

最小 Higgs 模型在 ILC 上可能的 味改变物理迹象*

岳崇兴¹⁾ 杨硕 王磊

(辽宁师范大学物理与电子技术学院 大连 116029)

摘要 在最小 Higgs (LH) 模型中, 由于引进了类矢量顶夸克 T, 对弱作用流产生了新的影响. CKM 矩阵从 3×3 变为 4×3 , 在树图下出现味改变中性流 (FCNC). 本文研究了在国际高能直线对撞机 (ILC) 上能否通过 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 和 $e^+e^- \rightarrow WW\bar{\nu}_e\nu_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\bar{\nu}_e\nu_e$ 过程探测到 LH 模型所预言的 FCNC 信号.

关键词 LH 模型 味改变中性流 (FCNC) 自由参数

1 引言

众所周知, 在标准模型 (SM) 框架下, 不存在树图级味改变中性流 (FCNC). 虽然在单圈级下出现 FCNC, 但是由于 GIM 机制压低, 此耦合非常小, 很难在实验上探测到. 顶夸克是迄今为止发现的最重的粒子 ($m_t = 172.7 \pm 2.9 \text{ GeV}$)^[1]. 在一些新物理模型中, 涉及顶夸克的 FCNC 耦合一般有很大的提高^[2]. 这样, 探测涉及顶夸克的 FCNC 是检验新物理的一种很好方法. 人们一般在高能实验中通过顶夸克的稀有衰变或者顶夸克的产生来研究涉及顶夸克的 FCNC 过程. 许多新物理模型都预言了 FCNC 耦合 t_{cv} ($v = Z, \gamma, g$) 的存在. 这可以将 $B_r(t \rightarrow cv)$ 的分支比以及 top-charm 夸克的产生截面提高几个量级, 以至在将来的高能对撞机实验中有可能探测到它们的信号^[2]. 在一些新物理模型的框架下, top-charm 夸克的产生过程被广泛的研究^[3-5], 结果表明通过研究 FCNC 对此过程的影响可以对一些新物理模型进行检验或者对相关模型参数给出限制.

在 LH 模型中^[6], 为了抵消顶夸克对 Higgs 质量二次发散的贡献, 引进了类矢量顶夸克 T. 类矢量顶夸克 T 对弱作用流产生了新的影响, 使 CKM 矩阵从 3×3 变为 4×3 , 在树图下上型夸克之间出现

FCNC^[7, 8]. 在文献 [8] 中, 具体给出了涉及顶夸克的味改变 (FC) 耦合, 并表明在 LHC 上, 可以通过顶夸克对的产生或者顶夸克的稀有衰变探测到 FCNC. 本文研究了在将来 ILC 上能否通过 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 和 $e^+e^- \rightarrow WW\bar{\nu}_e\nu_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\bar{\nu}_e\nu_e$ 过程探测到 LH 模型所预言的 FCNC 信号.

第二部分给出了 LH 模型所预言的 FC 耦合 Z_{tc} , Z_{Htc} , 并计算了它们对 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 过程的贡献; 第三部分计算了这两个 FC 耦合对 $e^+e^- \rightarrow WW\bar{\nu}_e\nu_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\bar{\nu}_e\nu_e$ 过程的贡献; 第四部分给出结论.

2 LH 模型与 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 过程

在 SM 中, Higgs 质量的二次发散主要来自于顶夸克、规范玻色子的单圈图以及 Higgs 的自相互作用. 在小 Higgs 理论中^[9], 引进了新的重费米子, 重规范玻色子和重标量粒子以分别抵消 SM 中的顶夸克, 规范玻色子和 Higgs 本身所带来的质量二次发散, 从而解决了不自然性问题. 并且, 顶夸克对 Higgs 质量二次发散的贡献最大, 抵消这部分贡献最为重要. 因此, 所有的小 Higgs 模型都预言了在 TeV 量级至少存在一个类矢量顶夸克.

