第18卷 第4期 高能物理与核物理 Vol. 18, No. 4
1994年4月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Apr., 1994

强子作为非拓扑孤粒子的 $SU(5)$ 大统一模型 (I)*

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

提出一种新的包含三代已知轻子与夸克的 $SU(5)$ 大统一模型. 按本模型，强子可看作由夸克形成的非拓扑孤粒子;轻子与夸克本质上是相同的,它们之间的差别是由对称性自发破缺造成的;在强子内部,夸克质量很小，其性质与已知夸克相同;在强子外部,夸克的性质与已知轻子相同,只是质量很重,并将很快衰变。本文除了定义严格守恒的电荷 Q_0、费米子数 F_0 外,还在孤粒子内部定义了近似守恒的内色荷、内电荷、内费米子数。已知 $SU(5)$ 大统一模型的 (L-B) 守恒相应于本模型的 F_0 守恒。

关键词 自由夸克的性质,非拓扑孤粒子, $SU(5)$ 大统一模型,强子激发态的质量上限。

1 引 言

众所周知，标准模型解决了粒子物理中许多重要问题。但如下几个问题尚未很好地解决,仍需进一步探索.

(1) 轻子及夸克代的问题. 在目前达到的能量下，实验证实了轻子有三代. 是否有更多的代? 为什么已发现的三代如此相似? 这是迄今未能解决的问题.

(2) 夸克禁闭问题. 按标准模型，夸克带有分数电荷并具有很小的质量. 但实验上并未发现自由夸克. 理论上虽由蒙特卡罗模拟看来存在夸克禁闭，但毕竟未能真正严格证明夸克禁闭. 因此,夸克仍然是个谜.

(3) 大统一问题. 迄今为止，所有的大统一模型都是以夸克模型为基础的. 这些模型并不很成功. 存在着诸如沙漠、规范等级、质子衰变等问题.

此外,迄今没有发现 Higgs 粒子及磁单极，也没能解决强 CP 破坏问题. 所有这些都说明某些基本概念可能需修正.

为了解决上述某些问题,本文及以后的一系列论文讨论了一种新的大统一模型.

这一模型把强子看作非拓扑孤粒子[1]. 在孤粒子的内部与外部,Higgs 场的期望值是

* 国家自然科学基金和霍英东基金资助.

不同的，因此对称性也不相同，粒子的性质也不相同。在孤粒子内部有近似的 $SU(3)\times U(1)$ 对称性；在孤粒子外部只有严格的 $U(1)$ 对称性。

按本模型，夸克与轻子本质上是相同的。夸克之所以为夸克，就在于其定域在强子之内部；轻子之所以为轻子，就在于其定域在强子的外部。他们之间的差别是对称性自发破缺造成的。本模型对夸克禁闭问题给出了一种回答：夸克并不是永久禁闭在强子之中，也可以是自由的。但自由夸克不再具有夸克的性质，而将具有轻子的性质，只是质量很重并将很快衰变。实验上永远看不到标准模型中的自由夸克。本模型对分数电荷之谜、未发现 Higgs 粒子及非阿贝尔磁单极、强 CP 破坏等问题也给出了可能的解答。对代的问题作了新的探索。

2 模　　型

本模型的规范群是 $SU(5)$ 群，轻子多重态是

$$\phi_L^T = (\nu_e^c、\nu_\mu^c、E_1^-、E_2^+、-N_2^c)_L,\ N_{2R}^c,$$

$$\phi_R = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & N_1^c & -\mu^- & -e^+ & -\nu_e^c \\ -N_1^c & 0 & e^- & -\mu^+ & -\nu_\mu^c \\ \mu^- & -e^- & 0 & -N_1 & -E_1^- \\ e^+ & \mu^+ & N_1 & 0 & -E_2^+ \\ \nu_e^c & \nu_\mu^c & E_1^- & E_2^+ & 0 \end{pmatrix}_R. \tag{1}$$

