第23卷 第2期
1999 年2月

高能物理与核物理
HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS

Vol.23, No.2
Feb., 1999

不可忽略的弱电企鹅效应 *

郭立波[1] 李兴毅[2]

1(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

2(河南师范大学物理系 新乡 453002)

摘要 从低能有效哈密顿及BSW方案出发,研究了企鹅图诱导的B介子两体非轻弱衰变过程中弱电企鹅图效应. 通过计算发现,凡是涉及到外企鹅图的过程,弱电企鹅效应不可忽略,甚至占主导及统治地位.

关键词 有效哈密顿 BSW方案 外企鹅和内企鹅图

1 引言

众所周知,企鹅图在B介子无璨弱衰变及CP破坏的研究过程中起着决定性作用. 一方面,在B介子无璨弱衰变过程中,由于其CKM压低性,企鹅图贡献是不可忽略的[1];另一方面,它又是研究CP破坏不可缺少的成分[2]. 但是由于QED耦合常数与QCD耦合常数相比有$\alpha_{em}/\alpha_s \sim O(10^{-2})$,因此在通常的计算中仅考虑QCD企鹅图效应而忽略弱电企鹅图贡献[3]. 在轻TOP夸克质量的前提下这是一个很好的近似,但是目前实验上发现了重TOP,这就需要重新对此加以研究探讨. 业已发现对于K介子系统中企鹅贡献为主、描述直接CP破坏效应的参量ϵ'/ϵ,在重TOP夸克质量情况下,弱电企鹅图贡献变得很重要,甚至可与强企鹅效应相比[4]. 那么人们很自然的要问在重的TOP夸克情况下B介子弱衰变过程中弱电企鹅图效应如何呢? 在哪些过程中必须考虑弱电效应呢? 这就是本文要解决的问题.

本文从低能有效哈密顿出发,以B介子纯企鹅图诱导的两体非轻弱衰变过程为例计算弱电企鹅图效应. 为简单起见,仅限于讨论PP和PV末态,其中P代表赝标介子,V代表矢量介子. 在此,将企鹅图分为内企鹅和外企鹅两种(图1和图2). 为了估计企鹅算符的强子矩阵元,应用基于因子化假设基础之上的BSW方案. 通过计算发现: (1)对于纯外企鹅图诱导的过程,弱电企鹅图贡献占统治地位; (2)对于内、外企鹅图共同诱导的过程,弱电企鹅图效应是不可忽略的,超过O(30%); (3)对于纯内企鹅图诱导的过程,弱电企鹅图贡献可以忽略. 用一句话概括起来,也就是说凡是涉及到外企鹅图的B介子弱衰变过

1998-05-27收稿

* 国家自然科学基金资助

程,其弱电企鹅图效应不可忽略. 以上结果可推广到其它 B 介子无粲弱衰变过程.

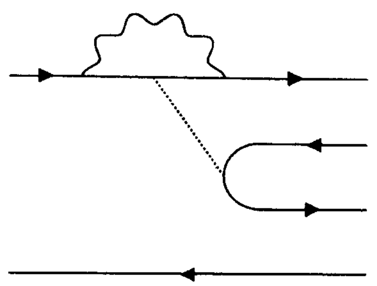

图1　内企鹅图

虚线代表胶子、Z^0 玻色子或光子

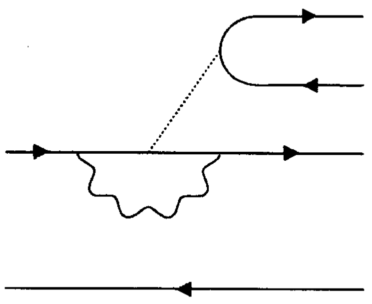

图2　外企鹅图

本文安排如下:第二节给出低能有效哈密顿;第三节在 BSW 方案下计算强子矩阵元;第四节是数值结果及讨论.

2　低能有效哈密顿

对于所要讨论的具体衰变过程,相关的低能有效哈密顿可以写为[5]

$$\mathscr{H}_{\mathrm{eff}} = -\frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}} \lambda_{\mathrm{t}} \sum_{i=3}^{10} C_i(m_{\mathrm{b}}) Q_i, \tag{1}$$

其中$\lambda_{\mathrm{t}} = V_{\mathrm{tb}} V_{\mathrm{tq}}^*$ 表示 CKM 因子,算符基矢 Q_3 到 Q_{10} 定义为

$$\begin{aligned}
&Q_3 = (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}' q')_{V-A}, \quad Q_4 = (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A}, \\
&Q_5 = (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}' q')_{V+A}, \quad Q_6 = (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A}, \\
&Q_7 = (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} \frac{3}{2} e_{\mathrm{q}'} (\bar{q}' q')_{V+A}, \quad Q_8 = (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} \frac{3}{2} e_{\mathrm{q}'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A}, \\
&Q_9 = (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} \frac{3}{2} e_{\mathrm{q}'} (\bar{q}' q')_{V-A}, \quad Q_{10} = (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} \frac{3}{2} e_{\mathrm{q}'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A},
\end{aligned} \tag{2}$$

