第29卷 第3期
2005年3月

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

Vol.29, No.3
Mar., 2005

QCD 因子化在湮没衰变 $\bar{B}^0_{s,d}\to J/\psi\gamma$ 中的应用*

鲁公儒 王茹敏[1)] 杨亚东
(河南师范大学物理与信息工程学院 新乡 453007)

摘要 在 QCD 因子化框架下,对可能的辐射湮灭衰变 $\bar{B}^0_{s,d}\to J/\psi\gamma$ 进行研究. 在标准模型中,相对于简单因子化下领头阶的分支比,α_s 阶非因子化辐射修正对分支比有显著的量级上的改变,这些衰变可用来检验因子化方法. 在理论上,B 介子稀有辐射衰变对超出标准模型的新物理特别敏感. 作为一个例子,我们考虑右手带电流对标准模型中左手流可能的混合效应,这个混合对衰变分支比有显著的影响.

关键词 B 衰变 QCD 因子化 分支比 新物理

有粲 B 衰变是研究弱电相互作用和强相互作用动力学非常敏感的领域. 在 B 衰变中,如果理解半举 J/ψ 产生过程的大分支比对理论产生了巨大挑战[1,2];一个可能的理论考虑是在色单态模型外对有粲产生过程有大的贡献[3—7],通常在非相对论 QCD 有效场论中它们的大分支比能被解释[8],但需要一些参数输入. J/ψ 介子(特别是运动过慢的 J/ψ 介子)的动量谱在理论上也很难解释,这些动能谱可能揭示一些令人感兴趣的现象(例如 B 介子可能的内在粲组分[9],$B\to J/\psi$ 重子反重子[10]和 $s\bar{d}g$ 混合态产生过程[11]). 单举衰变 $B\to J/\psi K^{(*)}$ 在理论上和实验上也都被深入研究,它包含更复杂的强相互作用动力学,最近研究[12,13]表明在理论上解释它的大分支比和极化仍是困难的.

本文是在标准模型和超出标准模型下对辐射湮没衰变 $\bar{B}^0_{s,d}\to J/\psi\gamma$ 进行研究. 它们与衰变 $B\to J/\psi K^{(*)}$ 相比是更稀有的,但它们包含更简单的强子动力学. 用简单因子化方法,与轻子辐射湮没衰变[14—17]类似,这些衰变的强子动力学部分可归结为形状因子,研究表明形状因子能用 B 介子分布函数和微扰可算的硬散射核的卷积来简单描述[15]. 在简单因子化方法中,非因子化的贡献常被忽略;而在 QCD 因子化中,非因子化贡献可以可靠地计算. 用简单因子化方法,我们得到分支比分别为 $Br(\bar{B}^0_s\to J/\psi\gamma)=1.395\times10^{-6}$ 和 $Br(\bar{B}^0_d\to J/\psi\gamma)=5.398\times10^{-8}$. 在 QCD 因子化方法中,因为有效系数 a_2 比简单因子化中的小,所以分支比减小到 $Br(\bar{B}^0_s\to J/\psi\gamma)=5.795\times10^{-8}$ 和 $Br(\bar{B}^0_d\to J/\psi\gamma)=2.435\times10^{-9}$. 这种效应也能在两体非轻衰变[18—21]中看到,它们包括一圈图顶角修正后的 $|a_2|$ 比简单因子化中的 $a_2=C_2+C_1/N_c$ 更小. 与两体非轻衰变相比,这些衰变中没有计算困难的旁观者硬散射贡献,仅包括那些可以很好计算的非因子化顶角类型的修正. 在这种程度上讲,衰变 $\bar{B}^0_{s,d}\to J/\psi\gamma$ 能用来检验因子化方法. 另一方面,这些衰变对探测低能标下可能的新物理是敏感的. 作为一个例子,我们考虑了在衰变 $b\to c\bar{c}s(d)$ 中 $(V+A)$ 带电流对标准模型中 $(V-A)$ 流可能的混合效应,这个混合对衰变分支比有显著的影响.

