

# Top 介子在高能正负电子对撞机上的产生

贾永<sup>1;1)</sup> 王如梅<sup>1</sup> 商继敏<sup>1</sup> 项仕标<sup>1</sup> 岳崇兴<sup>2</sup>

1(郑州轻工业学院技术物理系 郑州 450002)

2(辽宁师范大学物理系 大连 116029)

**摘要** 在顶色辅助的人工色(TC2)模型框架下,研究了中性 top 介子和顶夸克的联合产生过程  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_t^0$ . 结果显示此过程的产生截面比标准模型和最小超对称标准模型中  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$  过程的产生截面都要大. 在 TC2 模型合理的参数空间内,其产生截面可达 20fb. 通过此过程可在将来的对撞机上探测中性 top 介子.

**关键词** 中性 top 介子 新物理 TC2 模型

尽管粒子物理中标准模型被大多数实验数据所支持,但电弱对称性破缺机制(EWSB)仍然不清楚,现在和将来的对撞机有助于解释 EWSB 和质量起源问题. LHC 在 TeV 标度可以直接探测超出标准模型的新物理(NP),同时高能直线  $e^+e^-$  对撞机(LC)将作为 LHC 的补充. 除此以外,一些新物理预言,如果质心能量足够高,在 LC 上一些新粒子效应将被放大,甚至可放大到即使一些粒子质量超出质心能量也可对真实的电弱可观测物理量产生间接的影响. 对研究新物理来说,LC 是理想的工具.

除非和规范玻色子有强耦合的 Higgs 玻色子被发现,具有强相互作用 EWSB 应该被研究. 其中带有动力学电弱破缺机制的人工色(TC)模型被广泛的研究. 尽管 TC 模型有许多理论上的问题,一些早期的 TC 模型已被实验数据排除,但它还是一个有吸引力的 EWSB 解决方案.

众所周知,顶夸克对超出标准模型的新物理是敏感的. 顶夸克可以揭示关于味物理, EWSB, 新物理等的许多信息. 由于顶夸克有大的质量且和底夸克有非常大的质量差别,很自然有人想到顶夸克和别的夸克与轻子是否有不同的质量起源. EWSB 和顶夸克质量可以有共同的起源. 有人在这方面做了大量的工作,其中 TC2 模型<sup>[1]</sup>, topsee-saw 模型<sup>[2]</sup>和味普适 TC2 模型<sup>[3]</sup>是 3 个大胆的尝试. 这些模型都预

言了一些和第三代费米子有强耦合的标量,例如, TC2 模型预言了 3 个 top 介子  $\pi_t^+$ ,  $\pi_t^0$  和带有中性 CP 正常态的 top-Higgs, 它们是和 QCD 中  $\sigma$  粒子类似. 这些新粒子和 EWSB 有直接的关联,这样在现在和将来的对撞机上,研究这些新粒子的物理迹象可以揭示 EWSB 和验证 TC2 模型.

在标准模型和超对称模型中, Higgs 粒子和一些反夸克的联合产生令人非常感兴趣<sup>[4]</sup>. 这是因为, 第一, 在 LHC 上甚至 Tevatron Run II 上于 120—130GeV 范围内探测 Higgs 粒子,  $t\bar{t}H$  产生方案是非常重要的. 第二,  $t\bar{t}H$  产生方案提供了一个探测 top Yukawa 耦合的方法, 这对揭示费米质量起源有重要的意义. 有人在标准模型和最小超对称理论框架下对 LC, LHC 和 Tevatron 上  $t\bar{t}H$  产生的物理迹象进行了广泛的研究. 近来, 文献[5]在强子对撞机上研究了 TC2 模型中 top 夸克和中性标量的产生, 发现在 LHC 上可以通过  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}\phi$  过程观察中性标量. 在本篇文章中, 计算了  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_t^0$  过程的产生截面以及通过这个过程在 LC 上探测  $\pi_t^0$  的可能性. 我们发现  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_t^0$  的产生截面比  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$  要大, 在 TC2 模型的大部分参数空间内, 此过程的产生截面都大于 5fb, 这可在将来的 LC 实验上被探测到.

