

具有标量粒子的人工色模型下稀有 辐射衰变 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的研究

熊兆华 陈和生 卢亮

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

鲁公儒

(河南师范大学物理系 新乡 453002)

摘要 在具有标量粒子的人工色模型下计算了遍举衰变 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的 $O(\alpha_s)$ 修正. 发现当使用 ALEPH 实验数据时, 此模型预言的衰变宽度可以减少到标准模型值的 50%. CLEO 实验下限与标准模型值相比较减少了 33%, 它比 $B \rightarrow \bar{B}$ 混合对此模型参数空间的限制更严. 此模型预言的 $b \rightarrow X_s \gamma$ 分支比在部分参数空间上与标准模型有大的偏差, 有望在即将投入运行的升级 CLEO 探测器和 B 介子工厂上观察到.

关键词 具有标量粒子的人工色模型 $b \rightarrow X_s \gamma$ 衰变 QCD 修正

1 引言

有关分支比 $Br(b \rightarrow X_s \gamma)$ 的理论研究和实验在最近两年里已取得了很大的进展. 分支比的计算不再停留在领头阶^[1], 次领头阶计算已经完成^[2,3]. 四年前由 CLEO 实验组通过测量 B 介子的弱辐射衰变而获取的遍举分支比 $(2.32 \pm 0.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$ 现已被该组的最新结果¹⁾

$$Br(b \rightarrow X_s \gamma) = (3.15 \pm 0.35 \pm 0.26) \times 10^{-4} \quad (1a)$$

所代替. ALEPH 实验组也给出了相近的结果, 但具有较大的误差^[4]

$$Br(b \rightarrow X_s \gamma) = (3.11 \pm 0.80 \pm 0.72) \times 10^{-4}. \quad (1b)$$

在标准模型下, 只在圈图水平上存在的 B 介子稀有辐射衰变一直允许超出标准模型的新物理——如人工色模型的存在. 与那些早期的人工色模型不同, 具有标量粒子的人工色模型^[5-8] 能在不破坏自然性和不与 ρ 参数和 $Z \rightarrow b \bar{b}$ 衰变分支比的实验结果相矛盾的前提

1999-06-28 收稿

* 国家自然科学基金资助(19755001, 19555003, 19675047)

1) W. Hollik, Talk Given at the 29th Int. Conf. on High Energy Phys. (ICHEP98), Vancouver, Canada July 23-29, 1998

下,对大的顶夸克质量作出解释,因此遍举衰变 $b \rightarrow X_s \gamma$ 有望成为限制此模型中未知参数取值范围的强有力工具. 本文使用具有标量粒子的人工色模型,在次领头阶水平上计算了遍举衰变 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的衰变分支比,并用最新的实验数据对该模型的参数空间进行进一步的限制. 尽管此过程的领头阶计算已被用于限制此模型^[7],但考虑到上面提到的进展,我们认为这个工作是有价值的.

2 具有标量粒子的人工色模型

在具有标量粒子的人工色模型中,将要研究的过程不仅有标准模型中粒子的贡献,而且还有至少一个荷电物理标量粒子的贡献. 在此将着重对计算所需要的量进行说明,有关此模型的详细介绍看文献[5,6].

具有标量粒子的人工色模型的规范结构是直接把人工作群和标准模型的规范群相乘,得到 $SU(N)_{TC} \times SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ^[3]. 人工色单态粒子即普通的费米子与标准模型中的费米子完全相同. 人工色部分由遵循 $SU(2)_W$ 变换的两个人工味 p 和 m 组成. 除了上述的粒子谱,还存在与普通的费米子和人工费米子作用的标量二重态 ϕ . 当人工费米子凝聚,该标量产生一个真空期待值,从而使普通的费米子获得质量.

