

QCD 因子化方法下 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 中 湮没强度的探索*

鲁公儒 苏方 杨亚东 郝红军

(河南师范大学物理与信息工程学院 新乡 453007)

摘要 利用 QCD 因子化方法, 并采用具有质量的有效胶子传播子来消除端点发散, 计算了纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程的 CP 平均分支比并对该过程的 CP 破坏进行了具体研究. 结果表明: 该过程的 CP 平均分支比为 1.24×10^{-7} , 同时企鹅图对该过程起着主要贡献; $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程中直接 CP 破坏参数 $C_{\pi\pi}$ 估算为 -0.05 , 混合 CP 破坏参数 $S_{\pi\pi}$ 比较大, 可达到 0.18 . 该过程在未来的 LHC-b 物理实验上是完全有可能被测量到的, 通过对该过程的研究能够使我们更好地了解 B 介子无粲衰变的动力学机制和胶子的性质.

关键词 QCD 因子化 纯湮没衰变 分支比 CP 破坏

1 引言

近些年来, 在了解 B 介子无粲衰变方面, 理论和实验学家做了许多努力并取得了显著的进展, 因为 B 介子无粲衰变为更深入地了解标准模型的味结构、CP 破坏的起源、强子衰变的动力学以及对寻找超出标准模型的新物理信号等方面提供了很好的场所. 在实验方面, 两家 B 介子工厂 BaBar^[1] 和 Belle^[2] 以及 CLEO 实验组已经观测到许多 B 介子两体非轻衰变道; 另外, 在即将运行的欧洲核子研究中心的 LHC-b^[3] 实验中, 每年将产生 10^{12} 个 $b\bar{b}$ 事例对, 其中的 10% 将构成 B_s 介子. 随着这些实验的开始, 将会积累更多的实验数据, 会有更多的 B 介子衰变道被精确测量, 大量的数据将有助于研究稀有衰变(对检验 B 介子衰变理论非常敏感)和弱电相互作用. 在理论方面, 人们也提出并发展了几种用来研究 B 介子两体非轻弱衰变的方法, 比如简单因子化(NF)方法^[4], QCD 因子化(QCDF)方法^[5] 以及微扰 QCD 因子化(pQCD)方法^[6]等.

在大多数 B 介子非轻无粲衰变中, 湮没图都带有不同于树图、企鹅图振幅中的强位相和弱位相, 这对

于研究 CP 破坏至关重要. 同时对于湮没图自身来讲, 研究它也很有意义: 如果知道了湮没图的贡献, 将有助于更好地理解低能 QCD 动力学, 有助于研究理论方法是否具有可行性. 在文献[5]中, 作者指出在 QCD 因子化框架下湮没图的贡献通常是被 Λ_{QCD}/m_b 的幂次压低的. 所以在利用 QCD 因子化方法计算一个衰变过程时, 人们一般不考虑湮没图的贡献. 但是最近的研究文献[7]表明: 对于 B 介子衰变, 湮没图的贡献并不一定很小, 这一贡献可以被参数化为端点发散积分 $\int_0^1 \frac{dy}{y} \rightarrow X_A = (1 + \rho_A e^{i\varphi}) \ln \frac{M_B}{\Lambda_h}$, 而这个参数并没有确切的取值, 因此考虑湮没图的贡献将对理论预言产生很大的不确定性. 有关湮没图贡献的强度问题, 可以通过研究纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程来实现. 在该过程中, 我们预言应该有较大的 CP 破坏, 其 CP 破坏不仅来源于树图算符也来源于企鹅图算符; 过程末态的两个介子都是带电粒子, 实验信号比较清晰, 极利于实验观测; 另外, 如果末态的 π 介子被误认为 μ 介子, 该过程将会对未来在 LHC-b 上研究 $\overline{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 衰变过程产生很大的不确定性. 因此, 纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程值得采用不同的方法进行研究.

