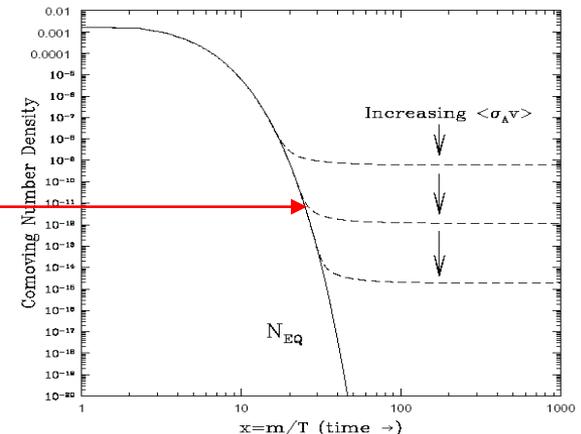
- 暗黒物質の存在量の定性的理解 → 何らかの対称性で保証

初期宇宙に熱平衡状態にあった安定粒子の decoupling 時のエネルギー密度として評価

$$\Gamma \simeq H(T)$$

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle \sigma v \rangle (n^2 - n_{eq}^2)$$

宇宙膨張効果 生成・消滅効果



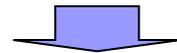
どのような粒子が暗黒物質の候補となりうるのか？

$$H(T_F) \simeq \Gamma$$

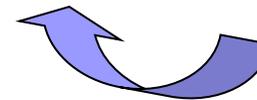
$$\Rightarrow n(T_F) = g \left(\frac{m_{\text{DM}} T_F}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_{\text{DM}}/T_F}$$

$$\Rightarrow \Omega_{\text{DM}} h^2 = \frac{n(T_F) m_{\text{DM}}}{\rho_{\text{cr}}/h^2}$$

宇宙の大規模構造



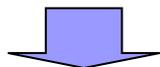
非相対論的粒子
CDM



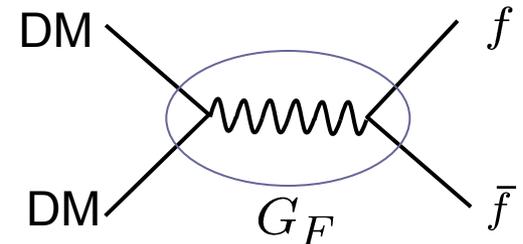
● 暗黒物質の候補

⇒ WIMP (weakly interacting massive particle)

$$m_{\text{DM}} \simeq m_W \quad \Gamma \simeq G_F^2 T^5$$



$$\Omega_{\text{DM}} = O(1)$$



例えば

Supersymmetric model での候補 : the lightest superparticle (LSP)

安定性を保証する対称性 ⇒ R-parity

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{SM contents} +1 \\ \text{superparticle} -1 \end{array} \right.$$

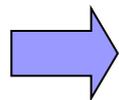
類似の対称性が存在すれば安定性の保証が可能

模型構成の指針と観点

- Tribi-maximal mixingを容易に再現する可能性を持つニュートリノ質量生成機構であること
- ニュートリノ質量の小ささをコントロールする対称性が暗黒物質の安定性を保証する可能性を持つこと
- 既存の実験からの制限との整合性。特にlepton flavor violating process
- Leptogenesisによる宇宙のバリオン数の説明のための拡張を可能とすること
- 超対称模型における暗黒物質候補との整合性

暗黒物質とニュートリノ質量の関連付け

$$M_* = O(1) \text{ TeV}$$



輻射効果によるニュートリノ質量生成

Radiative seesaw model

Ma
Kubo, Ma, Suematsu

● Field contents

- { SM fields
- { η (SU(2) doublet)
- { N_i (right handed neutrinos)

Z_2

+1

-1

-1

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

$$\langle \eta \rangle = 0$$

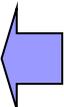
暗黒物質候補

● Z_2 invariant model

$$\mathcal{L}_N = h_{\alpha i} \bar{L}_\alpha \eta N_i + \frac{1}{2} M_i \bar{N}_i^c N_i + \text{h.c.}$$

$$V = m_1^2 H^\dagger H + m_2^2 \eta^\dagger \eta + \frac{\lambda_1}{2} (H^\dagger H)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\eta^\dagger \eta)^2$$

$$+ \lambda_3 (H^\dagger H)(\eta^\dagger \eta) + \lambda_4 (H^\dagger \eta)(\eta^\dagger H) + \frac{\lambda_5}{2} [(H^\dagger \eta)^2 + \text{h.c.}]$$

