第28卷 第12期
2004年12月

高 能 物 理 与 核 物 理
HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS

Vol.28, No.12
Dec., 2004

# QCD因子化方法下两体非轻无粲 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变*

李新强　鲁公儒　杨亚东
（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,在标准模型下对 $B_s$ 介子衰变到两个轻矢量介子的过程进行了分析.结果表明:(i)在该方法下,非因子化修正对不同的螺旋度振幅的贡献是不同的,有效系数 $a_i^h$ 是与末态矢量介子的螺旋度 $h$ 相关的;(ii) $\bar{B}_s \to VV$ 过程中的某些衰变道的分支比是很大的,甚至达到了 $10^{-5}$ 的量级,在未来的B物理实验上是完全有可能测量到的;(iii)对大多数衰变道来讲,横向衰变宽度与总宽度的比值 $\Gamma_T/\Gamma$ 是非常小的.这意味着在两体非轻 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变中,末态两个轻矢量介子都趋向于具有零螺旋度.

**关键词**　标准模型　QCD因子化　$B_s$ 衰变　分支比　螺旋度

## 1　引言

我们知道,B介子两体非轻衰变在确定夸克味参数,特别是CKM么正三角形的3个内角 $\alpha$, $\beta$ 和 $\gamma$ 方面起着关键性的作用.在粒子物理的标准模型中,CP破坏由CKM矩阵元中的弱相位来描述,伴随着B物理实验对这些参数的精确测量,可以探索CP破坏的起源,进而对标准模型进行更严格的检验.近年来,无论在实验上还是在理论上,B介子遍举衰变的研究都取得了显著的进展.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,并且,随着实验数据的收集,将来还会有更多的B介子衰变道被精确测量.理论上,人们提出并发展了好几种用来研究B介子两体非轻弱衰变的方法,比如简单因子化(NF)方法[3],推广的因子化(GFA)方法[4],QCD因子化(QCDF)方法[5]以及微扰QCD因子化(pQCD)方法[6]等,并利用这些方法对 $B_{u,d}$ 介子的两体衰变过程进行了深入而广泛的研究[7—11].

原则上讲,$B_s$ 介子的两体衰变和 $B_d$ 介子的两体衰变在物理上应该是相同的,从表面上来看,两者之间的差别仅反映在旁观者夸克成分的不同.但问题并非如此简单,中性B介子的典型特征在于存在着混合现象,相对于 $B_d$ 介子系统,较重的 $B_s$ 介子振荡得比较快,目前,我们还无法在运行 $\Upsilon(4s)$ 共振态上的B介子工厂上对其衰变模式进行分析.但是,我们相信,在未来的强子对撞机实验(如HERA-B,BTeV以及LHCb等)上,应该可以以极高的精度观测到 $B_s$ 介子系统中的CP破坏效应的.因此,目前理论上对 $B_s$ 介子系统进行研究是一项很有意义的工作.

利用QCD因子化方法,文献[12—14]对 $B_s \to$ PP,PV(这里的P,V分别代表赝标介子和矢量介子)衰变进行了系统的研究和唯象上的分析.相对于 $B \to$ PP和 $B \to$ PV过程,在 $B \to$ VV过程中,末态矢量介子的3个不同螺旋度对衰变振幅都有贡献.因此,通过测量不同的螺旋度振幅的大小和相位,$B \to$ VV过程更能揭示B介子遍举衰变过程的动力学信息.本文就利用QCD因子化方法来研究 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变过程.通过具体计算发现:与简单因子化方法和推广的因子化不同,QCD因子化方法给出的有效系数 $a_i^h$ 对不同的螺旋度振幅来讲是不同的,它们是与末态矢量介子的极化状态相关的;对大多数衰变道来讲,

2004-04-26收稿
*河南省杰出青年基金(0312001700),国家自然科学基金(19805015,1001750)资助

横向宽度与总宽度的比值($\Gamma_T/\Gamma$)是很小的,因此,在重夸克极限下,两个末态矢量介子的螺旋度均趋于零.另外,还发现某些衰变道的分支比是很大的,甚至达到了 $10^{-5}$的量级,在将来的 LHCb 等实验上是完全有可能测量到的.

## 2　QCD 因子化框架下 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变过程的计算

### 2.1　有效哈密顿量

利用算符乘积展开和重整化群方程,可以将描写 B 介子非轻弱衰变的哈密顿量写为[15]

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\Big\{\lambda_u(C_1(\mu)O_1^u(\mu) + C_2(\mu)O_2^u(\mu)) + \lambda_c(C_1(\mu)O_1^c(\mu) + C_2(\mu)O_2^c(\mu)) - \lambda_t\Big(\sum_{i=3}^{10}C_i(\mu)O_i(\mu) + C_{7\gamma}(\mu)O_{7\gamma}(\mu) + C_{8g}(\mu)O_{8g}(\mu)\Big)\Big\} + \mathrm{h.c.} \tag{1}$$

其中 q = d 或 s,取决于具体的衰变模式,$\lambda_i = V_{ib}V_{iq}^*$ 为 CKM 矩阵元因子;$C_i(\mu)$为微扰论可算的威尔逊系数.有效算符 $O_i(\mu)$可以表示为

$$\begin{aligned}
O_1^u &= (\bar{u}b)_{V-A}(\bar{q}u)_{V-A},\\
O_2^u &= (\bar{u}_\alpha b_\beta)_{V-A}(\bar{q}_\beta u_\alpha)_{V-A},\\
O_1^c &= (\bar{c}b)_{V-A}(\bar{q}u)_{V-A},\\
O_2^c &= (\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V-A}(\bar{q}_\beta u_\alpha)_{V-A},\\
O_{3(5)} &= (\bar{q}b)_{V-A}\sum_{q'}(\bar{q}'q')_{V-A(V+A)},\\
O_{4(6)} &= (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A}\sum_{q'}(\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A(V+A)},\\
O_{7(9)} &= \frac{3}{2}(\bar{q}b)_{V-A}\sum_{q'}e_{q'}(\bar{q}'q')_{V+A(V-A)},\\
O_{8(10)} &= \frac{3}{2}(\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A}\sum_{q'}e_{q'}(\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A(V-A)},\\
O_{7\gamma} &= \frac{e}{8\pi^2}m_b\bar{q}_\alpha\sigma^{\mu\nu}(1+\gamma_5)b_\alpha F_{\mu\nu},\\
O_{8g} &= \frac{g}{8\pi^2}m_b\bar{q}_\alpha\sigma^{\mu\nu}(1+\gamma_5)T^a_{\alpha\beta}b_\beta G^a_{\mu\nu}.
\end{aligned} \tag{2}$$

式中的 q = u,d,s,c,b.