2005 - 07 - 25 收稿

* 河南省杰出青年基金(0312001700)和国家自然科学基金(10305003)资助

2 QCD 因子化框架下 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程的计算

2.1 描述 B 介子弱衰变的低能有效哈密顿量

在标准模型下, 描述 B 介子非轻弱衰变的低能有效哈密顿量可以写成如下形式^[8]

$$H_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ V_{ub} V_{us}^* [C_1(\mu) O_1(\mu) + C_2(\mu) O_2(\mu)] - V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu) O_i(\mu) \} + \text{h.c.}, \quad (1)$$

其中 $V_{ub} V_{us}^*$, $V_{tb} V_{ts}^*$ 是相应的 CKM 矩阵元因子的乘积, $C_i(\mu)$ ($i = 1, \dots, 10$) 是在重整化标度 μ 下的威尔逊系数, 有效算符 $O_i(\mu)$ 可以表示为

$$\begin{aligned} O_1 &= (\overline{s_i} b_j)_{(V-A)} (\overline{u_j} u_i)_{(V-A)}, \\ O_2 &= (\overline{s_i} b_i)_{(V-A)} (\overline{u_j} u_j)_{(V-A)}, \\ O_3 &= (\overline{s_i} b_i)_{(V-A)} \sum_q (\overline{q_j} q_j)_{(V-A)}, \\ O_4 &= (\overline{s_i} b_j)_{(V-A)} \sum_q (\overline{q_j} q_i)_{(V-A)}, \\ O_5 &= (\overline{s_i} b_i)_{(V-A)} \sum_q (\overline{q_j} q_j)_{(V+A)}, \\ O_6 &= (\overline{s_i} b_j)_{(V-A)} \sum_q (\overline{q_j} q_i)_{(V+A)}, \\ O_7 &= \frac{3}{2} (\overline{s_i} b_i)_{(V-A)} \sum_q e_q (\overline{q_j} q_j)_{(V+A)}, \\ O_8 &= \frac{3}{2} (\overline{s_i} b_j)_{(V-A)} \sum_q e_q (\overline{q_j} q_i)_{(V+A)}, \\ O_9 &= \frac{3}{2} (\overline{s_i} b_i)_{(V-A)} \sum_q e_q (\overline{q_j} q_j)_{(V-A)}, \\ O_{10} &= \frac{3}{2} (\overline{s_i} b_j)_{(V-A)} \sum_q e_q (\overline{q_j} q_i)_{(V-A)}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 i 和 j 是 $SU(3)$ 颜色指标, q 为在标度 $\mu = O(m_b)$ 时实际起作用的夸克, 即 $q = u, d, s, c, b$. $O_{1,2}$ 为树图算符, O_{3-6} 为 QCD 企鹅算符, O_{7-10} 为电弱企鹅算符.

2.2 QCD 因子化框架下 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变振幅的计算

利用 B 介子非轻弱衰变的有效哈密顿量, 可以将 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程的领头阶振幅写为

$$\begin{aligned} A(\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= -2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \left(a_3 + \frac{3}{2} Q_u a_9 \right) \times \\ &\langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \gamma_\mu L u | 0 \rangle \langle 0 | \overline{s} \gamma^\mu L b | \overline{B}_s \rangle - \\ &2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \left(a_5 + \frac{3}{2} Q_u a_7 \right) \times \\ &\langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \gamma_\mu R u | 0 \rangle \langle 0 | \overline{s} \gamma^\mu L b | \overline{B}_s \rangle + \\ &\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} V_{us}^* a_2 \langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \gamma_\mu L u | 0 \rangle \langle 0 | \overline{s} \gamma^\mu L b | \overline{B}_s \rangle + (u \leftrightarrow d) = \\ &-2i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* f_{B_s} p_B^\mu \left(a_3 + \frac{3}{2} Q_u a_9 \right) \langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \gamma_\mu L u | 0 \rangle - \\ &2i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* f_{B_s} p_B^\mu \left(a_5 + \frac{3}{2} Q_u a_7 \right) \langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \gamma_\mu R u | 0 \rangle + \\ &i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} V_{us}^* f_{B_s} p_B^\mu a_2 \langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \gamma_\mu L u | 0 \rangle + (u \leftrightarrow d), \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $a_i \equiv C_i + C_{i+1}/N_C$, $L = (1 - \gamma_5)/2$, $R = (1 + \gamma_5)/2$. 由于矢量流守恒和轴矢流部分守恒, 当取极限 $m_u, m_d \rightarrow 0$ 时, 这个振幅为 0. 即在最低阶时, 总的衰变振幅为 0, 需要考虑次领头阶 (α_s 阶) 的贡献.

