

# gb→tH<sup>-</sup> 的超对称 QCD 单圈修正和非退耦效应<sup>\*</sup>

万陵德 鲁公儒 高广平<sup>1)</sup>

(河南师范大学物理与信息工程学院 新乡 453002)

**摘要** 在最小超对称标准模型的框架内计算了 gb→tH<sup>-</sup> 过程产生截面的单圈超对称 QCD 修正. 结果发现:若胶子质量和超对称软破缺参数  $\mu$  或  $A_t, A_b$  同量级且趋于很大,就会出现超对称 QCD 的非退耦效应. 大的  $\tan\beta$  值可以提高非退耦的贡献,因此大  $\tan\beta$  情况下,较大的修正结果可能在 Tevatron 和 LHC 上观测到. 非退耦行为的根本原因在于圈图中的某些耦合顶角正比于超对称质量参数.

**关键词** 新物理 软破缺 超对称 QCD 非退耦效应

## 1 引言

虽然在唯象方面标准模型(SM)非常成功,并且得到了大量的实验验证.但它依然只是一个低能有效理论,在能标下必须引入超出标准模型的新物理.标准模型的粒子谱中,无疑 top 夸克和 Higgs 玻色子是通向新物理的关键,因为它们和电弱对称破缺的关系最为密切.对 top 夸克和 Higgs 玻色子性质的研究一直是物理学研究中的前沿课题<sup>[1,2]</sup>.

最小超对称标准模型(MSSM)<sup>[3]</sup>是一个很吸引人的新物理模型.这个模型预言了 5 个物理的 Higgs 玻色子:  $H^0, h^0, A^0$  和  $H^\pm$ , 它们都和 top 夸克存在耦合.显然,我们不难发现 tbH<sup>-</sup> 是一个不同于标准模型的全新的耦合顶角.研究<sup>[4]</sup>表明这种耦合对量子修正很敏感,是研究 MSSM 的一个试探点.强子对撞机上的子过程 gb→tH<sup>-</sup> 可直接产生一个 top 夸克和一个荷电 Higgs 玻色子,所以是对 tbH<sup>-</sup> 顶角<sup>[5]</sup>的一个很好的探测过程.

文中计算了过程 gb→tH<sup>-</sup> 的单圈 SUSY QCD 修正,主要出于如下几点考虑:首先,如果荷电 Higgs 玻色子比较重,  $m_{H^\pm} > m_t + m_b$ , 那么在 Tevatron 和 LHC 上,作为 H<sup>-</sup> 的一个主要产生道<sup>[6]</sup>,过程 gb→tH<sup>-</sup> 会有相当大的产生截面.和其他一些相似过程<sup>[7-11]</sup>一样,这个高能过程的超对称辐射修正(尤其

是 SUSY-QCD 修正)将是很重要的.其次,近期的一些工作<sup>[9-11]</sup>发现:在某些含有 Higgs 玻色子的过程中,SUSY QCD 可能是非退耦的.众所周知,退耦定理<sup>[12]</sup>表明:一个既含轻粒子也含重粒子的量子场理论,在给定条件下,如果在微扰论中将重粒子逐级全部积掉,余下的有效作用量在低于重粒子质量的能标下仍将适用.并且不会显示这些重粒子的任何痕迹.如果在某些情况下 SUSY QCD 表现出非退耦性质,我们希望能有一个正确的理解,因此需要进一步研究 SUSY QCD 的非退耦性.由于 gb→tH<sup>-</sup> 过程对辐射修正比较敏感,所以它是一个研究 SUSY QCD 退耦性的理想过程.

## 2 解析计算

子过程 gb→tH<sup>-</sup> 有 s 和 t 两个反应道.树图振幅为

$$M_0 = M_0^{(s)} + M_0^{(t)}, \quad (1)$$

其中  $M_0^{(s)}$  和  $M_0^{(t)}$  分别表示 s 道和 t 道振幅,来自图 1(a), (b). 解析表达式为

$$M_0^{(s)} = \frac{igg_s V_{tb}}{\sqrt{2} m_w (\hat{s} - m_b^2)} \bar{u}(p_t) [2\eta_t p_b^\mu P_L + 2\eta_b p_b^\mu P_R - \eta_t \gamma^\mu \not{k} P_L - \eta_b \gamma^\mu \not{k} P_R] u(p_b) \epsilon_\mu(k) T_{ij}^a, \quad (2)$$

2002-06-25 收稿

\* 国家自然科学基金(10175017)资助

1) 通讯地址:中国科学院理论物理所, 100080

$$M_0^{(i)} = \frac{igg_s V_{ib}}{\sqrt{2}m_w(\hat{t} - m_i^2)} \bar{u}(p_i) [2\eta_i p_i^\mu P_L + 2\eta_b p_i^\mu P_R - \eta_i \gamma^\mu \not{k} P_L - \eta_b \gamma^\mu \not{k} P_R] u(p_b) \varepsilon_\mu(k) T_{ij}^a. \quad (3)$$

式中  $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$ , 而  $p_i, p_b$  和  $k$  分别代表出射 top 夸克, 入射 bottom 夸克和入射胶子的动量.  $s$  和  $\hat{t}$  是过程的 Mandelstam 变量:

$$s = (p_b + k)^2 = (p_i + p_{H^-})^2, \\ \hat{t} = (p_i - k)^2 = (p_{H^-} - p_b)^2.$$

$T^a$  是  $SU(3)$  色矩阵.  $\tan\beta = v_2/v_1$  为两个 Higgs 二重态的真空期望值的比. 常数  $\eta_{b,i}$  定义为,  $\eta_b = m_b \tan\beta, \eta_i = m_i \cot\beta$ .

