

在 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变中 Gluino 和 Squark 的质量效应*

胡炳全 李重生 陈新镛 魏彦省

(重庆大学理论物理研究所, 四川 630044)

摘 要

本文在最小的超对称模型 ($N=1$) 中, 讨论了 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变的单圈修正与 Gluino 质量和 Squark 质量的依赖关系, 以及左手和右手 Squark 混合所产生的影响。计算结果表明, 在某些质量范围内, Gluino 对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变宽度相对于所有强子的分支比的修正可达 3%。

一、引 言

在低能范围内, 所有的实验都与标准模型 (SM) 的预言一致。但是, 在更高的能量区域 SM 是否适用、是否会出现标准模型以外的新物理, 还需要接受实验的进一步精确检验^[1]。由于近期内对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 部分宽度的实验测量可望达到 1% 的精度 (LEP1)。所以, 有关 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变的深入研究对精确检验标准模型、或是探索标准模型外的新物理都具有重要意义。

在标准模型中, $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ 的电弱单圈修正主要受 $Zb\bar{b}$ 顶角修正和斜修正 (Oblique correction) 中与 m_t^2 成正比的项影响。在 $m_t \simeq 2M_Z$ ($m_H < 1\text{TeV}$) 的情况下, 其修正量分别可达 2% 和 1%^[2-4]。所以, 通过将 $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ 的精确计算结果与实验比较, 可以对 top 质量施加一定的约束^[5]。一旦实验确定出 top 质量, $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ 就可以作为精确检验标准模型的依据之一, 或者成为发现新物理的间接证据。

在一些流行的包含新物理的模型中, 我们感兴趣的是标准模型的最小超对称扩充模型 (MSSM)^[6]。在 MSSM 中, 超对称粒子对 $Zb\bar{b}$ 的效应可以用分支比:

$$R_b = \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) / \Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons}), \quad (1)$$

来描述。目前, SLAC 的 Mark II 探测器正在对 R_b 进行测量, 其精度亦在不断提高^[7]。对于重 top 情形, R_b 的精确计算主要依赖于顶角修正, 而与斜修正依赖较弱^[8]。因此, 我们可以将 R_b 参数化为如下表达式^[9]:

$$R_b = 0.2196(1 + 0.78\nabla_{b,\nu}), \quad (2)$$

其中, $\nabla_{b,\nu}$ 可以分成两部分:

本文 1992 年 5 月 25 日收到。

* 国家自然科学基金, 国家教委优秀青年教师基金以及四川省应用基础研究基金资助。

$$\nabla_{b\bar{v}} \equiv \Delta_{b\bar{v}}^{(1)} + \Delta_{b\bar{v}}^{\text{SUSY}}. \quad (3)$$

这里的 $\Delta_{b\bar{v}}^{(1)}$ 为 SM 中的顶角修正的领头项, $\Delta_{b\bar{v}}^{\text{SUSY}}$ 为超对称粒子对 $Zb\bar{b}$ 的顶角修正. 因此, 当 R_b 的实验精度足够高时, 我们就有可能从实验上发现超对称粒子存在的间接证据.

最近, 已有一些作者分别讨论了 MSSM 中带电 Higgs 粒子和带电超对称粒子 Chargino 对 R_b 的贡献^[8,9]. 与 SM 情形类似, 这种带电粒子的贡献的领头项都与 m_t^2 成正比. 在 $m_t = 150\text{GeV}$ 时, 其修正分别可达 1% 和 3%. 但是, 要从 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变过程中找到超对称存在的间接证据, 只考虑与 top 有关的修正是不够的. 还必须考虑到其它超对称粒子的贡献. 特别是强相互作用超对称粒子 Gluino 与 Squark 耦合的贡献. 我们在前一篇文章^[10]中已就一种简单情形(左-右手无混合, Squark 质量简并)讨论了它们对 R_b 的贡献. 结果表明, 在 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变中 Gluino-Squark 耦合效应是不能忽略的. 本文旨在更高的能量区域内, 当考虑到 Squark 间存在混合情形时, 讨论它们对 R_b 的影响.