在 α_s 阶, 纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程的费曼图如图 1 所示. (a) 和 (b) 两个图是可因子化的贡献. 在重夸克极限下, 如果忽略 s 夸克的质量, 矩阵元 $\langle \pi^+ \pi^- | \overline{u} \not{p}_B (1 - \gamma_5) u | 0 \rangle$ 的贡献在两个图间将完全抵消, 即可因子化的图对不变振幅没有贡献. 因此, 非因子化的贡献将对衰变振幅起主要作用, 非因子化的贡献可以通过计算图 1 中的 (c), (d) 两个图得到.

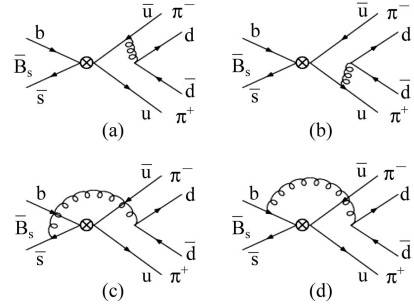


图 1 纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程的次领头阶费曼图

在 QCD 因子化框架下, 介子的光锥分布振幅起着重要的作用, 这里给出赝标介子的光锥投影算子^[5]:

$$M_{\delta\alpha}^P = \frac{i f_P}{4} \left\{ \not{p}' \gamma_5 \Phi(\mu) - \mu_P \gamma_5 \left(\phi_p(\mu) - i \sigma_{\mu\nu} n_\nu^\mu \frac{\phi'_\sigma(\mu)}{6} + i \sigma_{\mu\nu} p'^\mu \frac{\phi_\sigma(\mu)}{6} \frac{\partial}{\partial k_{\perp\nu}} \right) \right\}_{\delta\alpha}, \quad (4)$$

其中 $\Phi(\mu)$ 是赝标介子的扭度-2 的分布振幅, $\phi_p(\mu)$, $\phi_\sigma(\mu)$ 是赝标介子扭度-3 的分布振幅. 由投影算子可以看出扭度-3 的分布振幅是被 μ_P 表观压低的, 但对 π

介子来说, μ_π 并不小,

$$\mu_\pi = \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d} = 1.5 \text{ GeV}, \quad (5)$$

比它的能标估计 Λ_{QCD} 大的多^[5]. 所以在计算时, 不仅考虑了 π 介子扭度-2 的分布振幅贡献, 也考虑了其扭度-3 的分布振幅贡献. 对领头阶的光锥分布振幅, 采用其渐近形式 $\Phi(\mu) = 6\mu(1-\mu)$, 而对于 π 介子扭度-3 的分布振幅, 采用文献[9]中的形式

$$\phi_p(\mu) = \frac{A_p \beta^2}{2\pi^2} \left(1 + B_p C_2^{1/2}(\mu) + C_p C_4^{1/2}(\mu) \right) \exp\left(-\frac{m^2}{2\beta^2(1-\mu^2)}\right), \quad (6)$$

式中各个量分别为: $\mu \equiv 2x - 1$, $A_p = 2.841 \times 10^{-4} \text{ MeV}^{-2}$, $B_p = 1.302$, $C_p = 0.126$, $m = 290 \text{ MeV}$, $\beta = 385 \text{ MeV}$, 以及 Gegenbauer polynomials: $C_2^{1/2}(t) = \frac{1}{2}(3t^2 - 1)$, $C_4^{1/2}(t) = \frac{1}{8}(35t^4 - 30t^2 + 3)$.