夸克多重态是

$$\chi_{nR}^T = (d_{n1}、d_{n2}、d_{n3}、D_n^+、-U_n^c)_R,\ U_{nL}^c,$$

$$\chi_{nL} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & u_{n3}^c & -u_{n2}^c & -u_{n1} & -d_{n1} \\ -u_{n3}^c & 0 & u_{n1}^c & -u_{n2} & -d_{n2} \\ u_{n2}^c & -u_{n1}^c & 0 & -u_{n3} & -d_{n3} \\ u_{n1} & u_{n2} & u_{n3} & 0 & -D_n^+ \\ d_{n1} & d_{n2} & d_{n3} & D_n^+ & 0 \end{pmatrix}_L. \tag{2}$$

式中 T 表示转置，C 表示电荷共轭，$n=1、2、3$，表示夸克的代。$D_3^+=\tau^+$、$U_3^c=\nu_\tau^c$。按上面方式填充轻子的目的是使得质子衰变受到质量很重的未知规范粒子及一、三代夸克混合角的双重压低，从而不会很快衰变；也为了自由夸克能很快地衰变为重子及轻子对（另文讨论）。Higgs 场多重态是

$$\underline{24}:\ \phi_\beta^\alpha=(I^a\varphi_a)_\beta^\alpha,\quad \underline{45}:\ S_\gamma^{\alpha\beta}=-S_\gamma^{\beta\alpha}、S_\alpha^{\alpha\beta}=0,$$

$$\underline{5}:\ H_l^\alpha,\ l=A、B、C、D. \tag{3}$$

式中，$\alpha、\beta、\gamma=1—5$，$a=1—24$，I^a 是 $SU(5)$ 生成元，$\mathrm{tr}(I^aI^b)=\delta_{ab}/2$。$\varphi_a$ 是实场，其余皆为复场。规范场的多重态可简写为

$$A_{\beta\mu}^\alpha=(I^aA_{a\mu})_\beta^\alpha. \tag{4}$$

拉氏密度是

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}_{FA}+\mathscr{L}_{HA}+\mathscr{L}_{FH}-V. \tag{5}$$

$$\mathscr{L}_{FA} = -\bar{\psi}_L\gamma_\mu D_\mu\psi_L - \mathrm{tr}\bar{\psi}_R\gamma_\mu D_\mu\psi_R - \bar{x}_{nR}\gamma_\mu D_\mu x_{nR} - \mathrm{tr}\bar{x}_{nL}\gamma_\mu D_\mu x_{nL} - \overline{N^c_{2R}}\gamma_\mu\partial_\mu N^c_{2R} - \overline{U^c_{nL}}\gamma_\mu\partial_\mu U^c_{nL}, \tag{6}$$

$$\mathscr{L}_{HA} = -\mathrm{tr}(\bar{D}_\mu\phi D_\mu\phi) - (\bar{D}_\mu H_l)_\alpha(D_\mu H_l)^\alpha - \frac{1}{2}(\bar{D}_\mu S)^\gamma_{\alpha\beta}(D_\mu S)^{\alpha\beta}_\gamma - \frac{1}{4}F^\alpha_{\mu\nu}F_{\alpha\mu\nu}, \tag{7}$$

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{FH} = \{&-(f_S\overline{\psi^{\alpha\beta}_R}\psi^\gamma_L + K_{Sn}\overline{x^{\alpha\beta}_{nL}}x^\gamma_{nR})S^{\alpha\beta}_\gamma - f_B\overline{\psi^{\alpha\beta}_R}\psi^\alpha_L H^\beta_B \\ &+ \overline{x^{\alpha\beta}_{nL}}x^\alpha_{nR}(K_{Bn}H^\beta_B - K_{An}H^\beta_A) - \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta\varepsilon}[\psi^{\alpha\beta T}_R C\psi^{\gamma\delta}_R(\eta_B H^\varepsilon_B + \eta_A H^\varepsilon_A) \\ &+ x^{\alpha\beta T}_{nL}Cx^{\gamma\delta}_{nL}(q_{An}H^\varepsilon_A - q_{Bn}H^\varepsilon_B)] + \overline{x^\alpha_{nR}}U^C_{nL}(\xi_{Bn}H^\alpha_B - \xi_{An}H^\alpha_A) \\ &- \overline{\psi^\alpha_L}N^c_{2R}(b_A H^\alpha_A - b_B H^\alpha_B)\} + \mathrm{h.c.}\end{aligned} \tag{8}$$