二、计 算

Gluino-Squark 耦合对 $Zb\bar{b}$ 顶角修正有关的 Squark 是 Sbottom, 记为 \tilde{b} . 左右手的 \tilde{b}_L 和 \tilde{b}_R 通过下列转动变为质量本征态:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{b}_1 &= \cos\theta\tilde{b}_L + \sin\theta\tilde{b}_R, \\ \tilde{b}_2 &= -\sin\theta\tilde{b}_L + \cos\theta\tilde{b}_R. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 θ 即为左手和右手 Sbottom 的混合角. 图 1 所示为 Gluino 对 $Zb\bar{b}$ 顶角修正 (单圈) 的费曼图. 其中 (a) 为树图, (b) 和 (c) 分别是 b 和 \bar{b} 的外线修正, (d) 为顶角修正. 重整化的有效顶角可表示为^[10]:

$$\Gamma^\mu = ie\gamma^\mu(v_b - a_b\gamma_5) \left\{ 1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[F_1^b + \sum_{i=1,2} F_{1i}^b(a_i^2 + b_i^2) \right] \right.$$

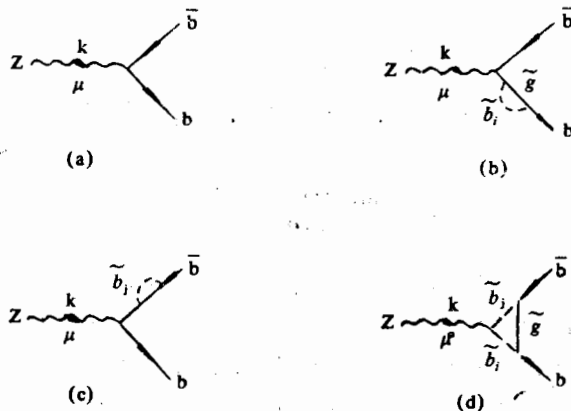


图 1 $Zb\bar{b}$ 顶角的 Gluino 单圈修正费曼图

$$+ 2a_i b_i \gamma_5) + \sum_{i=1,2} F_{ii}^c (a_i^2 - b_i^2) \Big] \Big\} + i e \frac{\alpha_s}{4\pi} (\gamma^\mu F_2 + \gamma^\mu \gamma_5 F_3 + i k_\nu \sigma^{\mu\nu} F_4 + i k_\nu \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 F_5). \quad (5)$$

其中:

$$v_b = \frac{I_b^3 - 2S_w Q_b}{2S_w C_w}, \quad a_b = \frac{I_b^3}{2S_w C_w}, \quad (6)$$

分别为矢量和轴矢量耦合常数(约定: $S_w = \sin \theta_w$, $C_w = \cos \theta_w$). 以及

$$\begin{aligned} a_{1,2} &= (\cos \theta \pm \sin \theta) / \sqrt{2} \\ b_{1,2} &= (\sin \theta \mp \cos \theta) / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (7)$$

(5)式中出现的系数 $F_1^c, F_{ii}^b, F_{ii}^c$ 以及形状因子 $F_i (i = 2, 3, 4, 5)$ 可在文献[10]中找到.

由(5)式我们可以直接得到含有 Gluino-Squark 耦合效应的 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变部分宽度:

$$\Gamma_b^{(Z)} = \Gamma_b^{(0)} (1 + \Delta_{b\bar{v}}^{\text{SUSY}}(\tilde{g})), \quad (8)$$

其中,

$$\Delta_{b\bar{v}}^{\text{SUSY}}(\tilde{g}) = \frac{\alpha_s}{3\pi} (\Delta F_1 + \Delta F), \quad (9)$$

这里:

$$\Delta F_1 = \text{Re}(F_1^c) + \sum_{i=1,2} [(a_i^2 + b_i^2) \text{Re}(F_{ii}^b) + (a_i^2 - b_i^2) \text{Re}(F_{ii}^c)], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Delta F = \frac{1}{(3 - \beta^2)v^2 + 2\beta^2} \Big\{ & 2v(3 - \beta^2) \sum_{i=1,2} a_i b_i \text{Re}(F_{ii}^b) + 2S_w \\ & \cdot C_w [v(3 - \beta^2) \text{Re}(F_2) + 2\beta^2 \text{Re}(F_3) + 6v m_b \text{Re}(F_4)] \Big\}. \end{aligned} \quad (11)$$