对于 B 介子的光锥投影算子采用如下形式^[5]:

$$M_{\beta\alpha}^B = -\frac{if_B M_B}{4} \left[\frac{1+\not{x}}{2} \left\{ \Phi_+^B(\varpi) \not{x}_+ + \Phi_-^B(\varpi) \not{x}_- - \int_0^{l_+} d\eta (\Phi_-^B(\eta) - \Phi_+^B(\eta)) \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial l_{\perp\mu}} \right\} \gamma^5 \right]_{\alpha\beta}. \quad (7)$$

其中 $l = \frac{l_+}{2} n_+$ 是 B 介子中旁观者夸克的动量; Φ_+^B 和 Φ_-^B 是 B 介子的两个光锥分布函数, 采用文献[10]给出的形式:

$$\begin{aligned} \Phi_+^B(l_+) &= \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda^2}} \frac{l_+^2}{\lambda^2} \exp\left[-\frac{l_+^2}{2\lambda^2}\right], \\ \Phi_-^B(l_+) &= \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda^2}} \exp\left[-\frac{l_+^2}{2\lambda^2}\right]. \end{aligned} \quad (8)$$

利用 B 介子弱衰变的有效哈密顿量和介子的光锥投影算子, 可以写出 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程的树图算符贡献振幅为

$$\begin{aligned} A^T(\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{B_s} f_\pi^2 \pi \alpha_s \frac{C_F}{N_C} C_1 \times \\ &\int_0^\infty dl_+ \int_0^1 dx \int_0^1 dy \left\{ \Phi(x) \Phi(y) \times \right. \\ &\left[(x\Phi_+^B(l_+) + \xi\Phi_-^B(l_+)) \frac{M_B^4}{D_S k_g^2} + (\xi - y)\Phi_-^B(l_+) \frac{M_B^4}{D_b k_g^2} \right] + \\ &\frac{\mu_\pi^2}{m_B^2} \phi_\pi(x) \phi_\pi(y) \left[(x\Phi_+^B(l_+) + y\Phi_-^B(l_+) + \right. \\ &3\xi\Phi_-^B(l_+)) \frac{M_B^4}{D_S k_g^2} + \left(\bar{x}\Phi_+^B(l_+) + (\bar{y} + 3\xi)\Phi_-^B(l_+) - \right. \\ &\left. \left. \left. 2\frac{m_b}{m_B} (\Phi_+^B(l_+) + \Phi_-^B(l_+)) \right) \right] \frac{M_B^4}{D_b k_g^2} \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

同样, 可以写出 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程的企鹅算符

贡献振幅为

$$\begin{aligned} A^T(\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{B_s} f_\pi^2 \pi \alpha_s \frac{C_F}{N_C} \times \\ &\int_0^\infty dl_+ \int_0^1 dx \int_0^1 dy \times \\ &\left\{ \Phi(x) \Phi(y) \left[\left(2C_4 + \frac{C_{10}}{2} \right) \left((x\Phi_+^B(l_+) + \xi\Phi_-^B(l_+)) \frac{M_B^4}{D_S k_g^2} + \right. \right. \right. \\ &(\xi - y)\Phi_-^B(l_+) \frac{M_B^4}{D_b k_g^2} \left. \left. \left. + \left(2C_6 + \frac{C_8}{2} \right) \left(y\Phi_-^B(l_+) \frac{M_B^4}{D_S k_g^2} + \right. \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. \left((\xi_B - x)\Phi_+^B(l_+) + \xi\Phi_-^B(l_+) \right) \frac{M_B^4}{D_b k_g^2} \right) \right] + \right. \\ &\left(2C_4 + 2C_6 + \frac{C_8}{2} + \frac{C_{10}}{2} \right) \frac{\mu_\pi^2}{m_B^2} \phi_\pi(x) \phi_\pi(y) \times \\ &\left[(x\Phi_+^B + \bar{y}\Phi_-^B(l_+) + 3\xi\Phi_-^B(l_+) - 2\frac{m_b}{m_B} (\Phi_+^B(l_+) + \right. \\ &\Phi_-^B(l_+)) \frac{M_B^4}{D_b k_g^2} + \left(x\Phi_+^B(l_+) + y\Phi_-^B(l_+) + \right. \\ &\left. \left. \left. 3\xi\Phi_-^B(l_+) \right) \frac{M_B^4}{D_S k_g^2} \right] \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

