

輻射ニュートリノ質量模型への 非可逆な選択則の適用

野村敬明 (四川大学)

References: arXiv: 2507.10299



Collaborated with Oleg Popov (Shenzhen MSU-BIT Univerisity)



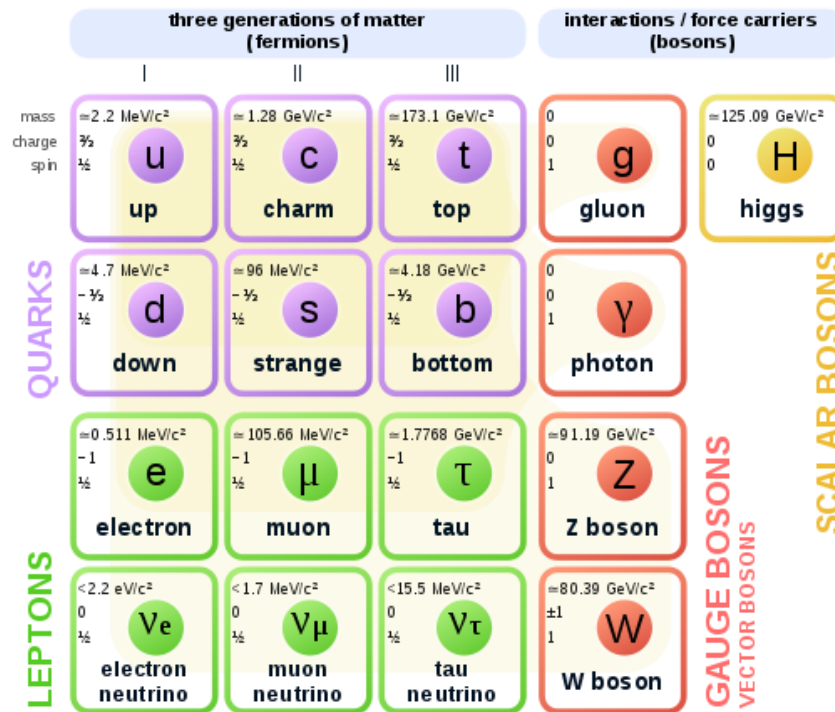
Outline of the talk

- 1. Introduction**
- 2. Reviews**
- 3. Constructing a model and analysis**
- 4. Summary**

1. Introduction

素粒子標準模型(SM)は良く実験・観測を説明している

Standard Model of Elementary Particles



場の量子論+ゲージ対称性 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

三世代のフェルミオンを導入

$\Rightarrow$ 電弱相互作用と強い相互作用

異なるフレーバー (flavor)として区別

よく出来た模型だがこれを超えた物理は必ず存在する

1. Introduction

標準模型を超えた物理を示唆する事象(の一部)

□宇宙における暗黒物質(DM)の存在

- ❖銀河の回転速度の観測は見えない質量を示唆
- ❖宇宙の大規模構造の形成にDMが必要
- ❖宇宙背景放射の観測から密度も見積もられている

WMAP, Planck ➡ $\Omega_{DM} h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$ Planck (2018)

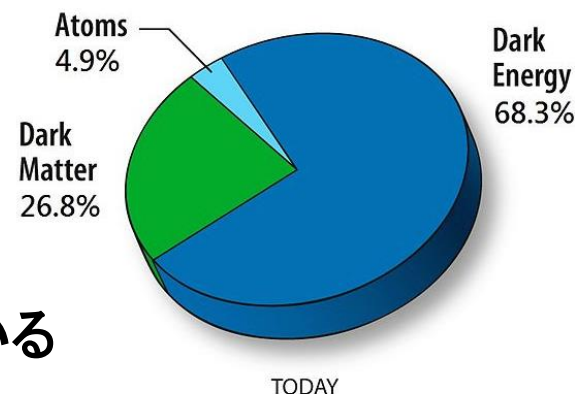
- ❖新粒子だとすると安定かつ中性で質量を持つ

□ニュートリノ質量

- ❖ニュートリノ振動実験から質量はゼロでないことがわかった
- ❖ニュートリノの質量を出すには標準模型の拡張は必須

□フレーバー

- ❖フレーバーの構造を標準模型を超えた物理で理解できるか？
- ❖質量模型の構造 (今回はレプトンフレーバーに着目する)



1. Introduction

レプトンフレーバー: SM (ニュートリノ質量なし) では保存量

$$\begin{aligned} L_l = & \overline{e_{L_a}} \gamma^\mu \partial_\mu e_{L_a} + \overline{e_{R_a}} \gamma^\mu \partial_\mu e_{R_a} + \overline{\nu_{L_a}} \gamma^\mu \partial_\mu \nu_{L_a} + m_a \overline{e_a} e_a \\ & + \frac{g}{2 \cos \theta_W} \left[\overline{\nu_{L_a}} \gamma^\mu \nu_{L_a} - \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) \overline{e_{L_a}} \gamma^\mu e_{L_a} Z_\mu - \sin^2 \theta_W \overline{e_{R_a}} \gamma^\mu e_{R_a} \right] Z_\mu \\ & - \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{\nu_{L_a}} \gamma^\mu e_{L_a}^- W_\mu^+ + h.c. \quad (a = e, \mu, \tau) \end{aligned}$$

このラグランジアンは以下の変換に対し不変

$$e_{L_a}(Ra) \rightarrow e^{-i\theta_a} e_{L_a}(Ra), \nu_{L_a} \rightarrow e^{-i\theta_a} \nu_{L_a}$$

レプトンフレーバー対称性

$$\text{Global } U(1)_{L_e} \times U(1)_{L_\mu} \times U(1)_{L_\tau}$$

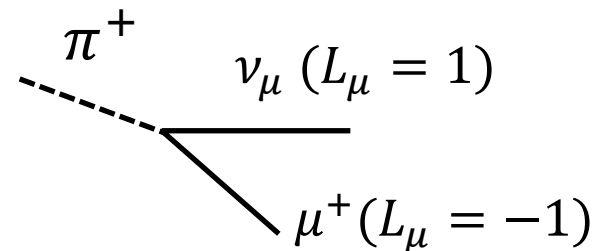


Noether's の定理より保存チャージが存在

レプトンフレーバーが保存チャージにより与えられる

	L_e	L_μ	L_τ
$e_{L,R}, \nu_{eL} (\bar{e}_{L,R}, \bar{\nu}_{eL})$	1(-1)	0	0
$\mu_{L,R}, \nu_{\mu L} (\bar{\mu}_{L,R}, \bar{\nu}_{\mu L})$	0	1(-1)	0
$\tau_{L,R}, \nu_{\tau L} (\bar{\tau}_{L,R}, \bar{\nu}_{\tau L})$	0	0	1(-1)

フレーバーを保存する過程



1. Introduction

ニュートリノに質量があるとレプトンフレーバーが破れ得る

荷電レプトンと同じようにニュートリノ質量項を考えてみる (ν_R を追加)

$$L \supset m_{ii}^e \overline{e_{L_i}} e_{R_j} + m_{ij}^\nu \overline{\nu_{L_i}} \nu_{R_j} + h.c. \quad (\text{荷電レプトン質量基底; } i=e, \mu, \tau)$$

ニュートリノ質量行列を対角化

$$\text{diag}(m_{\nu 1}, m_{\nu 2}, m_{\nu 3}) = U_{ai}^{L\dagger} m_{ij}^e U_{ja}^R$$

$$\nu_{L_a} = U_{ai}^L \nu_{L_i}$$

$$\nu_{R_a} = U_{ai}^R \nu_{R_i}$$

運動項や電磁・中性カレントは対角のままだが... (a = 1, 2, 3)

$$L_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \overline{\nu_{L_a}} U_{ai}^{PMNS} \gamma^\mu e_{L_i}^- W_\mu^+ + h.c. \quad \text{荷電カレントは非対角 } (U_{ai}^{L\dagger} = U_{ai}^{PMNS})$$

レプトンフレーバーは保存しない

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad c_{ij}(s_{ij}) = \cos\theta_{ij}(\sin\theta_{ij})$$

1. Introduction

ニュートリノ質量と混合

❖ 標準模型におけるニュートリノの相互作用

($l=e,\mu,\tau$)

$$-L_{CC+NC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_l \bar{\nu}_{Ll} \gamma^\mu l_L^- W_\mu^+ + \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_l \bar{\nu}_{Ll} \gamma^\mu \nu_{Ll} Z_\mu$$

フレーバー固有状態で記述

ニュートリノに質量があるなら質量固有状態とは別でありうる

時間発展

$$|\nu_l\rangle = (U_{PMNS})_{li} |\nu_i\rangle \quad \Rightarrow \quad |\nu_l(t)\rangle = (U_{PMNS})_{li} |\nu_i\rangle e^{-iE_i t}$$

