

# 强子作为非拓扑孤粒子的 $SU(5)$ 大统一模型 (II)\*

陈世浩

(东北师范大学物理系 长春 130024)

1992 年 12 月 30 日收到

## 摘 要

本文讨论了前文提出的  $SU(5)$  大统一模型中费米子与规范场的相互作用。得到的弱电作用与标准模型一致；得到的孤粒子内部的规范作用近似于 QCD 理论。本文证明了实验上只能探测到电荷，而不可能探测到前文提出的内电荷；对分数电荷的根源提出了一种解释。按本模型，三代已知轻子仅仅弱、电作用是相同的，它们与未知规范场的作用并不相同。在对称性破缺前， $\sin\theta_w = 1/2$ 。

**关键词** 强子内近似 QCD 规范作用，分数电荷根源，轻子与夸克的同一性，轻子的代。

## 1 定域在孤粒子外部的费米子与规范场的相互作用

在孤粒子的外部，规范场以质量本征态的形式存在。因此我们应该把文献 [1] 中的  $A_0, B, W$ ，用它们的质量本征态  $A_0, Z_0, Z'_0$  展开。由文献 [1] 可得孤粒子外部的轻子与规范场的耦合项

$$-ig_2 \sin\theta_0 A_{0\mu} (\bar{e}^- \gamma_\mu e^- + \bar{\mu}^- \gamma_\mu \mu^- + \bar{\tau}^- \gamma_\mu \tau^- + \bar{E}_1^- \gamma_\mu E_1^- + \bar{E}_2^- \gamma_\mu E_2^-), \quad (1)$$

$$\frac{ig_2}{\cos\theta_0} Z_{0\mu} \left\{ \frac{1}{2} [(\bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu \nu_{eL} + \bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\mu \nu_{\mu L} + \bar{\nu}_{\tau L} \gamma_\mu \nu_{\tau L} + \bar{N}_{1R} \gamma_\mu N_{1R} + \bar{N}_{2R} \gamma_\mu N_{2R}) - (\bar{e}_L^- \gamma_\mu e_L^- + \bar{\mu}_L^- \gamma_\mu \mu_L^- + \bar{\tau}_L^- \gamma_\mu \tau_L^- + \bar{E}_{1R}^- \gamma_\mu E_{1R}^- + \bar{E}_{2R}^- \gamma_\mu E_{2R}^-)] + \sin^2\theta_0 (\bar{e}^- \gamma_\mu e^- + \bar{\mu}^- \gamma_\mu \mu^- + \bar{\tau}^- \gamma_\mu \tau^- + \bar{E}_1^- \gamma_\mu E_1^- + \bar{E}_2^- \gamma_\mu E_2^-) \right\}, \quad (2)$$

$$\frac{i}{\sqrt{2}} g_2 W_\mu^+ (-\bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu e_L^- - \bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\mu \mu_L^- + \bar{\nu}_{\tau L} \gamma_\mu \tau_L^- + \bar{N}_{1R} \gamma_\mu E_{1R}^- + \bar{N}_{2R} \gamma_\mu E_{2R}^-) + \text{h.c.}, \quad (3)$$

$$-\frac{i}{\sqrt{2}} g_3 [G_{3\mu} (\bar{\mu}^- \gamma_\mu e^- + \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu \nu_e) + G_{2\mu} (\bar{N}_1^c \gamma_\mu e^- + \bar{E}_1^+ \gamma_\mu \nu_e) + G_{1\mu} (\bar{N}_1^c \gamma_\mu \mu^- + \bar{E}_1^+ \gamma_\mu \nu_\mu)] + \text{h.c.}, \quad (4)$$

