

TC2 理论中 tc 夸克的联合产生*

岳崇兴¹⁾ 李建涛

(河南师范大学物理与信息工程学院 新乡 453002)

摘要 在 TC2 理论框架下,计算了在高能正负电子对撞机(LC)上,TC2 动力学对味改变中性流过程 $e^+e^- \rightarrow tc$ 产生截面的修正和 TC2 理论预言的中性 top-pion π_t^0 对该过程产生截面的贡献. 计算结果表明:TC2 理论对 LC 实验中 tc 夸克联合产生的贡献主要来自中性 top-pion π_t^0 . 在 TC2 理论的绝大部分参数空间内,可达 10^{-2} pb. 若假设 LC 的积分亮度为 500fb^{-1} ,则每年可产生数千个 tc 事例. 因此,将来的 LC 实验可作为检验 TC2 理论的重要工具.

关键词 TC2 理论 中性 top-pion 产生截面 高能正负电子对撞机

1 引言

顶夸克的质量为: $m_t = 174.3 \pm 5.1\text{GeV}$,与电弱对称性破缺标度 $v = 246\text{GeV}$ 在同一数量级,这意味着顶夸克与电弱对称性破缺部分的耦合相当强. 在顶夸克参与的过程中新物理的效应要比在其他轻夸克参与的过程中明显得多,因此,顶夸克在探索新物理方面起着重要的作用.

在质心能量 $\sqrt{s} \geq 200\text{GeV}$ 的高能正负电子对撞机(LC)上可以产生单项夸克和较轻质量的粲夸克($\bar{t}c$ 或 $t\bar{c}$). 由于过程 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c$ 的背景非常干净,所以 LC 对撞机可以用来研究顶夸克的性质. 在标准模型(SM)树图级,没有味改变过程 $e^+e^- \rightarrow tc$,即使在其单圈级,该过程的产生截面亦非常小,大约为 $10^{-10} - 10^{-9}\text{fb}^{[1]}$. 所以该过程可用来探索新物理的存在,对于任何偏离 SM 预言的 $Z\bar{t}c$ 耦合均可作为新物理存在的证据.

文献[2]在最小超对称模型框架下研究了此过程的产生截面,大约在 $10^{-5} - 10^{-4}\text{fb}$ 量级,此结果很小,不能够被实验探测到. 本文首先计算了 TC2(topcolor-assisted technicolor)动力学对 LC 实验中 tc 夸克联合产生的贡献,然后计算了 TC2 理论预言的中性 top-pion π_t^0 对此过程产生截面的贡献.

2000-10-08 收稿

* 国家自然科学基金,河南省教育厅和河南省杰出青年基金资助

1) E-mail: cxyue@public.xxpt.ha.cn

2 TC2 理论简介

TC2 理论^[3]解决了传统人工色(TC)理论的唯一困难,是目前人们感兴趣的一种电弱对称性动力学破缺理论.在 TC2 理论中,电弱对称性动力学破缺主要由 TC 相互作用产生,topcolor 相互作用的贡献很小;顶夸克质量主要由 topcolor 相互作用产生;ETC 相互作用产生第一代,第二代费米子质量,对顶夸克质量的产生只贡献很小的一部分: ϵm_t ($0.03 \leq \epsilon \leq 0.1$),底夸克质量由 ETC 相互作用和 $SU(3)$ 中的“瞬子”(instanons)共同产生.因此在 TC2 理论中,有如下关系式:

$$v_r^2 + F_t^2 = v_w^2, \quad (1)$$

其中, v_r 表示 TC 相互作用对电弱对称性破缺(EWSB)的贡献, $F_t = 50\text{GeV}$ 是 top-pions 的衰变常数, $v_w = v/\sqrt{2} = 174\text{GeV}$. TC2 理论具有如下群结构^[3]:

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

其耦合常数分别为 $g_{3.1}, g_{3.2}, g_{Y.1}$ 和 $g_{Y.2}$, 且 $g_{3.1} \gg g_{3.2}, g_{Y.1} \gg g_{Y.2}$. 在 1TeV 能标处, TC 费米子发生凝聚,致使 $SU(3)$'s 和 $U(1)$'s 分别破缺为其对角子群

$$SU(3)_1 \otimes SU(3)_2 \rightarrow SU(3)_C, \quad U(1)_{Y_1} \otimes U(1)_{Y_2} \rightarrow U(1)_Y. \quad (3)$$

上述的破缺机制使 TC2 理论保留了一个剩余的整体对称性 $SU(3)' \otimes U(1)'$, 这意味着该理论还存在简并的,有质量的色八重态规范玻色子“colorons” B_μ^A 和色单态的规范玻色子 Z'_μ . B_μ^A 和 Z'_μ 与普通费米子的耦合形式可写为^[3,4]:

$$\mathcal{L}_Z = \sqrt{4\pi k_1} Z' \cdot J_Z, \quad \mathcal{L}_B = \sqrt{4\pi k} B^A \cdot J_B^A, \quad (4)$$

其中 k_1, k 为耦合常数. 一般情况下,流 J_Z 和 J_B 包含所有的三代普通费米子. 对于第三代费米子,流的形式可写为:

$$J_Z^\mu = \frac{1}{6} t_L \gamma^\mu t_L + \frac{1}{6} \bar{b}_L \gamma^\mu b_L + \frac{2}{3} t_R \gamma^\mu t_R - \frac{1}{3} \bar{b}_R \gamma^\mu b_R - \frac{1}{2} \nu_{\tau L} \gamma^\mu \nu_{\tau L} - \frac{1}{2} \bar{\tau}_L \gamma^\mu \tau_L - \bar{\tau}_R \gamma^\mu \tau_R, \quad (5)$$

$$J_B^\mu = t \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} t + \bar{b} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} b, \quad (6)$$

其中 λ^a 为 $SU(3)_C$ 群的 Gell-Mann 矩阵.

由于 TC2 理论中 EWSB 主要由 TC 相互作用引起,所以由(3)式描述的破缺机制而产生的 3 个赝哥尔斯通玻色子不会被规范玻色子 W, Z 吃掉,成为 topcolor 部分所特有的可观测的物理粒子,称之为 top-pions (π_t^\pm, π_t^0).

3 TC2 动力学对 $e^+ e^- \rightarrow t\bar{c}$ 产生截面的修正

从文献[5,6]可知 TC2 理论中的 ETC 规范玻色子对 $Zb\bar{b}, Zt\bar{t}$ 和 $Wt\bar{b}$ 顶角有大的修正,但对 $\gamma t\bar{t}, Zt\bar{c}$ 和 $\gamma t\bar{c}$ 顶角却没有贡献,因此,我们只考虑 topcolor 规范玻色子对过程 $e^+ e^- \rightarrow$

ic 的修正.

为此引进一个包括反常顶夸克耦合的有效拉氏量

$$\mathcal{L}^{\text{eff}} = \mathcal{L}^{\text{SM}} + \Delta\mathcal{L}^{\text{eff}}$$

其中 \mathcal{L}^{SM} 为 SM 的拉格朗日, $\Delta\mathcal{L}^{\text{eff}}$ 包括所有反常顶夸克耦合项. 本文只考虑和顶角 Ztc 相关的反常耦合项. 因此, 只有四维算子对 Ztc 耦合有贡献. 对于 TC2 理论, $\Delta\mathcal{L}^{\text{eff}}$ 可写为

$$\Delta\mathcal{L}^{\text{eff}} = \frac{e}{2S_w \cdot C_w} \left[g_L^{\text{ic}} Z_\mu \bar{t} \gamma^\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) c + g_R^{\text{ic}} Z_\mu t \gamma^\mu \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) c \right] + \text{h.c.}$$

