セミナー＠東北大学，Oct 1st, 2009

ニュートリノ混合を理解する目的でのクォーク質量行列模型

-- ユカワオン模型に基づいて --

小出義夫（大阪大理）

Based on Y.K, Phys.Lett. B 680, 76 (2009)
(arXiv:0904.1644 [hep-ph])

セールスポイント

(1) 「ニュートリノ質量行列を論ずるためにクォーク質量行列のモデルを探求」と言うユニークな試み.
（GUTに立ち入ることなく. ）

(2) up-quark sector に1つ, right-handed neutrino sector に1つ, 計2つのパラメターにより, up-quark mass ratios 2つ, neutrino oscillation parameters 3つの, 計5つの観測量を見事に説明することができる.

Contents

Part I　まえおき(ある現象論屋の独り言)

1.1 なぜ質量スペクトルと混合の問題に取り組むか？

1.2 質量公式の考え方　1.3「世代」か「家族」か？

1.4　対称性の考え方　1.5 現象論屋心得

Part II　ユカワオン模型の最近の進展

2.1 ユカワオン模型とは何だ？

2.2　なぜ neutrino mixing を予言するのに quark mass matrix を論ずるのか？

2.3　Yukawaons in the quark sector

2.4　Yukawaons in the neutrino sector

2.5　Concluding Remarks: そのほかの課題

Part I
まえおき
（ある現象論屋の独り言）

1.1 なぜ質量スペクトルと混合の問題に取り組むか？

「質量」ではなく,「質量スペクトル」！

「質量」の起源の探求

とらえどころのない課題

時代とともに「質量」の概念も変化している

物理学の進展につれて少しずつ明らかになってくる

「質量スペクトル」の探求

いつの時代でも，現実的な研究課題として歴史的役割を果たしてきた

Bulmer (- Ryudberg) formula → Bohr theory

Gell-mann-Okubo formula → Quark-ace model

1.2 質量公式の考え方

もしクォークとレプトンが

●究極の「素」粒子なら

リュードベリー公式のようなものが見つかるはず

厳密な，かつ，きれいな規則性
自然の基本的法則性に起因

●「複合」粒子なら

ハドロンにおけるフレーバーSU(3)のようなもの（大久保公式のようなもの）が見つかるはず

近似的に成立する公式
物質の存在様式の反映

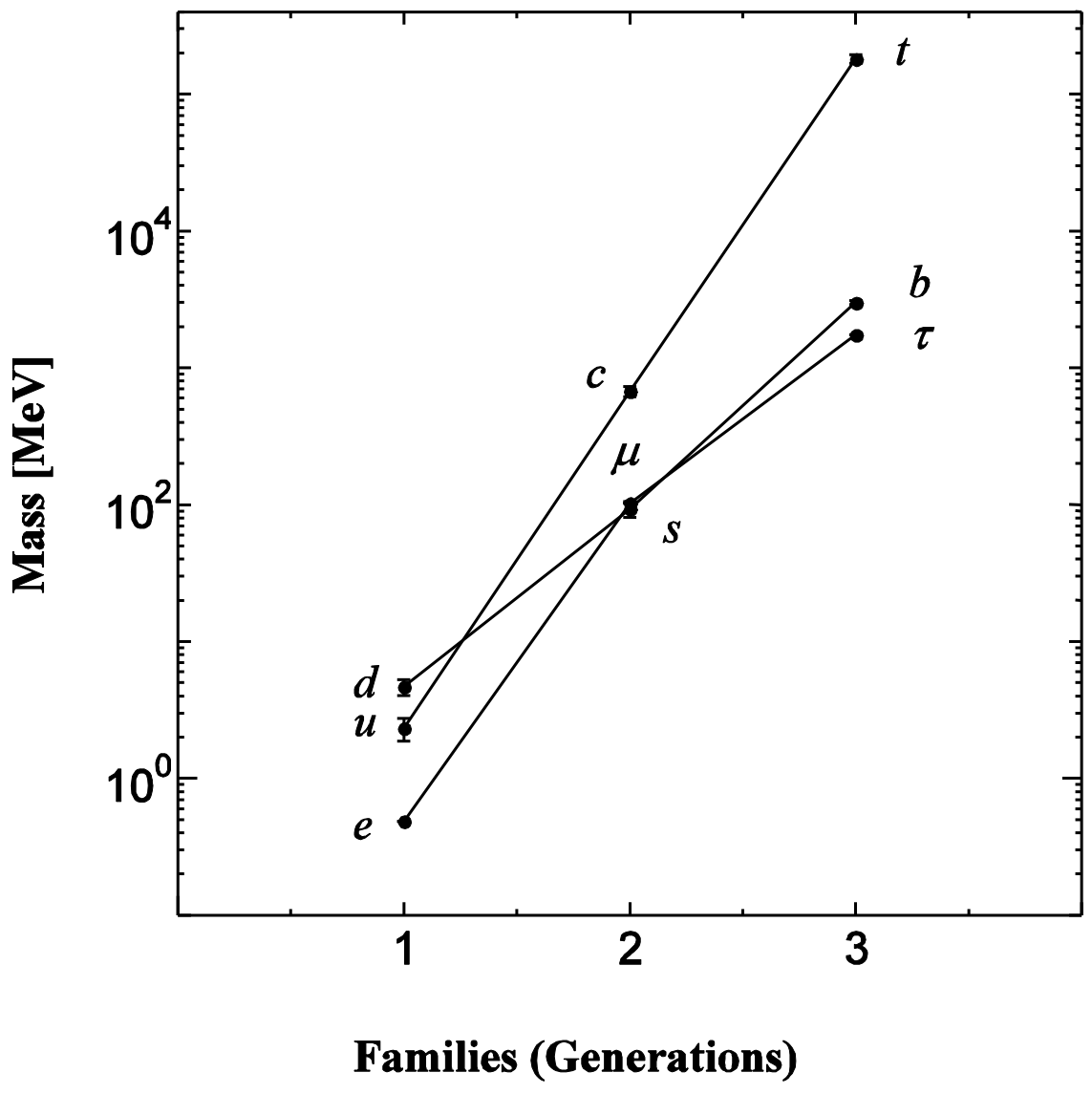