作为 p 和 m 约束态的同位旋三重态标量粒子能与 ϕ 的三重态组分发生混合. 一种线性混合变成了 W 和 Z 的径向部分,而正交的线性混合构成了低能理论中的物理同位旋三重态标量粒子 π_p . 具有标量粒子的人工色模型中荷电标量 π_p^\pm 与费米子耦合的拉格朗日为

$$\mathcal{L}_\pi = -\frac{ig}{\sqrt{2}m_w} \frac{f}{f'} \{ \pi_p^+ [\bar{U}_{Li} V_{ij} m_{Dj} D_{Rj} + \bar{U}_{Rj} m_{Uj} V_{ji} D_{Li}] + m_l \bar{\nu}_{Li} l_{Ri} + \text{h.c.} \}, \quad (2)$$

这里, U, D, l 和 m_U, m_D, m_l 分别代表上、下夸克场和对角化的夸克质量矩阵, f 为人工 π 介子的衰变常数, f' 是标量的真空期待值, π_p 表示标量场, V_{ij} 为 CKM 矩阵元.

从文献[6]中的手征拉格朗日可以得出荷电标量粒子的质量. 在最低阶,

$$m_{\pi_p}^2 = 2\sqrt{2}(4\pi f/f')v^2 h, \quad (3)$$

$v = 246 \text{ GeV}$ 为电弱标度. f' 和 f 满足关系

$$f^2 + f'^2 = v^2. \quad (4)$$

这里 $h = (h_+ + h_-)/2$ 为标量与 $p(h_+)$ 和 $m(h_-)$ 的 Yukawa 耦合的平均值, c_1 是量级为 1 的系数. 一般说来, f 和 f' 依赖于 h_+, h_-, M_ϕ 和 λ 的取值. M_ϕ 为标量二重态 ϕ 的质量, λ 为 ϕ^4 耦合常数. 人们已在两种极限下对此模型进行了研究: (I) λ 很小可以忽略^[5], (II) M_ϕ 很小可以忽略^[6]. 在这两种限制下对此模型进行研究的好处是在最低阶唯象的结果仅依赖于 h , 而不依赖于 h_+ 和 h_- 的差值.

如果把 σ 场(ϕ 的同位旋标量成分)最大的 Coleman-Weinberg 修正包含在手征拉格朗日^[6]中,可得到约束条件

$$\tilde{M}_\phi f' + \frac{\tilde{\lambda}}{2} f'^3 = 8\sqrt{2}\pi c_1 h f^3 \quad (5)$$

和限制 (I) 下同位旋标量的质量

$$m_s^2 = \widetilde{M}_\dagger^2 + \frac{1}{3\pi^2} \left[3 \left(\frac{m_t}{f'} \right)^4 + 2Nh^4 \right] f'^2, \quad (6)$$

以及限制 (II) 下同位旋标量的质量

$$m_s^2 = \frac{3}{2} \widetilde{\lambda} f'^2 - \frac{1}{8\pi^2} \left[3 \left(\frac{m_t}{f'} \right)^4 + 2Nh^4 \right] f'^2. \quad (7)$$

其中, m_t 是顶夸克的极点质量, $\widetilde{M}_\dagger, \widetilde{\lambda}$ 为移动后的标量质量和耦合常数. 唯象的结果可以用 $(\widetilde{M}_\dagger, h)$ (限制 (I)) 和 $(\widetilde{\lambda}, h)$ (限制 (II)) 来描述. 本文将选择两个物理参量 (m_s, h) 在两种限制下对此模型进行研究. 这种选择有一些优势: 第一, 对一定的不很小的 $M_\dagger(\lambda)$ 能看出参数空间的形状; 第二, 当使用标准模型中 Higgs 质量的限制去约束同位旋标量的质量、且这种限制发生了变化时, 只需要移动垂直线就能得到新的参数空间, 而不必进行冗长的计算.

3 稀有辐射衰变 $b \rightarrow X_s \gamma$

通过积掉重的自由度即顶夸克、 W 玻色子以及标量粒子 π_p 来获得具有标量粒子的人工色模型中的五夸克低能有效理论. 在 $m_s = 0$ 近似下, $b \rightarrow s \gamma$ 过程的有效哈密顿量为^[1-3]:

$$H = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} v_{tb} v_{ts}^* \sum_{i=1}^8 C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu). \quad (8)$$

式中的算符 $\mathcal{O}_i(\mu)$ 具有与标准模型相同的形式.

