第14卷 第2期 高能物理与核物理 Vol. 14, No. 2
1990年2月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Feb., 1990

超弦低能模型对称性的破缺

罗玉兵 胡诗可
(成都地质学院基础部) (四川大学物理系,成都)

摘 要

本文通过单圈辐射修正的方法,讨论了一个具有规范对称群 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)^2$ 的超弦低能模型在中间质量标 M_I 处对称性的破缺。在唯象讨论的基础上,我们解决了一般超弦低能模型中存在的中微子质量问题,同时给出了软破缺参数 A、m 和 M 初值的取值范围.

一、引 言

$E_8 \times E_{8'}$ 的杂化超弦理论在很大程度上取得了成功[1],本文的主要目的是要讨论由这一理论紧致化后得到的低能模型的对称性破缺所产生的唯象结果,以期望在今天的物理学实验基础上找到支持这一理论的证据.

$E_8 \times E_{8'}$ 的杂化超弦理论[1]在 Calabi-Yau 流形 K_0 上紧致化后,得到一个 $d = 4$, $N = 1$ 的超引力与 Yang-Mills 模型的耦合,规范群是 $E_6 \times E_{8'}$. 手征物质超场在 $E_{8'}$ 下保持不变,在 E_6 下按基础表示 $n_g^0 \cdot 27 + \delta^0 \cdot (27 + \overline{27})$ 变化,其中

$$n_g^0 = \frac{1}{2}|\chi(K_0)|, \quad \delta^0 = b_{1,1}(K_0) \geqslant 1,$$

$\chi(K_0)$ 是流形 K_0 的 Euler 示性数, $b_{1,1}(K_0)$ 是流形 K_0 的 Betti-Hodge 数,它们都是流形 K_0 的拓扑不变量. 对于单连通流形 K_0,存在着两方面的困难,首先是 n_g^0 的值太大($\geqslant 56$)[2],从而不能给出正确的轻子——夸克代;另一方面,在单连通情形下,找不出适当的机制使得 E_6 群破缺的同时能保持模型的超对称性. 如果流形 K_0 允许一个分立对称群 G 独立作用其上,这时我们可以考虑在商流形 $K(K = K_0/G)$ 上紧致化,令人兴奋的是以上两个问题同时解决了. 首先, $n_g = n_g^0/N(G)$, 其中 $N(G)$ 是群 G 的阶,所以可以选择适当的流形 K_0 及群 G 而得到正确的轻子——夸克代 n_g;其次, E_6 群可以通过所谓的"通量破缺"机制 (Flux breaking)[3] 破缺为一个秩为5或6的子群 $H_2 \subset E_6$, 这一破缺同时将使 $b_{1,1}(27 + \overline{27})$ 中的一部分物质超场获得质量 $O(M_x)$, 另一部分保持零质量的物质超场作为低能模型中的一部分"存活"了下来. $E_{8'}$ 中包含的是质量为 $O(M_p)$级的超重粒子,它的伴胶子凝聚 (gaugino condensation) 引起了定域超对称的破缺[4],我们假设这一破缺以软破缺的方式被嵌入到低能模型中,那么我们在能标 M_x 处得

本文1989年1月10日收到.

到一个 $N=1$，$d=4$ 的超对称 Yang-Mills 模型和一系列软破缺项的耦合，这就是超弦低能模型.

秩为 6 的规范群不能直接破缺到 $H_0=SU(3)_c\times U(1)_{em}$，必须经过一个中间破缺过程：

$$H_2\underset{(M_I)}{\rightarrow}H_1\underset{(M_W)}{\rightarrow}H_0=SU(3)_C\times U(1)_{em}.$$

这一中间破缺发生在能标 $M_I(M_X>M_I>M_W)$ 处，M_I 叫做中间质量标（Intermediate Mass Scale，或简写为 IMS）. 秩为 5 的群不存在 IMS，它直接破缺到 H_0. 我们知道，$N=1$ 的整体超对称能够自动地抵消玻色圈和费米圈的二阶发散，这正是解决“等级问题”(hierarchy problem) 所必不可少的,同时,软破缺项也不产生二阶无穷大,所以，我们在用辐射修正的方法破缺对称性时,一方面很自然地给出了质量等级 $M_X>M_I>M_W$，另一方面,除了软破缺项以外，在破缺过程中保持 $N=1$ 的整体超对称直到最后一次破缺 $H_1\rightarrow H_0$. 我们就很自然地解决了等级问题[5]，这正是超弦低能模型的一大成功之处（或者说是所有超对称大统一理论的成功点）. 当然在最后一步破缺 $H_1\rightarrow H_0$ 时,整体超对称必须破缺了.