フレーバー固有状態

質量固有状態

($l=e,\mu,\tau$)

($i=1,2,3$)

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_{21}}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}} \end{pmatrix},$$

$$c_{ij}(s_{ij}) = \cos\theta_{ij}(\sin\theta_{ij})$$

(Notation of the Majorana phases are different from PDG)

1. Introduction

ニュートリノ質量と混合

❖ ニュートリノ振動 (単純化するため二世代だけで考える)

フレーバー固有状態の時間発展

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle e^{-iE_1 t} + \sin\theta |\nu_2\rangle e^{-iE_2 t}$$

$$|\nu_\mu(t)\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle e^{-iE_1 t} + \cos\theta |\nu_2\rangle e^{-iE_2 t}$$

$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ の時刻 t における遷移確率

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) &= |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{E_2 - E_1}{2} t \right] \approx \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{\Delta M^2 L}{4E} \right] \end{aligned}$$

$$\left(E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2E}, \quad \Delta M^2 = m_2^2 - m_1^2, \quad L \approx t \right)$$

確率が振動している→ニュートリノ振動

この確率を観測することで混合角や質量差を見積もることができる

1. Introduction

□ニュートリノ振動から見積もられた混合角や質量差の値

NuFit 6.0: <http://www.nu-fit.org/?q=node/294> *I. Estavan et. al. JHEP 12 (2025) 216, arXiv:2410.05380*

		Normal Ordering (best fit)		Inverted Ordering ($\Delta\chi^2 = 6.1$)	
		bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
IC24 with SK atmospheric data	$\sin^2 \theta_{12}$	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	$0.275 \rightarrow 0.345$	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	$0.275 \rightarrow 0.345$
	$\theta_{12}/^\circ$	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	$31.63 \rightarrow 35.95$	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	$31.63 \rightarrow 35.95$
	$\sin^2 \theta_{23}$	$0.470^{+0.017}_{-0.013}$	$0.435 \rightarrow 0.585$	$0.550^{+0.012}_{-0.015}$	$0.440 \rightarrow 0.584$
	$\theta_{23}/^\circ$	$43.3^{+1.0}_{-0.8}$	$41.3 \rightarrow 49.9$	$47.9^{+0.7}_{-0.9}$	$41.5 \rightarrow 49.8$
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02215^{+0.00056}_{-0.00058}$	$0.02030 \rightarrow 0.02388$	$0.02231^{+0.00056}_{-0.00056}$	$0.02060 \rightarrow 0.02409$
	$\theta_{13}/^\circ$	$8.56^{+0.11}_{-0.11}$	$8.19 \rightarrow 8.89$	$8.59^{+0.11}_{-0.11}$	$8.25 \rightarrow 8.93$
	$\delta_{CP}/^\circ$	212^{+26}_{-41}	$124 \rightarrow 364$	274^{+22}_{-25}	$201 \rightarrow 335$
	$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	$6.92 \rightarrow 8.05$	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	$6.92 \rightarrow 8.05$
	$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+2.513^{+0.021}_{-0.019}$	$+2.451 \rightarrow +2.578$	$-2.484^{+0.020}_{-0.020}$	$-2.547 \rightarrow -2.421$

$m_1 < m_2 < m_3$

$m_3 < m_1 < m_2$

Lage θ_{12} and θ_{23} angles; small mass differences

1. Introduction

□ニュートリノ振動の観測からわかったこと

- ✓ 少なくとも二つのニュートリノは質量を持つ(二つの質量差から)
- ✓ ニュートリノの質量は小さい eV以下 (電子質量は $\sim 5.11 \times 10^5$ eV)
- ✓ レプトンフレーバーの保存は破れている(混合角)

1. Introduction

ニュートリノの質量と混合の起源は謎

❖ どうやってニュートリノの質量を生成するか？

❖ その小ささをどう説明するか

⇒ 質量スケールは $O(\text{eV})$ 以下

✓ これを説明するいくつかの機構はある(後で紹介)

❖ 質量のタイプは？; Majorana or Dirac?

❖ 質量の階層性; normal ($m_1 < m_2 < m_3$) or inverted ($m_3 < m_1 < m_2$)

❖ 質量行列の構造を対称性で説明できるか？

✓ 背後にフレーバー対称性が存在するか？

Outline of the talk

1. Introduction

2. Reviews

3. Constructing a model and analysis

4. Summary

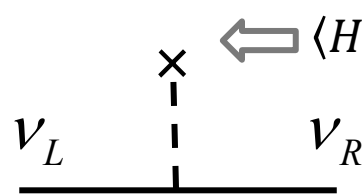
ニュートリノの質量生成の機構について

2. Review

ツリーレベルでのニュートリノ質量の生成①

標準模型の他のフェルミオンと同じように質量が生成される場合

右巻ニュートリノを導入(gauge singlet)



$\langle H \rangle = v/\sqrt{2}$:Higgs vacuum expectation value (VEV ~ 246 GeV)

Dirac 質量項 (レプトン数は保存)

$$L_{m_\nu} = \frac{y_\nu v}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \nu \qquad m_\nu = \frac{y_\nu v}{\sqrt{2}}$$

ニュートリノの質量スケールは $m_\nu \sim 0.1$ eV

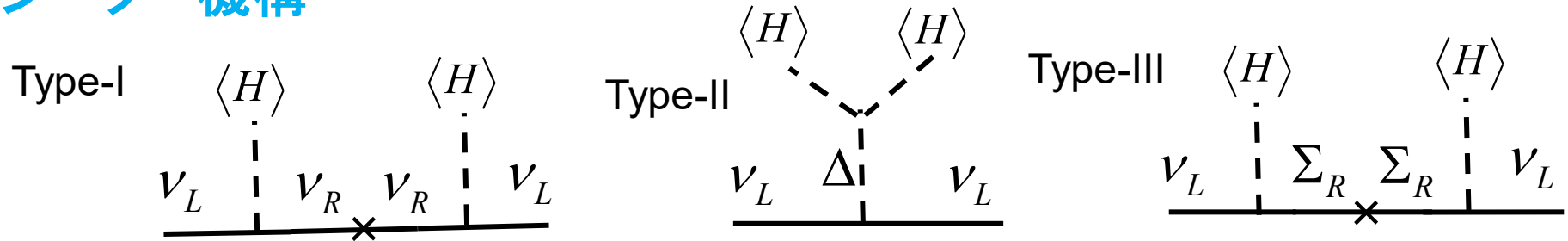
$\Rightarrow$ Yukawa couplingは非常に小さい $y_\nu \leq 10^{-11}$ $\left[\frac{m_e}{v} \sim 10^{-6} \right]$

他のフェルミオンとは違う機構が働いている可能性を考えるのは妥当

2. Review

ツリーレベルでのニュートリノ質量の生成②

シーソー機構



❖ Type-I & III seesaw models

Type-I: Minkowski '77; Gell-Mann, Ramond, Slansky; Yanagida; Glashow; Mohapatra; Senjanovic '79

Type-III: Foot, Lew, He, Joshi '89

$$L_{type-I} = y_N \bar{L}_L \nu_R \tilde{H} + \frac{1}{2} M \bar{\nu}_R^c \nu_R + h.c. \quad \left[\tilde{H} = i\sigma_2 H^* \right]$$

$$L_{type-III} = y_N \bar{L}_L \Sigma_R \tilde{H} + \frac{1}{2} M \bar{\Sigma}_R^c \Sigma_R + h.c. \quad \Sigma_R = \begin{pmatrix} \Sigma^0 & \Sigma^+ \\ \Sigma^- & -\Sigma^0 \end{pmatrix}$$

SU(2) triplet, Y=0

中性レプトンの質量項

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_L \\ \bar{N}_R^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ N_R \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{対角化}} m_\nu \sim m_D M^{-1} m_D^T$$

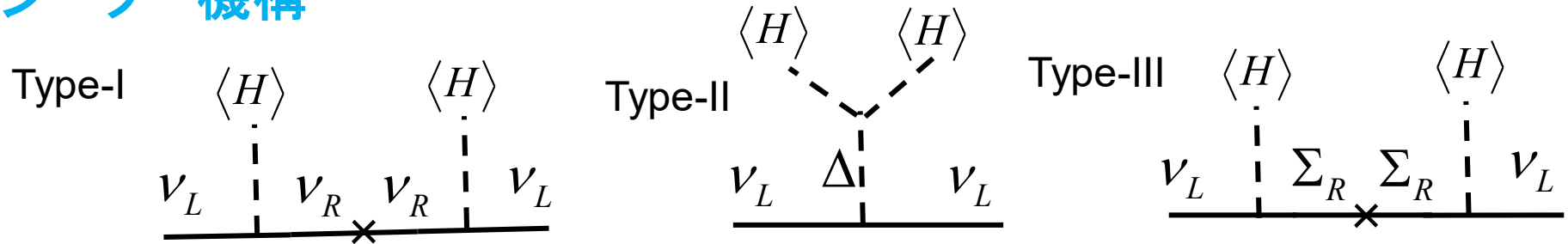
$(N = \nu(\Sigma^0), m_D = y_N v / \sqrt{2})$