其中 $S_w = \sin\theta_w$, $C_w = \cos\theta_w$, θ_w 是 Weinberg 角. $g_{L(R)}^{\text{ic}}$ 是来自 topcolor 规范玻色子的反常耦合常数, 对于规范玻色子 coloron B_μ^A , 此系数为

$$g_{L,B}^{\text{ic}} = g_{R,B}^{\text{ic}} = \frac{kC_F \tan^2 \theta m_Z^2}{6\pi M_B^2} \ln \left(\frac{M_B^2}{m_t^2} \right)$$

其中 M_B 是 B_μ^A 的质量, m_Z 是电弱规范玻色子 Z 的质量, $C_F = 4/3$ 为 $SU(3)$ 色因子. 对于规范玻色子 Z' , 此系数只须将(9)式中的 k, θ 和 M_B 分别用 k_1, θ' 和 M'_Z 代替, 另外将色因子 C_F 用超荷的平方来代替即可, 其表达式为

$$g_{L,Z'}^{\text{ic}} = \frac{k_1 \tan^2 \theta'}{6\pi} (Y_L^U)^2 \frac{m_Z^2}{M_{Z'}^2} \ln \left(\frac{M_{Z'}^2}{m_t^2} \right), \tag{10}$$

$$g_{R,Z'}^{\text{ic}} = \frac{k_1 \tan^2 \theta'}{6\pi} (Y_R^U)^2 \frac{m_Z^2}{M_{Z'}^2} \ln \left(\frac{M_{Z'}^2}{m_t^2} \right) \tag{11}$$

其中 Y_L^U, Y_R^U 分别代表上夸克的左, 右手超荷值. 在 TC2 理论中, 有 $Y_L^U = -\frac{1}{3}$, $Y_R^U = \frac{4}{3}$ ^[4,7]. 所以, TC2 动力学产生的 Ztc 反常耦合系数为

$$g_L^{\text{ic}} = g_{L,B}^{\text{ic}} + g_{L,Z'}^{\text{ic}}; g_R^{\text{ic}} = g_{R,B}^{\text{ic}} + g_{R,Z'}^{\text{ic}}$$

利用(12)式, 可以得到过程 $e^+ e^- \rightarrow \bar{t} c$ 的极化散射截面 σ_L, σ_R 的表达式

$$\sigma_{L(R)} = \frac{\beta s}{128\pi} \left(\frac{e}{S_w C_w} \right)^4 (g_{L(R)}^{\text{ic}})^2 \left\{ (3 + \beta^2) [(g_L^{\text{ic}})^2 + (g_R^{\text{ic}})^2] + 6(1 - \beta^2) g_L^{\text{ic}} g_R^{\text{ic}} \right\} \frac{1}{(s - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2}, \tag{13}$$

其中 \sqrt{s} 代表质心能量, Γ_Z 是电弱规范玻色子 Z 的衰变宽度, $\beta = \sqrt{1 - m_t^2/s}$, 且有:

$$g_L^{\text{ic}} = -\frac{1}{2} + S_w^2; g_R^{\text{ic}} = S_w^2. \tag{14}$$

考虑到 vacuum tilting 的要求以及 Z-pole 物理量和 $U(1)$ 平庸性的限制, k 和 k_1 的范围应为: $k = 2, k_1 \leq 1$ ^[7]. 计算中, 取 $k_1 = 1, M_B = M_{Z'} = 1\text{TeV}$, 其他的参量取值为: $m_Z = 91.867\text{GeV}, S_w^2 = 0.2315, \Gamma_Z = 2.4939\text{GeV}$.