式子(9)和(10)中 $\bar{x} = 1 - x$, $\xi_B = (M_B - m_b)/M_B$, $\xi = l_+/M_B$. $D_{b,s}$ 和 k_g^2 分别是 b 夸克, s 夸克和胶子的传播子. 它们的具体形式分别为: $D_S = M_B^2 x(y - \xi)$, $D_b = M_B^2(1 - x)(1 - y - \xi)$, $k_g^2 = M_B^2 xy$.

总的衰变振幅为树图和企鹅图振幅之和:

$$A(\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) = V_{ub} V_{us}^* A^T - V_{tb} V_{ts}^* A^P = V_{ub} V_{us}^* A^T [1 + z e^{i(\gamma + \delta)}], \quad (11)$$

其中 $z = |V_{tb} V_{ts}^* / V_{ub} V_{us}^*| |A^P / A^T|$, 表示企鹅图振幅和树图振幅的比值; $\gamma = \arg[V_{tb} V_{ts}^* / V_{ub} V_{us}^*]$, 为描写 CP 破坏的弱相位; δ 是企鹅图振幅和树图振幅之间的相对强位相. z 和 δ 都可以在 QCD 因子化方法中被计算出来.

2.3 数值结果和分析

这里, 给出数值计算时所要用的相关输入参数的值:

对于威尔逊系数 $C_i(\mu)$, 取重整化标度 $\mu = m_b/2$, 并采用简单维数正规化(NDR)方案下计算到次领头阶时的值^[8]

$$\begin{aligned} C_1 &= 1.130, \quad C_2 = -0.274, \quad C_3 = 0.021, \quad C_4 = -0.048, \\ C_5 &= 0.010, \quad C_6 = -0.061, \quad C_7 = -0.005/137, \\ C_8 &= 0.086/137, \quad C_9 = -1.419/137, \quad C_{10} = 0.383/137. \end{aligned} \quad (12)$$

对于 CKM 矩阵元, 采用目前唯象上, 特别是在 B 物理研究中经常采用的沃尔夫斯坦 (L. Wolfenstein) 参

数化形式, 并将2004年粒子数据表^[11]给出的4个参数的中心值

$$\lambda = 0.2236, \quad A = 0.824, \quad \bar{\rho} = 0.20, \quad \bar{\eta} = 0.33, \quad (13)$$

作为输入值. 其中 $\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)$, $\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)$.

对于其他的相关参数, 取为

$$M_{B_s} = 5.37 \text{ GeV}, \quad m_b = 4.66 \text{ GeV}, \quad \tau_{B_s^0} = 1.461 \text{ ps}, \\ f_{B_s} = 236 \text{ MeV}, \quad f_{\pi} = 130 \text{ MeV}. \quad (14)$$

在对式子(9)和(10)中的动量份数积分时, 会遇到端点发散, 这也是在QCD因子化方法中计算湮没图时最不容易处理的地方. 通常情况下, 处理这种发散需要引入一个唯象参数 $\int_0^1 \frac{dy}{y} \rightarrow X_A = (1 + \rho_A e^{i\varphi}) \ln \frac{M_B}{\Lambda_h}$, 见文献[7,12,13]. 在计算中, 没有采用这一唯象参数, 而是利用了Cornwall所描述的具有质量的有效胶子传播子^[14]来消除这种端点发散, 具体的做法为

$$\frac{1}{k_g^2} \Rightarrow \frac{1}{k_g^2} = \frac{1}{k^2 + M_g^2(k^2)}, \\ M_g^2(k^2) = m_g^2 \left[\frac{\ln \left(\frac{k^2 + 4m_g^2}{\Lambda^2} \right)}{\ln \left(\frac{4m_g^2}{\Lambda^2} \right)} \right]^{-\frac{12}{11}}. \quad (15)$$