Small neutrino mass with large M

2. Review

ツリーレベルでのニュートリノ質量の生成②

シーソー機構



❖ Type-II seesaw model

W.Konetschny, W.Kummer PLB70(1977) T. P. Chen, L. F. Li PRD22(1980)
J. Schechter, J. W. F. Valle PRD22(1980)

Higgs triplet: $\Delta = \begin{pmatrix} \Delta^+ / \sqrt{2} & \Delta^{++} \\ \Delta^0 & -\Delta^+ / \sqrt{2} \end{pmatrix}$ **VEV:** $\langle \Delta \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_\Delta / \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}$

新たなtripletとのYukawa相互作用がニュートリノ質量を生成

$$L_Y = -h_{ij} \bar{L}_{iL}^T C i \sigma_2 \Delta L_{jL} + h.c., \quad \Rightarrow \quad L_Y = -M_{\nu}^{ij} \bar{\nu}_i^c \nu_j + h.c., \quad M_{\nu}^{ij} \sim h_{ij} v_\Delta$$

Triplet VEV

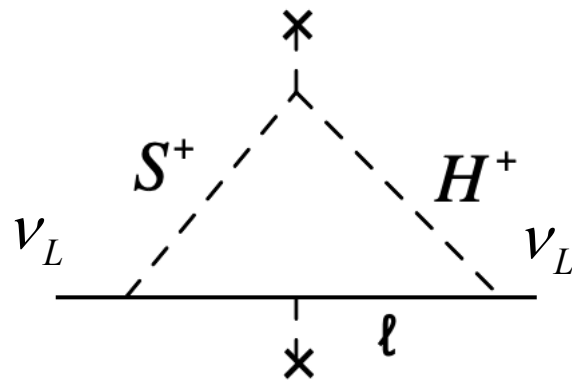
$$V \supset M_\Delta^2 \text{Tr}[\Delta^\dagger \Delta] + \mu H^T \Delta H \quad \Rightarrow \quad v_\Delta \propto \frac{\mu v^2}{M_\Delta^2}$$

小さい μ (または大きな M_Δ) が triplet VEV を小さくする $\rightarrow$ 軽いニュートリノ質量

2. Review

量子補正によるニュートリノ質量生成(輻射シーソー模型)

Ex 1)



Zee (1980)

Zee Model

$$L_{new} = y \bar{L}^c L S^+ + y' \bar{L} \ell H_2 \\ + \lambda H_1 H_2 S^- + h.c.$$

$$m_\nu \propto \frac{y m_l y'}{(4\pi)^2}$$

ツリーレベルではニュートリノはマスレスだが量子補正を考えると質量が出る

⇒ 摂動の高次の効果なので小さい

□ 模型の構造

- Two Higgs doublet model (THDM) + singlet charged scalar
- 右巻ニュートリノはない
- ツリーでの質量を禁じるのに新しい対称性は導入する必要ない

2. Review

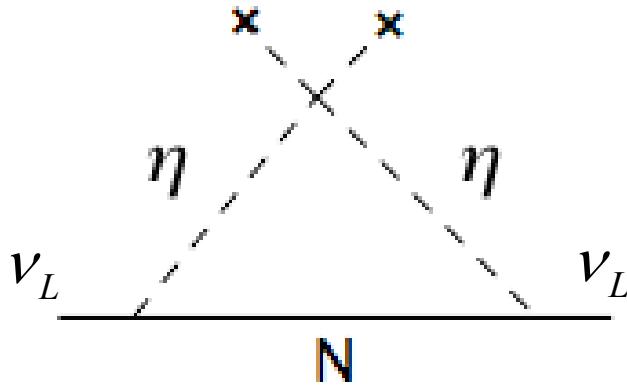
量子補正によるニュートリノ質量生成(輻射シーソー模型)

Ex 2) Scotogenic model (Ma model, Ma 2006)

N: $\mathbf{Z}_2$ odd singlet fermions, η : $\mathbf{Z}_2$ odd Higgs doublet

$$\mathcal{L}_{Y_\ell} = y^e \overline{L}_L \ell_R H + y^\eta \overline{L}_L N_R \eta + \frac{1}{2} M_N \overline{N}_R^c N_R + h.c.,$$

$$V = \mu_\eta^2 \eta^\dagger \eta - \lambda_0 (H \eta)^2 + \lambda_{H\eta} (H^\dagger H) (\eta^\dagger \eta) + \lambda'_{H\eta} |H \eta|^2 + \text{other trivial terms.}$$



$$\Delta m^2 \equiv m_{\eta_I}^2 - m_{\eta_R}^2 = 2\lambda_0 v^2$$

$$(m_\nu)_{ij} \simeq \sum_{\alpha=1-3} \frac{y_{i\alpha}^\eta M_\alpha F_\alpha (y^\eta)_{\alpha j}^T}{(4\pi)^2} \propto \frac{\Delta m^2}{(4\pi)^2 M_\alpha} y^\eta (y^\eta)^T \quad (M_\alpha \gg m_{\text{scalar}})$$

□ Model structure

- ツリーでのニュートリノ質量は $\mathbf{Z}_2$ 対称性で禁止する
- 最も軽い $\mathbf{Z}_2$ 奇チャージを持った中性粒子はDMの候補になる

後の話はこの模型を元にします

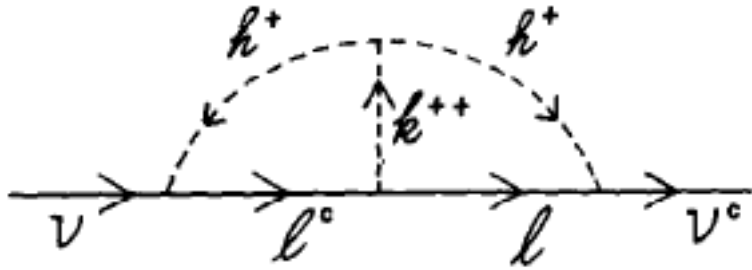
2. Review

量子補正によるニュートリノ質量生成(輻射シーソー模型)

2ループレベルの例

□ Zee-Babu model

Babu (1986)



$$L \supset f_{ij} \bar{L}_i^c L_j h^+ + g_{ij} \bar{e}_R^i e_R^j k^{++} + h.c.$$

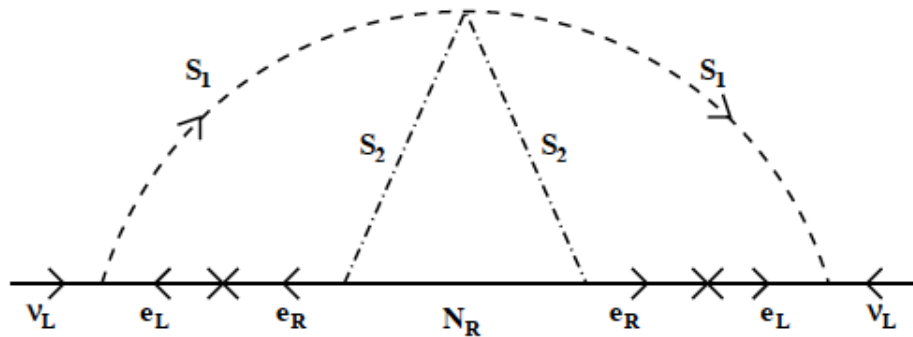
複数の荷電スカラー粒子を入れることでニュートリノ質量を生成

2. Review

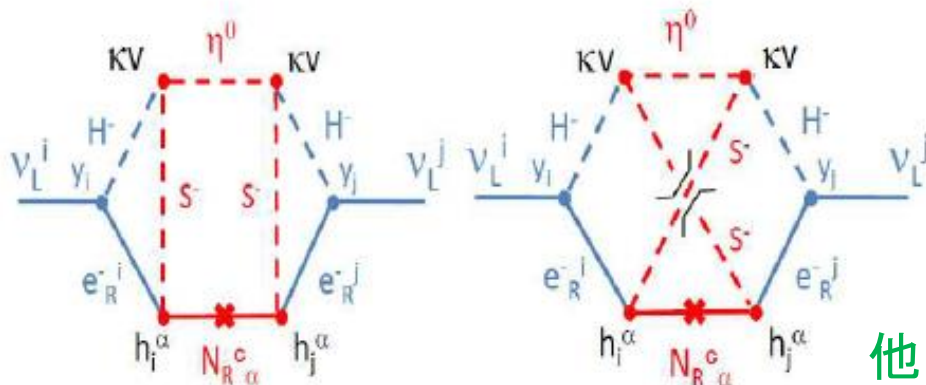
量子補正によるニュートリノ質量生成(輻射ニュートリノ質量)

