

过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 的超对称 QCD 残留效应

贾永^{1;1)} 杜霖霖² 张延明² 高广平³

1 (郑州轻工业学院技术物理系 郑州 450002)

2 (河南师范大学物理与信息工程学院 新乡 453007)

3 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 当一个轻黑格斯玻色子除外的所有超对称粒子的质量谱都超重而不可能在目前的强子对撞机上产生时, 就需要寻求其他的途径来探索超对称信号的存在证据. 黑格斯玻色子产生相关过程的超对称粒子虚修正效应提供了可能性. 研究了强子对撞机上轻黑格斯玻色子和一个 bottom 夸克对末态产生过程的超对称 QCD 修正效应. 结果发现, 如果过程相关的超对称粒子胶微子和标夸克太重(大于 TeV 标度) 而不能直接产生, 但是它们对此过程依然有显著的虚修正效应. 尤其是对于大的 $\tan\beta$ 值, 这种残留效应可以为截面带来超过 40% 的修正. 显然这样大的修正结果在将来的强子对撞机上是可观的.

关键词 超对称 QCD 残留效应 截面

1 引言

黑格斯玻色子相关的理论与实验探测几十年来一直都是粒子物理前沿领域的重要课题之一. 粒子物理学家们在标准模型(SM)的理论框架下综合多方面的理论数据对黑格斯玻色子的性质和质量做了精确而严格的限制, 标准模型倾向于一个轻的黑格斯玻色子. 这个结论同样也是最小超对称标准模型(MSSM)^[1]所偏爱的. 将来的强子对撞机对黑格斯玻色子性质和质量的实验探测对于标准模型和最小超对称标准模型都将是一个重要的检验.

强子对撞机上众多的轻黑格斯玻色子产生机制中, bottom 夸克对相关的黑格斯玻色子产生过程, $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$, 显得尤为重要. 对 bottom 夸克的 Yukawa 耦合也可以提供很好的检验. 标准模型下这个过程的产生截面比较小, 这是由于 bottom 夸克质量 m_b 对其 Yukawa 耦合有一个压低作用. 这种情形在双黑格斯二重态的最小超对称标准模型中有所不同, 其中 bottom 夸克的 Yukawa 耦合正比于 $\tan\beta$, 定义为模型中两个双黑格斯二重态^[2]真空期望值 $v_{1,2}$ 的比值 $\tan\beta = v_2/v_1$, 目前的理论和实验都倾向于大 $\tan\beta$ 值,

大 $\tan\beta$ 值将显著抬高黑格斯玻色子的产生截面. 因此在最小超对称标准模型下, 产生道 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 将是一个重要的黑格斯玻色子产生来源. 这个过程直至次领头阶微扰 QCD 修正都已经有了广泛研究^[3-7]. 由于黑格斯玻色子通过这个过程产生的重要性, 本文将在最小超对称标准模型下研究其超对称单圈修正效应. 当然, 其中单圈超对称 QCD 的贡献是主要的.

需要说明的一点是本文并没有完整的计算 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 过程的全部单圈超对称修正, 而是仅仅考虑了 bottom 夸克 Yukawa 耦合 hbb 相关的单圈 SUSY QCD 费曼图的贡献. 五点箱图的计算是比较复杂的. 研究的重点将放在对超对称低能残留效应的讨论上, 也就是重超对称粒子(大于 TeV 标度) 极限情况下的超对称残留效应. 主要出于如下几点考虑:

1) 在最小超对称标准模型中, 除了一个轻黑格斯玻色子之外, 其余所有粒子的超对称伴子可能都比较重以至于目前的实验室条件下根本无法产生并探测到它们, 超对称性的直接实验检验极端困难. 最近 Arkani-Hamed 和 Dimopoulos 提出了一种新的 Split 超对称模型^[8], 尽管在这个模型中由于为了保证规范耦合统一并提供暗物质候选粒子而要求某些费

2005 - 10 - 09 收稿

1) E-mail: yongjia@zzuli.edu.cn

米超伴子(规范微子和黑格斯微子)相对比较轻,但是也无需低于一个 TeV(参看文献[9]).目前的粒子对撞机依然无能为力.这就使得超对称性的直接实验检验根本不现实.如此以来也就只能考虑利用一些其他的手段来间接的寻找超对称性存在的实验证据.在粒子对撞过程中,通过超对称粒子残留效应对物理可观测量的修正影响来揭示超对称性的方法有重要意义.

