第 15 卷 第 9 期 高能物理与核物理 Vol. 15, No. 9
1991 年 9 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Sept., 1991

辨认各种额外 z^0 玻色子模型的一个方案

李 铁 忠
(中国高等科学技术中心(世界实验室), 北京)
(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

摘 要

Boudjema 等人找到辨认各种额外 z^0 玻色子的理论来源的一个好方法, 它可将各种模型很好的区分开来, 我们用他们的方法对另一个模型进行了计算, 并将此结果与 E_6 等模型的结果做了比较.

一、

关于额外 z^0 玻色子是否存在及它们的性质, 除较早的纯理论的探讨外[1], 近年来的探讨与实验的联系日愈紧密, 与实验的比较日益精确[2], 在此情况下, 理论的各种模型也日愈增加, 辨认额外 z^0 玻色子来源于哪个模型势不可免.

包括额外 z^0 玻色子的模型甚多, 大都是在标准模型基础上的扩充. 如左右对称的模型[3], $SU(2)_q \times SU(2)_l \times U(1)_Y$ 模型[4], E_6 模型[5]和 $SU(6)$ 模型[6]. 由于 E_6 模型与超弦相联系, 而超弦模型曾红极一时, 故 E_6 模型险些被认为是额外 z^0 玻色子的唯一源泉. 然而近两年来某些研究表明, 超弦理论并不要求额外 z^0 玻色子, 甚至超弦在四维空间里也不一定非约化成一个等效的 E_6 理论[7]. 此外, 某些超对称模型要求一个额外的 z^0 但并不是通常 E_6 的[8]. E_6 包括两个额外的 z^0. 我们可以问, 如果仅存在一个额外 z^0 玻色子, 实验最终将选择哪个模型呢? E_6 在这时有一个多余的 z^0 玻色子.

如果仅存在一个额外的 z^0 玻色子, 标准模型最小的扩充将是 $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)$. 这时包括一个额外 z^0 的最小的大统一理论(为减少篇幅, 下面以 GUT 代替大统一这一名词)将是 5 秩的群. 如果我们构造 GUT 的标准除一条之外(基础及其共轭表示可以重复)都与 Georgi 的相同[9], 那么在单纯李群里有贡献的仅有 $SU(6)$ 和 $SO(10)$. $SO(10)$ 的 GUT (包括左右对称模型) 实际上已被许多作者极详尽地讨论过了[10].

过去的 $SU(6)$ 的 GUT 有许多缺点和问题, 已被中性流实验排除[11], 且因两个 z^0 玻色子在同一个标度上破缺, 难于使额外 z^0 的质量满足目前的实验下限. 近年来建议的 $SU(6)$ 模型[6]与以往的有三点不同: ①可容纳大于 200 GeV 的额外 z^0 玻色子, 这个额外 z^0 的自发破缺标度比标准模型中 z^0 的高; ②从标准模型色和味的角度看新增加的费

本文 1991 年 1 月 31 日收到.

米子都是正常的；③保持 $SU(5)$ 的 GUT 中所有成功的结果，同时克服了它对质子衰变的预言与实验不符合的困难。

为达到上述预期的物理结果，$SU(6)$ 模型将采取如下的破缺链条[6]

$$
\begin{aligned}
SU(6) &\xrightarrow{\text{adj. } H_1,\ M_6} \underset{g_5}{SU(5)} \times \underset{g'}{U(1)} \\
&\xrightarrow{\text{adj. } H_2,\ M_5} SU(3)_c \times \underset{g_2}{SU(2)_L} \times \underset{g_1}{U(1)} \times \underset{g'}{U(1)} \\
&\xrightarrow{\text{vect. } h_1,\ M_{z'}} SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \\
&\xrightarrow{\text{vect. } h_2, M_{W,z}} SU(3)_c \times U(1)_{em}.
\end{aligned}
\tag{1}
$$

只要用两个伴随表示的 Higgs H_i 和两个矢量表示 Higgs $h_i(i=1,2)$，则可依次实现(1)的自发破缺并获得规范玻色子的质量。 与中性流有关的规范玻色子的对角部分可写成

$$
\begin{aligned}
\text{Diagonal}A = \Big(&G_1^1 - \frac{2}{\sqrt{30}}B \mp \frac{1}{10\sqrt{3}}A,\ G_2^2 - \frac{2}{\sqrt{30}}B \mp \frac{1}{10\sqrt{3}}A, \\
&G_3^3 - \frac{2}{\sqrt{30}}B \mp \frac{1}{10\sqrt{3}}A,\ \frac{W^3}{\sqrt{2}} + \frac{3}{\sqrt{30}}B \mp \frac{\sqrt{3}}{5}A, \\
&-\frac{W^3}{\sqrt{2}} + \frac{3}{\sqrt{30}}B \mp \frac{\sqrt{3}}{5}A,\ \frac{\pm\sqrt{3}}{2}A\Big).
\end{aligned}
\tag{2}
$$