过程  $gb \rightarrow tH^-$  的单圈 SUSY QCD 修正的费曼图列在图 1(c)–(n) 中. 计算中使用了维数正规化和 on-mass-shell 重整化方案. 强耦合常数  $g_s$  的重整化条件类似于 QED 中的耦合常数  $e$ , 在零动量转移的极限情况下, 费米子对和光子(胶子)的耦合顶角应恢复到树图结果. 由这一条件很容易得到

$$\frac{\delta g_s}{g_s} = -\frac{1}{2} \delta Z_2^g. \quad (4)$$

式中的  $\delta g_s$  和  $Z_2^g$  为重整化常数. 定义为,  $g_s^0 = g_s + \delta g_s, A_\mu^0 = \sqrt{Z_2^A} A_\mu$ . 其中  $g_s^0$  为强耦合常数的裸量,  $A_\mu^0$  为裸胶子场(没有显含色指标).

包含单圈 SUSY QCD 修正在内, 过程  $gb \rightarrow tH^-$  的重整化振幅为

$$M_{ren} = M_0^{(s)} + M_0^{(t)} + \delta M, \quad (5)$$

其中  $\delta M$  代表单圈 SUSY QCD 修正项, 记为

$$\delta M = \delta M^{V_1^{(s)}} + \delta M^{V_2^{(s)}} + \delta M^{S^{(s)}} + \delta M^{V_1^{(t)}} + \delta M^{V_2^{(t)}} + \delta M^{S^{(t)}} + \delta M^{box}. \quad (6)$$

式中  $\delta M^{V_1^{(s)}}, \delta M^{V_2^{(s)}}$  和  $\delta M^{S^{(s)}}$  分别表示  $s$  道中重整化的顶角  $gbb, tbH^-$  和重整化的传播子.  $t$  道中的  $\delta M^{V_1^{(t)}}, \delta M^{V_2^{(t)}}$  和  $\delta M^{S^{(t)}}$  有同样的含义. 箱图的贡献由  $\delta M^{box}$  表示. 其中任一个  $\delta M^i$  都可分解成如下形式:

$$\delta M^i = \frac{igg_s^3 T_{ij}^a V_{ib}}{16\sqrt{2}\pi^2 m_w} C^i u(p_i) \{ F_1^i \gamma^\mu P_L + F_2^i \gamma^\mu P_R + F_3^i p_b^\mu P_L + F_4^i p_b^\mu P_R + F_5^i p_i^\mu P_L + F_6^i p_i^\mu P_R + F_7^i \gamma^\mu \not{k} P_L + F_8^i \gamma^\mu \not{k} P_R + F_9^i p_b^\mu \not{k} P_L + F_{10}^i p_b^\mu \not{k} P_R + F_{11}^i p_i^\mu \not{k} P_L + F_{12}^i p_i^\mu \not{k} P_R \} u(p_b) \varepsilon_\mu(k). \quad (7)$$

式中的系数  $C^i$  和形状因子  $F_n^i$  分别列在附录 A 和 B 中. 检查所有的紫外发散项, 发现它们是精确相消的, 这也是 MSSM 可重整化的必然结果.

过程的振幅平方为

$$\sum |M_{ren}|^2 = \sum |M_0^{(s)} + M_0^{(t)}|^2 + 2\text{Re} \sum [(M_0^{(s)} M_0^{(t)})^\dagger \delta M],$$

其中

$$\sum |M_0^{(s)} + M_0^{(t)}|^2 = \frac{2g_s^2 g_s^2 |V_{ib}|^2}{N_c m_w^2} \left\{ \frac{1}{(s - m_b^2)^2} \times [(\eta_b^2 + \eta_i^2)(p_b \cdot kp_i \cdot k + 2p_b \cdot kp_b \cdot p_i - m_b^2 p_i \cdot kp_i - m_b^2 p_b \cdot p_i) + 2m_b^2 m_i^2 (p_b \cdot k - m_b^2)] + \frac{1}{(\hat{t} - m_i^2)^2} [(\eta_b^2 + \eta_i^2)(p_b \cdot kp_i \cdot k + m_i^2 p_b \cdot k - m_i^2 p_b \cdot p_i) + 2m_b^2 m_i^2 (p_i \cdot k - m_i^2)] + \frac{1}{(s - m_b^2)(\hat{t} - m_i^2)} [(\eta_b^2 + \eta_i^2)(2p_b \cdot kp_i \cdot k + 2p_b \cdot kp_b \cdot p_i - 2(p_b \cdot p_i)^2 - m_b^2 p_i \cdot k + m_i^2 p_b \cdot k) + 2m_b^2 m_i^2 (p_i \cdot k - p_b \cdot k - 2p_b \cdot p_i)] \right\}, \quad (9)$$

$$\sum (M_0^{(s)} + M_0^{(t)})^\dagger \delta M = -\frac{g_s^2 g_s^4 |V_{ib}|^2}{64 N_c \pi^2 m_w^2} \times$$

$$\sum_{n=1}^{12} \left[ \frac{1}{s - m_b^2} h_n^{(s)} + \frac{1}{\hat{t} - m_i^2} h_n^{(t)} \right] C^i F_n^i.$$

色因子  $N_c = 3$ , 系数  $h_n^{(s)}$  和  $h_n^{(t)}$  可在附录 A 中找到.

过程  $gb \rightarrow tH^-$  的散射截面

$$\sigma(s) = \int_{i_{min}}^{i_{max}} \frac{1}{16\pi s^2} \sum |M_{ren}|^2 d\hat{t},$$

其中

$$i_{max, min} = \frac{m_i^2 + m_{H^-}^2 - s}{2} \pm$$

$$\frac{1}{2} \sqrt{[s - (m_i + m_{H^-})^2][s - (m_i - m_{H^-})^2]}. \quad (12)$$

强子过程  $pp$ (或  $p\bar{p}$ )  $\rightarrow tH^- + X$  的总散射截面可由子过程的散射截面  $\sigma$  得到,

$$\sigma(s) = \int_{\tau_0}^1 d\tau \frac{dL}{d\tau} \sigma(\hat{s} = s\tau), \quad (13)$$

式中  $\tau_0 = (m_i + m_{H^-})^2/s$ , 而  $s$  是  $pp$ (或  $p\bar{p}$ ) 的质心能量平方.  $dL/d\tau$  为部分子亮度

$$\frac{dL}{d\tau} = \int_x^1 \frac{dx}{x} [f_g^a(x, Q) f_b^b(\tau/x, Q) + (g \leftrightarrow b)], \quad (14)$$

其中  $f_b^b$  和  $f_g^a$  分别是质子中 bottom 夸克和胶子的分布函数, 计算中使用的是 CTEQ5L 部分子分布函数<sup>[13]</sup>,  $Q = m_i + m_{H^-}$ .