3ループレベルの例

□ Model by Krauss, Nasri and Trodden (2002)



□ Model by Aoki, Kanemura and Seto (2008)



他にもまだまだいろいろな模型がある

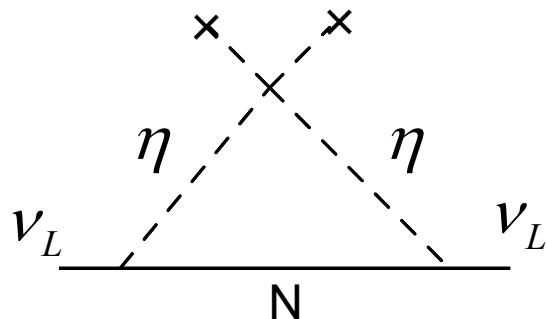
2. Review

輻射シーソー模型とレプトンフレーバーの破れ

Lepton Flavor Violation (LFV)

一般的に輻射シーソー模型からLFV現象が誘起される

EX)

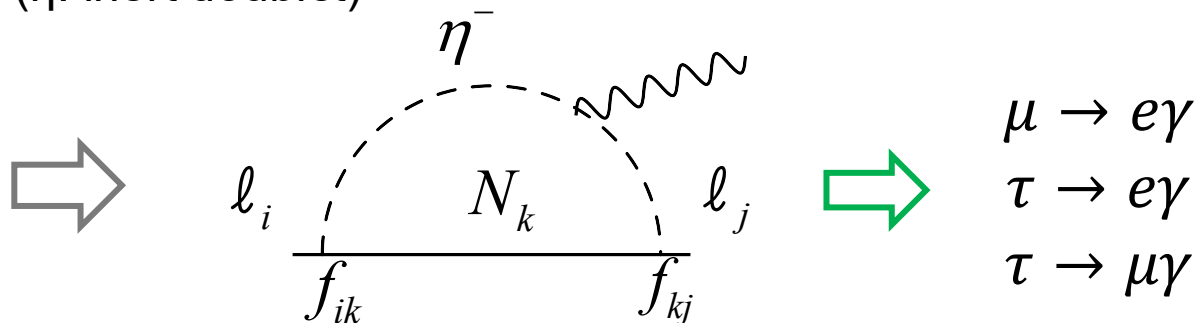


模型に含まれる相互作用

$$L \square f_{ij} \bar{L}_i \eta N + h.c.$$

フレーバーに依存した結合

Scotogenic model (η : inert doublet)



$$\mu \rightarrow e \gamma$$

$$\tau \rightarrow e \gamma$$

$$\tau \rightarrow \mu \gamma$$

荷電レプトンのLFV崩壊過程

実験での検証ができる・制限を考慮しなくてはならない

2. Review

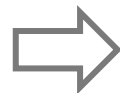
小さなニュートリノの質量を出す機構はいくつもある

ただし、それらの枠組み内ではフレーバーの構造は説明されない

 Yukawa結合の構造は制限されない



対称性によりその構造を制限することができる

 フレーバー対称性: Flavor symmetries

✓ 特にレプトンフレーバーに注目

 新たな試みとして非可逆な Z_M 選択則(対称性)を考えてみる

非可逆な対称性(選択則)について

2. Review

オリジナルな Z_M 対称性 (M : 整数値)

$$\text{生成子: } g = e^{2\pi i/M} \Rightarrow g^M = 1$$

$$\text{元間の積: } g^{k_1} g^{k_2} = g^{k_1+k_2} \quad g^{k_1} g^{-k_2} = g^{k_1-k_2}$$

場 $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$ がそれぞれ $g^{k_1}, g^{k_2}, \dots, g^{k_n}$ の変換をするとき ($\phi_i \rightarrow g^{k_i} \phi_i$)

$\phi_1 \phi_2 \dots \phi_n$ 項が Z_M 不変であるには $k_1 + k_2 + \dots + k_n = 0 \pmod{M}$

逆変換に対する元は $(g^k)^{-1} = g^{-k}$

$\Rightarrow$ 変換は群を構成する

通常対称性は群で記述され逆元を持つ (可逆性を持つ)

$$ab = c \rightarrow a = cb^{-1} \quad (\text{積を逆に解ける})$$

2. Review

□ 非可逆な対称性

変換に対する元 U_i と U_j の積に対し

$$U_i U_j = \sum_k C_{ijk} U_k$$

E.P.Verlinde ('88),
G.W.Moore and N. Seiberg ('89)
Etc.

右辺は一つ元ではなく和になっている $\Rightarrow$ 群の要請を満たさない

このような “fusion rules” の例

Fibonacci algebra:

$$\mathbb{I} \otimes \mathbb{I} = \mathbb{I}, \quad \mathbb{I} \otimes \tau = \tau \otimes \mathbb{I} = \tau, \quad \tau \otimes \tau = \mathbb{I} \oplus \tau$$

Ising algebra:

$$\mathbb{I} \otimes \mathbb{I} = \mathbb{I}, \quad \mathbb{I} \otimes x = x \otimes \mathbb{I} = x, \quad \epsilon \otimes \epsilon = \mathbb{I}, \quad \epsilon \otimes \sigma = \sigma \otimes \epsilon = \sigma, \quad \sigma \otimes \sigma = \mathbb{I} \oplus \epsilon$$

これらは非可逆な Z_M 対称性から出てき得る

2. Review

非可逆 Z_M の実現 (概略)

T. Kobayashi, H. Otsuka, JHEP 11 (2024) 120,
S. Funakoshi, T. Kobayashi, H. Otsuka, JHEP 04 (2025) 183

Z_2 gauging of Z_M symmetry in

Magnetized D-brane models in type-II super-string

+

T^2/Z_2 orbifolding with Z_2 (extra dimension)

❖ Z_2 gauging of Z_M under Z_2 orbifolding

Z_2 の元 r が次の作用をすると要請

$$ege^{-1} = g, \quad rgr^{-1} = g^{-1}$$

その下で次の “class” (共役類) を定義

$\left[\begin{array}{c} Z_M \rightarrow Z_M \text{ 自己同型写像} \end{array} \right]$

$$[g^k] = \{hg^kh^{-1} \mid h = e, r\}$$

➤ $[g^k]$ は g^k と $g^{-k} = g^{M-k}$ を含む

$$\checkmark [g^{M-k}] = [g^{-k}] = [g^k]$$

Classは Z_M の
元とその逆元を含む

2. Review

高次元の理論におけるマスレスモードが4次元に残る

⇒ マスレスモードに課される条件が選択則を与える

Z_M の下で変換するモード φ_k を考える: $\varphi_k \rightarrow g^k \varphi_k$

Under Z_2 orbifolding (e.g. T_2/Z_2)

$$\begin{aligned} \varphi_k &\xrightarrow{Z_2} r\varphi_k \xrightarrow{Z_M} rg^k\varphi_k \\ &= rg^kr^{-1}r\varphi_k = g^{-k}r\varphi_k \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad r\varphi_k \text{ は } g^{-k} \text{ で変換} \rightarrow r\varphi_k = \varphi_{-k}$$

Z_2 不変で Z_M の下で非自明な変換をするマスレスモードは

$$\varphi_k + \varphi_{M-k} \left(\xrightarrow{Z_2} \varphi_{-k} + \varphi_{-M+k} = \varphi_k + \varphi_{M-k} \right) \quad \text{Class}[g^k] \text{ に属す}$$

4次元で残る相互作用は各モードが属すclassの積が自明なclassを含むもの
[g⁰]

2. Review

❖ “class”の積と選択則

T. Kobayashi, H. Otsuka JHEP 11 (2024) 120

T. Kobayashi, H. Otsuka, M. Tanimoto JHEP 12 (2024) 117

$$[g^{k_1}][g^{k_2}] = [g^{k_1+k_2}] + [g^{M-k_1+k_2}]$$

例として場 ϕ_1 と ϕ_2 それぞれに $[g^{k_1}]$ と $[g^{k_2}]$ を割り当てる

項 $\phi_1\phi_2$ は $[g^{k_1+k_2}]$ か $[g^{M-k_1+k_2}]$ が $[g^0]$ なら許される

注: 同じ場の積は $[g^0]$ を常に含む

$$\Rightarrow [g^{k_1}][g^{k_1}] = [g^{2k_1}] + \underline{[g^M]} \\ = [g^0]$$

同様な議論を3点以上の場を含む項に対し拡張できる

2. Review

❖ “class”の積と選択則

具体例: $M=4$

$$[g^0] = [g^4], [g^1] = [g^3], [g^2] \quad \text{独立なclassは3つ}$$

Classの積則 $\left([g^{k_1}][g^{k_2}] = [g^{k_1+k_2}] + [g^{M-k_1+k_2}] \right)$

$$[g^0][g^1] = [g^1], \quad [g^0][g^2] = [g^2], \quad [g^1][g^1] = [g^0] + [g^2], \quad [g^1][g^2] = [g^3]$$