一般, 引进新的额外夸克, 都会对电弱作用流产

2006 - 06 - 09 收稿

* 国家自然科学基金(10475037)和全国高等院校新世纪优秀人才基金(NCET-04-0290)资助

1) E-mail: cxyue@lnnu.edu.cn

生新的影响. 在LH模型中, 新的类矢量顶夸克T使上型夸克的数目变为4个, 使得CKM矩阵从 3×3 变为 4×3 , 在树图下上型夸克之间出现FC耦合. 在LH模型中, 涉及顶夸克的FC耦合为^[7, 8]

$$\mathcal{L} = \frac{e}{2S_W C_W} (K_{tu} \bar{t}_L \gamma_\mu u_L + K_{tc} \bar{t}_L \gamma_\mu c_L) Z^\mu + \frac{e}{2S_W C_W} \frac{c}{s} (K_{tu} \bar{t}_L \gamma_\mu u_L + K_{tc} \bar{t}_L \gamma_\mu c_L) Z_H^\mu + \text{h.c.}, \quad (1)$$

这里 $S_W = \sin \theta_W$, θ_W 是温伯格角; $c(s = \sqrt{1-c^2})$ 是 $SU(2)_1$ 规范玻色子和 $SU(2)_2$ 规范玻色子之间的混合参数; 味改变耦合因子 $K_{tc} = 2.43 \times 10^{-3}$, $K_{tu} = 2.12 \times 10^{-4}$.

在LH模型中, 由于存在味改变耦合 Ztc , $Z_H tc$, e^+ , e^- 能湮没成 Z , Z_H , 再直接产生 $\bar{t}c$ 或 $t\bar{c}$. 利用方程(1)和相关的SM费曼规则, 可得到总截面:

$$\sigma(S) = \sigma_Z + \sigma_{Z_H} + \sigma_{ZZ_H} = \frac{\pi \alpha_e^2 K_{tc}^2}{4S_W^4 C_W^4} \times \left\{ (1 - 4S_W^4 + 8S_W^4) \beta^4 (3 - \beta^2) S \chi_Z^2 + \frac{C_W^2 c^2}{s^2} \beta^4 (3 - \beta^2) S \chi_{Z_H}^2 + \frac{8C_W c}{s} (1 - 2S_W^2) \beta^4 (3 - \beta^2) \text{Re}[\chi_Z \cdot \chi_{Z_H}] \right\}, \quad (2)$$

这里 $\chi_i = \frac{1}{S - M_i^2 + iM_i \Gamma_i}$ ($i = Z, Z_H$), Γ_i 是 Z , Z_H 的衰变宽度; S 是ILC质心能量的平方.

从上面的方程可看出 $\sigma(S)$ 主要依赖于自由参数 c , Z_H 的质量 M_{Z_H} . 考虑到精确电弱测量数据的限制, 参数 c 和 M_{Z_H} 所允许的范围分别为 $0-0.5$ 和 $1-2\text{TeV}$ ^[10]. 当取质心能量 $\sqrt{S} = 500\text{GeV}$ 时, 则 $S \ll M_{Z_H}^2$, LH模型对 $\sigma(S)$ 的贡献主要来自于FC耦合 $Z\bar{t}c$, $\sigma(S)$ 对自由参数 c , M_{Z_H} 不敏感. 若取 $K_{tc} = 2.43 \times 10^{-3}$, 在大多数参数空间内, $\sigma(S)$ 约为 $1.22 \times 10^{-2}\text{fb}$, 与SM的预言值相比, 提高了几个量级. 但是, 在质心能量 $\sqrt{S} = 500\text{GeV}$, 年积分亮度 $\mathcal{L} = 340\text{fb}^{-1}$ 的ILC上^[11], 每年只能产生几个top-charm夸克事例, 因此很难在实验中探测到. 所以, 有必要研究质心能量 \sqrt{S} 对top-charm夸克产生截面 $\sigma(S)$ 的影响. 取混合参数 $c=0.4$, 在图1中给出了top-charm夸克产生截面 $\sigma(S)$ 随质心能量 \sqrt{S} 的变化曲线.