☆ $\lambda_5 \ll O(1)$ を仮定  U(1)対称性の存在 ($\lambda_5 = 0$ の場合)

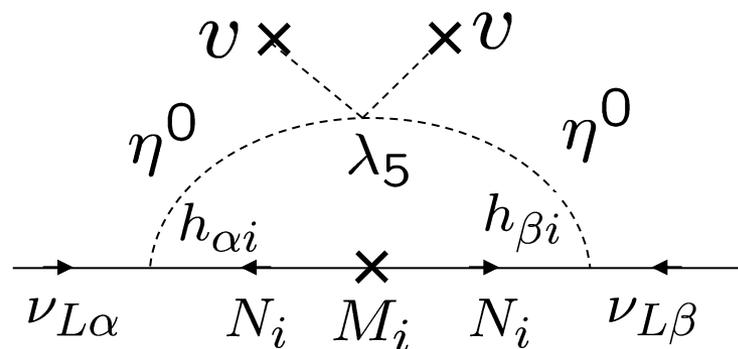
☆ $m_0^2 = \frac{m_R^2 + m_I^2}{2}$

$$\eta^0 = \frac{\eta_R + i\eta_I}{\sqrt{2}}, \quad m_R^2 - m_I^2 = 2\lambda_5 v^2$$

○ ニュートリノ質量

$$(\mathcal{M}_\nu)_{\alpha\beta} = \sum_i h_{\alpha i} h_{\beta i} \frac{I(M_i^2/m_0^2)}{M_i}$$

$$I(x) = \frac{\lambda_5 v^2}{8\pi^2} \left(\frac{x}{1-x} \right) \left[1 + \frac{x \ln x}{1-x} \right]$$



mass scale

$$\frac{\lambda_5 v^2}{8\pi^2 M_i} = O(1) \text{eV} \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} \lambda_5 &= O(10^{-9}) \text{ の場合} \\ M_i &= O(1) \text{TeV} \end{aligned}$$

TeV領域にnew physics

● MNS行列 大気ニュートリノ $\Rightarrow \tan \theta_{12} \simeq 1/\sqrt{2}$

$$U \simeq \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -\frac{s_{12}}{\sqrt{2}} + \frac{c_{13} s_{13} e^{i\delta}}{\sqrt{2}} & \frac{c_{12}}{\sqrt{2}} + \frac{s_{12} s_{13} e^{i\delta}}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-s_{12}}{\sqrt{2}} - \frac{c_{13} s_{13} e^{i\delta}}{\sqrt{2}} & \frac{c_{12}}{\sqrt{2}} - \frac{s_{12} s_{13} e^{i\delta}}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Majorana phases

Yukawa couplingsに特別なflavor 構造を仮定すれば、tribi-maximal mixingが実現

○ 暗黒物質

lightest N ($\equiv N_k$) と仮定

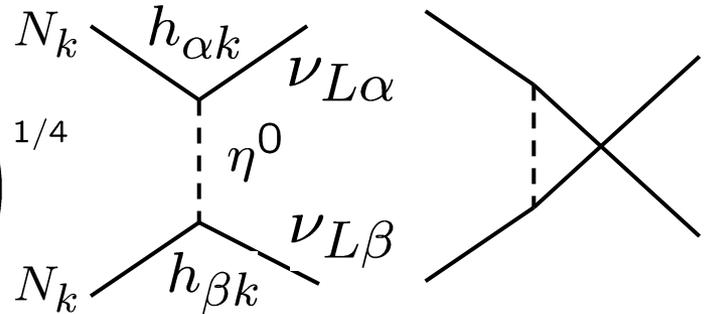
$$M_k < m_0$$

対消滅断面積 N_k の相対速度に関して展開

η^0, η^\pm の質量

$$\langle \sigma v \rangle = a + bv^2 + \dots$$

$$\begin{cases} a = 0 \\ b = \frac{y_k^4 M_k^2 (1 - 2r + 2r^2)}{24\pi(m_0^2 + M_k^2)^2} \end{cases} \quad y_k = \left(\sum_{\alpha, \beta} |h_{\alpha k} h_{\beta k}^*|^2 \right)^{1/4}$$



