

# $B^*$ 介子两体弱衰变中 $D$ 介子对产生的研究

杨悦玲, 高洁, 李海燕, 卢飞翔, 郭育培

(河南师范大学 物理与材料科学学院, 河南 新乡 453007)

**摘要:**采用微扰 QCD 方法,对基态矢量介子  $B_q^*$  通过弱相互作用衰变到末态是 2 个  $D$  介子的过程进行了唯象研究.结果表明,对于未被 CKM 因子压低的  $W$  玻色子外发射过程  $B_s^{*0} \rightarrow D_s^+ D_s^-, B_d^{*0} \rightarrow D_s^+ D_d^-, B_u^{*+} \rightarrow D_s^+ \bar{D}_u^0$  等,其分支比可以达到  $10^{-9}$  量级.这些过程很有可能在未来被大型强子对撞机 LHC 和超级 B 工厂 SuperKEKB 等实验探测到.

**关键词:**  $B^*$  介子;微扰 QCD 方法;分支比

**中图分类号:** O572.2;O413

**文献标志码:** A

矢量介子  $B_q^*$  和赝标量介子  $B_q$  具有相同的夸克组成,都是由一重一轻的  $\bar{b}q$  夸克对组成的,其中  $q$  表示  $u, d, s$  轻夸克<sup>[1]</sup>.由于 2 个  $B$  介子工厂 BaBar 和 Belle 实验的推进,对  $B_q$  介子研究已经取得了很大进展,测量了几乎所有分支比大于  $10^{-6}$  的介子  $B_{u,d}$  弱衰变过程,发现并证实了  $B$  介子系统中的 CP 破坏<sup>[1]</sup>.目前,对  $B_q^*$  介子的理论研究和实验分析还很少,主要原因之一是  $B_q^*$  介子的质量比  $B_q$  介子的质量稍大,产生  $B_q^*$  介子需要更高的质心能量,关于  $B_q^*$  介子的实验数据统计量有待进一步增加.

因为  $B_q^*$  介子和  $B_q$  介子具有相同的价夸克组分,它们应该具有相同的弱衰变模式,即实际上都是通过  $b$  夸克的弱衰变进行的,因此研究  $B_q$  介子的模型和方法应该也适用于  $B_q^*$  介子弱衰变的唯象研究.这样有 3 个好处:1) 可以进一步检验理论模型的适用性和可靠性;2) 结合  $B_q^*$  介子和  $B_q$  介子的衰变过程可以给出模型参数更多、更精确的信息,有助于理解  $B_q$  介子衰变中的一些反常现象;3)  $B_q^*$  介子还提供了一些关于矢量介子衰变过程中的极化分布、强子结构等方面的信息.

描述夸克混合的 CKM 矩阵的元素之间存在一定的关系,第三代的  $b$  夸克主要通过弱相互作用衰变到第二代的  $c$  夸克,即  $b \rightarrow c + W^{*-}$ ,虚粒子  $W^*$  再演化成轻子对或者夸克对,尤其是对  $W^*$  粒子外发射的过程,由于颜色指标匹配,应该具有较大的分支比.本文将采用国际上研究  $B_q$  介子弱衰变过程中流行的微扰 QCD 方法<sup>[2-3]</sup>,对  $b \rightarrow c$  跃迁诱导的  $B_q^*$  介子衰变到末态是两个  $D$  介子的过程进行理论研究,以为将来的实验分析提供参考.

## 1 $B_q^* \rightarrow \bar{D}D$ 的衰变振幅

$B_q$  介子和  $B_q^*$  介子的弱衰变过程涉及多个能区的物理,例如  $W$  粒子质量  $m_W, b$  夸克质量  $m_b$ , QCD 特征能标  $\Lambda$  等,且能标跨度很大,即  $m_W \gg m_b \gg \Lambda$ ,这使得理论计算变得非常复杂,通常人们采用有效理论来处理这类多标度问题.唯象上,与  $B_q^* \rightarrow \bar{D}D$  过程相关的低能有效哈密顿量<sup>[3]</sup>

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{q=d,s} \left\{ \sum_{p=u,c} V_{pb}^* V_{pq} \sum_{i=1}^2 C_i(\mu) Q_i(\mu) - V_{tb}^* V_{tq} \sum_{k=3}^{10} C_k(\mu) Q_k(\mu) \right\} + h.c., \quad (1)$$

其中  $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  是费米常数<sup>[1]</sup>,  $V_{pb}^* V_{pq}$  是 CKM 矩阵元的乘积因子,  $C_i(\mu)$  是威尔逊(Wilson)系

收稿日期:2017-07-06;修回日期:2017-08-24.