在标准模型下,辐射湮没衰变 $\bar{B}^0_{s,d}\to J/\psi\gamma$ 相应的有效哈密顿量可写成如下形式[22]

$$\mathscr{H}_{\rm eff}=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\{V_{cb}V^*_{cq}[C_1(\mu)\mathscr{O}^c_1(\mu)+C_2(\mu)\mathscr{O}^c_2(\mu)]-$$

2004-07-19 收稿
* 国家自然科学基金(10305003)和河南省杰出青年基金(0312001700)资助
1) E-mail: ruminwang@163.com

$$V_{tb}V_{tq}^{*}\sum_{i=3}^{10}C_i(\mu)\mathscr{O}_i(\mu)\Big\}, \tag{1}$$

其中 $q=s,d$, $C_i(i=1,\cdots,10)$是在 μ 标度下的威尔逊系数,有效算符 $\mathscr{O}_i$可以被直接表示为[22]

$$\begin{aligned}
\mathscr{O}_1^c &= (\bar{c}_\alpha b_\alpha)_{V-A}\otimes(\bar{q}_\beta c_\beta)_{V-A},\\
\mathscr{O}_2^c &= (\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V-A}\otimes(\bar{q}_\beta c_\alpha)_{V-A},\\
\mathscr{O}_3 &= (\bar{q}_\alpha b_\alpha)_{V-A}\otimes(\bar{c}_\beta c_\beta)_{V-A},\\
\mathscr{O}_4 &= (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A}\otimes(\bar{c}_\beta c_\alpha)_{V-A},\\
\mathscr{O}_5 &= (\bar{q}_\alpha b_\alpha)_{V-A}\otimes(\bar{c}_\beta c_\beta)_{V+A},\\
\mathscr{O}_6 &= (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A}\otimes(\bar{c}_\beta c_\alpha)_{V+A},\\
\mathscr{O}_7 &= \frac{3}{2}(\bar{q}_\alpha b_\alpha)_{V-A}\otimes e_c(\bar{c}_\beta c_\beta)_{V+A},\\
\mathscr{O}_8 &= \frac{3}{2}(\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A}\otimes e_c(\bar{c}_\beta c_\alpha)_{V+A},\\
\mathscr{O}_9 &= \frac{3}{2}(\bar{q}_\alpha b_\alpha)_{V-A}\otimes e_c(\bar{c}_\beta c_\beta)_{V-A},\\
\mathscr{O}_{10} &= \frac{3}{2}(\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A}\otimes e_c(\bar{c}_\beta c_\alpha)_{V-A},
\end{aligned} \tag{2}$$

这里 α 和 β 是 $SU(3)$色指标, e_c 是 c 夸克所带的电量.

由于 B 介子的自旋为零,而光子 γ 是横向极化的,由螺旋度守恒可知,矢量介子 J/ψ 必横向极化. 取 B 介子动量为 $P_B^\mu=M_Bv^\mu$ 和光子沿 $n_-=(1,0,0,-1)$方向运动,四维矢量 $v=(1,0,0,0)$满足 $v^2=1$.

在重夸克极限下, B 介子的光锥分布振幅可写为[19,24]

$$M_{\alpha\beta}^{B}=\frac{i}{4N_c}f_BM_B\big\{(1+\not{v})\gamma_5\big[\Phi_1^B(\rho)+\not{n}_-\Phi_2^B(\rho)\big]\big\}_{\alpha\beta}. \tag{3}$$

J/ψ 介子的光锥分布振幅取为

$$M_{\rho\sigma}^{J/\psi}=-\frac{f_{J/\psi}}{4N_c}\big[\not{\eta}_-(\not{P}_{J/\psi}+M_{J/\psi})\big]_{\rho\sigma}\Phi^{J/\psi}(u), \tag{4}$$

因为 c 夸克是重的,波函数 $\Phi^{J/\psi}(u)$在 $u\to 1-u$ 下是对称的,因此 $\Phi^{J/\psi}(u)$在 $u=1/2$ 附近有一尖峰分布[11]. 在重夸克极限下 $\Phi^{J/\psi}(u)\to\delta\left(\frac{1}{2}-u\right)$.