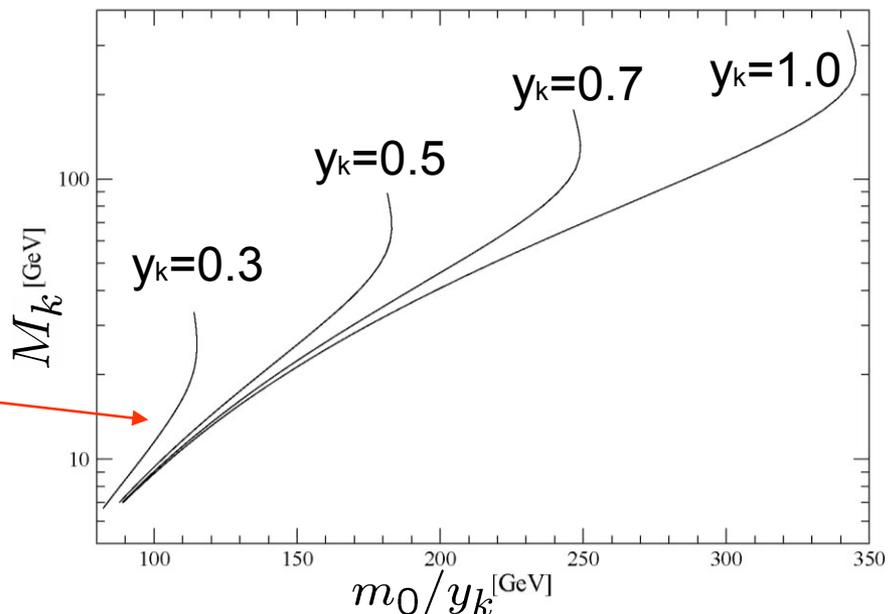
$$\Omega_{N_k} h^2|_0 \simeq \frac{8.76 \times 10^{-11} g_*^{-1/2} x_F}{(a + 3b/x_F) \text{GeV}^2}$$