荷電レプトンの質量公式はどちらの立場で考えるか？

- 1982年提案当初: 「近似公式」の考え
  実際, タウ質量の予言値は当時の実験値から数MeV ずれていた！
- 1992年　新しいタウ質量の実験値: 合いすぎる！
  しかし, 電磁補正を考えると, むしろ合わない
  Sumirnov のコメント: 10^{-3} で合うだけでもすばらしい
- 2008年　Yukawaon model: 再び「近似」の立場
- 2009年　Sumino model の登場:　「厳密公式」かも？

私の仕事のスタイル
新しい物質の導入により
問題の解決を図る
武谷三男流に言うなら
「現象論を整理しつつ
実体論的段階に向かう」

隅野さんの仕事のスタイル
新しい法則性の探求
「本質論的段階に迫る」

1.3「世代」か「家族」か？



世代 (Generations)	家族 (Families)
階層構造が異なる	本来は対等
1st, 2nd, ・・・	何かの理由で違いが発生
順序が意味を持つ	
「対称性」の概念はない (Froggatt-Nielsen model)	「対称性」を考えてよい

・Democratic mass matrixの出現

H. Harari, H. Haut and J. Weyers, PL 78B (1978) 459

$$M = a \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} + \cdots ,$$

“Symmetry”でも理解可能と思われるようになった.

・しかし現象論的には何ら「対称性」を考える必然性はない

1.4 対称性の考え方

対称性のタイプ

(A) はじめに厳密な対称性ありき

自発的またはダイナミカルに順次破れる

(B) 本当の意味での対称性は存在しない.

あたかも対称性が存在するかのように近似的に取り扱うことが出来るに過ぎない. Asymptotic symmetry: S.Oneda

(A)の立場

クォークとレプトンのすべてのセクターにおいて,

3つの世代間の質量は互いに大きく異なった値をとっている

→ 例え「対称性」を考えるにしても最終的には完全に破れているべき

最後まで生き残るフレーバー対称性は可能か？

離散対称性？ 何か新しい対称性？

1.5 現象論屋(モデルビルダー)心得

- 現象論屋は数字合わせに熱中すべきでない
- 何が特徴的かをとらえて，全体像(主たる骨組み)を記述すべき [戸田東(元東北大理)]
- 実験がスタートしてから現象論に取り組んでも手遅れ．実験がないときこそ，現象論屋の腕の見せどころ．(実験データが出てからでは単なる「解釈学」に陥ることが多い．)
- 「現象論」と呼ぶのを止めましょう．「物理」と言うべきです．[三田一郎(元名大理)]

