E_6 大統一模型におけるクォークの質量と混合[1]

小原 みどり
（お茶の水女子大学大学院人間文化研究科）

1　はじめに

E_6 の **27** は以下のように既約分解できることから、

$$\begin{aligned} \mathbf{27} &= \quad \mathbf{16} \quad + \quad \mathbf{10} \quad + \mathbf{1} & [SO(10)] \\ &= (\mathbf{10}+\mathbf{5}^*+\mathbf{1})+(\mathbf{5}+\mathbf{5}^*)+\mathbf{1} & [SU(5)] \end{aligned}$$

E_6 の基本表現である **27** 表現には $\mathbf{5}^*$ 表現が２つ含まれていることが分かる。このことから、**10** 表現には通常のアップ型クォーク３世代が埋め込まれるのに対し、２つの $\mathbf{5}^*$ 表現には通常の $SU(2)_L$-doublet ダウン型クォーク３世代と $SU(2)_L$-singlet ダウン型クォーク３世代とが振り分けて埋め込まれる。近年、超対称 E_6 大統一模型の枠組みにおいて、この２つの $\mathbf{5}^*$ 表現の間に twisting を起こす方法が提唱され、それを用いて、クォークの small mixing 及びレプトンの large mixing を説明する試みがなされた [1] 。そこでは、**27** 表現のヒッグス場を２つ導入し、SUSY zero [2] を適用することによって、ダウンクォークを軽いセクターと重いセクターに分離して、twisting を起し、クォークの small mixing 及びレプトンの large mixing を再現するような質量行列を導いている。

今回我々は、軽いセクターを重いセクターと分離することなく、したがって６行６列のダウン型クォークの質量行列を対角化することによって、自然に twisting が起こってクォークの small mixing を再現する可能性について調べた。

この話において [1] と異なる点は以下の２点である。

- SUZY zero を用いない。
- **27** 表現のヒッグス場を１つだけ導入する。

2　質量行列の対角化

2.1　スーパーポテンシャル

[1] で用いられたスーパーポテンシャルの形について簡単に review する。フレーバー対称性 $U(1)_F$ を導入し、Froggatt-Nielsen mechanism [3] を仮定すると、スー

[1] この研究は曹基哲氏（お茶大）と菅本晶夫氏（お茶大）との共同研究によるものである。

パーポテンシャルの形は **27** 表現のヒッグス場を導入して、以下のように与えられる。

$$W_H = y_{ij}\Psi_i(\mathbf{27})\Psi_j(\mathbf{27})H(\mathbf{27})\left(\frac{\Theta}{M_P}\right)^{f_i+f_j}. \tag{1}$$

また **78** 表現のヒッグス場を導入すると、有効スーパーポテンシャルの形は以下のように与えられる。i と j は世代の足であり、f_i、f_j は各世代の $U(1)_F$ chargeである。

$$\begin{aligned} W_\phi = & \sum_{i,j} s_{ij} M_P^{-1}\Psi_i(\mathbf{27})\Psi_j(\mathbf{27})(\phi(\mathbf{78})H(\mathbf{27}))_{\mathbf{27}}\left(\frac{\Theta}{M_P}\right)^{f_i+f_j} \\ & + \sum_{i,j} a_{ij} M_P^{-1}(\phi(\mathbf{78})\Psi_i(\mathbf{27}))_{\mathbf{27}}\Psi_j(\mathbf{27})H(\mathbf{27})\left(\frac{\Theta}{M_P}\right)^{f_i+f_j}. \end{aligned} \tag{2}$$

s_{ij}、a_{ij} は各々対称、反対称テンソルである。(ここで我々はヒッグス場の $U(1)_F$ chage を zero とした。) **78** は以下のように既約分解できるので、

$$\mathbf{78} = \mathbf{8}_L + \mathbf{8}_R + \mathbf{8}_C + (\mathbf{3},\mathbf{3},\mathbf{3}) + (\mathbf{3}^*,\mathbf{3}^*,\mathbf{3}^*),$$