$$x_F = \ln \frac{0.0955 m_{\text{pl}} M_{N_k} (a + 6b/x_F)}{(g_* x_F)^{1/2}}$$

$$\Omega_{N_k} h^2 \simeq 0.11$$

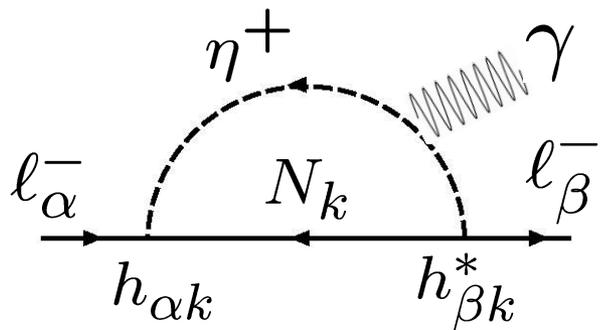
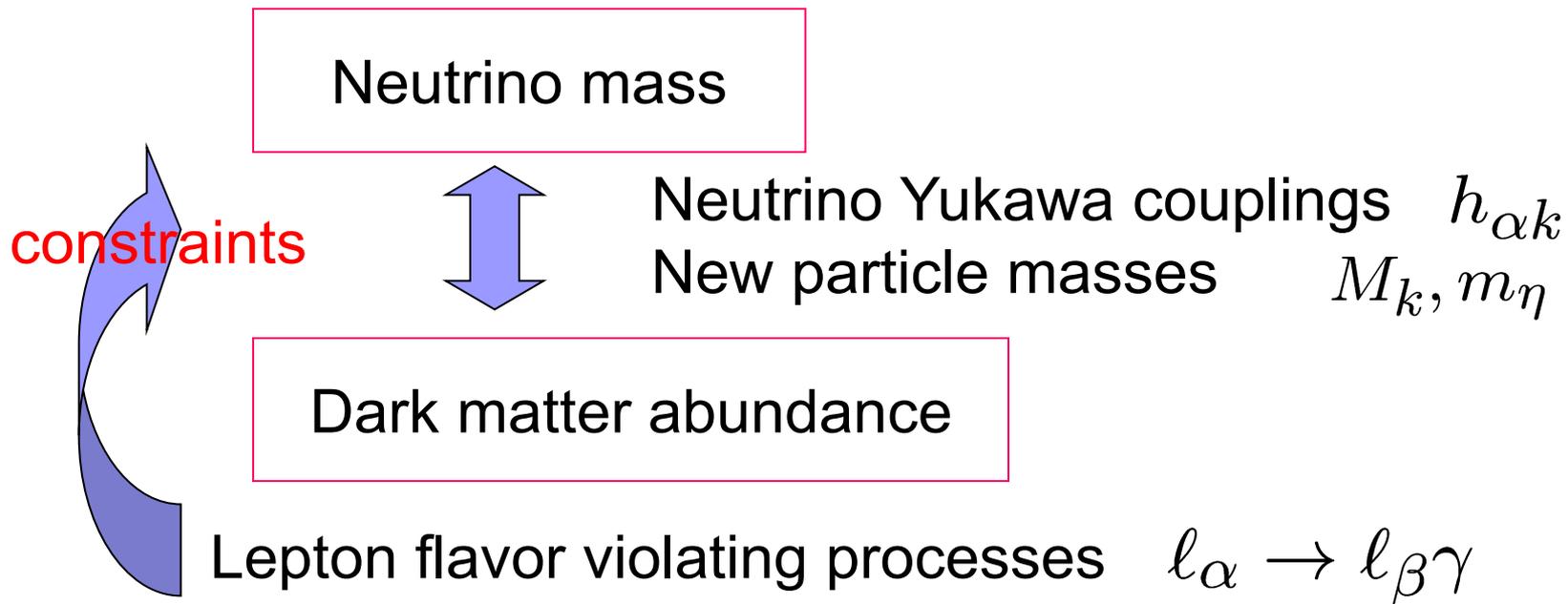
$$m_0 / y_k < 350 \text{ GeV}$$

for $y_k \lesssim 1$



lepton flavor violating process からの制限?

○ Lepton flavor violationからの制限



$$Br(l_\alpha \rightarrow l_\beta \gamma) = \frac{3\alpha}{64\pi(G_F m_\eta^2)^2} C_{\alpha\beta}^2$$

$$C_{\alpha\beta} = \left| \sum_k h_{\alpha k} h_{\beta k}^* F_2(M_k^2/m_\eta^2) \right|^{1/2}$$

ニュートリノ質量の場合と異なり、
 λ_5 による抑制効果なし

$$\mu \rightarrow e\gamma$$

● η^\pm 交換による効果

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{64\pi(G_F m_0^2)^2} C^4 \simeq \left(\frac{30 \text{ GeV}}{m_0/C} \right)^4$$

$$C^2 = \left| \sum_i h_{\mu i} h_{ei}^* F_2(M_i^2/m_0^2) \right|$$

$$F_2(x) = \frac{1 - 6x + 3x^2 + 2x^3 - 6x^2 \ln x}{6(1-x)^4}$$

DM abundanceからの条件

$$m_0 \sim 350 \text{ GeV}$$

$$|\sum_k h_{\mu k} h_{ek}^*| \sim 1$$

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) \gtrsim 5 \times 10^{-7}$$

Heavy DM の場合にも、状況は厳しい

Serious contradiction

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.2 \times 10^{-11}$$

現在の実験の上限

modelに共通のこの難点に対する解決策は？

Various extensions

この問題に対するいくつかの解

DM abundance を適切な値にする Neutrino Yukawa coupling に対して $\mu \rightarrow e\gamma$ をいかに抑制できるか

- To assume degeneracy among right-handed neutrinos

⇒ cancellation in $C_{\mu e}$

Kubo, Ma, D.S.

- To introduce Z' interaction

Kubo, D.S.

