

在双 Higgs 模型 III 中研究单举 $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ 衰变过程*

鲁公儒¹⁾ 余先桥

(河南师范大学物理与信息工程学院 新乡 453002)

摘要 在模型 III 中研究了单举 $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ 过程的衰变分支比, 包括领头阶 QCD 修正. 发现由中性 Higgs 玻色子传播的树图贡献在一个合理的参数空间范围内是主要的, 因此这个过程在将来的 B 介子实验中有可能被观察到.

关键词 单举 b 夸克 双 Higgs 模型 III

B 介子的半轻子衰变是一种稀有衰变, 这些过程对新物理比较敏感. 在过去的数年中它引起了人们的极大兴趣, 人们对半轻子衰变 $B \rightarrow X_s l^+ l^-$ 在标准模型、最小超对称标准模型和双 Higgs 模型中已进行了大量的研究^[1-22], 以期检验标准模型或探索可能的新的物理. 另一方面, 目前世界上正在运行的两个 B 介子工厂, KEK 的 BELLE 和 SLAC 的 BaBar, 正在积累越来越多的实验数据, 为理论上对 B 介子的稀有衰变作系统的研究奠定了基础.

本文研究模型 III 中单举的 $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ 衰变过程. 虽然这一过程已有人做过^[21], 但大多数以前的研究都忽略了树图的贡献, 我们计算了树图的贡献并发现一个合理的参数空间范围内树图的贡献是主要的.

先简单介绍一下模型 III. 在模型 III 中, 拉格朗日为^[23]

$$\mathcal{L}_Y = \eta_{ij}^U Q_{iL} \bar{\phi}_1 U_{jR} + \eta_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \phi_1 U_{jR} + \xi_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \bar{\phi}_2 U_{jR} + \xi_{ij}^D Q_{iL} \phi_2 D_{jR} + \text{h.c.}, \quad (1)$$

这里 ϕ_1 和 ϕ_2 代表两个 Higgs 二重态, $\eta_{ij}^{U,D}$ 和 $\xi_{ij}^{U,D}$ 表示 Yukawa 耦合系数, Q_{iL} 是夸克和轻子的二重态, U_{jR}, D_{jR} 是相应的单态. 为了让 ϕ_1 对应于产生费米子质量, ϕ_2 对应于引进新的相互作用, 可以选择 ϕ_1 和 ϕ_2 为^[23]

$$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\begin{pmatrix} 0 \\ v + H^0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sqrt{2}\chi^+ \\ i\chi^0 \end{pmatrix} \right];$$

$$\phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}H^+ \\ H^1 + iH^2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

在这种情况下, ϕ_1 和 ϕ_2 的真真空期望值为

$$\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle = 0, \quad (3)$$

这里 $v = (2\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$, ϕ_1 对应于标准模型的 Higgs 二重态, ϕ_2 产生新物理. H^+ 同时也是带电 Higgs 的质量本征态, 然而 (H^0, H^1, H^2) 却不是中性 Higgs 的质量本征态. (H^0, H^1, H^2) 和质量本征态 (\bar{H}^0, h^0, A^0) 的转换关系为^[23]

$$\begin{aligned} \bar{H}^0 &= [(H^0 - v)\cos\alpha + H^1\sin\alpha], \\ h^0 &= [-(H^0 - v)\sin\alpha + H^1\cos\alpha], \\ A^0 &= H^2. \end{aligned} \quad (4)$$

这里 α 是混合角. 模型 III 中可以存在树图的味改变中性流, 中性味改变耦合系数与带电味改变耦合系数关系为

$$\xi_{\text{charge}}^U = \xi_{\text{neutral}}^U V_{\text{CKM}}, \quad \xi_{\text{charge}}^D = V_{\text{CKM}} \xi_{\text{neutral}}^D \quad (5)$$

和

$$\xi_{\text{neutral}}^{U,D} = (V_L^{U,D})^{-1} \xi^{U,D} V_R^{U,D}. \quad (6)$$

通常把 $\xi_{\text{neutral}}^{U,D}$ 参数化为^[23]

$$(\xi_{\text{neutral}}^{U,D})_{ij} = \lambda_{ij}^{U,D} \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v}, \quad (7)$$

把 $\lambda_{ij}^{U,D}$ 看作基本的自由参数. 耦合系数 $\eta_{ij}^{U,D} = m_i \delta_{ij} / v$.