一般说来, 在超出标准模型的理论中将会有新的粒子, 这些新粒子的贡献以在微扰标度 m_w 下有效哈密顿量中的 Wilson 系数 $C_i(\mu)$ 具有与标准模型不同的形式为特征. 可将 Wilson 系数 $C_i(\mu)$ 按 α_s 的幂次展开, 并分成 $C_i(\mu)_{\text{SM}}$ 和 $C_i(\mu)_{\text{TC}}$ 两部分:

$$C_i(\mu) = C_i^0(\mu) + \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} C_i^1(\mu) + \dots = C_i(\mu)_{\text{SM}} + C_i(\mu)_{\text{TC}}, \quad (9)$$

$C_i^0(\mu)$ 是具有标量粒子的人工色模型的领头阶 Wilson 系数, $C_i^1(\mu)$ 出现在次领头阶计算中; TC 代表来自具有标量粒子的人工色模型的额外的贡献, SM 代表标准模型的预言. 在 $\mu = m_w$ 下领头阶 Wilson 系数能写成^[1]

$$\begin{aligned} C_2^0(m_w) &= 1, \\ C_i^0(m_w) &= 0 \quad \text{for } i = 1, 3, 4, 5, 6, \\ C_7^0(m_w) &= -\frac{1}{2} A(m_t^2/m_w^2) + \left(\frac{f}{f'}\right)^2 \left[B(m_t^2/m_{\pi_p}^2) - \frac{1}{6} A(m_t^2/m_{\pi_p}^2) \right], \\ C_8^0(m_w) &= -\frac{1}{2} D(m_t^2/m_w^2) + \left(\frac{f}{f'}\right)^2 \left[E(m_t^2/m_{\pi_p}^2) - \frac{1}{6} D(m_t^2/m_{\pi_p}^2) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

函数 A, B, D, E 可在文献[1]中找到. 显然, 公式(10)中与 $\left(\frac{f}{f'}\right)^2$ 相关的项来自具有标量粒子人工色模型中荷电标量 π_p 的贡献. 使用与标准模型相同的方法, 推得 m_w 标度下次

领头阶 Wilson 系数为

$$\begin{aligned}
 C_1^1(m_w) &= 15, \\
 C_i^1(m_w) &= 0 \quad \text{for } i = 2, 3, 5, 6, \\
 C_4^1(m_w) &= F(m_i^2/m_w^2) + \left(\frac{f}{f'}\right)^2 G(m_i^2/m_{\pi_p}^2), \\
 C_7^1(m_w) &= H(m_i^2/m_w^2) + \left(\frac{f}{f'}\right)^2 [I_1(m_i^2/m_{\pi_p}^2) + I_2(m_i^2/m_{\pi_p}^2) \ln(m_i^2/m_w^2)], \\
 C_8^1(m_w) &= J(m_i^2/m_w^2) + \left(\frac{f}{f'}\right)^2 [K_1(m_i^2/m_{\pi_p}^2) + K_2(m_i^2/m_{\pi_p}^2) \ln(m_i^2/m_w^2)],
 \end{aligned} \tag{11}$$

并且

$$\begin{aligned}
 F(x) &= \frac{1}{12(x-1)^3} \left[-\frac{2(9x^2 - 16x + 4)}{x-1} \ln x - 7x^3 + 35x^2 - 42x + 8 \right], \\
 G(x) &= \frac{x}{36(x-1)^3} \left[\frac{6(3x-2)}{x-1} \ln x + 7x^2 - 29x + 16 \right], \\
 H(x) &= \frac{1}{486(x-1)^4} \left[108x(-8x^3 - 61x^2 + 40x - 4) Li_2\left(1 - \frac{1}{x}\right) - \right. \\
 &\quad \left. 648x^2(3x-1) \ln^2 x + 6(-102x^4 + 1227x^3 - 1710x^2 - 1063x - 232) \ln x + \right. \\
 &\quad \left. 1520x^4 + 2809x^3 - 8670x^2 + 4291x - 580 \right], \tag{12}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_1(x) &= \frac{x}{9(x-1)^4} \left[2(-8x^3 + 35x^2 - 62x + 24) Li_2\left(1 - \frac{1}{x}\right) + \right. \\
 &\quad \left. -\frac{279x^3 + 975x^2 - 995x + 299}{9(x-1)} \ln x + \frac{94x^4 - 13x^3 - 45x^2 - 247x + 211}{54(x-1)} \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 K_1(x) &= \frac{x}{1296(x-1)^4} \left[216(-4x^3 + 25x^2 - 31x + 36) Li_2\left(1 - \frac{1}{x}\right) + \right. \\
 &\quad \left. \frac{36(-144x^3 + 1569x^2 - 3245x + 1820)}{x-1} \ln x + \right. \\
 &\quad \left. 247x^3 - 6480x^2 + 9837x - 3604 \right].
 \end{aligned}$$