从图1可以得出: 当 Z_H 的质量 M_{Z_H} 接近质心能量 \sqrt{S} 时, LH模型对 $\sigma(S)$ 的贡献主要来自于FC耦合 $Z_H \bar{t}c$, 且出现共振峰, 此共振峰随着 \sqrt{S} 的增加而降低. 例如, 对于 $c=0.4$, $\sqrt{S} = M_{Z_H} = 1\text{TeV}$,

1.5TeV, 2TeV, 截面 $\sigma(S)$ 分别可达到16.8fb, 7.7fb, 4.4fb. 这样, 在质心能量 $\sqrt{S} \geq 1\text{TeV}$, 年积分亮度为 $\mathcal{L} = 500\text{fb}^{-1}$ 的ILC上, 通过 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 过程每年可产生几百到几千个top-charm夸克事例, 因此能够在将来ILC上通过此过程探测到LH模型预言的FCNC信号.

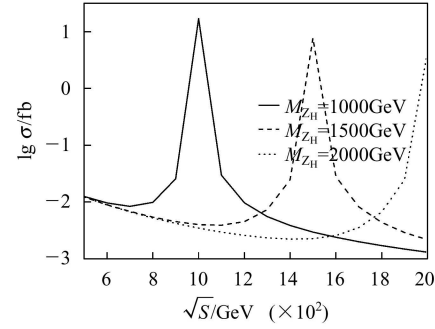


图1 top-charm夸克产生截面 $\sigma(S)$ 随质心能量 \sqrt{S} 的变化曲线

3 LH模型与 $e^+e^- \rightarrow WW\nu_e\bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\nu_e\bar{\nu}_e$ 过程

FCNC过程 $e^+e^- \rightarrow WW\nu_e\bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\nu_e\bar{\nu}_e$ 对FC耦合很敏感^[12, 13]. 在将来ILC上, 有可能通过这个过程探测到FC耦合 $Z\bar{t}c$, $Z_H \bar{t}c$ 的信号. 一般, $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 过程的总截面随质心能量的增加而降低, 但 $e^+e^- \rightarrow WW\nu_e\bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\nu_e\bar{\nu}_e$ 过程的总截面随质心能量的增加而增加. 因此, 有必要在较高的质心能量下研究 $e^+e^- \rightarrow WW\nu_e\bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\nu_e\bar{\nu}_e$ 过程. 图2给出了LH模型对此过程贡献的费曼图.

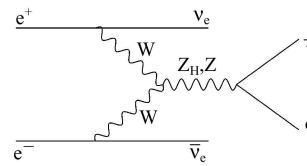


图2 LH模型中 $e^+e^- \rightarrow WW\nu_e\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{t}c\nu_e\bar{\nu}_e$ 过程的费曼图

当质心能量 \sqrt{S} 较高时, $e^+e^- \rightarrow WW\nu_e\bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c})\nu_e\bar{\nu}_e$ 过程可以用有效W近似方法处理, 先考虑子过程 $W_{\lambda_+}^+ W_{\lambda_-}^- \rightarrow Z^*$, $Z_H^* \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ ^[14]. 对于子过程 $W_{\lambda_+}^+ W_{\lambda_-}^- \rightarrow Z^*$, $Z_H^* \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ (螺旋度 $\lambda_{\pm} = 0, \pm 1$). 螺旋度不同取值组合所给出的非零振幅为: $M_{+1+1} = M_{-1-1}$, $M_{+10} = M_{-10}$, M_{00} ^[12]. 子过

程 $W_{\lambda_+}^+ W_{\lambda_-}^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 的总截面为

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(\hat{s}) = & \hat{\sigma}_{11}(\hat{s}) + \hat{\sigma}_{-1-1}(\hat{s}) + \hat{\sigma}_{10}(\hat{s}) + \hat{\sigma}_{-10}(\hat{s}) + \hat{\sigma}_{00}(\hat{s}) = \\ & (A_1 + A_2 + A_3) \left[1 + 1 + \frac{\hat{s}}{2M_W^2} + \frac{\hat{s}}{2M_W^2} + \right. \\ & \left. \left(1 + \frac{\hat{s}}{2M_W^2} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