在所有超弦低能模型中，除了通常的左手中微子 ν_L 以外，还存在着右手中微子场 ν^c. 要求 ν_L 无质量的同时也得到 ν^c 的质量为零,这样三代轻子就会给出 6 个零质量的中微子,这与宇宙学上核合成的结果相矛盾[6]，因此解决中微子质量问题成了超弦低能模型中的一个重要问题,现在流行的作法是假设存在着非重整化有效项 $\frac{1}{M}27^2\cdot\overline{27}^2$，由此来生成 ν^c 的质量[2,8]，但却从没有人进行过定量讨论，因为在辐射修正中这会产生其它的麻烦.

我们将讨论一个在 $b_{1,1}>1$ 的流形上紧化而得到的,规范群秩为 6 的左右对称超弦低能模型 $H_2=SU(3)_C\times SU(2)_L\times SU(2)_R\times U(1)^2$. G.Costa[7] 等人讨论过秩为 6 的模型 $H_2=SU(3)_C\times SU(2)_L\times U(1)^3$，但他们仍没有解决中微子质量问题，而且是在 $A=m=0$ 的特殊情况下进行讨论的（A，m 是两个软破缺参数的初值，见正文）. J. Pwlido 讨论过左右对称超弦低能模型[8],但他研究的仅仅是 $b_{1,1}=1$ 时的情形,这时由于没有“镜像态”存在,结果模型的非真正中间质量标 M_I 很小（$M_I<10^4$GeV），而且他也没有解决中微子质量问题.

由于 $E_{8'}$ 中定域超对称的破缺对于低能模型的影响的机制还没有搞清楚，所以我们没有理由只讨论软破缺参数的初值 $A=m=0$ 的特殊情况. 我们将在一般情况下进行讨论,并且我们发现,在我们的模型中能很奇妙地解决中微子问题.

二、对称性的破缺

我们讨论一个具有左右对称的、在 $b_{1,1}>1$ 的流形上紧化而得到的超弦低能模型,在通量破缺后其规范群为 $H_2=SU(3)_C\times SU(2)_L\times SU(2)_R\times U(1)_L\times U(1)_R$[2,8]，让两个 $U(1)$ 群的生成元作一变换

$$Y' = \sqrt{\frac{1}{5}}\,(2Y_L + Y_R), \quad Y'' = \sqrt{\frac{1}{5}}\,(Y_L - 2Y_R). \tag{1}$$

得到规范群为

$$\widetilde{H}_2 = SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)' \times U(1)'. \tag{2}$$

物质超场包含两部分：1). E_6 的所有 $n_g \cdot 27$ 表示的成员，它们在群 $\widetilde{H}_2$ 下的变化如表 1 所示；2). 在 $b_{1,1}(27+\overline{27})$ 中存活下来的超场，它们是 L_s^c、L_s、H_s、N_s 以及与它们相应的 $\overline{27}$ 中的成员(镜像态，mirror state) L_s^{c*}、L_s^*、H_s^*、N_s^*. 前者与表 1 中相应的态具有相同的量子数，而后者的量子数与前者相反.