TC2 模型通过  $\langle t\bar{t} \rangle$  凝聚在产生大的顶夸克质量的同时, 提供了一种可能的电弱对称性破缺机制, 在

TC2 模型中, EWSB 主要由 TC 相互作用产生, ETC 相互作用对所有的夸克和轻子质量都有贡献, 包括对顶夸克质量有一非常小的贡献, 即  $m'_t = \epsilon t$ , 这里  $\epsilon \ll 1$ . topcolor 相互作用对 EWSB 有小的贡献, 同时给出顶夸克质量的主要部分  $m_t - m'_t = (1 - \epsilon) m_t$ , 这和 QCD 中轻夸克形成是相似的, 意味着和 topcolor 相互作用联系的 top 介子  $\pi_t^0, \pi_t^\pm$  不是纵向玻色子 W, Z, 而是可观测的物理粒子. 为了在顶夸克和底夸克之间不产生  $m_b \approx m_t$  而得到电弱对称性, topcolor 规范群被取  $SU(3) \otimes U(1)$  强耦合. 在 1TeV 的标度, TC2 模型的动力学结构是如下形式<sup>[6]</sup>

$$SU(3)_1 \otimes SU(3)_2 \otimes U(1)_{Y_1} \otimes U(1)_{Y_2} \otimes SU(2)_L \rightarrow SU(3)_{\text{QCD}} \otimes U(1)_{\text{EM}}, \quad (1)$$

$SU(3)_1 \otimes U(1)_{Y_1} (SU(3)_2 \otimes U(1)_{Y_2})$  只与第三代(一, 二代)费米子耦合,  $U(1)_{Y_2}$  是  $U(1)_Y$  简单的强度增加, 方程(1)描述的破缺方式预言了包括色八重态规范玻色子 topgloun  $B_\mu^A$  和色单态规范玻色子  $Z'$ . 新规范玻色子  $Z'$  和一般的费米子的耦合为

$$\frac{1}{2} g_1 \left[ \frac{1}{3} \cot \theta' Z'_\mu (\bar{t}_L \gamma^\mu t_L + 2 \bar{t}_R \gamma^\mu t_R) + \tan \theta' (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L + 2 \bar{e}_R \gamma^\mu e_R) \right], \quad (2)$$

在 TeV 标度,  $g_1$  是  $U(1)_{Y_1}$  耦合参数,  $\theta'$  是混合角, 且  $\tan \theta' = g_1 / (2 \sqrt{\pi k_1})$ , 为了在产生  $\langle t\bar{t} \rangle$  的同时不产生  $\langle b\bar{b} \rangle$ , 耦合参数  $k_1$  应该满足  $k_1 \leq 1$  的条件. 在下面的计算中取  $k_1 \leq 1$ , 相应的  $\tan^2 \theta' = 0.01$ . 对 TC2 模型来说, topcolor 相互作用不是普适的, 没有 GIM 机制. 非普适规范相互作用导致大的味改变耦合顶角, 因此 top-pion 和第三代夸克有大的 Yukawa 耦合和新的味改变标量耦合. 对中性 top-pion  $\pi_t^0$ , 其相应耦合为<sup>[7]</sup>

$$\frac{m_t}{\sqrt{2} F_t} \frac{\sqrt{\nu_w^2 - F_t^2}}{\nu_w} \left[ K_{UR}^{tt} K_{UL}^{t*} \bar{t}_L t_R \pi_t^0 + K_{UR}^{tc} K_{UL}^{c*} \bar{t}_c t_R \pi_t^0 + \text{h.c.} \right], \quad (3)$$

这里  $F_t$  是 top-pion 的耦合参数,  $\nu_w = \nu / \sqrt{2} = 174 \text{ GeV}$ . 其他参数为

$$K_{UR}^{tt} = K_{DL}^{bb} = 1, K_{UR}^{tc} = 1 - \epsilon, K_{UR}^{tc} \leq \sqrt{2\epsilon - \epsilon^2}. \quad (4)$$

由上边的讨论可以把  $t\bar{t}\pi_t^0$  产生道写成如下过程:

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^*, Z^*, Z'^* \rightarrow t\bar{t}\pi_t^0. \quad (5)$$

使用方程(2)—(4)和相应的费曼规则,  $e^+ e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_t^0$  过程的不变振幅可写为

$$M = M_\gamma + M_Z + M_{Z'}, \quad (6)$$

其中

$$M_\gamma = \bar{v}(p_-) (-i) e \gamma_\mu u(p_+) \frac{-i g^{\mu\nu}}{s} \times \bar{u}(p_t) i \beta \gamma_5 \frac{i}{\not{p}_t + \not{p}'_{\pi_t^0} - m_t} i e \frac{2}{3} \gamma_\nu v(p_{\bar{t}}), \quad (7)$$

$$M_Z = \bar{v}(p_-) i \gamma_\mu (v_e + a_e \gamma_5) u(p_+) \frac{-i g^{\mu\nu}}{s - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z} \times \bar{u}(p_t) i \beta \gamma_5 \frac{i}{\not{p}_t + \not{p}'_{\pi_t^0} - m_t} i \gamma_\nu (v_t + a_t \gamma_5) v(p_{\bar{t}}), \quad (8)$$

$$M_{Z'} = \bar{v}(p_-) i \gamma_\mu (v'_e + a'_e \gamma_5) u(p_+) \times \frac{-i g^{\mu\nu}}{s - m_{Z'}^2 + i m_{Z'} \Gamma_{Z'}} \times \bar{u}(p_t) i \beta \gamma_5 \frac{i}{\not{p}_t + \not{p}'_{\pi_t^0} - m_t} i \gamma_\nu (v'_t + a'_t \gamma_5) v(p_{\bar{t}}), \quad (9)$$

上式中,

$$\beta = \frac{m_t}{\sqrt{2} F_t} \frac{\sqrt{\nu_w^2 - F_t^2}}{\nu_w} K_{UR}^{tt} K_{UL}^{t*}, \quad v_e = \frac{e}{4 \sin \theta \cos \theta} (4 \sin^2 \theta - 1), \quad (10)$$

$$a_e = \frac{e}{4 \sin \theta \cos \theta}, v_t = \frac{e}{4 \sin \theta \cos \theta} (1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta), \quad (11)$$

$$a_t = -\frac{e}{4 \sin \theta \cos \theta}, v'_e = \frac{3}{4} \sqrt{4\pi k_1} \tan^2 \theta', \quad (12)$$

$$a'_e = -\frac{1}{4} \sqrt{4\pi k_1} \tan^2 \theta', v'_t = \frac{5}{12} \sqrt{4\pi k_1}, \quad a'_e = -\frac{1}{4} \sqrt{4\pi k_1}. \quad (13)$$

$\sqrt{s}$  是 LC 的质心能量, 耦合常数取  $k_1 = 1$ , 相应的混合角取  $\tan^2 \theta' = 0.01$ . 对于 topcolor 规范玻色子  $Z'$ , 它的主要衰变模式是  $t\bar{t}, b\bar{b}$ , 其宽度为<sup>[8]</sup>

$$\Gamma_{Z'} \approx \frac{g_1^2 \cot^2 \theta'}{12\pi} M_{Z'} = \frac{1}{3} M_{Z'}, \quad (14)$$

为得到数值结果, 取标准模型参数  $\sin^2 \theta_w = 0.2315$ ,

$\alpha = \frac{1}{128.8}$ ,  $m_Z = 91.2 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma_Z = 2.495 \text{ GeV}$ ,  $m_t = 175 \text{ GeV}$ . 在 TC2 模型中,  $m_{\pi_t}$ ,  $\epsilon$ ,  $M_{Z'}$  是自由参数, 为了显示这些参数对数值结果的影响, 我们取  $200 \text{ GeV} \leq m_{\pi_t} \leq 450 \text{ GeV}$ ,  $0.01 \leq \epsilon \leq 0.1$ ,  $2 \text{ TeV} \leq M_{Z'} \leq 6 \text{ TeV}$ .