为了便于看清楚修正结果的大小, 定义比值

$$\Delta_{\text{SQC}} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0},$$

其中  $\sigma_0$  是过程的树图散射截面.

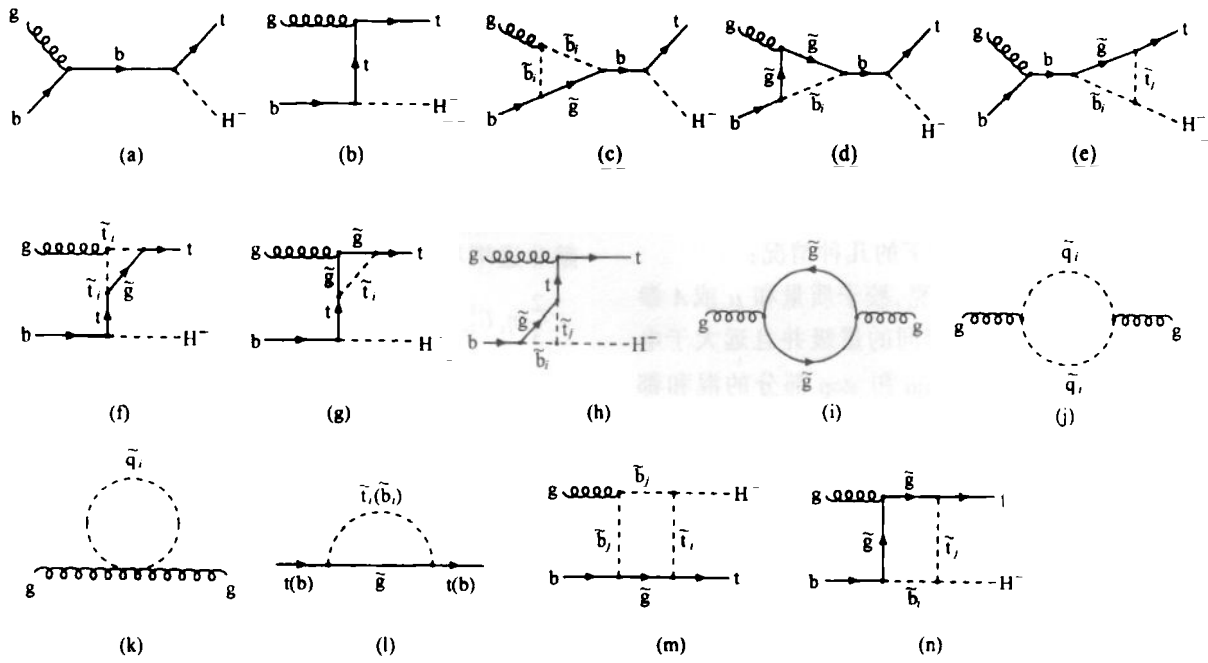


图 1 过程  $gb \rightarrow tH^-$  的单圈 SUSY QCD 修正费曼图

(a)和(b)为树图;(c)–(e)是  $s$  道的单圈顶角图;(f)–(h)是  $t$  道的单圈顶角图;(i)–(l)为自能图;(m),(n)为箱图.

### 3 数值结果

计算中取  $m_w = 80.448\text{GeV}$ ,  $m_z = 91.187\text{GeV}$ ,  $m_t = 176\text{GeV}$ ,  $m_b = 4.5\text{GeV}$ , 双圈跑动耦合常数为  $\alpha_s(Q)$ . 相关的 SUSY 参数有荷电 Higgs 玻色子的质量, 胶子质量和  $\tan\beta$ , 此外还需要 top 和 bottom 的超伴子的质量参数<sup>[14]</sup>.

因此, 包括 stop 和 sbottom 质量矩阵在内的 SUSY 参数为

$$m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{U}}, m_{\tilde{D}}, A_t, A_b, \mu, \tan\beta.$$

将弱本征态  $(\tilde{q}_L, \tilde{q}_R)$  变换成质量本征态  $(\tilde{q}_1, \tilde{q}_2)$ , 得到 stop 和 sbottom 的质量及混合角  $\theta_q$ , 采用约定<sup>[15]</sup>

以完全确定混合角: 如果  $m_{\tilde{q}_L} = m_{\tilde{q}_R}$ , 则  $\theta_q = \frac{\pi}{4}$ ; 如果

$m_{\tilde{q}_L} > m_{\tilde{q}_R}$ , 则  $\theta_q$  平移  $\frac{\pi}{2}$ . 所以,  $\theta_q$  的取值范围落在

$$\text{区间 } -\frac{\pi}{4} \leq \theta_q \leq \frac{3}{4}\pi \text{ 上.}$$

为了看到单圈 SUSY QCD 修正效应的大小, 在 9 维 SUSY 参数空间  $(m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{U}}, m_{\tilde{D}}, A_t, A_b, \mu, \tan\beta, m_{H^-}, m_{\tilde{K}})$  内进行随机撒点扫描. 把  $m_{H^-}, A_t, A_b$  和  $\mu$  限制在低于一个 TeV 的能区内并且要求  $m_{H^-} > 150\text{GeV}$ . 假定其他的 SUSY 质量参数小于  $5\text{TeV}$ . 此外, 也考虑到如下的实验约束:

(1) 最新的  $\mu$  子  $g-2$  的测量结果更倾向于:  $\mu > 0$  和大的  $\tan\beta$  值,  $5 \leq \tan\beta \leq 50$ .