### 2.2　$\bar{B}_s \to VV$ 衰变过程的可因子化振幅

在 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变过程中,由于 3 个螺旋度振幅均有贡献,因此衰变振幅的计算比较复杂.通常采用螺旋度分解的办法,将整个衰变振幅分解为 3 个独立的螺旋度振幅 $H_0$,$H_{+1}$和 $H_{-1}$,分别对应于末态矢量介子的螺旋度 $\lambda = 0$, +1 和 −1(由于 $\bar{B}_s$ 介子的自旋为零,在 $\bar{B}_s$ 介子静止系中,由螺旋度守恒,可以得知,两个末态矢量介子的螺旋度相同).为此,首先定义螺旋度矩阵元

$$H_\lambda = \langle V_1(\lambda)V_2(\lambda) \mid H_{eff} \mid \bar{B}_s\rangle, \tag{3}$$

其中 $H_{eff}$为描写 B 介子非轻弱衰变的低能有效哈密顿量,其表达式已在式(1)中给出.为计算方便,可以用 3 个独立的洛伦兹(Lorentz)标量 $a$,$b$ 和 $c$ 来表达螺旋度矩阵元 $H_\lambda$[5,16]:

$$H_\lambda = \varepsilon^*_{1\mu}(\lambda)\varepsilon^*_{2\nu}(\lambda)\Big(ag^{\mu\nu} + \frac{b}{m_{V_1}m_{V_2}}p_B^\mu p_B^\nu + \frac{ic}{m_{V_1}m_{V_2}}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}p_{1\alpha}p_{2\beta}\Big), \tag{4}$$

其中 $p_1(p_2)$,$\varepsilon_1^*(\varepsilon_2^*)$和 $m_{V_1}(m_{V_2})$分别是矢量介子 $V_1(V_2)$的四动量,极化矢量和质量;$p_B = p_1 + p_2$ 为 $\bar{B}_s$ 介子的四动量.在 $\bar{B}_s$ 介子的静止系中,假定矢量介子 $V_1$ 和 $V_2$ 分别沿着 $z$ 轴正方向和负方向飞出,则可以将以上各个量表示为

$$\begin{aligned}
p_B &= m_{B_s}(1,0,0,0),\\
p_1 &= (E_1,0,0,p_c),\\
p_2 &= (E_2,0,0,-p_c),\\
\varepsilon_1^*(\lambda) &= \begin{cases}\frac{1}{m_{V_1}}(p_c,0,0,E_1) & \text{当 } \lambda = 0 \text{ 时},\\ \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm i,0) & \text{当 } \lambda = \pm 1 \text{ 时},\end{cases}\\
\varepsilon_2^*(\lambda) &= \begin{cases}\frac{1}{m_{V_2}}(-p_c,0,0,E_2) & \text{当 } \lambda = 0 \text{ 时},\\ \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\mp i,0) & \text{当 } \lambda = \pm 1 \text{ 时},\end{cases}
\end{aligned} \tag{5}$$

式中 $E_1$ 和 $E_2$ 分别为在 $\bar{B}_s$ 介子静止系中两个矢量介子 $V_1$ 和 $V_2$ 的能量,并由下式给出:

$$E_1 = \frac{m_{B_s}^2 - m_{V_2}^2 + m_{V_1}^2}{2m_{B_s}}, E_2 = \frac{m_{B_s}^2 - m_{V_1}^2 + m_{V_2}^2}{2m_{B_s}} \tag{6}$$

而 $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$为四阶全反称张量,这里(及以后)采用 $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} = -1$ 的符号约定.系数 $c$ 相应于 $p$ 波振幅,而 $a$ 和 $b$ 相应于 $s$ 波和 $d$ 波振幅的混合.通过具体的计算,可以看到螺旋度振幅与 3 个洛伦兹标量 $a$,$b$ 和 $c$ 之间有如下关系:

$$\begin{aligned}
H_0 &= -ax - b(x^2-1),\\
H_{\pm 1} &= -a \mp \sqrt{x^2-1}.
\end{aligned} \tag{7}$$

其中 $x = p_1 \cdot p_2/m_{V_1}m_{V_2}$.由 3 个螺旋度振幅的表达式,可看到:纵向极化振幅(即与螺旋度 $\lambda = 0$ 相应

的螺旋度振幅 $H_0$）是领头级的，而其他两个螺旋度振幅（即 $H_{\pm1}$）是被幂次 $m_{V_{1,2}}/m_{B_s}$ 压低的.

有了螺旋度振幅的表达式，就可以将 $\bar{B}_s \to VV$ 过程的衰变宽度和分支比为

$$\Gamma(\bar{B}_s \to VV) = \frac{p_c}{8\pi m_{B_s}^2}(|H_0|^2 + |H_{+1}|^2 + |H_{-1}|^2),$$
$$Br(\bar{B}_s \to VV) = \tau_{B_s}\frac{p_c}{8\pi m_{B_s}^2}(|H_0|^2 + |H_{+1}|^2 + |H_{-1}|^2). \tag{8}$$

其中 $\tau_{B_s}(m_{B_s})$ 是 $B_s$ 介子的寿命（质量），$p_c$ 为在 $\bar{B}_s$ 介子静止系中两个出射介子的动量大小，并由下式给出

$$p_c = \frac{1}{2m_{B_s}} \cdot \sqrt{[m_{B_s}^2 - (m_{V_1} + m_{V_2})^2][m_{B_s}^2 - (m_{V_1} - m_{V_2})^2]}. \tag{9}$$

为了计算 $\bar{B}_s \to VV$ 过程的衰变宽度和分支比，需要计算定域四夸克算符的强子矩阵元

$$\langle V_1(\lambda)V_2(\lambda)|(\bar{q}_2 q_3)_{V-A}(\bar{q}_1 b)_{V-A}|\bar{B}_s\rangle, \tag{10}$$