⇒ enhancement of DM annihilation

- To assume a light right-handed neutrino N_1 A.D.Sierra, et al.

⇒ warm dark matter, smaller Yukawa couplings $h_{\alpha 1}$

- To assume special flavor structure of $h_{\alpha k}$

⇒ suppression of $\mu \rightarrow e\gamma$

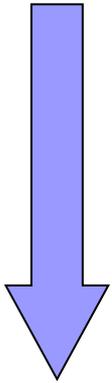
D.S., Toma, Yoshida

Special neutrino flavor structure

Radiative seesaw mass

$$(\mathcal{M}_\nu)_{\alpha\beta} = \sum_k h_{\alpha k} h_{\beta k} \bar{\Lambda}_k$$

$$\bar{\Lambda}_k = \frac{\lambda_5 v^2}{8\pi^2 M_k} \left(\frac{M_k^2/m_0^2}{1 - M_k^2/m_0^2} \right) \left[1 + \frac{(M_k^2/m_0^2) \ln(M_k^2/m_0^2)}{1 - M_k^2/m_0^2} \right]$$



$$h_{ei} = 0, \quad h_{\mu i} = h_{\tau i} \quad (i = 1, 2);$$
$$h_{e3} = h_{\mu 3} = -h_{\tau 3}$$

$$\mathcal{M}_\nu = \Lambda_1 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} + \Lambda_2 \begin{pmatrix} 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 \\ -1 & -1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Lambda_1 = h_{\tau 1}^2 \bar{\Lambda}_1 + h_{\tau 2}^2 \bar{\Lambda}_2, \quad \Lambda_2 = h_{\tau 3}^2 \bar{\Lambda}_3$$

$$\Lambda_1 = \frac{\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}}{2}$$

$$\Lambda_2 = \frac{\sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2}}{3}$$

ニュートリノ振動実験データの説明可能



Features of the model

- The constraint from $\tau \rightarrow \mu\gamma$ may give a stronger condition than the constraint from $\mu \rightarrow e\gamma$ in certain parameter space.