次のように真空期待値を持たせることによって、

$$\begin{aligned} \frac{\langle\phi(\mathbf{8}_R)\rangle}{M_P} &= \begin{pmatrix} \omega+\chi_R & 0 & 0 \\ 0 & -\omega+\chi_R & 0 \\ 0 & 0 & -2\chi_R \end{pmatrix}, \\ \frac{\langle\phi(\mathbf{8}_L)\rangle}{M_P} &= \begin{pmatrix} \chi_L & 0 & 0 \\ 0 & \chi_L & 0 \\ 0 & 0 & -2\chi_L \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{3}$$

クォーク、レプトンの質量行列に差を与えることができる。

2.2 アップクォークセクター

実験から知られているアップ型クォークの質量行列成分のオーダーと合うように、$f_1=3$、$f_2=2$、$f_3=0$ と仮定すると、アップ型クォークの湯川結合は

$$Y_u \equiv \begin{pmatrix} Y_{11}\lambda^6 & Y_{12}\lambda^5 & Y_{13}\lambda^3 \\ Y_{21}\lambda^5 & Y_{22}\lambda^4 & Y_{23}\lambda^2 \\ Y_{31}\lambda^3 & Y_{32}\lambda^2 & Y_{33} \end{pmatrix} \tag{4}$$

で与えられる。ここで、

$$Y_{ij} = y_{ij} + (\chi_R - \chi_L + \omega)s_{ij} + \frac{1}{2}(\chi_R + \chi_L + \omega)a_{ij} \tag{5}$$

である。アップ型クォークの質量行列は、$\langle H(\mathbf{10},\mathbf{5})\rangle = v\sin\beta$ とすると

$$M_u \equiv \begin{pmatrix} Y_{11}\lambda^6 & Y_{12}\lambda^5 & Y_{13}\lambda^3 \\ Y_{21}\lambda^5 & Y_{22}\lambda^4 & Y_{23}\lambda^2 \\ Y_{31}\lambda^3 & Y_{32}\lambda^2 & Y_{33} \end{pmatrix} v\sin\beta \tag{6}$$

で与えられる。ここで $v \equiv v_u^2 + v_d^2 = (v\sin\beta)^2 + (v\cos\beta)^2 \simeq (246GeV)^2$ であり v_u 及び v_d はアップ型クォーク及びダウン型クォークに質量を与えるヒッグス場の真空期待値である。この行列は bi-unitary 変換により対角化される。

$$U_{u_L}(M_u M_u^\dagger)U_{u_L}^\dagger = diag(m_u^2, m_c^2, m_t^2).$$

このとき質量固有値は次のように求まる。

$$\begin{aligned} m_u^2 &= Y_{33}\, m_1^2 v^2 \sin^2\beta, & (7)\\ m_c^2 &= Y_{33}\, m_2^2 v^2 \sin^2\beta, & (8)\\ m_t^2 &= Y_{33}\, m_3^2 v^2 \sin^2\beta. & (9) \end{aligned}$$

これに対する質量固有状態が求まり対角化のユニタリー行列が定まる。m_1^2、m_2^2、m_3^2 は湯川結合の固有値で、各々$\mathcal{O}((\lambda^6)^2)$、$\mathcal{O}((\lambda^4)^2)$、$\mathcal{O}(1)$ 程度である。詳しくは [1] を参照して下さい。

2.3 ダウンクォークセクター

ダウン型クォークの湯川結合は $\mathbf{5}^*$ が２つあることにより、次の６行６列

$$Y_d \equiv \begin{pmatrix} Y_u + \alpha\tilde{s} & Y_u + \epsilon\tilde{s} \\ Y_u + \alpha\tilde{s} + \gamma\tilde{s}^T & Y_u + \epsilon\tilde{s} + \gamma\tilde{s}^T \end{pmatrix}, \tag{10}$$

で与えられる。ここで、

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv -2\omega, \\ \epsilon &\equiv -(\omega + 3\chi_R), \\ \gamma &\equiv 3\chi_L, \\ \tilde{s} &\equiv (s_{ij} + \frac{1}{2}a_{ij})\lambda^{f_i+f_j}, \end{aligned}$$