(2) 式中的正负号是由于矩阵迹为零的条件而来，以下公式中正负号均出自于此．费米子填充 15 维和两个厄米共轭 6^* 维的表示

$$
(\psi^{ab})_L = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}
0 & u_3^c & -u_2^c & -u^1 & -d^1 & -D^1 \\
-u_3^c & 0 & u_1^c & -u^2 & -d^2 & -D^2 \\
u_2^c & -u_1^c & 0 & -u^3 & -d^3 & -D^3 \\
u^1 & u^2 & u^3 & 0 & -e^+ & -E^+ \\
d^1 & d^2 & d^3 & e^+ & 0 & E^0 \\
D^1 & D^2 & D^3 & E^+ & -E^0 & 0
\end{pmatrix}_L .
\tag{3}
$$

$$
(\psi_{1a})_L = \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ e^- \\ -\nu_e \\ I^0 \end{pmatrix}_L . \tag{4}
\qquad
(\psi_{2b})_L = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ G^- \\ -G^0 \\ H^0 \end{pmatrix}_L . \tag{5}
$$

费米子表示仅能和矢量表示 Higgs h_i 构成 Yukawa 耦合，在自发破缺后获得费米子质量

$$
\begin{aligned}
m_d &= m_e = g'u, \\
m_u &= 8g'\nu, \qquad 8\nu \approx u.
\end{aligned}
\tag{6}
$$

$\sin^2\theta_W(q^2)$ 和 $\frac{\alpha(q^2)}{\alpha_s(q^2)}$ 对 q^2 依赖的公式可由重整化群方程算得，由于在这些公式中包含一个可调节的自由参数 $\frac{M_6^2}{M_5^2}$，自然可以获得质子衰变的实验值。

目前正在运行和即将运行的高能加速器大大推进了寻找额外 z^0 玻色子的实验，使得这方面的实验日益精确[12]。因此与实验比较的各种模型和方法与日遽增[13,1]。 从区别额外 z^0 来源于哪个模型的角度看，近来 Boudjema 等人[14]的办法较好，它能将各种不同的模型清楚地区分出来，并给出易与实验比较的数量值和曲线。本文拟用他们的方法对 $SU(6)$ 模型中额外 z^0 玻色子进行计算和分析，以便与其它模型和实验比较，进一步确定额外 z^0 玻色子的理论来源。

二、

如果仅有一个额外 z^0 玻色子，并将它定义成 z_2^0，那么在树图近似下，z_2^0 与带电费米子的耦合的等效拉氏量定义成

$$\mathscr{L}_{z_2^0\to f\bar{f}} = G_2 J^\mu_{z_2^0} Z_{2\mu}. \tag{7}$$

$$G_2 J^\mu_{z_2^0} = \sum_f \bar{f}\gamma^\mu[v_f(z_2^0) + \gamma^5 a_f(z_2^0)]f. \tag{8}$$

其中

$$v_\nu(z_2^0) = -a_\nu(z_2^0) = \frac{-1}{4}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi. \tag{9}$$

$$v_l(z_2^0) = \frac{1}{4}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\cdot(1-4\sin^2\theta_W). \tag{10}$$

$$a_l(z_2^0) = \frac{-1}{4}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi. \tag{11}$$

$$v_u(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\mp\cos\varphi\cdot g' + \sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\cdot\left(\frac{8}{3}\sin^2\theta_W - 1\right)\right]. \tag{12}$$

$$a_u(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\mp 3g'\cos\varphi + \sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\right]. \tag{13}$$

$$v_d(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\pm 2g'\cos\varphi + \sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\left(1-\frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)\right]. \tag{14}$$

$$a_d(z_2^0) = \frac{-1}{4}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi. \tag{15}$$

$$v_D(z_2^0) = -a_D(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\mp g'\cos\varphi - \frac{2}{3}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\cdot\sin^2\theta_W\right]. \tag{16}$$

$$v_{E^+}(z_2^0) = -a_{E^+}(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\mp 3g'\cos\varphi + \sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi(2\sin^2\theta_W - 1)\right]. \tag{17}$$

$$v_{E^0}(z_2^0) = -a_{E^0}(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\mp 3g'\cos\varphi + \sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\right]. \tag{18}$$

$$v_F(z_2^0) = -a_F(z_2^0) = \frac{1}{4}\left[\mp g'\cos\varphi + \sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\cdot\sin^2\theta_W\right]. \tag{19}$$