在图 1 中, 绘制了  $t\bar{t}\pi_t^0$  的产生截面  $\sigma$  随着  $m_{\pi_t}$  变化的曲线, 质心能量取  $\sqrt{s} = 1.5 \text{ TeV}$ ,  $M_{Z'} = 2.5 \text{ TeV}$ ,  $\epsilon$  分别取 0.03, 0.05, 0.08. 结果显示, 当  $m_{\pi_t}$  取值在 200—400 GeV 时,  $\sigma$  的大小在 10.7 fb 和 48 fb 之间变化, 随  $m_{\pi_t}$  的增大而减小. 图 1 还显示截面  $\sigma$  对参数  $\epsilon$  不敏感, 因此在下面的计算中将取  $\epsilon = 0.05$ .

为明确显示新规范玻色子  $Z'$  对  $t\bar{t}\pi_t^0$  产生截面的

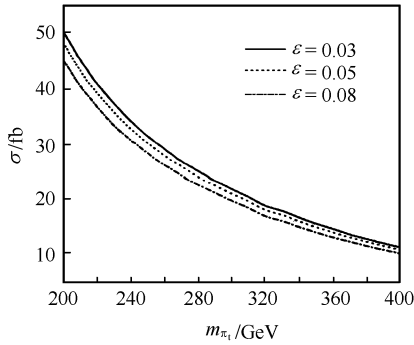


图 1 当  $\sqrt{s} = 1.5\text{TeV}$  时,  $\sigma$  随着  $m_{\pi_1}$  变化的曲线图  
 $m_{Z'} = 2.5\text{TeV}$  和  $\epsilon = 0.03, 0.05, 0.08$ .

影响,在图 2 中取  $\sqrt{s} = 1.5\text{TeV}$ , 让  $\sigma$  作为  $M_{Z'}$  的函数. 3 条曲线分别代表  $m_{\pi_1} = 250\text{GeV}, 350\text{GeV}, 450\text{GeV}$ . 从图 2 可以得出  $\sigma$  随  $M_{Z'}$  的增大而减小, 在大部分参数空间内产生截面大于  $5.8\text{fb}$ .

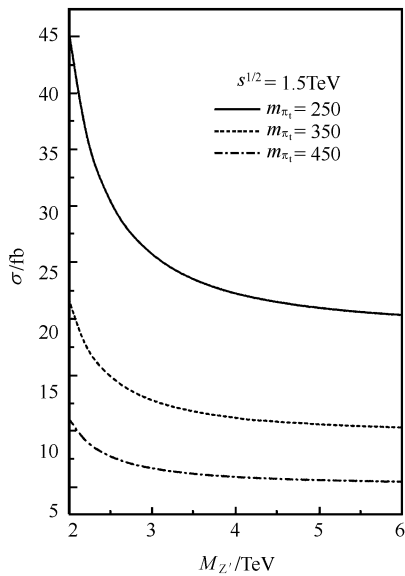


图 2  $\sigma$  作为  $M_{Z'}$  的函数的曲线图  
 $\epsilon = 0.05, \sqrt{s} = 1.5\text{TeV}$  和  $m_{\pi_1^0} = 250\text{GeV}, 350\text{GeV}, 450\text{GeV}$ .

文献[9]显示,  $B\bar{B}$  混合给  $Z'$  提供了一个下限, 认为  $M_{Z'}$  必须大于  $4\text{TeV}$ , 因此在图 3 中取  $m_{Z'} = 5\text{TeV}$ . 同图 2 中一样取  $m_{\pi_1} = 250\text{GeV}, 350\text{GeV}, 450\text{GeV}$ , 让  $\sigma$  作为质心能量  $\sqrt{s}$  的函数. 从图 3 可以得出截面  $\sigma$  对质心能量不敏感.