这里,

$$A_1 = \frac{32\pi\alpha_e^2 K_{tc}^2}{3S_W^4} \beta_t^4 \beta_W \left(1 + \frac{m_t^2}{2\hat{s}} \right) \hat{s} \chi_Z^2, \quad (4)$$

$$A_2 = \frac{8\pi\alpha_e^2 K_{tc}^2}{3S_W^4 C_W^2} \frac{\nu^4}{f^4} [c^4(c^2 - s^2)^2] \beta_t^4 \beta_W \left(1 + \frac{m_t^2}{2\hat{s}} \right) \hat{s} \chi_{Z_H}^2, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} A_3 = & -\frac{32\pi\alpha_e^2 K_{tc}^2}{3S_W^4 C_W^2} \frac{\nu^2}{f^2} [c^2(c^2 - s^2)] \beta_t^4 \beta_W \times \\ & \left(1 + \frac{m_t^2}{2\hat{s}} \right) \cdot \hat{s} \text{Re} |\chi_Z \cdot \chi_{Z_H}|. \end{aligned} \quad (6)$$

$\sqrt{\hat{s}}$ 是子过程 $W_{\lambda_+}^+ W_{\lambda_-}^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 的质心能量, $\beta_t = \sqrt{1 - \frac{m_t^2}{\hat{s}}}$, $\beta_W = \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{\hat{s}}}$, 因子 A_1 , A_2 和 A_3 分别来自于 Z 交换、 Z_H 交换以及 Z 与 Z_H 的干涉效应.

一般, $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c}) \nu_e \bar{\nu}_e$ 过程的截面 $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 可以由子过程 $W_{\lambda_+}^+ W_{\lambda_-}^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 的截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 和 $W_{\lambda_{\pm}}^{\pm}$ 的分布函数 $f_{\lambda_{\pm}}^{W^{\pm}}$ 的卷积得到

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e) = & \sum_{\lambda_+ \lambda_-} \int_{m_t/\sqrt{\hat{s}}}^1 2x dx \int_{x_+}^1 \frac{dx_+}{x_+} f_{\lambda_+}^{W^+}(x_+) f_{\lambda_-}^{W^-} \times \\ & \left(\frac{x^2}{x_+} \right) \hat{\sigma}(W_{\lambda_+}^+ W_{\lambda_-}^- \rightarrow \bar{t}c) = \\ & \int_{m_t/\sqrt{\hat{s}}}^1 2x dx \int_{x_+}^1 \frac{dx_+}{x_+} \left[f_+^W(x_+) f_+^W \left(\frac{x^2}{x_+} \right) + \right. \\ & f_-^W(x_+) f_-^W \left(\frac{x^2}{x_+} \right) + f_-^W(x_+) f_0^W \left(\frac{x^2}{x_+} \right) \times \\ & \frac{\hat{s}^2}{2m_W^2} + f_+^W(x_+) f_0^W \left(\frac{x^2}{x_+} \right) \frac{\hat{s}^2}{2m_W^2} + \\ & \left. f_0^W(x_+) f_0^W \left(\frac{x^2}{x_+} \right) \left(1 + \frac{\hat{s}^2}{2m_W^2} \right)^2 \right] \times \\ & (A_1 + A_2 + A_{12}). \end{aligned} \quad (7)$$

这里, 分布函数 $f_{\lambda_{\pm}}^{W^{\pm}}(x)$ 在文献[14,15]中给出, $\hat{s} = x^2 S$.

计算结果表明: LH模型对截面 $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 的贡献主要来自于 Z 交换, 对自由参数 c , M_{Z_H} 不敏感. 因此, 在图3中取 $c=0.4$, $M_{Z_H}=1.5\text{TeV}$, 给出了 $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 随

质心能量 \sqrt{S} 的变化曲线.