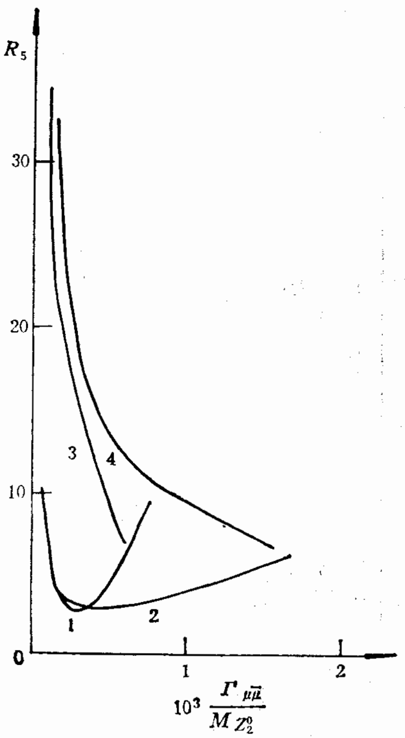

图 1

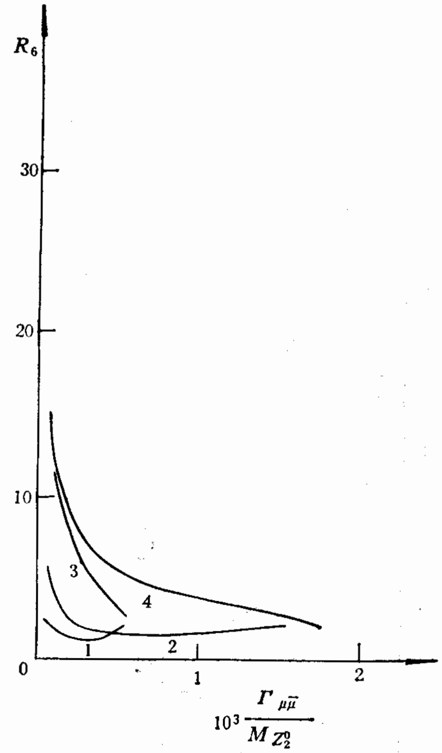

图 2

$$v_{l^0}(z_2^0) = -a_{l^0}(z_2^0) = \pm\frac{3}{4}g'\cos\varphi. \tag{20}$$

$$v_{H^0}(z_2^0) = -a_{H^0}(z_2^0) = \pm\frac{3}{4}g'\cos\varphi. \tag{21}$$

$$v_{G^0}(z_2^0) = -a_{G^0}(z_2^0) = \frac{-1}{4}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi. \tag{22}$$

$$v_{G^-}(z_2^0) = -a_{G^-}(z_2^0) = \frac{1}{4}\sqrt{g_1^2+g_2^2}\cdot\sin\varphi\cdot(1-2\sin^2\theta_W). \tag{23}$$

在方程 (9) 至 (23) 式中，g_2，g_1 和 g' 依次是 (1) 式中 $SU(2)$、$U(1)$ 和 $U(1)'$ 的中性规范玻色子与带电费米子的耦合常数，$\sin^2\theta_W$ 是 Weinberg 角，φ 是 z 和 z′ 的混合角

$$\begin{cases} z_1^0 = \cos\varphi\cdot z^0 + \sin\varphi\cdot z^{0'}, \\ z_2^0 = \sin\varphi\cdot z^0 - \cos\varphi\cdot z^{0'}. \end{cases} \tag{24}$$

在方程 (24) 中，z^0 是标准模型 z^0 玻色子，$z^{0'}$ 是未与 z^0 混合的额外 z^0 玻色子。

在共振峰上 z_2^0 玻色子衰变到正反费米子的宽度是

$$\Gamma_{z_2^0\to f\bar{f}} = \frac{m_{z_2^0}}{12\pi}\sqrt{1-\frac{4m_f^2}{m_{z_2^0}^2}}\cdot\left\{(|v_f(z_2^0)|^2+|a_f(z_2^0)|^2)\right.$$