当按照关系式

$$\overline{m}_q(\mu) = m_q \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \left[\ln \frac{m_q^2}{\mu^2} - \frac{4}{3} \right] \right\} \tag{13}$$

将 Wilson 系数中跑动的 $\overline{m}_i(m_w)$ 用极点质量 m_i 表示时, 就会在方程 (11) 中出现 I_2 和 K_2 项, 并且

$$\begin{aligned}
 I_2(x) &= \frac{2x}{27(x-1)^4} [6(3x^2 - 7x + 2) \ln x - 17x^3 + 51x^2 - 39x + 5], \\
 K_2(x) &= \frac{x}{36(x-1)^4} [42(x-2) \ln x - 35x^3 + 168x^2 - 273x + 140].
 \end{aligned} \tag{14}$$

按照重整化群方程^[2]使减除点 μ 从匹配标度 m_w 跑动到低能标度 μ_b , 可以得到跑动的 Wilson 系数值. 在 $\mu = \mu_b$ 下, 具有标量粒子人工色模型中的 Wilson 系数与标准模型中

的表达形式完全相同^[2]

现在,使用已计算的 $\mu = \mu_b$ 标度下的 Wilson 系数来表示 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的衰变宽度. 它能表达为^[3]

$$\Gamma(b \rightarrow X_s \gamma) = \Gamma(b \rightarrow s \gamma) + \Gamma(b \rightarrow s \gamma g) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}}{32\pi^2} |V_{ts}^* V_{tb}^2| m_b^5 (|\overline{D}|^2 + \overline{A}), \quad (15)$$

并且

$$\begin{aligned} \overline{D} &= C_7^{eff}(\mu_b) + \frac{\alpha_s(\mu_b)}{4\pi} \left\{ \sum_{i=1}^8 C_i^{0,eff}(\mu_b) \left[r_i + \gamma_{i7}^{0,eff} \ln \frac{m_b}{\mu_b} \right] - \frac{16}{3} C_7^{0,eff}(\mu_b) \right\}, \\ \overline{A} &= \frac{\alpha_s(\mu_b)}{\pi} \sum_{i,j=1, i \leq j}^8 \text{Re} \{ C_i^{0,eff}(\mu_b) [C_j^{0,eff}(\mu_b)]^* f_{ij} \}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $|\overline{D}|^2$ 项来自衰变 $b \rightarrow s \gamma$ 的贡献,而与 \overline{A} 有关的项代表对应的 $b \rightarrow s \gamma g$ 过程韧致辐射贡献. 有关虚修正函数 r_i 和韧致辐射函数 f_{ij} 的具体表达式已在文献[2,3]中给出. $C_i^{eff}(\mu)$ 为“有效的 Wilson 系数”^[2,3], $\gamma_{ij}^{0,eff}$ 为最低阶的反常量纲,它出现在重整化群中. 注意,我们已将虚光子对 $b \rightarrow s \gamma g$ 的修正包括在函数 f_{88} 中, f_{77} 项已包括在方程(16)中.