2) 不幸的是当超对称粒子的质量渐近趋于很重时,大部分过程中的超对称虚效应都将退耦掉,这是由退耦定理^[10]保证的.正如在第三章中的研究讨论结果,只有在黑格斯玻色子和夸克 Yukawa 耦合顶点相关的过程中超对称粒子的虚效应才有可能残留下来.最初对 $h \rightarrow b\bar{b}$ 衰变过程的研究中就得出过类似的结论^[11],我们的研究结果^[12, 13]也为此提供了新的证据.因此强子对撞机上黑格斯玻色子产生过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 是研究超对称残留效应的一个重要过程.

基于上面的讨论,在数值计算过程中仅仅考虑了 $hb\bar{b}$ 耦合相关的 SUSY QCD 单圈图贡献.与过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb + X$ 相比,由于末态额外多出了一个硬 b-jet 从而使得对过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 末态黑格斯玻色子的探测更为容易.如果实验上观测到了黑格斯玻色子(h),其质量也通过胶子-胶子凝聚等过程得以确定,那么本文研究的过程对于实验上精确测量 bottom 夸克 Yukawa 耦合和检验超对称粒子的低能残留效应都有重要指导意义.

事实上,黑格斯玻色子产生过程中超对称残留效应的存在并不意味着超对称粒子具有低能非退耦性.事实上,超对称粒子的低能效应主要残留在超对称黑格斯部分.当 CP-奇黑格斯玻色子的质量 M_A 相对较轻(电弱标度)时,超对称残留效应比较显著,随着 M_A 质量和其他超对称质量参数渐近增大,这种超对称残留的修正效应将趋于零,其理论预言值也将回复到标准模型的预言值.

2 单圈 SUSY QCD 修正

强子对撞机上过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 中,黑格斯玻色子主要通过 $gg \rightarrow hb\bar{b}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow hb\bar{b}$ 两个部分子子过程产生.在 LHC 上,黑格斯玻色子产生截面的贡献主要来自胶子凝聚过程 $gg \rightarrow hb\bar{b}$.这个过程完整的单圈 SUSY QCD 修正包含大量的费曼图,其中还有许多复杂的五点箱图.然而我们知道如此众多的费曼图中真正对超对称的低能残留效应有贡献的图仅仅是那

些 bottom 夸克 Yukawa 耦合相关的单圈修正图.因此实际的数值计算中,只需要考虑那些 $hb\bar{b}$ 相关的费曼图,如图 1, 2 所示.

