

OGTC 模型中 PGBs 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程的 Yukawa 修正*

黄金书^{1,2} 宋太平¹ 宋海珍¹ 鲁公儒²

1 (河南南阳师范学院物理系 南阳 473061)

2 (河南师范大学物理系 新乡 453002)

摘要 计算了一代人工色(One Generation Technicolor, 简称 OGTC)模型中的赝标哥尔斯通玻色子(Pseudo-Goldstone Bosons, 简称 PGBs)对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程的 Yukawa 修正. 发现在一定的参数范围内, PGBs 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 散射截面的修正超过 10%; 而 PGBs 对过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 的相对修正, 在 laser back-scattering photons 模式下最大可达 -51%, 在 beamstrahlung photons 模式下最大只有 -17.9%; 这些修正比标准模型和超对称模型下相应粒子的贡献大许多, 将为在下一代高能光子碰撞实验上寻找人工色理论的信息提供参考.

关键词 一代人工色模型 赝标哥尔斯通玻色子 Yukawa 修正

1 引言

尽管标准模型(the Standard Model, 简称 SM)作为一种弱电对称性破缺(Electroweak Symmetry Breaking, 简称 EWSB)机制已经取得了很大的成功, 但由于其预言的黑格斯玻色子(Higgs boson)至今未被发现, EWSB 机制仍然是一个广泛讨论的问题. 由下一代直线对撞机(Next-generation Linear Collider, 简称 NLC)产生的高能光子碰撞实验为检验 SM 和探测 SM 之外的新物理提供了一个很好的机会. 在 NLC 上高能光子的产生主要有两种模式: 一种是 laser back-scattering photons (Mode-I), 另一种是 beamstrahlung photons (Mode-II). 这两种模式的光子源都是正负电子对撞机产生的高能高亮度的光子形成的次级光子对撞机. Mode-I 是指正负电子对撞的康普顿(Compton)激光光子散射得到的高能高亮度的光子束的对撞^[1], Mode-II 是指正负电子在对撞以前和过程中, 让相关粒子束通过强电磁场被很快地加速而获得的光子的对撞^[2]. 通过这两种模式, 对撞机在质心能量达到 500—2000 TeV 亮度达到 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 量级时能够产生大量的重夸克对. 文献[2,3]表明, 这两种模式尤其是后一种模式与大量的软光子相关, 因而重的 top 夸克的产生受到压制, 但它们不压制较轻的 bottom 夸克; 而且在 Mode-II 下, b 夸克对能够非常显著地产生^[4]. 因此, 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程进行精确的研究是非常有意义的.

1999-07-01 收稿

* 国家自然科学基金, 河南省教委自然科学基金等资助

901-907

在文献[5]中, SM 已经对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程的 QCD 修正和 Yukawa 修正进行了详细的计算, 双 Higgs 二重态模型 (two-Higgs-Doublet Model, 简称 2HDM) 和最小超对称标准模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model, 简称 MSSM) 对这个过程的 Yukawa 修正也已经被计算^[6]. 本文将在 OGTC 模型^[7]下来讨论对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程的 Yukawa 修正. 我们知道, 虽然一些实验表明 OGTC 模型存在一些问题, 比如 S 参数等, 但文献[8]指出在 1σ 内 S 参数的取值范围为: -0.93 ± 1.7 ; 它表明考虑到 OGTC 模型下 TC 费米子 (Technifermions) 和 PGBs 的效果, S 参数对 OGTC 模型的限制是比较弱的. 而且由于 OGTC 模型是最简单最基本讨论最多的人工色模型之一, 在这个模型下对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程进行研究仍然具有重要的理论和实践意义.

2 OGTC 模型中 PGBs 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程 Yukawa 修正的计算

与 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程相关的费曼图如图 1 所示. 参考文献[7, 9]给出了计算中所用的费曼规则. 计算中采用费曼规范, 维数正规化和质壳重整化方案^[10]. 计及 $O(am_b^2/m_w^2)$ Yukawa 修正, $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 过程重整化的不变振幅为:

$$M_{\text{ren}} = M_0 + \delta M_{1\text{loop}} = M_0 + \delta M^{\text{self}} + \delta M^{\text{vertex}}, \quad (1)$$