基金项目:国家自然科学基金(U1632109;11705047;11547014);河南师范大学博士启动课题(QD14205).

作者简介(通信作者):杨悦玲(1977—),女,山西永济人,河南师范大学副教授,博士,从事粒子物理唯象研究,E-mail: yangyueling@htu.cn.

数,  $Q_i(\mu)$  是和具体过程相关的定域四夸克算符.  $Q_{1,2}$  是树图算符,  $Q_{3\sim 6}$  是 QCD 企鹅算符,  $Q_{7\sim 10}$  是电弱企鹅图算符, 其表达式如下:

$$Q_1 = (\bar{b}_\alpha p_\alpha)_{V-A} (\bar{p}_\beta q_\beta)_{V-A}, \quad Q_2 = (\bar{b}_\alpha p_\beta)_{V-A} (\bar{p}_\beta q_\alpha)_{V-A}, \quad (2)$$

$$Q_3 = \sum_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\alpha)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\beta)_{V-A}, \quad Q_4 = \sum_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\beta)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A}, \quad (3)$$

$$Q_5 = \sum_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\alpha)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\beta)_{V+A}, \quad Q_6 = \sum_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\beta)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A}, \quad (4)$$

$$Q_7 = \sum_{q'} \frac{3}{2} Q_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\alpha)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\beta)_{V+A}, \quad Q_8 = \sum_{q'} \frac{3}{2} Q_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\beta)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A}, \quad (5)$$

$$Q_9 = \sum_{q'} \frac{3}{2} Q_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\alpha)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\beta)_{V-A}, \quad Q_{10} = \sum_{q'} \frac{3}{2} Q_{q'} (\bar{b}_\alpha q_\beta)_{V-A} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A}. \quad (6)$$

在(2)~(6)式中,  $\alpha$  和  $\beta$  是颜色指标, 且约定相同颜色指标表示求和;  $q'$  代表  $u, d, s, c, b$  夸克,  $Q_{q'}$  是夸克  $q'$  所携带的电荷(以质子电荷为单位);  $(\bar{q}_1 q_2)_{V\pm A} = \bar{q}_1 \gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) q_2$ .

在(1)式中, 威尔逊系数  $C_i(\mu)$  描述了能标  $\mu$  以上的物理贡献. 在  $m_W$  能标时, 威尔逊系数可以通过微扰论进行计算, 然后再通过重整化群方程演化到相应的能标  $\mu$ . 包含次领头阶(next-to-leading, NLO) 贡献的威尔逊系数的具体表达式可以在文献[4]中找到. 威尔逊系数描述的是夸克间相互作用的强度大小, 和具体初末态强子无关, 因此这些威尔逊系数是普适的.

有效算符的强子矩阵元, 即  $\langle \bar{D} D | Q_i | B_q^* \rangle$ , 包含了能标  $\mu$  以下的物理贡献. 由于在低能标时 QCD 的非微扰贡献, 人们对于由夸克到强子转化的强子化机制还缺乏足够的认识, 所以在计算时通常需要借助一些唯象的假定和近似来处理. 这也是理论预言中不确定性的主要来源之一. 如何将强子矩阵元中微扰和非微扰的贡献有效地分离开来, 并合理地给出强子矩阵元的大小, 是理论计算强子非轻衰变过程中亟待解决的问题.