在简单因子化下，上式是可以因子化的，用 $X^{(\bar{B}_s V_1, V_2)}$ 代表 $\bar{B}_s \to VV$ 过程的可因子化振幅，并假定 $V_2$ 介子可以从（$\bar{B}_s, V_1$）体系中因子化出去，而 $V_1$ 介子吸收了 $\bar{B}_s$ 介子中的旁观者夸克.借助于简单因子化（NF），假设，可以将上式定域四夸克算符的强子矩阵元分解成两个流矩阵元 $\langle V_2(\lambda)|(\bar{q}_2 q_3)_{V-A}|0\rangle$ 和 $\langle V_1(\lambda)|(\bar{q}_1 b)_{V-A}|\bar{B}_s\rangle$ 的乘积，而这两个流矩阵元又可以分别参数化为矢量介子 $V_2$ 的衰变常数和 $\bar{B}_s \to V_1$ 跃迁的形状因子[17,18]：

$$\langle V_2(p,\varepsilon^*)|\bar{q}_2\gamma_\mu q_3|0\rangle = -\mathrm{i}f_{V_2}m_{V_2}\varepsilon_\mu^*,$$
$$\langle V_1(p,\varepsilon^*)|\bar{q}_1\gamma_\mu(1-\gamma_5)b|\bar{B}_s(p_B)\rangle = -\varepsilon_\mu^*(m_{B_s}+m_{V_1})A_1^{B_sV_1}(q^2) + (p_B+p)_\mu(\varepsilon^*\cdot p_B)\cdot \frac{A_2^{B_sV_1}(q^2)}{m_{B_s}+m_{V_1}} + q_\mu(\varepsilon^*\cdot p_B)\frac{2m_{V_1}}{q^2}[A_3^{B_sV_1}(q^2) - A_0^{B_sV_1}(q^2)] - \mathrm{i}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon^{*\mu}p_B^\alpha p^\beta\frac{2V^{B_sV_1}(q^2)}{m_{B_s}+m_{V_1}}, \tag{11}$$

式中的 $q = p_B - p$，并且形状因子之间满足如下关系

$$A_3^{B_sV_1}(0) = A_0^{B_sV_1}(0),$$
$$A_3^{B_sV_1}(q^2) = \frac{m_{B_s}+m_{V_1}}{2m_{V_1}}A_1^{B_sV_1}(q^2) - \frac{m_{B_s}-m_{V_1}}{2m_{V_1}}A_2^{B_sV_1}(q^2). \tag{12}$$

利用以上关系式，可以将可因子化振幅 $X^{(\bar{B}_s V_1, V_2)}$ 写成

$$X^{(\bar{B}_s V_1, V_2)} = \langle V_2(\lambda)|(\bar{q}_2 q_3)_{V-A}|0\rangle \cdot \langle V_1(\lambda)|(\bar{q}_1 b)_{V-A}|\bar{B}_s\rangle = \mathrm{i}f_{V_2}m_{V_2}[(\varepsilon_1^*\cdot\varepsilon_2^*)(m_{B_s}+m_{V_1})A_1^{B_sV_1}(m_{V_2}^2) - (\varepsilon_1^*\cdot p_B)(\varepsilon_2^*\cdot p_B)\frac{2A_2^{B_sV_1}(m_{V_2}^2)}{m_{B_s}+m_{V_1}} + \mathrm{i}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon_2^{*\mu}\varepsilon_1^{*\nu}p_B^\alpha p^\beta\frac{2V^{B_sV_1}(m_{V_2}^2)}{m_{B_s}+m_{V_1}}. \tag{13}$$

其中四阶全反称张量 $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ 的符号约定与式（4）中的约定相同.将此时与螺旋度振幅的表达式（4）对比，可以得到3个洛伦兹标量 $a$，$b$ 和 $c$ 的形式：

$$a \propto \mathrm{i}f_{V_2}m_{V_2}(m_{B_s}+m_{V_1})A_1^{B_sV_1}(m_{V_2}^2),$$
$$b \propto -\mathrm{i}f_{V_2}m_{V_2}^2 m_{V_1}\frac{2A_2^{B_sV_1}(m_{V_2}^2)}{m_{B_s}+m_{V_1}}, \tag{14}$$
$$c \propto -\mathrm{i}f_{V_2}m_{V_2}^2 m_{V_1}\frac{2V^{B_sV_1}(m_{V_2}^2)}{m_{B_s}+m_{V_1}},$$

其中的比例系数与低能有效哈密顿量中的定域四夸克算符前的系数有关，可以从附录中所给出的螺旋度振幅的表达式中看到这一点.

在 $\bar{B}_s$ 介子静止系中，将各个运动学变量代入，通过计算，可以得到因子化振幅的具体表达式：

$$X^{(\bar{B}_s V_1, V_2)} = \begin{cases} \dfrac{-\mathrm{i}f_{V_2}}{2m_{V_1}}[(m_{B_s}^2 - m_{V_1}^2 - m_{V_2}^2)(m_{B_s}+m_{V_1})\cdot A_1^{B_sV_1}(m_{V_2}^2) - \dfrac{4m_{B_s}p_c}{m_{B_s}+m_{V_1}}A_1^{B_sV_1}(m_{V_2}^2)] \equiv h_0 & \text{当 } \lambda = 0 \text{ 时}, \\ -\mathrm{i}f_{V_2}[(m_{B_s}+m_{V_1})A_1^{B_sV_1}(m_{V_2}^2) \pm \dfrac{2m_{B_s}p_c}{m_{B_s}+m_{V_1}}V^{B_sV_1}(m_{V_2}^2)] \equiv h_{\pm1} & \text{当 } \lambda = \pm1 \text{ 时}, \end{cases} \tag{15}$$

### 2.3　QCD因子化框架下 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变过程的计算

本文具体来讨论 $\bar{B}_s \to K^{+*}\rho^-$ 等共9个衰变道的情况，并在附录中给出了各个衰变道的螺旋度振幅的表达式.在简单因子化方法下，其中的有效系数 $a_i^h$ 由 $a_{2i}^h = C_{2i} + \frac{1}{N_C}C_{2i-1}$ 和 $a_{2i-1}^h = C_{2i-1} + \frac{1}{N_C}C_{2i}$ 给出（从现在起，为标记方便，统一用 $h$ 表示矢量介子的螺旋度，等价于前面的 $\lambda$），很明显，它们是与矢量介子的螺旋度无关的.但是，正如下面要表明的，

在 QCD 因子化方法下,非因子化效应对有效系数 $a_i^h$ 的修正并不是一样的.