在简单因子化中忽略了非因子化贡献,可以得到衰变振幅为

$$\begin{aligned}
A(\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\big[V_{cb}V_{cq}^{*}a_2-V_{tb}V_{tq}^{*}(a_3+a_5+\\
&\quad a_7+a_9)\big]\sqrt{4\pi\alpha_e}f_{J/\psi}M_{J/\psi}F_V\times\\
&\quad\big\{-\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\eta_-^{\mu}\varepsilon_\perp^{\nu}v^\rho q^\sigma+i\big[(\varepsilon_\perp\cdot\eta_-)(v\cdot\\
&\quad q)-(\eta_-\cdot q)(\varepsilon_\perp\cdot v)\big]\big\},
\end{aligned} \tag{5}$$

其中 $a_{2i}=C_{2i}+\frac{1}{N_c}C_{2i-1}$, $a_{2i-1}=C_{2i-1}+\frac{1}{N_c}C_{2i}$; $\varepsilon_\perp$ 和 η_-是光子和 J/ψ 介子各自的横向极化矢; F_V 为形状因子,其表达式为

$$\begin{aligned}
F_V &= \frac{Q_q f_B M_B}{2\sqrt{2}E_\gamma\lambda_B},\\
\frac{1}{\lambda_B} &= \int_0^\infty dl_+\frac{\phi_1^B(l_+)}{l_+}.
\end{aligned} \tag{6}$$

在 α_s 阶的非因子化贡献来自色八重态算符 $\mathscr{O}_1^c,\mathscr{O}_4,\mathscr{O}_6,\mathscr{O}_8,\mathscr{O}_{10}$的辐射修正. 相应的费曼图如图 1 所示. QCD 因子化方法允许我们计算在重夸克极限下的非因子化修正. 考虑 α_s 阶非因子化辐射修正,衰变振幅可写为

$$\begin{aligned}
A(\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\big[V_{cb}V_{cq}^{*}a_2'-V_{tb}V_{tq}^{*}(a_3'+a_5'+\\
&\quad a_7'+a_9')\big]\sqrt{4\pi\alpha_e}f_{J/\psi}M_{J/\psi}F_V\times\\
&\quad\big\{-\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\eta_\perp^{\mu}\varepsilon_\perp^{\nu}v^\rho q^\sigma+i\big[(\varepsilon_-\cdot\eta_\perp)(v\cdot\\
&\quad q)-(\eta_\perp\cdot q)(\varepsilon_\perp\cdot v)\big]\big\},
\end{aligned} \tag{7}$$

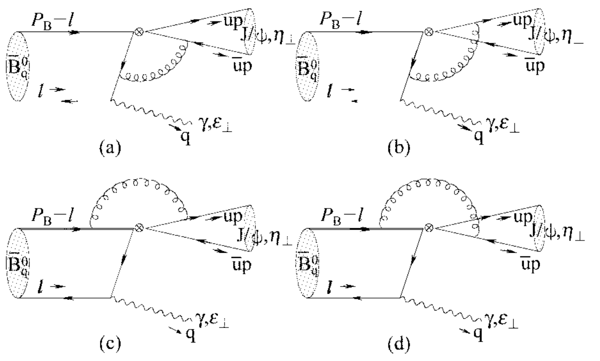

图 1　α_s 阶非因子化辐射修正的费曼图

"⊗"表示在衰变 $\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma$ 中色八重态算符 $\mathscr{O}_1^c,\mathscr{O}_4,\mathscr{O}_6,\mathscr{O}_8,\mathscr{O}_{10}$的插入,从其他夸克线上辐射光子的图因压低而被忽略.