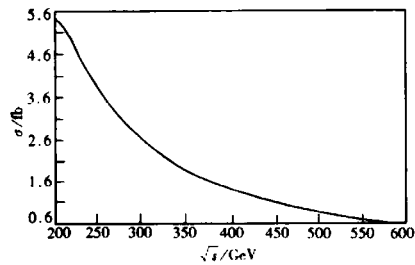


图 1 过程 $e^+ e^- \rightarrow \bar{t} c$ 的产生截面 σ 随质心能量 \sqrt{s} 的变化曲线

运用上述公式,可以计算出 TC2 动力学对过程 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c$ 的产生截面 σ 的贡献. 图 1 给出了产生截面 σ 随质心能量 \sqrt{s} 的变化曲线. 由图 1 可以看出 σ 随质心能量 \sqrt{s} 的增加而减小. 在合理的参数空间内, σ 的变化范围内: $10^{-1} - 10^0 \text{fb}$.

4 中性 top-pion π_t^0 对光子对撞机上 tc 夸克联合产生的贡献

TC2 理论预言了 3 个物理可观测的粒子即 top-pions ($\pi_t^0, \pi_t^+, \pi_t^-$). 这些新粒子的存在可视作 TC2 理论的主要特征, 研究其在高能实验中的可能物理迹象是检验 TC2 理论的一个重要方面. 由于顶夸克与粲夸克之间存在较大的混合, 致使荷电的 top-pions π_t^+ 与底夸克和粲夸克的 Yukawa 耦合很大. 基于此, He 和 Yuan^[8] 研究了在各种对撞机上探测荷电 top-pions π_t^+ 的可能性. Burdman^[9] 亦讨论了在强子对撞机上通过过程 $gg \rightarrow tc$ 观测中性 top-pion π_t^0 的可能性. 本文考虑过程 $\gamma\gamma \rightarrow \pi_t^0 \rightarrow \bar{t}c$, 看光子对撞机上能否通过该过程探测中性 top-pion π_t^0 .

3 个 top-pions 与第三代费米子之间存在大的 Yukawa 耦合, 且有新的味改变标量耦合

$$\frac{m_t}{\sqrt{2}F_t} \frac{\sqrt{\nu_w^2 - F_t^2}}{\nu_w} [k_{tR}^u k_{tL}^u \bar{t}_L t_R \pi_t^0 + k_{tR}^c k_{tL}^c \bar{t}_L c_R \pi_t^0 + \text{h.c.}] . \quad (15)$$

因子 $\sqrt{\nu_w^2 - F_t^2}/\nu_w$ 表示 π_t^0 与 TC 介子的混合效应, k_{tL}^u, k_{tR}^u 分别是矩阵 k_{tL}, K_{tR} 的矩阵元. $k_{tL}^u M_U k_{tR}^u = M_U^{tt} = \text{diag}(m_u, m_c, m_t)$, CKM 矩阵可写为 $V = k_{tL}^u k_{tL}^d$. 上述各参量有如下关系式

$$k_{tL}^u = 1, k_{tR}^u = 1 - \epsilon, k_{tR}^c \leq \sqrt{2\epsilon - \epsilon^2} . \quad (16)$$

作为同味旋三重态的中性 top-pion 通过 Top 夸克圈与光子对发生耦合, 其耦合形式可写为

$$\frac{-N_c e^2 (m_t - m_t') m_t}{12\sqrt{2}\pi^2 F_t} C_0 \pi_t^0 \epsilon_{\mu\lambda\rho} (\partial^\mu A^\lambda) (\partial^\lambda A^\rho) , \quad (17)$$

其中 $N_c = 3, m_t' = \epsilon m_t, C_0(p_4, -p_4, -p_3, m_t, m_t, m_t)$ 为标准三点费曼积分.

