

一代人工色模型与单 top 产生 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}^*$

鲁公儒 黄金书 曹义刚 岳崇兴

(河南师范大学物理系 新乡 453002)

摘要 计算了一代人工色模型 (OGTM) 中的赝标哥尔斯通玻色子 (PGBs) 对 Tevatron 上 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 单 top 产生的单圈修正. 发现相对于树图水平的散射截面, 它对单 top 夸克产生单圈修正总的散射截面的最大修正可达 -15.3% , 这在高亮度的 Tevatron 下是可以观察到的.

关键词 一代人工色模型 赝标哥尔斯通玻色子 散射截面

1 引言

近年, 人们在 Tevatron 上发现 top 夸克的质量是 $m_t = 174.4 \pm 8.3 \text{ GeV}^{[1]}$. 对于弱电对称性破缺 (EWSB) 标度 $\mu = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$ 的量级来说, 这意味着 top 夸克同 EWSB 部分的耦合相当强. 因此, 在 top 夸克参与的过程中, 新物理的效果同其它较轻的夸克的要明显的多. 实验中, 在可分辨的几个百分点的水平上测量 top 夸克的产生和衰变过程的形式因子是可能的^[2]. 因此, 对于 t 夸克产生和衰变辐射修正的理论计算是很有意义的. 我们拟讨论一下单 top 的产生问题.

我们知道, 在 Tevatron 上, t 夸克主要通过两种机制来产生, 其一是 QCD 对生成过程 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{t}^{[3]}$, 这种 $t\bar{t}$ 对生成过程是最重要的 t 夸克产生过程; 另外一种是在 W-胶子溶合过程 $g + W \rightarrow t\bar{b}^{[4,5]}$ 和 Drell-Yan 型过程 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}^{[6]}$. 它们都是单 top 产生过程. 由于 top 产生的两种机制都参与弱相互作用, 单 top 产生过程就被强大的 $t\bar{t}$ 对生成过程所压制. 然而, 这种压制可以通过在终态中有象 top 夸克这样较重的粒子而得到部分的补偿. 因此, 两种机制都可以用来探测 top 夸克的荷电流弱相互作用过程. 文献 [7] 给出, $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程的信号是由一个类时的 W 玻色子 (其动量 q 为 $q^2 > (m_t + m_b)^2$) 来传递, 它在 Tevatron 上是可能被探测到的. 由于有强大的 $t\bar{t}$ 对和单 top W-胶子溶合的生成背景, $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程的信号在 LHC 上观察不到^[5]. 同单 top 生成的 W-胶子溶合过程相比, 由于夸克-反夸克的结构函数比胶子的结构函数能够更好地被确定, $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程的优点是它的散射截面能够可靠地被计算.

在文献 [8] 中, 标准模型 (SM) 已经对 Tevatron 上 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 单 top 产生的 QCD 修正和

1997-05-04收稿

* 国家自然科学基金和河南省自然科学基金资助

Yukawa 修正进行了详细地计算. 发现它的 QCD 修正相当大, 可达 54% 而其 Yukawa 修正可以忽略, 由于标准模型中弱电修正同 Yukawa 修正是可比拟的, 因而它也是可以忽略的. 在标准模型以外, 这个过程在双 Higgs 二重态模型 (2HDM)^[9] 和最小超对称标准模型 (MSSM)^[10] 中的 Yukawa 修正也已经被计算^[11]. 发现 2HDM 中带电的 Higgs 玻色子对这个过程的辐射修正比树图结果的下降量超过 -15%, 而 MSSM 中的电荷耦的修正则加强树图水平结果 10% 左右. 我们这里是在一代人工色模型^[12,13] 下来讨论 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 的单 top 产生过程. 我们知道, 一代模型存在一些问题 (如味改变中性流问题 (FCNC), S. U. T. 变量问题^[14] 等), 但由于它是最简单最基本的人工色模型之一. 人们对它进行的详细地探讨为我们在这个模型下进行计算创造了条件.

