

校庆优秀校友专栏:物理

QCD 因子化框架下 $\bar{B}_{d,s}^0 \rightarrow D_{d,s} P$ 衰变过程的研究

常钦,赵萌非,陈丽丽,王晓琳

(河南师范大学 物理学院,河南 新乡 453007)

摘要:在考虑幂次压低且不忽略 c 夸克和 D 介子质量的条件下,采用光前夸克模型结果作为输入,在 QCD 因子化(QCDF)框架下给出了 $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ K^-$ 和 $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ \pi^-$ 中旁观者和湮灭图的贡献大小.旨在解释这两个衰变道中理论预言与实验测量存在 $4\sigma \sim 5\sigma$ 偏差的问题.研究表明,旁观者和湮灭图贡献对这一偏差有一定的改善,但理论与实验之间的偏差仍然比较明显.

关键词:QCD 因子化; D 介子;光前夸克模型;湮灭

中图分类号:O572.2;O413

文献标志码:A

近年来,实验上对 B 介子非轻衰变分支比测量的精度不断提高.同时,从实验中拟合和提取的形状因子以及 CKM 矩阵元的值也更加精确.其中,对 $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^-$ 和 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ 这两个衰变道而言,它们在 QCD 因子化(QCDF)框架下没有来自湮灭图的贡献,因而在理论上非常干净,可以作为检验标准模型和寻找新物理的有效场所^[1].最近,文献[2]在[3]的基础上更新了 $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^-$ 和 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ 的分支比,相应的结果以及重味平均组(Heavy Flavor Averaging Group, HFLAV)的实验值如表 1 所示.从表 1 可以看出, B 介子非轻衰变 $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^-$ 和 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ 分支比的理论预言值均高于实验测量值.此外,与文献[3]相比,由于形状因子等参数精度的提高,更新后的 B 介子非轻衰变分支比的计算精度有了很大提高^[2],从而导致这两个衰变道的理论值与实验测量之间的偏离变得更大,偏差分别达到了 5.4σ 和 3.8σ .

表 1 $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ K^- (\pi^-)$ 分支比的理论值、实验测量值以及偏差

Tab.1 The theoretical values of $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ K^- (\pi^-)$ branching ratio, the experimental measurements and the deviations

衰变道	理论值 ^[3] / 10^{-3}	理论值 ^[2] / 10^{-3}	实验值 ^[4] / 10^{-3}	理论值 ^[2] 和实验值 ^[4] 之间的偏差 σ
$\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ K^-$	$0.301^{+0.032}_{-0.031}$	$0.326^{+0.015}_{-0.015}$	$0.219^{+0.013}_{-0.013}$	5.4
$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$	$4.39^{+1.36}_{-1.19}$	$4.42^{+0.21}_{-0.21}$	$3.23^{+0.18}_{-0.18}$	3.8

总的来说,除了上述两个衰变道以外的其他衰变道还是会有来自湮灭图的贡献.因此在 QCDF 框架下对它们的分支比进行可靠的计算,同时考虑非零的 c 夸克质量(m_c)和 D 介子质量(m_D)对顶角修正、旁观者和湮灭图的贡献^[5].对端点发散问题的处理仍然采用文献[6]中 $B \rightarrow PP$ 两体非轻衰变给出的解决方案和输入参数.同时,结合光前夸克模型(LFQM)处理非微扰物理量.通过数据分析解释了弱湮灭振幅贡献有一个比较

收稿日期:2023-04-25;修回日期:2023-05-11.

基金项目:国家自然科学基金(12275067);河南省高等学校重点科研项目(23A140012).

作者简介:常钦(1981—),男,河南安阳人,河南师范大学教授,教育部青年长江学者,研究方向为粒子物理, E-mail: changqin@htu.edu.cn.

通信作者:陈丽丽(1989—),女,河南平顶山人,河南师范大学讲师,研究方向为粒子物理, E-mail: chenlili2020@htu.edu.cn.

大的 Wilson 系数 C_1 但总的弱湮灭振幅的贡献 A_1 非常小的问题. 计算了旁观者散射和弱湮灭效应对整体分支比的贡献在 $O(10^{-2})$ 量级, 和之前的理论预言相比有所改善.

本文将在粒子物理的标准模型框架下, 采用 QCDF 的方法, 对 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 的弱衰变进行唯象学研究, 为将来的实验分析、理论计算提供一定的参考.