这里 M_0 是树图水平的不变振幅, δM^{self} 和 δM^{vertex} 分别表示自能图和顶角图的 Yukawa 修正. 它们的简洁形式写出如下:

$$M_0 = M_0^i + M_0^{\hat{u}}, \quad (2)$$

$$\delta M^{\text{self}} = \delta M^{(i)} + \delta M^{v(\hat{u})}, \quad (3)$$

$$\delta M^{\text{vertex}} = \delta M^{v(i)} + \delta M^{v(\hat{u})}, \quad (4)$$

其中

$$M_0^i = -i \frac{e^2 Q_b^2}{\hat{t} - m_b^2} \epsilon_\mu(p_4) \epsilon_\nu(p_3) \bar{u}(p_2) \gamma^\mu (\not{p}_2 - \not{p}_4 + m_b) \gamma^\nu v(p_1), \quad (5)$$

$$M_0^{\hat{u}} = M_0^i(p_3 \leftrightarrow p_4, \hat{t} \rightarrow \hat{u}), \quad (6)$$

$$\delta M^{(i)} = i \frac{e^2 Q_b^2}{(\hat{t} - m_b^2)^2} \epsilon_\mu(p_4) \epsilon_\nu(p_3) \bar{u}(p_2) (f_1^{(i)} \gamma^\mu \gamma^\nu + f_2^{(i)} p_2^\mu \gamma^\nu + f_3^{(i)} \not{p}_4 \gamma^\mu \gamma^\nu) v(p_1), \quad (7)$$

$$\delta M^{v(\hat{u})} = \delta M^{(i)}(p_3 \leftrightarrow p_4, \hat{t} \rightarrow \hat{u}), \quad (8)$$

$$\delta M^{v(i)} = -i \frac{e^2 Q_b}{\hat{t} - m_b^2} \epsilon_\mu(p_4) \epsilon_\nu(p_3) \bar{u}(p_2) (f_1^{v(i)} \gamma^\mu \gamma^\nu + f_2^{v(i)} p_1^\nu \gamma^\mu + f_3^{v(i)} p_2^\mu \gamma^\nu + \quad (9)$$

$$f_4^{v(i)} p_2^\mu p_1^\nu + f_5^{v(i)} \not{p}_4 \gamma^\mu \gamma^\nu + f_6^{v(i)} \not{p}_4 p_1^\nu \gamma^\mu + f_7^{v(i)} \not{p}_4 p_2^\mu \gamma^\nu) v(p_1), \quad (10)$$

$$\delta M^{v(\hat{u})} = \delta M^{v(i)}(p_3 \leftrightarrow p_4, \hat{t} \rightarrow \hat{u}).$$

这里 $\hat{t} = (p_4 - p_2)^2$, $\hat{u} = (p_1 - p_4)^2$, p_3 和 p_4 分别表示两个入射光子的动量, p_2 和 p_1 分别表示出射的 b 夸克和它的反夸克的动量.

自能图形式因子 $f_i^{(i)}$ 的具体结果为:

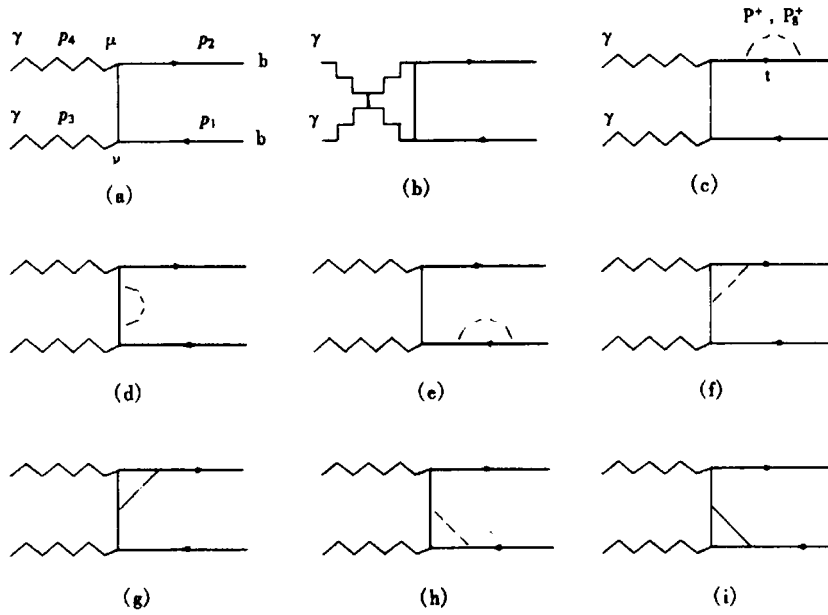


图 1 OGTC 模型中 PGBs 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 贡献的费曼图.