\* 国家自然科学基金及霍英东基金资助。

$$\frac{i}{2} g_3 A_{3\mu} (-\bar{\nu}_e \gamma_\mu \nu_e - \bar{e}^- \gamma_\mu e^- + \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu \nu_\mu + \bar{\mu}^- \gamma_\mu \mu^-), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{i}{2\sqrt{3}} g_3 Z'_{0\mu} (\bar{\nu}_e \gamma_\mu \nu_e + \bar{e}^- \gamma_\mu e^- + \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu \nu_\mu + \bar{\mu}^- \gamma_\mu \mu^- \\ & \quad + 2\bar{N}_1 \gamma_\mu N_1 + 2\bar{E}_1^- \gamma_\mu E_1^-), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{i}{\sqrt{2}} g_3 [X_{1\mu} (\bar{\mu}^- \gamma_\mu N_1 + \bar{E}_2^- \gamma_\mu \nu_e + \bar{\tau}^- \gamma_\mu d_{31}^c) - X_{2\mu} (\bar{e}^- \gamma_\mu N_1 - \bar{E}_2^- \gamma_\mu \nu_\mu \\ & \quad - \bar{\tau}^- \gamma_\mu d_{32}^c) + X_{3\mu} (\bar{e}^- \gamma_\mu \mu^+ + \bar{E}_2^- \gamma_\mu E_1^+ + \bar{\tau}^- \gamma_\mu d_{33}^c)] + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{i}{\sqrt{2}} g_3 [Y_{1\mu} (\bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\mu N_{1L} - \bar{N}_{2R} \gamma_\mu \nu_{eR} + \bar{\mu}_{R}^- \gamma_\mu E_{1R}^- - \bar{E}_{2L}^- \gamma_\mu e_L^- - \bar{\nu}_{\tau L} \gamma_\mu d_{31L}^c \\ & \quad - \bar{\tau}_{R}^- \gamma_\mu d_{31R}^c) + Y_{2\mu} (-\bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu N_{1L} - \bar{N}_{2R} \gamma_\mu \nu_{\mu R} - \bar{e}_{R}^- \gamma_\mu E_{1R}^- \\ & \quad - \bar{E}_{2L}^- \gamma_\mu \mu_L^- - \bar{\nu}_{\tau L} \gamma_\mu d_{32L}^c - \bar{\tau}_{R}^- \gamma_\mu d_{32R}^c) + Y_{3\mu} (-\bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\mu e_L^+ \\ & \quad - \bar{N}_{2R} \gamma_\mu E_{1R}^+ + \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu \mu_L^- - \bar{E}_{2L}^- \gamma_\mu N_{1L}^c - \bar{\nu}_{\tau L} \gamma_\mu E_{1L}^+ - \bar{\tau}_{R}^- \gamma_\mu N_{1L}^c)] + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (8)$$

在(2)式中忽略了正比于  $g_1^2 m_0^2(W^+)/g_2^2 g_3^2 m_0^2(G_3)$  的项;在(6)式中忽略了正比于  $g_1^2/g_3^2$  的耦合项.由文献[1]可看出,定域在孤粒子外部的[1]中的粒子与规范场耦合的方式与公式(1)–(8)相同,只要把下标 L、R 互换即可.这里根据这种对应关系给出了文献[1]中的  $\nu_\tau, \tau^-$  与规范场的耦合项.(7)、(8)式的  $d_{ij} = b_j, u_{ij} = t_j$ .

由(1)–(3)式可看出,在孤粒子外部,本模型的  $A_0, Z_0, W^+$  分别相应于标准模型的光子、 $Z_0, W^+$  粒子.由(1)得到电荷

$$e_0 = g_2 \sin \theta_0. \quad (9)$$

由(9)及[1]可得

$$\sin \theta_0 = \sin \theta_w. \quad (10)$$

$\theta_w$  是标准模型的温伯格角.在对称性自发破缺前,  $g_1 = g_2 = g_3 = g$ . 由文献[1]可得

$$\sin \theta_w = \frac{1}{2}. \quad (11)$$

这与已知  $SU(5)$  大统一模型在对称性自发破缺前的  $\sin^2 \theta_w = 3/8$  差别很大.这意味着本模型大统一的能标要低于已知  $SU(5)$  模型的大统一能标,从而在本模型中不存在沙漠问题(见另外的论文).

由文献[1]可看出,当夸克  $u_{nj}, d_{nj}$  在孤粒子外部时,除了它们的质量很重外,其余性质与轻子完全相同.可见,本模型的  $u_{nj}, d_{nj}$  不完全等同于已知夸克.由公式(4)、(5)可看出,在孤粒子外部,胶子  $G_j, A_3$  也要与轻子耦合.由文献[1]可知,  $G_1, G_2, G_3, A_3$  在孤粒子外部(即处于自由态)时,质量很重,并将分别带有电荷  $e_0, e_0, 0, 0$ .可见,  $G_j, A_3$  不完全等同于已知胶子.