1 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 的衰变振幅

1.1 有效哈密顿量

基于算符乘积展开和重整化群方程技术, 与 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 过程 (D 为 D 介子, P 为赝标量介子) 相关的低能有效哈密顿量^[7]

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{q=d,s} V_{cb} V_{uq}^* [C_1(\mu) O_1(\mu) + C_2(\mu) O_2(\mu)] + h.c., \quad (1)$$

其中, G_F 是费米耦合常数, $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$; $V_{cb} V_{uq}^*$ 是与 CKM 矩阵元对应的因子; $C_{1,2}(\mu)$ 是 μ 能标下的 Wilson 系数且在理论上微扰可算; $O_{1,2}$ 是与过程相关的四夸克有效算符.

$$O_1 = [\bar{c}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha] [\bar{q}_\beta \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\beta], \quad (2)$$

$$O_2 = [\bar{c}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\beta] [\bar{q}_\beta \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\alpha], \quad (3)$$

其中, α 和 β 表示颜色指标, 相同颜色指标表示求和.

1.2 强子矩阵元

在 QCDF 框架下^[8] B 介子两体非轻衰变 $B \rightarrow M_1 M_2$ 的强子矩阵元可以表示为^[9]

$$\begin{aligned} \langle M_1 M_2 | Q_i | B \rangle = & \sum_j F_j^{B \rightarrow M_1} f_{M_2} \int dy \mathcal{T}_{ij}^B(y) \varphi_{M_2}(y) + [M_1 \leftrightarrow M_2] + \\ & f_B f_{M_1} f_{M_2} \int dx dy dz \mathcal{T}_i^H(x, y, z) \varphi_{M_1}(x) \varphi_{M_2}(y) \varphi_B(z), \end{aligned} \quad (4)$$

其中, x, y, z 是动量份数, $\mathcal{T}_i^H(x, y, z)$ 表示微扰可算的硬散射核. 对于 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 衰变情况式(4)右边第一项代表树图振幅和顶角振幅的贡献, 图 1 和图 2 分别代表了领头阶下树图和次领头阶下的顶角图的贡献; 硬散射函数 \mathcal{T}_i^H 只有来自图 3 旁观者硬散射的 α_s 级贡献. 而图 4 湮灭图的贡献是幂次压低的, 在过去的工作中是经常被忽略的^[10]. 值得注意的是, 对于一些幂次压低的贡献, 比如在 $B \rightarrow D^* V$ 衰变过程中, 横向振幅对分支比提供大约 10% 的贡献, 其对理论整体预言的精确度有很大影响^[11]. 对幂次压低振幅的贡献进行研究也是很有意义的, 因为其可能相对于次领头阶有很大的贡献, 其对振幅的贡献大约在 2% ~ 3%^[3].

因此, 在本文将对旁观者散射和弱湮灭图的贡献进行详细的计算^[10]. 假设其是微扰可算的, 并依然采用 QCDF 公式(4). 在 QCDF 框架下, $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 衰变过程的振幅可以表达为:

$$\mathcal{M}(\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{uq}^* A (\alpha_1 + \beta_1), \quad (5)$$

和

$$A \equiv i f_M F_0^{B \rightarrow D}(q^2) (m_B^2 - m_D^2), \quad (6)$$

其中, $F_0^{B \rightarrow D}$ 是形状因子, 对于 $P = \pi$ 和 K 来说, α_1 和 β_1 是计算得到的有效系数. 树图贡献, 顶角贡献和旁观者散射贡献包含在 α_1 , 湮灭图的贡献包含在 β_1 . 应当注意的是 $\bar{B}_d \rightarrow D_d K$ 和 $\bar{B}_s \rightarrow D_s \pi$ 衰变道的 β_1 项结果为零. 式(5)中有效系数可以明确地表示为:

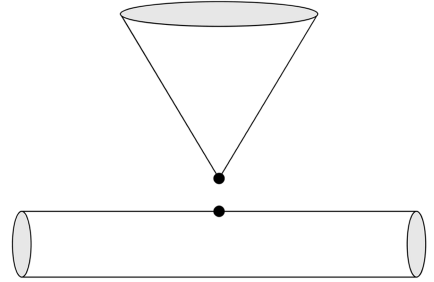


图1 树图

Fig. 1 Tree diagram

$$\alpha_1 = C_1 + \frac{1}{N_c} C_2 + C_2 \frac{C_F}{N_c} \frac{\alpha_s}{4\pi} (V_1 + \frac{4\pi^2}{N_c} \frac{B'}{A} H_1), \quad (7)$$

$$\beta_1 = C_1 \alpha_s \pi \frac{C_F}{N_c^2} \frac{B'}{A} A_1, \quad (8)$$

其中, $B' \equiv if_B f_D f_P$; V_1, H_1 和 A_1 分别是顶角修正, 硬旁观者散射和湮灭图的贡献, 可以分别通过计算图 2、图 3 和图 4 得到.