利用低能有效理论, 首先计算圈图的贡献. 在积分掉一些重粒子(如 t 夸克, Higgs 玻色子, W^\pm, Z^0

2003-05-19 收稿

* 国家自然科学基金(10175017)资助

1) E-mail: grlu@henannu.edu.cn

中间玻色子)后,得到有效哈密顿为

$$H_{\text{eff}} = -4 \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \left\{ \sum_i C_i(\mu) O_i(\mu) + \sum_i C_{Q_i}(\mu) Q_i(\mu) \right\}, \quad (8)$$

这里 $O_i, Q_i (i = 1, \dots, 10)$ 是算符基^[21], $C_i(\mu)$ 和 $C_{Q_i}(\mu)$ 是在标度 μ 处的 Wilson 系数, 可通过有效理论和完全理论匹配求得^[21]. QCD 修正可以利用重整化群方程把 Wilson 系数从 m_W 标度跑到到 m_b 标度来实现^[4, 16, 19, 21].

现在写出在模型 III 中圈图对 $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ 衰变振幅的贡献

$$M^L = \frac{\alpha G_F}{\sqrt{2}\pi} V_{tb} V_{ts}^* \left\{ C_9^{\text{eff}} (\bar{s}\gamma_\mu Lb) \bar{\tau}\gamma^\mu \tau + C_{10} (\bar{s}\gamma_\mu Lb) \bar{\tau}\gamma^\mu \gamma_5 \tau + 2C_7^{\text{eff}} \frac{m_b}{k^2} (\bar{s}i\sigma_{\mu\nu} k^\nu Rb) \bar{\tau}\gamma^\mu \tau + C_{Q_1} (\bar{s}Rb) \bar{\tau}\tau + C_{Q_2} (\bar{s}Rb) \bar{\tau}\gamma_5 \tau \right\}. \quad (9)$$

微分衰变几率为

$$\frac{d\Gamma(b \rightarrow s\tau^+ \tau^-)}{ds} = \Gamma(B \rightarrow X_c \bar{\nu}) \frac{\alpha^2}{4\pi^2 f(m_c/m_b)} \times (1-s)^2 \left(1 - \frac{4t^2}{s}\right)^{1/2} \times \frac{|V_{tb} V_{ts}^*|^2}{|V_{cb}|^2} D(s), \quad (10)$$

其中

$$D(s) = |C_9^{\text{eff}}|^2 \left(1 + \frac{2t^2}{s}\right) (1+2s) + 4|C_7^{\text{eff}}|^2 \left(1 + \frac{2t^2}{s}\right) \left(1 + \frac{2}{s}\right) + |C_{10}|^2 \left[1 + 2s + \frac{2t^2}{s}(1-4s)\right] + 12\text{Re}(C_7^{\text{eff}} C_9^{\text{eff}*}) \left(1 + \frac{2t^2}{s}\right)^{1/2} + \frac{3}{2} |C_{Q_1}|^2 (s - 4t^2) + \frac{3}{2} |C_{Q_2}|^2 + 6\text{Re}(C_{10} C_{Q_2}^*), \quad (11)$$

这里 $t = m_c/m_b$, $f(x)$ 是 $B \rightarrow X_c \bar{\nu}$ 的相空间因子, $f(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x$ ^[4].

在数值计算中, 取了下列参数: $m_c = 1.78\text{GeV}$, $m_b = 4.8\text{GeV}$, $m_s = 175\text{GeV}$, $m_W = 80.26\text{GeV}$, $m_\tau = 0.13\text{GeV}$, $\alpha_{\text{em}}^{-1} = 129$, $\sin^2 \theta_W = 0.23$.

表示新物理的参数取值为: $\bar{\xi}_{bb}^D = 40 m_b$, $\bar{\xi}_u^U = 0.5 m_s$, $\bar{\xi}_{sb}^D = 10 \sqrt{m_s m_b}$, $\xi_\pi^D = 0.8\text{GeV}$, $m_{H^\pm} =$

200GeV , $m_{h^0} = 80\text{GeV}$, $m_{A^0} = 100\text{GeV}$ 和 $m_{H^0} = 150\text{GeV}$. 这些新物理参数虽不精确但在一定程度上是合理的^[23-27].