文献[3,4]估计了在费米子圈近似下 top-pions 的质量, 即当 $m_t = 180 \text{GeV}, 0.03 \leq \epsilon \leq 0.1$ 时 $180 \text{GeV} \leq m_{\pi_t} \leq 250 \text{GeV}$. 由于 top-pions 和顶夸克, 底夸克有很强的耦合, 所以 top-pions 会对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 分支比 R_b 产生大的负修正. top-pions 的质量越大, top-pions 对 R_b 的负修正就越大, 因此 R_b 的 LEP/SLD 实验数据对 top-pions 质量的下限作出了限制. 文献[10]指出为使 TC2 理论与 LEP/SLD 实验数据相符, top-pions 的质量不能低于 1TeV 量级, 然而文献[11]重新研究了这个问题, 结果表明: top-pions 的质量依赖于 TC2 理论参数值, 可以为几百个 GeV. 本文取 π_t^0 的质量范围为 200—350GeV.

利用上述公式, 可以得到过程 $\gamma\gamma \rightarrow \pi_t^0 \rightarrow \bar{t}c$ 的产生截面为

$$\hat{\sigma}(s) = \frac{3e^4 A^2}{32\pi} \frac{s(s - m_t^2)^2}{s + m_t^2} , \quad (18)$$

其中

$$A = \frac{m_t^3 (1 - \epsilon) k_{UR}^{tc}}{6\pi^2 F_1^2} \sqrt{\frac{(\nu_w^2 - F_1^2)}{\nu_w^2}} \frac{1}{\hat{s} - m_{\pi_1}^2 + i m_{\pi_1} \Gamma_{total}} C_0.$$

$\sqrt{\hat{s}}$ 是 $\gamma\gamma$ 碰撞的质心能量. Γ_{total} 为 π_1^0 的总衰变宽度. 当 $200\text{GeV} \leq m_{\pi_1} \leq 350\text{GeV}$ 时, π_1^0 可能的衰变道为 $b\bar{b}, t\bar{c}, gg, \gamma\gamma, ZZ$ 和 $Z\gamma$. 计算结果表明: 当 $\epsilon \geq 0.01$ 时, 分支比 $Br(\pi_1^0 \rightarrow t\bar{c})$ 大于 85%, 当 $\epsilon \geq 0.03$ 时其大于 98%. 故在计算中近似取

$$\Gamma_{total} \simeq \Gamma(\pi_1^0 \rightarrow t\bar{c}) \simeq \frac{3(1 - \epsilon)^2}{16\pi} \frac{\nu_w^2 - F_1^2}{\nu_w^2} \frac{m_t^2 m_{\pi_1}}{F_1^2} (K_{UR}^{tc})^2 \sqrt{1 - \frac{m_t^2}{m_{\pi_1}^2}}$$

tc 夸克在 LC 实验中的产生截面 $\sigma(s)$ 可由子过程 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{c}$ 的产生截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 与光子在 LC 实验中的亮度^[12] 之积得到

$$\sigma(s) = \int_{(m_t + m_c)\sqrt{\hat{s}}}^{s_{max}} (dz)(dL_{\gamma\gamma}) / (dz) \hat{\sigma}(\hat{s}) \quad (\hat{s} = z^2 s)$$

$\sqrt{\hat{s}}$ 是 LC 实验的质心能量, $(dL)_{\gamma\gamma} / (dz)$ 是光子亮度, 其形式在文献[12]中已给出.

图 2 为过程 $\gamma\gamma \rightarrow \pi_1^0 \rightarrow t\bar{c}$ 的产生截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 随 m_{π_1} 的变化曲线. 从图 2 可以看出, $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 对 ϵ 的变化不敏感. 每条曲线的峰值均出现在 $m_{\pi_1} \sim \sqrt{\hat{s}}$ 处, 当 $m_{\pi_1} = 300\text{GeV}, \epsilon = 0.05$ 时, $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 取最大值为 1pb.

图 3 给出了当 $\epsilon = 0.08$ 时 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 随 $\sqrt{\hat{s}}$ 的变化曲线. 由曲线可以看出当 m_{π_1} 趋近于 $\sqrt{\hat{s}}$ 时, 产生截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 明显地增加. 当 $m_{\pi_1} \geq 250\text{GeV}$ 时, $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 大于 10^{-2}pb .