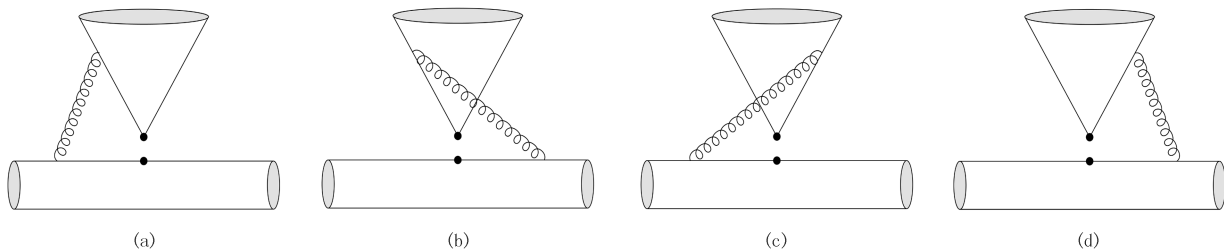


图2 顶角修正图

Fig.2 The vertex diagrams

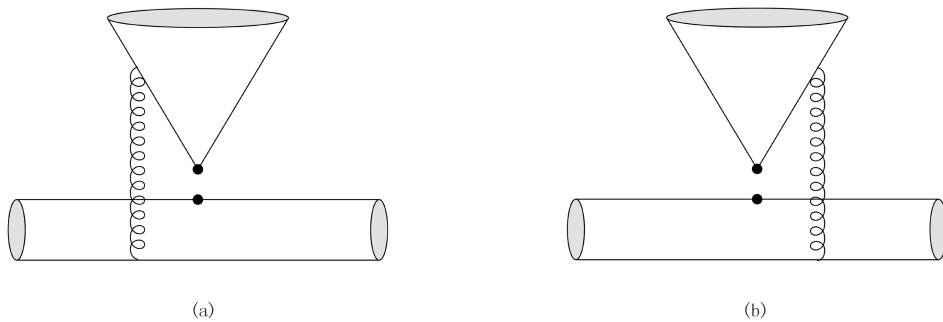


图3 旁观者散射图

Fig.3 The spectator scattering diagrams

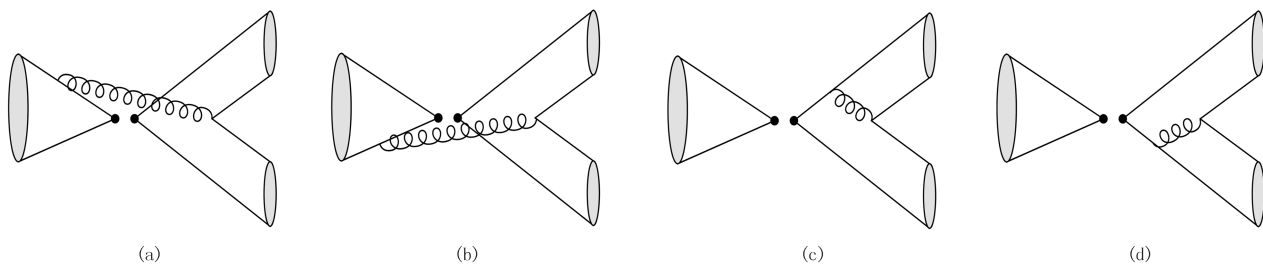


图4 湮灭图

Fig.4 The annihilation diagrams

对于顶角修正贡献, 通过计算图 2 可得:

$$V_1 = \int_0^1 dx \Phi_M(x) [3\ln(\frac{m_b^2}{\mu^2}) + 3\ln(\frac{m_c^2}{\mu^2}) - 18 + g_0(x)], \quad (9)$$

其中,

$$g_0(x) = \frac{c_a}{1-c_a} \ln(c_a) - \frac{4c_b}{1-c_b} \ln(c_b) + \frac{c_d}{1-c_d} \ln(c_d) - \frac{4c_c}{1-c_c} \ln(c_c) + f(c_a) - f(c_b) - f(c_c) + f(c_d) + 2\ln(z_c^2) [\ln(c_a) - \ln(c_b)] - z_c \left[\frac{c_a}{(1-c_a)^2} \ln(c_a) + \right.$$

$$\frac{1}{1-c_a}] - z_c^{-1} \left[\frac{c_d}{(1-c_d)^2} \ln(c_d) + \frac{1}{1-c_d} \right], \quad (10)$$