式中 C 是电荷共轭矩阵．本文重复脚标都表示求和． 四维矢量符号的意义与文献[2]相同．

$$V = V_\varphi + V_l + V_S + V_0. \tag{9}$$

$$V_\varphi = -m^2_\varphi\mathrm{tr}\phi^2 + \lambda_\varphi(\mathrm{tr}\phi^2)^2 + \lambda'_\varphi\mathrm{tr}\phi^4, \tag{10}$$

$$\begin{aligned}V_l = &-m^2_l H^\alpha_l H_{l\alpha} + \lambda_l(H^\alpha_l H_{l\alpha})^2 + a_{CD}H^\alpha_C H_{D\alpha}H^\beta_D H_{C\beta} \\ &+ a_{C\varphi}H^\alpha_C\phi^\beta_\alpha\phi^\gamma_\beta H_{C\gamma} + a_{D\varphi}H^\alpha_D\phi^\beta_\alpha\phi^\gamma_\beta H_{D\gamma} \\ &- a_{AB}(H_{A\alpha}H^\alpha_B + H_{B\alpha}H^\alpha_A)^2 - a_{A\varphi}H^\alpha_A\phi^\beta_\alpha\phi^\gamma_\alpha H_{A\gamma} \\ &- a_{B\varphi}H^\alpha_B\phi^\beta_\alpha\phi^\gamma_\beta H_{B\gamma} + (a_{CB}H^\alpha_C H_{C\alpha} + a_{DB}H^\alpha_D H_{D\alpha})H^\alpha_B H_{B\alpha},\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}V_S = &-\frac{1}{2}m^2_S S^{\alpha\beta}_\gamma S^\gamma_{\alpha\beta} + \frac{1}{4}\lambda_S(S^{\alpha\beta}_\gamma S^\gamma_{\alpha\beta})^2 - a_{\varphi S}S^{\alpha\beta}_\gamma\phi^\gamma_\beta\phi^\delta_\lambda S^\lambda_{\alpha\delta} \\ &+ a_{\varphi SA}\phi^\alpha_\beta\phi^\beta_\gamma(S^{\gamma\delta}_\alpha H_{A\delta} + \mathrm{h.c.}) + a_{CS}H^\alpha_C S^{\beta\gamma}_\alpha S^\lambda_{\beta\gamma}H_{C\lambda} \\ &+ a_{DS}H^\alpha_D S^{\beta\gamma}_\alpha S^\lambda_{\beta\gamma}H_{D\lambda}.\end{aligned} \tag{12}$$

(9)中 V_0 是一个常数．我们如此选择 V_0，使得 V 的绝对极小值 $V_{\min} = 0$．

$\mathscr{L}$ 有一个整体对称性 $U_0(1)$．设其生成元为 T，量子数为 t． 对每个多重态 t 取值是：

对于 ψ_L、x_{nR}，$t = -\frac{3}{5}$；对于 ψ_R、x_{nL}，$t = -\frac{1}{5}$；对于 U^C_{nL}、N^c_{2R}，$t = -1$；对于 H_l、S，$t = -\frac{2}{5}$；对于 ϕ、A，$t = 0$　　(13)

$\mathscr{L}$ 还有一个分立对称性．设其量子数为 I，

对于 x_{nL}、x_{nR}、U^C_{nL}，$I = -1$；对于其余的场，$I = 1$．　　(14)

3　对称性自发破缺与粒子的质量

本模型的对称性自发破缺分两步实现．第一次由 ϕ 实现，第二次由 H_l、S 实现． 即

$$SU(5) \xrightarrow{\phi} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{H_l, S} U(1). \tag{15}$$

下面讨论 Higgs 场的期望值． 在本文中忽略 H_l、S 对 ϕ 期望值的影响． 这样由(10)可得[3]

$$\langle\phi\rangle_0 = \mathrm{diag}(2,2,2,-3,-3)v_\varphi, \tag{16a}$$

$$v_\varphi^2 = m_\varphi^2/(60\lambda_\varphi + 14\lambda'_\varphi). \tag{16b}$$