Part II
ユカワオン模型の最近の進展

2.1 ユカワオン模型とは何だ？

	質量の起源	質量スペクトル・混合の起源
標準模型	ヒグス粒子	湯川結合定数
ユカワオン模型	ヒグス粒子	ユカワオンのVEV $\langle Y_f \rangle$

$$Y_f^{eff} = \frac{y_f}{\Lambda} \langle Y_f \rangle \qquad (f = u, d, e, \nu, \cdots) \tag{1.1}$$

Y_f: gauge singlet fields
with 3×3 flavor components

Λ: an energy scale of an effective theory

$\langle Y_f \rangle \sim \Lambda \sim 10^{15-16}$ GeV

$\mu < \Lambda$ では $\langle Y_f \rangle$ の evolutionは，SMと同じ振る舞いをする

ユカワオンを考える意義

- $(Y_f)_{ij}$ が定数なら，質量行列に対称性を課して，それによって Y_f の形に制限をつけることはできるが，最終的にかなりの数の $(Y_f)_{ij}$ が理論の基本定数として残ってしまう.
- Y_f が fields であり，そのVEVがY_f^{eff} を与えると考えるなら，$(Y_f^{eff})_{ij}$ は理論の基本定数ではなく，理論の力学構造によって計算可能な量となる.
- Y_f を gauge singlets と考えるので，既存のgauge 粒子との相互作用をtree levelでは考える必要がなく，標準模型での成功をそのまま引き継ぐことができる.

例えば，$SU(2)_L$ を破らずに，　$m_t >> m_b$ などを理解するには，フレーバーを$SU(2)_L$ とは独立な対称性と考えることが現実的.

ニュートリノ・シーソー模型 $M_\nu = M_D M_R^{-1} M_D^T$ を考えるときも M_R のオリジンをヒグスと考えるより，ユカワオンの $\langle Y_R \rangle$ と考える方が自然.

例: O(3) flavor symmetry を仮定

would-be Yukawa interactions:

$$H_Y = \sum_{i,j} \frac{y_u}{\Lambda} u_i^c (Y_u)_{ij} q_j H_u + \sum_{i,j} \frac{y_d}{\Lambda} d_i^c (Y_d)_{ij} q_j H_d$$

$$+ \sum_{i,j} \frac{y_\nu}{\Lambda} \ell_i (Y_\nu)_{ij} \nu_j^c H_u + \sum_{i,j} \frac{y_e}{\Lambda} \ell_i (Y_e)_{ij} e_j^c H_d + h.c. + \sum_{i,j} y_R \nu_i^c (Y_R)_{ij} \nu_j^c$$

(1.2)

Yukawaons Y_f : $(3 \times 3)_S$= 1+5 of O(3).

各 Y_f を他から区別するために $U(1)_X$ symmetry を仮定

$Q_X(f^c) = -x_f,\ Q_X(Y_f) = +x_f$ $\quad$ $Q_X(Y_R) = 2x_\nu$

$SU(2)_L$ doublet fields are assigned as $Q_X = 0$.

VEVスペクトルを得る手順

(1) O(3) and $U(1)_X$ invariant な Y_f についての superpotential を書き下す.

(2) SUSY vacuum conditions $\partial W/\partial Y_f = 0$ から, VEV relations を得る.