と定義した。ダウン型クォークの質量行列は $\langle H(\mathbf{10},\mathbf{5}^*)\rangle = v_d\cos\theta$、$\langle H(\mathbf{16},\mathbf{5}^*)\rangle = v_d\sin\theta$、$\langle H(\mathbf{16},\mathbf{1})\rangle = V\cos\acute{\theta}$、$\langle H(\mathbf{1},\mathbf{1})\rangle = V\sin\acute{\theta}$ とすると

$$M_d = \begin{pmatrix} (Y_u + \alpha\tilde{s})v_d\cos\theta & (Y_u + \epsilon\tilde{s})v_d\sin\theta \\ (Y_u + \alpha\tilde{s} + \gamma\tilde{s}^T)V\cos\acute{\theta} & (Y_u + \epsilon\tilde{s} + \gamma\tilde{s}^T)V\sin\acute{\theta} \end{pmatrix} \tag{11}$$

で与えられる。

式（11）より、6行6列のダウン型クォークの質量行列を4ブロックに分けてみると、各ブロックに共通にアップ型クォークの湯川結合が含まれていることがわかる。そこで、$\mathcal{O}(\langle\phi(78)\rangle/M_P) \sim \lambda^4$ 程度である α、ϵ、γ を摂動のパラメータと見なし、

$$M_d \equiv H_0 + V,$$

として、摂動論を用いて質量行列の対角化を行い、質量固有値及び質量固有状態を求めた。ここで、

$$H_0 = Y_u \otimes \begin{pmatrix} v_d \cos\theta & v_d \sin\theta \\ V \cos\acute{\theta} & V \sin\acute{\theta} \end{pmatrix}, \tag{12}$$

$$V = \tilde{s} \otimes \begin{pmatrix} \alpha v_d \cos\theta & \epsilon v_d \sin\theta \\ \alpha V \cos\acute{\theta} & \epsilon V \sin\acute{\theta} \end{pmatrix} + \tilde{s}^T \otimes \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \gamma V \cos\acute{\theta} & \gamma V \sin\acute{\theta} \end{pmatrix}, \tag{13}$$

である。この行列はbi-unitary変換により対角化される。

$$U_{d_L}(M_d M_d^\dagger)U_{d_L}^\dagger = diag(m^2_{d'_1}, m^2_{d'_2}, \cdots, m^2_{D'_3}).$$

$$M_d M_d^\dagger = H_0 H_0^\dagger + V_{bi.}. \tag{14}$$

ここで、

$$V_{bi.} \equiv H_0 V^\dagger + V H_0^\dagger + V V^\dagger. \tag{15}$$

$v_d \ll V$ と仮定し、質量固有値を摂動1次まで求めると次のようになる。

$$m^2_{d'_1} \simeq \frac{m_u^2}{\tan^2\beta}\sin^2(\theta - \acute{\theta}) + \Delta_1^{(1)}, \tag{16}$$

$$m^2_{d'_2} \simeq \frac{m_c^2}{\tan^2\beta}\sin^2(\theta - \acute{\theta}) + \Delta_2^{(1)}, \tag{17}$$

$$m^2_{d'_3} \simeq \frac{m_t^2}{\tan^2\beta}\sin^2(\theta - \acute{\theta}) + \Delta_3^{(1)}, \tag{18}$$

$$m^2_{D'_1} \simeq V^2 m_1^2 + \Delta_4^{(1)}, \tag{19}$$

$$m^2_{D'_2} \simeq V^2 m_2^2 + \Delta_5^{(1)}, \tag{20}$$

$$m^2_{D'_3} \simeq V^2 m_3^2 + \Delta_6^{(1)}. \tag{21}$$

また、これに対応する質量固有状態が求まるので、対角化のユニタリー行列が定まる。

$$U_{d_L} \equiv U_{d_L}^{(0)} + U_{d_L}^{(1)}.$$

ここで、

$$U_{d_L}^{(0)} = U_{u_L} \otimes \begin{pmatrix} 1 & -\frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta}) \\ \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta}) & 1 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$U_{d_L}^{(1)} = \begin{pmatrix} |d_1'^{(1)}\rangle \\ \vdots \\ |D_3'^{(1)}\rangle \end{pmatrix}, \quad (23)$$