(2) LEP 和 CDF 给出了 stop, sbottom 和胶子的质量下限<sup>[17]</sup>

$$m_{\tilde{t}_1} \geq 86.4\text{GeV}, m_{\tilde{b}_1} \geq 75.0\text{GeV}, m_{\tilde{g}} \geq 190\text{GeV}.$$

(16)

扫描结果见图 2, 从中可以看到, 在大部分参数空间 sbottoms 的混合角都很小而过程的单圈 SUSY QCD 修正效应却可以相当大. 某些参数空间内, 修正可大于 20%. 在 LHC 上, 这样大的修正是不容忽视的.

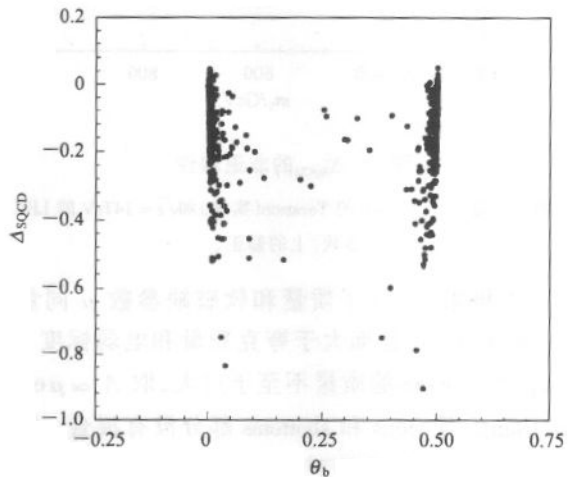


图 2 9 维 SUSY 参数空间内的随机分布撒点 ( $\theta_b$  以  $\pi$  为单位)

### 4 SUSY QCD 的退耦性质

为了通过  $gb \rightarrow tH^-$  过程来研究 SUSY QCD 的退耦性质,看一看在大的 SUSY 参数极限下 SUSY QCD 是否退耦. 首先固定荷电 Higgs 玻色子的质量,  $m_{H^-} = 250\text{GeV}$ , 然后分别讨论如下的几种情况:

(1) 极限 A: 所有的夸克, 胶子质量和  $\mu$  或 A 参数(统一用  $m_s$  标记)具有相同的量级并且远大于电弱标度. 这种情况下, sbottom 和 stop 部分的混和都达到了最大值,  $\theta_t \sim \pm \frac{\pi}{4}, \theta_b \sim \pm \frac{\pi}{4}$ . 顶点  $H^- t_i \bar{b}_j$  中的耦合常数  $\alpha_{ij}$  正比于  $\mu + A_b \tan\beta$  和  $\mu + A_t \cot\beta$  的线性组合. 考虑到, 当  $\mu$  或  $A_{t,b}$  趋于和  $m_s$  同样大时,  $\alpha_{ij}$  正比于  $m_s$ , 当  $m_s \gg \xi$  时, 圈图的标量积分函数  $C_0$  趋于  $-1/2 m_s^2$ . 我们可从顶角  $H^- t b$  的修正中提出  $\alpha_{ij} A_{ij}^{2(L,R)} C_0^2 m_g^2$ , 显然它并不趋于零而是趋于一个非零常数. 这清楚的显示了 SUSY QCD 的非退耦行为.

在图 3 中, 给出了过程  $gb \rightarrow tH^-$  的单圈 SUSY QCD 修正对参数  $m_s$  的依赖. 从图中可以很明显的看到非退耦效应.

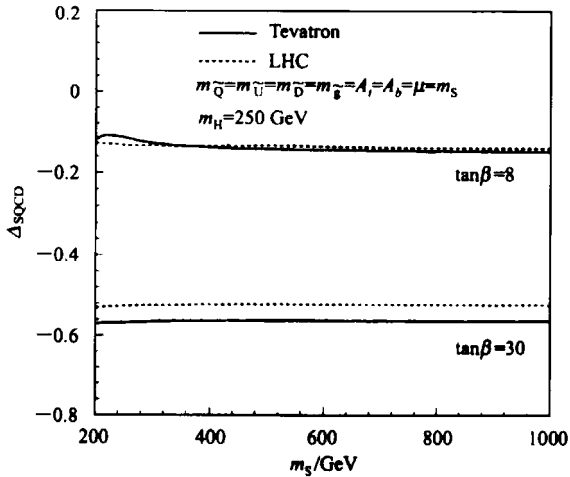


图 3  $\Delta_{SQCD}$  的非退耦性

在质心能量为  $\sqrt{s} = 2\text{TeV}$  的 Tevatron(实线)和  $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$  的 LHC (虚线)上的修正.

(2) 极限 B: 胶子质量和软破缺参数  $\mu$  同量级(统一记为  $m_s$ ), 且远大于夸克质量和电弱标度. 为使 stop 和 sbottom 的质量不至于过大, 取  $A_t \approx \mu \cot\beta, A_b \approx \mu \tan\beta$ , 且 stops 和 sbottoms 部分没有混合. 值得注意的是, 在这种情况下除了极限 A 中讨论的顶角修正外, 箱图中的项  $\alpha_{ij} A_{ij}^{2(L,R)} D_0^2 m_g^2$  也不趋于零. 因为当  $m_g^2 \gg \xi$  时, 四点积分函数  $D_{(0,11)}^2 \rightarrow 1/m_g^2$  ( $l = 1,$

2,3). 而在极限 A 中,  $D_{(0,11)} \rightarrow 1/m_g^4$ , 因此, SUSY QCD 非退耦.