2 一代模型下对 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程散射截面的计算

在 OGTM 中, 当太肯费米子凝聚 $\langle \bar{T}T \rangle \neq 0$ 时, 整体味对称将发生破缺:

$$SU(8)_L \times SU(8)_R \rightarrow SU(8)_{L+R}, \quad (1)$$

继之而来, 63 个赝标哥尔斯通玻色子便随着这个破缺产生. 如果不考虑人工色相互作用以外的其它相互作用, 那么这些 PGBs 都是无质量的. 当考虑其它规范相互作用时, 它们可以获得几个到大约 300GeV 不等的质量. 因此, 把它们称为赝标哥尔斯通玻色子 (PGBs).

我们知道, 在所有 PGBs 当中, 只有色单态的 P 和色八重态的 P_8 对 W_b 有贡献^[15]. 对于 P, P_8 的质量, 弱电相互作用对它们的贡献为^[16]:

$$m_{P, P_8} |_{EW} = 5 - 14\text{GeV}. \quad (2)$$

ETC 相互作用对 P 的质量也有贡献, 但这种贡献依赖于所选择的模型^[16]. 因此, 对于较轻的 P 的质量做出的精确预言是困难的. 对于 P_8 , 它的质量主要来源于强大的色相互作用. 在单胶子交换的近似条件下, P_8 的质量被估计为:

$$\frac{m_{P_8}^2}{m^2(\pi^\pm) - m^2(\pi^0)} = 3 \left[\frac{\Lambda_{TC}}{\Lambda_{QCD}} \right]^2 \frac{\alpha_s(\Lambda_{TC})}{\alpha_{em}}, \quad (3)$$

例如:

$$m_{P_8} \approx 246 \times \sqrt{4 / N_{TC}} \text{ GeV}, \quad (4)$$

这里, N_{TC} 是 TC 群参数.

当然, 也要考虑 ETC 相互作用对 P_8 的贡献.

总的说来, 根据 LEP 给出的 Higgs 玻色子质量的限制: $m_{H^\pm} > 43.5\text{GeV}$, $m_{H^0} > 58.4\text{GeV}$ ^[17]. 运用于 P, 取 $m_P = 60\text{GeV}$ ^[14]. 对于 m_{P_8} , 根据公式 (4), 近似地取为:

$$m_{P_8} = 150 - 350\text{GeV}. \quad (5)$$

Eills 等估计了 OGTM 中 PGBs 同普通费米子的 Yukawa 耦合的情况, 给出了计算中所用到的费曼规则^[15]. 需要指出的是, 文献 [15] 中太肯介子的衰变常数 $F_T = 250\text{GeV}$, 在 OGTM 中用 $F_\pi = 123\text{GeV}$ 来取代.

因为 $m_t \gg m_b$, 为了计算简便起见, 在计算中忽略 b 夸克的质量. 同时采用维数正规

化和质壳重整化方案^[18,19].

图 1 中给出了 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 的树图水平的费曼图. PGBs 的单圈修正图形被出示在图 2 中.

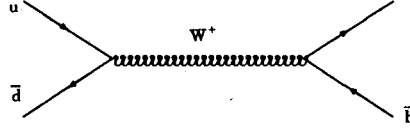


图 1 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程树图水平的费曼图

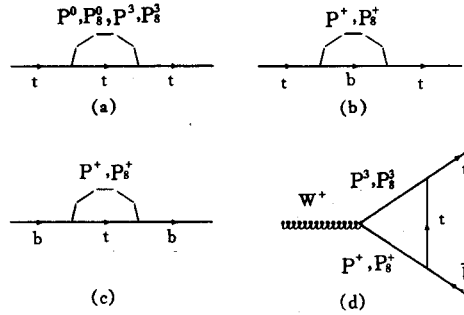


图 2 OGTM 中 PGBs 对 W_b 顶角单圈修正的费曼图

其中 (a), (b) t 夸克自能修正; (c) b 夸克自能修正;
(d) 顶角修正. 图中的虚线表示 PGBs 内线.