である。$\Delta_n^{(1)}$ 及び $|n^{(1)}\rangle$ は摂動1次の質量固有値及び質量固有状態で、以下のように定まっている。

$$\Delta_n^{(1)} = \langle n^{(0)}|V_{bi.}|n^{(0)}\rangle, \quad (24)$$

$$|n^{(1)}\rangle = \sum_{n\neq k} \frac{|k^{(0)}\rangle\langle k^{(0)}|V_{bi.}|n^{(0)}\rangle}{E_n^{(0)} - E_k^{(0)}}. \quad (25)$$

ここで、$n, k = d_1', d_2', \cdots, D_3'$ であり、

$$V_{kn} \equiv \langle k^{(0)}|V_{bi.}|n^{(0)}\rangle, \quad (26)$$

と定義する。この具体的な形については付録を参照されたい。

質量固有値が求まったので、軽いと考えられる $m_{d_1'}$、$m_{d_2'}$、$m_{d_3'}$ を m_d、m_s、m_b と identify すると、通常の CKM 行列は、次のように定義される。

$$\sum_{m=1}^{3} (U_{u_L})_{im}(U_{d_L}^{\dagger})_{m\alpha} \equiv (V_{CKM})_{i\alpha} \quad (\alpha = 1,2,3). \quad (27)$$

式 (27) より、通常の CKM 行列の成分は以下のように決まる。(ここでは V_{kn} の足について $d_1' \to 1$、$d_2' \to 2$、$\cdots$、$d_3' \to 6$ としている。)

$$V_{ud} \simeq 1 + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{41}}{m_1^2(x_- - x_+)}, \quad (28)$$

$$V_{us} \simeq \frac{V_{12}}{x_-(m_2^2 - m_1^2)} + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{42}}{x_- m_2^2 - x_+ m_1^2}, \quad (29)$$

$$V_{ub} \simeq \frac{V_{13}}{x_-(m_3^2 - m_1^2)} + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{43}}{x_- m_3^2 - x_+ m_1^2}, \quad (30)$$

$$V_{cd} \simeq \frac{V_{21}}{x_-(m_1^2 - m_2^2)} + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{51}}{x_- m_1^2 - x_+ m_2^2}, \quad (31)$$

$$V_{cs} \simeq 1 + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{52}}{m_2^2(x_- - x_+)}, \quad (32)$$

$$V_{cb} \simeq \frac{V_{23}}{x_-(m_3^2 - m_2^2)} + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{53}}{x_- m_3^2 - x_+ m_2^2}, \quad (33)$$

$$V_{td} \simeq \frac{V_{31}}{x_-(m_1^2-m_3^2)} + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{61}}{x_-m_1^2-x_+m_3^2}, \tag{34}$$
$$V_{ts} \simeq \frac{V_{32}}{x_-(m_2^2-m_3^2)} + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{62}}{x_-m_2^2-x_+m_3^2}, \tag{35}$$
$$V_{tb} \simeq 1 + \frac{v_d}{V}\cos(\theta-\acute{\theta})\frac{V_{63}}{m_3^2(x_- - x_+)}. \tag{36}$$

3 オーダー評価

次に、上で求めた固有値、固有状態に含まれるパラメータの値を、実験からの制限を考慮してオーダー評価で決定する。式 (16) ~ (21) 及び式 (28) ~ (36) を $\alpha=\gamma=0$、$\epsilon\neq 0$ の場合について簡略化して書き下すと次のようになる。

$$m_{d_1'}^2 \sim \frac{m_u^2}{\tan^2\beta}\sin^2(\theta-\acute{\theta}) + \epsilon v_d^2\lambda^6(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})^2, \tag{37}$$
$$m_{d_2'}^2 \sim \frac{m_c^2}{\tan^2\beta}\sin^2(\theta-\acute{\theta}) + \epsilon v_d^2\lambda^4(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})^2, \tag{38}$$
$$m_{d_3'}^2 \sim \frac{m_t^2}{\tan^2\beta}\sin^2(\theta-\acute{\theta}) + \epsilon v_d^2(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})^2, \tag{39}$$
$$m_{D_1'}^2 \sim V^2 m_1^2 + \epsilon V^2\lambda^6\sin^2\acute{\theta}, \tag{40}$$
$$m_{D_2'}^2 \sim V^2 m_2^2 + \epsilon V^2\lambda^4\sin^2\acute{\theta}, \tag{41}$$
$$m_{D_3'}^2 \sim V^2 m_3^2 + \epsilon V^2\sin^2\acute{\theta}, \tag{42}$$