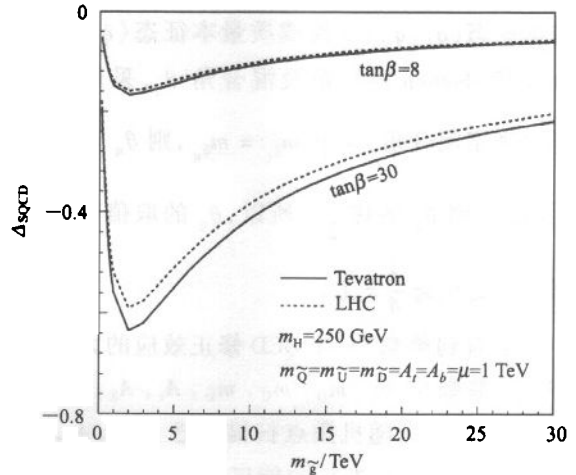
其实, 非退耦的原因和极限 A 中的一样, 都起因于耦合顶点  $H^- t_i \bar{b}_j$  正比于  $m_s$ . 为了充分证明这一点, 我们分析来自顶点  $gbb$  和  $g\tilde{g}\tilde{g}$  的修正项, 看看在 A 和 B 两种极限情况下, 它们是否也有可能贡献非退耦项. 首先, 查看形状因子  $F_3^{(l)}$  中的项:

$$-\frac{2}{3} \eta_l C_{24}^1 - 3 \eta_l \left[ m_g^2 C_0^2 - 2 C_{24}^2 + \frac{1}{2} \right] + \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_l 2\delta Z_R^b \quad (17)$$

这一项事实上趋于零. 此外, 和  $A_b^2$  相关的项都趋于零. 下面将要讨论的极限 C 和 D 中也是如此. 其次, 再来分析方程(23)中的项  $\alpha_{ij} A_{ij}^{2(L,R)} D_0^1 m_g^2$ . 由于大质量极限下, 四点函数  $D_0^1$  总是正比于  $\frac{1}{m_g^4}$  (而极限 B 中的  $D_0^2$  正比于  $\frac{1}{m_g^2}$ ), 因此这一项也不会带来非退耦.

(3) 极限 C: 只有胶子质量趋于很大, 远大于其他的 SUSY 参数和电弱标度. 在这种情况下, 为了简化计算, 取  $m_{\tilde{Q}} = m_{\tilde{U}} = m_{\tilde{D}} = \mu = A_t = A_b = 1\text{TeV}$ . 从图 5 中显然可见 SUSY-QCD 退耦. 因为顶点  $H^- t_i \bar{b}_j$  中的耦合系数  $\alpha_{ij}$  被固定, 当  $m_g^2 \gg \xi$  时三点函数  $C_0^2$  正比于  $\frac{1}{m_g^2} \log \frac{m_s^2}{m_g^2} \left[ 1 + \frac{\xi}{2m_g^2} \right]$ , 因此修正值趋于  $\frac{1}{m_g} \log \frac{m_s^2}{m_g^2}$ .

在这种极限情况下, 由于对撞机束能很高,  $\xi$  可能达到  $s$ , 而且修正项对数递减, 导致退耦过程非常缓慢, 尤其在 LHC 上. 从图 4 的曲线中很容易看到.



修正  $\Delta_{SQCD}$  的退耦行为, 对应于大的  $m_g$  极限, 不同的  $\tan\beta$  值给出不同的曲线组

这一点不同于文献[9—11]中的结果.

(4) 极限 D: 标夸克质量(记为  $m_s$ )远大于其他的 SUSY 参数和电弱标度. 在图 5 中, SUSY QCD 的退耦效应非常明显. 这种情况下, 退耦速度远快于图 4 中的情形. 这一点很容易理解, 因为顶点  $H^-(\bar{t}, \bar{b})$  中的耦合系数  $\alpha_{ij}$  和胶子质量都被固定, 修正项(比如,  $\alpha_{ij} A_{ij}^{2L} C_0^2 m_g$ )趋于  $1/m_s^2$ .

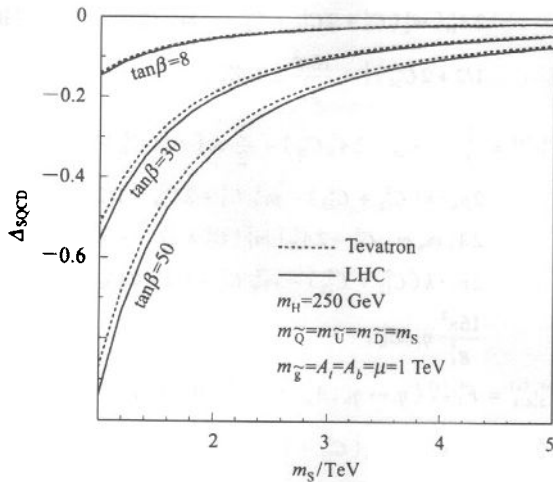


图 5 修正  $\Delta_{\text{SQCD}}$  的退耦行为, 对应于大的夸克质量极限和不同的  $\tan\beta$  值

最后, 补充说明如下几点:

1) 由上面分析发现: 过程  $gb \rightarrow tH^+$  中 SUSY QCD 非退耦行为的根本原因在于, 某些耦合顶点(如  $H^-(\bar{t}, \bar{b})$ ) 正比于 SUSY 质量参数. 这一点类似于标准模型中重 top 夸克的非退耦机制. 其中, top 夸克的 Yukawa 耦合正比于 top 夸克质量.

2) 图 3 中显示的非退耦行为和文献[9, 10]中对一些衰变过程的研究结果是一致的. 尽管过程不同, 但本文中分析的非退耦性质的基本起因同样可以给它们以合理的解释.

3) 由图 3 和图 4 明显地可以看到, 对于大的  $\tan\beta$  值, 修正  $\Delta_{\text{SQCD}}$  可能会相当大. 注意到当单圈贡献过大时, 更高阶圈图的效应也应被考虑进去. 对这个问题见文献[18].

4) 事实上, 这个过程 QCD 修正值<sup>[19]</sup> 也相当可观. 当荷电 Higgs 的质量和  $\tan\beta$  值分别限制在 180—1000 GeV 和 2—50 的范围内时,  $\Delta_{\text{QCD}}$  约为 40%—80%. 显然, 可以和过程的 SUSY QCD 修正值  $\Delta_{\text{SQCD}}$  相比拟. 值得注意的是 QCD 修正总是正的, 然而在大部分 SUSY 参数空间, SUSY QCD 修正都是负的.