α_s 阶辐射修正包含在 a_i' 中, a_i' 可通过以下计算得到

$$a_2'=a_2+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_1F,\quad a_3'=a_3+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_4F,$$

$$a_5'=a_5-\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_6F,\quad a_7'=a_7-\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_8F,$$

$$a_9'=a_9+\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_{10}F,$$

其中 $C_F=(N_c^2-1)/(2N_c)$, α_s 项来自色八重态算符 $\mathscr{O}_1^c,\mathscr{O}_4,\mathscr{O}_6,\mathscr{O}_8,\mathscr{O}_{10}$中两个流之间的胶子交换, F 的表达式为

$$F=-16-12\ln\frac{\mu}{M_B}-18i\pi+$$

$$\int_0^1 \mathrm{d}u\Phi^{J/\psi}(u)\Big\{\Big(\frac{5-6u}{1-u}\Big)\ln(u)+\frac{1-z}{1-z+uz}\ln(1-z)+\Big(\frac{1}{1-z+uz}-\frac{5}{1-uz}\Big)uz\ln(uz)+\Big(\frac{2}{1-u}+\frac{10}{1-uz}+\frac{1-z}{1-z+uz}\Big)\mathrm{i}\pi\Big\}. \tag{8}$$

在计算中,运用了$\overline{MS}$重正化方案,忽略了箱图的微小效应,也忽略了在圈图计算中的 l_+^2 小项,因此不含有 $\Phi_2^{B}(\rho)$ 的项,剩余的项与形状因子 F_V 有关.

通过衰变振幅,可以用下式得到衰变分支比

$$Br(\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma)=\frac{\tau_B|P_c|}{8\pi M_B^2}|A(\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma)|^2, \tag{9}$$

上式中 P_c 是 J/ψ 在 B 介子质心系下的质心动量,τ_{B_q}是 $\bar{B}_q^0$ 介子的衰变寿命.

为了进行数据分析,下面写出需要输入的参数[23]:

$$M_{B_s}=5.370\mathrm{GeV},\ \tau_{B_s}=1.461\mathrm{ps},$$
$$m_b=4.8\mathrm{GeV},\ V_{cb}=0.0412,$$
$$M_{B_d}=5.279\mathrm{GeV},\ \tau_{B_d}=1.542\mathrm{ps},$$
$$m_c=1.47\mathrm{GeV},\ V_{cd}=0.224,$$
$$M_{J/\psi}=3.097\mathrm{GeV},\ \lambda_B=0.35\mathrm{GeV}^{[15]},$$
$$N_c=3,\ V_{cs}=0.996,$$

衰变常数: $f_{B_s}=210\mathrm{MeV}$, $f_{B_d}=180\mathrm{MeV}$, $f_{J/\psi}=405\mathrm{MeV}$;在标度 $\mu=m_b$ 下的威尔逊系数: $C_1=1.082$, $C_2=-0.185$, $C_3=0.014$, $C_4=-0.035$, $C_5=0.009$, $C_6=-0.041$, $C_7=-\frac{0.002}{137}$, $C_8=\frac{0.054}{137}$, $C_9=-\frac{1.292}{137}$, $C_{10}=-\frac{0.263}{137}$[22];并在下面的数据处理中用到近似 $V_{tb}V_{tq}^*\approx -V_{cb}V_{cq}^*$.

用简单因子化方法得到的衰变分支比为

$$\begin{aligned}Br(\bar{B}_s^0\to J/\psi\gamma)&=1.395\times10^{-6},\\ Br(\bar{B}_d^0\to J/\psi\gamma)&=5.398\times10^{-8}.\end{aligned} \tag{10}$$

考虑 α_s 阶非因子化修正,取 $\Phi^{J/\psi}(u)=6u(1-u)$时可以得到分支比为

$$\begin{aligned}Br(\bar{B}_s^0\to J/\psi\gamma)&=5.795\times10^{-8},\\ Br(\bar{B}_d^0\to J/\psi\gamma)&=2.435\times10^{-9}.\end{aligned} \tag{11}$$

因为波函数 $\Phi^{J/\psi}(u)$的形式是不知道的,值得考虑其他可能性. $\Phi^{J/\psi}(u)=\delta(u-\frac{1}{2})$是非相对论下的近似,曾被用在一些文献中[25],用此波函数的结果是

$$\begin{aligned}Br(\bar{B}_s^0\to J/\psi\gamma)&=9.772\times10^{-8},\\ Br(\bar{B}_d^0\to J/\psi\gamma)&=3.464\times10^{-9}.\end{aligned} \tag{12}$$