由(4)式及作代换  $\nu_e \rightarrow d_{n1}^c, \nu_\mu \rightarrow d_{n2}^c, e^+ \rightarrow u_{n1}, \mu^+ \rightarrow u_{n2}$  得到的耦合项可知,如下反应会发生

$$e^- + \mu^+ \rightarrow G_3 \rightarrow u_{n1}^c + u_{n2} \rightarrow u_{n1}^c + u_{n1} + \nu_e + \nu_\mu^c \rightarrow \text{强子} + \text{轻子}. \quad (12)$$

这是本模型特有的反应之一,以后详细计算.

在孤粒子外部,除了中微子、电子、光子外,都是不稳定的.以后将讨论这问题.

## 2 定域在孤粒子内部的费米子与规范场的相互作用

在文献[1]中已指出,由  $u_{nj}, d_{nj}$  能够形成非拓扑孤粒子。为了使孤粒子能量最小,在孤粒子内部必然有  $\langle H_0^c \rangle_i = \langle H_0^b \rangle_i = 0$ 。这样,在孤粒子内部必然有近似的  $SU(3) \times U(1)$  定域对称性,相应的规范粒子  $A_s, A_8, G_j, A_i$  的内质量为零(见文献[1])。在孤粒子内部,粒子都将以内质量本征态的形式存在。定域在孤粒子内部的费米子必然同规范粒子的内质量本征态相作用。

将文献[1]与已知  $SU(5)$  大统一模型<sup>[2]</sup>相比较,可以看到,本模型的规范粒子的内质量本征态与已知  $SU(5)$  模型的规范粒子的质量本征态完全相同;本模型规范粒子的内质量与已知  $SU(5)$  模型规范粒子的质量在形式上完全相同;本模型夸克多重态的形式也与已知的  $SU(5)$  模型完全相同。因此,定域在孤粒子内部的费米子与规范粒子的相互作用与已知  $SU(5)$  模型中费米子与规范粒子的相互作用在形式上完全相同。差别在于,已知的  $SU(5)$  模型在整个空间有严格的  $SU(3) \times U(1)$  定域对称性,而本模型仅仅在孤粒子内部才有近似的  $SU(3) \times U(1)$  定域对称性。按标准模型,强子必然是色单态,在强子外部并没有交换胶子的相互作用。因此,在描述强子内部的规范作用方面,本模型必然是近似于已知  $SU(5)$  大统一模型的,从而也近似于 QCD 理论。例如,按 QCD,强子为色单态时能量才能最小;有严格守恒的量子数:色荷与电荷。那么,按本模型,强子为内色单态时能量才能最小;有近似守恒的量子数:内色荷与内电荷。对于强子(孤粒子)内部各粒子之间的相互作用、粒子的生灭过程而言、内色荷与内电荷、内费米子数是有意义的。

由[1]得到如下一些耦合项:

$$ig_2 \sin \theta_i A_{i\mu} \left[ \frac{2}{3} (\bar{u}_{nj} \gamma_\mu u_{nj} + \bar{e}^+ \gamma_\mu e^+ + \bar{\mu}^+ \gamma_\mu \mu^+) - \bar{\tau}^- \gamma_\mu \tau^- \right. \\ \left. - \frac{1}{3} (\bar{d}_{nj} \gamma_\mu d_{nj} + \bar{\nu}_e^c \gamma_\mu \nu_e^c + \bar{\nu}_\mu^c \gamma_\mu \nu_\mu^c) \right], \quad (13)$$

$$\frac{i}{\cos \theta_i} g_2 \cdot Z_{i\mu} \left\{ \frac{1}{2} [(\bar{u}_{njL} \gamma_\mu u_{njL} + \bar{e}_R^+ \gamma_\mu e_R^+ + \bar{\mu}_R^+ \gamma_\mu \mu_R^+ + \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu \nu_{eL}) \right. \\ \left. - (\bar{d}_{njL} \gamma_\mu d_{njL} + \bar{\nu}_{eR}^c \gamma_\mu \nu_{eR}^c + \bar{\nu}_{\mu R}^c \gamma_\mu \nu_{\mu R}^c + \bar{\tau}_L^- \gamma_\mu \tau_L^-)] \right. \\ \left. - \sin^2 \theta_i \left[ \frac{2}{3} (\bar{u}_{nj} \gamma_\mu u_{nj} + \bar{e}^+ \gamma_\mu e^+ + \bar{\mu}^+ \gamma_\mu \mu^+) - \bar{\tau}^- \gamma_\mu \tau^- \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{3} (\bar{d}_{nj} \gamma_\mu d_{nj} + \bar{\nu}_e^c \gamma_\mu \nu_e^c + \bar{\nu}_\mu^c \gamma_\mu \nu_\mu^c) \right] \right\}, \quad (14)$$