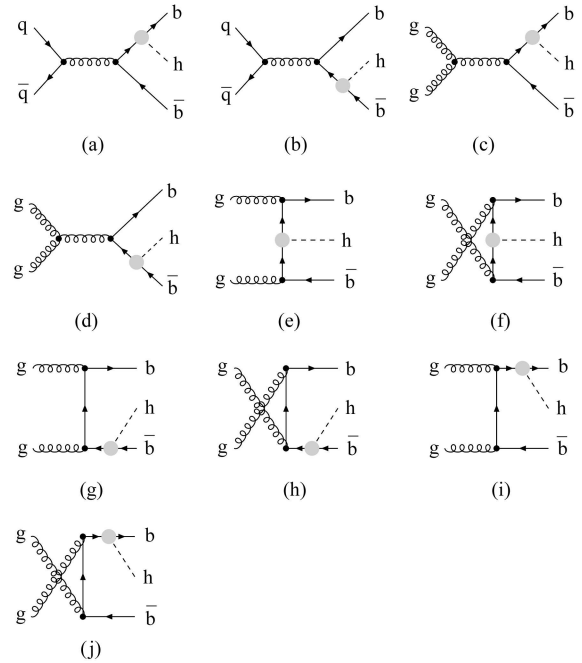


图 1 强子对撞机上 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 黑格斯玻色子产生过程的 $hb\bar{b}$ 耦合顶点相关的单圈 SUSY QCD 修正费曼图
大圆点表示 $hb\bar{b}$ 耦合的单圈 SUSY QCD 修正有效顶点.

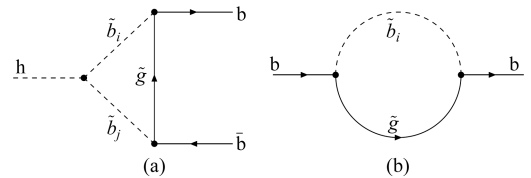


图 2 耦合顶点 $hb\bar{b}$ 的单圈 SUSY QCD 修正费曼图
(a) 顶点的单圈不可约三点图; (b) bottom 夸克的自能圈.

在圈图计算的过程中使用的是维数正规化分离紫外发散,并选择在壳重整化方案加以消除.图 1 中的每个 $hb\bar{b}$ 有效顶点都包含两部分:单圈不可约三点图和相应的抵消项 $\delta V_{hb\bar{b}} = g_{hb\bar{b}}^0 \delta Z$, 其中的 $g_{hb\bar{b}}^0$ 为 $hb\bar{b}$ 顶点的树图耦合, δZ 为下式定义的重重整化常数,

$$\delta Z = \frac{\delta Z_L}{2} + \frac{\delta Z_R}{2} + \frac{\delta m_b}{m_b}, \quad (1)$$

式中的 $\delta Z_{L,R}$ 和 δm_b 分别为 bottom 夸克场和质量的重重整化常数.根据图 2(b) 的单圈自能图,利用质壳重整化条件可以将这些重整化常数抽取出来.

图 1 中每个 $hb\bar{b}$ 有效顶点的抵消项形式都是一样的,具有普遍性.可是虽然图 2(a) 的单圈不可约三

点图有相同的拓扑结构, 但对应于图1中不同的 $hb\bar{b}$ 有效顶点的结果却并不相同. 这是由于它们对外腿动量还有依赖关系. 此外还检查了紫外发散的相消情况, 发现紫外发散是精确抵消的, 这是最小超对称标准模型理论可重整性的必然结果.

在计算中采用的是在壳重整化方案, 其重整化的质量 $m_b = m_b^0 - \delta m_b$ (式中的 m_b^0 为裸质量) 是物理质量, 也就是 bottom 夸克传播子的极点质量^[11, 14–16]. 在壳重整化方案和 \overline{MS} 重整化方案的主要区别在于 \overline{MS} 重整化方案中引入了一个跑动 bottom 夸克质量用来吸收修正的领头阶部分 (比如, QCD 修正中的大对数项)^[16]. 然而 SUSY-QCD 修正计算过程中没有这种大对数项, 通常采用在壳重整化方案 (关于这个问题的详细讨论请参看文献 [14, 15]).¹⁾

黑格斯玻色子产生过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 的单圈 SUSY QCD 重整化振幅可以表示为

$$M = M_0^{q\bar{q}} + \delta M^{q\bar{q}} + M_0^{g\bar{g}} + \delta M^{g\bar{g}}, \quad (2)$$

式中的 M_0 和 δM 分别表示树图振幅和单圈 SUSY QCD 修正的振幅.