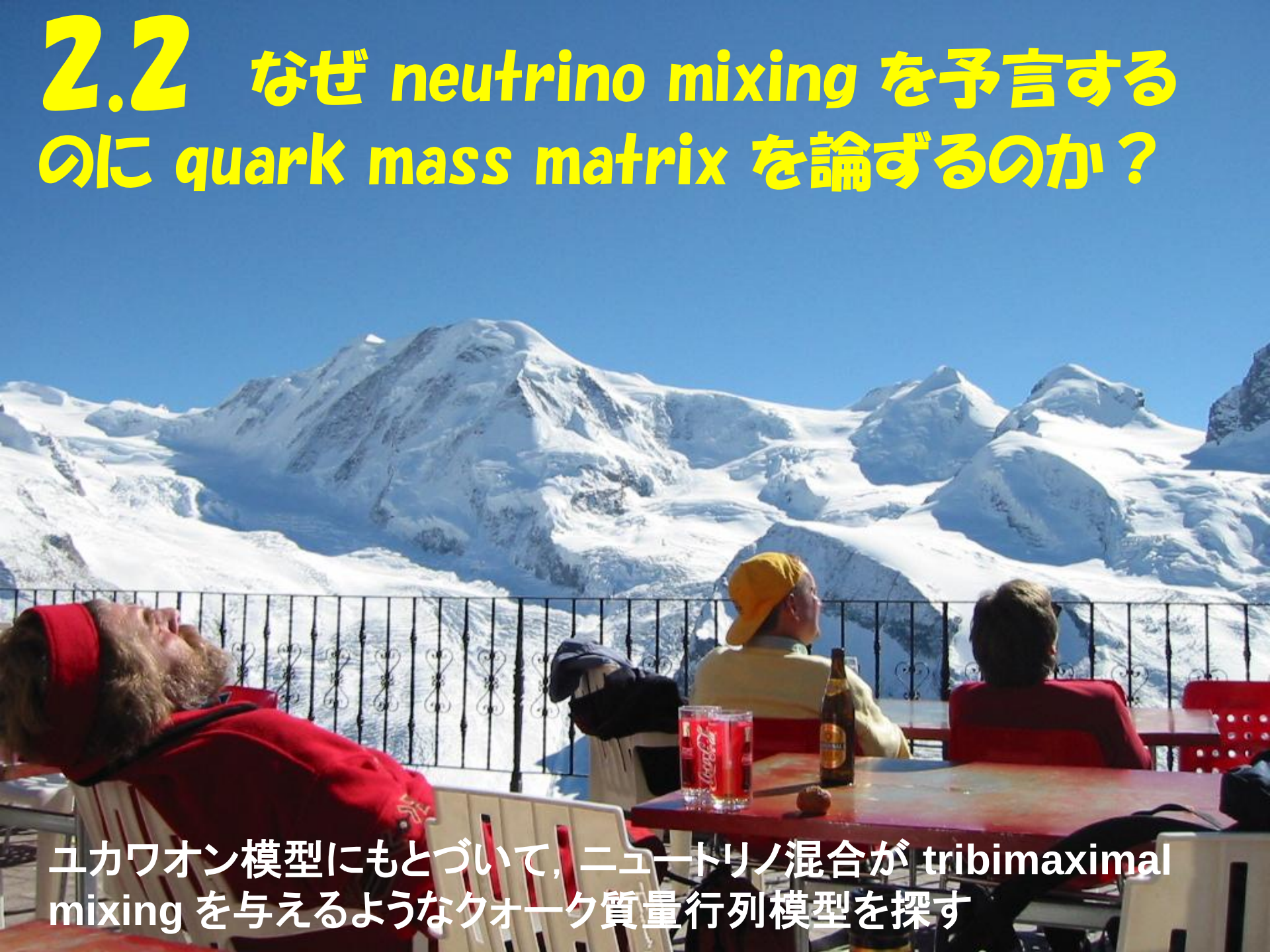
(3) 結果として, あるセクターの $\langle Y_f \rangle$ に対して, 別のセクターの $\langle Y_f \rangle$ を関係させることができる.

（例）$W_e = \lambda_e \mathrm{Tr}[\Phi_e \Phi_e \Theta_e] + \mu_e \mathrm{Tr}[Y_e \Theta_e] + W_\Phi$ (1.3)

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial W}{\partial \Theta_e} = \lambda_e \Phi_e \Phi_e + \mu_e Y_e = 0$$

$$\Rightarrow \quad \langle Y_e \rangle = -\frac{\lambda_e}{\mu_e} \langle \Phi_e \rangle \langle \Phi_e \rangle \qquad (1.4)$$

2.2 なぜ neutrino mixing を予言するのに quark mass matrix を論ずるのか？



ユカワオン模型にもとづいて，ニュートリノ混合が tribimaximal mixing を与えるようなクォーク質量行列模型を探す

予備知識 Tribimaximal Mixing

- ニュートリノ振動からの観測値

$$\sin^2 2\theta_{atm} = 1.00_{-0.13} \text{ (MINOS08)}$$

$$\tan^2 \theta_{solar} = 0.47^{+0.06}_{-0.05} \text{ (KamLAND08)}$$

$$\sin^2 \theta_{13} = 0.012 \pm 0.013 \text{ (Atm+LBL+CHOOZ)}$$

- Tribimaximal mixing [Harrison-Perkins-Scott (1999)]

$$U_{TB} = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

$$\sin^2 2\theta_{23} = 1, \ \tan^2 \theta_{12} = 0.5, \ \sin \theta_{13} = 0$$

Tribimaximal mixing を導くモデル

- 基本：Permutation symmetry S_3: multiplets: 2, 1, 1‘

$$\begin{pmatrix} \psi(\mathbf{2}) \\ \\ \psi(\mathbf{1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_\pi \\ \psi_\eta \\ \psi_\sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{2}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix}$$