表 1　$n_g \cdot 27$ 中的物质超场在 $\widetilde{H}_2$ 下的变化

超　场	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$SU(2)_R$	$\sqrt{60}\cdot Y'$	$\sqrt{60}Y''$
$Q_a = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_a$	3	2	1	2	1
$Q_a^c = (u^c,\ d^c)_a$	$\bar{3}$	1	2	−1	2
D_a	3	1	1	−4	−2
D_a^c	$\bar{3}$	1	1	2	−4
$L_a = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e \end{pmatrix}_a$	1	2	1	−4	3
$L_a^c = (e^c,\ \nu^c)_a$	1	1	2	5	0
$H_a = \begin{pmatrix} H^+ & \overline{H}^0 \\ H^0 & \overline{H}^- \end{pmatrix}_a$	1	2	2	−1	−3
N_a	1	1	1	2	6

其中，$a = 1,\ 2,\ \cdots n_g$，$\mathrm{Tr}Y'^2 = \mathrm{Tr}Y''^2 = 3$，$\mathrm{Tr}Y'Y'' = 0$

超势的形式是：

$$W = \beta L_s H_s L_s^c + \gamma N_s H_s^2 + \beta^* L_s^* H_s^* L_s^{c*} + \gamma^* N_s^* H_s^{*2}. \tag{3}$$

软破缺项的形式是：

$$-\mathscr{L}_{\mathrm{soft}} = \sum_i m_i^2 |Z_i|^2 + (A_\beta \beta L_s H_s L_s^c + A_\gamma \gamma N_s H_s^2 + \text{mirror terms})$$
$$+ \text{h. c.} + \frac{1}{2}\sum_a M_a(\lambda^a \lambda^a + \text{h. c.}). \tag{4}$$

其中，Z_i 是所有超场的标量分量，λ^A 是所有的伴胶子场（gaugino，也叫做规范中微子）. 我们所以只取（3）式的超势，是因为在中间质量标 M_I 处对称性的破缺只能够由 $b_{1,1}(27+\overline{27})$ 中存活下来的超场引起，而与其他形式的耦合没有关系. 实际上，在 27 表示中的超场还存在着如下形式的耦合

$$W_g = h_L LHL^c + h_Q QHQ^c + \lambda_L D^c QL + \lambda_L^1 DQ^c L^c + \lambda_B QQD$$
$$+ \lambda'_B Q^c Q^c D^c + \lambda NHH + KNDD^c, \tag{5}$$

其中存在"危险"的耦合项，例如（$\lambda'_L DQ^cL^c + \lambda_L D^cQL$）和（$\lambda_B QQD + \lambda'_B Q^cQ^cD^c$）将会破坏重子数守恒，因为前者给出 $B(D) = +\frac{1}{3}$，而后者给出 $B(D) = -\frac{2}{3}$，而且，这两项都会加快质子的衰变. 像这样的危险耦合(除以上两项外，还有 $h_L LHL^c$，它会使左手中微子场获得质量)，我们只有假设是被紧化流形 K_0 及其分立对称群 G 所禁止的，

关于其禁止的机制我们现在还不知道．所以(5)式只存在形如

$$W_g = hQHQ^c + \lambda NHH + KNDD^c. \tag{5$'$}$$

的耦合．

在能标 $M_x \geqslant Q \geqslant M_I$ 之间，我们可以得到如下的单圈辐射修正重整化群方程：

$$\frac{dg_a^2}{dt} = \frac{ba}{8\pi^2} g_a^4, \tag{6}$$

$$\frac{dM_a}{dt} = \frac{ba}{8\pi^2} g_a^2 M_a, \tag{7}$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{\beta}{8\pi^2}\left(-\frac{3}{2} g_{2L}^2 - \frac{3}{2} g_{2R}^2 - \frac{7}{10} g_1'^2 - \frac{3}{10} g_1''^2 + \frac{5}{2}\beta^2 + 2\gamma^2\right), \tag{8}$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\gamma}{8\pi^2}\left(-\frac{3}{2} g_{2L}^2 - \frac{3}{2} g_{2R}^2 - \frac{1}{10} g_1'^2 - \frac{9}{10} g_1''^2 + \beta^2 + 8\gamma^2\right), \tag{9}$$

$$\frac{dA_\beta}{dt} = \frac{1}{8\pi^2}\left(3g_{2L}^2 M_{2L} + 3g_{2R}^2 M_{2R} + \frac{7}{5} g_1'^2 M_1' + \frac{3}{5} g_1''^2 M_1'' + 5\beta^2 A_\beta + 4\gamma^2 A_\gamma\right), \tag{10}$$