$$M_1 \lesssim M_2 < M_3, m_0 \quad \longrightarrow \quad N_1 : \text{DM}$$

$$h_{ei} = 0, \quad h_{\mu i} = h_{\tau i} \quad (i = 1, 2)$$

Relic abundance

$$h_{e3} = h_{\mu 3} = -h_{\tau 3}$$

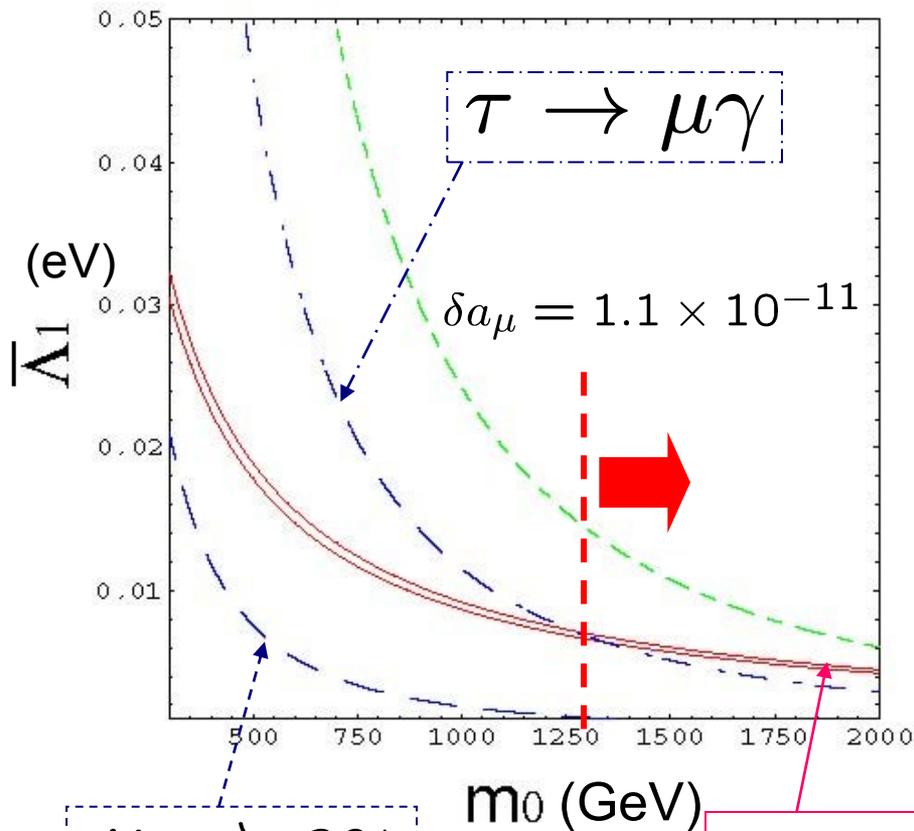
$\mu \rightarrow e\gamma$

Relevant Yukawa couplings for each process can be decoupled.

- The final states of N_1 annihilation contain μ^\pm and τ^\pm only, but e^\pm are not included.
- Since DM couples only to leptons, its direct detection is difficult. One-loop effects

Allowed regions in a typical case

$$M_1/m_0 = 0.4, \quad M_3/m_0 = 10$$



- Neutrino oscillation data have been imposed in the figure.
- If $M_1 \gtrsim 0.5 \text{ TeV}$ is satisfied, the model can realize the dark matter abundance successfully.
- Some additional contributions are necessary to explain $\delta a_\mu = (30.2 \pm 8, 2) \times 10^{-10}$

Neutrino oscillation
DM abundance
LFV constraints
are explained consistently!

$$\bar{\Lambda}_1 = \frac{\lambda_5 v^2 M_1}{8\pi^2 m_0^2}$$

モデルの更なる拡張の方向

- Neutrino YukawaのFlavor構造の背景

対称性等の探索 \Rightarrow なかなか大変？

- モデルパラメータに関する縮退

利用可能な他の実験データ？ Cosmic ray anomaly

$\mu \rightarrow e\gamma$ 等への予言可能 (MEG実験)

- Z_2 対称性の起源、 λ_5 の小ささの説明

Kubo, D.S.
D.S.

- Leptogenesisとの融合可能性

○ two heavy right-handed neutrinosの存在が必要
Z'拡張 ordinary seesaw と radiative seesaw の併用
両者ともにここで仮定したflavor 構造の導入可能

- 模型の超対称化 (hierarchy問題)

Toma, Yoshida, D.S.

2種類のDM、一方は長寿命だが崩壊

Fukuoka, Kubo, D.S.

Anomaly in PAMELA/Fermi-LAT

- Anomaly in cosmic rays

PAMELA: **excess of positron** flux at 30 – 100 GeV region
but **no excess of antiproton**

Fermi-LAT: **excess of (positron + electron) flux**
at 100 - 900 GeV energy region

- This may be explained by dark matter annihilation.
required conditions

- { -- final state includes no quarks
- { -- annihilation cross section

$$\text{WMAP} \quad \langle \sigma v \rangle_{T_F} \sim 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}$$

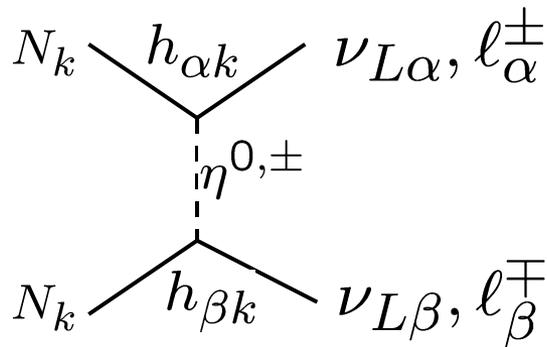
$$\text{PAMELA} \quad \langle \sigma v \rangle \sim 10^{-24} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}$$

- Model independent analyses for the anomaly suggest $\mu^+ \mu^-$
and $\tau^+ \tau^-$ are favored as the final states of annihilation,

$$M_{\text{DM}} \gtrsim 1 \text{ TeV}$$

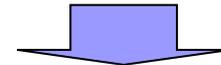
Explanation of PAMELA/Fermi-LAT

- Charged final states of the annihilation of this dark matter consist of leptons (μ^\pm, τ^\pm) only. $M_1 \gtrsim 1\text{TeV}$
- An extremely large enhancement $O(10^6)$ of cross section is required for the explanation of positron excess of PAMELA/Fermi-LAT.