逆に解けば

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\eta \\ \nu_\sigma \\ \nu_\pi \end{pmatrix}$$

即ち，charged lepton sector での質量固有状態が

$(e_1, e_2, e_3) = (e, \mu, \tau)$ であるとき，

neutrino sector での質量固有状態は $(\nu_\eta, \nu_\sigma, \nu_\pi)$ であればよい．

ただし，$m_\eta^2 < m_\sigma^2 \ll m_\pi^2$ or $m_\pi^2 \ll m_\eta^2 \sim m_\sigma^2$

S_3 だけからのモデルでは，このピクチュアの実現は難しい → A_4, S_4, ...

今回は別のアプローチで tribimaximal mixing を導きたい

（蛇足）$(\psi_\pi, \psi_\eta, \psi_\sigma)$ の記号： m_{ei} もtribimaximal mixingも起源は同じ

ユカワオン模型からの ニュートリノ質量行列

2008: Yukawaon model から, 次のようなVEV関係式を得た.

$$M_\nu \propto \langle Y_\nu \rangle \langle Y_R \rangle^{-1} \langle Y_\nu \rangle \quad (2.2)$$

$$\langle Y_\nu \rangle \propto \langle Y_e \rangle \quad (2.3)$$

$$\langle Y_R \rangle \propto \langle Y_e \rangle \langle \Phi_u \rangle + \langle \Phi_u \rangle \langle Y_e \rangle \quad (2.4)$$

$$\langle Y_u \rangle \propto \langle \Phi_u \rangle \langle \Phi_u \rangle \quad (2.5)$$

Y.K., Phys.Lett. B665, 227 (2008)

- U_{MNS} を計算するためには，荷電レプトンの質量行列 $\langle Y_e \rangle$ が対角型のベースで M_ν を 対角化すればよい：

$$\langle M_\nu \rangle_e \propto \langle Y_e \rangle_e \{ \langle Y_e \rangle_e \langle \Phi_u \rangle_e + \langle \Phi_u \rangle_e \langle Y_e \rangle_e \}^{-1} \langle Y_e \rangle_e \tag{2.6}$$

以後，M_f が対角型となるベースを *f* basis と呼び，そのベースでの VEV matrix $\langle A \rangle$ を $\langle A \rangle_f$ と書く.

（例）

$$\langle Y_e \rangle_e \propto \mathrm{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau)$$

$$\langle \Phi_u \rangle_u \propto \mathrm{diag}(\sqrt{m_u}, \sqrt{m_c}, \sqrt{m_t})$$

現象論的仮定

$\langle \Phi_u \rangle_e$ さえ，求まれば U_{MNS} が計算できる.

そこで，次のような現象論的仮定を置いた:

CKM matrix V(δ) の定義式

$$\langle \Phi_u \rangle_d = V(\delta)^T \langle \Phi_u \rangle_u V(\delta) \tag{2.7}$$

からの類推で

$$\langle \Phi_u \rangle_e = V(\pi)^T \langle \Phi_u \rangle_u V(\pi) \tag{2.8}$$

と仮定. すなわち，*e* basis と *d* basis は近似的に近い！と仮定

これにより，何ら discrete symmetry などを仮定することなく，

nearly tribimaximal mixingが導かれた.

