

フレーバーを変える陽子崩壊による 超対称大統一理論検証

村松 祐 (KIAS→CCNU)

前川 展祐 (名大理、名大KMI)

Phys.Rev.D88 (2013) 9, and arXiv:1601.04789

導入 1

フレーバーを変える陽子崩壊の観測

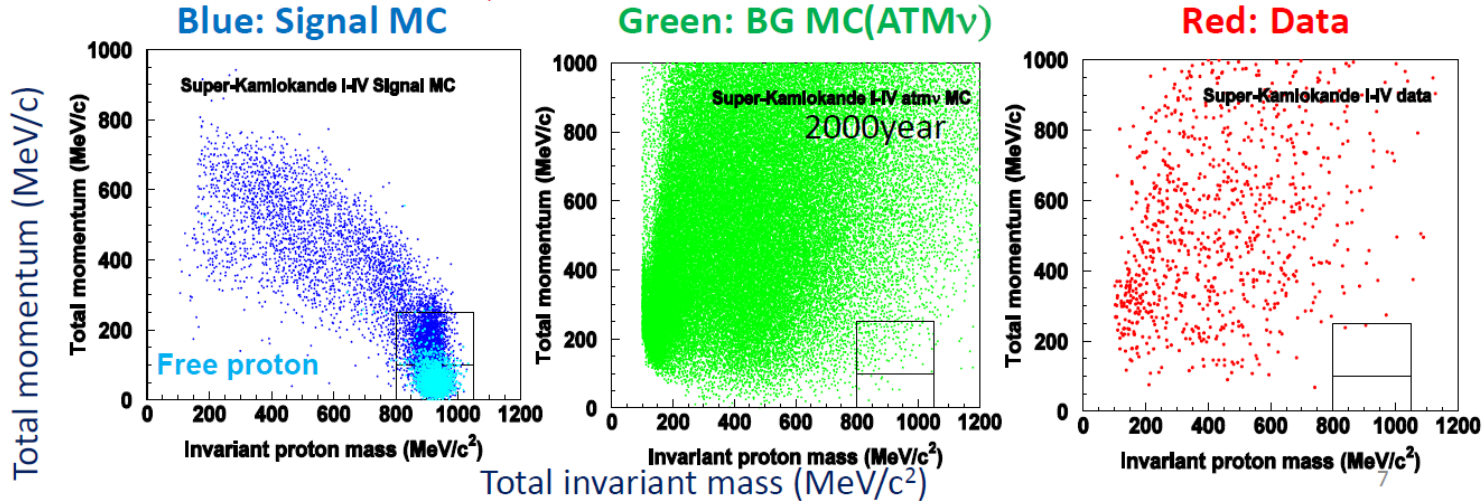
super-Kamiokande 実験最新結果

Results of $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$

(analysis proceeds as with $e^+ \pi^0$ with additional requirement of 1 Michel-e)

- 306.3 kton·yrs (SKI-IV) (220kt·yrs in PRD)
- signal $\varepsilon(P_{\text{tot}} < 250 \text{ MeV}/c)$: 30-40%
- total expected #BKG:
 - $P_{\text{tot}} < 100$: ~ 0.05 , $100 \leq P_{\text{tot}} < 250$: ~ 0.82
- no significant data excess

$$\tau/B_{p \rightarrow \mu \pi^0} > 7.78 \times 10^{33} \text{ years (90\% CL)}$$



for $p \rightarrow \pi^0 e^+$
decay mode

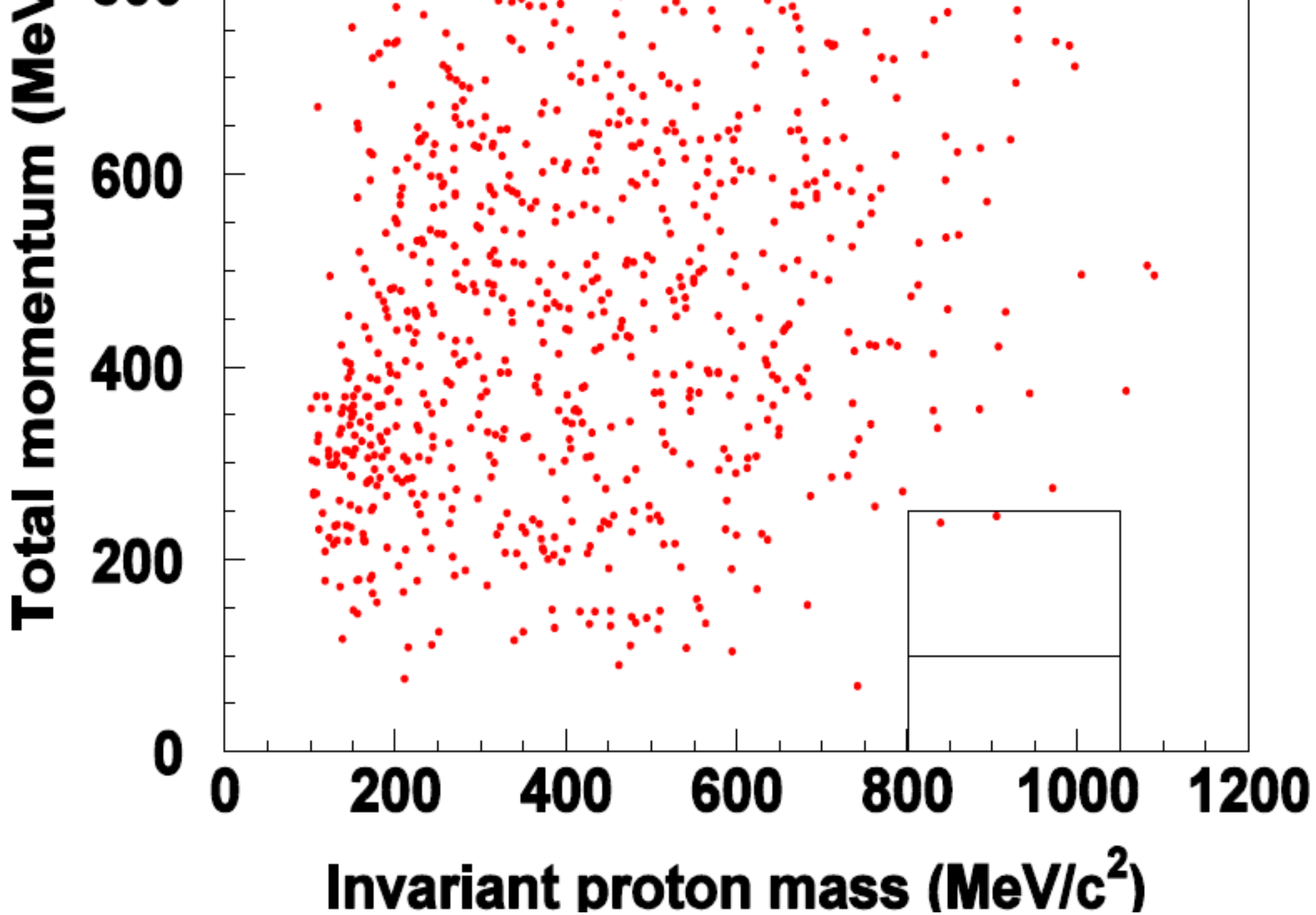
Total #BKG (SKI-IV)	~ 0.05	~ 0.82
Data(SKI-IV)	0	2