4 结果与讨论

已经讨论过,衰变 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的分支比能用 m_w 标度下的 Wilson 系数来表示

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow X_s \gamma) &= \{0.97 |C_7^0(m_w)|^2 - 0.02 |C_8^0(m_w)|^2 + 0.44 C_7^0(m_w) C_8^0(m_w) + \\ &\quad [0.09 C_7^0(m_w) + 0.01 C_8^0(m_w) - 0.02] \cdot [-0.58 C_4^1(m_w) + \\ &\quad 1.42 C_7^1(m_w) + 0.20 C_8^1(m_w)] - 0.38 C_7^0(m_w) - \\ &\quad 0.09 C_8^0(m_w) + 0.03\} \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (17)$$

标准模型预言的遍举衰变分支比为 $Br(b \rightarrow X_s \gamma) = (3.37 \pm 0.27) \times 10^{-4}$, 其中心值对应着 $\mu_b = m_b = 4.8 \text{ GeV}$. 这个值表明两圈修正比一圈修正提高了 22.5%. 为了确定第 3 节中 m_w 标度下的 Wilson 系数,采用 $m_w = 80.33 \text{ GeV}$ ^[9], $m_z = 91.187 \text{ GeV}$, $m_b = 4.8 \text{ GeV}$, 并且在次领头阶计算中使用公式

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(m_z)}{v(\mu)} \left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_0} \frac{v(\mu)}{4\pi} \frac{\ln v(\mu)}{v(\mu)} \right]. \quad (18)$$

这里, $v(\mu) = 1 - \beta_0 \frac{\alpha_s(m_z)}{2\pi} \ln \left(\frac{m_z}{\mu} \right)$, $\beta_0 = \frac{22}{3}$, $\beta_1 = \frac{116}{3}$; 但在领头阶计算中让 β_1 为零.

文献[3]中相同,一直只考虑 $O(\alpha_s)$ 修正,让 $O(\alpha_s^2)$ 为零, $m_b - m_c = 3.4 \text{ GeV}$, $\alpha_{em} = 130.3 \pm 2.3$, 并且 $|V_{ts}^* V_{tb} / V_{bc}|^2 = 0.95 \pm 0.03$.

对应于不同 f/f' 和 m_{π_p} 值的 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的分支比如图 1 表示,图 1(a), (b) 分别代表领头和次领头阶计算结果. 注意图 1 中的每条弧线跨越实验允许的区域两次. 图 2 表明在 $C_7^{0,eff}(m_b)$, $C_7^{eff}(m_b)$ 和 $\text{Re} \overline{D}$ (事实上,在 $\alpha_s^2 = 0$ 的近似下 \overline{D} 的虚部对分支比 $Br(b \rightarrow X_s \gamma)$ 没有贡献)中 $(f/f')^2$ 的系数对任意的 m_{π_p} 总是正的,形成了相消机制. 这个相消机制迫

使图 1 中的弧线向下弯曲穿过实验允许的区域. 图 1 可以看出在同样的 m_{π_p} 下, 实验上下限给出的次领头阶计算中的 f/f' 值比领头阶计算中的大.

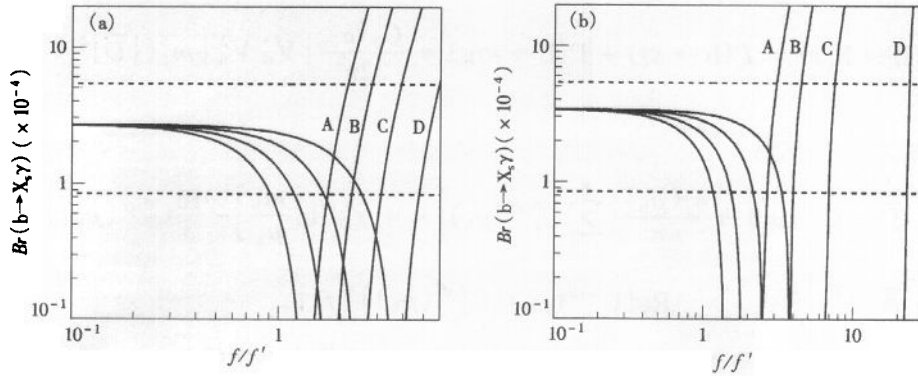


图 1 $Br(b \rightarrow X_s \gamma)$ 随 f/f' 和 m_{π_p} 变化曲线

(a) 领头阶计算结果; (b) 次领头阶计算结果.

- A: $m_{\pi_p} = 100$ GeV, B: $m_{\pi_p} = 250$ GeV, C: $m_{\pi_p} = 500$ GeV, D: $m_{\pi_p} = 1$ TeV;

---ALEPH 实验的上、下限 (95% 可信度).