通过将这个振幅平方在三体末态相空间的积分可得部分子截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$. 为了确保 Tevatron 和 LHC 的硅顶点探测器可以探测到出射 b-jet 信号, 至少要求其横动量大于 15 GeV, 并且做截割 $|\eta_b| < 2.0$ (Tevatron) 和 $|\eta_b| < 2.5$ (LHC). 强子对撞机上 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 黑格斯玻色子产生的总截面是部分子截面 $\hat{\sigma}$ 的部分子亮度的迭加,

$$\sigma(s) = \int_{\tau_0}^1 d\tau \frac{dL}{d\tau} \hat{\sigma}(\hat{s} = s\tau), \quad (3)$$

其中的积分下限 $\tau_0 = m_h^2/s$, 而 s 是强子对撞机 $pp/p\bar{p}$ 质心能量的平方, $dL/d\tau$ 为部分子亮度.

部分子过程 $q\bar{q} \rightarrow hb\bar{b}$ 的部分子亮度表达式为

$$\frac{dL}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} [f_q^P(x, Q) f_{\bar{q}}^P(\tau/x, Q) + (q \leftrightarrow \bar{q})]. \quad (4)$$

部分子过程 $g\bar{g} \rightarrow hb\bar{b}$ 的部分子亮度表达式为

$$\frac{dL}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} f_g^P(x, Q) f_{\bar{g}}^P(\tau/x, Q), \quad (5)$$

其中 f_q^P 和 f_g^P 分别为夸克和胶子的部分子分布函数. 数值计算中使用的是 CTEQ5L 部分子分布函数^[17], 并且取定因子化标度 Q 等于黑格斯玻色子的质量 $Q = m_h$.

为了便于看清楚过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 的 SUSY-

QCD 修正结果的大小, 定义相对截面 Δ_{SQCD} 为截面比

$$\Delta_{\text{SQCD}} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}, \quad (6)$$

其中 σ_0 是过程的树图的产生截面.

3 数值结果和讨论

数值计算中涉及到的标准模型的相关参数有, $m_W = 80.448 \text{ GeV}$, $m_Z = 91.187 \text{ GeV}$, $m_t = 178 \text{ GeV}$, $m_b = 4.5 \text{ GeV}$, $\sin^2 \theta_W = 0.223$, 以及双圈跑动耦合常数 $\alpha_s(Q)$.

超对称参数中除了胶微子的质量和 $\tan \beta$ 外, 还需要 bottom 夸克的超伴子的质量. 其质量平方的矩阵为^[18]

$$M_b^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{b}_L}^2 & m_b X_b^\dagger \\ m_b X_b & m_{\tilde{b}_R}^2 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中

$$m_{\tilde{b}_L}^2 = m_{\tilde{Q}}^2 + m_b^2 - m_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \cos(2\beta), \quad (8)$$

$$m_{\tilde{b}_R}^2 = m_{\tilde{D}}^2 + m_b^2 - \frac{1}{3} m_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos(2\beta), \quad (9)$$

$$X_b = A_b - \mu \tan \beta, \quad (10)$$

式中的 $m_{\tilde{Q}}^2$ 和 $m_{\tilde{D}}^2$ 分别为左手标夸克二重态 \tilde{Q} 和右手下型标夸克单态 \tilde{D} 的软破缺质量项. A_b 是软破缺项中三线性项 $H_1 \tilde{Q} \tilde{D}$ 的系数, 而 μ 为超势中两个黑格斯二重态的双线性耦合参数. 可见仅标夸克的质量平方矩阵就涉及到了如下的一些超对称参数, $m_{\tilde{Q}}$, $m_{\tilde{D}}$, A_b , μ 和 $\tan \beta$.