当前, 国际上计算强子矩阵元的方法有: 基于  $k_T$  因子化的微扰 QCD 方法(perturbative QCD approach, PQCD)<sup>[2-3]</sup>、基于共线近似的 QCD 因子化方法<sup>[5]</sup> 和软-共线有效理论<sup>[6]</sup> 等. 当然, 这些方法还有待进一步地发展和完善. 为了解决共线近似下的端点发散问题, PQCD 方法提出在计算时需要保留夸克横动量的贡献; 此外, 每个波函数还需要引入一个 Sudakov 因子来进一步压低非微扰的贡献. 采用 PQCD 方法, 衰变振幅可以写成威尔逊系数  $C$ 、散射振幅  $T_i$  和强子波函数  $\Phi_i$  的卷积形式

$$A \propto \sum_i \int \prod_j dk_j C_i(t) T_i(t, k_j) \Phi_j(k_j) e^{-S_j}, \quad (7)$$

其中  $e^{-S_j}$  是 Sudakov 因子,  $k_j$  是强子中价夸克的动量, 强子波函数包含了非微扰的贡献.

与  $B_q^* \rightarrow \bar{D} D$  过程相关的费曼图可以分成发射图和湮灭图两类拓扑(例如图 1). 经过计算可以得到  $B_q^* \rightarrow \bar{D} D$  过程的衰变振幅表达式如下:

$$A(B_u^{*+} \rightarrow \bar{D}^0 D_q^+) = F \{ V_{cb}^* V_{cq} [a_1 A_{a+b}^{LL} + C_2 A_{c+d}^{LL}] + V_{ub}^* V_{uq} [a_1 A_{i+j}^{LL} + C_2 A_{k+l}^{LL}] - V_{tb}^* V_{tq} [(a_4 + a_6) A_{a+b+i+j}^{LL} + (a_6 + a_8) A_{a+b}^{SP} + (C_3 + C_9) A_{c+d+k+l}^{LL} + (C_5 + C_7) A_{c+d+k+l}^{SP}] \}, \quad (8)$$

$$A(B_q^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 D^0) = F \{ V_{cb}^* V_{cq} [a_2 A_{e+f}^{LL} + C_1 A_{g+h}^{LL}] + V_{ub}^* V_{uq} [a_2 A_{i+j}^{LL} + C_1 A_{k+l}^{LL}] - V_{tb}^* V_{tq} [(a_3 + a_9) A_{e+f+i+j}^{LL} + (a_5 + a_7) A_{e+f+i+j}^{LR} + (C_4 + C_{10}) A_{g+h+k+l}^{LL} + (C_6 + C_8) A_{g+h+k+l}^{LR}] \}, \quad (9)$$

$$A(B_d^{*0} \rightarrow \bar{D}_d^- D_s^+) = F \{ V_{cb}^* V_{cs} [a_1 A_{a+b}^{LL} + C_2 A_{c+d}^{LL}] + V_{ub}^* V_{us} [(a_4 + a_{10}) A_{a+b}^{LL} + (a_4 - a_{10}/2) A_{i+j}^{LL} + (a_6 + a_8) A_{a+b}^{SP} + (C_3 + C_9) A_{e+d}^{LL} + (C_5 + C_7) A_{c+d}^{SP}] + (C_3 - C_9/2) A_{k+l}^{LL} + (C_5 - C_7/2) A_{k+l}^{SP} \}, \quad (10)$$

$$A(B_d^{*0} \rightarrow \bar{D}_s^- D_s^+) = F \{ V_{cb}^* V_{cd} [a_2 A_{e+f}^{LL} + C_1 A_{g+h}^{LL}] - V_{ub}^* V_{ud} [(a_3 + a_9) A_{e+f}^{LL} + (a_5 + a_7/2) A_{e+f}^{LR} + (a_3 - a_9/2) A_{i+j}^{LL} + (a_5 - a_7/2) A_{i+j}^{LR} + (C_4 + C_{10}) A_{g+h}^{LL} + (C_6 + C_8) A_{g+h}^{LR} + (C_4 - C_{10}/2) A_{k+l}^{LL} + (C_6 - C_8/2) A_{k+l}^{LR}] \}, \quad (11)$$