for $p \rightarrow \pi^0 \mu^+$
decay mode

M. Ikeda @ NNN2015

$\Gamma_{p \rightarrow \pi^0 \mu^+} > \Gamma_{p \rightarrow \pi^0 e^+}$ の可能性 2 events の観測 !!!

01/21



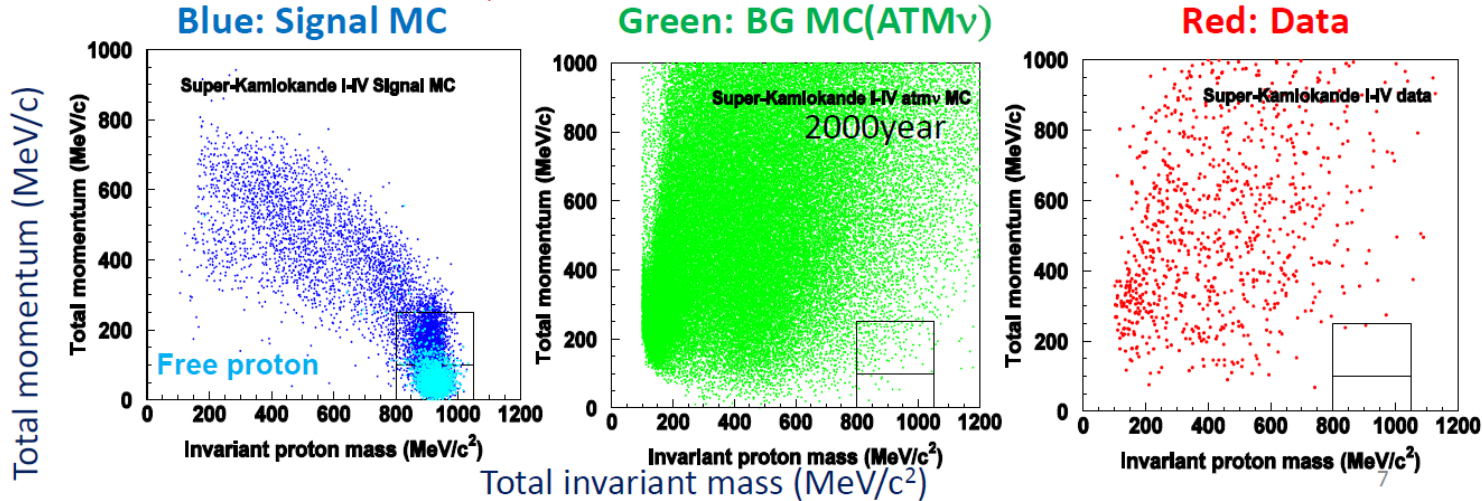
super-Kamiokande 実験最新結果

Results of $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$

(analysis proceeds as with $e^+ \pi^0$ with additional requirement of 1 Michel-e)

- 306.3 kton·yrs (SKI-IV) (220kt·yrs in PRD)
- signal $\varepsilon(P_{\text{tot}} < 250 \text{ MeV}/c)$: 30-40%
- total expected #BKG:
 - $P_{\text{tot}} < 100$: ~ 0.05 , $100 \leq P_{\text{tot}} < 250$: ~ 0.82
- no significant data excess

$$\tau/B_{p \rightarrow \mu \pi^0} > 7.78 \times 10^{33} \text{ years (90\% CL)}$$



for $p \rightarrow \pi^0 e^+$
decay mode

Total #BKG (SKI-IV)	~ 0.05	~ 0.82
Data(SKI-IV)	0	2

for $p \rightarrow \pi^0 \mu^+$
decay mode

M. Ikeda @ NNN2015

$\Gamma_{p \rightarrow \pi^0 \mu^+} > \Gamma_{p \rightarrow \pi^0 e^+}$ の可能性 2 events の観測 !!!

01/21

Flavor changing nucleon decay

核子崩壊を起こす gauge interaction は世代mixingを起こす

$p \rightarrow \pi^0 \mu^+$ 崩壊過程は $(\overline{\epsilon u_R^c} \gamma^\mu u_L)(\overline{\mu_{L,R}^c} \gamma_\mu d_{R,L})$ 演算子より

mixingを考慮しないと(chiralityの違いは無視)

	$p \rightarrow \pi^0 e^+$	$p \rightarrow K^0 \mu^+$	演算子の数
$SU(5)$	3	2	
$SO(10)$	+1		
E_6		+1	

$p \rightarrow \pi^0 \mu^+$ 崩壊過程は世代mixingによって引き起こされる

➡ Flavor changing nucleon decay

large mixing (特にcharged lepton sector における) が必要

➡ CKM, MNS行列以外の情報が得られるかも

対角化行列の重要性

Yukawa matrixの対角化

$$\begin{aligned}\psi_{L i} (Y_\psi)_{ij} \psi_R^c &= \left(L_\psi^\dagger \psi_L \right)_i \left(L_\psi^T Y_\psi R_\psi \right)_{ij} \left(R_\psi^\dagger \psi_R^c \right)_j \\ &= \psi'_{L i} \left(Y_\psi^D \right)_{ij} \psi'^c_{R j}\end{aligned}$$