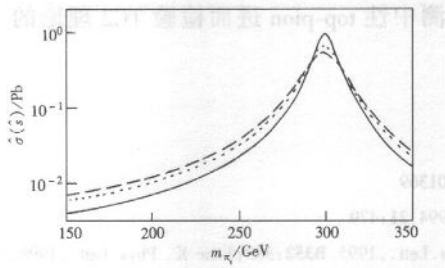


图 2 过程 $\gamma\gamma \rightarrow \pi_1^0 \rightarrow t\bar{c}$ 的产生截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 随 m_{π_1} 的变化曲线
—— $\epsilon = 0.05$, $\epsilon = 0.08$, $\epsilon = 0.1$.

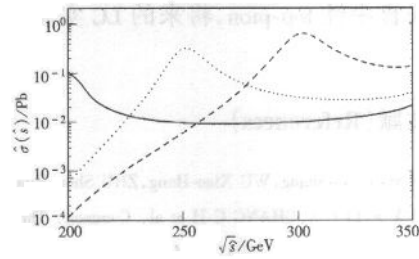
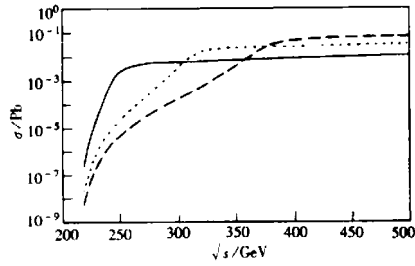


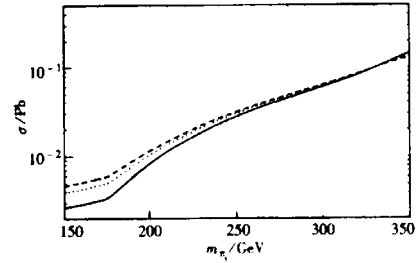
图 3 过程 $\gamma\gamma \rightarrow \pi_1^0 \rightarrow t\bar{c}$ 的产生截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 随 $\sqrt{\hat{s}}$ 的变化曲线
——, 和 分别代表 m_{π_1} 取 200GeV, 250GeV 和 300GeV.

图 4 给出过程 $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow t\bar{c}$ 的产生截面 $\sigma(s)$ 随 LC 实验的质心能量 \sqrt{s} 的变化曲线. 从图 4 可以看出当 $\sqrt{s} < 230\text{GeV}$ 时 $\sigma(s)$ 非常小, 并且随着 \sqrt{s} 的增加曲线变化趋于平缓.

图 5 给出了 $\sigma(s)$ 随 m_{π_1} 的变化曲线. 由图 5 可以看出, $\sigma(s)$ 对 ϵ 的依赖性不强, 并且随着 m_{π_1} 的增加而增加. 当 m_{π_1} 从 200GeV 增加至 350GeV 时, $\sigma(s)$ 相应地由 $8.5 \times 10^{-3}\text{pb}$ 增加至 0.146pb .

图 4 过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow tc$ 的产生截面 $\sigma(s)$ 随 \sqrt{s} 的变化曲线

$\epsilon = 0.08$, — $m_{\pi_1} = 200\text{GeV}$, $\cdots\cdots m_{\pi_1} = 250\text{GeV}$,
 $\cdots\cdots m_{\pi_1} = 300\text{GeV}$.

图 5 过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow tc$ 的产生截面 $\sigma(s)$ 随 m_{π_1} 的变化曲线

$\sqrt{s} = 500\text{GeV}$, — $\epsilon = 0.05$, $\cdots\cdots \epsilon = 0.08$, $\cdots\cdots \epsilon = 0.1$.