将(16)代入(9),适当地选取(11)、(12)的参数，可使 V 的绝对极小值 $V_{\min}$ 简并度的维数是 11，H_l、S 的真空期望值有如下形式

$$\langle H_C^1\rangle_0 = v_{C0}/\sqrt{2},\ \langle H_D^2\rangle_0 = v_{D0}/\sqrt{2},\ \langle H_A^5\rangle_0 = v_{A0}/\sqrt{2},$$

$$\langle H_B^a\rangle_0 = 0,\ \langle S_3^{35}\rangle = -\langle S_4^{45}\rangle_0 = \frac{1}{2}v_{S0}. \tag{17}$$

其余分量的期望值为零．我们能够选择(11)、(12)中的系数,使得 V 除了有 $V_{\min}$ 外,还有定域极小值 $V'_{\min}>0$，$V'_{\min}$ 简并度的维数是 3．当 $\langle V\rangle = V'_{\min}$ 时，H_l、S 的期望值可有如下形式:

$$\langle\phi\rangle_i = \langle\phi\rangle_0,\ \langle H_C^a\rangle_i = \langle H_D^a\rangle_i = 0,\ \langle H_A^5\rangle_i = v_{Ai}/\sqrt{2},\ \langle H_B^5\rangle_i = \frac{v_{Bi}}{\sqrt{2}},$$

$$\langle S_1^{15}\rangle_i = \langle S_2^{25}\rangle_i = \langle S_3^{35}\rangle_i = -\frac{1}{3}\langle S_4^{45}\rangle_i = v_{Si}/2\sqrt{6}. \tag{18}$$

在另外的论文中,我们用[1]中方法证明了由夸克 u_{nj}、d_{nj}，$j=1$、2、3，能够形成非拓扑孤粒子．在孤粒子的内部 Higgs 场期望值是 $\langle H_l^a\rangle_i$、$\langle S_\gamma^{\alpha\beta}\rangle_i$．由(17)、(18)可知,它们不同于 Higgs 场在孤粒子外部的真空期望值．因此当一个粒子定域在孤粒子内部时,它的性质(例如其有效质量)就不同于该粒子定域在孤粒子外部时的性质． 我们以下标"0"表示孤粒子外部的各种物理量,以下标"i"表示孤粒子内部的各种物理量．例如，m_0 表示粒子通常意义上的质量，m_i 表示粒子定域在孤粒子内部时的有效质量——我们称之为"内质量"．在形式上,质量与内质量相同，但实质上二者并不相同．因为在孤粒子内部，$\langle V\rangle = V'_{\min} > V_{\min}$，不是真空态．

下面我们讨论粒子的质量与内质量.将(16)、(17)代入(7)、(8)中,就得到费米子与规范粒子的质量;将(16)、(18)代入(7)、(8)中,就得到费米子与规范粒子的内质量.

3.1 费米子的质量与内质量

$$m_0(\nu_e) = m_0(\nu_\mu) = 0,\ m_0(e^-) = m_0(\mu^-) = 2\sqrt{2}\,\eta_A v_{A0}, \tag{19a}$$

$$m_0(\nu_\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}}\xi_{A3}v_{A0},\ m_0(\tau^-) = \frac{1}{2}K_{A3}v_{A0} - \frac{1}{\sqrt{2}}K_{S3}v_{S0}, \tag{19b}$$

$$m_0(u_{nj}) = 2\sqrt{2}\,q_{An}v_{A0},\ m_0(d_{n3}) = \frac{1}{2}K_{An}v_{A0} + \frac{1}{\sqrt{2}}K_{Sn}v_{S0},$$

$$m_0(d_{np}) = \frac{1}{2}K_{An}v_{A0},\ j = 1-3,\ p = 1,2, \tag{20}$$

$$m_i(\nu_e) = m_i(\nu_\mu) = \frac{1}{2}f_B v_{Bi} + \frac{1}{2\sqrt{3}}f_S v_{Si},$$

$$m_i(\nu_\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\xi_{A3}v_{Ai} - \xi_{B3}v_{Bi}), \tag{21}$$

$$m_i(e^-) = m_i(\mu^-) = 2\sqrt{2}(\eta_B v_{Bi} + \eta_A v_{Ai}),$$

$$m_i(\tau^-) = \frac{1}{2}(K_{A3}v_{Ai} - K_{B3}v_{Bi} - \sqrt{3}K_{S3}v_{Si}), \tag{22}$$