$$\frac{i}{2\sqrt{3}} g_3 A_{8\mu} [(\bar{u}_{n1} \gamma_\mu u_{n1} + \bar{u}_{n2} \gamma_\mu u_{n2} - 2\bar{u}_{n3} \gamma_\mu u_{n3}) + (\bar{d}_{n1} \gamma_\mu d_{n1} \\ + \bar{d}_{n2} \gamma_\mu d_{n2} - 2\bar{d}_{n3} \gamma_\mu d_{n3}) + (\bar{e}^+ \gamma_\mu e^+ + \bar{\mu}^+ \gamma_\mu \mu^+ \\ + \bar{\nu}_e^c \gamma_\mu \nu_e^c + \bar{\nu}_\mu^c \gamma_\mu \nu_\mu^c)], \quad (15)$$

$$\frac{i}{\sqrt{2}} g_2 W_\mu^+ [\bar{u}_{njL} \gamma_\mu d_{njL} + \bar{e}_R^+ \gamma_\mu \nu_{eR}^c + \bar{\mu}_R^+ \gamma_\mu \nu_{\mu R}^c + \bar{\nu}_{\tau L} \gamma_\mu \tau_L^-]. \quad (16)$$

将(13)–(16)式中  $u_{nj}$ 、 $d_{nj}$  与规范场的耦合项及[1]与标准模型相比较,可以看出,在孤粒子内部,  $\theta_i$ 、 $A_i$ 、 $Z_i$ 、 $W^+$  分别对应于标准模型中的  $\theta_w$ 、光子  $A$  及  $Z$ 、 $W^+$  粒子<sup>[2]</sup>.  $\theta_i$  可称为内温伯格角. 由(13)式可看出,内电荷

$$e_i = g_2 \sin \theta_i. \quad (17)$$

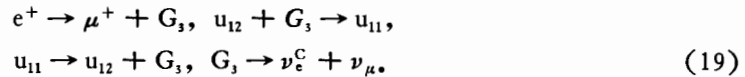
由(17)、(9)、及[1]中(38)、(42)可得

$$e_i = e_0 \sin \theta_i / \sin \theta_0 > e_0. \quad (18)$$

由下节可知,实验上只能探测到  $e_0$ .

由(13)–(16)式可看出,轻子  $e^+$ 、 $\mu^+$ 、 $\nu_e^c$ 、 $\nu_\mu^c$  与夸克  $u_{n1}$ 、 $u_{n2}$ 、 $d_{n1}$ 、 $d_{n2}$  与规范场内质量本征态有相同的耦合方式. 例如  $e^+$ , 如果定域在孤粒子的内部,那么除了  $e^+$  将具有很大的内质量外,它还将具有与孤粒子内的夸克  $u_1$  [相同的性质. 可见,本模型中的轻子不完全等同于已知轻子. 但是这并不能引起本模型与实验的矛盾. 因为由文献[1]可知,轻子  $\nu_e$ 、 $e^-$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\mu^-$  进入孤粒子内部的几率是极小的.

假如  $e^+$  进入了强子(例如质子)的内部,那么  $e^+$  除了与强子中的  $u_{nj}$ 、 $d_{nj}$  的电磁作用外,  $e^+$  也可以与  $u_{nj}$ 、 $d_{nj}$  交换  $G_j$ 、 $A_3$ 、 $A_8$  而作用. 例如  $e^+$  可与质子内部的夸克  $u_{1j}$  发生如下反应:



总的效果是

$$e^+ + u_{12} \rightarrow u_{12} + \nu_e^c + \mu^+ + \nu_\mu. \quad (20)$$

(19)式没有破坏各代轻子数的分别守恒,这不是偶然的. 因为孤粒子在碰撞前与碰撞后都必然处于内色单态. 所以反应前后,轻子所带内色荷并不变化. 由文献[1]可知,轻子  $(e^+$ 、 $\mu^+$ 、 $N_1)$ 、 $(\nu_e^c$ 、 $\nu_\mu^c$ 、 $E_1^-)$  分别相应于三色夸克  $(u_{n1}$ 、 $u_{n2}$ 、 $u_{n3})$ 、 $(d_{n1}$ 、 $d_{n2}$ 、 $d_{n3})$ . (20)式不改变轻子的内色荷,也就是不破坏各代轻子数的分别守恒.