可以看到,两个不同的 J/ψ 波函数给出不同的数值结果. 渐进形式的波函数 $\Phi^{J/\psi}(u)=6u(1-u)$是一个相对论极限,这与 π 介子波函数有类似的形式. δ 函数 $\Phi^{J/\psi}(u)=\delta(u-\frac{1}{2})$是非相对论极限下的形式. 原则上,在不久将来 J/ψ 波函数可通过QCD格点模拟得到. 一旦波函数能被得到,本文的理论预言将被改善. 我们期待在 CERN 的 LHC 和 Super-B 运行之前,这些理论预言能得到改善.

B介子衰变是由弱耦合和混合矩阵元支配,因此对新的相互作用非常敏感,特别是右手耦合[26]. 在文献[27—29]中(V+A)耦合已经被研究,研究表明在目前实验精度下,一个小的右手流是允许的. 在辐射湮没衰变 $\bar{B}_{s,d}^0\to J/\psi\gamma$ 中,考虑(V+A)流 $g_R(\bar{q}_1q_2)_{V+A}$与标准模型中(V−A)流 $g_L(\bar{q}_1q_2)_{V-A}$可能的混合效应,它可以作为探测新物理的一个信号.

假设(V+A)流(b→c)和(c→q)与标准模型中(V−A)流混合,辐射湮没衰变 $\bar{B}_{s,d}^0\to J/\psi\gamma$ 的四费米子相互作用算符可写为

$$\begin{aligned}\mathscr{O}_1^c&=[(\bar{c}_\alpha b_\alpha)_{V-A}+\xi(\bar{c}_\alpha b_\alpha)_{V+A}]\otimes[(\bar{q}_\beta c_\beta)_{V-A}+\xi'(\bar{q}_\beta c_\beta)_{V+A}],\\ \mathscr{O}_2^c&=[(\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V-A}+\xi(\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V+A}]\otimes[(\bar{q}_\beta c_\alpha)_{V-A}+\xi'(\bar{q}_\beta c_\alpha)_{V+A}],\end{aligned} \tag{13}$$

其中 $\xi=g_R/g_L$ 和 $\xi'=g_R'/g_L'$ 分别是(b→c)流和(c→q)流的归一化耦合常数,这里忽略了 $C_i(i=3,4,\cdots,10)$小项的贡献.

此时,辐射湮没衰变 $\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma$ 的衰变振幅可写为

$$\begin{aligned}A(\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma)=&\frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{cb}V_{cq}^*\sqrt{4\pi\alpha_e}f_{J/\psi}M_{J/\psi}F_V\{(1+\xi')a_2[-(1+\xi)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\eta_-^\mu\varepsilon_-^\nu v^\rho q^\sigma+\\&\mathrm{i}(1-\xi)(\varepsilon_\perp\cdot\eta_-)(v\cdot q)]+(1-\xi')\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_1F[(\xi-1)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\eta_\perp^\mu\varepsilon_\perp^\nu v^\rho q^\sigma+\\&\mathrm{i}(1+\xi)(\varepsilon_\perp\cdot\eta_-)(v\cdot q)]\},\end{aligned} \tag{14}$$

分支比为

$$\begin{aligned}Br(\bar{B}_q^0\to J/\psi\gamma)=&\frac{\tau_{B_q}|P_c|}{8\pi M_B^2}\frac{G_F^2}{2}|V_{cb}V_{cq}^*|^2 4\pi\alpha_e f_{J/\psi}^2M_{J/\psi}^2\times\\&F_V^2 4E_\gamma^2\Big\{\Big|(1+\xi')a_2+(1-\xi')\times\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_1F\Big|^2+\xi^2\Big|(1+\xi')a_2-(1-\end{aligned}$$

$$\xi')\frac{\alpha_s}{4\pi}\frac{C_F}{N_c}C_1F|^2\Big\},\tag{15}$$

因子 ξ^2 来自 $\xi(\bar{c}b)_{V+A}$,因为 ξ 是很小的常数,下面的计算中忽略了 ξ^2 项.