由(19)—(22)可知，能够选择(8)中参数，使得

$$m_i(q) \ll m_0(q),\ q = u_{nj}、d_{nj}, \tag{23}$$

$$m_0(l) \ll m_i(l),\ l = \nu_e、\nu_\mu、e^-、\mu^-, \tag{24}$$

$$m_0(\nu_\tau)、m_0(\tau^-)\ \text{很小}. \tag{25}$$

由(8)、(16)、(17)、(18) 可以证明 N_2、E_1^-、E_2^-、U_1、U_2、D_1^+、D_2^+ 也可以获得适当的(可能很大的)质量及内质量，$m_0(N_1) = m_0(\mu^-)$. 但对模型稍加修正后，也可以使得 N_1 获得适当的(可能很大的)质量，而其它结论不变. (19) 中 e^-、μ^- 的质量简并可通过引入 $\overline{\psi_R^{\alpha\beta}}\psi_L^\alpha H_C^\beta$ 这类耦合项予以消除. 为了简洁，我们暂不讨论这些问题. 条件 (23)—(25) 意味着仅由 u_{nj}、d_{nj} 及胶子(见下文)才能形成非拓扑孤粒子. 这些孤粒子相应于由已知夸克 u_{nj}、d_{nj} 及胶子形成的强子.

3.2 规范粒子的质量及内质量

为了计算规范粒子的质量，可把(4)写为

$$A = \frac{g}{\sqrt{2}}\cdot\begin{pmatrix} \frac{A_3}{\sqrt{2}}+\frac{A_8}{\sqrt{6}}-\frac{2B}{\sqrt{30}} & G_3 & G_2 & X_1 & Y_1 \\ \bar{G}_3 & -\frac{A_3}{\sqrt{2}}+\frac{A_8}{\sqrt{6}}-\frac{2B}{\sqrt{30}} & G_1 & X_2 & Y_2 \\ \bar{G}_2 & \bar{G}_1 & -\frac{2A_8}{\sqrt{6}}-\frac{2B}{\sqrt{30}} & X_3 & Y_3 \\ \bar{X}_1 & \bar{X}_2 & \bar{X}_3 & \frac{W_3}{\sqrt{2}}+\frac{3B}{\sqrt{30}} & W^+ \\ \bar{Y}_1 & \bar{Y}_2 & \bar{Y}_3 & W^- & -\frac{W_3}{\sqrt{2}}+\frac{3B}{\sqrt{30}} \end{pmatrix}. \tag{26}$$

在第一次对称性自发破缺后，仅 X_i、Y_i 获得很大的质量[3]. 这时 $\mathscr{L}$ 的对称群是 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$. $SU(3)$、$SU(2)$、$U(1)$的规范场分别是 $(A_3、A_8、G_i)$，$(W_3、W^+)$，B. $U(1)$的生成元是

$$Y/2 = \mathrm{diag}\,\frac{1}{\sqrt{15}}(-1、-1、-1、3/2、3/2). \tag{27}$$

第一次对称性破缺后，$SU(5)$ 的耦合常数 g 变为分别与 $SU(3)$、$SU(2)$、$U(1)$ 群相应的耦合常数 g_3、g_2、g_1，它们分别随能标而演化.

可以证明，第一次对称性破缺后，V 的绝对极小值简并度的维数是 11. 因此在第二次对称性自发破缺后，除了光子外，所有的规范粒子都获得了质量. 不失一般性，为了计算简捷，我们设 $v_{C0} = v_{D0}$. 将(16)、(17)代入(7)可得

$$m_0(G_3) = m_0(A_3) = g_3 v_{C0}/\sqrt{2},$$

$$m_0^2(G_1) = m_0^2(G_2) = \frac{1}{4} g_3^2 (v_{C0}^2 + 2v_{S0}^2), \tag{28}$$

$$m_0^2(W^+) = \frac{1}{4} g_2^2 (v_{A0}^2 + 2v_{S0}^2), \tag{29}$$

$$\frac{1}{2} m_0^2(W^+)\left(W_3 - \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{g_1}{g_2} B\right)^2 + \frac{1}{6} m_0^2(G_3)\left(A_8 - \frac{2}{\sqrt{5}} \frac{g_1}{g_3} B\right)^2. \tag{30}$$