由于在重夸克极限下,末态矢量介子 $V_2$ 和($\bar{B}_s$,$V_1$)系统之间只存在硬相互作用,因此,在忽略了 $\Lambda_{QCD}/m_b$ 的幂次修正之后,利用 QCD 因子化方法[5],可以系统地计算对强子矩阵元$\langle V_1(\lambda)V_2(\lambda)\cdot|O_i|\bar{B}_s\rangle$的所有 $\alpha_s$ 级的非因子化修正.在这种方法中,介子的光锥分布振幅(LCDAs)起着重要的作用,由于只限于讨论 $\bar{B}_s$ 介子衰变到两个轻矢量介子的情况.因此,在动量空间中,轻矢量介子的相关投影算子可以写为[19,20]

$$M^V = M_{/\!/}^V + M_{\perp}^V,$$

$$M_{/\!/}^V = -\frac{if_V}{4}\frac{M_V(\varepsilon^*\cdot n_+)}{2}\not{n}_-\Phi_{/\!/}^V(u),$$

$$M_{\perp}^V = -\frac{if_V^{\perp}}{4}E\not{\varepsilon}_{\perp}^*\not{n}_-\Phi_{\perp}^V(u) - \frac{if_V m_V}{4}\Big[\not{\varepsilon}_{\perp}^* g_{\perp}^{(v)V}(u) + i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon_{\perp}^{*\nu} n_-^{\alpha} n_+^{\beta}\gamma^{\mu}\gamma_5\frac{g_{\perp}^{\prime(a)V}(u)}{8}\Big]. \tag{16}$$

这里 $n_{\pm}=(1,0,0,\pm1)$,为两个类光矢量.其中 $\varepsilon_{\perp}^{*\nu}=\varepsilon^{*\nu}-\frac{\varepsilon^*\cdot n_+}{2}n_-^{\mu}-\frac{\varepsilon^*\cdot n_-}{2}n_+^{\mu}$ 表示矢量介子的极化矢量的横向部分;同时,还假定了矢量介子是沿着 $n_-=(1,0,0,-1)$方向飞出的.其中变量 $u$ 为矢量介子中夸克所携带的光锥动量份数;$f_V$ 和 $f_V^{\perp}$ 分别为矢量介子的纵向和横向衰变常数,并且后者是与重整化标度相关的,数值计算时,假设两者相等.式(16)中的 $\Phi_{/\!/}^V(u)$和 $\Phi_{\perp}^V(u)$为矢量介子的领头级扭度(twist-2)的光锥分布振幅,而 $g_{\perp}^{(v)V}(u)$和 $g_{\perp}^{\prime(a)V}=\mathrm{d}g_{\perp}^{(a)V}(u)/\mathrm{d}u$ 为矢量介子的 3 扭度(twist-3)的光锥分布振幅.由于在手征极限下,领头级扭度光锥分布振幅 $\Phi_{\perp}^V(u)$对横向极化态没有贡献,而为了保证结果与重整化方案和标度的无依赖性,必须考虑矢量介子的 3 扭度的光锥分布振幅 $g_{\perp}^{(v)V}(u)$和 $g_{\perp}^{\prime(a)V}$的贡献;对于纵向极化态来讲,3 扭度的光锥分布振幅 $h_{/\!/}^{(s,t)}(u)$的贡献相对于领头级扭度 $\Phi_{/\!/}^V(u)$的贡献是幂次压低的,因而我们没有考虑它们的贡献[21].所以,在式(16)中,对纵向极化态,取领头级扭度光锥分布振幅近似;而对横向极化态,考虑了 3 扭度的光锥分布振幅的贡献.

在重夸克极限下,将 $B_s$ 介子在动量空间中的光锥投影算子取成和 $B_{u,d}$介子相同的形式[7,18,19]:

$$M_{\alpha\beta}^{B_s} = -\frac{if_{B_s}m_{B_s}}{4}\big[(1+\not{v})\gamma_5\{\Phi_1^B(\xi)+\not{n}_-\Phi_2^B(\xi)\}\big]_{\beta\alpha} \tag{17}$$

其中 $\xi$ 为 $B_s$ 介子中的旁观者夸克所携带的动量份数,类光矢量 $v=(1,0,0,0)=\frac{1}{2}(n_++n_-)$;两个光锥分布振幅 $\Phi_1^B(\xi)$和 $\Phi_2^B(\xi)$分别规一化为

$$\int_0^1 \mathrm{d}\xi\Phi_1^B(\xi)=1,\quad \int_0^1 \mathrm{d}\xi\Phi_2^B(\xi)=0. \tag{18}$$

有了以上基础之后,就可以在 QCD 因子化框架下,来系统地计算 $\bar{B}_s \to VV$ 衰变过程中螺旋度振幅中的有效系数 $a_i^h$ 所获得的非因子化贡献.通过具体的计算,可将各个有效系数 $a_i^h$ 的形式表示为

$$a_1^h = C_1+\frac{C_2}{N_C}+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_2(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h),$$

$$a_2^h = C_2+\frac{C_1}{N_C}+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_1(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h),$$

$$a_3^h = C_3+\frac{C_4}{N_C}+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_4(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h),$$

$$a_4^h = C_4+\frac{C_3}{N_C}+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_3(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h)+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}\Big\{\Big(C_3-\frac{1}{2}C_9\Big)\Big[G^h(S_q)+G^h(S_b)-\begin{pmatrix}\frac{4}{3}\\ \frac{2}{3}\end{pmatrix}\Big]+C_1\Big[\frac{\lambda_u}{\lambda_t}G^h(S_u)+\frac{\lambda_c}{\lambda_t}G^h(S_c)+\begin{pmatrix}\frac{2}{3}\\ \frac{1}{3}\end{pmatrix}\Big]+(C_4+C_6)\sum_{i=u}^{b}G^h(S_i)+\frac{3}{2}(C_8+C_{10})\sum_{i=u}^{b}G^h(S_i)+C_{8g}G_g^h\Big\}, \tag{19}$$

$$a_5^h = C_5+\frac{C_6}{N_C}-\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_6(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h),$$

$$a_7^h = C_7+\frac{C_8}{N_C}-\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_8(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h),$$

$$a_9^h = C_9+\frac{C_{10}}{N_C}+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_{10}(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h),$$

$$a_{10}^h = C_{10}+\frac{C_9}{N_C}+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_C}C_9(f_{\mathrm{I}}^h+f_{\mathrm{II}}^h).$$

其中 $C_F=(N_C^2-1)/2N_C$,$N_C=3$ 为夸克的颜色数,$S_i=m_i^2/m_b^2$ 为夸克的极点质量的比值;q = d 或 s,由具体的过程来决定(当过程为 b→d 跃迁时,q = d;当过程为 b→s 跃迁时,q = s).有效系数 $a_i^h$ 的上标 $h=0,\pm1$,分别表示矢量介子的 3 种不同螺旋度状态.在 $a_4^h$ 的表达式中,括号中的上行值对应于 $h=0$ 的螺旋态,而下行值对应于 $h=\pm1$ 的螺旋态.