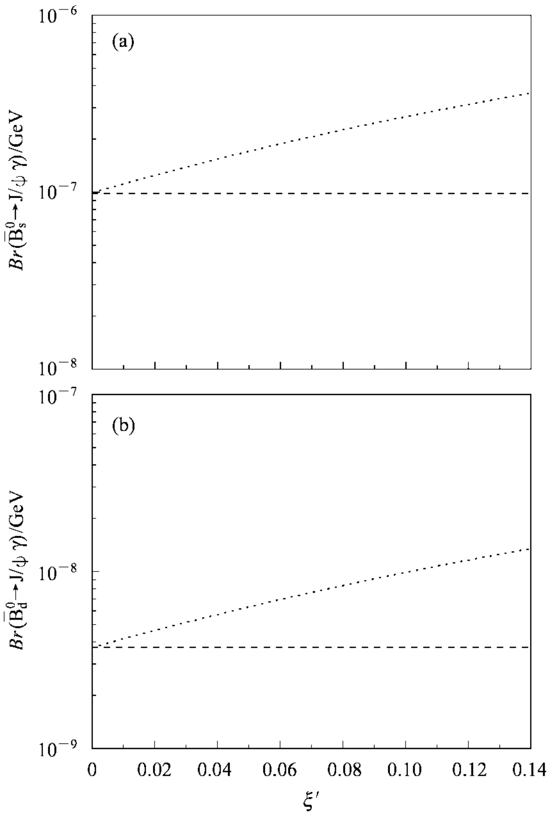

图 2　$Br(B^0_{s,d}\to J/\psi\gamma)$随 $\xi'=g'_R/g'_L$ 的变化
虚线表示标准模型预测的结果,点线是包括(V + A)夸克流混合后的结果.

用波函数 $\Phi^{J/\psi}(u)=6u(1-u)$,得到

$$Br(\bar{B}^0_s\to J/\psi\gamma)=(0.19+2.21\xi'+9.94\xi'^2)\times 5.23\times10^{-7},\tag{16}$$

$$Br(\bar{B}^0_d\to J/\psi\gamma)=(0.19+2.10\xi'+10.06\xi'^2)\times 1.98\times10^{-8}.\tag{17}$$

可以看出,衰变分支比对可能的右手流混合是非常敏感的.相对于标准模型,这些衰变被增强,它与(V + A)流强度的关系如图 2 所示.可以看出,可能的右手流(c→q)混合将使分支比有较大的增加.

衰变 $\bar{B}^0_s\to J/\psi\gamma$ 可在将来的 Tevatron 和 LHC 上进行探测,衰变 $\bar{B}^0_d\to J/\psi\gamma$ 能在 B 工厂 KEK 和 SLAC 上研究.考虑到新物理,它们的分支比增加,可能在那些实验中被探测到.

综上所述,运用 QCD 因子化方法,研究了辐射湮没过程 $\bar{B}^0_{s,d}\to J/\psi\gamma$.理论上,因为在重夸克极限下 J/ψ 的横向扩展变得较小,所以此过程能用因子化方法研究.在 QCD 因子化方法下,包含 α_s 修正后得到分支比分别为 $Br(\bar{B}^0_s\to J/\psi\gamma)=5.795\times10^{-8}$和 $Br(\bar{B}^0_d\to J/\psi\gamma)=2.435\times10^{-9}$.令人感兴趣的是这些衰变比非轻子两体 B 衰变包含有更简单的强子动力学.实验上,这些衰变对于研究 J/ψ 的产生机制非常有用,同时也是研究令人感兴趣的过程 $\bar{B}^0_{s,d}\to\mu^+\mu^-\gamma$ 衰变的背景.另一方面,这些衰变对新物理是敏感的,作为一个例子,我们研究了右手流混合的影响,发现这些衰变对右手(c→s, d)流混合是敏感的,而右手(b→c)流混合效应很小可被忽略.这些衰变能在 LHC(CERN)与 B 工厂 KEK 和 SLAC 上进行研究.