利用一个幺正变换将上述质量平方矩阵对角化, 从而将弱相互作用本征态 $\tilde{b}_{L,R}$ 旋转到质量本征态 $\tilde{b}_{1,2}$:

$$\begin{pmatrix} \tilde{b}_1 \\ \tilde{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_b & \sin \theta_b \\ -\sin \theta_b & \cos \theta_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{b}_L \\ \tilde{b}_R \end{pmatrix}, \quad (11)$$

物理的标夸克 $\tilde{b}_{1,2}$ 的质量和相应的混合角 θ_b 为

$$m_{\tilde{b}_{1,2}} = \frac{1}{2} \left[m_{\tilde{b}_L}^2 + m_{\tilde{b}_R}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{b}_L}^2 - m_{\tilde{b}_R}^2)^2 + 4m_b^2 X_b^2} \right], \quad (12)$$

$$\tan 2\theta_b = \frac{2m_b X_b}{m_{\tilde{b}_L}^2 - m_{\tilde{b}_R}^2}. \quad (13)$$

另外, 在计算中还用到了如下的实验限制:

(1) 最新的 μ 子 g-2 实验测量结果^[19] 更倾向于: $\mu > 0$ 和大的 $\tan \beta$ 值, $5 \leq \tan \beta \leq 50$.

1) 如果在 $hb\bar{b}$ 耦合的 SUSY-QCD 修正计算过程中采用 \overline{MS} 重整化方案, 定义一个跑动 bottom 夸克质量来吸收某些 SUSY-QCD 修正效应, 那么无论考虑 SUSY-QCD 修正与否都将得到近似相同的截面比结果 (因为这种做法只不过是转移了某些修正效应, 而总的 SUSY-QCD 修正结果并没有改变).

(2) LEP 和 CDF 实验组给出了黑格斯玻色子, 标夸克 sbottom 和胶微子的质量下限^[20, 21]

$$m_h \geq 114\text{GeV}, m_{\tilde{b}_1} \geq 75.0\text{GeV}, m_{\tilde{g}} \geq 190\text{GeV}. \quad (14)$$

下面就来讨论超对称参数大质量渐近下, 黑格斯玻色子产生过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow h\tilde{b}\tilde{b} + X$ 的 SUSY-QCD 辐射修正结果对超对称参数的依赖行为, 以便对超对称粒子的低能残留效应有更全面而深刻的认识. 将主要讨论两种具有代表性的参数选取情形:

方案 A: 将 M_A 的取值固定在电弱标度, 而让所有其余的超对称质量参数 (统一用 M_{SUSY} 标记) 具有相同的量级并且渐近的远大于电弱标度. 即

$$M_{\text{SUSY}} \equiv M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{D}} = A_b = M_{\tilde{g}} = \mu \gg M_{\text{EW}}. \quad (15)$$

在这组参数选取下标夸克之间的混合是最大的, 也就是 $\theta_b \sim \pm\pi/4$. 图 3 和图 4 给出了不同的 $\tan\beta$ 和 M_A 取值情况下, 相对修正结果 Δ_{SQCD} 对超对称标度参数 M_{SUSY} 的依赖关系. 图 3 和图 4 都显示, 随着 M_{SUSY} 的增大 SUSY-QCD 辐射修正的结果并不趋于零而是趋于一个非零常数, 并且修正结果被大 $\tan\beta$ 值显著太高. 超对称粒子的低能残留效应是显然存在的. 从图 3 中还可以看到, 对应于 $M_A = 200\text{GeV}$ 和 $\tan\beta = 30$ 时, 相对修正结果可以超过 40%¹⁾. 图 4 表明, 超对称粒子的低能残留对黑格斯玻色子质量参数 M_A 比较敏感, 随着 M_A 渐近增大 Δ_{SQCD} 迅速衰减.