$\{[g^0], [g^1], [g^2]\}$ を三代のフェルミオン $\{\psi_1, \psi_2, \psi_3\}$ に割り当ててみる

場の積に対し
出てくるclass $(\bar{\psi}\psi)_{ij} :$

$$\begin{pmatrix} [g^0] & [g^1] & [g^2] \\ [g^1] & [g^0] + [g^2] & [g^1] \\ [g^2] & [g^1] & [g^0] \end{pmatrix}$$

$\bar{\psi}_i \psi_j \phi$ 項は ϕ が $\bar{\psi}_i \psi_j$ と同じclassの時許される

2. Review

$$(\bar{\psi}\psi)_{ij} : \begin{pmatrix} [g^0] & [g^1] & [g^2] \\ [g^1] & [g^0] + [g^2] & [g^1] \\ [g^2] & [g^1] & [g^0] \end{pmatrix}$$

相互作用 $\bar{\psi}_i\psi_j\phi$ の構造は ϕ へのclassの割り当てに依存する



$$\begin{pmatrix} \times & 0 & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & 0 & \times \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \\ 0 & \times & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & \times \\ 0 & \times & 0 \\ \times & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Class of ϕ : $[g^0]$

$[g^1]$

$[g^2]$

非自明な相互作用の構造が出てくる

2. Review

❖ 非可逆な Z_M 選択則は量子補正で破れる

J.J. Heckman, et. al. PRD 110(2024), 106001;

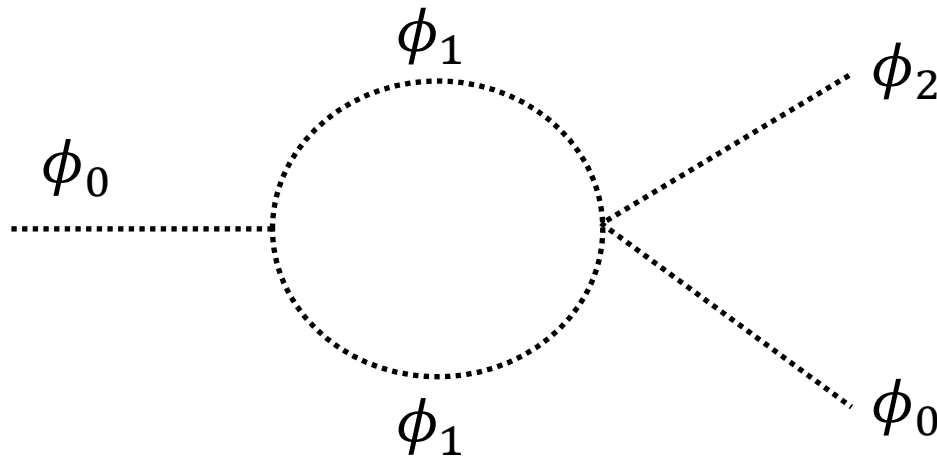
J. Kaidi, Y.Tachikawa, H.Y.Zhang, *SciPost Phys.* 17 (2024) 6, 169

Ex) 例えば $\phi_0: [g^0], \phi_1: [g^1], \phi_2: [g^2]$ と非可逆な M_4 の下で割り当てたとする

$$[g^0] = [g^4], [g^1] = [g^3], [g^2]$$

$$[g^0][g^1] = [g^1], [g^0][g^2] = [g^2], [g^1][g^1] = [g^0] + [g^2], [g^1][g^2] = [g^1]$$

相互作用項 $\phi_0\phi_0\phi_2$ はツリーレベルでは禁止されるが...



ループダイアグラムで出る

これに関する現象論的な議論も以下の論文でされている

M. Suzuki, L.X. Xu, 2503.19964; T.Kobayashi, H.Okada, H.Otsuka, 2505.14878

非可逆 Z_M 選択則は興味深い性質を持つ



Scotogenic模型への適用を考えてみる

オリジナルな模型は Z_2 対称性を課していた



拡張

非可逆な Z_M 対称性(選択則)

輻射シーソー機構は保たれるか？

DM候補は残るか？

観測と矛盾しないニュートリノ質量行列は出せるか？

レプトンフレーバーの構造への制限は？

Outline of the talk

1. Introduction

2. Reviews

3. Constructing a model and analysis

4. Summary

3. Constructing a model and analysis

We apply a non-invertible Z_M symmetry to Scotogenic model

⇒ Replacing original discrete Z_2 symmetry

Some criteria:

- The flavors of lepton are distinguished by class $[g^k]$
- The neutrino mass is generated by Scotogenic way at 1-loop
- Stability of DM is guaranteed at least renormalizable level
- The SM Higgs field is trivial under Z_M

We explore minimal assignment of classes

3. Constructing a model and analysis

How about the simplest case?

$$\Rightarrow M=4$$

$$[g^0] = [g^4], [g^1] = [g^3], [g^2] \quad \text{Three independent classes}$$

$$\{[g^0], [g^1], [g^2]\} \quad \text{for three generations of } \{L, e, N\}$$

$$y_e \bar{L} e H: \begin{pmatrix} \overline{L_1} \\ \overline{L_2} \\ \overline{L_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \times & 0 & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & 0 & \times \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{pmatrix} H \quad \begin{array}{l} \text{Diagonal Yukawa structure} \\ \text{The same for } \bar{L} N \tilde{H} \end{array}$$

$$[g^0][g^{1(2)}] = [g^{1(2)}], [g^1][g^2] = [g^1], [g^1][g^1] = [g^0] + [g^2]$$

$$[g^2][g^2] = [g^0]$$

$$\begin{pmatrix} [g^0] & [g^1] & [g^2] \\ [g^1] & [g^0] + [g^2] & [g^1] \\ [g^2] & [g^1] & [g^0] \end{pmatrix}$$

3. Constructing a model and analysis

How about the simplest case?

⇒ $M=4$

$[g^0] = [g^4], [g^1] = [g^3], [g^2]$ Three independent classes

$\{[g^0], [g^1], [g^2]\}$ for three generations of $\{L, e, N\}$

$y_N \bar{L} N \eta$: The Yukawa structure depends on class for η

$$\eta([g^0]): \begin{pmatrix} \times & 0 & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & 0 & \times \end{pmatrix}, \eta([g^1]): \begin{pmatrix} 0 & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \\ 0 & \times & 0 \end{pmatrix}, \eta([g^2]): \begin{pmatrix} 0 & 0 & \times \\ 0 & \times & 0 \\ \times & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Anyway, we can not forbid $\bar{L} N \tilde{H}$

⇒ Type-I + Scotogenic and no DM candidate

We need to distinguish $\{L, e\}$ and N

3. Constructing a model and analysis

We need at least 5 classes (for two generation of N)

$$\Rightarrow M=8$$

$$[g^0] = [g^8], [g^1] = [g^7], [g^2] = [g^6], [g^3] = [g^5], [g^4] \quad 5 \text{ classes}$$

$$L, e : \{[g^0], [g^1], [g^2]\} \text{ and } N: \{[g^3], [g^4]\}$$

$y_e \bar{L} e H$: Diagonal and no $\bar{L} N \tilde{H}$

$$y_e \bar{L} N \eta: \begin{pmatrix} \overline{L_1} \\ \overline{L_2} \\ \overline{L_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [g^3] & [g^4] \\ [g^2] + [g^4] & [g^3] \\ [g^1] + [g^3] & [g^2] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \eta$$

$$\Rightarrow \eta([g^2]): \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \times & 0 \\ 0 & \times \end{pmatrix}, \eta([g^3]): \begin{pmatrix} \times & 0 \\ 0 & \times \\ \times & 0 \end{pmatrix}, \eta([g^4]): \begin{pmatrix} 0 & \times \\ \times & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$\eta([g^3])$ would work but 23(32) element of $\bar{L} e \eta$ is not forbidden

No DM

3. Constructing a model and analysis

Other combination gives different pattern in $M=8$

$$[g^0] = [g^8], [g^1] = [g^7], [g^2] = [g^6], [g^3] = [g^5], [g^4]$$

$$L, e : \{[g^0], [g^4], [g^2]\} \text{ and } N: \{[g^3], [g^1]\}$$

$$y_e \bar{L} N \eta: \begin{pmatrix} \overline{L_1} \\ \overline{L_2} \\ \overline{L_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [g^3] & [g^1] \\ [g^1] & [g^3] \\ [g^1] + [g^3] & [g^1] + [g^5] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \eta$$

$$\Rightarrow \eta([g^1]): \begin{pmatrix} 0 & \times \\ \times & 0 \\ \times & \times \end{pmatrix}$$