Y.K., Phys.Lett. B665, 227 (2008)

$\sin^2 2\theta_{atm} = 0.995$ $\tan^2 \theta_{solar} = 0.553$ $|U_{13}| = 0.001$

今回の話

根拠不明の仮定 (2.7) を置かなくとも，e basis で記述されるクォーク質量行列の模型 $\langle (M_u, M_d) \rangle_e$ を提案すれば，そこから U_u を計算可能.

$$U_u^T \langle M_u \rangle_e U_u = M_u^{diag} \equiv \langle M_u \rangle_u \qquad (2.9)$$

$$\langle \Phi_u \rangle_e = U_u \langle \Phi_u \rangle_u U_u^T \qquad (2.10)$$

今回の研究目的: M_ν が nearly tribimaximal mixing を与えるようなクォーク質量行列の形を探る

2.3 Yukawaons in the quark sector

We assume superpotential in the quark sector:

$$W_q = \mu_u \mathrm{Tr}[Y_u \Theta_u] + \lambda_u \mathrm{Tr}[\Phi_u \Phi_u \Theta_u]$$
$$+ \mu_u^X \mathrm{Tr}[\Phi_u \Theta_u^X] + \mu_d^X \mathrm{Tr}[Y_d \Theta_d^X]$$
$$+ \sum_{q=u,d} \frac{\xi_q}{\Lambda} \mathrm{Tr}[\Phi_e (\Phi_{Xq} + a_q E_q) \Phi_e \Theta_q^X] \qquad (3.1)$$

(3.1)より，次のような e basis でのクォーク質量行列を得る:

$$M_u^{1/2} \propto M_e^{1/2} (X + a_u \mathbf{1}) M_e^{1/2} \tag{3.2}$$

$$M_d \propto M_e^{1/2} \left(X + a_d e^{i\alpha_d} \mathbf{1}\right) M_e^{1/2} \tag{3.3}$$

$$\langle \Phi_X \rangle_e \propto X \equiv \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \qquad \langle E \rangle_e \propto \mathbf{1} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

c.f. YK and H.Fusaoka, Z.Phys.C71, 459 (1996)

パラメター値 $a_u \simeq -0.56$ は up-quark mass ratios を正しく fit することができる.

$$\sqrt{\frac{m_{u1}}{m_{u2}}} = 0.043 \quad \sqrt{\frac{m_{u2}}{m_{u3}}} = 0.057 \text{ for } a_u = -0.56$$

$$\sqrt{\frac{m_u}{m_c}} = 0.045^{+0.013}_{-0.010} \quad \sqrt{\frac{m_c}{m_t}} = 0.060 \pm 0.005 \quad \text{at } \mu = m_Z$$

4 Yukawaons in the neutrino sector

ところが残念ながら，model (3.2) は，neutrino mixings については観測される値を全く出せない！

原因： 前回のモデル(2.8)での成功的結果を得るに当たって，

$\langle \Phi_u \rangle_u$ として，$\langle \Phi_u \rangle_u \propto \mathrm{diag}(\sqrt{m_u}, \sqrt{m_c}, \sqrt{m_t})$

と，観測値（正の値）が用いられた．しかるに，今回のモデル(3.2)における $\langle \Phi_u \rangle_u$ の固有値 $\langle \Phi_u \rangle_u = \mathrm{diag}(v_1, v_2, v_3)$ の符号は，$a_u \simeq -0.56$ 付近の領域で (+, −,+) で与えられる．

そこで，(2.6)の計算に当たって

$$\langle \Phi_u \rangle_u \to \langle \Phi_u \rangle_u \cdot \mathrm{diag}(+1, -1, +1)$$

と変更してやると，事態は大きく改善される．

a_u	v_{u1}/v_{u2}	v_{u2}/v_{u3}	$\sin^2 2\theta_{atm}$	$\tan^2 \theta_{solar}$	$\lvert U_{13} \rvert$
-0.55	-0.0355	-0.0654	0.9679	0.7236	0.0113
-0.56	-0.0425	-0.0570	0.9848	0.7033	0.0128
-0.57	-0.0514	-0.0495	0.9955	0.6807	0.0146

そこで,

$$\langle P_u \rangle_u \propto \mathrm{diag}(+1, -1, +1) \tag{4.1}$$

なるVEVを持つ新しい場を導入する.

このとき, $Y_e P_u \Phi_u + \Phi_u P_u Y_e$ を考えるなら, 同じ量子数を持つ $P_u Y_e \Phi_u + \Phi_u Y_e P_u$ も存在するはず.

$$\begin{aligned} W_R &= \mu_R \mathrm{Tr}[Y_R \Theta_R] \\ &+ \frac{\lambda_R}{\Lambda} \{ \mathrm{Tr}[(Y_e P_u \Phi_u + \Phi_u P_u Y_e) \Theta_R] \\ &+ \xi \mathrm{Tr}[(P_u Y_e \Phi_u + \Phi_u Y_e P_u) \Theta_R] \} \end{aligned} \tag{4.2}$$

結果として次の関係を得る:

$$Y_R \propto Y_e P_u \Phi_u + \Phi_u P_u Y_e + \xi (Y_e \Phi_u P_u + P_u \Phi_u P_u)$$

これより, $a_u = -0.56$ での予言値は見事に観測値にフィットできる.