$$A(B_q^{*0} \rightarrow \bar{D}_q^- D_q^+) = F \{ V_{cb}^* V_{cq} [a_1 A_{a+b}^{LL} + C_2 A_{c+d}^{LL} + a_2 A_{e+f}^{LL} + C_1 A_{g+h}^{LL}] - V_{tb}^* V_{tq} [(a_4 + a_{10}) A_{a+b}^{LL} + (a_6 + a_8) A_{a+b}^{SP} + (a_3 + a_9) A_{e+f}^{LL} + (C_3 + C_9) A_{c+d}^{LL} + (C_5 + C_7) A_{c+d}^{SP} + (C_4 + C_{10}) A_{g+h}^{LL} + (a_5 + a_7) A_{e+f}^{LR} + (C_6 + C_8) A_{g+h}^{LR} + (a_5 - a_7/2) A_{i+j}^{LR} + (C_5 - C_7/2) A_{k+l}^{SP} + (C_6 - C_8/2) A_{k+l}^{LR} + (a_3 + a_4 - a_9/2 - a_{10}/2) A_{i+j}^{LL} + (C_3 + C_4 - C_9/2 - C_{10}/2) A_{k+l}^{LL}] \}, \quad (12)$$

$$F = \sqrt{2} \pi G_F C_F f_{B^*} f_D f_D m_{B^*} (\epsilon_{B^*} \cdot p_D) / N_c, \quad (13)$$

$$a_i = \begin{cases} C_i + C_{i+1} / N_c, & \text{为奇数,} \\ C_i + C_{i-1} / N_c, & \text{为偶数,} \end{cases} \quad (14)$$

在(8)~(14)式中,颜色量子数  $N_c = 3$ ;颜色因子  $C_F = 4/3$ ;  $f_{B^*}, f_D, f_D$  分别是  $B^*, \bar{D}, D$  介子的衰变常数;振幅模块  $A_{i+j+\dots}^k$  是  $A_i^k + A_j^k + \dots$  的缩写形式,其中下标  $i, j$  对应于图 1 中第  $i, j$  图,上标  $k$  对应于算符  $(\bar{q}_1 q_2)_{\Gamma_1} (\bar{q}_3 q_4)_{\Gamma_2}$  的 3 种狄拉克(Dirac)流结构  $\Gamma_1 \otimes \Gamma_2$ ,即  $k = LL, LR, SP$  分别对应于  $(V-A) \otimes (V-A), (V-A) \otimes (V+A), -2(S-P) \otimes (S+P)$ ,这里的  $S, P, V, A$  分别表示标量流、赝标量流、矢量流和轴矢流.振幅模块

$$A_a^{LL} = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int_0^\infty b_1 db_1 \int_0^\infty b_2 db_2 \alpha_s(t_a) H(\alpha, \beta, b_1, b_2) E(t_a) \phi_{B^*}^v(x_1) \{ \phi_D^a(x_2) (m_{B^*}^2 x_2 + m_D^2 x_2) + \phi_D^b(x_2) m_D m_b \}, \quad (15)$$

$$H(\alpha, \beta, b_1, b_2) = K_0(b_1 \sqrt{|\alpha|}) \{ \theta(b_1 - b_2) K_0(b_1 \sqrt{|\beta|}) K_0(b_1 \sqrt{|\beta|}) I_0(b_2 \sqrt{|\beta|}) + (b_1 \leftrightarrow b_2) \}, \quad (16)$$

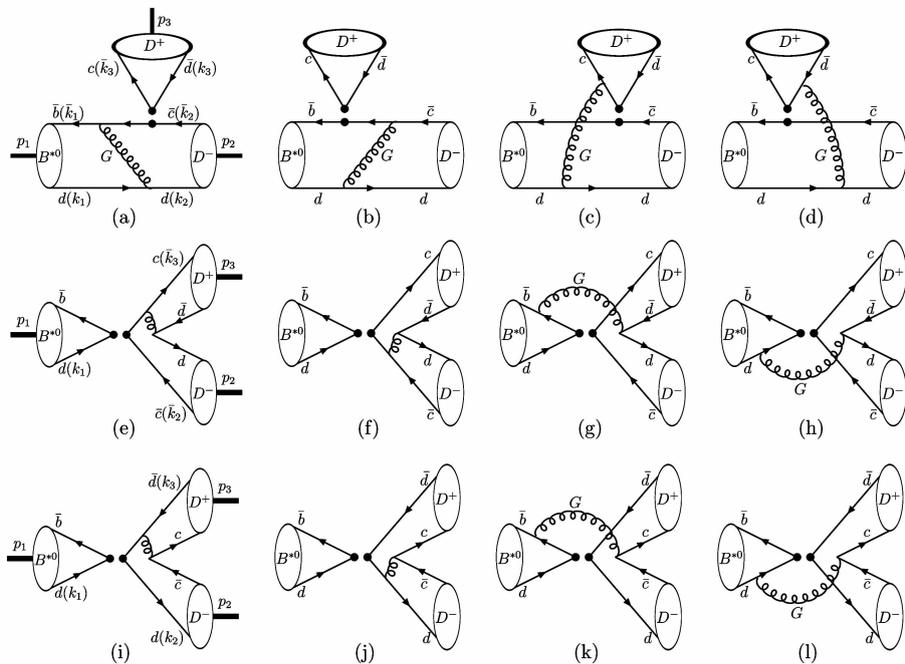
其中  $\phi_{B^*}^v(x_1)$  和  $\phi_D^{a,p}(x_2)$  分别是  $B_q^*$  和  $\bar{D}$  介子的分布振幅;  $x_i$  是强子中价夸克所携带的纵向动量分数;  $b_i$  是价夸克横向动量  $k_{iT}$  的共轭变量;  $K_0$  和  $I_0$  是贝塞尔函数;  $E$  是  $B_q^*$  和  $\bar{D}$  介子分布振幅相对应的 Sudakov 因子的乘积,即