一般地, $m_g = (500 \pm 200) \text{ MeV}$, $\Lambda = \Lambda_{\text{QCD}} = 250 \text{ MeV}$. 这种采用有效胶子传播子的方法同样得到了格点QCD^[15]和场论研究^[16]的支持, 格点的结果和理论研究都表明胶子传播子并不像 $\frac{1}{k^2}$ 发散的那样快.

利用上面给出的输入参数和B介子两体衰变分支比的公式:

$$Br(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{\tau_{B_s} |p_c|}{8\pi m_{B_s}^2} |A(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-)|^2, \quad (16)$$

其中 $|p_c|$ 为在 \bar{B}_s 介子静止系中两个末态介子的动量大小, 在重夸克极限下, $|p_c| = M_{B_s}/2$, 可以得到 $\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程的CP平均分支比为

$$Br(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (1.24 \pm 0.28) \times 10^{-7}, \quad (17)$$

其中, 中心值对应于胶子质量取作 500 MeV , 相应的上限和下限分别对应于胶子质量取作 300 MeV 和 700 MeV . 同CDF II 合作组给出 $Br(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ 的最新实验上限^[17]

$$Br(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) < 3.4 \times 10^{-6} @ 90\% C.L. \quad (18)$$

相比, 我们的计算结果比这个上限小许多; 同先前用QCD因子化方法计算该过程所得结果相比, 我

们的结果有了很大的改善. 在文献[7,14]中, 作者采用了唯象参数 $\int_0^1 \frac{dy}{y} \rightarrow X_A = (1 + \rho_A e^{i\varphi}) \ln \frac{M_B}{\Lambda_h}$ 来消除端点发散, 得到该过程CP平均的分支比为: $Br(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 2.2 \times 10^{-8}$. 近来利用微扰QCD方法, 人们对 $\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程也进行了研究^[18], 他们的结果为 $Br(\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (4.2 \pm 0.6) \times 10^{-7}$, 与我们的结果基本一致.

另外, 通过计算, 得到企鹅算符贡献与树图算符贡献之间的比值为 $z=9.8$, 强位相差 $\delta = 164^\circ$. 由此可以看出在这个过程中, 企鹅算符对总的衰变振幅起主要贡献. 比值 z 和相位 δ 的结果都和用微扰QCD得到的结果^[18]相一致.

3 $\bar{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程中CP破坏的研究

在中性 B^0 介子的衰变过程中, 由于存在 B^0 和 \bar{B}^0 混和, 初态 ($t=0$) 时纯的 B^0 介子可以通过两个不同的过程 $B^0(0) \rightarrow B^0(t) \rightarrow f$, $B^0(0) \rightarrow \bar{B}^0(t) \rightarrow f$ 衰变到末态 f . 在标准模型中, 具有不同CP本征值的振幅间发生干涉, 从而产生CP破坏. 对 B_s^0 和 \bar{B}_s^0 体系来说, 衰变到末态 $\pi^+ \pi^-$ 的时间相关的CP不对称参数 $A_{\text{CP}}(t)$ 定义为^[19]:

$$A_{\text{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}_s(t) \rightarrow \pi^+ \pi^-) - \Gamma(B_s(t) \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(\bar{B}_s(t) \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \Gamma(B_s(t) \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \\ C_{\pi\pi} \cos(\Delta m t) + S_{\pi\pi} \sin(\Delta m t), \quad (19)$$