ξ	$\sin^2 2\theta_{atm}$	$\tan^2 \theta_{solar}$	$\lvert U_{13} \rvert$
0	0.9848	0.7033	0.0128
+0.004	0.9825	0.4891	0.0123
+0.005	0.9819	0.4486	0.0122
+0.006	0.9812	0.4123	0.0120
−0.0011	0.9897	0.4854	0.0142
−0.0012	0.9900	0.4408	0.0143
−0.0013	0.9904	0.4008	0.0144

すなわち, **2パラメターで up-quark mass ratios と neutrino oscillation parameters の5つの観測量を与えることができた！**

Y.K., Phys.Lett. B680, 76 (2009), arXiv:0904.1644 [hep-ph]

How about down-quark sector

down-quark sector (3.3)の 2パラメター (a_d, α_d) で6つの観測量をフィット:

a_u	a_d	α_d	$\lvert m_{d1}/m_{d2}\rvert$	$\lvert m_{d2}/m_{d3}\rvert$	$\lvert V_{us}\rvert$	$\lvert V_{cb}\rvert$	$\lvert V_{ub}\rvert$	$\lvert V_{td}\rvert$
-0.56	-0.620	4°	0.1078	0.0273	0.2035	0.0666	0.0101	0.0178
-0.56	-0.625	6°	0.0783	0.0313	0.2187	0.0818	0.0123	0.0190
-0.56	-0.630	8°	0.0542	0.0362	0.2222	0.0977	0.0146	0.0194
-0.58	-0.630	2°	0.1959	0.0195	0.2272	0.0448	0.0088	0.0163

傾向としてはいい線を行っている.

しかし, $|V_{i3}|$ と $|V_{3i}|$ は大きすぎる.

2パラメターではやっぱり無理？

Down-quark sector は改良が必要.

5 Concluding Remarks

M_ν にではなく, (M_u, M_d) に離散群 S_3 を要求したことに注意！

Sector	Parameters	Predictions		
		$\sin^2\theta_{atm}$	$\tan^2\theta_{solar}$	$\lvert U_{13}\rvert$
M_ν	$\xi = +0.0005$	0.982	0.449	0.012
	$\xi = -0.0012$	0.990	0.441	0.014
$M_u^{1/2}$	$a_u = -0.56$	$\sqrt{\frac{m_u}{m_c}} = 0.0425$	$\sqrt{\frac{m_c}{m_t}} = 0.0570$	
	two parameters	5 observables: fitted excellently		
M_d	$a_d e^{i\alpha_d}$	$\sqrt{\frac{m_d}{m_s}}$, $\sqrt{\frac{m_s}{m_b}}$, $\lvert V_{us}\rvert$, $\lvert V_{cb}\rvert$, $\lvert V_{ub}\rvert$, $\lvert V_{td}\rvert$		
	two parameters	6 observables: not always excellent		

Down-quark sector については, まだ改良の余地がある.
（定性的レベルでは成功しているが, 定量的レベルでない. ）
全体の方向性としてはよい方向にあると考えている.

そのほかの課題

(1) How about the charged lepton mass relation

(2) Massless and light yukawaons

(3) Case with a lower scale of Λ

(4) How about flavor symmetry?

(5) How to test the yukawaon model experimentally

(1) How about the charged lepton mass relation

(i) スーパーポテンシャル

$$W_e = \lambda_e \mathrm{Tr}[\Phi_e \Phi_e \Theta_e] + \mu_e \mathrm{Tr}[Y_e \Theta_e] + W_\Phi$$

(5.1)

において，W_Φを適当に選ぶことによって，$\langle \Phi_e \rangle$についての3次

$$c_3 \langle \Phi \rangle^3 + c_2 \langle \Phi \rangle^2 + c_1 \langle \Phi \rangle + c_0 1 = 0$$

(5.2)

を得る.