$$E(t_a) = e^{-S_{B^*}(t_a)} e^{-S_D(t_a)}, \quad (17)$$

$\alpha$  和  $\beta$  分别是内线胶子和内线夸克四动量的平方;为了保证衰变振幅中的微扰部分确实是微扰可算的,在 PQCD 方法中通常取特征

$$t_a = \max\{\sqrt{|\alpha|}, \sqrt{|\beta|}, 1/b_1, 1/b_2\}. \quad (18)$$

其他振幅模块  $A_i^k$  同样也可以利用(7)式进行计算,其具体形式就不再一一列举给出.



(a) ~ (d) 是发射图, (e) ~ (l) 是湮灭图

图 1 与  $B^{*0} \rightarrow D^+ D^-$  过程相关的费曼图

## 2 数值结果和讨论

在  $B_q^*$  介子静止参考系中,  $B_q^* \rightarrow \bar{D}D$  过程的衰变分支比

$$B_r = \frac{1}{24\pi} \frac{p_{cm}}{m_{B^*}^2 \Gamma_{B^*}} |A(B_q^* \rightarrow \bar{D}D)|^2, \quad (19)$$

其中  $p_{cm}$  是末态粒子的动量的大小,  $\Gamma_{B^*}$  是  $B_q^*$  介子的衰变宽度.

$B_q^*$  介子和  $B_q$  介子的质量差小于 50 MeV<sup>[1]</sup>,  $B_q^*$  介子通过强作用进行衰变是被严格禁戒的,  $B_q^*$  介子主要通过电磁作用进行衰变, 即  $B_q^* \rightarrow B_q\gamma$ , 弱相互作用对  $B_q^*$  介子衰变宽度的贡献可以忽略, 这与基态的  $B_q$  介子只能通过弱相互作用进行衰变不同, 因此在计算中可以采用近似处理, 即  $\Gamma_{B_q^*} \approx \Gamma(B_q^* \rightarrow B_q\gamma)$ . 在  $B_q^* \rightarrow B_q\gamma$  过程中, 末态光子的能量很小, 高能粒子实验探测器对这样的光子不能进行很好地测量, 导致目前还没有关于  $\Gamma_{B_q^*}$  和  $\Gamma(B_q^* \rightarrow B_q\gamma)$  的测量结果. 关于  $B_q^*$  介子的衰变宽度的信息主要是通过对磁偶极跃迁过程  $B_q^* \rightarrow B_q\gamma$  进行理论计算得到的, 更多详细的讨论可以参见文献[7]. 为了定量计算方便, 采用  $\Gamma_{B_q^*} \approx 450$  eV,  $\Gamma_{B_d} \approx 150$  eV,  $\Gamma_{B_s^*} \approx 100$  eV, 这些值和文献[7]中的结果基本符合.