→ 対角化行列 L_ψ, R_ψ

SUSY flavor violationにおけるmass insertion parameter

$$\left(\delta_{ij}^\psi \right)_{\Gamma\Gamma} \equiv \frac{\left(\Gamma_\psi^\dagger \tilde{m}_{\psi\Gamma}^2 \Gamma_\psi \right)_{ij}}{m_{\tilde{\psi}}^2} \quad (\Gamma = L, R)$$

$\tilde{m}_{\psi\Gamma}^2$: squared sfermion mass

$m_{\tilde{\psi}}$: $\psi = u, d, e, \nu$ の各世代sfermion massの平均

$K^0 - \bar{K}^0$ mixingの ϵ_K parameterからの制限

$$\sqrt{|\text{Im}(\delta_{12}^d)_{LL}^2|} < 2.9 \times 10^{-3} \left(\frac{m_{\tilde{d}}}{500\text{GeV}} \right)$$

$$\sqrt{|\text{Im}(\delta_{12}^d)_{RR}^2|} < 2.9 \times 10^{-3} \left(\frac{m_{\tilde{d}}}{500\text{GeV}} \right)$$

$$\sqrt{|\text{Im}(\delta_{12}^d)_{LL}(\delta_{12}^d)_{RR}|} < 1.1 \times 10^{-4} \left(\frac{m_{\tilde{d}}}{500\text{GeV}} \right)$$

もちろんsquared sfermion massは重要(どのようなuniversalityを持つかなど)だが R_d, L_d がlarge mixingか、small mixingかどうかも重要

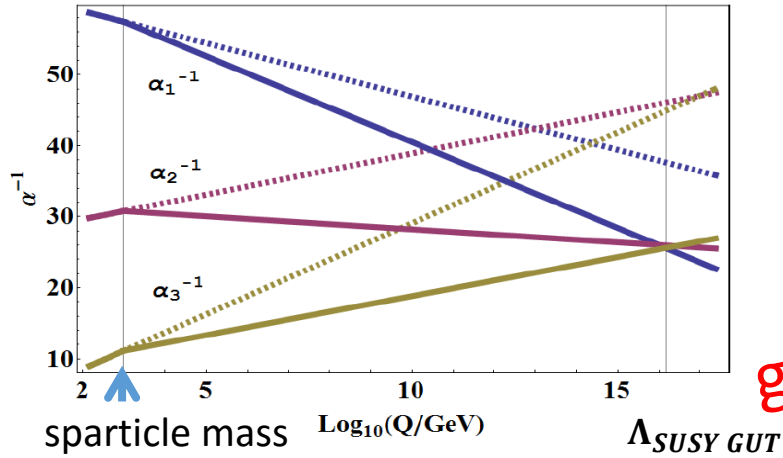
これ以外にもflavor violating Z' modelのFV couplingの大きさを知るにも重要

導入 2

大統一理論

大統一理論は素晴らしい

• 力(相互作用)の統一



gauge coupling unification

..... :SM

———— :MSSM

good!!

$$\Lambda_{SUSY\ GUT} \sim 2 \times 10^{16} \text{ GeV}$$

• 粒子の統一

を同時に実現する

unification of SM fermion in $SU(5)$ GUT model

$$\mathbf{10} \rightarrow q_L(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}} + u_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{-\frac{2}{3}} + e_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_1 \quad \bar{\mathbf{5}} \rightarrow d_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + l_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}$$

unification of SM fermion in minimal $SO(10)$ GUT model

$$\mathbf{16} \rightarrow \underbrace{q_L(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}} + u_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{-\frac{2}{3}} + e_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_1}_{\mathbf{10}} + \underbrace{d_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + l_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}}_{\bar{\mathbf{5}}} + \underbrace{\nu_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_0}_{\mathbf{1}}$$

gauge理論では力の統一がなされると、同時に粒子の統一も実現される。

大統一理論のopen questions

- 統一群は何？

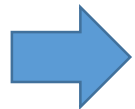
$SU(5), SO(10)$ または E_6 ?

- 統一群の破り方は？

統一群が破れるscaleの間の関係は？

- どの対角化行列がlarge mixing matrixか？

どのようにしてCKM matrix, MNS matrixを実現するか？
などなど



これらをかめるのは困難

なぜならGUT scaleは現在実験が到達できるenergy scaleより
極めて大きいから

$$\Lambda_{SUSY GUT} \sim 2 \times 10^{16} \text{ GeV} \quad \mathbf{06/21}$$

導入 3

anomalous $U(1)_A$ SUSY GUT model

大統一理論のopen questionである“Higgs doubletとHiggs tripletの質量差問題”を“自然な仮定”の下で実現する



- 対称性で許される全ての演算子を考慮する
- 高次元演算子の効果も考慮する
- 演算子の係数の大きさは $O(1)$ (係数の階層性は anomalous $U(1)_A$ symmetryでFroggatt-Nielsen mechanismから導入される)

anomalous $U(1)_A$ SUSY GUT modelにおける核子崩壊

- 次元6演算子による核子崩壊が支配的
- 核子崩壊の観測が期待される (GUT scaleが少し 2×10^{16} GeVより小さい)

以下の核子崩壊による模型検証は「世代mixing」の構造が同じならば殆ど他の模型に用いることが可能

核子崩壞

核子崩壊は重要

Super-Kamiokandeからの制限

$$\tau_{p \rightarrow \pi^0 e^+} \geq 1.4 \times 10^{34} \text{ years}$$

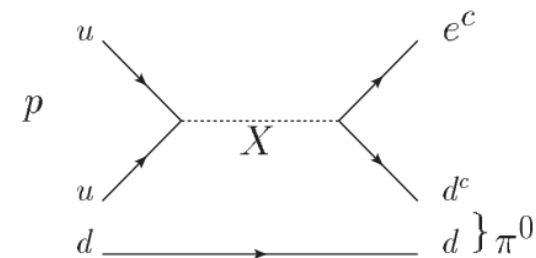
➡ $\Lambda_G \geq 10^{16} \text{ GeV}$

baryon number violationを引き起こす2つのoperator

- **dimension 6 operators**

: X-type (colored doublet) gauge boson交換

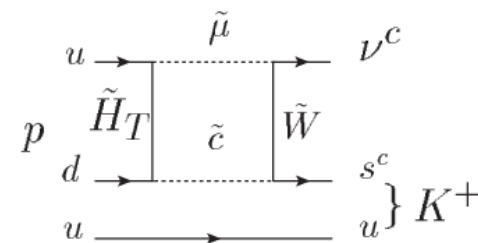
main decay mode $p \rightarrow \pi^0 e^+$