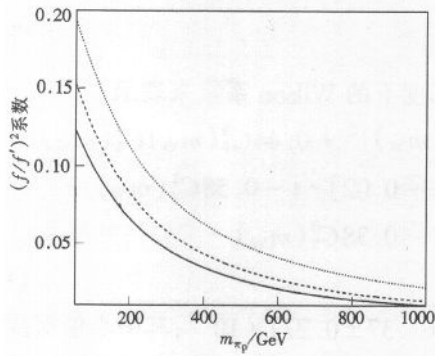


图 2 在 C_7^{eff} (—), C_7^{eff} (---) 和 $\text{Re} \bar{D}$ (···) 中 $(f/f')^2$ 的系数随 m_{π_p} 变化曲线

现在考虑在具有标量粒子人工色模型下 $b \rightarrow X_s \gamma$ 的衰变分支与标准模型预言值的差值.

这个差值可以用标准模型预言值进行归一, 以便去除因 m_b^5 和 CKM 矩阵元而带来的大的不确定度. 由标准模型预言归一的分支比偏离 $\delta\Gamma(b \rightarrow X_s \gamma)$ 和允许的参数空间如图 3 (限制 (I)) 和图 4 (限制 (II)) 所示. 图 3 和图 4 中的参数空间由 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合^[2] (“B 线”以上和左边的区域) 和 π_p 质量的上限决定. 一般认为标准模型中 m_H 应比 1 TeV 小, 或为 1 TeV 量级. 在本文中, 使用 $m_{\pi_p}, m_\sigma \leq 1$ TeV. 图 3 中 $m_{\pi_p} = 1$ TeV 弧线 (“A 线”) 的右边和图 4 中 Λ 线的外边

被排除. 图中划出了 $m_{\pi_p} = m_t - m_b$ 弧线 (“C 线”). 如果顶夸克不能衰变成 $\pi_p^+ b$, 图 3 中这个弧线的外面的区域被排除; 与之相反, 图 4 中对应的区域为弧线的内部. 注意此模型的手征拉格朗日破坏只对限制 (I) 下的参数空间有约束^[6], $hf' = 4\pi f$ 线 (“D 线”) 以上和左边的区域被排除, 这是因为在这些区域里人工费米子流质量不再比手征对称性破缺标度小. 在 $m_\sigma \geq 77.5$ GeV^[9] (“E 线”) 前提下, 对 $m_{\pi_p} = 54.5$ GeV (“F 线”) 这个质量下限也存在相似的情况. 从图 3 和图 4 能清楚的看出, $\delta\Gamma/\Gamma$ 和允许的参数空间在两个方面与 $Z \rightarrow b \bar{b}$ ^[7] 和 $B \rightarrow X_s \mu^+ \mu^-$ ^[8] 中的情况不同. 第一, 当在由 A, B, F 线与 D 线 (限制 (I)), 或与 E 线 (限制 (II)) 围成的区域从左上方方向右下方移动时, 此衰变的分支比减小; 第二, 在 95% 的可信度下, ALEPH 实验下限偏离标准模型预言值 -78%, 处在上述围道之外. 但

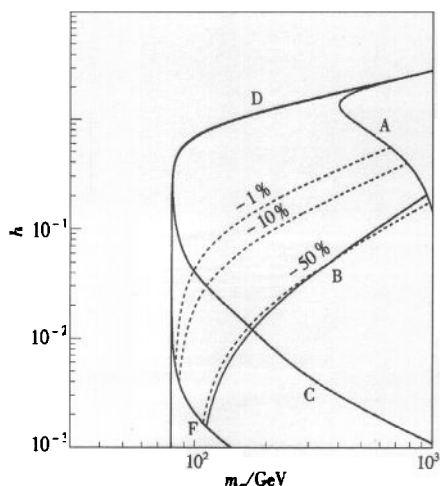


图 3 限制(I)下 $Br(b \rightarrow X_s \gamma)$ 在 (m_s, h) 平面上的曲线(---)