## 5 结论

本文计算了 Tevatron 和 LHC 上过程  $gb \rightarrow tH^+$  的 SUSY QCD 辐射修正. 结果表明, 在某些参数空间内过程的单圈 SUSY QCD 修正会相当大而不能忽略. 另外, 文中还详细分析讨论了大的 SUSY 质量参数极限下修正效应的退耦行为, 并发现, 如果胶子质量和软破缺参数  $\mu$  或  $A$  有相同的数量级且趋于很大(远大于其他 SUSY 参数和电弱标度  $M_{\text{EW}}$ ), 就会出现 SUSY QCD 的非退耦效应. 同时也指出了这种非退耦性起因于正比于 SUSY 参数的耦合顶点  $H^-(\bar{t}, \bar{b})$ .

## 参考文献 (References)

- KUANG Y P. HEP & NP, 1999, **23**:110(in Chinese)  
(邝宇平. 高能物理与核物理, 1999, **23**:110)
- LI C S. HEP & NP, 1999, **23**:117(in Chinese)  
(李重生. 高能物理与核物理, 1999, **23**:117)
- Haber H E, Kane G L. Phys. Rept., 1985, **117**:75
- LI C S, YANG J M. Phys. Lett., 1993, **B315**:367; LI C S, HU B Q, YANG J M. 1993, **D47**:2865; YANG J. M., LI C S, HU B Q. Phys. Lett., 1993, **D47**:2872; Coarasa J A et al. Eur. Phys. J., 1998, **C2**:373
- Borzumati F, Kneur J L, Polonsky N. Phys. Rev., 1999, **D60**:115011; JIN L G et al. Phys. Rev., 2000, **D62**:053008
- Bawa A C, Kim C S, Martion A D. Z. Phys., 1990, **C47**:75; Barger V, Phillips R J, Roy D P. Phys. Lett., 1994, **B324**:236; Moretti S, Odagiri K. Phys. Rev., 1997, **D55**:5627
- Guasch J, Jimenez R A, Sola J. Phys. Lett., 1995, **B360**:47; Jimenez R, Sola J. Phys. Lett., 1996, **B389**:53; Coarasa J A, Jimenez R A, Sola J. Phys. Lett., 1996, **B389**:312
- Carena M, Mrenna S, Wagner C E M. Phys. Rev., 1999, **D60**:075010; 2000, **D62**:055008; Belyaev A et al. Phys. Rev., 2002, **D65**:031701; Curiel A et al. Phys. Rev., 2002, **D65**:075006; Alanakyan R A, Grabski V. hep-ph/9711436
- Haber H E et al. Phys. Rev., 2001, **D63**:055004
- Herrero M J, Peñaranda P, Temes D. Phys. Rev., 2001, **D64**:115003
- Dobado A, Herrero M J, Temes D. Phys. Rev., 2002, **D65**:075023
- Appelquist T, Carazzone J. Phys. Rev., 1975, **D11**:2856
- LAI H L et al. Eur. Phys. J., 2000, **C12**:375
- Gunion J F, Harber H E. Nucl. Phys., 1986, **B272**:1
- Djouadi A, Kalinowski J, Spira M. Comp. Phys. Commun., 1998, **108**:56
- Brown H N et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:2227
- Particle Physics Group. Eur. Phys. J., 2000, **C15**:274

- 18 Carena M et al. Nucl. Phys., 2000, **B577**:88; Eberl H et al. Phys. Rev., 2000, **D62**:055006  
 19 ZHU S H. hep-ph/0112109  
 20 't Hooft G, Veltman M. Nucl. Phys., 1979, **B153**:365; Passarino G, Veltman M. Nucl. Phys., 1979, **B160**:151

附录 A

下面给出计算过程中用到的相关系数  $C^l$  和标量函数

相关系数  $C^l$

$$C^{v(s)} = \frac{1}{s - m_b^2}, \quad C^{v(t)} = \frac{1}{t - m_i^2},$$

$$C^{s(s)} = \frac{1}{(s - m_b^2)^2}, \quad C^{s(t)} = \frac{1}{(t - m_i^2)^2}, \quad (A1)$$

$C^{box} = 1$ .

标量函数  $h_n^{(l)}$

$$h_1^{(l)} = 4m_i \eta_i (2p_b \cdot k - p^{(l)} \cdot p_b) - 4m_b \eta_b (p^{(l)} \cdot p_i + p_i \cdot k),$$

$$h_3^{(l)} = 2\eta_i (2p_b \cdot kp_b \cdot p_i - m_b^2 p_i \cdot k - 2p^{(l)} \cdot p_b p_b \cdot p_i) + 2m_b m_i \eta_b (p_b \cdot k - 2p^{(l)} \cdot p_b),$$

$$h_5^{(l)} = 2\eta_i (m_b^2 p_b \cdot k - 2p^{(l)} \cdot p_i p_b \cdot p_i) + 2m_b m_i \eta_b (p_i \cdot k - 2p^{(l)} \cdot p_i),$$

$$h_7^{(l)} = 4\eta_i (p^{(l)} \cdot p_b p_i \cdot k - p^{(l)} \cdot kp_b \cdot p_i - p_i \cdot kp^{(l)} \cdot p_i - 2p_b \cdot kp_i \cdot k) - 4m_b m_i \eta_b p^{(l)} \cdot k, \quad (A2)$$

$$h_9^{(l)} = 4m_i \eta_i p_b \cdot k (p_b \cdot k - p^{(l)} \cdot p_b) - 4m_b \eta_b p^{(l)} \cdot p_b p_i \cdot k,$$

$$h_{11}^{(l)} = 4m_i \eta_i p_b \cdot k (p_i \cdot k - p^{(l)} \cdot p_i) - 4m_b \eta_b p_i \cdot kp^{(l)} \cdot p_i,$$

$$h_{2,4,6,8,10,12}^{(l)} = h_{11}^{(l)} (\eta_b \leftrightarrow \eta_i).$$

式中  $p^{(s)} = p_b, p^{(t)} = p_i$ . 指标  $l$  表示两个不同的反应道  $s$

附录 B

附录 B 中仅列出来自于  $s$  道及箱图的形状因子  $F_n^l$ .