从图3可以看出, $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 随质心能量 \sqrt{S} 的增加而增加. 不过, 其数值很小, 即使 $\sqrt{S}=2\text{TeV}$, $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 的值仅为 $4.5 \times 10^{-3}\text{fb}$. 若假设 ILC 的年积分亮度为 $\mathcal{L} = 500\text{fb}^{-1}$, 那么 ILC 每年只能产生约2个 top-charm 夸克事例. 因此, 在将来 ILC 上很难通过 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c}) \nu_e \bar{\nu}_e$ 过程探测到 FCNC 的信号.

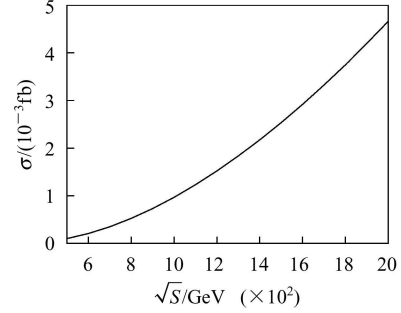


图3 top-charm 夸克产生截面 $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 随质心能量 \sqrt{S} 的变化曲线

4 结论

小 Higgs 理论是一类重要的新物理候选者. 所有的小 Higgs 模型都预言了至少存在一个类矢量顶夸克, 以抵消顶夸克对 Higgs 质量二次发散的贡献. 由于引进新的额外夸克, CKM 矩阵不再是幺正的, 在树图下出现 FCNC. 这样, 小 Higgs 模型一般都预言了 FC 耦合 $Z\bar{t}c$ 和 $Z_H\bar{t}c$.

本文在将来的 ILC 上通过 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 和 $e^+e^- \rightarrow WW \bar{\nu}_e \nu_e \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c}) \bar{\nu}_e \nu_e$ 过程研究了 LH 模型所预言的 FC 耦合对 top-charm 夸克产生的贡献. 结果表明, $e^+e^- \rightarrow (\bar{t}c + t\bar{c}) \bar{\nu}_e \nu_e$ 过程的截面 $\sigma(\bar{t}c \nu_e \bar{\nu}_e)$ 在整个参数空间内都很小, 在将来 ILC 上的实验中难以产生可观的信号. 而对于 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 过程, 当质心能量 $\sqrt{S} \approx M_{Z_H}$, LH 模型对 top-charm 夸克产生截面 $\sigma(S)$ 的贡献主要来自于 FC 耦合 $Z_H\bar{t}c$, 并且其数值很大. 例如, 当 $\sqrt{S} \approx M_{Z_H} = 1\text{TeV}, 1.5\text{TeV}, 2\text{TeV}$, $\sigma(S)$ 的值分别为 $16.8\text{fb}, 7.7\text{fb}, 4.4\text{fb}$. 这样, 在质心能量 $\sqrt{S} \geq 1\text{TeV}$, 年积分亮度为 $\mathcal{L} = 500\text{fb}^{-1}$ 的 ILC 上, 每年可产生几百到几千个 top-charm 夸克事例. 因此, 在将来 ILC 上能够通过 $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$ 过程探测到 LH 模型所预言的 FCNC 信号, 同时通过 Z_H 对此过程产生的共振效应, 也可以探测重规范玻色子 Z_H .

参考文献(References)