$$\frac{dA_\gamma}{dt} = \frac{1}{8\pi^2}\left(3g_{2L}^2 M_{2L} + 3g_{2R}^2 M_{2R} + \frac{1}{5} g_1'^2 M_1' + \frac{9}{5} g_1''^2 M_1'' + 2\beta^2 A_\beta + 16\gamma^2 A_\gamma\right), \tag{11}$$

$$\frac{dm_{L_s}^2}{dt} = \frac{1}{8\pi^2}\left(-3g_{2L}^2 M_{2L}^2 - \frac{16}{15} g_1'^2 M_1'^2 - \frac{3}{5} g_1''^2 M_1''^2 + 2\beta^2 h_\beta\right), \tag{12}$$

$$\frac{dm_{H_s}^2}{dt} = \frac{1}{8\pi^2}\left(-3g_{2L}^2 M_{2L}^2 - 3g_{2R}^2 M_{2R}^2 - \frac{1}{15} g_1'^2 M_1'^2 - \frac{3}{5} g_1''^2 M_1''^2 + \beta^2 h_\beta + 4\gamma^2 h_\gamma\right), \tag{13}$$

$$\frac{dm_{L_s^c}^2}{dt} = \frac{1}{8\pi^2}\left(-3g_{2R}^2 M_{2R}^2 - \frac{5}{3} g_1'^2 M_1'^2 + 2\beta^2 h_\beta\right), \tag{14}$$

$$\frac{dm_{N_s}^2}{dt} = \frac{1}{8\pi^2}\left(-\frac{4}{15} g_1'^2 M_1'^2 - \frac{12}{5} g_1''^2 M_1''^2 + 8\gamma^2 h_\gamma\right). \tag{15}$$

其中，$t = \ln Q$，$b_3 = 3n_g - 9$，$b_{2L} = b_{2R} = 3n_g - 3$，$b_1' = b_1'' = 3n_g + 3$，

$$h_\beta = m_{L_s}^2 + m_{H_s}^2 + m_{L_s^c}^2 + A_\beta^2, \tag{16}$$

$$h_\gamma = m_{N_s}^2 + 2m_{H_s}^2 + A_\gamma^2. \tag{16$'$}$$

各参数在 M_x 处的初值取为：

$$g_a = g_u,\ A_i = A,\ m_i = m,\ M_a = M. \tag{17}$$

$$\beta(M_x) = \beta^*(M_x) = \beta_u,\ \gamma(M_x) = \gamma^*(M_x) = \gamma_u. \tag{18}$$

选择适当的初始值求解重整化群方程，在某一能标 Q_0 处，$m_{L_s^c}^2(Q_0) \leqslant 0$，这时 L_s^c 的标量场成为 Higgs 场而获得真空期待值：

$$\langle L_s^c \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \langle L_s^{c*} \rangle = \begin{pmatrix} \bar{v} \\ 0 \end{pmatrix}.$$

得到标势的形式为

$$V = m_{L_s^c}^2 v^2 + m_{L_s^{c*}}^2 \bar{v}^2 + \left(\frac{g_{2l}^2}{4} + \frac{g_1'^2}{2} Y_{L_s^c}'^2\right)(v^2 - \bar{v}^2). \tag{19}$$

在规范对称性破缺的同时为了保持超对称性，必须使标势中的 D 项为零，即要求 $v = \bar{v}$，所以

$$V=[m^2_{L_s^2}(Q_0)+m^{2}_{L_s^c}{}^{*}(Q_0)]v^2=2m^2_{L_s^c}(Q_0)v^2. \tag{19}$$

由于 $m^2_{L_s^c}(Q_0)<0$ 时上式取的是极大值，那么标势 V 取极小值的条件是

$$m^{2}{}_{L_s^c}(Q_0)=0. \tag{20}$$

当 $m^2_{L_s^c}(Q)$ 的值从正变成零时，规范对称性即破缺了，Q_0 就是破缺点，也就是中间质量标 M_I。标势(19)式是树图近似下的形式，无法确定 v 的值，为了使破缺后产生的粒子质量有 M_I 的数量级，我们取 $v=Q_0$。单圈近似对 V 的贡献具有 $Bv^2+cv^2\ln\frac{v^2}{Q}$ 的形式，由它确定的 v 值与取 $v=Q_0$ 的近似具有相同的量级[7]。