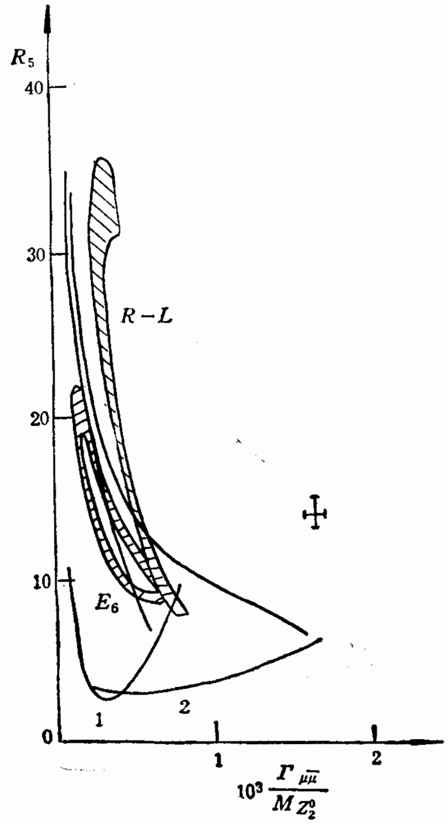

图 3

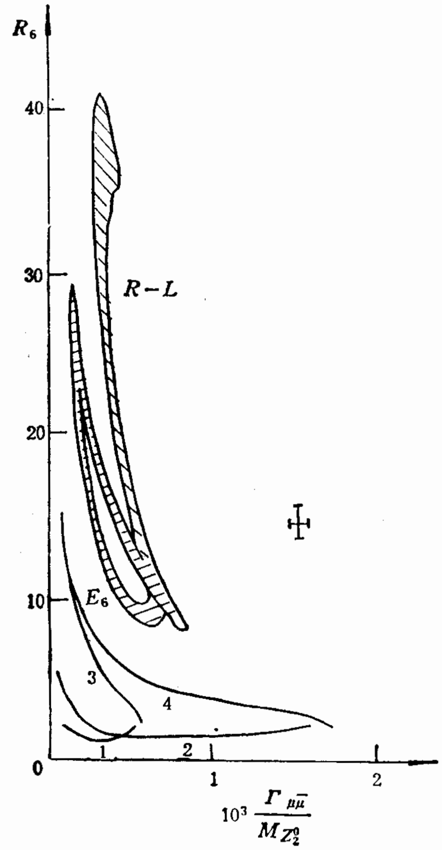

图 4

$$+\frac{2m_f^2}{m_{z_2^0}^2}\left(|v_f(z_2^0)|^2-2|a_f(z_2^0)|^2\right)\Big\}. \tag{25}$$

如果 $m_{z_2^0}^2>2m_f^2$，包括 t 夸克的质量 m_t 比 $m_{z_2^0}$ 足够的小，则 (25) 式可近似为

$$\Gamma_{z_2^0\to f\bar{f}}=\frac{m_{z_2^0}}{12\pi}\left(|v_f(z_2^0)|^2+|a_f(z_2^0)|^2\right). \tag{26}$$

为跟实验和其它模型比较由 (26) 式可求得如下的表示式：

$$\frac{\Gamma_{z_2^0\to\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}=\frac{(g_1^2+g_2^2)(1-2\sin^2\theta_W)}{96\pi}\cdot\sin^2\varphi. \tag{27}$$

$$R_5\equiv\frac{\Gamma_{z_2^0\to u,d,s,c,b}}{\Gamma_{z_2^0\to\mu\bar{\mu}}}$$

$$=\frac{1}{2(1-2\sin^2\theta_W)}\cdot\left\{\frac{g'^2(1-2\sin^2\theta_W)}{3\pi}\frac{1}{\left(\frac{\Gamma_{\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}\right)}\right.$$