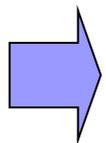
$$\langle \sigma v \rangle = a + bv^2 + \dots$$

dominant contribution



too small value in the present Galaxy

If a singlet scalar is introduced, the Breit-Wigner enhancement can be applied to improve this fault without changing the favored features of the model.



This extended model is potentially interesting for explanation of this anomaly.

$U(1)'$ extension

Kubo, D.S.

● original Z_2 modelの拡張

(1) ニュートリノ質量 $\lambda_5 = O(10^{-9})$ の仮定が必要

(2) 暗黒物質の残存量と $\mu \rightarrow e\gamma$ の両立

⇒ Yukawa結合 $h_{\alpha k}$ の大きさと η の質量に強い制限

これらを緩和する可能性は？

Field contents	$U(1)'$	Z_2
SM fields	$Q_L(2q), L_L(0), H(0)$	+1
η (SU(2) doublet)	$-q$	-1
N_1 (right handed neutrino)	0	+1
N_2 (right handed neutrino)	q	-1
ϕ (SM singlet)	$-2q$	+1

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

$$\langle \eta \rangle = 0$$

$$\langle \phi \rangle \neq 0$$



● U(1)' invariant model

M_* Effective mass scale

$$\mathcal{L}_N = h_{\alpha 1} \bar{L}_\alpha H N_1 + h_{\alpha 2} \bar{L}_\alpha \eta N_2 + \frac{1}{2} M_* \bar{N}_1^c N_1 + \frac{\lambda}{2} \phi \bar{N}_2^c N_2 + \text{h.c.}$$

$$V = m_1^2 H^\dagger H + m_2^2 \eta^\dagger \eta + m_\phi^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda_1}{2} (H^\dagger H)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\eta^\dagger \eta)^2 + \frac{\lambda_3}{2} (\phi^\dagger \phi)^2$$

$$+ \lambda_4 (H^\dagger H) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_5 (H^\dagger \eta) (\eta^\dagger H) + \frac{\lambda_6}{2 M_*} [\phi (\eta^\dagger H)^2 + \text{h.c.}]$$

$$+ \lambda_7 \phi^\dagger \phi H^\dagger H + \lambda_8 \phi^\dagger \phi \eta^\dagger \eta$$

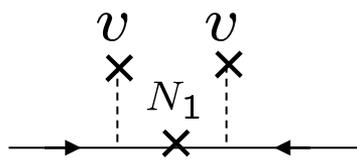
$\langle \phi \rangle \ll M_*$ U(1)' の自発的破れ

- ☆ $U(1)' \rightarrow Z_2$ 暗黒物質の安定性を保証
- ☆ $\frac{\lambda_6}{2 M_*} \langle \phi \rangle \ll O(1)$ λ_5 in Z_2 model
- ☆ $M_{N_2} = \lambda \langle \phi \rangle$ TeV mass \Rightarrow DM
- ☆ $M_{\eta^0}^2 \simeq m_\eta^2 + (\lambda_4 + \lambda_5) v^2 + \lambda_8 \langle \phi \rangle^2$
- ☆ $M_{Z'} = 2\sqrt{2} g' q \langle \phi \rangle$

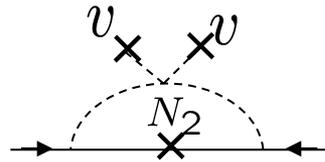
● Neutrino mass and DM abundance

Neutrino mass

$$\mathcal{M}_\nu = \frac{v^2}{M_*} \left[\mu^{(1)} + \frac{\lambda_6 I (M_{N_2}^2 / M_{\eta^0}^2)}{8\pi^2} \mu^{(2)} \right]$$