规范群的破缺结果为

$$\tilde{H}_2\xrightarrow[M_I]{}H_1=SU(3)_c\times SU(2)_L\times\tilde{U}(1)'\times U(1)''. \tag{21}$$

破缺后的物质超场及其在群 H_1 下的表示如下

$$Q_a=\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_a\sim\begin{array}{c}\begin{array}{cccc} & & \sqrt{\frac{1}{40}} & \sqrt{\frac{1}{60}}\end{array}\\ (3,\ 2,\ 1,\ 1),\end{array} \tag{22a}$$

$$u_a^c\sim(\bar{3},\ 1,\ -3,\ 2), \tag{22b}$$

$$d_a^c\sim(\bar{3},\ 1,\ 2,\ 2), \tag{22c}$$

$$D_a\sim(3,\ 1,\ -2,\ -2), \tag{22d}$$

$$D_a^c\sim(\bar{3},\ 1,\ 1,\ -4), \tag{22e}$$

$$L_a=\begin{pmatrix}\nu_L\\ e\end{pmatrix}_a\sim(1,\ 2,\ -2,\ 3), \tag{22f}$$

$$e_a^c\sim(1,\ 1,\ 5,\ 0), \tag{22g}$$

$$\nu_a^c\sim(1,\ 1,\ 0,\ 0), \tag{22h}$$

$$H_a=\begin{pmatrix}H^+\\ H^0\end{pmatrix}_a\sim(1,\ 2,\ 2,\ -3), \tag{22i}$$

$$\bar{H}_a=\begin{pmatrix}\bar{H}^0\\ \bar{H}^-\end{pmatrix}_a\sim(1,\ 2,\ -3,\ -3), \tag{22j}$$

$$N_a\sim(1,\ 1,\ 1,\ 6). \tag{22k}$$

破缺 $\tilde{H}_2\to H_1$，实际上是 $SU(2)_R\times U(1)'\to\tilde{U}(1)'$ 的破缺，产生出三个有质量的规范介子 $W_R^{\pm}$，Z_R 和一个新的 $\tilde{U}(1)'$ 介子 $\tilde{B}_1'$。

$$m^2_{W_R^{\pm}}=\frac{1}{2}g^2_{2R}(v^2+\bar{v}^2), \tag{23}$$

$$m^2_{Z_R}=m^2_{W_R^{\pm}}/\cos^2\theta_1. \tag{24}$$

其中，

$$\cos^2\theta_1=g^2_{2R}/(g^2_{2R}+4Y'^2_{L_s^c}g_1'^2). \tag{25}$$

$\tilde{U}(1)'$ 规范群的耦合常数和生成元为

$$\tilde{g}_1'=\sqrt{\frac{8}{5}}\,g_{2R}\sin\theta_1, \tag{26}$$

$$\widetilde{Y}'_i = \sqrt{\frac{5}{32}}\left(\tau^3_{2l} + \frac{Y'_i}{Y'_{L^c_s}}\right). \tag{27}$$

从 (22h) 可以看出，$\widetilde{Y}'(\nu^c) = Y''(\nu^c) = 0$，而且它又是 $SU(3)_c$ 和 $SU(2)_L$ 的单态，所以右手中微子场 ν^c 是完全丧失活性的．首先，在 Ywkawa 耦合(5′)中它不出现；其次，它与规范场的耦合

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{\nu^c} \sim & -ig_a((T^a_i V^a_\mu A^+_i)\partial^\mu A_i - \partial_\mu A^+_i(T^a_i V^{a\mu} A_i)) \\ & + g^2_a(T^a_i V^a_\mu A^+_i)(T^b_j V_{\mu b} A_j) \\ & - g_a \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu T^a_i V^a_\mu \psi_i \\ & + i\sqrt{2}\, g_a A^+_i T^a_i \lambda^a \psi_i + h.\ c. \\ & - \frac{1}{2} g^2_a (A^+_i T^a_i A_i)(A^+_j T^a_j A_j).\end{aligned}$$