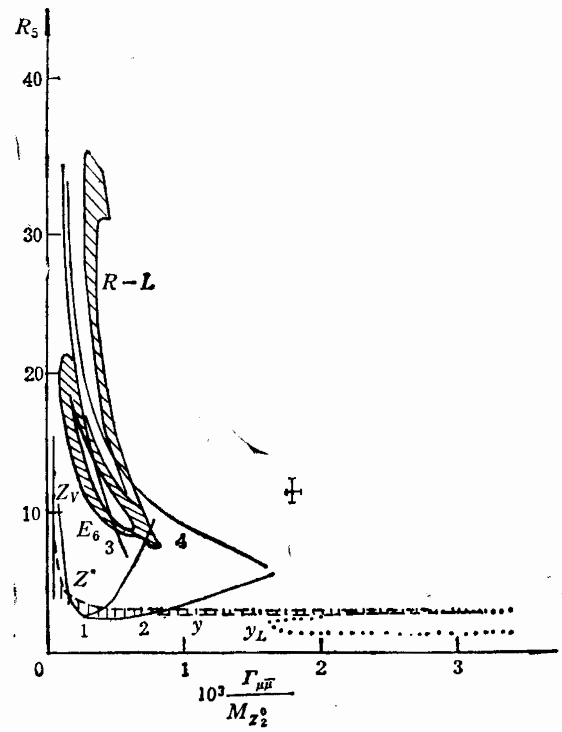

图 5

$$\mp\frac{4g'\left(5+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\sqrt{\frac{(g_1^2+g_1^2)(1-2\sin^2\theta_W)}{96\pi\left(\frac{\Gamma_{\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}\right)}-1}$$

$$-\frac{32g'}{g_1^2+g_2^2}+2\left(\frac{8}{3}\sin^2\theta_W-1\right)^2+3\left(\frac{4}{3}\sin^2\theta_W-1\right)^2+5\Bigg\}. \qquad (28)$$

$$R_6\equiv\frac{\Gamma_{z_2^0\to u,d,s,c,b,t}}{\Gamma_{z_2^0\to\mu\bar{\mu}}}$$

$$=\frac{1}{2(1-2\sin^2\theta_W)}\cdot\Bigg\{\frac{7g'^2(1-\sin^2\theta_W)}{48\pi\left(\frac{\Gamma_{\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}\right)}$$

$$\mp\frac{8g'}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\sqrt{\frac{(g_1^2+g_2^2)(1-2\sin^2\theta_W)}{96\pi\left(\frac{\Gamma_{\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}\right)}-1}-\frac{14g'^2}{g_1^2+g_2^2}$$

$$+\left(\frac{8}{3}\sin^2\theta_W-1\right)^2+\left(\frac{4}{3}\sin^2\theta_W-1\right)^2+2\Bigg\}. \qquad (29)$$