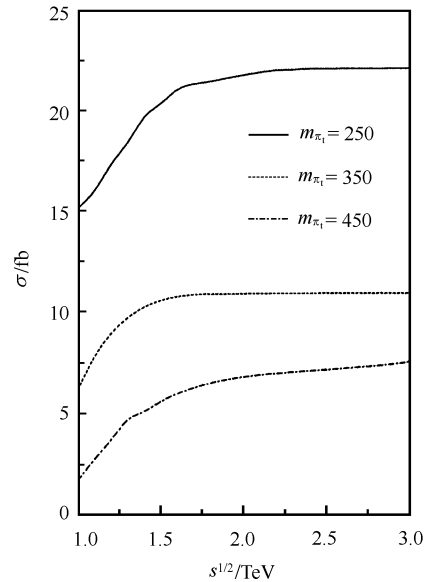


图 3  $\sigma$  随质心能量  $\sqrt{s}$  变化的曲线图  
 $\epsilon = 0.05, m_{Z'} = 5\text{TeV}$  和  $m_{\pi_1^0} = 250\text{GeV}, 350\text{GeV}, 450\text{GeV}$ .

以上计算显示,  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_1^0$  过程在大部分参数空间内其产生截面大于  $5\text{fb}$ . 相比于标准模型和超对称模型中的  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$  过程, 其截面至少要大一倍. 因此在将来的 LC 实验中, Yukawa 耦合  $g_{t\bar{t}\pi_1^0}$  能被更精确的测量. 当  $200\text{GeV} \leq m_{\pi_1} \leq 350\text{GeV}$  时, 它的主要衰变道是  $\pi_1^0 \rightarrow \bar{t}c$ , 衰变分支比  $Br(\pi_1^0 \rightarrow \bar{t}c)$  大约为  $60\%$ ; 当  $m_{\pi_1} > 350\text{GeV}$  时, 衰变道  $\pi_1^0 \rightarrow \bar{t}t$  的分支比接近  $100\%$ <sup>[10]</sup>; 最终,  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_1^0$  过程引出了一个四夸克终态, 这可在将来的对撞机上加以验证.

## 参考文献 (References)

- 1 Hill C T. Phys. Lett. , 1995, **B345**:483; Lane K, Eichten E. Phys. Lett. , 1995 **B352**:383
- 2 Dobrescu B A, Hill C T. Phys. Rev. Lett. , 1988, **B81**:2634; Chivukula R S et al. Phys. Rev. , 1999, **D59**:075003
- 3 Popovic M B, Simmons E H. Phys. Rev. , 1998, **D58**:095007
- 4 Dawson S, Reina L. Int. J. Mod. Phys. , 2001, **A16S1A**:375
- 5 Goldstein J et al. Phys. Rev. Lett. , 2001, **86**:1694; Reina L, Dawson S. Phys. Rev. Lett. , 2001, **87**:201804
- 6 Buchalla G et al. Phys. Rev. , 1996, **D53**:5185
- 7 HE H J, YUAN C P. Phys. Rev. Lett. , 1999, **83**:28; Burdman G. Phys. Rev. Lett. , 1999, **83**:2888
- 8 Hill C T, Parke S T. Phys. Rev. D, 1994, **49**:4454
- 9 Particle Data Group, Green D et al. Eur. Phys. J. , 2000, **C115**:1
- 10 YUE Chong-Xing et al. HEP & NP, 2002, **26**(7):672 (in Chinese) (岳崇兴等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(7):672)

## Study of a Neutral Toppion Production Process in LC

JIA Yong<sup>1;1)</sup> WANG Ru-Mei<sup>1</sup> SHANG Ji-Min<sup>1</sup> XIANG Shi-Biao<sup>1</sup> YUE Chong-Xing<sup>2</sup>

<sup>1</sup>(Department of Technology and Physics, Zhengzhou institute of Light Industry, Zhengzhou 450002, China)

<sup>2</sup>(Department of Physics, Liaonin Normal University, Dalian 116029, China)

**Abstract** We have studied a neutral top-pion production process  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\pi_t^0$  in the topcolor assisted technicolor(TC2) model. The studies show that the production cross section is larger than that of the process  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$  both in the standard model(SM) and in the minimal supersymmetric SM. With reasonable values of the parameters in TC2 models, the cross section can reach 20fb. The neutral top-pion  $\pi_t^0$  may be direct observed via this process.

**Key words** neutral toppion, new physics, topcolor-assisted technicolor(TC2) model