- dimension 5 operators : triplet Higgsino交換

SUSY contribution

main decay mode $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$



2つの不定性

- doublet-triplet splittingを実現する機構

anomalous $U(1)_A$ SUSY GUT model

- SUSY particle contribution

では実現している

➡ 模型のテストにふさわしくないかつ強く抑制することができる

➡ dimension 6 operator によるnucleon decayに注目

核子崩壊で大統一模型をテストする時

SM matter + ν_R^c

$10_i, \bar{5}_i, 1_i$

← right-handed neutrino (super heavy)

核子崩壊を引き起こす2つのoperator

$$10^\dagger \cdot 10 \cdot 10^\dagger \cdot 10, \quad 10^\dagger \cdot 10 \cdot \bar{5}^\dagger \cdot \bar{5}$$

$$\left. \begin{aligned} &10_i^\dagger \cdot 10_i \cdot 10_j^\dagger \cdot 10_j \\ &10_i^\dagger \cdot 10_i \cdot \bar{5}_j^\dagger \cdot \bar{5}_j \\ &10_i^\dagger \cdot 10_i \cdot \bar{5}'_j^\dagger \cdot \bar{5}'_j \end{aligned} \right\}$$

X gauge boson 交換

$$\left. \begin{aligned} &10_i^\dagger \cdot 10_j \cdot \bar{5}_i^\dagger \cdot \bar{5}_j \end{aligned} \right\}$$

X' gauge boson 交換

$$\left. \begin{aligned} &10_i^\dagger \cdot 10_j \cdot \bar{5}'_i^\dagger \cdot \bar{5}'_j \end{aligned} \right\}$$

X'' gauge boson 交換

X	X'	X''
SU(5) GUT		
SO(10) GUT		
E ₆ GUT		

Xは24表現(adjoint)に属する

X'とX''は10表現に属する

$\bar{5}'$ の役割は後で説明

$$\left(\begin{array}{ccc} \bar{5}_1^0 & \bar{5}_2^0 & \bar{5}_3^0 \end{array} \right) = \left(\begin{array}{ccc} \bar{5}_1 & \bar{5}'_1 & \bar{5}_2 \end{array} \right)$$

X', X'' gauge boson 交換は $10^\dagger \cdot 10 \cdot \bar{5}^\dagger \cdot \bar{5}$ operator による核子崩壊のみを引き起こす

R_1 parameter

$$10^\dagger \cdot 10 \cdot 10^\dagger \cdot 10 \longrightarrow (\overline{\epsilon u_R^c} \gamma^\mu u_L) (\overline{e_R^c} \gamma_\mu d_L) \times 2$$

charged leptonへの崩壊

$$10^\dagger \cdot 10 \cdot \bar{5}^\dagger \cdot \bar{5} \longrightarrow \left[\begin{array}{l} (\overline{\epsilon u_R^c} \gamma^\mu u_L) (\overline{e_L^c} \gamma_\mu d_R) \\ \text{charged leptonへの崩壊} \\ (\overline{\epsilon u_R^c} \gamma^\mu d_L) (\overline{\nu_L^c} \gamma_\mu d_R) \\ \text{neutrinoへの崩壊} \end{array} \right.$$

$$R_1 = \frac{\Gamma(n \rightarrow \pi^0 \bar{\nu})}{\Gamma(p \rightarrow \pi^0 e^+)}$$

neutrino終状態とcharged lepton終状態の比である R_1 が大統一理論、特に統一群を特定するのに有用。

R_1 は統一群のrankが大きくなると大きくなる。

統一群を特定するには

$$E_6 \xrightarrow{\langle \Phi \rangle} SO(10) \xrightarrow{\langle C \rangle} SU(5) \xrightarrow{\langle A \rangle} G_{SM}$$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{2\pi\alpha_{GUT}}{M_X^2} \left(10_i^\dagger \cdot 10_i \cdot 10_j^\dagger \cdot 10_j + 10_i^\dagger \cdot 10_i \cdot \bar{5}_j^\dagger \cdot \bar{5}_j + 10_i^\dagger \cdot 10_i \cdot \bar{5}'_j^\dagger \cdot \bar{5}'_j \right) \\ - \frac{2\pi\alpha_{GUT}}{M_{X'}^2} 10_i^\dagger \cdot 10_j \cdot \bar{5}_i^\dagger \cdot \bar{5}_j - \frac{2\pi\alpha_{GUT}}{M_{X''}^2} 10_i^\dagger \cdot 10_j \cdot \bar{5}'_i^\dagger \cdot \bar{5}'_j$$

- $\langle \Phi \rangle, \langle C \rangle \gg \langle A \rangle \quad \sim \quad M_{X''}, M_{X'} \gg M_X$

モデルはSU(5) like modelになる

- $\langle \Phi \rangle \sim \langle C \rangle \sim \langle A \rangle \quad \sim \quad M_{X''}, M_{X'} \geq M_X$

違いは小さい

- $\langle \Phi \rangle \sim \langle C \rangle < \langle A \rangle \quad \sim \quad M_{X''}, M_{X'} \leq M_X$

違いが大きい

特定し易い

がしかしgauge coupling unificationを損なうことがある。

$E_6 \times U(1)_A$ SUSY GUT modelでは両方を実現している。

対角化行列

Yukawa matrixの対角化

$$\begin{aligned}\psi_{L i} (Y_\psi)_{ij} \psi_R^c &= \left(L_\psi^\dagger \psi_L \right)_i \left(L_\psi^T Y_\psi R_\psi \right)_{ij} \left(R_\psi^\dagger \psi_R^c \right)_j \\ &= \psi'_{L i} \left(Y_\psi^D \right)_{ij} \psi'^c_{R j}\end{aligned}$$