参考文献(References)

1 Balest R et al (CLEO Collaboration). Phys. Rev., 1995, **D52**:2661; Chen S et al. Phy. Rev., 2001, **D63**:031102
2 Aubert B et al (BABAR Collaboration). Phys. Rev., 2003, **D67**: 032002
3 Braaten E, Fleming S. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:3327
4 Beneke M, Maltoni F, Royhenstein I. Phys. Rev., 1999, **D59**: 054003
5 Beneke M, Schuler G A, Wolf S. Phys. Rev., 2000, **D62**:034004
6 Palmer W, Paschos E, Soldan P. Phys. Rev., 1997, **D56**:5794
7 Ko P, Lee J, Song H S. Phys. Rev., 1996, **D53**:1005
8 Bodwin G T, Braaten E, Lepage G P. Phys. Rev., 1995, **D51**:1125
9 CHANG C H, HOU W S. Phys. Rev., 2001, **D64**:071501
10 Brodsky S J, Navarra F S. Phy. Lett., 1997, **B411**:152
11 Eilam G, Ladisa M, Yang Y D. Phys. Rev., 2002, **D65**:037504
12 CHENG H Y, Keum Y Y, YANG K C. Phys. Rev., 2002, **D65**: 094023
13 Chay Junegone, Kim Chul. v2, hep-ph/0009244
14 Korchemsky G P, Pirjol D, YAN T M. Phys. Rev., 2000, **D61**: 114510
15 Descotes-Genon S, Sachrajda C T. Nucl. Phys., 2003, **B650**:356
16 Lunghi E, Pirjol D, Wyler D. Nucl. Phys., 2003, **B649**:349
17 Ball P, Kou E. JHEP 0304, 2003, 029, hep-ph/0301135
18 Beneke M et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 1914, hep-ph/9905312; Nucl. Phys., 2000, **B591**:313
19 Beneke M et al. Nucl. Phys., 2001, **B606**:245
20 Muta T et al. Phys. Rev., 2000, **D62**:094020; YANG M Z, YANG Y D. Phys. Rev., 2000, **D62**: 114019
21 DU D S, YANG D S, ZHU G H. Phys. Lett., 2000, **B488**: 46;

Phys. Rev., 2001, **D64**:014036
22 Buchalla G, Buras A J, Lautenbacher M E. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**:1125
23 Hagiwara K et al. Phys. Rev., 2002, **D66**:010001
24 Grozin A G, Neubert M. Phys. Rev., 1997, **D55**:272
25 DU D S, LU G R, YANG Y D. Phys. Lett., 1996, **B380**:193
26 Gronau M. Talk at the Conference on B Factories: The State of the Art in Accelerators, Detectors and Physics. Hitlin D. Stanford, CA, April, 6—10, 1992.
27 DU D S, JIN H Y, YANG Y D. Phys. Lett., 1997, **B414**:130
28 Voloshin M B. Mod. Phys. Let., 1997, **A12**:1823
29 Grossman Y, Nir Y, Worah M P. Phys. Lett., 1997, **B407**:307

Analysis of the Annihilation Decay $\overline{B}^0_{s,d} \to J/\psi\,\gamma$ with QCD Factorization*

LU Gong-Ru WANG Ru-Min[1)] YANG Ya-Dong

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

Abstract We study the radiative annihilation decay $B^0_{s,d} \to J/\psi\,\gamma$ in the framework of QCD factorization. We show that the non-factorizable radiative correction at the order α_s changes the magnitude sighificantly in comparison with the leading-order result with the naive factorization in the Standard Model. Future measurements of these decays would be useful for testing the factorization framework. Rare radiative decays of B mesons received considerable theoretical attention due to their special sensitivity to physics beyond the Standard Model. As an example, we consider the effects of the admixture of right-hand charge currents to the standard left-hand current. This admixture will give a significant contribution to the decays.

Key words B decays, QCD factorization, branching ratios, new physics

Received 19 July 2004

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

1) E-mail: ruminwang@163.com