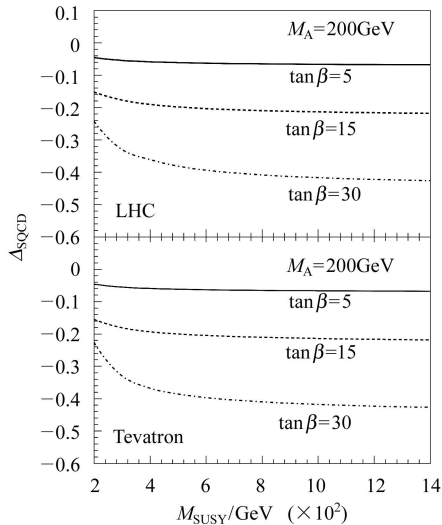


图 3 在 $M_{\text{SUSY}} \equiv M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{D}} = A_b = M_{\tilde{g}} = \mu$ 参数选取下, 固定 $M_A = 200\text{GeV}$ 时相对修正结果 Δ_{SQCD} 对 M_{SUSY} 的依赖曲线, 并取了一组不同的 $\tan\beta$ 值. Δ_{SQCD} 对粒子对撞机的质心能量并不敏感, LHC 和 Tevatron 上的运行结果几乎一致.

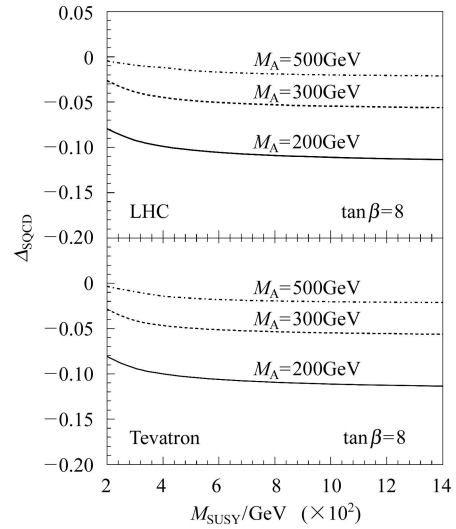


图 4 和图 3 的参数选取相同, 只是固定 $\tan\beta = 8$ 而取了一组不同的 M_A 值. Δ_{SQCD} 对 M_A 取值的依赖关系十分显著.

考虑到当 $M_A > 150\text{GeV}$ 时黑格斯玻色子质量 m_h 对 M_A 并不敏感^[22], 所以固定 M_A 的取值, 改变 M_{SUSY} 便可以得到相应的黑格斯玻色子质量变化范围. 由于模型本身的参数限制, 轻黑格斯玻色子的质量 m_h 只可以在很小的取值范围内变动.

方案 B: 黑格斯玻色子 M_A 的取值同样渐近趋于很大, 也就是所有的超对称质量参数都渐近远大于电弱标度. 即

$$M_{\text{SUSY}} \equiv M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{D}} = A_b = M_{\tilde{g}} = \mu = M_A \gg M_{\text{EW}}. \quad (16)$$

这组参数选取同样有最大的标夸克混合. 图 5 描述了 SUSY QCD 相对修正 Δ_{SQCD} 对超对称质量标度 M_{SUSY} 的依赖曲线. 图 5 中的曲线清楚的表明, 当所有的超对称质量参数都渐近远大于电弱标度, 也就是取定 $M_A = M_{\text{SUSY}}$ 时, 随着 M_{SUSY} 渐近增大 SUSY-QCD 辐射修正将快速退耦掉, 但大的 $\tan\beta$ 值将会略微减慢退耦的速度.

黑格斯玻色子质量 M_A 固定在电弱标度时, 费米子 Yukawa 耦合顶点中超对称粒子低能残留效应存在的根本原因在于这个耦合顶点正比于某些超对称质量参数^[23]. 正如文献[24]中的讨论, bottom 夸克 Yukawa 耦合顶点 $h\tilde{b}\tilde{b}$ 的 SUSY QCD 残留效应正比于 $\tan\beta$. 然而对于 $h\tilde{t}\tilde{t}$ 耦合, 其 SUSY QCD 残留效应则正比于 $\cot\beta$. 黑格斯玻色子产生过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow h\tilde{t}\tilde{t} + X$ 的超对称 QCD 辐射修正的计算完全类似于过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow h\tilde{b}\tilde{b} + X$ 的情形. 我们的计算结果表明这

1) 当单圈修正结果过大时, 就需要考虑更高阶圈图的贡献. 关于这个问题的详悉讨论请参看文献[14, 15].