式中:

$$\beta^2 \equiv 1 - \frac{4m_b^2}{M_Z^2}, \quad v \equiv -1 + \frac{4}{3} S_w^2.$$

(8)式中 $\Gamma_b^{(0)}$ 为所谓改进后的玻恩近似宽度,即在其计算时我们输入有效 Weinberg 角. 于是,我们有

$$\begin{aligned} R_b &= \frac{\Gamma_b^{(Z)}}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \\ &= 0.2196 [1 + 0.78 \Delta_{b\bar{v}}^{\text{SUSY}}(\tilde{g})]. \end{aligned} \quad (12)$$

三、数值计算与分析

在我们的数值计算中,基本输入参数为: $m_b = 5\text{GeV}$, $M_Z = 91.2\text{GeV}$, $\alpha_s(M_Z) = 0.108$, $G_F = 1.166372 \times 10^{-5}$. 为了讨论方便,我们固定一个 Sbottom 的质量 M_{b_1} 为 100GeV , 另一个质量 M_{b_2} 在 $70 \sim 300\text{GeV}$ 的范围内变化, 而混合角 θ 在 $0^\circ \sim 20^\circ$ 之间取值, Gluino 质量 $m_{\tilde{g}}$ 作为变量在 $70 \sim 300\text{GeV}$ 范围变化. 计算结果如图 2 和 3 所示. 图 2 以 θ 为参数, M_{b_2} 和 $m_{\tilde{g}}$ 为变量; 图 3 以 $m_{\tilde{g}}$ 为参量, θ 为变量, M_{b_2} 取 150

GeV 的固定值。纵轴均为 R_b 。

从总体上讲, 我们的计算结果表明 Gluino-Squark 耦合的效应是使 R_b 减小。文献 [9] 曾指出, $\Delta_{bv}^{\text{SUSY}}(H^\pm)$ 和 $\Delta_{bv}^{\text{SUSY}}(\chi^\pm)$ 是反号的, 并且, Higgs 和 Chargino 抵销后的总效果仍是使 R_b 增加。因此, 在研究 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 过程中超对称的虚效应时, Gluino-Squark 耦合就显得比较重要。从图 2 可以看出, 当 $m_{\tilde{g}} \sim 300\text{GeV}$ 时, R_b 减少至 19%, 与标准模型的预言相比较约减少了 3%。从 R_b 最新的实验值 [7]:

$$R_b = 0.251 \pm 0.049 \pm 0.030 \quad (13)$$

来看, 我们的计算结果是处于实验允许范围的下界。这似乎意味着实验已对 MSSM 的参数 $m_{\tilde{g}}$ 有一定的约束, 但由于 χ^\pm, H^\pm 粒子的质量的不确定性, 故对 \tilde{g} 的这种约束并非很严格。