→ 対角化行列 L_ψ, R_ψ

対角化行列の条件

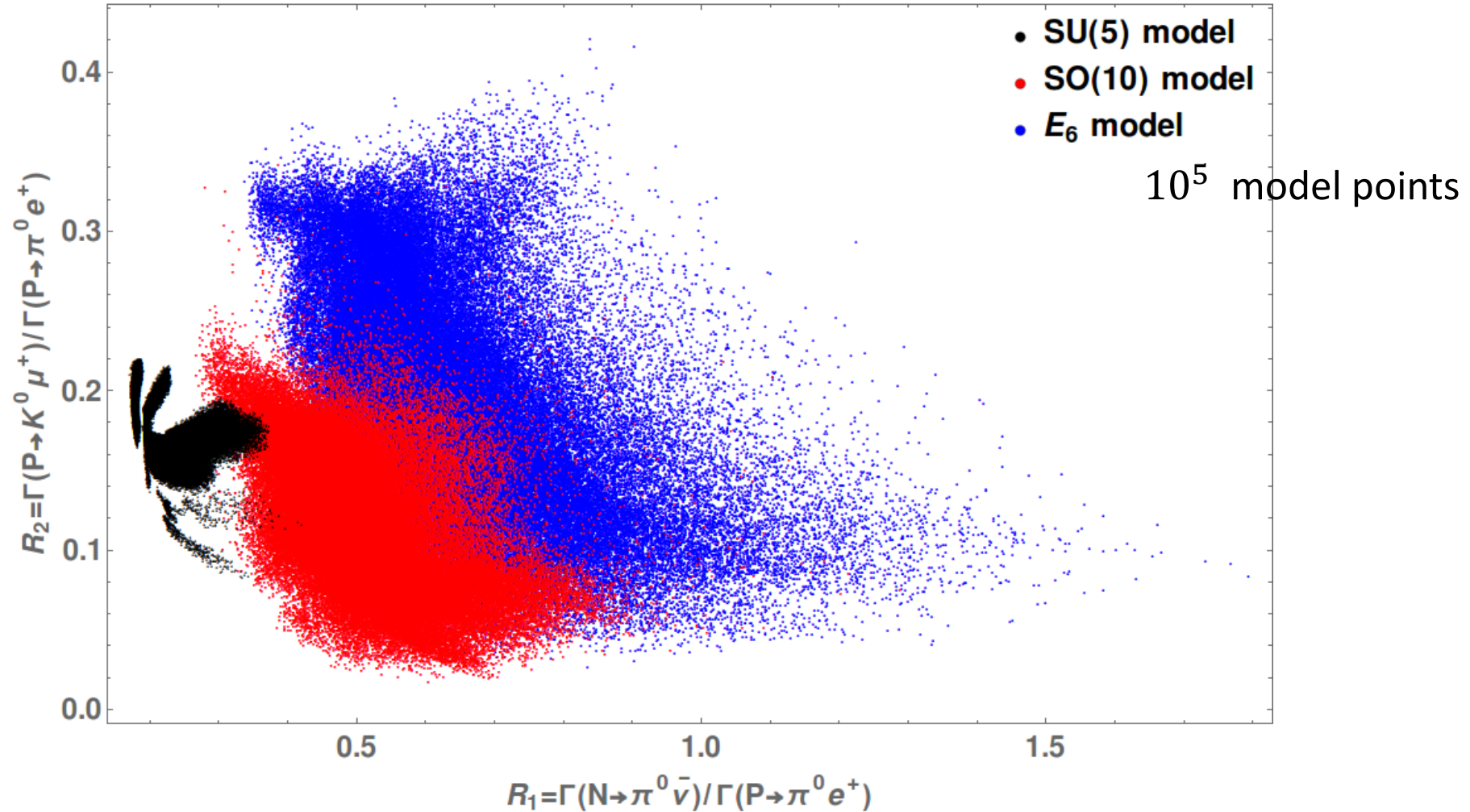
$$\begin{aligned}U_{CKM} = L_u^\dagger L_d \sim U_{CKM\text{-type}} & \quad U_{CKM\text{-type}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \\ \text{small mixing matrix} & \quad \lambda = 0.22 \\ U_{MNS} = L_\nu^\dagger L_e \sim U_{MNS\text{-type}} & \quad U_{MNS\text{-type}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda^{0.5} & \lambda \\ \lambda^{0.5} & 1 & \lambda^{0.5} \\ \lambda & \lambda^{0.5} & 1 \end{pmatrix} \\ \text{large mixing matrix} & \end{aligned}$$

全ての対角化行列を固定することは出来ない

固定できない対角化行列の不定性を考える。

不定性の大きさを $O(1)$ とする。

R_1 vs R_2



$$M_X = M_{X'} = M_{X''}$$

$$L_u \sim L_d \sim R_u \sim R_e \sim U_{CKMtype}$$

$$L_e \sim L_\nu \sim R_d \sim U_{MNStype}$$

$$R_2 \equiv \frac{\Gamma_{p \rightarrow K^0 + \mu^c}}{\Gamma_{p \rightarrow \pi^0 + e^c}}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} = & \frac{g_{GUT}^2}{M_X^2} \{ (\overline{e_{Ri}^c} u_{Rj}) (\overline{u_{Lj}^c} d_{Li}) + (\overline{e_{Ri}^c} u_{Rj}) (\overline{u_{Li}^c} d_{Lj}) \\ & + (\overline{e_{Li}^c} u_{Lj}) (\overline{u_{Rj}^c} d_{Ri}) + (\overline{E_{Li}^c} u_{Lj}) (\overline{u_{Rj}^c} D_{Ri}) \\ & - (\overline{\nu_{Li}^c} d_{Lj}) (\overline{u_{Rj}^c} d_{Ri}) - (\overline{N_{Li}^c} d_{Lj}) (\overline{u_{Rj}^c} D_{Ri}) \} \\ & + \frac{g_{GUT}^2}{M_{X'}^2} \{ (\overline{e_{Li}^c} u_{Lj}) (\overline{u_{Ri}^c} d_{Rj}) - (\overline{\nu_{Li}^c} d_{Lj}) (\overline{u_{Ri}^c} d_{Rj}) \} \\ & + \frac{g_{GUT}^2}{M_{X''}^2} \{ (\overline{E_{Li}^c} u_{Lj}) (\overline{u_{Ri}^c} D_{Rj}) - (\overline{N_{Li}^c} d_{Lj}) (\overline{u_{Ri}^c} D_{Rj}) \} \end{aligned}$$