$q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程重整化的不变振幅可以简写为:

$$M_{\text{ren}} = i \frac{g^2}{2} \frac{1}{\hat{s} - m_W^2} \bar{u}_t(p_3) \Gamma_\mu L v(p_4) \bar{v}(p_2) \gamma^\mu L u(p_1), \quad (6)$$

其中, p_1, p_2 分别表示入射夸克 q 和 q' 的动量, p_3, p_4 分别表示出射夸克 t 和 \bar{b} 的动量. \hat{s} 表示质心能量. 左右手算符被定义为:

$$L, R = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma_5), \quad (7)$$

Γ_μ 写出为:

$$\Gamma_\mu = -i \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\gamma_\mu L \left(1 + \frac{1}{2} \delta Z_b^L + \frac{1}{2} \delta Z_t^L + F_L + m_t H_L \right) \right], \quad (8)$$

形状因子 F_L, H_L 来源于图 2(d) 中的顶角修正. δZ_b^L 和 δZ_t^L 分别是 b 夸克和 t 夸克的左手场重整化常数. 其形式为:

$$\delta Z_f^L = -\Sigma_f^L(m_f^2) - m_f^2 [\Sigma_f^L(k^2) + \Sigma_f^R(k^2) + 2\Sigma_f^S(k^2)]|_{k^2=m_f^2}, \quad (9)$$

式中 $\Sigma_f^L(k^2) = \frac{\partial}{\partial k^2} \Sigma_f(k^2)$, 自能也可以被分解为:

$$\Sigma_f(k) = \Sigma_f^L(k) \mathcal{K}L + \Sigma_f^R(k) \mathcal{K}R + m_f \Sigma_f^S(k). \quad (10)$$

这个单圈修正过程的重整化的微分散射截面为:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} = \frac{\hat{s} - m_t^2}{32\pi\hat{s}^2} \overline{\Sigma} |M_{\text{ren}}|^2, \quad (11)$$

其中 θ 是 t 夸克和入射夸克的夹角. 将它对 $\cos\theta$ 积分, 可以得到:

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_0 + \delta\hat{\sigma} \quad (12)$$

其中

$$\hat{\sigma}_0 = \frac{g^4}{128\pi} \frac{\hat{s} - m_t^2}{\hat{s}^2(\hat{s} - m_W^2)^2} \left[\frac{1}{3} (2\hat{s}^2 - m_t \hat{s} - m_t^4) \right] \quad (13)$$

是树图水平的结果, 而辐射修正部分为:

$$\delta\hat{\sigma} = (\delta Z_b^L + \delta Z_t^L + 2F_L + m_t H_L) \hat{\sigma}_0 = \delta\hat{\sigma}_p + \delta\hat{\sigma}_{p_8}, \quad (14)$$

$\delta\hat{\sigma}_p$ 和 $\delta\hat{\sigma}_{p_8}$ 分别表示色单态和色八重态 PGBs 的贡献. $\delta\hat{\sigma}_p$ 和 $\delta\hat{\sigma}_{p_8}$ 的形式为:

$$\begin{aligned} \delta\hat{\sigma}_p = & \frac{m_t^2 \hat{\sigma}_0}{24F_\pi^2 \pi^2} \text{Re}[B_1(m_b, m_t, m_p) + B_1(m_t, m_t, m_p) + 2m_t^2 B_1'(m_t, m_t, m_p) + \\ & m_t^2 B_1'(m_t, m_b, m_p) + 2m_t^2 B_0'(m_t, m_t, m_p) + 4C_{24} + \\ & m_t(C_{22} - C_{23} - C_{11} + C_{12})] \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $C_{ij} = C_{ij}(m_b, m_t, \sqrt{\hat{s}}, m_p, m_t, m_p)$, $B_i' = \frac{\partial}{\partial k^2} B_i$, 标准基本函数 B_i, B_0 和 C_{ij} 的具体形式见文献 [20] 给出,

$$\delta\hat{\sigma}_{p_8} = 18\delta\hat{\sigma}_p|_{m_p \rightarrow m_p}. \quad (16)$$

容易发现方程 (14, 15) 中的紫外发散是可以抵消的, 因此得到的结果是有限的.