个黑格斯玻色子产生过程的超对称低能残留效应相当小, 取 $\tan\beta = 5$ 时仅仅约 3%, 并且被大的 $\tan\beta$ 值略微压低. 这么小的修正效应甚至于不能和次领头阶的 QCD 修正^[25–30] 相比, 根本不可能在将来的对撞机上观测到. 可见并非所有的费米子 Yukawa 耦合顶点相关的黑格斯玻色子产生过程的超对称残留效应都是实验可观测的.

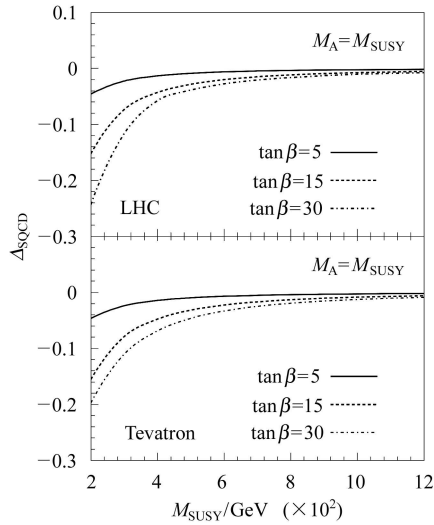


图 5 在 $M_{\text{SUSY}} \equiv M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{D}} = A_b = M_{\tilde{g}} = \mu = M_A \gg M_{\text{EW}}$ 参数选取下相对修正结果 Δ_{SQCD} 随 M_{SUSY} 的变化曲线 (同样取了一组不同的 $\tan\beta$ 值)

4 结论

本文研究了强子对撞机上 bottom 夸克对相关的黑格斯玻色子产生过程 $pp/p\bar{p} \rightarrow hb\bar{b} + X$ 的超对称 QCD 辐射修正. 数值结果表明, 即使过程相关的超对称标粒子都比较重 (大于 TeV 标度) 的情况下, 它们依然可能通过虚修正对过程的产生截面带来显著的影响. 尤其对于大的 $\tan\beta$ 值, 超对称粒子的低能残留效应可以对过程的产生截面带来超过 40% 的修正. 显然, 这么大的辐射修正结果在将来的强子对撞机上是可观测的, 这将为超对称性的发现提供间接的实验证据.

如果在将来的强子对撞机上仅仅找到了一个, 也有可能是几个轻的黑格斯玻色子, 而没有能够直接发现真正的超对称粒子. 那么就说明超对称的破缺标度将相当高, 至少应该在 TeV 标度之上. 要揭示轻黑格斯玻色子的超对称或非超对称性起源就显得极为困难. 虽然, 精细调节问题又冒了出来, 超对称理论将丢掉其解决精细调节问题的优势. 但是正如最近 Arkani-Hamed 和 Dimopoulos 提出的 Split 超对称模型中的讨论, 超对称性的引入并非主要为了解决精细调节问题. 如此以来, 实验上寻找超对称性的一种可能方法就是通过超对称粒子的低能残留效应的观测来提供超对称存在的间接证据. 本文研究了强子对撞机上 bottom 夸克对相关的黑格斯玻色子产生过程的 SUSY QCD 辐射修正, 主要出于以上的理论和实验动机. 我们的研究将对寻找超对称性存在的间接实验证据有重要的指导意义.