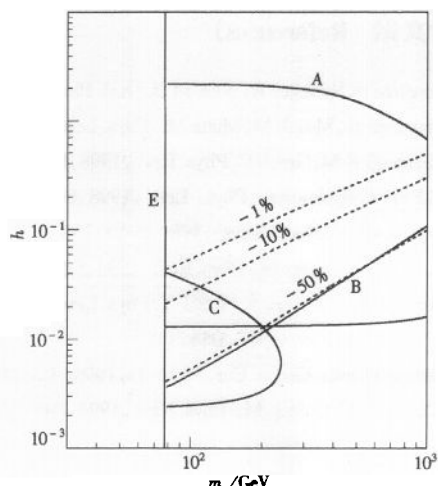


图 4 限制(II)下 $Br(b \rightarrow X_s \gamma)$ 在 (m_s, h) 平面上的曲线(---)

是,在 95% 的可信度下, CLEO 实验下限偏离标准模型预言值 - 33%, 处在上述围道之内. 还可以看出偏离标准模型预言值 - 50% 的线(在领头阶计算中, 此线对应着偏离标准模型预言值 - 39%) 仍然不与 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合的约束和 ALEPH 实验对 $\Gamma(b \rightarrow X_s \gamma)$ 的限制相矛盾, 而 CLEO 的实验下限对此模型参数空间的约束比来自 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合的约束更紧. 当把很窄的人工 ρ 介子的贡献包括在内时, 对 $b \rightarrow X_s \gamma$ 过程的修正不小于 - 1%, 这种情况已在文献[10]中进行了讨论. 所以, 在部分参数空间上对 $b \rightarrow X_s \gamma$ 过程的修正介于 - 1% 和 - 50% 或者更保守些, 在 - 33% 之间. 这部分参数空间的存在是很有意义的.

目前, 标准模型给出 $b \rightarrow X_s \gamma$ 衰变分支比预言的不确定性低于 10%, 并且在最近的几年内由升级后的 CLEO 探测器和位于 SLAC 和 KEK 的 B 介子工厂给出同样精度的测量结果是可以想象的. 所以, 具有标量粒子的人工色模型预言在部分参数空间上 $b \rightarrow X_s \gamma$ 衰变分支比有大的减少, 将能用于区分标准模型和这个模型, 或者给出此模型参数空间的最终结果.

参考文献 (References)

- 1 Grinstein B, Springer R, Wise M B. Nucl. Phys. , 1990, **B339**:269
- 2 Chetyrkin K, Misiak M, Mutz M. Phys. Lett. , 1997, **B400**:206
- 3 Borzumati F M, Greub C. Phys. Rev. , 1998, **D58**:074004
- 4 ALEPH Collaboration. Phys. Lett. , 1998, **B429**:169
- 5 Simmons E H. Nucl. Phys. , 1989, **B312**:253
- 6 Carone C D, Georgi H. Phys. Rev. , 1994, **D49**:1427
- 7 Carone C D, Simmons E H, SU Y. Phys. Lett. , 1995, **D344**:287
- 8 SU Y. Phys. Rev. , 1997, **D56**:335
- 9 Particle Physics Group. Eur. Phys. J. , 1998, **C3**:246;570
- 10 Carone C D, Golden M. Phys. Rev. , 1994, **D49**:6211

Rare Radiative Decay $b \rightarrow X_s \gamma$ in the Technicolor with Scalars Model *

XIONG ZhaoHua CHEN HeSheng LU Liang

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

LU GongRu

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

Abstract The $O(\alpha_s)$ correction to the inclusive decay of $b \rightarrow X_s \gamma$ is calculated in the technicolor model with scalars. We find that the deviation of the decay width from the standard model prediction can be reduced by as much as 50% when ALEPH experimental value is used. In particular, the CLEO measurement which corresponds to the 33% reduction gives more stringent constraint on the parameter space in the technicolor with scalars model than $B-\bar{B}$ mixing. The model predictions can be observable in the forthcoming few years with upgraded CLEO detector and B-factories.

Key words technicolor with scalars model, decay of $b \rightarrow X_s \gamma$, QCD corrections

Received 28 June 1999

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19755001, 19555003, 19675047)