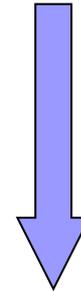


Seesaw mass



Radiative mass

$$\mu^{(a)} = \begin{pmatrix} h_{ea}^2 & h_{ea}h_{\mu a} & h_{ea}h_{\tau a} \\ h_{ea}h_{\mu a} & h_{\mu a}^2 & h_{\mu a}h_{\tau a} \\ h_{ea}h_{\tau a} & h_{\mu a}h_{\tau a} & h_{\tau a}^2 \end{pmatrix}$$



$$h_{e2} = 0, \quad h_{\mu 2} = h_{\tau 2};$$

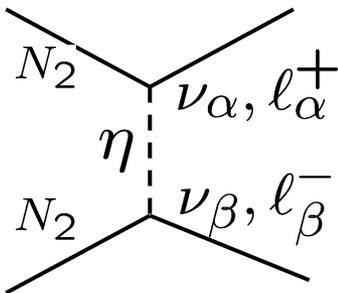
$$h_{e1} = h_{\mu 1} = -h_{\tau 1}$$

$$\left[\begin{array}{l} h_{e1}h_{e2} + h_{\mu 1}h_{\mu 2} + h_{\tau 1}h_{\tau 2} = 0 \\ U_{e3} \neq 0 \text{ を許す} \end{array} \right]$$

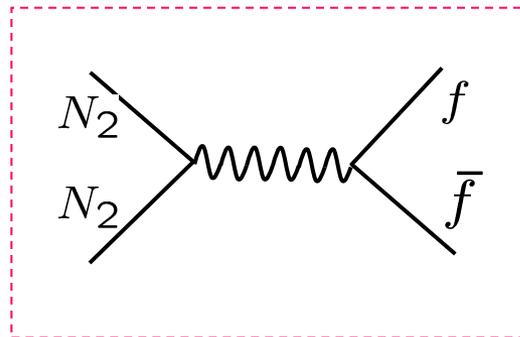
$\mu^{(1)}, \mu^{(2)}$ 同時対角化可能

Dark matter annihilation

η exchange



Z' exchange

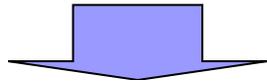


- Dominant contributions for the DM annihilation come from Z' exchange. The small neutrino couplings can be allowed.
- Quarks are included in the final states.

● $\mu \rightarrow e\gamma$ からの制限

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{64\pi(G_F M_{\eta^0})^2} \left| h_{\mu 2} h_{e 2}^* F_2 \left(\frac{M_{N_2}^2}{M_{\eta^0}^2} \right) \right|^2$$

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) \lesssim 1.2 \times 10^{-11}$$



$$M_{\eta^0} \gtrsim (360 - 500) \left(\frac{h_{\tau 2}}{0.1} \right) \text{ GeV} \quad M_{N_2} < M_{\eta^0}$$

☆ CDMからの条件 $M_{N_2} \gtrsim 150 \text{ GeV}$ と矛盾しない

☆ Z' 相互作用はflavorに依らない

⇒新たなFCNCのソースにならない

☆ Z_2 modelの場合より、CDMと $\mu \rightarrow e\gamma$ を両立させるための制限は緩和される

Summary

- ニュートリノ質量と暗黒物質の存在というSMでは説明できない実験結果が得られた現在、理論的動機付けとは一歩離れ、純粹に現象論的立場でこれらを説明できるようなSMの拡張を考えることは極めて有効かつ重要な試みと考えられる。
- ニュートリノ質量の小ささを説明する対称性が、暗黒物質の安定性を保証する可能性は興味深い。特に、非超対称模型での暗黒物質の候補を考える上では重要な可能性として注目に値する。
- 暗黒物質はTeV領域の物理として説明される可能性が大きく(WINP)、これをニュートリノ質量と関連させる場合、輻射補正による質量生成が重要な役割を演じることが期待される。この場合、Lepton flavor violating processesからの制限が重要になると同時に、模型の検証にも使える。
- 拡張模型ではニュートリノ質量と混合、暗黒物質、Leptogenesisによるバリオン数生成を同時に説明できる可能性を持つ。また、LHCで模型の兆候が見える可能性もあり、さらに深く検討してみる価値がある。
- 超対称化した場合には、超対称模型において従来とは異なる性質を持つ暗黒物質の候補を実現する一つの可能性を与えている。