$[g^1]$ is good for neutrino mass matrix and no $\bar{L} e \eta$ term

DM is OK

3. Constructing a model and analysis

Viable assignments up to M=11

Model class	Z_M	$L(\bar{e})$	N	η	y^η	m_ν
(1)	Z_8	$\{[g^0], [g^4], [g^2]\}$	$\{[g^3], [g^1]\}$	$[g^1]$	$\begin{pmatrix} 0 & * \\ * & 0 \\ * & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$
(2)	Z_8	$\{[g^0], [g^4], [g^2]\}$	$\{[g^3], [g^1]\}$	$[g^3]$	$\begin{pmatrix} * & 0 \\ 0 & * \\ * & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$
(3)	Z_{10}	$\{[g^0], [g^4], [g^2]\}$	$\{[g^3], [g^1], [g^5]\}$	$[g^3]$	$\begin{pmatrix} * & 0 & 0 \\ * & * & 0 \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$
(4)	Z_{10}	$\{[g^3], [g^1], [g^5]\}$	$\{[g^0], [g^4], [g^2]\}$	$[g^1]$	$\begin{pmatrix} 0 & * & * \\ * & 0 & * \\ 0 & * & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & * & * \\ * & * & 0 \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$
(5)	Z_{11}	$\{[g^0], [g^1], [g^2]\}$	$\{[g^3], [g^4], [g^5]\}$	$[g^5]$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$
(6)	Z_{11}	$\{[g^0], [g^4], [g^2]\}$	$\{[g^3], [g^1], [g^5]\}$	$[g^1]$	$\begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & 0 & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$
(7)	Z_{11}	$\{[g^0], [g^1], [g^5]\}$	$\{[g^3], [g^4], [g^2]\}$	$[g^3]$	$\begin{pmatrix} * & 0 & 0 \\ 0 & * & * \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$
(8)	Z_{11}	$\{[g^0], [g^3], [g^5]\}$	$\{[g^1], [g^4], [g^2]\}$	$[g^4]$	$\begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & * & 0 \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$

3. Constructing a model and analysis

We consider benchmark model

$$M=11$$

$$[g^0] = [g^{11}], [g^1] = [g^{10}], [g^2] = [g^9], [g^3] = [g^8], [g^4] = [g^7], \\ [g^5] = [g^6] \quad 6 \text{ classes}$$

$$L, e : \{[g^0], [g^1], [g^2]\} \text{ and } N: \{[g^3], [g^4], [g^5]\}$$

$$y_e \bar{L} N \eta: \begin{pmatrix} \overline{L_1} \\ \overline{L_2} \\ \overline{L_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [g^3] & [g^4] & [g^5] \\ [g^2] + [g^4] & [g^3] + [g^5] & [g^4] + [g^5] \\ [g^1] + [g^5] & [g^2] + [g^5] & [g^3] + [g^4] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix} \eta$$

$$\Downarrow \\ \eta([g^4]): \begin{pmatrix} 0 & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \\ 0 & 0 & \times \end{pmatrix}, \eta([g^5]): \begin{pmatrix} 0 & 0 & \times \\ 0 & \times & \times \\ \times & \times & 0 \end{pmatrix}$$

$[g^5]$ is good for neutrino mass matrix and no $\bar{L} e \eta$ term

DM is OK

3. Constructing a model and analysis

We thus consider non-invertible Z_{11} as a benchmark case

(Note: we consider three generation of N but two generation is also possible)

Field contents and assignment of classes

Fields	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Z_{11}
L	2	$-\frac{1}{2}$	$\{[g^0], [g^1], [g^2]\}$
$\bar{\ell}$	1	1	$\{[g^0], [g^1], [g^2]\}$
N	1	0	$\{[g^3], [g^4], [g^5]\}$
H	2	$\frac{1}{2}$	$[g^0]$
η	2	$-\frac{1}{2}$	$[g^5]$

$$\mathcal{L}_{Y_\ell} = y^e \overline{L}_L \ell_R H + y^n \overline{L}_L N_R \eta + \frac{1}{2} M_N \overline{N}_R^c N_R + h.c.,$$

$$V = \mu_\eta^2 \eta^\dagger \eta - \lambda_0 (H\eta)^2 + \lambda_{H\eta} (H^\dagger H) (\eta^\dagger \eta) \\ + \lambda'_{H\eta} |H\eta|^2 + \text{other trivial terms.}$$

3. Constructing a model and analysis

Scalar sector is the same as original Scotogenic model

$$\eta = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta_R + i\eta_I) \\ \eta^- \end{pmatrix} \quad \text{Inert scalar doublet}$$

Masses after electroweak symmetry breaking


$$m_{\eta_{R[I]}}^2 = \mu_\eta^2 + \frac{v^2}{2}(\lambda_{H\eta} + \lambda'_{H\eta} - [+]\lambda_0),$$
$$m_{\eta^\pm}^2 = \mu_\eta^2 + \frac{v^2\lambda_{H\eta}}{2},$$

Here we define

$$\Delta m^2 \equiv m_{\eta_I}^2 - m_{\eta_R}^2 = 2\lambda_0 v^2.$$

3. Constructing a model and analysis

Assigning as

$$\{L_e, e\}: [g^0], \{L_\mu, \mu\}: [g^1], \{L_\tau, \tau\}: [g^2], N_1: [g^3], N_2: [g^4], N_3: [g^5]$$

➤ Charged Lepton mass matrix

$$M_e = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} y_{11}^\ell & 0 & 0 \\ 0 & y_{22}^\ell & 0 \\ 0 & 0 & y_{33}^\ell \end{pmatrix} \quad \text{Flavor basis = mass basis}$$

➤ Singlet fermion mass matrix

$$M_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & M_2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3 \end{pmatrix} \quad N_i \text{ is Mass eigenstate without rotation}$$

3. Constructing a model and analysis

Assigning as

$$\{L_e, e\}: [g^0], \{L_\mu, \mu\}: [g^1], \{L_\tau, \tau\}: [g^2], N_1: [g^3], N_2: [g^4], N_2: [g^5]$$

➤ **Yukawa coupling matrix** $y^\eta \overline{L}_L N_R \eta$

$$y^\eta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & y_{13}^\eta \\ 0 & y_{22}^\eta & y_{23}^\eta e^{i\alpha} \\ y_{31}^\eta & y_{32}^\eta e^{i\beta} & 0 \end{pmatrix}$$

Some phases can be removed by phase transformation of fermions

➤ **Neutrino mass matrix**

$$(m_\nu)_{ij} \simeq \sum_{\alpha=1-3} \frac{y_{i\alpha}^\eta M_\alpha F_\alpha (y^\eta)_{\alpha j}^T}{(4\pi)^2},$$

$$F_\alpha = \frac{m_R^2}{m_R^2 - M_\alpha^2} \ln \left[\frac{m_R^2}{M_\alpha^2} \right] - \frac{m_I^2}{m_I^2 - M_\alpha^2} \ln \left[\frac{m_I^2}{M_\alpha^2} \right],$$

3. Constructing a model and analysis

➤ Neutrino mass matrix

$$(m_\nu)_{ij} \simeq \sum_{\alpha=1-3} \frac{y_{i\alpha}^\eta M_\alpha F_\alpha (y^\eta)_{\alpha j}^T}{(4\pi)^2},$$

$$F_\alpha = \frac{m_R^2}{m_R^2 - M_\alpha^2} \ln \left[\frac{m_R^2}{M_\alpha^2} \right] - \frac{m_I^2}{m_I^2 - M_\alpha^2} \ln \left[\frac{m_I^2}{M_\alpha^2} \right],$$

✓ Non-trivial structure arises from the Yukawa coupling only

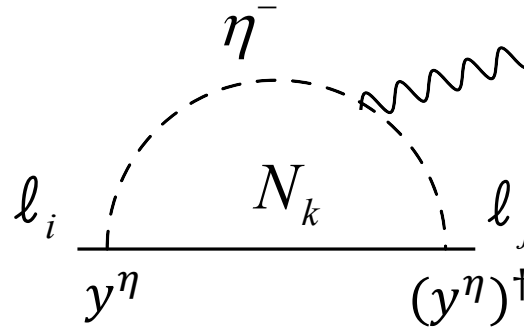
⇒ $m_\nu \sim \begin{pmatrix} \times & \times & 0 \\ \times & \times & \times \\ 0 & \times & \times \end{pmatrix}$ One-zero structure appears