SU(5) GUT

SO(10) GUT

E₆ GUT

$$\bar{5} \ni d_R^c, e_L, \nu_L$$

$$\bar{5}' \ni D_R^c, E_L, N_L$$

SO(10)大統一理論

$$\begin{pmatrix} \bar{5}_1 \\ \bar{5}_2 \\ \bar{5}_3 \\ \bar{5}_M \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} \bar{5}_{\psi_1} \\ \bar{5}'_T \\ \bar{5}_{\psi_2} \\ \bar{5}_{\psi_3} \end{pmatrix} \quad X' \text{ 交換による演算子は } \bar{5}' \text{ 表現を含まない}$$

基本1世代目にだけ影響が加わる
2世代目への影響はmixingを通じて

→ 小さいR₂

E₆大統一理論

$$\begin{pmatrix} \bar{5}_1 \\ \bar{5}_2 \\ \bar{5}_3 \\ \bar{5}_{M_1} \\ \bar{5}_{M_2} \\ \bar{5}_{M_3} \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} \bar{5}_{\psi_1} \\ \bar{5}'_{\psi_1} \\ \bar{5}_{\psi_2} \\ \bar{5}'_{\psi_2} \\ \bar{5}_{\psi_3} \\ \bar{5}'_{\psi_3} \end{pmatrix} \quad X'' \text{ 交換による演算子は } \bar{5}' \text{ 表現を含む}$$

基本2世代目にだけ影響が加わる
1世代目への影響はmixingを通じて

→ 大きいR₂

FCND

Flavor Changing Nucleon Decay

大統一理論における対角化行列

$SU(5)$ 大統一理論では

$$10 \rightarrow \underbrace{q_L(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}}}_{10} + u_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{-\frac{2}{3}} + e_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_1$$

CKM matrix実現のため 10表現粒子の対角化行列は **small mixing**

$$\bar{5} \rightarrow d_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + \underbrace{l_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}}_{\bar{5}}$$

MNS matrix実現のため $\bar{5}$ 表現粒子の対角化行列は **large mixing**

minimal $SO(10)$ 大統一理論では

$$16 \rightarrow \underbrace{q_L(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}} + u_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{-\frac{2}{3}} + e_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_1}_{10} + \underbrace{d_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + l_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}}_{\bar{5}} + \underbrace{\nu_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_0}_1$$

CKM matrix実現のため、neutrinoの対角化行列を抜かすほぼ全ての対角化行列が **small mixing**


seesaw mechanismで加わる自由度によってleft-handed neutrino (~light neutrino)の対角化行列だけが **large mixing**になれる

$SO(10)$ 大統一理論 + 10 matter


$$16 \rightarrow \underbrace{q_L(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}} + u_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{-\frac{2}{3}} + e_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_1}_{10} + \underbrace{d_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + l_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}}_{\bar{5}} + \underbrace{\nu_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_0}_1$$

$$10 \rightarrow \underbrace{D_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + L_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}}_{\bar{5}'} + \underbrace{\overline{D}_R^c(\mathbf{3}, \mathbf{1})_{-\frac{1}{3}} + \overline{L}_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{\frac{1}{2}}}_5$$

$$\begin{pmatrix} \bar{5} \\ \bar{5}' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \bar{5}^0 \\ \bar{5}^h \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{SM matters } (\bar{5}_1^0 \quad \bar{5}_2^0 \quad \bar{5}_3^0) = (\bar{5}_1 \quad \bar{5}'_1 \quad \bar{5}_2) \\ \text{superheavy particles} \end{array}$$

 6 × 6 mixing matrix

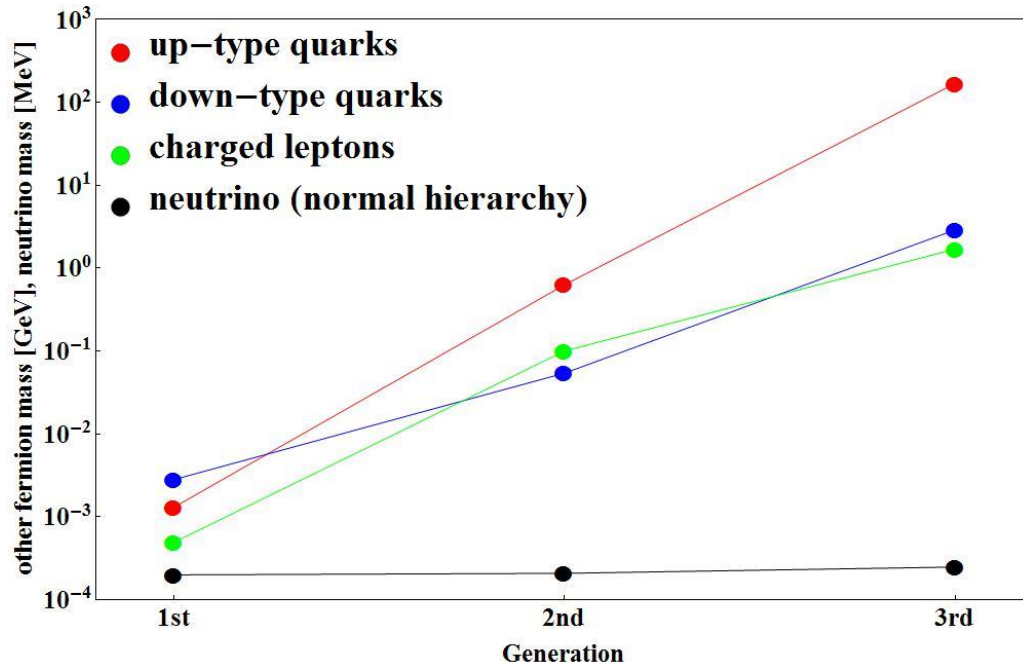
このmixingにより $\bar{5}^0$ 表現粒子の対角化行列がlarge mixingになる
ことが出来る