在由式(19)所给出的有效系数 $a_i^h$ 的表达式中,函数 $f_{\mathrm{I}}^h$ 代表着非因子化的顶角修正的贡献.在对 $\gamma_5$ 处理时,采用简单维数正规化(NDR)方案,通过

具体计算,函数 $f_{\mathrm{I}}^{h}$ 可表示为

$$
\begin{aligned}
f_{\mathrm{I}}^{0} &= -12\log\frac{\mu}{m_{\mathrm{b}}}-18+\\
&\int_0^1 \mathrm{d}u\Phi_{/\!/}^{\mathrm{V}_2}(u)\cdot\left(3\,\frac{1-2u}{1-u}\log u-3\mathrm{i}\pi\right),\\
f_{\mathrm{I}}^{\pm1} &= -12\log\frac{\mu}{m_{\mathrm{b}}}-16+\int_0^1\mathrm{d}u\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_2}(u)\mp\\
&\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_2}(u)}{4}\zeta\Big]\times\Big\{\left(3\,\frac{1-2u}{1-u}\log u-3\mathrm{i}\pi\right)+\\
&2\int_0^1\mathrm{d}x\mathrm{d}y\Big[\frac{1-x-y}{xy}-\frac{u}{xu+y}\mp\frac{(1-x)u}{y(xu+y)}\Big]\Big\},
\end{aligned}
\tag{20}
$$

其中参数 $\zeta=+1$ 或 $-1$,分别相应于$(V-A)\otimes(V-A)$和$(V-A)\otimes(V+A)$流.很明显,$f_{\mathrm{I}}^{0}$ 和 $\mathrm{B}\rightarrow\pi\pi$ 过程所给出的硬散射核 $F_{M_2}$[5,10]具有相同的形式,这也是理论所要求的.

在计算旁观者硬散射的非因子化贡献时,假定了 $\mathrm{V}_1$ 介子吸收了 $\bar{\mathrm{B}}_{\mathrm{s}}$ 介子中的旁观者夸克,而 $\mathrm{V}_2$ 介子可以从$(\bar{\mathrm{B}}_{\mathrm{s}},\mathrm{V}_1)$体系中因子化出去.它们的贡献可以用函数 $f_{\mathrm{II}}^{h}$ 来表示为

$$
\begin{aligned}
f_{\mathrm{II}}^{0} &= \frac{4\pi^2}{N_{\mathrm{C}}}\,\frac{\mathrm{i}f_{\mathrm{B_s}}f_{\mathrm{V}_1}f_{\mathrm{V}_2}}{h_0}\int_0^1\mathrm{d}\xi\,\frac{\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)}{\xi}\cdot\\
&\int_0^1\mathrm{d}u\,\frac{\Phi_{/\!/}^{\mathrm{V}_2}(u)}{u}\int_0^1\mathrm{d}v\,\frac{\Phi_{/\!/}^{\mathrm{V}_1}(v)}{1-v},\\
f_{\mathrm{II}}^{\pm1} &= -\frac{4\pi^2}{N_{\mathrm{C}}}\,\frac{\mathrm{i}f_{\mathrm{B_s}}f_{\mathrm{V}_1}^{\perp}f_{\mathrm{V}_2}m_{\mathrm{V}_2}}{m_{\mathrm{B_s}}h_{\pm1}}2(1\pm1)\int_0^1\mathrm{d}\xi\,\frac{\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)}{\xi}\cdot\\
&\int_0^1\mathrm{d}v\,\frac{\Phi_{/\!/}^{\mathrm{V}_1}(v)}{1-v}\times\int_0^1\mathrm{d}u\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_2}(u)\mp\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_2}(u)}{4}\zeta\Big]+\\
&\frac{4\pi^2}{N_{\mathrm{C}}}\,\frac{\mathrm{i}f_{\mathrm{B_s}}f_{\mathrm{V}_1}f_{\mathrm{V}_2}m_{\mathrm{V}_1}m_{\mathrm{V}_2}}{m_{\mathrm{B_s}}^2h_{\pm1}}2\int_0^1\mathrm{d}\xi\,\frac{\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)}{\xi}\times\\
&\int_0^1\mathrm{d}u\mathrm{d}v\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_1}(v)\mp\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_1}(v)}{4}\Big]\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_2}(u)\mp\\
&\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_2}(u)}{4}\zeta\Big]\frac{1-v+u}{u(1-v)^2},
\end{aligned}
\tag{21}
$$

在函数 $f_{\mathrm{II}}^{h}$ 的表达式中,都出现了由式(17)所给出的 $\bar{B}_{\mathrm{s}}$ 介子的光锥分布振幅 $\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)$的积分,然而目前对 $\bar{\mathrm{B}}_{\mathrm{s}}$ 介子的分布振幅并不很清楚,在唯象研究中常通过引入一个参数来表示对 $\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)$的积分.文中将采用 M. Beneke 等人的约定[5,7],对 $\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)$的积分参数化为

$$
\int_0^1\mathrm{d}\xi\,\frac{\Phi_1^{\mathrm{B}}(\xi)}{\xi}=\frac{m_{\mathrm{B_s}}}{\Lambda_{\mathrm{B}}},\tag{22}
$$

其中 $\Lambda_{\mathrm{B}}$ 为唯象上引入的参数,在随后的数值分析中,取 $\Lambda_{\mathrm{B}}=(350\pm150)\mathrm{MeV}$ 作为输入值.另外,由以上 $f_{\mathrm{II}}^{\pm1}$ 的表示形式,还发现:如果采用矢量介子的光锥分布振幅(LCDAs)的渐进形式,则在对 $v$ 积分时,将会遇到对数型端点发散,这表明旁观者硬散射过程应是以软胶子交换为主的.对此,采用文献[13]中的处理办法,通过引入唯象参数 $\rho_H$,$\phi_H$ 和 $\Lambda_h$,将该发散积分参数化为

$$
X_H=\int_0^1\frac{\mathrm{d}x}{1-x}=\log\frac{m_{\mathrm{b}}}{\Lambda_h}(1+\rho_H\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_H}),\tag{23}
$$

从而旁观者硬散射的贡献均包含在唯象参数 $\Lambda_{\mathrm{B}}$,$\Lambda_h$ 和$(\rho_H,\phi_H)$中.由于我们无法从第一性原理给出这些参数的精确取值,怎样合理地对它们进行处理便成为QCD 因子化方法在讨论 B 介子两体弱衰变时最重要的理论不确定性的来源.本文将取 $\Lambda_h=0.5\mathrm{GeV}$,$(\rho_H,\phi_H)=(0,0)$[13]作为输入值.