从方程(9), 计算出圈图对衰变分支比的贡献为

$$Br^L(b \rightarrow s\tau^+ \tau^-) \simeq 1.03641 \times 10^{-6}. \quad (12)$$

现在讨论树图的贡献. 中性 Higgs 玻色子 h_0 和 A_0 对 Wilson 系数 C_7 贡献的计算和 $C_7^H(m_W)$ 的计算方法相似. 需要计算单圈顶角图 $b-s-\gamma$; 这些图的发散部分相抵消. 利用费曼积分函数的近似表达式, 得到

$$C_7^{h_0}(m_W) = (V_{tb} V_{ts}^*)^{-1} \sum_{i=d,s,b} \frac{Q_i}{2} (\xi_{si}^D \cos\alpha - \bar{\eta}_{si}^D \sin\alpha) (\bar{\xi}_{ib}^D \cos\alpha - \bar{\eta}_{ib}^D \sin\alpha) \times \left\{ \frac{1}{m_b m_i} \left[\frac{3x_{ih_0} - x_{ih_0}^2}{4(1-x_{ih_0})^2} + \frac{x_{ih_0}}{2(1-x_{ih_0})^3} \ln x_{ih_0} \right] + \frac{1}{m_i^2} \left[\frac{x_{ih_0}^3 - 5x_{ih_0}^2 - 2x_{ih_0}}{24(1-x_{ih_0})^3} - \frac{x_{ih_0}^2}{4(1-x_{ih_0})^4} \ln x_{ih_0} \right] \right\},$$

$$C_7^{A_0}(m_W) = (V_{tb} V_{ts}^*)^{-1} \sum_{i=d,s,b} \frac{Q_i}{2} \xi_{si}^D \xi_{ib}^D \times \left\{ -\frac{1}{m_b m_i} \left[\frac{3x_{iA_0} - x_{iA_0}^2}{4(1-x_{iA_0})^2} + \frac{x_{iA_0}}{2(1-x_{iA_0})^3} \ln x_{iA_0} \right] + \frac{1}{m_i^2} \left[\frac{x_{iA_0}^3 - 5x_{iA_0}^2 - 2x_{iA_0}}{24(1-x_{iA_0})^3} - \frac{x_{iA_0}^2}{4(1-x_{iA_0})^4} \ln x_{iA_0} \right] \right\}. \quad (13)$$

这里 $x_{ih_0} = m_i^2/m_{h_0}^2$, $x_{iA_0} = m_i^2/m_{A_0}^2$. m_i 和 Q_i 分别是下类夸克 ($i = d, s, b$) 的质量和电荷. 方括号中的项来自费曼积分函数, 这是与文献[21]结果的主要差别. 这些表达式显示与文献[21]相反的结果: 中性 Higgs 玻色子对 Wilson 系数 C_7 的贡献很小. 因此没有必要像文献[21]那样假定 $\xi_{ib}^D \xi_{is}^D \ll 1$ 和 $\xi_{ib}^D \xi_{ib}^D \ll 1$ ($i = d, s, b$). 这意味着耦合系数 $\bar{\xi}_{ib}^D$ 可能较大并且由中性 Higgs 玻色子传播的树图贡献不能忽略. 下面给出树图对 $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ 衰变振幅的贡献:

$$M^\tau = \frac{\alpha G_F}{\sqrt{2}\pi} V_{tb} V_{ts}^* [C_{Q_1}^\tau (sRb) \tau\tau + C_{Q_1}^\tau (\bar{s}Lb) \bar{\tau}\tau + C_{Q_2}^\tau (sRb) \bar{\tau}\gamma_5 \tau - C_{Q_2}^\tau (\bar{s}Lb) \tau\gamma_5 \tau], \quad (14)$$

式中

$$C_{Q_1}^\tau = \eta^{-12/23} (V_{tb} V_{ts}^*)^{-1} \frac{2\pi}{\alpha_{em}} \bar{\xi}_{sb}^D \times \left[\frac{1}{m_{H^0}^2} \cos\alpha (\xi_{\tau\tau}^D \cos\alpha - \eta_{\tau\tau}^D \sin\alpha) + \frac{1}{m_{H^\pm}^2} \sin\alpha (\bar{\xi}_{\tau\tau}^D \sin\alpha + \eta_{\tau\tau}^D \cos\alpha) \right],$$

$$C_{Q_2}^\tau = -\eta^{-12/23} (V_{tb} V_{ts}^*)^{-1} \frac{2\pi}{\alpha_{em} m_{H^0}^2} \bar{\xi}_{sb}^D \xi_{\tau\tau}^D. \quad (15)$$

从方程(14),得到树图对衰变分支比的贡献为

$$Br^\tau(b \rightarrow s\tau^+ \tau^-) \simeq 4.08269 \times 10^{-6} \quad (16)$$