 10表現粒子の対角化行列はsmall mixing
 $\bar{5}^0$ 表現粒子の対角化行列はlarge mixing

E_6 大統一理論

$$27 \rightarrow 16 + 10 + 1$$

E_6 基本表現は新たに加えた10表現も含む



$$|U_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.97 & 0.23 & 0.0035 \\ 0.23 & 0.97 & 0.041 \\ 0.0086 & 0.040 & 1.0 \end{pmatrix},$$

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.83 & 0.54 & 0.15 \\ -0.48 & 0.53 & 0.70 \\ 0.30 & -0.65 & 0.70 \end{pmatrix}$$

CKM matrix and MNS matrix PDG (2012)
 complex phase of MNS matrix is 0.

mass M_u → strong }
 M_d, M_e → middle } hierarchy
 M_ν → weak }

mixing U_{CKM} → small mixing
 U_{MNS} → large mixing

$$10 \rightarrow q_L(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}} + u_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{-\frac{2}{3}} + e_R^c(\mathbf{1}, \mathbf{1})_1$$

$$\bar{\mathbf{5}} \rightarrow d_R^c(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{\frac{1}{3}} + l_L(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}$$

$E_6 \times U(1)_A$ SUSY GUT modelにおいて fermion masses and mixings
 を実現するためのカギ

$SU(5)$ 大統一理論における世代構造の意味

$$Y_u \mathbf{10} \cdot \mathbf{10} \cdot \mathbf{5}_H + Y_d \mathbf{10} \cdot \bar{\mathbf{5}} \cdot \bar{\mathbf{5}}_H + \boxed{Y_\nu \bar{\mathbf{5}} \cdot \mathbf{1} \cdot \mathbf{5}_H + M_{\nu R} \mathbf{1} \cdot \mathbf{1}}$$

\downarrow M_u \downarrow M_d, M_e \searrow $Y_\nu \bar{\mathbf{5}} \cdot \bar{\mathbf{5}} \cdot \mathbf{5}_H \cdot \mathbf{5}_H$ \downarrow M_ν
 seesaw mechanism

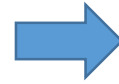
10表現quarkとleptonがFroggatt-Nielsen mechanismによって Yukawa matrixに対して $\bar{\mathbf{5}}$ 表現quarkとleptonより強い世代階層性を与える

$$\begin{pmatrix} \mathbf{10}_1 \\ \mathbf{10}_2 \\ \mathbf{10}_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \lambda^3 \\ \lambda^2 \\ 1 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \bar{\mathbf{5}}_1 \\ \bar{\mathbf{5}}_2 \\ \bar{\mathbf{5}}_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \lambda^3 \\ \lambda^{2.5} \\ \lambda^2 \end{pmatrix}$$

quark, lepton mass実現のために $\lambda = 0.22$ とする

$$Y_u \mathbf{10} \cdot \mathbf{10} \cdot \mathbf{5}_H + Y_d \mathbf{10} \cdot \bar{\mathbf{5}} \cdot \bar{\mathbf{5}}_H + \boxed{Y_\nu \bar{\mathbf{5}} \cdot \mathbf{1} \cdot \mathbf{5}_H + M_{\nu R} \mathbf{1} \cdot \mathbf{1}}$$


 M_u

 M_d, M_e


$Y_\nu \bar{\mathbf{5}} \cdot \bar{\mathbf{5}} \cdot \mathbf{5}_H \cdot \mathbf{5}_H$


 M_ν

$Y_{\psi ij}(\psi_{L i} \psi_{R j}^c \phi_H)$

$$M_u = \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^5 & \lambda^3 \\ \lambda^5 & \lambda^4 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \langle H_u \rangle$$

$$\left[\begin{array}{l} M_{u \text{ diag}} \sim \begin{pmatrix} \lambda^6 & & \\ & \lambda^4 & \\ & & 1 \end{pmatrix} \langle H_u \rangle \\ L_u \sim R_u \sim U_{CKM\text{-type}} \end{array} \right.$$



strong hierarchy



middle hierarchy

$$M_d = M_e^t = \lambda^2 \begin{pmatrix} \lambda^4 & \lambda^{3.5} & \lambda^3 \\ \lambda^3 & \lambda^{2.5} & \lambda^2 \\ \lambda & \lambda^{0.5} & 1 \end{pmatrix} \langle H_d \rangle$$

$$\left[\begin{array}{l} M_{d \text{ diag}} = M_{e \text{ diag}} \sim \lambda^2 \begin{pmatrix} \lambda^4 & & \\ & \lambda^{2.5} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \langle H_d \rangle \\ L_d \sim R_e \sim U_{CKM\text{-type}}, R_d \sim L_e \sim U_{MNS\text{-type}} \end{array} \right.$$

$$M_\nu = \frac{\lambda^{-5}}{\Lambda} \begin{pmatrix} \lambda^2 & \lambda^{1.5} & \lambda \\ \lambda^{1.5} & \lambda & \lambda^{0.5} \\ \lambda & \lambda^{0.5} & 1 \end{pmatrix} \langle H_u \rangle^2$$

$$\left[\begin{array}{l} M_{\nu \text{ diag}} \sim \frac{\lambda^{-5}}{\Lambda} \begin{pmatrix} \lambda^2 & & \\ & \lambda & \\ & & 1 \end{pmatrix} \langle H_u \rangle^2 \\ L_\nu \sim U_{MNS\text{-type}} \end{array} \right.$$