Other one-zero structures are also obtained by shifting class assignment

3. Constructing a model and analysis

➤ LFV decay processes

LFV is induced at 1-loop level:



$$\text{BR}(\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma)$$

$$\approx \frac{48\pi^3 \alpha_{em} C_{ij}}{G_F^2 (4\pi)^4} \left| \sum_{\alpha=1-3} y_{j\alpha}^\eta y_{\alpha i}^{\eta\dagger} F(M_\alpha, m_{\eta^\pm}) \right|^2, \quad \left[C_{21} = 1, C_{21} \approx 0.178, C_{32} \approx 0.174 \right]$$

$$F(m_a, m_b)$$

$$\approx \frac{2m_a^6 + 3m_a^4 m_b^2 - 6m_a^2 m_b^4 + m_b^6 + 12m_a^4 m_b^2 \ln\left(\frac{m_b}{m_a}\right)}{12(m_a^2 - m_b^2)^4},$$

The Yukawa coupling y^η determines allowed LFV

3. Constructing a model and analysis

➤ One-zero texture of neutrino mass matrix and LFV

 Representative assignments

	$\{L(\ell)\}$	$\{[g^0], [g^1], [g^2]\}$	$\{[g^1], [g^0], [g^2]\}$	$\{[g^0], [g^2], [g^1]\}$
m_ν	$\begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & * & * \\ * & * & 0 \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$	
cLFV	$\mu(\tau) \rightarrow e(\mu)\gamma$	$\mu(\tau) \rightarrow e\gamma$	$\tau \rightarrow e(\mu)\gamma$	

Forbidden at 1-loop $\tau \rightarrow e\gamma$

$\tau \rightarrow \mu\gamma$

$\mu \rightarrow e\gamma$

One cLFV mode is forbidden at one-loop level

One-zero neutrino mass structure and forbidden cLFV are related

3. Constructing a model and analysis

For illustration, we perform numerical analysis

Assignment is

$$\{L_e, e\}: [g^0], \{L_\mu, \mu\}: [g^1], \{L_\tau, \tau\}: [g^2], N_1: [g^3], N_2: [g^4], N_2: [g^5]$$

$$(m_\nu)_{ij} \simeq \sum_{\alpha=1-3} \frac{y_{i\alpha}^\eta M_\alpha F_\alpha (y^\eta)_{\alpha j}^T}{(4\pi)^2},$$

$$F_\alpha = \frac{m_R^2}{m_R^2 - M_\alpha^2} \ln \left[\frac{m_R^2}{M_\alpha^2} \right] - \frac{m_I^2}{m_I^2 - M_\alpha^2} \ln \left[\frac{m_I^2}{M_\alpha^2} \right],$$

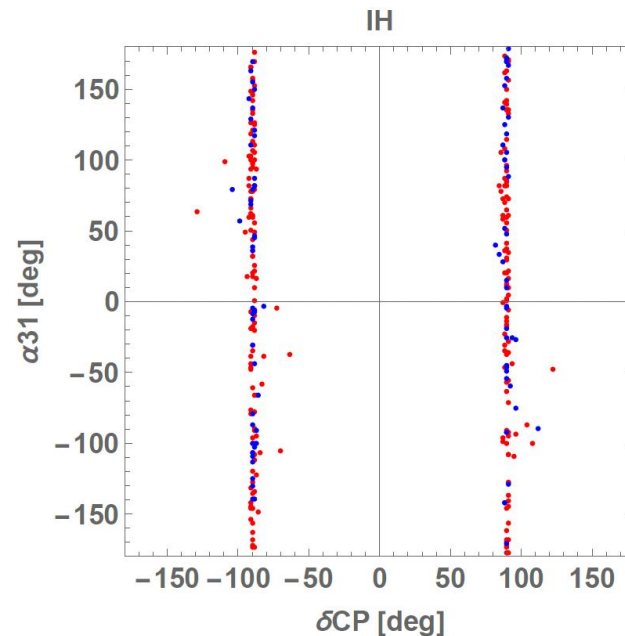
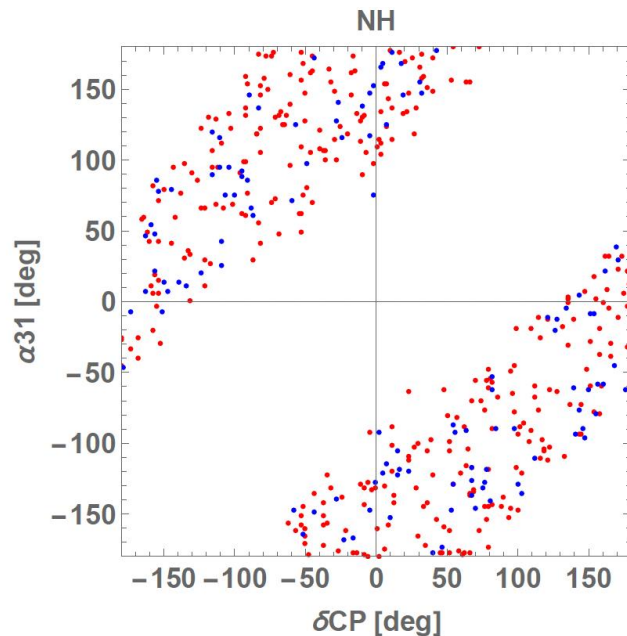
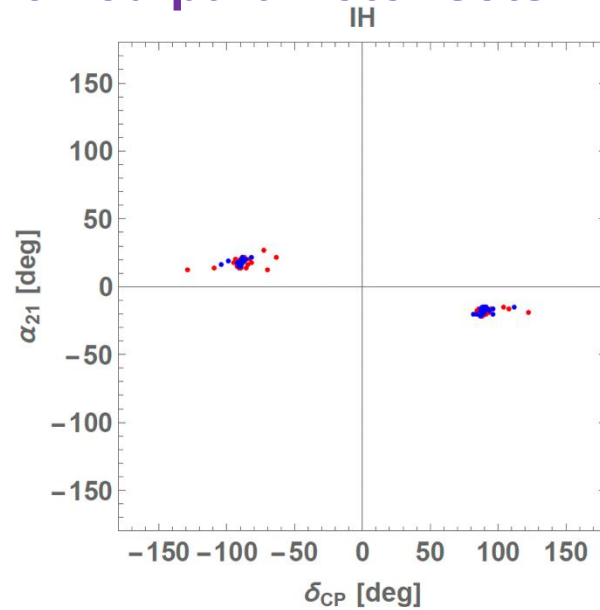
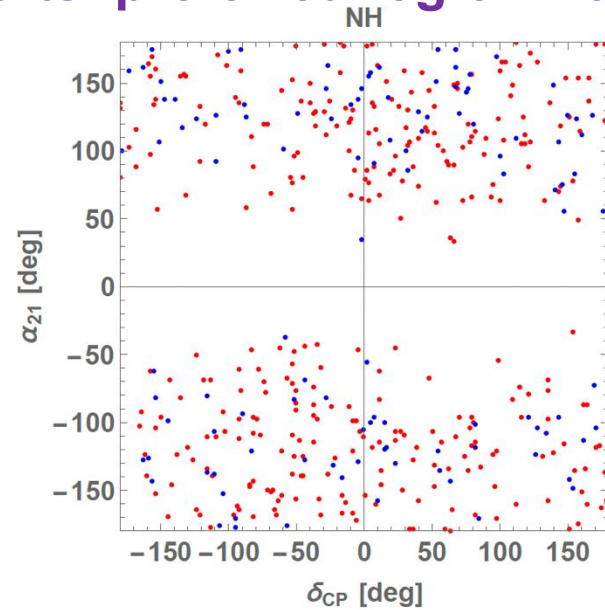
$$y^\eta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & y_{13}^\eta \\ 0 & y_{22}^\eta & y_{23}^\eta e^{i\alpha} \\ y_{31}^\eta & y_{32}^\eta e^{i\beta} & 0 \end{pmatrix} \quad \left(m_\nu \sim \begin{pmatrix} \times & \times & 0 \\ \times & \times & \times \\ 0 & \times & \times \end{pmatrix} \right)$$

Scanning free parameters:

$$\{\tilde{M}_2, \tilde{M}_3, \tilde{m}_{\eta_R}\} \in [1, 10], \quad \Delta m^2 \in [10^{-6}, 0.1], \quad \begin{aligned} \tilde{M}_\alpha &\equiv M_\alpha/M_1 \\ \tilde{m}_{\eta_R, \eta_I} &\equiv m_{\eta_R, \eta_I}/M_1 \end{aligned}$$
$$\{y_{13}^\eta, y_{22}^\eta, y_{23}^\eta, y_{31}^\eta, y_{32}^\eta\} \in [10^{-8}, 1], \quad \{\alpha, \beta\} \in [-\pi, \pi].$$