参考文献 (References)

- Haber H E, Kane G L. Phys. Rept., 1985, **117**: 75
- Gunion J F, Haber H E. Nucl. Phys., 1986, **B272**: 1; 1986, **B278**: 449[E: 1993, **B402**: 567]; Gunion J F et al. The Higgs Hunter's Guide Addison-Wesley, Reading, MA, 1990
- Dicus D A, Willenbrock S. Phys. Rev., 1989, **D39**: 751; Dicus D et al. Phys. Rev., 1999, **D59**: 094016
- Balazs C, HE H J, YUAN C P. Phys. Rev., 1999, **D60**: 114001
- Dittmaier S, Krämer M, Spira M. Phys. Rev., 2004, **D70**: 074010
- Dawson S et al. Phys. Rev., 2004, **D69**: 074027
- Dawson S et al. hep-ph/0311105
- Arkani-Hamed N, Dimopoulos S. Phys. Rev., 2005, **D70**: 045023
- Senatore L. Phys. Rev., 2005, **D71**: 103510
- Appelquist T, Carazzone J. Phys. Rev., 1975, **D11**: 2856
- Haber H E et al. Phys. Rev., 2001, **D63**: 055004
- CAO J et al. Phys. Rev., 2003, **D68**: 075012
- GAO G et al. Phys. Rev., 2002, **D66**: 015007
- Carena M et al. Nucl. Phys., 2000, **B577**: 88
- Eberl H et al. Phys. Rev., 2000, **D62**: 055006
- Braaten E, Leveille J P. Phys. Rev., 1980, **D22**: 715; Drees M, Hikasa. Phys. Lett., 1990, **B240**: 455
- LAI H L et al (CTEQ Collaboration). Eur. Phys. J., 2000, **C12**: 375
- Gunion J F, Harber H E. Nucl. Phys., 1986, **B272**: 1
- Brown H N et al (Mu g-2 Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 2227
- Barate R et al (ALEPH Collaboration). Phys. Lett., 2001, **B499**: 53; LEP Higgs Working Group. hep-ex/0107029 (LHWG/2001-03)
- Particle Physics Group. Eur. Phys. J., 2000, **C15**: 274
- Dabelstein A. Z. Phys., 1995, **C67**: 495; Heinemeyer S, Hollik W, Weiglein G. Eur. Phys. J., 1999, **C9**: 343; Espinosa J R, Zhang R J. Nucl. Phys., 2000, **B586**: 3; Espinosa J R, Navarro I. Nucl. Phys., 2001, **B615**: 82; Degrandi G, Slavich P, Zwirner F. Nucl. Phys., 2001, **B611**: 403; Brignole A et al. Nucl. Phys., 2005, **B631**: 195

- 23 LI X Y, MA E. J. Phys., 1997, **G23**: 885
24 Dobado A, Herrero M J, Temes D. Phys. Rev., 2002, **D65**: 075023
25 Beenakker W et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 201805
26 Reina L, Dawson S. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 201804
27 Beenakker W et al. Nucl. Phys., 2003, **B653**: 151
28 Reina L, Dawson S, Wackerth D. Phys. Rev., 2002, **D65**: 053017
29 Dawson S et al. Phys. Rev., 2003, **D67**: 071503
30 Dawson S et al. Phys. Rev., 2003, **D68**: 034022

SUSY QCD Residual Effects in $pp \rightarrow bbh$ Process

JIA Yong^{1;1)} DU Lin-Lin² ZHANG Yan-Ming² GAO Guang-Ping³

¹ (Department of Technology Physics, Zhengzhou University of Light Industry, Zhengzhou 450002, China)

² (College of Physics and Information Engineering, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)

³ (Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, Beijing 100080, China)

Abstract If all the supersymmetry particles (sparticles) except a light Higgs boson are too heavy to be directly produced at the Large Hadron Collider (LHC), a possible way to reveal evidence for supersymmetry is through their virtual effects in other processes. We examine such supersymmetric QCD effects in bottom pair production associated with a light Higgs boson at the LHC. We find that if the relevant sparticles (gluinos and squarks) are too heavy to be directly produced well above the TeV scale, they can still have sizable virtual effects in this process. For large $\tan\beta$, such residual effects can alter the production rate by over 40 percent, which should be observable in future measurements of this process at the LHC.

Key words SUSY QCD, residual effects, cross section