### 3 分别定域在孤粒子内部与外部的费米子之间的电磁作用

由文献[1]中(26)、(35)–(37)、(39)、(41)式可知,由  $A_8$ 、 $W_3$ 、 $B$  决定的质量本征态与内质量本征态并不相同,而  $G_j$ 、 $W^+$ 、 $X_j$ 、 $Y_j$  的质量本征态与内质量本征态的组成成份完全相同. 由前几节所述可知,定域在孤粒子外部的费米子必然同规范场的质量本征态相作用,相应的耦合项是(1)–(8). 定域在孤粒子内部的费米子必然同规范场的内质量本征态相作用,相应的一些耦合项是(13)–(16). 因此,当规范粒子  $A_0$ 、 $Z_0$ 、 $Z_0'$  由孤粒子外部入射到孤粒子内部时,我们必须将  $A_0$ 、 $Z_0$ 、 $Z_0'$  用规范粒子的内质量本征态  $A_i$ 、 $A_8$ 、 $Z_i$  展开,然后根据展开系数及费米子与  $A_i$ 、 $A_8$ 、 $Z_i$  的耦合系数决定定域在孤粒子内部的费米子与  $A_0$ 、 $Z_0$ 、 $Z_0'$  的作用结果. 同理,当  $A_i$ 、 $Z_i$ 、 $A_8$  从孤粒子内部出射到孤粒子外部时,我们必须将  $A_i$ 、 $Z_i$ 、 $A_8$  用质量本征态  $A_0$ 、 $Z_0$ 、 $Z_0'$  展开. 然后根据展开系数及费米子与  $A_0$ 、 $Z_0$ 、 $Z_0'$  的耦合系数决定定域在孤粒子外部的费米子与  $A_i$ 、 $Z_i$ 、 $A_8$  的作用结果.

由文献[1]中(26)、(35)–(37)、(41)等式可得

$$A_0 = (\sin \theta_0 / \sin \theta_i) \cdot A_i + (2g_2 / \sqrt{3} g_3) \sin \theta_0 \cdot A_8, \quad (21)$$

$$A_i = (\sin \theta_0 / \sin \theta_i) A_0 + a_1 Z_0 + a_0 Z'_0, \quad (22)$$

$$A_8 = (2g_2 / \sqrt{3} g_3) \sin \theta_0 \cdot A_0 + b_1 Z_0 + b_0 Z'_0, \quad (23)$$

$$Z_i = c_1 Z_0 + c_2 Z'_0. \quad (24)$$

由于本文只讨论定域在孤粒子外部的  $e^+$  与定域在孤粒子内部的  $u_{nj}$ 、 $d_{nj}$  交换  $A_0$  的相互作用, 所以没有写出  $a_1$ 、 $b_2$  等系数的具体形式. 展开式(21)–(24)中系数的物理意义是几率幅. 例如, (21)中的  $(2g_2 / \sqrt{3} g_3) \sin \theta_0$  就是  $A_0$  入射到孤粒子内部后,  $A_0$  以  $A_8$  形式存在的几率幅; (22)中的  $\sin \theta_0 / \sin \theta_i$  就是  $A_i$  出射到孤粒子外部时,  $A_i$  以  $A_0$  形式存在的几率幅. 只有当  $A_0$  入射到孤粒子内部后, 或  $A_i$ 、 $Z_i$ 、 $A_8$  出射到孤粒子外部时, 展开式(21)–(24)才有意义, 否则便无意义.

现在考虑分别定域在孤粒子外部的  $e^+$  与孤粒子内部的  $u_{ij}$  (以下写为  $u_j$ ) 之间的电磁作用.