- 1 The LEP Collaborations, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, The LEP Electroweak Working Group. hep-ph: 0511027
- 2 Beneke M et al. hep-ph: 003033; Wagner W. hep-ph: 0507207
- 3 Atwood D, Reina L, Soni A. Phys. Rev., 1996, **D53**: 1199; Atwood D, Reina L, Soni A. Phys. Rev., 1997, **D55**: 3156; Yi J et al. Phys. Rev., 1998, **D57**: 4343; Mahanta U, Ghosal H. Phys. Rev., 1998, **D57**: 1735; Aguila F del, Aguilar-Saavedra J A, Miquel R. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 1628; HUANG C S, WU X H, ZHU S H. Phys. Lett., 1999, **B452**: 143
- 4 HOU W S, LIN G L, MA C Y. Phys. Rev., 1998, **D56**: 7434; YU Z H et al. Eur. Phys. J., 2000, **C16**: 541; YUE C X et al. Phys. Lett., 2000, **B496**: 93; ZHOU Hong et al. Phys. Rev., 2001, **D64**: 095006; YUE C X et al. Phys. Lett., 2002, **B525**: 301; CAO J J, XIONG Z H, YANG J M. Nucl. Phys., 2003, **B651**: 87
- 5 HAN T, Hewett J L. Phys. Rev., 1999, **D60**: 074015; Bar-Shalom S, Wudka J. Phys. Rev., 1999, **D60**: 094016; Aguilar-Saavedra J A. Phys. Lett., 2001, **B502**: 115; Acta Phys. Polon., 2004, **B35**: 2695
- 6 Arkani-Hamed N, Cohen A G, Georgi H. Phys. Lett., 2001, **B513**: 232; Arkani-Hamed N, Cohen A G, Gregoire T et al. JHEP, 2002, **513**: 020; Arkani-Hamed N, Cohen A G, Katz E et al. JHEP, 2002, **0208**: 021; Low I, Skiba W, Smith D. Phys. Rev., 2002, **D66**: 072001; Schmaltz M. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 2003, **117**: 40; Kaplan D E, Schmaltz M. JHEP, 2003, **0310**: 039
- 7 HAN T, Logan H E, McElrath B et al. Phys. Rev., 2003, **D67**: 095004
- 8 Lee Jaeyong. JHEP, 2004, **0412**: 065
- 9 For recent review see: Schmaltz M, Tucker-Smith D. hep-ph: 0502182
- 10 Csáki C, Hubisz J, Kribs G D et al. Phys. Rev., 2003, **D68**: 035009; Gregoire T, Smith D R, Wacker J G. Phys. Rev., 2004, **D69**: 115008
- 11 Abe T et al(American Linear Collider Group). hep-ex: 0106057; Aguilar-Saavedra J A et al(ECFA/DESY LC Physics Working Group). hep-ph: 0106315; Abe K et al(ACFA Linear Collider Working Group). hep-ph: 0109166; Laow G et al. ILC Technical Review Committee, Second Report, 2003, SLAC-R-606; Accomando E et al(CLIC Physics Working Group). hep-ph: 0412251
- 12 Atwood D, Sher M. Phys. Lett., 1997 **B411**: 306; HAN T, Hewett J L. Phys. Rev., 1999, **D60**: 074015; Bar-Shalom S, Wudka J. Phys. Rev., 1999, **D60**: 094016
- 13 Bar-Shalom S, Eilam G, Soni A et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**: 1217; Phys. Rev., 1998, **D57**: 2957; YUE C X, LIU G L, XU Q J. Phys. Lett., 2001, **B509**: 294
- 14 Chanowitz M C, Gaillard M K. Phys. Lett., 1984, **B142**: 85; Kane G L, Repko W W, Rolnick W B. Phys. Lett., 1984, **B148**: 367; Dawson S. Nucl. Phys., 1985, **B249**: 42
- 15 Kauffman R P. Phys. Rev., 1990, **D41**: 3343

Possible Flavor Changing Signals of the Littlest Higgs Model on High-Energy Linear Collider^{*}

YUE Chong-Xing¹⁾ YANG Shuo WANG Lei

(Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian 116029, China)

Abstract Due to the presence of extra top quark T in the little Higgs model, the CKM matrix is not unitary and the flavor changing neutral currents may exist at the tree level. We discuss the possibility of detecting the flavor changing signals of the Littlest Higgs(LH) model at the high-energy linear e^+e^- collider (ILC) via the processes $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c+t\bar{c}$ and $e^+e^- \rightarrow (\bar{t}c+t\bar{c})\nu_e\bar{\nu}_e$. We find that the resonance production cross section for the process $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c+t\bar{c}$ is significantly large, which can be detected in the future ILC experiment.

Key words LH model, flavor changing neutral currents, free parameters

Received 9 June 2006

^{*} Supported by National Natural Science Foundation of China (10475037) and Program for New Century Excellent Talents in University (NCET-04-0290)

1) E-mail: cxyue@lnnu.edu.cn