其中 Δm 是 B_s 和 \bar{B}_s 两介子质量本征态之间的质量差. $C_{\pi\pi}$ 和 $S_{\pi\pi}$ 分别是描述直接CP破坏和混和CP破坏的参数, 它们的定义分别为:

$$C_{\pi\pi} = \frac{1 - |\lambda_{\text{CP}}|^2}{1 + |\lambda_{\text{CP}}|^2}, \quad S_{\pi\pi} = \frac{-2\text{Im}(\lambda_{\text{CP}})}{1 + |\lambda_{\text{CP}}|^2}, \quad (20)$$

式子中

$$\lambda_{\text{CP}} = \frac{V_{\text{tb}}^* V_{\text{td}} \langle \pi^+ \pi^- | H_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle}{V_{\text{tb}} V_{\text{td}}^* \langle \pi^+ \pi^- | H_{\text{eff}} | B_s \rangle}. \quad (21)$$

图2给出了直接CP破坏参数 $C_{\pi\pi}$ (图2(a)) 与混和CP破坏参数 $S_{\pi\pi}$ (图2(b)) 随弱位相 γ 变化的曲线. 由图2可以看出, 当 $\gamma = 60^\circ \pm 14^\circ$ ^[13] 时, 直接CP破坏参数 $C_{\pi\pi}$ 比较小, 大约为 -0.05 , 而混和CP破坏参数 $S_{\pi\pi}$ 比较大, 达到了 0.18 . 大的CP破坏有可能在将来的实验上被观测到.

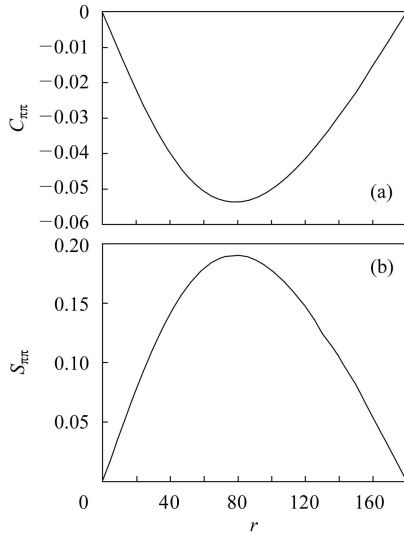


图 2 纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程直接 CP 破坏参数 $C_{\pi\pi}$ 与混和 CP 破坏参数 $S_{\pi\pi}$ 随弱相位 γ 变化的曲线图

4 小结

本文利用 QCD 因子化方法讨论了纯湮没 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程, 计算了该过程 CP 平均分支比, 并

讨论了过程的 CP 破坏. 结果表明: 1. 纯湮没衰变 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程的 CP 平均分支比达到了 10^{-7} 量级, 在此衰变中, 企鹅算符对整个衰变振幅起主要贡献. 2. 该过程的 CP 破坏很明显, 直接 CP 破坏参数 $C_{\pi\pi} = -0.05$, 而混和 CP 破坏参数比较大, $S_{\pi\pi} = 0.18$. 同以前研究 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程相比, 我们的研究有两个不同的地方: 1. 在计算过程中, 同时考虑了 B 介子的两个光锥分布函数 Φ_+^P 和 Φ_-^P 的贡献; 2. 以前用 QCD 因子化方法研究该过程时, 通过引入唯象参数 $\int_0^1 \frac{dy}{y} \rightarrow X_A = (1 + \rho_A e^{i\varphi}) \ln \frac{M_B}{\Lambda_h}$ 来消除端点发散; 而是采用了 Cornwall 所描述的具有质量的有效胶子传播子^[14] 来消除端点发散. 近年来有许多理论^[20] 和实验^[21] 研究都支持 Cornwall 对胶子传播子的这一描述, 它已经在 B 介子衰变中得到了许多应用. 一旦将来的 LHC-b 实验上对 $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰变过程的测量与我们计算的结果相一致, 那么就可以确信: Cornwall 所描述的具有质量的有效胶子传播子, 可以在 QCD 因子化方法中用来处理硬散射核和湮没图的端点发散, 这样会为今后更好地研究 B 介子非轻无璨衰变提供一个很好的理论工具.