由于生成元 $T^a_{\nu^c} = 0$ 的成立，所以 ν^c 不会与任何场耦合．上式中 $(A_i,\ \psi_i)$ 是一个超场的两个分量，V^a_μ 是规范场．由于不存在关于 ν^c 的任何耦合，所以 ν^c 这个超场(包括标量 $\tilde{\nu}^c$ 和旋量 ν^c) 是无法被我们发现，也无法产生或湮灭的．即使它在空间存在，也永远是不会被我们所发现的一种“背景”而已，可以把它作为真空中永恒的那一部分． 所以在我们这个模型中，中微子问题得到了自洽的并且是非常奇妙的解决．

H_1 群的进一步破缺将由 H、$\overline{H}$ 及 N 充当 Higgs 场，其 VEV 是

$$\langle H\rangle = \begin{pmatrix}0\\ x\end{pmatrix},\quad \langle \overline{H}\rangle = \begin{pmatrix}\bar{x}\\ 0\end{pmatrix},\quad \langle N\rangle = y.$$

这时，标势中的 D 贡献为

$$V_D = \frac{1}{8} g^2_{2L}(x^2 - \bar{x}^2)^2 + \frac{\tilde{g}'^2_1}{80}(2x^2 - 3\bar{x}^2 + y^2)^2 + \frac{3}{40} g''^2_1 (x^2 + \bar{x}^2 - 2y^2)^2. \tag{28}$$

显然 V_0 不为零，所以超对称在 $H_1 \to H_0 = SU(3)_c \times U(1)_{em}$ 时自动地破缺了．和上一步破缺完全相似的讨论给出

$$e = g_{2L} \sin\theta_W, \tag{29}$$

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2_{2L}} + \frac{1}{15}\left(\frac{24}{\tilde{g}'^2_1} + \frac{1}{g''^2_1}\right). \tag{30}$$

求解重整化群方程(6)～(15)，并结合以上两式给出 M_x，M_I 及 n_g 与唯象参数 $\sin^2\theta_W$，α_3，α_{em} 及 M_W 的关系如下：

$$\ln\frac{M_X}{M_W} = \frac{\pi}{3(3n_g - 1)}[(3 - 2\sin^2\theta_W)\alpha^{-1}_{em} - 6\alpha^{-1}_u], \tag{31}$$

$$\ln\frac{M_I}{M_W} = \frac{\pi}{3(3n_g - 1)}\{[3(n_g - 1) - 4(2n_g - 1)\sin^2\theta_W]\alpha^{-1}_{em} + 4\alpha^{-1}_u\}, \tag{32}$$

$$\alpha_u = \alpha_3(M_W). \tag{33}$$

根据实验结果，$\alpha_3(M_W) \simeq 0.11 \sim 0.12$，$\sin^2\theta_W \simeq 0.224 \pm 0.004$，$M_W \simeq 81.8\text{GeV}$，我们可以证明，(31)～(33) 式只有在 $n_g = 3$ 时才有自洽解，所以我们的模型是关于三代轻子——夸克的模型．

求解重整化群方程组，我们发现并不是任何的 A、m、M 值都可以使对称性破缺同

时满足唯象条件. 我们发现, A的取值关系不大, 而m和M的取值则必须满足近似关系

$$m \gtrsim 0.4M.$$

在表 2 中我们列出了取 $M = 100\text{GeV}$, $m = 40\text{GeV}$, $\gamma_u = 0.05$, $\alpha_{em}^{-1} = 128$, $\alpha_3 = 0.111$ 时用计算机得出的一部分结果. 当 $\sin^2\theta_W = 0.224$ 时, 得到 $M_X = 2.5 \times 10^{17}\text{GeV}$, $M_I = 1.1 \times 10^{15}\text{GeV}$, $\beta_u(A = 0) = 4.81$, $\beta_u(A = 10) = 4.93$. 我们的模型在 $\sin^2\theta_W \geqslant 0.207$ 以上的区域都能使对称性破缺.