因为迄今未发现自由态 A_3、G_j，所以我们假设

$$m_0(A_3) \sim m_0(G_j) \gg m_0(W^+). \tag{31}$$

对角化 W_3、A_8、B 的质量矩阵，可得

$$m_0(A_0) = 0 \tag{32}$$

$$m_0(Z_0) \approx (m_0(W^+)/\cos\theta_0) \cdot (1 + 0(g_1^4 m_0^2(W^+)/g_2^2 g_3^2 m_0^2(G_3))), \tag{33}$$

$$m_0^2(Z_0') \approx \frac{1}{3}\left(1 + \frac{4g_1^2}{5g_3^2}\right) m_0^2(G_3)\left(1 + 0\left(\frac{g_1^4}{g_2^2 g_3^2} \cdot \frac{m_0^2(W^+)}{m_0^2(G_3)}\right)\right); \tag{34}$$

$$A_0 = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{g_2}{g_1} \sin\theta_0 \left(B + \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{g_1}{g_2} W_3 + \frac{2}{\sqrt{5}} \frac{g_1}{g_3} A_8\right) \tag{35}$$

$$Z_0 \approx \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{g_2}{g_1} \operatorname{tg}\theta_0 \sin\theta_0 \left(B - \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{g_1}{g_2} \operatorname{ctg}^2\theta_0 \cdot W_3 + \frac{2}{\sqrt{5}} \frac{g_1}{g_3} \cdot A_8\right), \tag{36}$$

$$Z_0' \approx \left(\frac{2}{\sqrt{5}} \frac{g_1}{g_3} B - A_8\right) \cdot \left(1 + \frac{4}{5} \frac{g_1^2}{g_3^2}\right)^{-1/2}; \tag{37}$$

$$\operatorname{tg}^2\theta_0 = 3g_1^2/5g_2^2(1 + 4g_1^2/5g_3^2). \tag{38}$$

在孤粒子的内部，$\langle V \rangle = V'_{\min}$. $V'_{\min}$ 简并度的维数是 3. 因此规范场中 9 个实分量的内质量将是零. 将(16)、(18)代入(7)，可得

$$m_i(A_3) = m_i(A_8) = m_i(G_j) = m_i(A_i) = 0, \tag{39}$$

$$m_i^2(W^+) = \frac{1}{4} g_2^2 (v_{Ai}^2 + v_{Bi}^2 + 2v_{Si}^2), \quad m_i(Z_i) = m_i(W^+)/\cos\theta_i, \tag{40}$$

$$A_i = B\cos\theta_i + W_3 \sin\theta_i, \quad Z_i = -B\sin\theta_i + W_3\cos\theta_i, \tag{41}$$

$$\operatorname{tg}\theta_i = \sqrt{3}\, g_1/\sqrt{5}\, g_2. \tag{42}$$

在形式上，(39)—(42)与已知 $SU(5)$ 大统一模型相同[3]. 在孤粒子内部，A_i、Z_i 分别相应于标准模型中的光子、Z 玻色子；在孤粒子外部，A_0、Z_0 分别相应于标准模型中的光子、Z 玻色子.

可以证明，在孤粒子外部，没有被规范粒子吸收的 Higgs 粒子都能获得足够大的质量；在孤粒子内部，没有被规范粒子吸收的 Higgs 粒子都能获得足够大的内质量.

4 守恒的量子数

第二次对称性自发破缺后，$\mathscr{L}$ 仍保留有一个定域 $U(1)$ 对称性，一个整体 $U_0(1)$ 对

称性及分立对称性．$U(1)$ 生成元是电荷：

$$Q_0=\frac{2}{\sqrt{3}}I_8-\frac{4}{\sqrt{6}}I_{15}. \tag{43}$$

$U_0(1)$ 的生成元是费米子数

$$F_0=-2Q_0-\sqrt{6}I_{15}+\sqrt{\frac{2}{5}}I_{24}+T. \tag{44}$$

Q_0、F_0、I (见(14))都是严格守恒的量子数．由(43)、(44)及(1)—(4)可知，任何一个粒子的电荷及费米子数都是整数．

由(23)、(39)、(28)，在半经典的近似下，利用[1]中的方法在另外的论文中，我们证明了，适当地选择 $\mathscr{L}$ 中参数，由 u_{nj}、d_{nj} 或胶子 G_j 能够形成非拓扑孤粒子，而其它粒子不能形成非拓扑孤粒子． 这样的孤粒子相应于由已知夸克 u_{nj}、d_{nj} 或胶子形成的强子．这样，由本模型得到的强子谱就与已知夸克模型相同．