在计算企鹅图贡献时,要注意到存在着两种不同的收缩方式[7].通过具体的计算,可以将由定域四夸克算符 $O_i$ 引起的非因子化贡献用函数 $G^h(s)$描述:

$$
\begin{aligned}
G^0(s) &= -\frac{2}{3}+\frac{4}{3}\log\frac{\mu}{m_{\mathrm{b}}}-2\int_0^1\mathrm{d}u\Phi_{/\!/}^{\mathrm{V}_2}(u)g(u,s),\\
G^{\pm1}(s) &= -\frac{2}{3}+\frac{2}{3}\log\frac{\mu}{m_{\mathrm{b}}}-2\int_0^1\mathrm{d}u\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_2}(u)\mp\\
&\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_2}(u)}{4}\Big]g(u,s).
\end{aligned}
\tag{24}
$$

其中函数 $g(u,s)$定义为

$$
g(u,s)=\int_0^1\mathrm{d}x x(1-x)\log[s-x(1-x)(1-u)].\tag{25}
$$

在式(19)中,还考虑了色磁偶算符 $O_{8g}$的贡献,该贡献是树图阶的,并由函数 $G_g^h$ 给出

$$
\begin{aligned}
G_g^0 &= \int_0^1\mathrm{d}u\,\frac{2\Phi_{/\!/}^{\mathrm{V}_2}(u)}{1-u},\\
G_g^{+1} &= \int_0^1\mathrm{d}u\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_2}(u)-\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_2}(u)}{4}\Big],\\
G_g^{-1} &= \int_0^1\mathrm{d}u\Big[g_{\perp}^{(v)\mathrm{V}_2}(u)-\frac{g_{\perp}^{\prime(a)\mathrm{V}_2}(u)}{4}\Big]\frac{1}{1-u}.
\end{aligned}
\tag{26}
$$

最后,我们注意到:由于$\langle V|\bar{q}_1q_2|0\rangle=0$,因此 $\bar{\mathrm{B}}_{\mathrm{s}}\rightarrow\mathrm{VV}$ 衰变过程并未获得来自算符 $O_6$ 和 $O_8$ 的非因子化贡献.

# 3 数值结果和分析

下面计算各个衰变道的数值结果.首先给出所要用到的输入参数的值:对于威尔逊系数 $C_i(\mu)$,取重整化标度 $\mu=m_{\mathrm{b}}$,并采用简单维数正规化(NDR)方案下计算到次领头阶时的值[15]

$$
\begin{aligned}
&C_1=1.078,C_2=-0.176,C_3=0.014,\\
&C_4=-0.034,C_5=0.008,C_6=-0.039,
\end{aligned}
\tag{27}
$$

$$C_7/\alpha = -0.011, C_8/\alpha = 0.055, C_9/\alpha = -1.341,$$
$$C_{10}/\alpha = 0.264, C_{8g} = -0.146,$$

对于 CKM 矩阵元,采用目前唯象上、特别是在 B 物理研究中常采用的沃尔夫斯坦(L. Wolfenstein)参数化形式,并将 2002 年粒子数据表[20]给出的 4 个参数的中心值

$$\lambda = 0.2236, A = 0.824, \bar{\rho} = 0.22, \bar{\eta} = 0.35, \tag{28}$$

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

通常,在将介子的光锥分布振幅用盖根保尔多项式(Gegenbauer polynomials)作展开时,盖根保尔矩 $\alpha_n(\mu)$ 随着标度 $\mu$ 的增大而很快减小;而 QCD 因子化公式成立的标度为 $\mu \approx m_b$.因此,在重夸克极限下,可以取介子的光锥分布振幅的渐进形式作为输入值[22]:

$$\Phi_{/\!/}^{V}(x) = \Phi_{\perp}^{V}(x) = g_{\perp}^{(a)V}(x) = 6x(1-x), \tag{29}$$

$$g_{\perp}^{(v)V}(x) = \frac{3}{4}[1 + (2x-1)^2]. \tag{30}$$

在可因子化振幅 $X^{(\bar{B}_s V_1, V_2)}$ 的表示式中,介子的衰变常数和跃迁形状因子都是非微扰量,将它们看作输入参数,它们的值可以从其他实验数据中获得,也可以用格点 QCD,QCD 求和规则等非微扰方法进行计算.这里,将计算过程中涉及到的衰变常数取为[13,23]

$$f_{B_s} = 236\text{MeV}, f_{K^*} = 214\text{MeV}, f_\rho = 210\text{MeV},$$
$$f_\omega = 195\text{MeV}, f_\phi = 233\text{MeV}. \tag{31}$$

而对于 $\bar{B}_s \to K^*$ 和 $\bar{B}_s \to \phi$ 的跃迁形状因子,采用文献[17]中利用光锥求和规则(LCSR)所给出的结果,并采用参数化公式

$$f(q^2) = \frac{f(0)}{1 - a_F(q^2/m_{B_s}^2) + b_F(q^2/m_{B_s}^2)^2}, \tag{32}$$

来表示形状因子对动量转移平方 $q^2$ 的依赖性,式中的 $f(0)$ 相应于零动量转移时的形状因子的值.公式中的各个量的值分别给出如下

$$A_1^{B_s\phi}(0) = 0.296, a_F = 0.87, b_F = -0.061,$$
$$A_2^{B_s\phi}(0) = 0.255, a_F = 1.55, b_F = 0.513,$$
$$V^{B_s\phi}(0) = 0.433, a_F = 1.75, b_F = 0.736,$$
$$A_1^{B_sK^*}(0) = 0.190, a_F = 1.02, b_F = -0.037,$$
$$A_2^{B_sK^*}(0) = 0.164, a_F = 1.77, b_F = 0.729,$$
$$V^{B_sK^*}(0) = 0.262, a_F = 1.89, b_F = 0.846. \tag{33}$$

在计算企鹅图修正时,出现在函数 $G^h(s)$ 中的参数 $s_i = m_i^2/m_b^2$,定义为夸克的极点质量的比值.在数值计算时,取

$$m_u = m_d = m_s = 0,$$
$$m_c = 1.47\text{GeV}, \tag{34}$$
$$m_b = 4.66\text{GeV}$$

作为中心值.

在数值计算时,还可能需要其他输入参数,如 $B_s$ 介子的质量、衰变常数等,一并给出如下:

四费米子耦合常数

$$G_F = 1.16635 \times 10^{-5}\text{GeV}^{-2},$$

$B_s$ 介子的质量

$$m_{B_s} = 5369.6 \pm 2.4\text{MeV},$$

$B_s$ 介子的寿命

$$\tau_{B_s} = 1.461 \pm 0.057\text{ps}. \tag{35}$$

以上数值均取自 2002 年粒子数据表[20].