(a), (b) 为树图; (c) — (e) 为自能图; (f) — (i) 为顶角图

$$f_1^{(i)} = -2m_b(p_2 \cdot p_4) \left[\Sigma_S^b(\hat{t}) - \frac{\delta m_b}{m_b} - \delta Z_V^b \right] - 2m_b(p_2 \cdot p_4) \left[\Sigma_V^b(\hat{t}) + \delta Z_V^b \right], \quad (11)$$

$$f_2^{(i)} = 4m_b^2 \left[\Sigma_S^b(\hat{t}) - \frac{\delta m_b}{m_b} - \delta Z_V^b \right] + 4(m_b^2 - p_2 \cdot p_4) \left[\Sigma_V^b(\hat{t}) + \delta Z_V^b \right], \quad (12)$$

$$f_3^{(i)} = \frac{1}{2} f_2^{(i)} \quad (13)$$

这里 Σ^b , δm_b 和 δZ_V^b 分别表示未重整化自能函数, b 夸克质量和波函数重整化常数的 Yukawa 贡献, 它们为:

$$\Sigma_V^b(p^2) = -\frac{m_b^2}{48F_T^2\pi^2} \sum_{i=P, P_8} B_1(p^2, m_i, m_i),$$

$$\Sigma_S^b(p^2) = 0,$$

$$\delta m_b = m_b \left[\Sigma_V^b(m_b^2) + \Sigma_S^b(m_b^2) \right],$$

$$\delta Z_V^b = -\Sigma_V^b(m_b^2) - 2m_b^2 \frac{\partial}{\partial p^2} \left[\Sigma_V^b(p^2) + \Sigma_S^b(p^2) \right] \Big|_{p^2=m_b^2}.$$

顶角图形式因子 $f_i^{(i)}$ 的具体结果为

$$f_1^{(i)} = \frac{-m_b^2}{12F_T^2\pi^2} \sum_{i=P, P_8} \left\{ Q_i \left[\frac{1}{4} m_b 2p_2 \cdot p_4 (C_{11}^2 - C_{12}^2) + \frac{1}{4} m_b^3 (C_{21}^2 + C_{22}^2 - 2C_{23}^2) \right] + \left[\frac{1}{32} m_b (m_b^2 - 4p_2 \cdot p_4) (C_{11}^3 - C_{12}^3 - 2C_{22}^3 + 2C_{23}^3) \right] + \right.$$

$$Q_t \left[\frac{1}{16} m_b 2p_2 \cdot p_4 (4C_{11}^4 - C_{12}^4 - C_{23}^4) \right], \quad (14)$$

$$f_2^{v(i)} = \frac{-m_t^2}{12F_T^2 \pi^2} \sum_{i=P, P_8} \left\{ \frac{1}{4} (4p_2 \cdot p_4 - m_b^2) (C_{12}^3 - 2C_{22}^3 + 2C_{23}^3) - Q_t 2p_2 \cdot p_4 C_{23}^4 \right\}, \quad (15)$$

$$f_3^{v(i)} = \frac{-m_t^2}{12F_T^2 \pi^2} \sum_{i=P, P_8} \left\{ -2m_b^2 (C_{11}^1 + C_{21}^1) + 2p_2 \cdot p_4 (C_{12}^1 + C_{23}^1) + Q_t m_t^2 C_0^2 + \left[\frac{1}{4} (m_b^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. 2p_2 \cdot p_4) (C_{11}^3 + 2C_{23}^3) + \frac{1}{2} m_b^2 (C_{11}^3 - C_{12}^3 + C_{21}^3 - C_{23}^3) + 2C_{24}^3 \right] + Q_t \left[(3p_2 \cdot p_4 \right. \right. \\ \left. \left. p_1 \cdot p_2 - 2m_b^2) C_{11}^4 + (-3p_2 \cdot p_4 + p_1 \cdot p_2 + 3m_b^2) C_{12}^4 + \left(\frac{1}{2} m_b^2 - p_2 \cdot p_4 \right) C_{21}^4 \right. \right. \\ \left. \left. (p_2 \cdot p_4 - m_b^2) C_{23}^4 + 2C_{24}^4 - B_0(-p_1, m_t, m_t) \right] \right\} + 2Q_b \delta Z_V^b, \quad (16)$$