比较方程(12)和(16),可以看出树图的贡献是最主要的,把两者的贡献加在一块,得到

$$Br(b \rightarrow s\tau^+ \tau^-) \simeq 5.1191 \times 10^{-6}. \quad (17)$$

这比标准模型的预言^[18,28]大约大一个数量级,因此有可能在未来的 B 介子工厂实验中被观察到. 本计算同时还表明:当 $0 < \bar{\xi}_{\tau\tau}^D < 1$ (GeV) 时, $1.03527 \times 10^{-6} < Br(b \rightarrow s\tau^+ \tau^-) < 7.41592 \times 10^{-6}$. 当 $\bar{\xi}_{\tau\tau}^D = 0.4$ GeV 时,大约 50% 的衰变分支比来自树图的贡献,随着 $\xi_{\tau\tau}^D$ 值的增加,树图的贡献逐渐占主要地位.

最后得到的结论为:在 $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ 衰变过程中,由中性 Higgs 玻色子传播的树图贡献在一个合理的参数空间范围内是主要的,因此这个过程在将来的 B 介子实验中有可能被观察到.

参考文献 (References)

- 1 HOU W S, Willey R S, Soni A. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**:1608
- 2 Deshpande N G, Trampetic J. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**:2583
- 3 Lim C S, Morozumi T, Sanda A I. Phys. Lett., 1989, **B218**:343
- 4 Grinstein B, Savage M J, Wise M B. Nucl. Phys., 1989, **B319**:271
- 5 Dominguez C, Paver N, Riazuddin. Phys. Lett., 1988, **B214**:459
- 6 Deshpande N G et al. Phys. Rev., 1989, **D39**:1461
- 7 Jaus W, Wyler D. Phys. Rev., 1990, **D41**:3405
- 8 Bertolini S et al. Nucl. Phys., 1991, **B353**:591
- 9 O'Donnell P J, Tung H K K. Phys. Rev., 1991, **D43**:2067
- 10 Paver N, Riazuddin. ICTP Trieste report, 1991
- 11 Ali A, Mannel T, Morozumi T. Phys. Lett., 1991, **B273**:505
- 12 Deshpande N G. Phys. Lett., 1993, **B308**:322
- 13 Ali A, Giudice G F, Mannel T. Z. Phys., 1995, **C67**:417
- 14 Greub C et al. Phys. Lett., 1995, **B346**:149; LIU D. Univ. of Tasmania Report, 1995; Burdman G. Phys. Rev., 1995, **D52**:6400; Okada Y et al. Phys. Lett., 1997, **B405**:297
- 15 Misak M. Nucl. Phys., 1993, **B393**:23; Erratum. Nucl. Phys., 1995, **B439**:461
- 16 Buras A J, Münz M. Phys. Rev., 1995, **D52**:186
- 17 Deshpande N G et al. Phys. Lett., 1996, **B367**:362; Cho P et al. Phys. Rev., 1996, **D54**:3329
- 18 Hewett J L. Phys. Rev., 1996, **D53**:4964
- 19 DAI Y B et al. Phys. Lett., 1997, **B390**:257; HUANG C S et al. hep-ph/0006250
- 20 Logan H E, Nierste U. Nucl. Phys., 2000, **B586**:39
- 21 Ilhan E O, Turan G. Phys. Rev., 2001, **D63**:115007
- 22 XIONG Zhao-Hua, YANG Jin-Min. Nucl. Phys., 2002, **B628**:193
- 23 Atwood D et al. Phys. Rev., 1997, **D55**:3156; 1996, **54**:3296
- 24 Bowser-Chao David et al. Phys. Rev., 1999, **D59**:115006
- 25 Igo-Kemenes P. for the LEP Working Group on Higgs Boson Searches. Talk at the LEPC Open Session, 2000
- 26 CAO Jun-Jie et al. Phys. Rev., 2000, **D64**:014012
- 27 CHEN S et al (CLEO Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2001, **87**:251807; Abe K et al (BELLE Collaboration). Phys. Lett., 2001, **B511**:151; Auber B et al (BABAR Collaboration). hep-ex/0207076 Ali A. hep-ph/9709507

Inclusive $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ Decay in Two Higgs Doublet Model III *

LU Gong-Ru¹⁾ YU Xian-Qiao

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

Abstract We study the branching ratio of the inclusive $b \rightarrow s\tau^+ \tau^-$ decay in two Higgs doublet model III, including leading order QCD corrections. We find that neutral Higgs bosons mediated tree level diagrams dominate the decay within reasonable parameter space and thus the process might be observed in future B mesons experiments.

Key words inclusive, b quark, Higgs doublet model III

Received 19 May 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10175017)

1) E-mail: grlu@henannu.edu.cn