$s$  道的重整化顶角:

$$F_1^{v(s)} = -3\eta_b \{ A_{bi}^l m_{\bar{g}} p_b \cdot k C_0^l + A_{bi}^l m_b [s C_0^l + m_b^2 (C_0^l + 4C_{11}^l + 2C_{21}^l) + 2p_b \cdot k (C_{11}^l + 2C_{12}^l + 2C_{23}^l) - 2m_{\bar{g}}^2 C_0^l - 1 + 4C_{24}^l + m_b p_b \cdot k (C_0^l + C_{11}^l)] \} + \frac{4}{3} A_{bi}^l \eta_b m_b C_{24}^l - \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i m_b (\delta Z_R^b - \delta Z_L^b),$$

$$= \frac{2}{3} \eta_i \{ - [m_b^2 (C_{11}^l + C_{21}^l) + p_b \cdot k (C_{12}^l + C_{23}^l) + C_{24}^l] + A_{bi}^l m_{\bar{g}} m_b (C_0^l + C_{11}^l) +$$

$$2A_{bi}^l [C_{24}^l + p_b \cdot k (C_{12}^l + C_{23}^l)] \} - 3\eta_i \{ [m_b^2 (C_0^l + 2C_{11}^l + C_{21}^l) + m_{\bar{g}}^2 C_0^l - 2C_{24}^l + 1/2] + 2A_{bi}^l m_b m_{\bar{g}} (C_0^l + C_{11}^l) + 2A_{bi}^l [m_b^2 (C_0^l + 2C_{11}^l + C_{21}^l) - m_{\bar{g}}^2 C_0^l - 1/2 + 2C_{24}^l] \} + \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i 2\delta Z_R^b,$$

$$F_7^{v(s)} = \frac{1}{3} \eta_i (C_{24}^l - 2A_{bi}^l C_{24}^l) - \frac{3}{2} \eta_i \{ m_b^2 (C_{21}^l - C_0^l) + 2p_b \cdot k (C_{12}^l + C_{23}^l) - m_{\bar{g}}^2 C_0^l + 2C_{24}^l - 1/2 - 2A_{bi}^l m_b m_{\bar{g}} C_0^l - 2A_{bi}^l [m_b^2 (C_0^l + 2C_{11}^l + C_{21}^l) + 2p_b \cdot k (C_{12}^l + C_{23}^l) - m_{\bar{g}}^2 C_0^l - 1/2 + 2C_{24}^l] \} + \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i \delta Z_R^b,$$

$$F_{7,4,8}^{v(s)} = F_{1,3,7}^{v(s)} (\eta_i \leftrightarrow \eta_b, A_{bi}^l \leftrightarrow -A_{bi}^l, R \leftrightarrow L),$$

$$F_9^{v(s)} = \frac{1}{3} \eta_b [-m_b (C_{11}^l + C_{21}^l) + A_{bi}^l m_{\bar{g}} (C_0^l + C_{11}^l) + 2A_{bi}^l m_b (2C_{12}^l + 2C_{23}^l - C_{11}^l - C_{21}^l)] - 3\eta_b [m_b (C_{11}^l + C_{21}^l) + A_{bi}^l m_{\bar{g}} C_{11}^l + 2A_{bi}^l m_b (C_{11}^l + C_{21}^l - 2C_{12}^l - 2C_{23}^l)],$$

$$F_{10}^{v(s)} = F_9^{v(s)} (\eta_b \rightarrow \eta_i, A_{bi}^l \rightarrow -A_{bi}^l),$$

式中费曼积分的定义为

$$C^1 = C(p_b, k, m_{\bar{g}}, m_{\bar{g}}, m_{\bar{g}}),$$

$$C^2 = C(-p_b, -k, m_{\bar{g}}, m_{\bar{g}}, m_{\bar{g}}),$$

$$C^3 = C(-p_i, -p_{H^+}, m_{\bar{g}}, m_{\bar{g}}, m_{\bar{g}}).$$

$$F_{12}^{v(s)} = \frac{8}{3} a_{\bar{g}} A_{\bar{g}}^{1R} p_b \cdot k C_{12}^3, \quad F_{12}^{v(s)} = F_{12}^{v(s)} (R \leftrightarrow L),$$

$$F_{13}^{v(s)} = \frac{8}{3} a_{\bar{g}} [A_{\bar{g}}^{1L} m_b C_{12}^3 + A_{\bar{g}}^{1R} m_i (C_{11}^l - C_{12}^l) -$$

$$m_{\bar{g}} A_{\bar{g}}^{2L} C_0^3] - \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i [\delta Z_R^b + \delta Z_L^b + 2 \frac{\delta m_i}{m_i}],$$

$$F_{14}^{v(s)} = -\frac{4}{3} a_{\bar{g}} [A_{\bar{g}}^{1L} m_b C_{12}^3 + A_{\bar{g}}^{1R} m_i (C_{11}^l - C_{12}^l) -$$

$$A_{\bar{g}}^{2L} m_{\bar{g}} C_0^3] + \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i [\frac{1}{2} \delta Z_R^b + \frac{1}{2} \delta Z_L^b + \frac{\delta m_i}{m_i}],$$

$$F_{15}^{v(s)} = F_{13,7}^{v(s)} (R \leftrightarrow L, \eta_i \rightarrow \eta_b, \frac{\delta m_i}{m_i} \rightarrow \frac{\delta m_b}{m_b}).$$