$$f_4^{v(i)} = \frac{-m_t^2}{12F_T^2 \pi^2} \sum_{i=P, P_8} [Q_t 2m_b (C_{23}^4 - C_{22}^4)], \quad (17)$$

$$f_5^{v(i)} = \frac{-m_t^2}{12F_T^2 \pi^2} \sum_{i=P, P_8} \left\{ \frac{1}{4} m_b^2 (C_{11}^1 + 2C_{23}^1) - \frac{1}{8} 2p_2 \cdot p_4 (C_{12}^1 + 2C_{22}^1) - \frac{1}{2} C_{24}^1 + Q_t \left[-\frac{1}{8} m_b^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. (4C_{11}^2 - 4C_{12}^2 + C_{21}^2 - C_{23}^2) + \frac{1}{2} (2p_2 \cdot p_4 - \frac{3}{2} m_b^2) (C_{22}^2 - C_{23}^2) - \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{2} C_{24}^2 + \frac{1}{4} m_t^2 C_0^2 \right] + \left[\frac{1}{16} (m_b^2 - p_1 \cdot p_2) (C_{11}^3 - C_{12}^3) + \frac{1}{8} m_b^2 C_{21}^3 + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{8} (2m_b^2 + 2p_1 \cdot p_2) (C_{22}^3 - C_{23}^3) + \frac{1}{2} C_{24}^3 \right] + Q_t \left[\frac{1}{8} m_b^2 (-3C_{11}^4 + C_{21}^4 + C_{22}^4) + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{16} (4p_1 \cdot p_2 + m_b^2) (-C_{12}^4 + C_{23}^4) + \frac{1}{2} C_{24}^4 - \frac{1}{4} B_0(-p_1, m_t, m_t) \right] \right\} + 2Q_b \delta Z_V^b, \quad (18)$$

$$f_6^{v(i)} = \frac{-m_t^2}{12F_T^2 \pi^2} \sum_{i=P, P_8} \left[\frac{1}{4} m_b (-2C_{12}^3 + C_{22}^3 - C_{23}^3) + Q_t m_b C_{23}^4 \right], \quad (19)$$

$$f_7^{v(i)} = \frac{-m_t^2}{12F_T^2 \pi^2} \sum_{i=P, P_8} \left[m_b (C_{11}^1 + C_{21}^1) + Q_t \frac{1}{2} m_b (-C_{11}^2 + C_{12}^2 - 2C_{22}^2 + 2C_{23}^2) + \right. \\ \left. \frac{1}{8} m_b (C_{12}^3 + 6C_{22}^3 - 6C_{23}^3) + Q_t \frac{1}{8} m_b (4C_{11}^4 - C_{12}^4 + 6C_{23}^4) \right]. \quad (20)$$

其中 $C^1 = C^1(-p_2, p_4, m_t, m_t, m_t)$, $C^2 = C^2(-p_2, p_2 - p_4, m_t, m_t, m_t)$, $C^3 = C^3(p_1, p_3, m_t, m_t, m_t)$, $C^4 = C^4(p_4 - p_2, -p_1, m_t, m_t, m_t)$; $(p_3 - p_1)^2 = (p_4 - p_2)^2 = \hat{t}$, $s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$, $2p_1 \cdot p_3 = 2p_2 \cdot p_4 = m_b^2 - \hat{t}$, $2p_3 \cdot p_4 = s$, $2p_1 \cdot p_4 = 2p_2 \cdot p_3 = m_b^2 - \hat{u}$, $2p_1 \cdot p_2 = s - 2m_b^2$, $s + \hat{t} + \hat{u} = 2m_b^2$.