表 2　由 $\sin^2\theta_W$ 决定的 M_I 及 β_u 等值

$\sin^2\theta_W$		0.207	0.210	0.215	0.220	0.225	0.230	0.235	0.240	0.245	0.250
M_X(GeV)		4.5×10^{17}	4.1×10^{17}	3.5×10^{17}	2.9×10^{17}	2.5×10^{17}	2.1×10^{17}	1.8×10^{17}	1.5×10^{17}	1.3×10^{17}	1.1×10^{17}
M_I(GeV)		3.1×10^{17}	1.1×10^{17}	2.2×10^{16}	4.0×10^{15}	7.5×10^{14}	1.4×10^{14}	2.6×10^{13}	4.9×10^{12}	9.2×10^{11}	1.7×10^{11}
β_u	$A = 0$ GeV	18.07	14.06	10.27	6.54	4.495	3.34	2.64	2.165	1.83	1.58
	$A = 10$ GeV	17.98	14.13	10.42	6.68	4.615	4.09	2.73	2.245	1.90	1.645

三、讨　　论

我们讨论了具有左右对称的超弦低能模型的对称性的破缺, 得到了以下四个结论: 1) 我们的模型自动导出了只存在三代轻子和夸克,这一结论和当前的实验是符合的. 如果将来证实了存在第四代或更多的轻子,那么只需要修改我们的模型, 找到新的流形 K_0 及对称群 G, 就可以按照完全相同的方式进行讨论. 2) 我们的模型很自然地解决了中微子问题,这时其他超弦低能模型所不能及的. 3) 我们发现在大统一能标 M_X 处, m_i 的取值并不是零,即是说虽然低能模型的超对称软破缺项来源于 $E_8{}'$ 中的伴胶子凝聚, 但通过引力相互作用嵌入到低能模型时, 会产生出标量场的质量项 $m_i^2|Z_i|^2$, 这一点对于我们深入探讨超对称的破缺机制也许是有所启发的. 4) 我们讨论的结果与唯象符合得相当好.

本文不打算讨论模型在 M_W 处破缺后所产生的各种粒子的质量谱,其方法在相关文献[9]上可以查到.

参　考　文　献

[1] D. J. Gross, J. A. Harvey, F. Martinec and R. Rohm, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 502; *Nucl. Phys.*, **B256** (1985), 253; *Nucl. Phys.*, **B267**(1986), 76.

[2] F. Del Aguila, G. Blair, M. Daniel, G. G. Ross, *Nucl. Phys.*, **B272** (1986), 413.

[3] E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B258**(1985), 75; *Phys. Lett.*, **149B**(1984), 351.

[4] M. Dine, R. Rohm, N. Srinerg, E. Witten, *Phys.Lett.*, **156B**(1985), 5.

[5] F. Zwirner, *Int. J. Mod. Phys.*, **A3** (1988), 49.

[6] J. ellis, K. Enqvist, D. V. Nanopoulos and S. Sarker, *Phys. Lett.*, **167B** (1986), 457.

[7] G. Costa, F. Feruglio, F. Gabbiani, F. Zwirner, *Nucl. Phys.*, **B286** (1987), 325.

[8] J. Pulido, *Z. Phys.*, **C36**(1987), 131.

[9] L. E. Ibanez, J. Mas, *Nucl. Phys.*, **B286** (1987), 107; J. Ellis, K. Enqvist, D. V. Nanopoulos, E. Zwirner, *Nucl. Phys.*, **B276**(1986), 14.

THE SYMMETRY BREAKING OF THE SUPERSTRING-INSPIRED MODEL

LUO YUBING

(*Fundamental Division, Chengdu College of Geology*)

HU SHIKE

(*Department of Physics, Sichuan University*)

ABSTRACT

By considering the one-loop radiative corrections, we discussed the symmetry breaking of a specific superstringinspired model based on the gauge group $SU(3)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)' \times U(1)''$ We discussed phenomenologically the neutrino mass problem, and the value of the soft breaking parameters A, m and M at the scale Mx were given.