其中, $z_c = m_c/m_b$, m_b 为 b 夸克质量, $c_a = x(1-z_c^2)$, $c_b = \bar{x}(1-z_c^2)$, $c_c = -c_a/z_c^2$, $c_d = -c_b/z_c^2$, 动量份数 $\bar{x} \equiv 1-x$.

$$f(c) = 2\text{Li}_2\left(\frac{c-1}{c}\right) - \ln^2(c) - \frac{2c}{1-c} \ln(c), \quad (11)$$

对旁观者散射图的贡献, 通过计算图 3, 可得:

$$\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_a^A + \mathcal{H}_b^A = i \int_0^1 dx dy d\xi f_B f_D f_P \pi \alpha_s \frac{\Phi_B(\xi)}{\xi} (1-r_D^2), \quad (12)$$

$$\{-\Phi_D(y)\Phi_P(x) \left[\frac{r_D^2+1}{\bar{x}y} - \frac{2r_D^2}{xy} \right] + \phi_D(y)\Phi_P(x) \left[\frac{r_D}{\bar{x}y} - \frac{r_D}{xy} \right]\}, \quad (13)$$

其中, $\mathcal{A}_{a,b}$ 分别表示旁观者散射图中图 3(a) 和 3(b) 的 (V-A)(V+A) 流贡献, $r_D = m_D/m_B$, 对于 P, D 和 B 介子中的夸克(反夸克), 其动量份数分别为 y 和 ξ ($\bar{y} \equiv 1-y$ 及 $\bar{\xi} \equiv 1-\xi$). P 介子中 twist-3 分布振幅对旁观者散射振幅没有贡献.

对于湮灭图的贡献, 通过计算图 4 可以得到 A_1 的完整表达式. 研究表明, 考虑 D 介子质量时, 除了 twist-2 部分, P 介子 twist-3 阶的光锥分布振幅对湮灭振幅有非零的贡献, 这和 $B \rightarrow PP$ 衰变过程有明显不同^[6,12-13]. 然而, 相对于 twist-2 部分的贡献, 这些贡献被因子 r_D 和 $r_{\mu P}$ 压低, 所以在接下来的计算中不再考虑这一贡献. 采用上述近似, 湮灭图的贡献可以表示为:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_a^A + \mathcal{A}_b^A = -i \int_0^1 dx dy d\xi f_B f_D f_P \pi \alpha_s \{ & \Phi_B(\xi)\Phi_D(y)\Phi_P(x) \left[\frac{(1-r_D^2)^2(\xi-x) + (1-r_D^2)(-2\bar{y}r_D^2+z_b)}{\bar{x}y(-\bar{\xi}\bar{x}-\bar{\xi}y+\bar{x}y)} + \right. \\ & \left. \frac{(\xi-y)(1-r_D^4)}{\bar{x}y(-\bar{\xi}\bar{x}-\bar{\xi}y+\bar{x}y)} \right] + \Phi_B(\xi)\varphi_D(y)\varphi_P(x)r_\lambda^P r_D \left[\frac{\bar{x}y(r_D^2-1) + (\xi-x)(1-r_D^2) + 2z_b - \bar{\xi}z_c^2 + 2y\bar{y}r_D^2\xi - y\bar{y}r_D^2}{\bar{x}y(-\bar{\xi}\bar{x}-\bar{\xi}y+\bar{x}y)} + \right. \\ & \left. \frac{(x\bar{y}-\bar{\xi})(1-r_D^2) + \xi z_c^2 + 2y\bar{y}r_D^2\xi - y\bar{y}r_D^2}{\bar{x}y(-\bar{\xi}\bar{x}-\bar{\xi}y+\bar{x}y)} \right]\}, \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_c^A + \mathcal{A}_d^A = i \int_0^1 dx dy d\xi f_B f_D f_P \pi \alpha_s \{ & \Phi_B(\xi)\Phi_D(y)\Phi_P(x) \left[\frac{-y(1-r_D^2)^2 - y\bar{y}r_D^2(1-r_D^2)}{\bar{x}y^2} + \right. \\ & \left. \frac{\bar{x}(1-r_D^2)^2 + (1-r_D^2)z_c^2 + 2y\bar{y}r_D^2(1-r_D^2)}{\bar{x}^2y} \right] - \Phi_B(\xi)\varphi_D(y)\varphi_P(x)r_\lambda^P r_D \left[\frac{-(\bar{y}-2)(m_B^2-m_D^2) + 2y\bar{y}m_D^2}{\bar{x}y^2} - \right. \\ & \left. \frac{2[x(1-r_D^2) + z_c^2 + 2y\bar{y}r_D^2]}{\bar{x}^2y} \right] - \Phi_B(\xi)\varphi_D(y)\Phi_P(x) \frac{2z_c r_D(1-r_D^2)}{\bar{x}^2y} - \\ & \left. \Phi_B(\xi)\Phi_D(y)\varphi_P(x)r_\lambda^P \frac{z_c[x(1-r_D^2) + r_D^2]}{\bar{x}^2y} \right]\}, \quad (15) \end{aligned}$$