$$V_{ud} \sim 1, \tag{43}$$
$$V_{us} \sim \frac{-\epsilon\lambda^5(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})^2}{\sin^2(\theta-\acute{\theta})m_2^2}, \tag{44}$$
$$V_{ub} \sim \frac{-\epsilon\lambda^3(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})^2}{\sin^2(\theta-\acute{\theta})m_3^2}, \tag{45}$$
$$V_{cd} \sim -V_{us}, \tag{46}$$
$$V_{cs} \sim 1, \tag{47}$$
$$V_{cb} \sim \frac{-\epsilon\lambda^2(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})^2}{\sin^2(\theta-\acute{\theta})m_3^2}, \tag{48}$$
$$V_{td} \sim -V_{ub}, \tag{49}$$
$$V_{ts} \sim -V_{cb}, \tag{50}$$
$$V_{tb} \sim 1. \tag{51}$$

ここで、次のことを要請する。

1. d_3' の値を GUT scale でのボトムクォークの質量値とオーダーが等しいものと

する。

2. ベクトル型クォークのうち最も軽いものの質量を現在の実験に抵触しない程度に軽く、$\mathcal{O}(TeV)$ 程度とする。
3. CKM 行列の V_{us} が λ 程度となる。

要請 2 から、$V \sim 10^4$ TeV となる。要請 1 から、$\sin^2(\theta - \acute{\theta})/\tan^2\beta \sim (1/40)^2$ となるが、ここでは large $\tan\beta$ の場合を考えて $\tan\beta \sim 40$、$\sin(\theta - \acute{\theta}) \sim 1$ とした。要請 3 からの制限も含めて、$\sin\theta \sim 1$、$\cos\theta \sim \lambda$、$\sin\acute{\theta} \sim \lambda^6$、$\cos\acute{\theta} \sim 1$ とした。

この様にしてパラメータを決めたときに、twisting が起っているかどうかを見るために、CKM 行列に現れない $U^\dagger_{d_R}$ の成分を評価した。軽いモードの質量固有状態を書き下してみると、

$$
\begin{aligned}
|d\rangle &= \mathcal{O}(\lambda^4)|d_{1_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^3)|d_{2_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda)|d_{3_R}\rangle \\
&+ \underline{\mathcal{O}(1)|D_{1_R}\rangle} + \mathcal{O}(\lambda)|D_{2_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^7)|D_{3_R}\rangle, \qquad (52) \\
|s\rangle &= \mathcal{O}(\lambda^5)|d_{1_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^2)|d_{2_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^2)|d_{3_R}\rangle \\
&+ \mathcal{O}(\lambda)|D_{1_R}\rangle + \underline{\mathcal{O}(1)|D_{2_R}\rangle} + \mathcal{O}(\lambda^6)|D_{3_R}\rangle, \qquad (53) \\
|b\rangle &= \mathcal{O}(\lambda^7)|d_{1_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^4)|d_{2_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^4)|d_{3_R}\rangle \\
&+ \mathcal{O}(\lambda^3)|D_{1_R}\rangle + \mathcal{O}(\lambda^4)|D_{2_R}\rangle + \underline{\mathcal{O}(1)|D_{3_R}\rangle}, \qquad (54)
\end{aligned}
$$

となる。したがって質量固有状態 $|d\rangle$、$|s\rangle$、$|b\rangle$ の current 固有状態として、各々 $|D_{1_R}\rangle$、$|D_{2_R}\rangle$、$|D_{3_R}\rangle$ がメインに占めていることから、**16**($\mathbf{5}^*$) と **10**($\mathbf{5}^*$) との間に自然に twisting が起っていることを示すことができた。