$s$  道的重整化传播子:

$$F_1^{s(s)} = \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_b [2m_b p_b \cdot k (\hat{\Sigma}_L^b + \hat{\Sigma}_S^b)],$$

$$F_3^{s(s)} = \frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i [2(\hat{\Sigma}_L^b + m_b^2 \hat{\Sigma}_R^b) + 4m_b^2 \hat{\Sigma}_S^b],$$

$$F_7^{s(s)} = -\frac{16\pi^2}{g_s^2} \eta_i [\hat{\Sigma}_L^b + m_b^2 \hat{\Sigma}_R^b + 2m_b^2 \hat{\Sigma}_S^b],$$

$$= F_{1,3,7}^{s(s)} (\eta_i \leftrightarrow \eta_b, R \leftrightarrow L).$$

箱图的贡献:

$$\begin{aligned}
 F_7^{\text{box}} &= \frac{1}{3} \alpha_{\tilde{g}} A_{\tilde{g}}^{1R} \left\{ 9 \left[ D_{27}^1 + \frac{1}{2} (m_{\tilde{t}}^2 D_{22}^1 + m_{\tilde{b}}^2 D_{23}^1) - p_t \cdot k D_{24}^1 + \right. \right. \\
 &\quad (p_t \cdot k - p_b \cdot k) D_{25}^1 + (p_t \cdot p_b + p_t \cdot k - m_t^2) D_{26}^1 - \\
 &\quad \left. \left. p_t \cdot k (D_{12}^1 - D_{13}^1) - \frac{1}{2} m_{\tilde{g}}^2 D_0^1 \right] - D_{27}^2 \right\}, \\
 F_8^{\text{box}} &= \frac{1}{3} \alpha_{\tilde{g}} \left[ -9 \left[ A_{\tilde{g}}^{1L} m_{\tilde{t}} D_{23}^1 + A_{\tilde{g}}^{1R} m_t (D_{23}^1 - D_{26}^1) - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. A_{\tilde{g}}^{2L} m_{\tilde{g}} D_{13}^1 \right] + A_{\tilde{g}}^{1L} m_t (D_{13}^1 - D_{11}^2 - D_{21}^2 - D_{23}^2 + 2D_{25}^2) - \right. \\
 &\quad \left. A_{\tilde{g}}^{1R} m_t (D_{13}^2 + D_{25}^2 - D_{23}^2) + A_{\tilde{g}}^{2L} m_{\tilde{g}} (D_0^2 + D_{11}^2 - D_{13}^2) \right], \\
 F_9^{\text{box}} &= \frac{1}{3} \alpha_{\tilde{g}} \left[ 9 \left[ A_{\tilde{g}}^{1L} m_t (D_{23}^1 - D_{26}^1) - A_{\tilde{g}}^{1R} m_t (D_{22}^1 + D_{23}^1 - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. 2D_{26}^1) + A_{\tilde{g}}^{2L} m_{\tilde{g}} (D_{12}^1 - D_{13}^1) \right] + A_{\tilde{g}}^{1L} m_{\tilde{t}} (D_{23}^2 - D_{25}^2) - \right. \\
 &\quad \left. A_{\tilde{g}}^{1R} m_t D_{23}^2 + A_{\tilde{g}}^{2L} m_{\tilde{g}} D_{13}^2 \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_7^{\text{box}} &= -\frac{3}{2} \alpha_{\tilde{g}} \left[ A_{\tilde{g}}^{1L} m_{\tilde{b}} D_{13}^1 + A_{\tilde{g}}^{1R} m_t (D_{12}^1 - D_{13}^1) - A_{\tilde{g}}^{2L} m_{\tilde{g}} D_0^1 \right], \\
 F_9^{\text{box}} &= \frac{1}{3} \alpha_{\tilde{g}} A_{\tilde{g}}^{1R} \left[ -9 (D_{23}^1 - D_{25}^1) + D_{13}^2 - D_{12}^2 - D_{24}^2 - D_{23}^2 + D_{25}^2 \right. \\
 &\quad \left. + D_{26}^2 \right], \\
 F_{11}^{\text{box}} &= \frac{1}{3} \alpha_{\tilde{g}} A_{\tilde{g}}^{1R} \left[ 9 (D_{12}^1 - D_{13}^1 + D_{23}^1 + D_{24}^1 - D_{25}^1 - D_{26}^1) + D_{23}^2 \right. \\
 &\quad \left. - D_{26}^2 \right], \\
 F_{2,4,6,8,10,12}^{\text{box}} &= F_{1,3,5,7,9,11}^{\text{box}} (R \leftrightarrow L),
 \end{aligned} \tag{B4}$$

式中  $D$  函数的定义为

$$\begin{aligned}
 D^1 &\equiv D(k, -p_t, -p_{H^-}, m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{b}}), \\
 D^2 &\equiv D(-p_b, -k, p_{H^-}, m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{t}}).
 \end{aligned}$$

其余所有未被列出的形状因子  $F_i^j$  均为零.

### $gb \rightarrow tH^-$ One Loop SUSY-QCD Corrections and Nondecoupling Effects\*

WAN Ling-De LU Gong-Ru GAO Guang-Ping<sup>1)</sup>

(The Physics Department of Hannan Normal University, Xinxiang 453002, China)

**Abstract** In this paper one-loop SUSY QCD radiative correction to  $gb \rightarrow tH^-$  cross section is calculated in the context of Minimal Supersymmetric Standard Model. We found that non-decoupling effects of SUSY QCD will occur if the gluino mass and the SUSY soft breaking parameter  $\mu$  or  $A_t, A_b$  are at the same order and get large. The non-decoupling contribution can be enhanced by large  $\tan \beta$  and therefore large corrections to the hadronic production rates at the Tevatron and LHC are expected in the large  $\tan \beta$  limit. The fundamental reason for such non-decoupling behavior is found to be some couplings in the loops being proportional to SUSY mass parameters.

**Key words** new physics, softbreaking, SUSY QCD, nondecoupling effects

Received 25 June 2002

\* Supported by NSFC(10175017)

1) Mailing address: Institute of Theoretical Physics, CAS, 100080