从(7)式和(15)式可以看到, 在 PQCD 方法中, 强子分布振幅是基本的输入参数. 在本文的计算中, 初末态强子的分布振幅的表达式取<sup>[8-9]</sup>

$$\begin{aligned} \phi_{B^*}^v(x) &= Ax\bar{x} \exp\left\{-\frac{xm_q^2 + xm_b^2}{8\omega^2 x\bar{x}}\right\}, \phi_{B^*}^t(x) = A(x - \bar{x})^2 \exp\left\{-\frac{xm_q^2 + xm_b^2}{8\omega^2 x\bar{x}}\right\}, \\ \phi_D^a(x) &= Cx\bar{x} \exp\left\{-\frac{xm_q^2 + xm_c^2}{8\omega^2 x\bar{x}}\right\}, \phi_D^b(x) = D \exp\left\{-\frac{xm_q^2 + xm_c^2}{8\omega^2 x\bar{x}}\right\}, \end{aligned}$$

其中  $\phi_{B^*}^v(x)$  和  $\phi_D^a(x)$  的扭度是 2,  $\phi_{B^*}^t(x)$  和  $\phi_D^b(x)$  的扭度是 3;  $\omega = \alpha_s(m)$  是价夸克在强子中横动量的平均值;  $A, B, C, D$  是分布振幅的归一化常数. 粒子的质量和衰变常数的数值见表 1. 在计算中, 如果没有特别声明, 将取这些参数的中心值作为输入.

表 1 衰变常数和粒子质量

|   |   |   |   |
|---|---|---|---|
| $f_{D_s} = 249.0 \pm 1.2$ MeV <sup>[1]</sup>      | $f_{D_d,u} = 211.9 \pm 1.1$ MeV <sup>[1]</sup>    | $f_{B_{d,s}} = 175 \pm 6$ MeV <sup>[7]</sup>      | $f_{B_s^*} = 213 \pm 7$ MeV <sup>[7]</sup>            |
| $m_{D_s} = 1\ 968.27 \pm 0.10$ MeV <sup>[1]</sup> | $m_{D_d} = 1\ 869.58 \pm 0.09$ MeV <sup>[1]</sup> | $m_{D_u} = 1\ 864.83 \pm 0.05$ MeV <sup>[1]</sup> | $m_{B_{d,s}} = 5\ 324.65 \pm 0.25$ MeV <sup>[1]</sup> |
| $m_{B_s^*} = 5\ 415.4 \pm 0.3$ MeV <sup>[1]</sup> | $m_b = 4.87 \pm 0.06$ GeV <sup>[1]</sup>          | $m_c = 1.67 \pm 0.07$ GeV <sup>[1]</sup>          |   |

根据衰变振幅中 CKM 矩阵元因子和树图算符的贡献, 可以将  $B_q^* \rightarrow \bar{D}D$  过程分成 4 类(见表 2), 第 I, II, III, IV 类过程的衰变振幅分别和  $V_{cb}^* V_{cs} a_1 \sim \lambda^2 a_1$ ,  $V_{cb}^* V_{cd} a_1 \sim \lambda^3 a_1$ ,  $V_{cb}^* V_{cs} a_2 \sim \lambda^2 a_2$ ,  $V_{cb}^* V_{cd} a_2 \sim \lambda^3 a_2$  成比例. 第 III, IV 类过程都是纯湮灭过程, 分支比应该非常小. 经过数值计算, 得到的分支比的结果列在表 2 中, 计算结果中的误差分别是由标度的变化  $(1 \pm 0.1)t_i$ , 价夸克质量  $m_b$  和  $m_c$  变化引起的.

表 2  $B_q^* \rightarrow \bar{D}D$  过程的分支比(第 1 个误差来自标度变化, 第 2 个误差来自价夸克质量的变化)