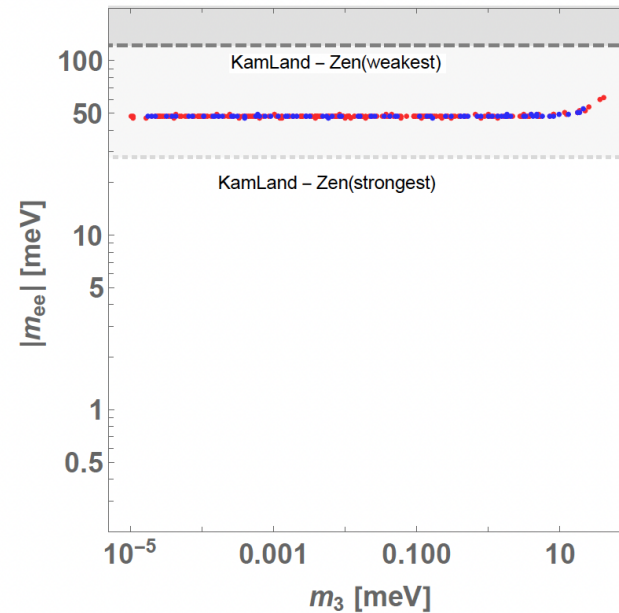
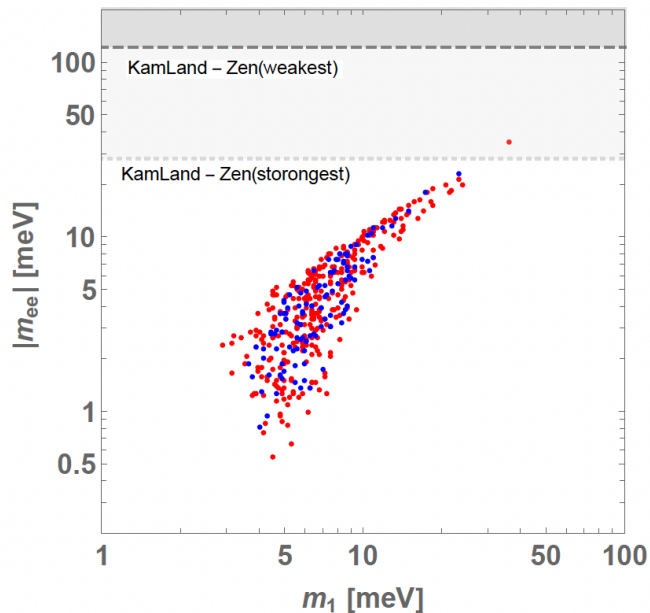
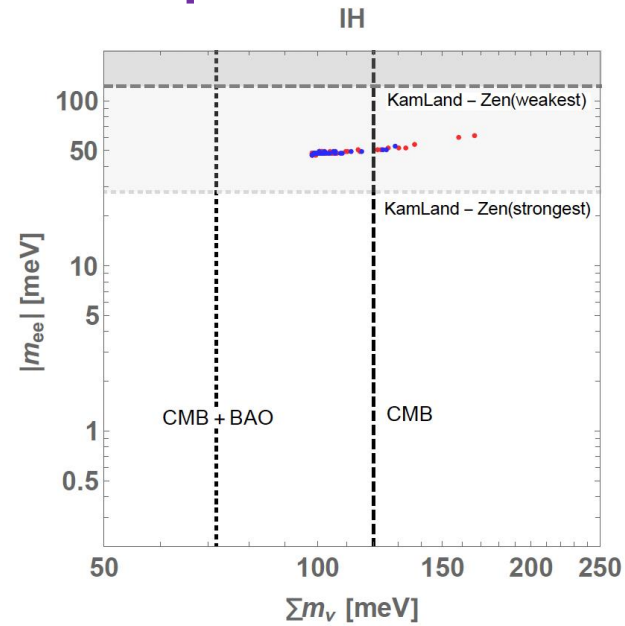
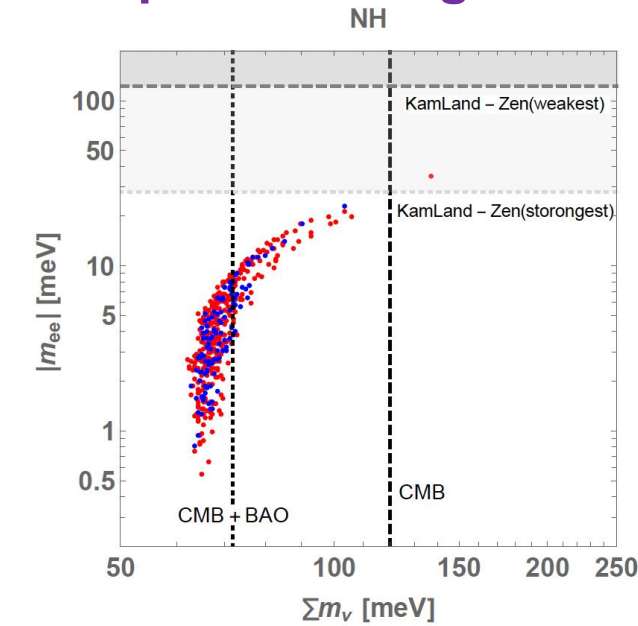
3. Constructing a model and analysis

❖ Results: preferred region from allowed parameter sets



3. Constructing a model and analysis

❖ Results: preferred region from allowed parameter sets



Summary and Discussions

☐ Neutrino mass models

- ✓ Type-I,II,III seesaw models
- ✓ Radiative neutrino mass models

☐ A non-invertible Z_M symmetry for neutrino model

- ✓ New types of selection rules
- ✓ Application for flavor

☐ A scotogenic model with non-invertible symmetry

- ✓ Stability of DM and distinguishing flavors
- ✓ Exploring benchmark scenario is analyzed (Z_{11} model)
- ✓ Constraining neutrino mass matrix and LFV

Appendix

暗黒物質-Dark Matter (DM)

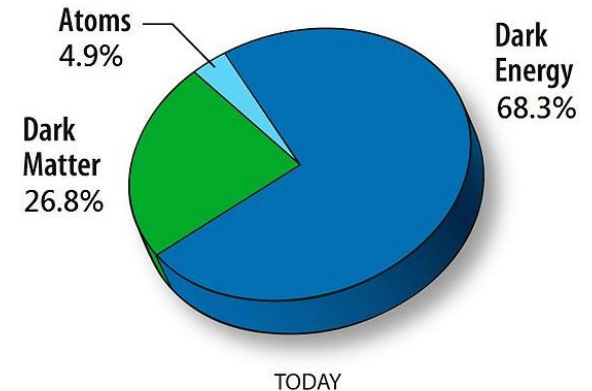
宇宙に存在する質量を持った未知の物質

➡ 既知の物質の5倍以上の量がある

今のところ存在する証拠は重力の影響からのみ

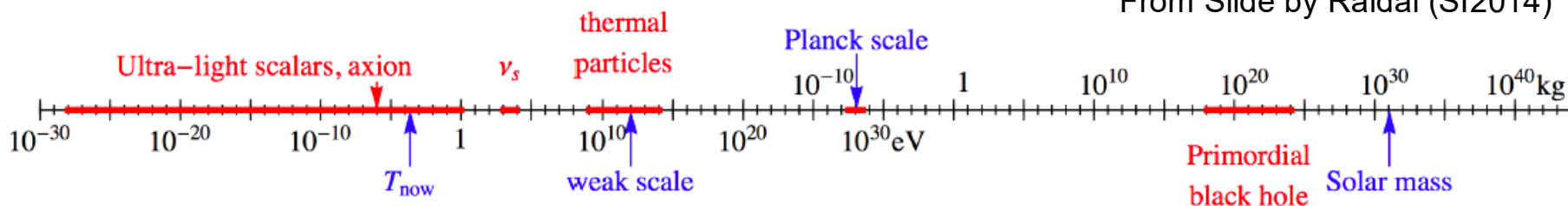
天文学＋宇宙論＋素粒子/原子核 etc.
の知識の蓄積によりDMは認識されていった

- 銀河の回転速度
- 銀河団内銀河の速度分布
- 宇宙の大規模構造の観測・シミュレーション
- 宇宙背景放射の観測
- ビッグバン元素合成



DMの候補

From Slide by Raidal (SI2014)



❖ 非常に幅広い質量スケールに渡って候補が存在

✓ 非常に重いDM ➡ Primordial black hole

✓ 非常に軽いDM ➡ Axion, Axion-like particle etc.

✓ その間くらい ➡ Sterile neutrino, thermal particle DM

➡ いわゆるWIMP DMを含む

他にも無数の候補が存在する

電弱~TeVスケールの新粒子としてWIMP DMが興味深い