强子的散射截面可以通过辐射修正散射截面中部分子 i 和 j 的交换由部分子分布函数 $f_i^A(x_1, Q)$ 和 $f_j^B(x_2, Q)$ 得到, 给出为:

$$\begin{aligned} \sigma(s) = & \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 [f_i^A(x_1, Q) f_j^B(x_2, Q) + (A \leftrightarrow B)] \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \alpha_s(\mu)) = \\ & \sum_{i,j} \int_{\tau_0}^1 \frac{d\tau}{\tau} \left(\frac{1}{s} \frac{dL_{ij}}{d\tau} \right) (\hat{s} \hat{\sigma}_{ij}) \end{aligned} \quad (17)$$

其中取

$$\frac{dL_{ij}}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx_1}{x_1} [f_i^A(x_1, Q) f_j^B(\tau/x_1, Q) + (A \leftrightarrow B)]. \quad (18)$$

上式中的求和是对所有入射部分子进行, 这些部分子所参与的动量仅是其入射夸克动量的一部分 ($p_{1,2} = x_{1,2} p_{1,2}$), $\sqrt{s} = 2\text{TeV}$ 是 Tevatron 的质心能量, $\tau = x_1 x_2, \tau_0 = 4m_t^2/s$. 与文献 [21] 一样, 不区分因子化标量 Q 和重整化标量 μ , 认为它们都取 $\sqrt{\hat{s}}$. 计算中, 采用

CTEQ3L 提供的部分子分布函数^[22]:

$$x u_v = a_0^u x^{a_1^u} (1-x)^{a_2^u} (1+a_3^u x^{a_4^u}) \quad (19)$$

$$x d_v = a_0^d x^{a_1^d} (1-x)^{a_2^d} (1+a_3^d x^{a_4^d}) \quad (20)$$

其中, u_v, d_v 表示入射的部分子, $x = x_{1,2}$, $a_i^u, a_i^d (i = 0, 1, 2, 3, 4)$ 是部分子分布函数系数.

3 数值结果与讨论

下面, 给出 Tevatron 上 ($\sqrt{s} = 2\text{TeV}$) PGBs 对 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 单 top 产生过程辐射修正的总散

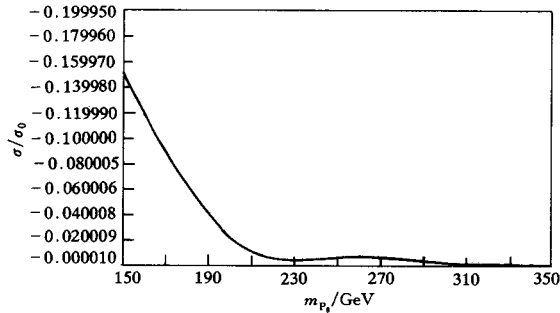


图 3 $\delta\sigma / \sigma_0$ 随 m_{p_s} 的变化曲线

其中 $m_p = 60\text{GeV}$.

射截面的贡献. 计算中, 所用输入参数的值取为 $m_z = 91.188\text{GeV}$, $m_w = 80.33\text{GeV}$, $m_t = 175\text{GeV}$, $G_F = 1.166372 \times 10^{-5}\text{GeV}^{-2}$, $V_{tb} = 1$, $\mu = \sqrt{s}$ 和 $m_p = 60\text{GeV}$. 把 $m_{p_s} = 150 - 350\text{GeV}$ 作为自由参数.

CET3L 给出部分子分布函数的系数为:

$$\begin{aligned} a_0^u &= 1.29, a_1^u = 0.452, a_2^u = 3.51, a_3^u = 6.85, a_4^u = 1.11; \\ a_0^d &= 0.858, a_1^d = 0.452, a_2^d = 4.20, a_3^d = 2.54, a_4^d = 0.947. \end{aligned}$$

图 3 中画出了函数 $\delta\sigma / \sigma_0$ 随 m_{p_s} 的变化曲线. 从这个图中可以看出, PGBs 对总散射截面的修正随着 m_{p_s} 的增大迅速地减小, 它们一般保持较小的数值, 只有在 m_{p_s} 的 150—200GeV 的范围内, 修正的数值才较大些. 特别地, 当 $m_{p_s} = 150\text{GeV}$ 时, 对总散射截面的修正最大, 可以达到 -15.3%.

我们知道, 对于 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 单 top 产生过程的 QCD 修正, 散射截面的理论不确定性仅仅几个百分点. 在 Tevatron 上测得这个过程散射截面的误差大约是 30%^[7]. 而大积分亮度此不确定性降为 6% 左右^[8]. 因此, 在参数 m_{p_s} 的一定取值范围内 (150—200GeV), PGBs 对总散射截面的修正在 Tevatron 上是可以看到的.