| 类型  | 反应过程                                     | 分支比  | 反应过程                                     | 分支比  | 反应过程                                  | 分支比  |
|-----|--|--|--|--|---------------------------------------|--|
| I   | $B_u^* \rightarrow \bar{D}_u^0 D_u^+$    | $(1.89^{+0.45+0.01}_{-0.17-0.15}) \times 10^{-9}$  | $B_d^0 \rightarrow \bar{D}_d^- D_d^+$    | $(5.68^{+0.36+0.01}_{-0.31-0.31}) \times 10^{-9}$  | $B_s^0 \rightarrow \bar{D}_s^- D_s^+$ | $(1.51^{+0.13+0.03}_{-0.13-0.13}) \times 10^{-9}$  |
| II  | $B_u^* \rightarrow \bar{D}_u^0 D_d^+$    | $(7.65^{+1.81+0.04}_{-0.68-0.78}) \times 10^{-11}$ | $B_d^0 \rightarrow \bar{D}_d^- D_d^+$    | $(2.27^{+0.55+0.11}_{-0.21-0.21}) \times 10^{-10}$ | $B_s^0 \rightarrow \bar{D}_s^- D_d^+$ | $(6.34^{+1.49+0.07}_{-0.54-0.45}) \times 10^{-10}$ |
| III | $B_s^{*0} \rightarrow \bar{D}_u^0 D_u^0$ | $(7.57^{+3.07+6.57}_{-2.52-1.86}) \times 10^{-13}$ | $B_s^{*0} \rightarrow \bar{D}_d^- D_d^+$ | $(7.62^{+3.07+6.51}_{-2.53-1.61}) \times 10^{-13}$ | —                                     | —  |
| IV  | $B_d^{*0} \rightarrow \bar{D}_u^0 D_u^0$ | $(1.53^{+0.63+0.45}_{-0.43-0.21}) \times 10^{-13}$ | $B_d^{*0} \rightarrow \bar{D}_s^- D_s^+$ | $(1.11^{+0.19+0.22}_{-0.15-0.26}) \times 10^{-13}$ | —                                     | —  |

从表 2 中的数值结果可看出: 1) 不同衰变过程的分支比之间存在一定的等级关系, 即  $B_r$  (第 I 类)  $>$   $B_r$  (第 II 类)  $>$   $B_r$  (第 III 类)  $>$   $B_r$  (第 IV 类). 2) 由于  $\Gamma_{B_d} >$   $\Gamma_{B_d} >$   $\Gamma_{B_s^*}$  和  $f_{B_{d,s}} <$   $f_{B_s^*}$ , 因此对于同一类型的衰变过程来讲,  $B_q^* \rightarrow \bar{D}D$  过程的分支比最大, 而  $B_u^* \rightarrow \bar{D}D$  过程的分支比最小. 3) 计算结果中存在很多的不确定性, 随标度变化的误差原则上可以通过考虑高阶修正贡献来减小; 选取不同的衰变宽度, 表 2 中的数值也应该做相应地变化, 即对于  $B_u^*, B_d^*, B_s^*$  介子衰变, 应该分别乘以因子 450 eV/ $\Gamma_{B_d}, 150$  eV/ $\Gamma_{B_d}, 100$  eV/ $\Gamma_{B_s^*}$ ; 此外, 还可以构造物理观测量, 例如不同过程分支比的比值等来降低理论预言的不确定性. 4)

和  $B \rightarrow \bar{D}D$  过程相比,  $B^* \rightarrow \bar{D}D$  过程的分支比小至少 3 个数量级<sup>[1,10]</sup>, 因此尽管  $B_q^*$  介子和  $B_q$  介子的质量差很小, 但是在分析  $B \rightarrow \bar{D}D$  过程时, 由  $B^* \rightarrow \bar{D}D$  过程造成的本底可以忽略; 相反, 实验上在分析  $B^* \rightarrow \bar{D}D$  过程时大部分的本底应该来自  $B \rightarrow \bar{D}D$  过程. 5) 第 I 类衰变  $B_q^* \rightarrow \bar{D}_q D_s^+$  过程是未被 CKM 因子压低的  $W$  外发射过程, 其分支比不小于  $10^{-9}$ . 在超级 B 工厂 SuperKEKB 实验中,  $\Upsilon(5S)$  粒子共振峰上收集的每  $10 \text{ ab}^{-1}$  数据中将有大约 33 亿的  $B_u^*$  和  $B_d^*$  介子和 12 亿的  $B_s^*$  介子事例<sup>[1,11]</sup>; 在大型强子对撞机 LHC 的 LHCb 实验中, 收集的每  $1 \text{ ab}^{-1}$  数据中将有大约  $9.2 \times 10^{13}$  个  $B_u^*$  和  $B_d^*$  介子和  $1.9 \times 10^{13}$  个  $B_s^*$  介子事例<sup>[1,12]</sup>. 因此,  $B_s^{*0} \rightarrow D_s^+ D_s^-$ ,  $B_d^{*0} \rightarrow D_s^+ D_d^-$ ,  $B_u^{*+} \rightarrow D_s^+ \bar{D}_u^0$  过程很有可能在未来的高能物理实验中被探测到.