(ii) 根と係数の関係

$$\frac{c_2}{c_3} = -\mathrm{Tr}[\langle\Phi\rangle], \quad \frac{c_1}{c_3} = \frac{1}{2}\left(\mathrm{Tr}^2[\langle\Phi\rangle] - \mathrm{Tr}[\langle\Phi\rangle\langle\Phi\rangle]\right), \quad \frac{c_0}{c_3} = -\det\langle\Phi\rangle$$

(5.3)

を利用して,

$$K_e = \frac{m_e + m_\mu + m_\tau}{(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^2}$$

$$= \frac{\mathrm{Tr}[\langle\Phi_e\rangle\langle\Phi_e\rangle]}{\mathrm{Tr}^2[\langle\Phi_e\rangle]} = 1 - 2\frac{c_1}{c_3}\frac{1}{\mathrm{Tr}^2[\langle\Phi_e\rangle]} \qquad (5.4)$$

$$\kappa_e = \frac{\sqrt{m_e m_\mu m_\tau}}{(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^3}$$

$$= \frac{\det\langle\Phi_e\rangle}{\mathrm{Tr}^3[\langle\Phi_e\rangle]} = -\frac{c_0}{c_3}\frac{1}{\mathrm{Tr}^3[\langle\Phi_e\rangle]} \qquad (5.5)$$

を計算する.

(iii) このモデルで扱っている質量は running masses $m_i(\mu)$ である．従って，目標値は，K=2/3 ではなく，

$$K(\Lambda) = \frac{2}{3}(1+\varepsilon) \qquad \varepsilon \sim 10^{-3} \tag{5.6}$$

である．Pole masses に対する関係

$$m_e + m_\mu + m_\tau = \frac{2}{3}(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^2 \tag{5.7}$$

は偶然の一致と考えて，それを導くことは考えない．

Y.K., PLB　(arXive:0906.3370 [hep-ph])

c.f Suminoの立場では，Kだけでなくκの値も，pole massesに対して厳密な関係式として導かれるべき

$$\kappa^{pole} = (2.0633 \pm 0.0001) \times 10^{-3} \simeq 1/484.7$$

$$\kappa_{Sumino} = 2.208 \times 10^{-3}$$

これが私の立場（近似でよいとの）なら，驚喜すべき値！ しかし．．．

(2) Massless and light yukawaons

(i) SO(3) → 3 generators

Completely broken at $\mu = \Lambda$

→ 3 Nambu-Goldstone bosons (Y'_{23}, Y'_{31}, Y'_{12})

(ii) Effective coupling constants with matter fields

$$g \sim v_H/\Lambda \sim 10^{-13} \qquad (5.8)$$

それ故，地上の実験では観測出来そうにもない.

Pseudo NG bosons も現れるが，これも残念ながら，DMの候補になりそうにもない.

Y.K., arXiv:0902.4501 [hep-ph]

(iii) ただし，これはナイーブな Λ の計算の場合の結論.

(VEVはすべて Λ のオーダー，係数はすべて 1 のオーダーと仮定)

(3) Case with a lower scale of Λ

(3) Case with a lower scale of Λ

LHCでの検証に向けて

- coupling constants << 1 を持ったモデルを考える
- 異なるスケールの Λ を複数考える

そもそも Λ なしのモデルを考える

(4) How about flavor symmetry?

- Since 1980, U(3)　Y_{ij}, Φ_{ij}:　$3 \times 3^* = 1+8$

  （一番すなおな考え方：私にとっては1980年代からのなじみ）

- Since 2008, O(3)　Y_{ij}, Φ_{ij}:　$(3 \times 3)_S = 1+5$

  (ニュートリノモデルや　GUTへの発展を考えて: 2008）

- 2009,　U(3) × O(3)　$Y_{ij} \propto \sum_a \Phi_{ia} (\Phi^T)_{aj}$

  (6,1)　　(3,3) × (3,3)

(by Sumino 2009)

まだまだ，いろいろなバーションが考えられそう！

このように，ユカワオン模型はこれからも
まだまだ多様な発展形の可能性を持っています
ぜひ，それぞれの新しい観点からの発展に
寄与していただければと希望しています

ご静聴ありがとうございました

ユカワオン模型はまだ生まれて満1歳にもなっていません.
少しずつ，realisticなものになりつつあります.
成長を暖かく見守って，ご支援下さるようお願い申し上げます.