其中, $z_b = \frac{m_b}{m_B}$, $z_c = \frac{m_c}{m_B}$, $r_\lambda^P = \frac{2\mu_2}{m_B}$.

2 数值结果和讨论

2.1 输入参数

在讨论数值结果之前给出输入参数^[14]:

$$A = 0.790_{-0.012}^{+0.017}, \lambda = 0.226_{-0.00048}^{+0.00048}, \bar{\rho} = 0.141_{-0.017}^{+0.016}, \bar{\eta} = 0.357_{-0.011}^{+0.011}. \quad (16)$$

夸克质量取值^[14]:

$$m_s(\mu)/m_q(\mu) = 27.3_{-1.3}^{+0.7}, m_s(2 \text{ GeV}) = 93_{-5}^{+11} \text{ MeV}, m_b(m_b) = 4.18_{-0.02}^{+0.03} \text{ GeV}, \quad (17)$$

$$m_c = (1.67 \pm 0.07) \text{ GeV}, m_b = (4.78 \pm 0.06) \text{ GeV}, m_t = (172.76 \pm 0.30) \text{ GeV}, \quad (18)$$

其中, $m_q \equiv (m_u + m_d)/2$. 对于确定的费米耦合常数、介子质量和 B 介子的寿命, 采用 PDG 给出的参数^[14].

本文利用光前夸克模型(LFQM)计算的衰变常数、形状因子和标度为 $\mu=1$ GeV 下的盖根保尔矩,

$$\begin{aligned} f_D &= 203.6_{-15}^{+13} \text{ MeV}, f_{D_s} = 253.8_{-14}^{+12} \text{ MeV}, f_{B_{u,d}} = (186 \pm 7) \text{ MeV}, \\ F_0^{B_d \rightarrow D_d} &= 0.70_{-0.11}^{+0.10} \text{ GeV}, F_0^{B_s \rightarrow D_s} = 0.69_{-0.12}^{+0.11} \text{ GeV}, f_{B_s} = (224 \pm 9) \text{ MeV}; \\ D \quad a_0 &= 1, a_1 = 0.574_{-0.110}^{+0.129}, a_2 = 0.106_{-0.092}^{+0.074}, a_3 = 0.017_{-0.008}^{+0.009}; \\ D_s \quad a_0 &= 1, a_1 = 0.483_{-0.119}^{+0.137}, a_2 = 0.025_{-0.090}^{+0.066}, a_3 = -0.023_{-0.010}^{+0.010}. \end{aligned}$$

2.2 数值结果

采用上述理论方程和输入,在本小节给出相应的数值结果.当不考虑弱湮灭图贡献时有效系数 $|\alpha_1|$ 的理论预言如表 2 所示.其中, T、V 和 HSS 分别代表树图,顶角修正和旁观者散射的贡献.为了方便起见,次领头阶和次次领头阶顶角修正的理论预言以及从实验中抽取出的 $|\alpha_1|$ 的结果也一并给出.可以发现:1)采用光前夸克模型结果作为输入参数得到的结果 $|\alpha_1|$ 和采用格点方法^[15]得到的结果与文献[3]基本一致; $\bar{B}_{d,s}^0 \rightarrow D_{d,s} P$ 这 4 个衰变道的理论与实验之间的偏差很难通过旁观者散射贡献来消除.2)因为旁观者散射的贡献被 B/A 强烈压低,并且 Wilson 系数 C_2 (见式(7))非常小,因此使 $|\alpha_1|$ 再次被压低.从数值上来说,旁观者散射(HSS)的贡献对整体的振幅结果大约有 0.3% 的贡献.