在方程 (28) 和 (29) 中，我们用了 $\sin^2\theta_W=0.23$，g_2，g_1 和 g_1' 以实验值输入用重整群

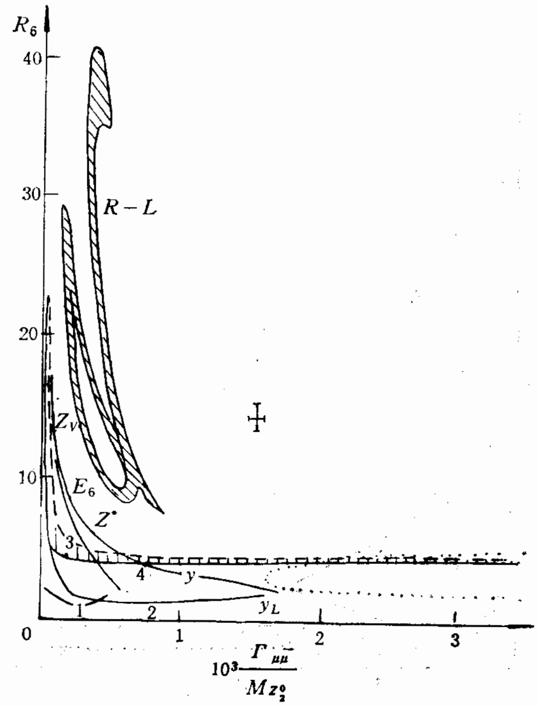

图 6

方程求出。最后得到 R_5, R_6 和 $\frac{\Gamma_{\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}$ 的关系曲线，见图 1 和图 2。在图 1 和图 2 中曲线 1 至 4 的差别由于 (2) 式中在中性玻色子 A 前面的正负号，因此曲线 1 至 4 只能最终由实验选择。若 z_2^0 实验点落在图 1 或图 2 上，则可由 (27) 式求出 z^0 和 $z^{0'}$ 的混合角 φ。在方程 (28) 和 (29) 中，R_5 或 R_6 是 $\frac{\Gamma_{\mu\bar{\mu}}}{m_{z_2^0}}$ 的函数，此外不包含其它未知参数。这是与 Boudjema 等人[14]的 (25)、(26)、(28) 和 (29) 式不同的地方，他们的公式中还包含两个未知参数 θ_M 和 β 混合角，这是图 1—2 不能变成细长片状 (Stripe) 的原因。图 3 (图 4) 是图 1 (图 2) 跟参考文献 [14] 的图 4 (图 5) 的比较图，易看出图 1 中的曲线 1 和 4 跟参考文献 [14] 中图 4 的左右对称模型 (LRM) 的曲线有共同的交叉点。图 1 的曲线 3 跟文献 [14] 中图 4 的 E_6 模型的曲线有交叉点。图 2 的曲线跟文献 [14] 图 5 的曲线无任何交叉，这就将 $SU(6)$、E_6 和左右对称的模型完全区分开来。图 5 (图 6) 是图 1 (图 2) 跟文献 [14] 的图 6 (图 7) 的比较。文献 [14] 的图 6 (图 7) 是在图 4 (图 5) 中再加两个包括额外 z^0 玻色子模型的曲线，新加进去的两个额外 z^0 玻色子是复合粒子模型。

如果 t 夸克的质量不比额外 z^0 的质量足够的小，则对 R_6 的计算应该用 (25) 式或更精确的公式。

由于实验家对寻找额外 z^0 玻色子的兴趣和能量更高的加速器不断建成[2,12]，关于额外 z^0 的研究和辨认将会有较大的发展，由图 1 至图 6 的各种模型的曲线将会跟实验数据做更好的比较，从而使理论模型得到检验。

参 考 文 献

[1] 高崇寿和吴丹迪，*Phys. Rev.*, **D23**(1981), 2686.

[2] M. Cvetic and B. W. Lynn, *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 51;
F. Boudjema, F. M. Renard and C. Verzegnassi, *Nucl. Phys.*, **B314**(1989), 301; *Phys. Lett.*, **B214**(1988), 151;
F. M. Renard and C. Verzegnassi, *Phys. Lett.*, **B217**(1989), 199; **B221**(1989), 197.

[3] R. N. Mohapatra, Unification and Supersymmetry (Springer, Berlin, 1986).

[4] H. Georgi, E. E. Jenkins and E. H. Simmons, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2789, Harvard Report HUTP-89/A023.

[5] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, *Phys. Rep.*, **183**(1989), 193 and references therein.

[6] Li Tie-Zhong, *Mod. Phys. Lett.*, **A3**(1988), 1183; *Phys. Rev.*, **D40**(1989), 1697; *Inter. Journ. of Theore. Phys.*, **28**(1989), 169.

[7] I. Antoniadis, J. Ellis, J. Hagelin and D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.*, **B194**(1987), 231; **B205**(1988), 459; **B208**(1988), 209.

[8] R. Barbieri and L. J. Hall, Report UCB-PTH-88/25; A. Font. L. E. Ibanez and F. Quevedo, preprints CERN-TH-5415/89.

[9] H. Georgi, *Nucl. Phys.*, **B156**(1979), 126.

[10] S. Rajpoot, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 2244;
H. Georgi and D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.*, **B155**(1979), 16.

[11] P. Langacker, G. Segre and H. A. Weldon, *Phys. Lett.*, **73B**(1978), 87, *Phys. Rev.*, **D18**(1978), 522;
P. H. Frampton, *Phys. Lett.*, **88B**(1979), 299, **89B**(1980), 352;
C. W. Kim and C. Roiesnel, *Phys. Lett.*, **93B**(1980), 343.

[12] C. Ahn et al., SLAC report 329(May 1988).

[13] L. S. Durkin and Paul Langacker, *Phys. Lett.*, **166B**(1986), 436;
V. Barger, N. G. Deshpande and K. Whisnant, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 30.

[14] F. Boudjema, B. W. Lynn, F. M. Renard and C. Verzegnassi, CERN-TH-5476/89.

One Plan of Identifying Various Extra z⁰ Bosons Models

LI TIEZHONG

(CCAST (World Lab.) P. O. Box 8730, *Beijing* 100080;
Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)

ABSTRACT

Boudjema et al. have found a very good method to identify the theoretical origin of an extra z boson. The method can separate different models. We calculate the z_2^0 decay width of $SU(6)$ model by using their method and compared with E_6.