**表 1　在简单因子化(NF)和 QCD 因子化(QCDF)两种方法下,过程 $\bar{B}_s \to K^{+*}\rho^-$ 相应的有效系数 $a_i^h$ 的数值**

| $a_i^h$ | NF | QCDF |
|---|---|---|
| $a_1^0$ | 1.019 | $1.778 + 0.113i$ |
| $a_4^0$ | −0.09 | $-0.054 - 0.014i$ |
| $a_{10}^0$ | −0.001 | $1.411 - 0.429i$ |
| $a_1^{+1}$ | 1.019 | $0.924 + 0.113i$ |
| $a_4^{+1}$ | −0.09 | $-0.068 - 0.013i$ |
| $a_{10}^{+1}$ | −0.001 | $-0.375 + 0.139i$ |
| $a_1^{+1}$ | 1.019 | $1.281 + 0.113i$ |
| $a_4^{+1}$ | −0.09 | $-0.068 + 0.020i$ |
| $a_{10}^{+1}$ | −0.001 | $-0.034 + 0.573i$ |

为了表明在 QCD 因子化方法下,非因子化效应对不同的螺旋度振幅的贡献是不同的,以 $\bar{B}_s \to K^{+*}\rho^-$ 衰变道为例,在表 1 给出了在简单因子化(NF)和 QCD 因子化(QCDF)两种方法下,相应的有效系数 $a_i^h$ 的值.从表 1 中可以看到:在 QCD 因子化框架下,对不同的螺旋度振幅,非因子化修正确实是不一样的;相应于不同的螺旋度 $h = 0, \pm 1$,有效系数 $a_i^h$ 将得到不同的非因子化贡献,从而是与螺旋度相关的.而在简单因子化中,有效系数 $a_i^h$ 却是普适的,与末态矢量介子的极化状态无关的.

为了比较不同螺旋度振幅的大小,定义

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma} = \frac{|H_{+1}|^2 + |H_{-1}|^2}{|H_0|^2 + |H_{+1}|^2 + |H_{-1}|^2}, \tag{36}$$

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma} = \frac{|H_0|^2}{|H_0|^2 + |H_{+1}|^2 + |H_{-1}|^2}. \tag{37}$$

比值$\frac{\Gamma_T}{\Gamma}$和$\frac{\Gamma_L}{\Gamma}$分别代表着末态矢量介子的横向极化态和纵向极化态的相对大小.利用前面给出的各个相关输入参数的值,在表2中给出了$\bar{B}_s \to K^{+*}\rho^-$等9个衰变道的分支比($Br$)以及每个衰变道的$\frac{\Gamma_T}{\Gamma}$值.

**表2　QCD因子化框架下,$\bar{B}_s \to VV$衰变过程的分支比($Br$)和横向宽度与总宽度的比值$\left(\frac{\Gamma_T}{\Gamma}\right)$**

| | $\frac{\Gamma_T}{\Gamma}$ | | $Br(\times 10^{-6})$ | |
|---|---|---|---|---|
| | QCDF | NF | QCDF | NF |
| b→d跃迁 | | | | |
| $\bar{B}_s \to K^{+*}\rho^-$ | 0.056 | 0.066 | 21.7 | 18.8 |
| $\bar{B}_s \to K^{0*}\rho^0$ | 0.054 | 0.062 | 1.95 | 0.629 |
| $\bar{B}_s \to K^{0*}\omega$ | 0.049 | 0.064 | 1.41 | 0.750 |
| b→s跃迁 | | | | |
| $\bar{B}_s \to K^{+*}K^{-*}$ | 0.048 | 0.103 | 2.10 | 1.58 |
| $\bar{B}_s \to \rho^0\phi$ | 0.072 | 0.072 | 1.30 | 0.264 |
| $\bar{B}_s \to \phi\omega$ | 0.038 | 0.038 | 1.67 | 0.714 |
| 纯企鹅图过程 | | | | |
| $\bar{B}_s \to K^{0*}\bar{K}^{0*}$ | 0.044 | 0.082 | 3.72 | 1.94 |
| $\bar{B}_s \to K^{0*}\phi$ | 0.113 | 0.092 | 0.198 | 0.140 |
| $\bar{B}_s \to \phi\phi$ | 0.084 | 0.117 | 36.8 | 17.9 |

从表2所给出的数值结果发现:

(1)某些衰变道的分支比是很大的,甚至达到了$10^{-5}$的量级,在未来的B物理实验上(比如大型强子对撞机上的LHC-b实验等)中是完全有可能测量到的.

(2)由于$\langle V|\bar{q}_1 q_2|0\rangle = 0$,$(S-P)\otimes(S+P)$型的企鹅算符对W发射图的衰变振幅是没有贡献的.因此,树图贡献为主的$\bar{B}_s \to VV$衰变道要比企鹅图贡献为主的衰变道有较大的分支比.

(3)对大多数衰变道来讲,横向宽度与总宽度的比值$\Gamma_T/\Gamma$是很小的.因此,在重夸克极限下,$\bar{B}_s \to VV$衰变末态中的两个轻矢量介子趋向于具有零螺旋度;也就是说,过程是以纵向极化态贡献为主的,其他两种极化状态是被螺旋度压低的.

## 4　小结

文中利用QCD因子化方法讨论了$\bar{B}_s$介子衰变到两个轻矢量介子的过程,并计算了9个具体衰变道的分支比和横向宽度与总宽度的比值.结果表明,与简单因子化方法和唯象上的推广的因子化方法相反,QCD因子化方法给出的非因子修正贡献是与螺旋度相关的;对应于不同的螺旋度,有效系数$a_i^h$将得到不同的非因子化贡献.在手征极限下,由于领头级扭度的光锥分布振幅对横向极化振幅没有贡献,为了保证结果与重整化标度和方案的无依赖性,我们必须考虑介子的3扭度的分布振幅的贡献.而对于纵向极化振幅,高阶扭度的分布振幅相对于领头级的贡献是被幂次压低的.因此,只考虑了介子的领头级分布振幅的贡献.另外,与B→PP,PV过程相比,在B→VV过程中,湮没图振幅并未获得手征增强的幂次修正.因此,我们没有考虑湮没图的贡献.