### 3 总 结

展望未来几年高能粒子物理实验的进展, 将会有大量的矢量  $B_q^*$  介子数据, 这为重味物理研究提供了新的研究对象和机遇. 目前, 无论实验还是理论上, 对于  $B_q^*$  介子弱衰变的研究都很少. 本文采用国际上流行的 PQCD 模型, 对和  $b \rightarrow c$  跃迁相对应的 10 个  $B^* \rightarrow \bar{D}D$  过程进行了唯象研究, 以期为未来的实验分析提供参考依据. 结果表明, 对于未被 CKM 因子压低的  $W$  外发射过程  $B_q^* \rightarrow \bar{D}_q D_s^+$ , 其分支比可以达到  $10^{-9}$  量级, 有望在不久的将来被大型强子对撞机 LHC 和超级 B 工厂 SuperKEKB 等实验探测到.

### 参 考 文 献

- [1] Patrignani C, Agashe K, Aielli G, et al. Review of particle physics [J]. Chin Phys C, 2016, 40(10): 100001.
- [2] Li H. Applicability of perturbative QCD to  $B \rightarrow D$  decays [J]. Phys Rev D, 1995, 52(7): 3958.
- [3] Chang C, Li H. Three-scale factorization theorem and effective field theory: analysis of nonleptonic heavy meson decays [J]. Phys Rev D, 1997, 55(9): 5577.
- [4] Buchalla G, Buras A, Lautenbacher M. Weak decays beyond leading logarithms [J]. Rev Mod Phys, 1996, 68(4): 1125.
- [5] Beneke M, Buchalla G, Neubert M, et al. QCD factorization for exclusive nonleptonic  $B$  meson decays: general arguments and the case of heavy-light final states [J]. Nucl Phys B, 2000, 591: 313-418.
- [6] Buras C, Fleming S, Pirjol D, et al. An effective field theory for collinear and soft gluons; heavy to light decays [J]. Phys Rev D, 2001, 63(11): 114020.
- [7] Simonis V. Magnetic properties of ground state mesons [J]. Eur Phys J A, 2016, 52: 90.
- [8] Sun J, Yang Y, Li Q, et al. The  $\Upsilon(nS) \rightarrow B_c D_s, B_c D_d$  decays with perturbative QCD approach [J]. Phys Lett B, 2016, 752: 322-328.
- [9] Yang Y, Sun J, Huang J, et al.  $\Upsilon(nS) \rightarrow B_c^* D$  decays with perturbative QCD approach [J]. Int J Mod Phys A, 2016, 31(26): 1650146.
- [10] Li R, Lv C, Sanda A, Wang X. Decays of B meson to two charmed mesons [J]. Phys Rev D, 2010, 81(3): 034006.
- [11] Akeroyd A, Aushev T, Bartel W, et al. Physics at super B factory [EB/OL]. [2010-02-11]. <https://arxiv.org/abs/1002.5012>.
- [12] Gershon T, Needham M. Heavy flavor physics at the LHC [J]. C R Phys, 2015, 16: 435-447.

## The production of the $D$ meson pair associated with the two-body $B^*$ weak decay

Yang Yueling, Gao Jie, Li Haiyan, Lu Feixiang, Guo Yupei

(College of Physics and Materials Science, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)

**Abstract:** In this paper, the two-body weak decays of the ground vector  $B^*$  meson into the  $D$  meson pair are investigated with the perturbative QCD approach. It shows that the CKM-allowed processes, such as the  $B_s^{*0} \rightarrow D_s^+ D_s^-$ ,  $B_d^{*0} \rightarrow D_s^+ D_d^-$ ,  $B_u^{*+} \rightarrow D_s^+ \bar{D}_u^0$  decays, which are mainly induced by the external  $W$ -emission interactions, can have the branching ratio of  $10^{-9}$ . These processes might be promisingly accessible to the LHC and SuperKEKB experiments in the near future.

**Keywords:**  $B^*$  meson; perturbative QCD approach; branching ratio