4 まとめ

この話において我々は、E_6 の基本表現である **27** 表現には $\mathbf{5}^*$ 表現が 2 つ含まれていることから、6 行 6 列のダウン型クォークの質量行列の対角化を行うことによって、**16**($\mathbf{5}^*$) と **10**($\mathbf{5}^*$) との間に自然に twisting が起こることによってクォークの small mixing を再現できる可能性を調べた。その結果、CKM 行列の V_{ud}、V_{us}、V_{cd}、V_{cs} を再現するような twisting が自然に起ることが示せた。

$M_d = M_e^T$ という関係から、right-handed ダウン型クォークに対して twisting が起っているということは、left-handed チャージドレプトンに対しても twisting が起っているということを示唆している。今回、ダウン型クォークの質量行列に対して我々が用いた解析法はチャージドレプトンに対しても同様に用いることができる。今後我々は、この解析法を用いてクォークの small mixing 及びレプトンの large mixing を再現するような twisting が自然に起こる可能性について検討するつもりである。

付録

式 (25) に含まれる

$$V_{kn} \equiv \langle k^{(0)}|V_{bi.}|n^{(0)}\rangle$$

の具体的な形は以下のように決まる。ここでは、$\alpha=\gamma=0$、$\epsilon\neq 0$ の場合についてのみ書くことにする。$k,n=1,2,3$ の場合、

$$\begin{aligned} V_{kn} &= \epsilon v_d^2 Z_{kn}(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})^2 \\ &+ \epsilon^2 v_d^2 S_{kn}(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})^2, \end{aligned} \tag{55}$$

$k,n=4,5,6$ の場合、

$$V_{kn} = \epsilon V^2 Z_{k-3\,n-3}\sin^2\acute{\theta}+\epsilon^2 V^2 S_{k-3\,n-3}\sin^2\acute{\theta}, \tag{56}$$

$k>n$ かつ $k=4,5,6, n=1,2,3$ の場合、

$$\begin{aligned} V_{kn} &= \epsilon v_d V Z_{k-3\,n}(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})\sin\acute{\theta} \\ &+ \epsilon^2 v_d V S_{k-3\,n}(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})\sin\acute{\theta}, \end{aligned} \tag{57}$$

$k<n$ かつ $k=1,2,3, n=4,5,6$ の場合、

$$\begin{aligned} V_{kn} &= \epsilon v_d V Z_{k\,n-3}(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})\sin\acute{\theta} \\ &+ \epsilon^2 v_d V S_{k\,n-3}(\sin\theta-\cos(\theta-\acute{\theta})\sin\acute{\theta})\sin\acute{\theta}. \end{aligned} \tag{58}$$

ここで、

$$\begin{aligned} S_{kn} &\equiv \mathbf{u}_k\tilde{s}^T\tilde{s}\mathbf{u}_n^T \\ Z_{kn} &\equiv \mathbf{u}_k(Y_u\tilde{s}^T+\tilde{s}Y_u^T)\mathbf{u}_n^T, \end{aligned}$$

であり、$\mathbf{u}_i\,(i=1,2,3)$ はユニタリー行列 U_u の行ベクトルである。$\Delta_n^{(1)}\,(n=1,2,3)$ は式 (55) の $n=k$ の場合と同じであり、$\Delta_n^{(1)}\,(n=4,5,6)$ は式 (56) の $n=k$ の場合と同じである。

参考文献

[1] M. Bando, T. Kugo and K.Yoshioka, Prog. Theor. Phys. **104** (2000), 211; M. Bando and T. Kugo, Prog. Theor. Phys. **101** (1999), 1313.

[2] J. K. Elwood, N. Irges and P. Ramond, Phys. Lett. **B413** (1997), 322; M. Leurer, Y. Nir and N. Seiberg, Nucl. Phys. **B398** (1993), 319; M. Leurer, Y. Nir and N. Seiberg, Nucl. Phys. **B420** (1994), 468.

[3] C. D. Frogatt and H. B. Nielsen, Nucl. Phys. **B147** (1979), 277.