作为结论, 我们计算了一代人工色模型中的胶标哥尔斯通玻色子对单 top 产生的单圈修正. 发现相对于树图水平的散射截面, 它对费米实验室 Tevatron 产生的单 top 夸克的总散射截面的最大修正可以达到 -15.3%, 这在高亮度的 Tevatron 上是可以被观察的.

参 考 文 献

- [1] Abe F et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:2626—2631;
Abachi S et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:2632—2637
- [2] Peskin M E. In physics and experiments with linear collider, proceedings of the workshop, Saarlka, Finland, edited by Orava R, Nordberg M (World Scientific, Singapore, 1992), 1991, P.1
- [3] Berends F, Tausk J, Giele W. Phys. Rev., 1993, **D47**:2746—2753
- [4] Willenbrock S, Dicus D. Phys. Rev., 1996, **D54**:155—161;
Ellis R K, Parke S. Phys. Rev., 1992, **D46**:3785—3788;
Bordes G, Van Eijk B. Nucl. Phys., 1995, **B435**:23—58
- [5] Yuan C P. Phys. Rev., 1990, **D41**:42—51
- [6] Cortese S, Pallante E, Petronzio R. Phys. Lett., 1993, **B301**:203—207
- [7] Stelzer T, Willenbrock S. Phys. Lett., 1995, **B357**:125—130
- [8] Smith M, Willenbrock S. Phys. Rev., 1996, **D54**:6696—6702
- [9] Gunion J F et al. The Higgs Hunters' Guide. United Kingdom: Addison-Wesley Publishing Company, 1990, 233—258
- [10] Haber H E, Kane C L. Phys. Rep., 1985, **117**:75—83;
Guion J F, Haber H E. Nucl. Phys., 1986, **B272**:1—12
- [11] Li Chongsheng, Oakes Robert J, Yang Jinmin. Phys. Rev., 1996, **D54**:6883—6889
- [12] Weinberg S. Phys. Rev., 1976, **D13**:974—996; 1979, **D19**:1277—1280;
Suskind L. Phys. Rev., 1979, **D20**:2619—2625
- [13] Farhi E, Suskind L. Phys. Rev., 1979, **D20**:3404—3411;
Dimopoulos S. Nucl. Phys., 1980, **B168**:69—92
- [14] Peskin M E, Takeuchi T. Phys. Rev., 1992, **D46**:381—409
- [15] Eichten E et al. Phys. Rev., 1986, **D34**:1547—1566;
Kuo W C, Young Bin-lin. Phys. Rev., 1990, **D42**:2274—2282
- [16] Peskin M E. Nucl. Phys., 1980, **B175**:197—233;
Binetruy P et al. Phys. Lett., 1981, **B107**:425—428
- [17] Barnett R M et al. Phys. Rev., 1996, **D54**:19—63
- [18] Bohm M, Hollik W, Spiesberger H. Fortschr. Phys., 1986, **34**:687—695;
Hollik W. *ibid*, 1990, **38**:165—178
- [19] Grzad B, Hollik W. Nucl. Phys., 1992, **B384**:101—112
- [20] Axelrod A. Nucl. Phys., 1982, **B209**:349—371
- [21] Beenakker W et al. Nucl. Phys., 1994, **B411**:343—381
- [22] Lai H L et al. Phys. Rev., 1995, **D51**:4763—4782

One Generation Technicolor Model and Single Top Production Process $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ *

Lu Gongru Huang Jinshu Cao Yigang Yue Chongxing

(Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453002)

Abstract One-loop corrections from the Pseudo-Goldstone bosons (PGBs) in the one generation technicolor model (OGTM) to the single top-quark production via $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ at the Fermilab Tevatron are calculated. We find that the maximum corrections to the total cross section for the single top-quark production at the Fermilab Tevatron may reach -15.3% relative to the tree-level cross section, which can be tested at a high-luminosity Tevatron.

Key words one generation technicolor model, pseudo Goldstone bosons, cross section

Received 4 May 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China and the Natural Foundation of Henan Scientific Committee