表 2 $|\alpha_1|$ 的实验测量结果和理论预言值

Tab.2 The experimental results and theoretical predictions for $|\alpha_1|$

衰变道	T+V 的贡献	T+V+HSS 的贡献	NLO ^[3]	NNLO ^[3]	实验值 ^[3]
$ \alpha_1(D_d K) $	$1.030_{-0.017}^{+0.019}$	$1.027_{-0.016}^{+0.017}$	$1.054_{-0.019}^{+0.022}$	$1.070_{-0.013}^{+0.010}$	0.87 ± 0.06
$ \alpha_1(D_d \pi) $	$1.031_{-0.018}^{+0.020}$	$1.028_{-0.016}^{+0.018}$	$1.054_{-0.020}^{+0.022}$	$1.073_{-0.014}^{+0.012}$	0.89 ± 0.05
$ \alpha_1(D_s K) $	$1.030_{-0.017}^{+0.019}$	$1.026_{-0.016}^{+0.017}$	—	—	—
$ \alpha_1(D_s \pi) $	$1.031_{-0.018}^{+0.020}$	$1.027_{-0.017}^{+0.018}$	—	—	—

理论上由于弱湮灭振幅贡献有一个比较大的 Wilson 系数 C_1 , 其对整体振幅的贡献可能比旁观者散射大很多.然而,数值上得到:

$$\beta_1(D_d \pi) \times 10^3 = 0.45_{-0.01}^{+0.02}, \beta_1(D_s K) \times 10^3 = 0.09_{-0.001}^{+0.001}. \quad (19)$$

1)弱湮灭振幅的贡献和旁观者散射一样是幂次压低的.2)对于末态为轻介子 PP 的情况,负数项 A_c^1 和正数项 A_d^1 互相抵消,即 $A_c^1(PP) + A_d^1(PP) = 0$.其可以文献[6]中给出的方程看出.因此,弱湮灭振幅的贡献只能来源于 $A_a^1(PP) + A_b^1(PP)$.而在末态为 DP 的情况下,由于 c 夸克和 D 介子不为零,导致 $A_c^1(DP) + A_d^1(DP)$ 是非零且有一个比较大的负的贡献,进一步和 $A_a^1(DP) + A_b^1(DP)$ 部分相消,所以,总的弱湮灭振幅的贡献 A_1 非常小.故需要强调的是, $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 衰变中有如此小的弱湮灭振幅的贡献,其原因不仅仅是幂次压低,还由于弱湮灭振幅中可因子化和不可因子化之间有着相消的关系.

最后,在表 3 给出了 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 衰变的分支比.与文献[14]给出的结果相比,在不考虑旁观者散射和弱湮灭振幅的贡献时,理论预言比实验给出的数据要大.当考虑旁观者散射和弱湮灭振幅的贡献时,由于幂次压低,旁观者散射和弱湮灭振幅的贡献大约只有 3%,和树图及顶角修正图的贡献相比较小^[3,10],所以旁观者散射和湮灭图的贡献对理论结果的改善有限.

表 3 CP 平均分支比的理论预言值

Tab.3 Theoretical predictions for the CP-averaged branching fractions

(10^{-3})

衰变道	NF 的贡献	T+V 的贡献	T+V+HSS+WA 的贡献	理论值 ^[3]	实验值 ^[3]
$\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ K^-$	$0.318_{-0.010}^{+0.014}$	$0.324_{-0.011}^{+0.015}$	$0.312_{-0.010}^{+0.014}$	$0.301_{-0.031}^{+0.032}$	0.208 ± 0.008
$\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$4.19_{-0.13}^{+0.19}$	$4.28_{-0.13}^{+0.19}$	$4.13_{-0.13}^{+0.18}$	$3.93_{-0.42}^{+0.43}$	2.53 ± 0.08
$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$	$0.314_{-0.010}^{+0.014}$	$0.319_{-0.010}^{+0.014}$	$0.309_{-0.010}^{+0.014}$	$0.334_{-0.090}^{+0.104}$	0.241 ± 0.016
$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$	$4.14_{-0.13}^{+0.18}$	$4.22_{-0.13}^{+0.19}$	$4.09_{-0.13}^{+0.18}$	$4.39_{-1.19}^{+1.36}$	3.23 ± 0.18

3 总 结

采用协变光前夸克模型给出的重、轻赝标介子的衰变常数和形状因子的结果在 QCDF 框架下对 B 介子

两体非轻衰变 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 进行了唯象学研究.除树图和顶角修正图的贡献外也考虑了旁观者散射和弱湮灭图对 B 介子两体非轻衰变分支比的影响.研究表明,幂次压低的旁观者散射对整体的振幅大约有 0.3% 的贡献.此外,由于弱湮灭图中可因子化和不可因子化贡献明显地抵消,其对整体振幅的贡献也非常小.在 QC-DF 框架下尽管考虑湮灭图和旁观者散射的贡献使得 $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ 衰变的理论预言比之前的计算结果改善了约 1%,但仍然高于实验的测量值.