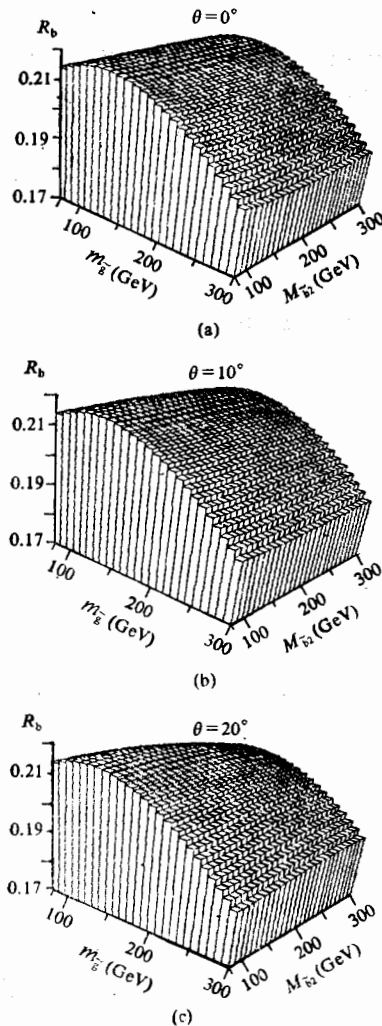


图 2 R_b 与 $M_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{g}}$ 的依赖关系

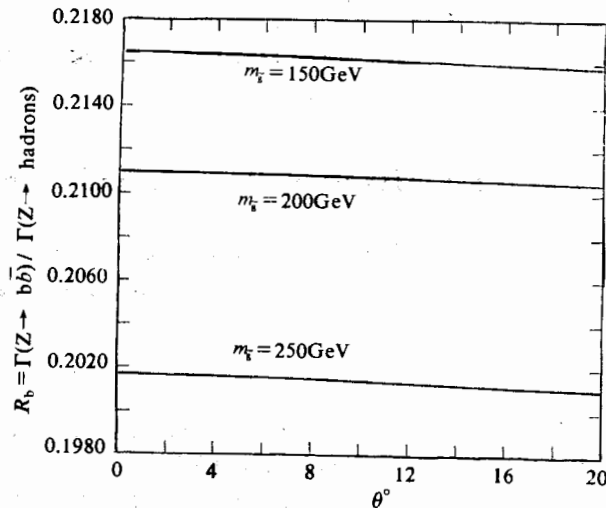


图 3 R_b 与混合角 θ 的依赖关系

从图 2 还可明显看出, R_b 对非简并的 $M_{\tilde{b}_2}$ 的依赖不大, 对混合角 θ 的依赖也不明显。(因此在图 2 我们只给出了部分 θ 值对应的图形)混合的效果一般是使 R_b 减小, 如图 3 所示。这与文献 [9] 对 Stop 的混合的研究结论是相似的。因此, 在 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 过程中 MSSM 的左右手 Squark 混合效应均不明显。

但必须指出, 我们的计算表明, Gluino 质量的效应非常显著, R_b 对 $m_{\tilde{g}}$ 的依赖较强。与标准模型比较, 当 $m_{\tilde{g}} = 300\text{GeV}$ 时, Gluino-Squark 耦合对 R_b 的修正量可达 3%, 相对修正达 15%, 但当 $m_{\tilde{g}} = 150\text{GeV}$ 左右时, R_b 与标准模型的预言十分接近。所以, 通过对 R_b 的精确测量间接给出对 \tilde{g} 质量的约束仍是可能的。

四、结 论

总之,从我们的计算结果可以得到如下结论:(1) Sbottom 混合及其质量效应对 R_b 并不显著。(2) Gluino 的质量效应对全面考虑 R_b 超对称虚修正比较重要, R_b 的精确测量有可能成为 MSSM 有效的间接证据,并给出对 Gluino 质量一定的约束。

参 考 文 献

- [1] W. Hollik, CERN-TH, 5661/90.
- [2] M. Veltman, *Nucl. Phys.*, **B123**(1977), 89.
- [3] A. A. Akhundov, D. Y. Bardin, and T. Riemann, *Nucl. Phys.*, **B276**(1986), 1;
W. Beenakker and W. Hollik, *Z. Phys.*, **C40**(1988), 141.
- [4] F. Boudjema, et al., *Phys. Lett.*, **B233**(1990), 423.
- [5] A. Djouadi, Desy 91-061(June 1991).
- [6] H. E. Haber, *Phys. Rept.*, **117**, Nos. 2-4(1985)75-263.
- [7] Dake. Koelke, SLAC-PUB-5650(Sept. 1991/E).
R. G. Jacobsen, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 3347.
- [8] A. Djouadi, et al., *Nucl. Phys.*, **B349**(1991), 48.
- [9] M. Boulware, et al., *Phys. Rev.*, **D44**(1991), 2054.
- [10] C. S. Li, B. Q. Hu, *Chinese Phys. Lett.*, Vol. 9, No. 6(1992)285.

The Mass Effects of Gluino and Squark On Z Decay Into $b\bar{b}$

HU BINGQUAN LI CHONGHENG CHEN XINYONG WEI YANSHENG

(Institute of Theoretical Physics, Chongqing University Chongqing, Sichuan 630044)

ABSTRACT

We studied the one-loop gluino correction to the process $Z \rightarrow b\bar{b}$ in the minimal supersymmetric standard model ($N = 1$) and investigated the dependence of the process on gluino and squark masses and the effects of L-R Squark mixing. For some values of the masses under study, the correction to the ratio of the $Z \rightarrow b\bar{b}$ partial width to all hadrons' may reach 3%.