设  $e^+$  发射一个光子  $A_0$ ,  $A_0$  入射到孤粒子内部后, 必然以内质量本征态  $A_i$  或  $A_8$  的形式存在, 由(21)式可知, 其几率幅分别为  $\sin \theta_0 / \sin \theta_i$ 、 $2g_2 \sin \theta_0 / \sqrt{3} g_3$ . 由(13)、(15)、(18)式可知, 孤粒子内部的  $u_1$ 、 $u_2$ 、 $u_3$  将以相同的内电荷  $2e_i/3$  与内光子  $A_i$  相作用(吸收  $A_i$ ), 将以不同的耦合常数  $g_3/2\sqrt{3}$ 、 $g_3/2\sqrt{3}$ 、 $-g_3/\sqrt{3}$  分别与  $A_8$  相作用(吸收  $A_8$ ). 于是, 由(21)、(13)、(15)、(18)可得

$$\frac{2}{3} e_i \cdot \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_i} \cdot A_{i\mu} \bar{u}_j \gamma_\mu u_j = \frac{2}{3} e_0 \cdot A_{i\mu} \cdot \bar{u}_j \gamma_\mu u_j, \quad (25)$$

$$\frac{g_3}{2\sqrt{3}} \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{g_2}{g_3} \sin \theta_0 \cdot A_{8\mu} \bar{u}_{1,2} \gamma_\mu u_{1,2} = \frac{1}{3} e_0 \cdot A_{8\mu} \bar{u}_{1,2} \gamma_\mu u_{1,2}, \quad (26)$$

$$-\frac{g_3}{\sqrt{3}} \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{g_2}{g_3} \sin \theta_0 \cdot A_{8\mu} \bar{u}_3 \gamma_\mu u_3 = -\frac{2}{3} e_0 \cdot A_{8\mu} \bar{u}_3 \gamma_\mu u_3, \quad (27)$$

因为  $A_i$  或  $A_8$  就是  $A_0$  在孤粒子内部的存在形式, 所以  $A_i$  或  $A_8$  的湮没也就是  $A_0$  的湮没. 这样, 公式(25)及(26)、(27)的物理意义就分别是:  $u_j$  以相同的内电荷  $2e_i/3$  吸收几率幅为  $\sin \theta_0 / \sin \theta_i$  的  $A_i$  等效于  $u_j$  以电荷  $2e_0/3$  吸收几率幅为 1 的  $A_0$ ;  $u_1$ 、 $u_2$ 、 $u_3$  分别以耦合常数  $g_3/2\sqrt{3}$ 、 $g_3/2\sqrt{3}$ 、 $-g_3/\sqrt{3}$  吸收几率幅为  $2g_2 \sin \theta_0 / \sqrt{3} g_3$  的  $A_8$  等效于  $u_1$ 、 $u_2$ 、 $u_3$  分别以电荷  $e_0/3$ 、 $e_0/3$ 、 $-2e_0/3$  吸收几率幅为 1 的  $A_0$ . 考虑到  $m_0(A_0) = m_i(A_i) = m_8(A_8) = 0$ , 我们得到相应的传播子是

$$\Delta F_{\mu\nu}(x-y) = \langle 0 | A_{i\mu}(x) A_{0\nu}(y) | 0 \rangle = \langle 0 | A_{0\mu}(x) A_{0\nu}(y) | 0 \rangle. \quad (28)$$

式中  $x_0 > y_0$ ,  $A_l = A_i, A_8$ . 由(25)–(27)可知, 当  $A_i$ 、 $A_8$  与  $u_j$  的相互作用都考虑时, 那么我们看到  $u_1$ 、 $u_2$ 、 $u_3$  分别带有整数电荷  $e_0$ 、 $e_0$ 、 $0$ ; 如果仅考虑  $u_j$  与  $A_i$  的作用, 那么  $u_j$  的电荷是  $\frac{2}{3} e_0$ .

对于  $u_j$  向孤粒子外部辐射  $A_i$ 、 $A_8$ , 然后  $e^+$  吸收以  $A_0$  形式存在的  $A_i$ 、 $A_8$  的过程, 我们能得到同样的结论. 由(24)可知,  $Z_i$  在孤粒子外部以  $A_0$  形式存在的几率幅为

零,所以在考虑电磁作用时不必考虑  $Z_i$  的贡献.