在孤粒子内部，$\langle H_C^a\rangle_i=\langle H_D^a\rangle_i=0$，$A_3$、$A_8$、$G_j$、$A_i$ 的内质量为零，在形式上存在有与已知 $SU(5)$ 大统一模型第二次对称性破缺后相同的对称性，即 $SU(3)\times U(1)$ 定域对称性及一个整体 $U_0(1)$ 对称性．此外仍有(14)式给出的分立对称性．当然，由于孤粒子内部空间是有限的，所以这里与 $SU(3)\times U(1)$ 及 $U_0(1)$ 相应的量子数不可能是守恒的．但是，如果把孤粒子内部近似地看作与外部不交换带有 $SU(3)\times U(1)$ 量子数的粒子(或虚粒子)的“孤岛”时，那么我们能在其中定义与 $SU(3)\times U(1)$ 及 $U_0(1)$ 相应的近似守恒的量子数．我们称这些量子数为内色荷 C_i^λ、内电荷 Q_i、内费米子数 F_i． 它们的生成元分别为

$$C_i^\lambda=I_\lambda,\ \lambda=1,2\cdots 8, \tag{45}$$

$$Q_i=-\frac{4}{\sqrt{6}}I_{15}, \tag{46}$$

$$F_i=-2Q_i-\sqrt{6}I_{15}+\sqrt{\frac{2}{5}}I_{24}+T. \tag{47}$$

由(46)、(47)及(1)—(4)可知，粒子的内电荷及内费米子数可以取分数．

“在孤粒子内部，C_i^λ、Q_i、F_i 近似守恒”的意义如下：

如果孤粒子内部的粒子都严格地定域在 $V=V'_{\min}$ 区域，并且没有带 C_i^λ．Q_i、F_i 的粒子进入或出来，那么这个孤粒子内部的 Q_i、C_i^λ、F_i 就是守恒的．即 C_i^λ、Q_i、F_i 不会由于这个孤粒子中粒子的相互作用、产生、湮没而变化．

我们把孤粒子内部近似地看作一个“孤岛”的理由如下：

由于 Higgs 场在孤粒子内部、外部的期望值不相等，所以一个粒子的质量与内质量就可能有很大差别．由(23)、(28)、(39)可知，如果孤粒子是由 u_{nj}、d_{nj} 或 G_j 形成的，那么孤粒子的外部对于这些粒子就是势能很高、宽度为无限大的势垒．因此，这些粒子跑到孤粒子外部的几率极小．由(24)可知，对于 e^-、μ^-、ν_e、ν_μ 来说，孤粒子的内部是一个势能很高、宽度有限的势垒，因此这些粒子低能时入射到孤粒子内部的几率也很小．

另一方面，定域在孤粒子内部的粒子 u_{nj}、d_{nj} 等主要是通过内质量为零的规范粒子相互作用．由(39)可知，$SU(3)\times U(1)$ 群的规范粒子的内质量为零．与已知 QCD 理论

相比较可知,只有当孤粒子处于内色单态时,孤粒子的能量才可能是最低的,孤粒子才能是稳定的. 当孤粒子吸收或辐射带内色荷的粒子时,就变成了非内色单态,其能量必然升高很多. 所以孤粒子吸收或辐射带内色荷粒子的几率必然极小. 与此不同的是,孤粒子吸收或辐射不带内色荷、但带内电荷的粒子 W^+ 等不受以上讨论的限制. W^+ 的进或出,不破坏孤粒子的内色荷守恒,但使得它的内电荷变化了. 所以,对于内色荷,孤粒子总可以看作"孤岛";对于内电荷,只有当不吸收或辐射 W^+ 等粒子时,孤粒子才可以看作"孤岛".