对于未极化的光子 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 的散射截面为:

$$\sigma(s) = \frac{N_c}{16\pi s^2} \int_{i^-}^{i^+} d\hat{t} \sum_{\text{spins}} |M_{\text{ren}}(s, \hat{t})|^2 \quad (21)$$

其中 $\hat{t}^\pm = (m_b^2 - \frac{1}{2}s) \pm \frac{1}{2}s \sqrt{1 - 4m_b^2/s}$, N_c 表示色的数目 \sum_{spins} 表示对初态自旋求平

均,而

$$\sum_{\text{spins}} |M_{\text{ren}}(s, \hat{t})|^2 = \sum_{\text{spins}} |M_0|^2 + 2\text{Re}(\sum_{\text{spins}} M_0^* \delta M_{1\text{loop}}). \quad (22)$$

过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 的散射截面 $\sigma(s)$ 可由子过程 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 的散射截面 $\sigma(s)$ 求出:

$$\sigma(s) = \int_{2m_b/\sqrt{s}}^{x_{\text{max}}} dz \frac{dL_\gamma}{dz} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}, s = z^2 s), \quad (23)$$

这里 \sqrt{s} 和 $\sqrt{\hat{s}}$ 分别表示 e^+e^- 和 $\gamma\gamma$ 的质心能量; dL_γ/dz 是光子亮度

$$\frac{dL_\gamma}{dz} = 2z \int_{z^2/x_{\text{max}}}^{x_{\text{max}}} \frac{dx}{x} f_{\gamma e}(x) f_{\gamma e}(z^2/x),$$

这里 $f_{\gamma e}$ 是 e^+e^- 组的光子结构函数^[3,4,11], 在 Mode-I 下 $f_{\gamma e}$ 被给出为^[2]

$$f_{\gamma e}^{\text{Mode-I}} = \begin{cases} \frac{1}{1.8397} \left(1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4x}{x_i(1-x)} + \frac{4x^2}{x_i^2(1-x)^2} \right) & \text{当 } x < 0.83, x_i = 2(1+\sqrt{2}). \\ 0 & \text{当 } x > 0.83. \end{cases}$$

在 Mode-II 下 $f_{\gamma e}$ 的具体形式为^[3]

$$f_{\gamma e}^{\text{Mode-II}} = \begin{cases} \left(2.25 - \sqrt{\frac{x}{0.166}} \right) \left(\frac{1-x}{x} \right)^{2/3} & \text{当 } x < 0.84, \\ 0 & \text{当 } x > 0.84. \end{cases}$$

3 数值结果与讨论

数值计算中,所用到的输入参数的值分别取为 $m_Z = 91.188\text{GeV}$, $m_W = 80.33\text{GeV}$, $m_t = 176\text{GeV}$, $m_b = 4.7\text{GeV}$, $G_F = 1.1637 \times 10^{-5}\text{GeV}^{-2}$, $\alpha = 1/137.036$.

图 2 中,画出了 PGBs 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 散射截面的相对修正 $\delta\sigma(\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b})$ 随 m_{P_8} (200—500GeV) 的变化曲线,这时取 $m_P = 100\text{GeV}$. 从这个图中可以看出,OGTC 模型下 PGBs 对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 的相对修正随着 m_{P_8} 的增大而减小,在 m_{P_8} 的 200—250GeV 的范围内,PGBs 贡献的效果较为明显,修正的数值超过 10 个百分点.

在两种不同的高能光子产生模式下, PGBs 对过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 散射截面的相对修正随 \sqrt{s} 的变化曲线如图 3 所示,可以看出,在 Mode-I 情形,PGBs 对总截面的贡献开始阶段随 \sqrt{s} 变化缓慢,但当 $\sqrt{s} > 900\text{GeV}$ 时,PGBs 的贡献随 \sqrt{s} 变化迅速增大,最大

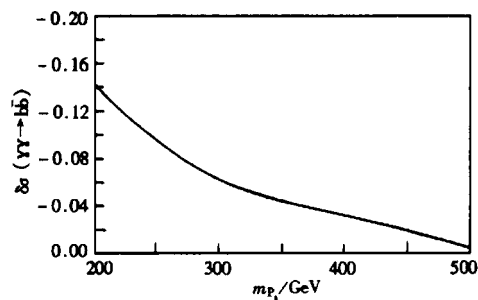


图 2 $\delta\sigma(\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b})$ 随 m_{P_8} 的变化曲线
 $m_P = 100\text{GeV}$.

修正可达 -51% . 而对于 Mode-II 情形, PGBs 的贡献效果不太明显, 随 \sqrt{s} 的变化较为缓慢, 最大修正只有 -17.9% .