参考文献(References)

- BABAR Collaboration. <http://www-public.slac.stanford.edu/babar/BaBarPublications>
- Belle Collaboration. <http://belle.kek.jp/>
- Ball P et al. B Physics at the LHC. hep-ph/0003238
- Bauer M, Stech B, Wirbel M. Z. Phys., 1985, **C29**: 637; Z. Phys., 1987, **C34**: 103
- Beneke M et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 1914; Nucl. Phys., 2000, **B591**: 313
- Keum Y Y, LI H N, Sanda A I. Phys. Lett., 2001, **B504**: 6; Phys. Rev., **D63**: 0540048
- Beneke M et al. Nucl. Phys., 2003, **B675**: 333
- Buchalla G, Buras A J, Lautebacher M E. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**: 1125
- HUANG T, WU Xing-Gang. Phys. Rev., 2004, **D70**: 093013
- Grozin A G, Neubert M. Phys. Rev., 1997, **D55**: 272; Beneke M, Feldmann T. Nucl. Phys., 2001, **B592**: 3
- Eidelman S et al. Phys. Lett., 2004, **B592**: 1
- Beneke M et al. Nucl. Phys., 2001, **B606**: 245; Beneke M, Feldmann T, Seidel D. Nucl. Phys., 2001, **B612**: 25
- SUN J F, ZHU G H, DU D S. Phys. Rev., 2003, **D68**: 054003
- Cornwall J M. Phys. Rev., 1982, **D26**: 1453; Cornwall J M, Papsvasiliou J. Phys. Rev., 1989, **D40**: 3474; Phys. Rev., 1991, **D44**: 1258
- Williams A G et al. hep-ph/0107029
- Alkofer R, Smekal L von. Phys. Rept., 2001, **353**: 281
- Giovanni Punzi for the CDF II Collaboration. hep-ex/0504045
- LI Y et al. Phys. Rev., 2004, **D70**: 034009
- Gronau M. Phys. Rev. Lett., 1989, **63**: 1451
- Smekal L von, Alkofer R, Hauck A. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**: 3591; Zwanziger D. Phys. Rev., 2004, **D69**: 016002; Howe D M, Maxwell C J. Phys. Lett., 2002, **B541**: 129; Phys. Rev., 2004, **D70**: 014002; Aguilar A C, Natale A A, Rodrigues da Silva P S. Phys. Lett., 2003, **90**: 152001; Furui S, Nakajima H. AIP Conf. Proc., 2004, **717**: 685
- Brodsky S et al. Phys. Rev., 2003, **D67**: 055008; Mattingly A C, Stevenson P M. Phys. Rev., 1994, **D49**: 437; Baldicchi M, Prosperi G M. Phys. Rev., 2002, **D66**: 074008

Probe the Strength of Annihilation in $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Decays with QCD Factorization*

LU Gong-Ru SU Fang YANG Ya-Dong HAO Hong-Jun

(Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)

Abstract Using the method of QCD factorization, we calculate the branching ratio and the CP violation for pure annihilation decay $\overline{B}_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ in the Standard Model. Meanwhile, we employ an effective gluon mass resulted in the study of the infrared behaviour of gluon propagators to avoid the soft endpoint divergence. We find that the CP-averaged branching ratio is about 1.24×10^{-7} , and the penguin diagram contributions is dominant in this process. The direct CP violation parameter is about -0.05 , while the mixing-induced CP asymmetry is a quite large number of 0.18. Once these quantities can be measured in the future LHC-b experiments, studying such a process will enrich our knowledge on the dynamics of the charmless hadronic decay of B-meson and the property of gluon.

Key words QCD factorization, pure annihilation decay, branching ratio, CP violation

Received 25 July 2005

*Supported by Henan Provincial Science Foundation for Prominent Young Scientists (0312001700) and National Science Foundation of China (10305003)