参 考 文 献

- [1] CAI F M, DENG W J, LI X Q, et al. Probing new physics in class-I B -meson decays into heavy-light final states[J]. *Journal of High Energy Physics*, 2021, 2021(10): 235.
- [2] BORDONE M, GUBERNARI N, HUBER T, et al. A puzzle in $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^{\{3\}+} \{\pi^-, K^-\}$ decays and extraction of the f_s/f_d fragmentation fraction[J]. *The European Physical Journal C*, 2020, 80(10): 951.
- [3] HUBER T, KRÄNKL S, LI X Q. Two-body non-leptonic heavy-to-heavy decays at NNLO in QCD factorization[J]. *Journal of High Energy Physics*, 2016, 2016(9): 112.
- [4] DAGNOLO R T, GROSSO G, PIERINI M, et al. Learning multivariate new physics[J]. *The European Physical Journal C*, 2021, 81: 89.
- [5] 孙俊峰, 高万东, 陈丽丽, 等. 两体非轻衰变 $T(nS) \rightarrow B_c M$ 过程的研究[J]. *河南师范大学学报(自然科学版)*, 2016, 44(2): 45-48.
SUN J F, GAO W D, CHEN L L, et al. Study of nonleptonic two-body $T(nS) \rightarrow B_c M$ weak decays[J]. *Journal of Henan Normal University (Natural Science Edition)*, 2016, 44(2): 45-48.
- [6] BENEKE M, NEUBERT M. QCD factorization for $B \rightarrow PP$ and $B \rightarrow PV$ decays[J]. *Nuclear Physics B*, 2003, 675(1/2): 333-415.
- [7] BUCHALLA G, BURAS A J, LAUTENBACHER M E. Weak decays beyond leading logarithms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1996, 68(4): 1125-1244.
- [8] LEPAGE G P, BRODSKY S J. Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics[J]. *Physical Review D*, 1980, 22(9): 2157-2198.
- [9] BENEKE M, BUCHALLA G, NEUBERT M, et al. QCD factorization for $B \rightarrow \pi\pi$ decays: strong phases and CP violation in the heavy quark limit[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(10): 1914-1917.
- [10] BENEKE M, BUCHALLA G, NEUBERT M, et al. QCD factorization for exclusive non-leptonic-meson decays: general arguments and the case of heavy-light final states[J]. *Nuclear Physics B*, 2000, 591(1/2): 313-418.
- [11] CHANG Q, CHEN L X, ZHANG Y Y, et al. $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s}^* V$, $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} V$ and $\bar{B}_{d,s}^* \rightarrow D_{d,s} V$ decays in QCD factorization and possible puzzles[J]. *The European Physical Journal C*, 2016, 76(10): 523.
- [12] BENEKE M, BUCHALLA G, NEUBERT M, et al. QCD factorization in $B \rightarrow \pi K, \pi\pi$ decays and extraction of Wolfenstein parameters[J]. *Nuclear Physics B*, 2001, 606(1/2): 245-321.
- [13] 常钦, 李晓楠, 万正阳. QCD 因子化框架下 $B_s \rightarrow PP$ 衰变中湮灭图效应[J]. *河南师范大学学报(自然科学版)*, 2015, 43(1): 35-39.
CHANG Q, LI X N, WAN Z Y. The research of annihilation effect in $B_s \rightarrow PP$ decays within QCDF[J]. *Journal of Henan Normal University (Natural Science Edition)*, 2015, 43(1): 35-39.
- [14] PDG. Review of Particle Physics(2022)[EB/OL][2023-03-27]. <https://pdg.lbl.gov/>.
- [15] ARTHUR R, BOYLE P A, BRÖMMEL D, et al. Lattice results for low moments of light meson distribution amplitudes[J]. *Physical Review D*, 2011, 83(7): 074505.