下篇论文证明了实验上只能探测到 Q_0、F_0,不能探测到 Q_i、C_i^{λ}、F_i.

Q_0、Q_i、C_i^{λ} 的物理意义如下:

如上所述,任何一个质量为零或内质量为零的规范粒子都必然相应于一个守恒量或近似守恒量的生成元. 当一个粒子定域在孤粒子外部时,它必然要与规范粒子的质量本征态相作用. 特别是它要与质量为零的本征态——光子 A_0 相作用. 这时我们必须用与 A_0 相应的电荷生成元 Q_0 来确定这一粒子的量子数,从而发现这一粒子带有电荷. 当一个粒子,例如 u_{nj},定域在孤粒子内部时,它必然要与规范场的内质量本征态相作用. 特别是它要与内质量为零的本征态 G_j、A_3、A_8、A_i 相作用. 这时必须用与这些本征态相应的生成元 C_i^{λ}、Q_i 来确定这个粒子的量子数,从而发现这个粒子带有内电荷及内色荷.

由(1)、(2)、(44)可看出,重子数 B 及轻子数 L 分别相应于本模型的反费米子数及费米子数. 因此,已知 $SU(5)$ 模型的 (L-B) 守恒相应于本模型的费米子数 F_0 守恒.

5 总结与讨论

按本模型,轻子与夸克本质上是相同的. 它们之间的差别是对称性破缺造成的. 夸克并不永远为夸克;轻子也不永远为轻子. 粒子的性质将随 Higgs 场期望值的变化而变化. 在强子的内部与外部,Higgs 场的期望值并不相同. 在强子(孤粒子)的内部有近似的 $SU(3)\times U(1)$ 对称性;在强子的外部只有 $U(1)$ 定域对称性. 由(23)可知,夸克 u_{nj}、d_{nj} 能够定域在强子内部. 这时 u_{nj}、d_{nj} 具有已知夸克的性质. 夸克也可以是自由的(即可以定域在强子的外部). 但自由克夸不再具有夸克的性质,而将具有已知轻子的性质(由下篇论文可以看得更清楚),只是质量很重,并将很快衰变为重子及轻子对(证明见另外的论文). 类似地,当轻子在强子外部时具有已知轻子的性质;而当轻子 e^+、ν_e^C、μ^+、ν_μ^C 进入强子内部时,将具有已知夸克的性质,只有由于它们的内质量极大及强子的内色单态性质,这种几率将是极小的. 由以上所述可见,本模型中的夸克与轻子并不完全等同于已知的夸克与轻子. 实验上永远也不会看到标准模型的自由夸克.

由于夸克 u_{nj}、d_{nj} 可以是自由的,所以强子激发态的质量必有上限.

在强子内部可以定义近似守恒的量子数 Q_i、C_i^{λ}、F_i. 但严格守恒的只有 Q_0、F_0.

感谢杜东生教授、王锡绂教授对本文提出的有益建议及写作本文时提供的支持!

参　考　文　献

[1] R.Friedberg and T.D.Lee, *Phys. Rev.*, **D15**(1977) 1694.
[2] T.D.Lee, Particle Physics and Introduction to Field Theory, (Sciencs Press, Beijing 1981).
[3] Tapei Cheng and Lingfong Li, Gauge Theory of Elementary Particle Physics (Clarendon Press, Oxford 1984)pp. 428—452.

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

Chen Shihao
(Department of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024)
Received on December 30, 1992

Abstract

A new grand unified model containing the known three generations of quark and lepton in which hadrons are regarded as nontopological solitons formed from quarks is presented. According to the model leptons and quarks are the same in essence. The differences between them are caused by spontaneous symmetry breaking. When a quark is located inside a hadron, its properties will be the same as those of a known quark and its mass very small. When a quark is outside hadrons, its properties will be the same as those of a known lepton, its mass very large and it Will rapidly decay. Except defining charge Q_0 and fermion number F_0 which are exactly conserved, we also define interior colour, interior charge and interior fermion number approximatly conserved inside a hadron. The (L-B) conservation in the known $SU(5)$ model corresponds to the fermion number number F_0 conservation in the present model.

Key words The properties of free quarks, Nontopological solitons, $SU(5)$ grand unified model, The upper limit of masses of hadron excited states.