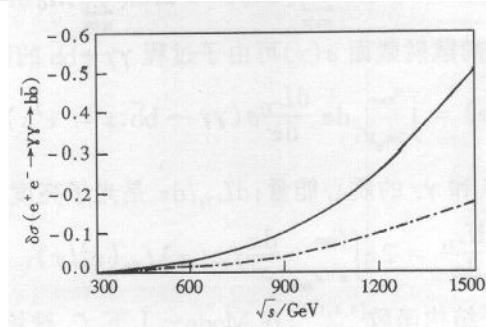


图 3 PGBs 对过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ 的相对修正随 \sqrt{s} 的变化曲线
 $m_p = 100\text{GeV}, m_{p_g} = 246\text{GeV}$; — Mode-I, ····· Mode-II .

本文计算所得的 PGBs 对总截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow b\bar{b})$ 的贡献, 比标准模型和超对称模型下相应粒子的贡献大许多, 本文和文献[12]一道对高能光子碰撞环境下的人工色模型的尝试作了分析, 所得结果都具有一定的积极意义, 期望能够为在下一代的高能光子碰撞实验上寻找人工色理论的信息提供参考.

参考文献 (References)

- 1 Ginzburg I F et al. Nucl. Instrum. Methods, 1983, **205**: 47—61
- 2 Blankenbecler R, Drell S D. Phys. Rev. Lett., 1988, **61**: 2324—2327; Phys. Rev., 1988, **D37**: 3308—3319; Jacob M, WU T T. Phys. Lett., 1987, **B197**: 253—258; Nucl. Phys., 1989, **B318**: 53—74
- 3 Telnov V. Nucl. Instrum. Methods, 1990, **A294**: 72—80
- 4 Halzen F, Kim C S, Stong M L. Phys. Lett., 1992, **B274**: 489—491
- 5 Eboli O J P et al. Phys. Rev., 1993, **D47**: 1889—1899
- 6 Liang H et al. Phys. Rev., 1996, **D54**: 2363—2373
- 7 Weinberg S. Phys. Rev., 1976, **D13**: 974—996; **D19**: 1277—1280; Suskind L. Phys. Rev., 1979, **D20**: 2619—2625; Farhi E, Suskind L. Phys. Rev., 1979, **D20**: 3404—3411; Dimopoulos S. Nucl. Phys., 1980, **B168**: 69—92
- 8 Burgess C P et al. Phys. Lett., 1994, **B326**: 276—282
- 9 Kaul R K. Rev. Mod. Phys., 1983, **55**: 449—476; Eichten E et al. Phys. Rev. 1986, **D34**: 1547—1566; Rev. Mod. Phys., 1984, **56**: 579—708
- 10 Bohm M, Hollik W, Spiesberger H. Fortschr Phys., 1986, **34**: 687—695; Hollik W. Fortschr Phys., 1990, **38**: 165—178; Grzad B, Hollik W. Nucl. Phys., 1992, **B384**: 101—112
- 11 Drees M, Godbole R M. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**: 1189—1192
- 12 ZHOU H Y et al. Phys. Rev., 1998, **D57**: 4205—4218

Yukawa Corrections from PGBs in OGTC Model to the Process $\gamma\gamma\rightarrow b\bar{b}$ *

HUANG JinShu^{1,2} SONG TaiPing¹ SONG HaiZhen¹ LU GongRu²

1 (Department of Physics, He'nan Nanyang Normal College, Nanyang 473061, China)

2 (Department of Physics, He'nan Normal University, Xinxiang 453002, China)

Abstract The Yukawa corrections from the pseudo-Goldstone bosons (PGBs) in the one generation technicolor (OGTC) model to the process $\gamma\gamma\rightarrow b\bar{b}$ are calculated. We find the corrections from the PGBs to the cross section $\gamma\gamma\rightarrow b\bar{b}$ are more than 10% in the certain parameter values region.

may reach

ung photon

$\rightarrow\gamma\gamma\rightarrow b\bar{b}$

- 17.9% in beamstrahl-

levant par-

It can be considered as a signa-

Key words one generation technicolor model, pseudo-Goldstone bosons, Yukawa correction

Received 1 July 1999

* Supported by National Natural Science Foundation of China, the Natural Science Foundation of He'nan Province Educational Committee and so on.