设  $u_j$  向孤粒子外部辐射一个  $A_i$  或  $A_8$ . 在孤粒子外部,  $A_i, A_8$  必然以  $A_0, Z_0, Z'_0$  的形式存在.  $A_i, A_8$  以  $A_0$  形式存在的几率幅分别为  $\sin\theta_0/\sin\theta_i, 2g_2\sin\theta_0/\sqrt{3}g_3$  (见(22)、(23)).  $A_0, e^+$  的耦合项是(1). 这样由(22)、(23)、(18)得到  $u_j$  辐射  $A_0$  的有效耦合项是

$$\frac{2}{3} e_i A_{i\mu} \bar{u}_j \gamma_\mu u_j \rightarrow \frac{2}{3} e_i \cdot \frac{\sin\theta_0}{\sin\theta_i} A_{0\mu} \bar{u}_j \gamma_\mu u_j = \frac{2}{3} e_0 A_{0\mu} \bar{u}_j \gamma_\mu u_j, \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{g_3}{2\sqrt{3}} \cdot A_{8\mu} \bar{u}_{1,2} \gamma_\mu u_{1,2} &\rightarrow \frac{1}{2\sqrt{3}} g_3 \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{g_2}{g_3} \sin\theta_0 \cdot A_{0\mu} \bar{u}_{1,2} \gamma_\mu u_{1,2} \\ &= \frac{1}{3} e_0 A_{0\mu} \bar{u}_{1,2} \gamma_\mu u_{1,2}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$-\frac{g_3}{\sqrt{3}} A_{8\mu} \bar{u}_3 \gamma_\mu u_3 \rightarrow -\frac{g_3}{\sqrt{3}} \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{g_2}{g_3} \sin\theta_0 \cdot A_{0\mu} \bar{u}_3 \gamma_\mu u_3 = -\frac{2}{3} e_0 A_{0\mu} \bar{u}_3 \gamma_\mu u_3. \quad (31)$$

(29)–(31)的物理意义分别是:  $u_j$  以耦合常数  $2e_i/3$  辐射几率幅为1的  $A_i$  等效于  $u_j$  以电荷  $2e_0/3$  辐射几率幅为1的  $A_0$ ;  $u_1, u_2, u_3$  分别以耦合常数  $g_3/2\sqrt{3}, g_3/2\sqrt{3}, -g_3/\sqrt{3}$  辐射几率幅为1的  $A_8$  等效于  $u_1, u_2, u_3$  分别以电荷  $e_0/3, e_0/3, -2e_0/3$  辐射几率幅为1的  $A_0$ .  $A_0$  将被  $e^+$  吸收. 由于  $A_0$  就是  $A_i, A_8$  在孤粒子外部的存在形式, 所以  $A_0$  的湮没也就是  $A_i$  或  $A_8$  的湮没. 这样, 我们可将相应的传播子写为

$$\Delta_{F_{\mu\nu}}(x-y) = \langle 0 | A_{0\nu}(y) A_{I\mu}(x) | 0 \rangle = \langle 0 | A_{0\nu}(y) A_{0\mu}(x) | 0 \rangle, \quad (32)$$

式中  $x_0 < y_0, A_I = A_i, A_8$ , (28)、(31) 式可合写为

$$\Delta_{F_{\mu\nu}}(x-y) = \langle 0 | T A_{I\mu}(x) A_{0\nu}(y) | 0 \rangle = \langle 0 | T A_{0\mu}(x) A_{0\nu}(y) | 0 \rangle \quad (33)$$

由(29)–(31)可见, 当  $A_i, A_8$  对电磁作用的贡献都考虑时,  $u_1, u_2, u_3$  就分别等效于带整数电荷  $e_0, e_0, 0$  的费米子. 当不考虑  $A_8$  与  $u_j$  的作用时,  $u_j$  就带分数电荷  $2e_0/3$ .

原则上说,  $u_j-e^+$  交换  $A_0$  相互作用过程的几率幅是  $A_i$  与  $A_8$  决定的几率幅的和. 但实际上孤粒子是内色单态. 对于  $SU(3)$  规范场而言, 孤粒子是纯中性的. 例如, 由  $u_1, u_2, u_3$  组成的孤粒子与  $A_8$  的作用之和是零. 于是, 当考虑  $u_j$  与孤粒子外部的粒子的相互作用时, 可以不考虑  $u_j$  与  $A_8$  的作用. 于是  $u_j$  等效于带分数电荷  $2e_0/3$  的费米子. 由此我们明白,  $u_j$  看上去带分数电荷  $2e_0/3$  的根本原因是因为强子是内色单态. 也正因为如此, 强子必带有整数电荷.

对于定域在孤粒子内部的  $d_{nj}$  可得到与上面相似的结论.

$u_j-e^+$  通过其它规范场的相互作用, 我们将在另外的文章中讨论.