5 结论

我们首先计算了 TC2 动力学对过程 $e^+e^- \rightarrow tc$ 产生截面的修正. 计算结果表明: 在 TC2 理论框架下, $e^+e^- \rightarrow tc$ 的产生截面 $\sigma(s)$ 比在 SM 框架下的结果^[1] 大 9 个量级, 比在 MSSM 模型中的结果^[2] 大 4 个量级; 然后计算了中性 top-pion 对 LC 实验中 tc 夸克联合产生的贡献. 结果表明: 中性 top-pion π_1^0 通过 $\gamma\gamma \rightarrow \pi_1^0 \rightarrow tc$ 过程对 LC 实验中 tc 夸克的产生截面产生较大的贡献, 在 TC2 理论的绝大部分参数空间内, 可达 10^{-2} pb. 若假设 LC 的积分亮度为 500fb^{-1} , 则每年可产生数千个 tc 事例. 总之, TC2 理论对 tc 夸克联合产生的贡献主要来自中性 top-pion, 将来的 LC 实验可作为探测中性 top-pion 进而检验 TC2 理论的重要工具.

参考文献 (References)

- 1 HUANG Chao-Shang, WU Xiao-Hong, ZHU Shou-Hua. hep-ph/9901369
- 2 WEI Y S, LI C S, CHANG C H et al. Common. Theor. Phys., 1994, **21**:479
- 3 Hill C T. Phys. Lett., 1995, **B345**:483; Lane K, Eichten E. Phys. Lett., 1995, **B352**:383; Lane K. Phys. Lett., 1998, **B433**:96
- 4 Burdman C, Hill C T, Komiris D. Phys. Rev., 1996, **D53**:5185
- 5 WU Guo-Hong. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:4137; YUE Chong-Xing et al. Phys. Rev., 1995, **D52**:5314; Hagiwara K, Kitazawa N. Phys. Rev., 1995, **D52**:5374
- 6 Mahanta U. Phys. Rev., 1995, **D51**:3557; Mahanta U. Phys. Lett., 1997, **B392**:145; YUE Chong-Xing, KUANG Yu-Ping, LIU Gong-Ru. Phys. Rev., 1997, **D56**:291
- 7 Popovic M B, Simmons E H. Phys. Rev., 1998, **D58**:095007; Loinaz W, Takeuchi T. Phys. Rev., 1999, **D60**:015005
- 8 HE Hong-Jian, YUAN C P. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**:28
- 9 Burdman G. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**:2888
- 10 Burdman G, Komiris D. Phys. Lett., 1997, **B403**:107; Loinaz W, Takeuchi T. Phys. Rev., 1999, **D60**:015005
- 11 YUE Chong-Xing, KUANG Yu-Ping, WANG Xue-Lei et al. Phys. Rev., 2000, **D62**:055005
- Eholi O J P et al. Phys. Rev., 1993, **D47**:1889; Cheury King-Man Phys. Rev., 1993, **D47**:3750

Top-Charm Production in the Topcolor-Assisted Technicolor Theory

YUE Chong-Xing¹⁾ LI Jian-Tao

(College of Physics and Information Engineering, Henan Normal University, Xinxiang 453002, China)

Abstract In the framework of topcolor-assisted technicolor (TC2) theory, we calculate the contributions of TC2 dynamics and the neutral top-pion to top-charm production at the high energy e^+e^- linear collider (LC) experiments. Our results show that the contributions mainly come from the neutral top-pion π_t^0 . The cross section is of the order of 10^{-2} pb in most of the parameter space in the TC2 theory. If we assume that the integrated luminosity of LC experiments is 500fb^{-1} , it would produce several thousand events. So it is possible to detect the signature of TC2 theory at the future LC experiments.

Key words TC2 theory, neutral top-pion, cross section, e^+e^- linear colliders.

Received 10 October 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China, the Excellent Youth Foundation of Henan Scientific Committee; and Foundation of Henan Educational Committee.

1) E-mail: cxyue@public.xxptt.ha.cn