**参考文献(References)**


1　BABAR Collaboration. http://www-public.slac.standord.edu/babar/BaBarPublications

2　Belle Collaboration. http://belle.kek.jp/

3　Bauer M, Stech B, Wirbel M. Z. Phys., 1985, **C29**: 637; 1987, **C34**: 103

4　Ali A, Greub C. Phys. Rev., 1998, **D57**: 2996

5　Beneke M et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 1914; Nucl. Phys., 2000, **B591**: 313

6　Keum Y Y, LI H N, Sanda A I. Phys. Lett., 2001, **B504**: 6; Phys. Rev., **D63**: 0540048

7　Beneke M et al. Nucl. Phys., 2000, **B591**: 313; 2003, **B675**: 333

8　DU D S, YANG D S, ZHU G H. Phys. Lett., 2000, **B488**: 46; DU D S et al. Phys. Rev., 2002, **D65**: 094025; DU D S et al. Phys. Rev., 2003, **67**:014023

9　CHENG H Y, YANG K C. Phys. Rev., 2001, **D64**: 014004

10　Muta T et al. Phys. Rev., 2000, **D62**: 094020; YANG M Z, YANG Y D. Nucl. Phys., 2001, **B609**: 245; Phys. Rev., 2000, **D62**: 114019

11　Keum Y Y, LI H N. Phys. Rev., 2001, **D63**: 074006

12　ZHANG D, XIAO Z, LI C S. Phys. Rev., 2001, **D64**: 014014

13　SUN J F, ZHU G H, DU D S. Phys. Rev., 2003, **D68**: 054003

14　Tsen B. Phys. Lett., 1999, **B446**: 125

15　Buchalla G, Buras A J, Lauteubacher M E. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**: 1125

16　Gerardd J M, HOU W S. Phys. Rev., 1991, **D43**: 2909

17　Ball P, Braun V M. Phys. Rev., 1998, **D58**: 094016; Ball P. J. High Energy Phys., 1998, **09**: 005

18　Beneke M, Feldmann T. Nucl. Phys., 2001, **B592**: 3

19　Grozin A G, Neubert M. Phys. Rev., 1997, **D55**: 272

20　Hagiwara K et al. Phys. Rev., 2002, **D66**: 010001

21 CHENG H Y, YANG K C. Phys. Lett., 2000, **B511**:40
22 Ball P, Braun V M. Nucl. Phys., 1999, **B543**: 201
23 Ali A, Kramer G, LÜ C D. Phys. Rev., 1998, **D58**: 094009;1999, **D59**: 014005

## 附录 A

在本附录中,给出两体非轻无粲 $\bar{\mathrm{B}}_s \to$ VV 共 9 个衰变道的螺旋度振幅的表达式

**1. b→d 跃迁过程**

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \mathrm{K}^{+*}\rho^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\{\lambda_u a_1^h - \lambda_t(a_4^h + a_{10}^h)\} X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\mathrm{K}^{+*},\rho^-)}, \tag{A1}$$

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \mathrm{K}^{0*}\rho^0) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left\{\lambda_u a_2^h - \lambda_t(- a_4^h + \frac{3}{2}a_7^h + \frac{3}{2}a_9^h + \frac{1}{2}a_{10}^h)\right\}, \tag{A2}$$

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \mathrm{K}^{0*}\omega) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left\{\lambda_u a_2^h - \lambda_t\left[a_4^h + 2(a_3^h + a_5^h) + \frac{1}{2}a_7^h + \frac{1}{2}a_9^h - \frac{1}{2}a_{10}^h\right]\right\} X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\mathrm{K}^{0*},\omega)}, \tag{A3}$$

其中 $\lambda_u = V_{ub}V_{ud}^*$, $\lambda_t = V_{tb}V_{td}^*$.

**2. b→s 跃迁过程**

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \mathrm{K}^{+*}\mathrm{K}^{-*}) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\{\lambda_u a_1^h - \lambda_t(a_4^h + a_{10}^h)\} X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\mathrm{K}^{+*}\mathrm{K}^{-*})}, \tag{A4}$$

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \rho^0\phi) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left\{\lambda_u a_2^h - \lambda_t\left(\frac{3}{2}a_7^h + \frac{3}{2}a_9^h\right)\right\} X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\phi,\rho^0)}, \tag{A5}$$

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \phi\omega) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left\{\lambda_u a_2^h - \lambda_t\left(2a_3^h + 2a_5^h + \frac{1}{2}a_7^h + \frac{1}{2}a_9^h\right)\right\} X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\phi,\omega)}, \tag{A6}$$

其中 $\lambda_u = V_{ub}V_{us}^*$, $\lambda_t = V_{tb}V_{ts}^*$.

**3. 纯企鹅跃迁过程**

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \mathrm{K}^{0*}\bar{\mathrm{K}}^{0*}) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{tb}V_{ts}^*\left(a_4^h - \frac{1}{2}a_{10}^h\right) X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\mathrm{K}^{0*},\bar{\mathrm{K}}^{0*})}, \tag{A7}$$

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \mathrm{K}^{0*}\phi) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{tb}V_{td}\left\{\left(a_3^h + a_5^h - \frac{1}{2}a_7^h - \frac{1}{2}a_9^h\right)\cdot X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\mathrm{K}^{0*},\phi)} + \left(a_4^h - \frac{1}{2}a_{10}^h\right) X^{(\bar{B}_s\phi,K^{0*})}\right\}, \tag{A8}$$

$$H^h(\bar{\mathrm{B}}_s \to \phi\phi) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{tb}V_{ts}^*\left(a_3^h + a_4^h + a_5^h - \frac{1}{2}a_7^h - \frac{1}{2}a_9^h - \frac{1}{2}a_{10}^h\right)\Big\} X^{(\bar{B}_s\phi,\phi)}. \tag{A9}$$

在以上表达式中,可因子化振幅 $X^{(\bar{\mathrm{B}}_s\mathrm{V}_1,\mathrm{V}_2)}$ 的定义见公式(13),并由式(15)给出.

# Study of Two-Body Non-leptonic Charmless $\bar{\mathrm{B}}_s \to$ VV Decays within QCD Factorization*

LI Xin-Qiang　LU Gong-Ru　YANG Ya-Dong

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

**Absract** Using the method of QCD factorization, we analyse the two-body non-leptonic decays of $\bar{\mathrm{B}}_s$ meson into two light vector mesons in the Standard Model. We find: (i) non-factorizable corrections to different helicity amplitudes are different, and effective parameters $a_i^h$ are helicity dependent. (ii) the branching ratios of some $\bar{\mathrm{B}}_s \to$ VV channels are very large, and even reach to the order of $10^{-5}$, which is quite possible to be measured in the future experiments of B physics. (iii) for most decay modes, the transverse decay rate to the total one, $\Gamma_T/\Gamma$, is very small, which implies that both final state light vector mesons in the $\bar{\mathrm{B}}_s \to$ VV decay tend to zero helicity.

**Key words** Standard Model, QCD factoriztion, $\mathrm{B}_s$ decays, branching ratio, helicity

---

Received 21 April 2004
* Supported by Excellent Youth Foundation of He'nan Scientific Committee(0312001700), NSFC(19805015, 1001750)