## 4 总结与讨论

(1) 由本模型得到的弱电作用与标准模型是一致的. 由本模型得到的强子内部的规范作用与已知的 QCD 理论是相近的. 本模型在对称性破缺后也无三角反常.

(2) 本模型对分数电荷的根源给出了一种解释.

A) 定域在同一个孤粒子内部的夸克  $u_{nj}, d_{nj}$  将分别以内电荷  $2e_i/3, -e_i/3$  相互作用。

B) 由于任一个孤粒子必然是内色单态, 所以孤粒子内部的  $u_{nj}, d_{nj}$  的电荷分别是  $2e_0/3, -e_0/3$ 。

C) 孤粒子或任何一个处于孤粒子外部的粒子(包括自由夸克)只能带电荷  $ne_0, n$  是整数。

(3) 在文献[1]中对定域在孤粒子内部的粒子定义了内电荷  $Q_i$ 、内色荷  $C_i^a$ 、内费米子数  $F_i$ 。本文从理论上指出实验上只能观测到电荷  $Q_0$ , 而不可能观测到  $Q_i$ 。另一方面, 由于孤粒子必为内色单态, 并且仅仅在孤粒子内部才有  $\langle H_C^a \rangle_i = \langle H_D^a \rangle_i = 0$ , 所以实验上也不能探测到  $C_i^a, F_i$ 。

(4) 按本模型, 已知的三代轻子有相同的手征性(左手), 由  $A_0, Z_0, W^+$  决定的弱电作用性质也完全相同。但它们与未知规范粒子的作用并不相同。

(5) 对称性破缺前,  $\sin \theta_w = \frac{1}{2}$ 。

(6) 本模型特有的反应之一是(12)式。

(7) 由本文我们可清楚地看到, 粒子之间的对称性、粒子的有效质量及其它性质、粒子之间的相互作用都随着 Higgs 场期望值的不同而不同, 而 Higgs 场期望值又是由整个体系的稳定性决定的。夸克、轻子本质上是同一的。夸克之所以为夸克就在于夸克能够稳定地存在于强子之内部; 轻子之所以为轻子, 就在于轻子能够稳定地存在于强子之外部。夸克可以是自由的。自由夸克具有轻子的性质, 有很大的质量, 并将很快衰变(另文讨论)。类似地可以讨论胶子等粒子的性质。

本模型比已知  $SU(5)$  大统一模型<sup>[3]</sup>多引入了  $H_B, H_C, H_D$  这三个 5 维 Higgs 场, 因而有更多的参数。这是因为本模型要破缺到  $U(1)$ , 而不是  $SU(3) \times U(1)$ , 以及为了形成孤粒子。这样做的好处是由本模型可以对夸克禁闭、非阿贝尔磁单极、没有观测到 Higgs 粒子、强 CP 破坏等问题可以给出一种可能的明确回答; 对夸克、轻子代的问题作出新的探索。以后的论文将讨论这些问题。

感谢杜东生教授、王锡绂教授对本文提出的有益建议及在本文写作过程中提供的支持!

### 参 考 文 献

- [1] 陈世浩, 高能物理与核物理, 18(1994), 317.  
 [2] 戴元本, «相互作用的规范理论», p398—409, p487—492, 科学出版社, 1987.  
 [3] G. G. Ross, Grand Unified Theories, p183—186, p204—209, California, (1984).

## An $SU(5)$ Grand Unified Model with Hadrons as Nontopological Solitons (II)

Chen Shihao

(*Department of Physics, Northeast Normal University,  
Changchun, 130024*)

Received on December 30, 1992

### Abstract

The interactions of fermions with gauge fields in the  $SU(5)$  grand unified model presented in the preceding paper are discussed. The electroweak interactions obtained from the present model are consistent with the standard model, the gauge interactions inside a soliton are approximate to the known QCD. It is proven that only charge  $Q_0$  can be detected experimentally, and the interior charge  $Q_i$  presented in the preceding paper cannot be detected. A possible explanation of the origin of fractional charge is presented. Only electroweak interactions of three generations of leptons are the same. Their interactions with unknown gauge fields are different. Before spontaneous symmetry breaking  $\sin\theta_w = 1/2$ .

**Key words** Approximate QCD interaction inside a hadron, origin of fractional charge, sameness of leptons and quarks, generations of leptons.