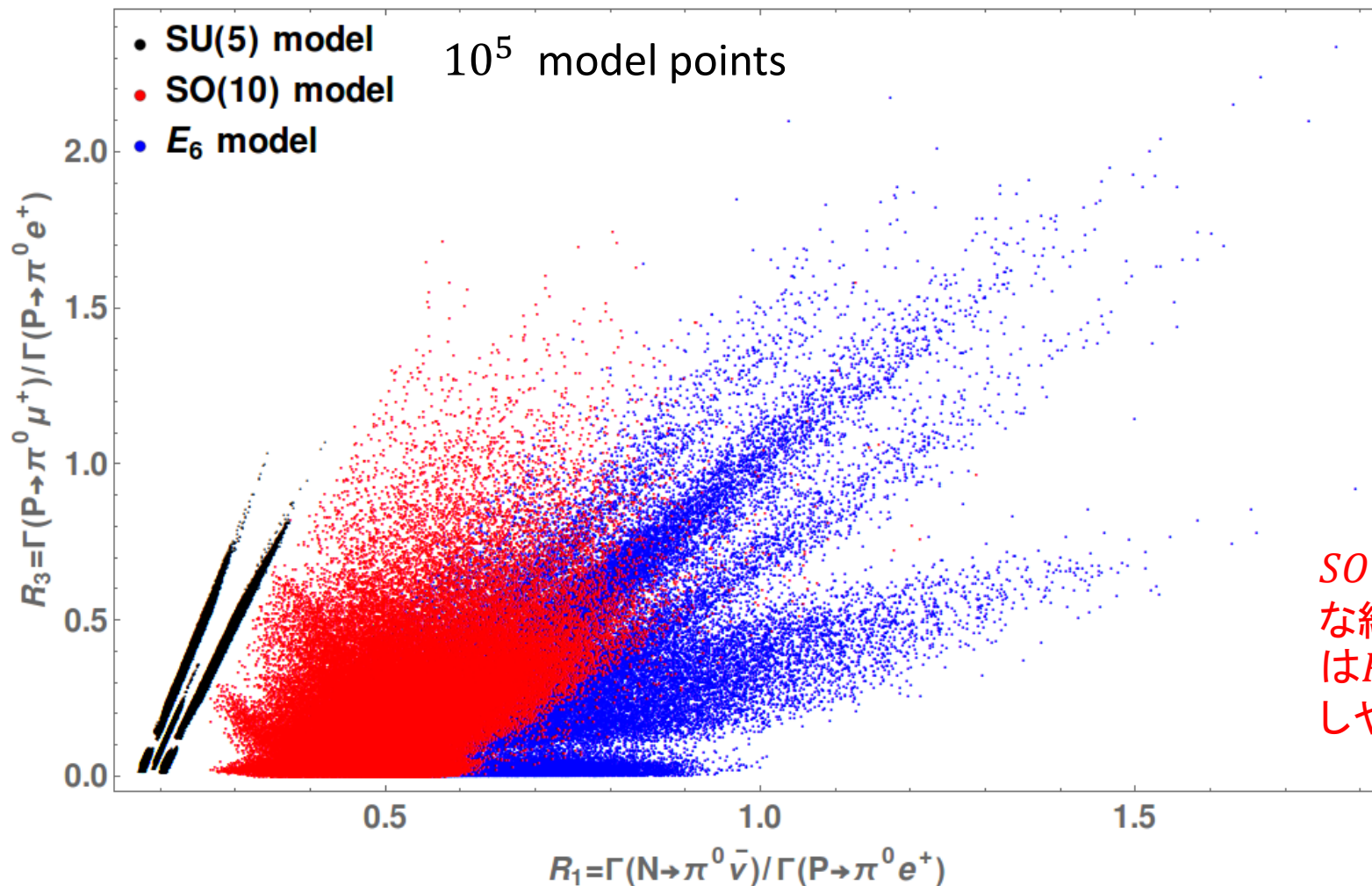


weak hierarchy

$$U_{CKM\text{-type}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$U_{MNS\text{-type}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda^{0.5} & \lambda \\ \lambda^{0.5} & 1 & \lambda^{0.5} \\ \lambda & \lambda^{0.5} & 1 \end{pmatrix}$$

R_1 vs R_3



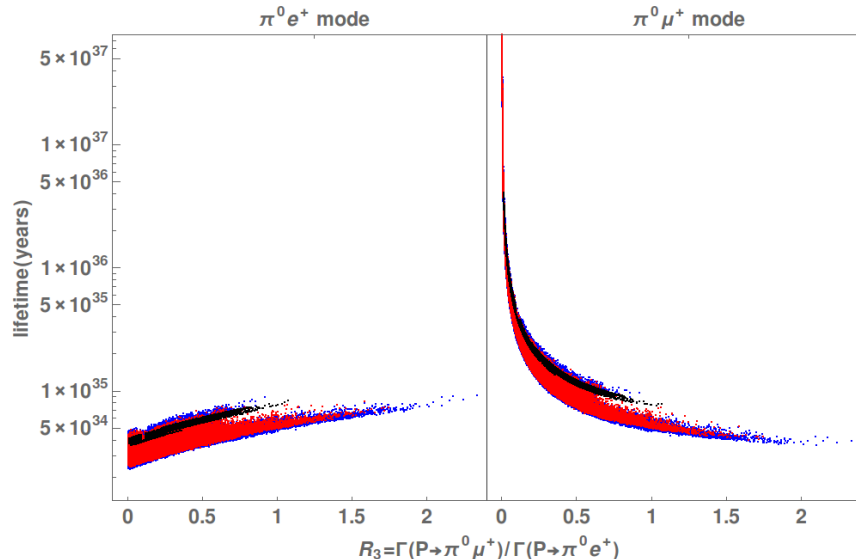
$SO(10)$ や E_6 群など大きな統一群を持つモデルでは R_3 以上(FCND)を実現しやすい

$$M_X = M_{X'} = M_{X''} \quad L_u \sim L_d \sim R_u \sim R_e \sim U_{CKM \text{ type}}$$

$$L_e \sim L_\nu \sim R_d \sim U_{MN \text{ Stype}} \quad \mathbf{20/21}$$

Summary

- 核子崩壊は大統一理論をテストするのに有用
- 最近、 $p \rightarrow \pi^0 \mu^+$ proton decay eventが2 event Super-Kamiokandeにて観測された
- これを説明するにはlarge mixing、特にcharged-lepton sectorのlarge mixingが必要
- FCNDが核子崩壊signalならば $SO(10)$ や E_6 などrankの大きい統一群が好まれる



$$M_X = M_{X'} = M_{X''}$$

$$M_X/g_X = 10^{16} \text{ GeV}$$

$$L_u \sim L_d \sim R_u \sim R_e \sim U_{CKMtype}$$

$$L_e \sim L_\nu \sim R_d \sim U_{MNStype}$$