Study of $\bar{B}_{d,s} \rightarrow D_{d,s} P$ decays within QCD factorization framework

Chang Qin, Zhao Mengfei, Chen Lili, Wang Xiaolin

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

Abstract: In this paper, we use the results of the light-front quark model as the input under the condition of power suppressed without neglecting the masses of c quark and D meson. The contributions of spectator scattering and weak annihilation amplitudes in $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ K^-$ and $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ \pi^-$ are given under the framework of QCD Factorization. The purpose of this work is to explain the 4σ - 5σ deviation between theoretical prediction and experimental measurement in these two decay channels. The results show that the contribution of spectator scattering and weak annihilation amplitudes can improve this deviation to some extent, but the deviation between theory and experiment is still obvious.

Keywords: QCD Factorization; D meson; light-front quark model; annihilation

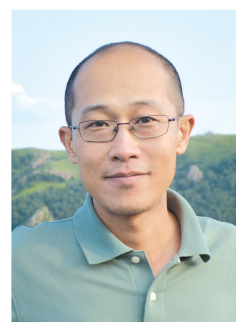
[责任编辑 杨浦 刘洋]

本期优秀校友、专家介绍



江玉海,上海科技大学教授,博士生导师,博士毕业于德国柏林自由大学物理系,先后在德国海德堡马普核物理研究所做博士后、项目主持人(PI),先后应聘为中国科学院上海高等研究院研究员,中国科学院大学岗位教授,中国原子分子专业委员会委员.1992年/1995年本科/硕士毕业于河南师范大学物理系,从事飞秒红外、自由电子激光在原子分子以及纳米材料中应用的实验和理论研究,发表论文150余篇.是世界上第一批利用自由电子激光研究原子分子超快过程的实验专家,成功研制了冷原子显微反应成像谱仪,以及太赫兹泵浦探测等科学研究平台,提供一系列探索原子分子与纳米材料物理机制和化学反应的手段.主持国家重大基础设施建设自由电子激光束线专项AMO实验站建设、科技部重点研发课题、基金委重大仪器、基金委重点国际合作、中国科学院仪器装备、上海市科委重大科技攻关等国家和省部级项目20多项.

常钦,河南省特聘教授,博士生导师,教育部长江学者奖励计划—青年长江学者,全国百篇优秀博士学位论文奖获得者,全国优秀教师,河南省优秀青年科技专家,河南省五四青年奖章获得者,河南省高校科技创新人才,河南省高校科技创新团队带头人,中原青年拔尖人才,全国高能物理学会常务理事.2003年,本科毕业于河南师范大学物理与信息工程学院,现任职于河南师范大学物理学院,曾在美国斯坦福大学SLAC国家实验室从事访问学者研究工作.主要从事高能物理、粒子物理理论研究,具体研究方向包括:重味物理、新物理唯象、微扰和非微扰QCD计算、光前量子化、光前全息QCD等.先后主持国家自然科学基金项目5项,全国百优博士学位论文作者专项、河南省高校科技创新团队、教育部博士点专项、河南省高校科技创新人才资助计划、“中原千人计划”—中原青年拔尖人才、河南省自然科学基金—杰出青年项目等省部级项目8项.近年来,在*Journal of High Energy Physics*, *Phys Rev D*, *Phys Lett B*, *Eur Phys J C*, *Nucl Phys B*, *J Phys G*等国际知名学术期刊发表SCI论文70余篇,被引用1000余次,其中被国际高能物理实验组的实验报告引用70余次.



毕永红,中国科学院水生生物研究所研究员,博士,博士生导师,藻类生态学学科带头人,藻类生物学及应用研究中心主任.1998年本科毕业于华中农业大学,2001年硕士毕业于上海海洋大学,2004年在中国科学院水生生物研究所获博士学位.2009年至2010年在德国环境健康研究中心开展为期2年的访学.研究方向为水域生态学、藻类生理生态学.主持和承担国家自然科学基金、国家重点研发计划课题等项目40余项,发表研究论文160余篇,其中SCI论文70余篇,获得国家授权发明专利10件,出版专著1部,参编(译)专著3部.目前兼任中国藻类学会副秘书长、中国海洋湖沼学会湖泊分会常务理事、水产学会生物饵料专委会委员、水利学会生态水利工程专委会委员、国家知识产权局中国专利审查技术专家,曾入选南京市321人才计划.担任《水生生物学报》,《湖泊科学》,《生态学杂志》, *Water biology & security*, *Frontiers*, *Water*, *Scientific Reports*, *Vegetos*等国内外期刊编委.