其中算符 Q_3 到 Q_6 是 QCD 企鹅算符,Q_7到 Q_{10} 是本文特别关注的来自于弱电企鹅图的弱电企鹅算符;$\mathrm{q}' = \mathrm{d, s}$,$e_{\mathrm{q}'}$ 是 q′ 夸克所带的电荷;q = d 和 s 分别对应于 b→d和 s 跃迁;α 和 β是 $SU(3)$ 色指标. 在 m_{b} 能标,(1)式中的 Wilson 系数为[5]

$$\begin{aligned}
&C_3 = 0.014,\ C_4 = -0.030,\ C_5 = 0.009,\ C_6 = -0.038, \\
&C_7 = 3.52 \times 10^{-4},\ C_8 = 3.75 \times 10^{-4}, C_9 = -0.01,\ C_{10} = 2.56 \times 10^{-3},
\end{aligned} \tag{3}$$

与 QCD 企鹅图的 Wilson 系数 $C_i(m_b)$ $(i=3,\cdots 6)$ 相比可以看出，来自于 Z 企鹅图的 Wilson 系数 $C_9(m_b)$ 并不太小，这也正是需要考虑弱电企鹅贡献的主要原因．于是 B 介子两体非轻企鹅弱衰变过程的衰变振幅表示为

$$\langle XY|\mathscr{H}_{\rm eff}|B\rangle=-\frac{G_{\rm F}}{\sqrt{2}}\lambda_t\sum_{i=3}^{10}C_i(m_b)\langle XY|Q_i|B\rangle. \tag{4}$$

3 强子矩阵元的计算

为了计算企鹅算符的强子矩阵元，采用基于因子化假设[6]基础之上的 BSW 模型[7]，这样三强子矩阵元分解为夸克流的真空–介子和介子–介子矩阵元．在此忽略湮没拓扑和类空企鹅图的贡献．对于色单态的 $(V-A)(V-A)$ 流，前者定义介子的衰变常数，后者可表为 Lorentz 标量形状因子的线性组合，其中形状因子对动量的依赖性由单极点近似描述．另一方面，对于 $(V-A)(V+A)$ 流，首先进行 Fiertz 变换，将其变成 $(S-P)(S+P)$ 流的形式，然后利用 Dirac 运动方程，仍可表达为 $(V-A)(V-A)$ 流的形式[8]．

$$\begin{aligned}&\langle P_1|(\bar q_1q_2)_{S+P}|0\rangle\langle P_2|(\bar q_3b)_{S-P}|B\rangle=\\&-\frac{M_1^2}{(m_1+m_2)(m_b-m_3)}\langle P_1|\bar q_1q_2)_{V-A}|0\rangle\langle P_2|\bar q_3b)_{V-A}|B\rangle,\\&\langle P_1|(\bar q_1q_2)_{S+P}|0\rangle\langle V_2|(\bar q_3b)_{S-P}|B\rangle=\\&\frac{M_1^2}{(m_1+m_2)(m_b+m_3)}\langle P_1|\bar q_1q_2)_{V-A}|0\rangle\langle V_2|(\bar q_3b)_{V-A}|B\rangle,\\&\langle V_1|(\bar q_1q_2)_{S+P}|0\rangle\langle P_2|(\bar q_3b)_{S-P}|B\rangle=0,\end{aligned} \tag{5}$$

所以这里仅限于讨论 $(V-A)(V-A)$ 流．

对于一般衰变过程 $\mathrm{B}(\mathrm{b\bar q})\to\mathrm{X}(\mathrm{q_1\bar q_2})+\mathrm{Y}(\mathrm{q_3\bar q})$，其中 q = u, d, s 表示不同 B 介子的旁观夸克．作因子化假设后，遇到强子矩阵元

$$M^{\rm XY}_{\rm q_1q_2q_3}=\langle X|(\bar q_1q_2)_{V-A}|0\rangle\langle Y|(\bar q_3b)_{V-A}|B\rangle, \tag{6}$$

对于 PP 和 PV 末态，根据末态介子的性质，上式可分为三种不同的情况

1. X, Y 均为赝标介子：

$$M^{\rm XY}_{\rm q_1q_2q_3}=-{\rm i}(M_{\rm B}^2-M_{\rm Y}^2)f_{\rm X}F_0^{\rm BY}(M_{\rm X}^2), \tag{7}$$

2. X 为赝标介子而 Y 为矢量介子：

$$M^{\rm XY}_{\rm q_1q_2q_3}=2M_{\rm Y}f_{\rm X}A_0^{\rm BY}(M_{\rm X}^2)(\epsilon^*_{\rm Y}\cdot P_{\rm B}), \tag{8}$$

3. X 为矢量介子而 Y 为赝标介子：

表1　QCD企鹅算符$Q_3,\cdots,Q_6$的树图矩阵元(PP末态)

衰变模式	$\langle Q_3\rangle_0$	$\langle Q_4\rangle_0$	$\langle Q_5\rangle_0$	$\langle Q_6\rangle_0$	因子 A
$B^-\to\pi^-\bar{K}^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_d)}A$	$\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_d)}A$	$M_{sdd}^{\bar{K}^0\pi^-}$
$B^-\to K^-K^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_s)}A$	$\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_s)}A$	$M_{dss}^{K^0K^-}$
$\bar{B}_d^0\to K^0\bar{K}^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_s)}A$	$\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_s)}A$	$M_{dss}^{K^0\bar{K}^0}$
$\bar{B}_s^0\to K^0\bar{K}^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_d)}A$	$\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_d)}A$	$M_{sdd}^{\bar{K}^0K^0}$

表2　QCD企鹅算符$Q_3,\cdots,Q_6$的树图矩阵元(PV末态)

衰变模式	$\langle Q_3\rangle_0$	$\langle Q_4\rangle_0$	$\langle Q_5\rangle_0$	$\langle Q_6\rangle_0$	因子 $A(B)$
$B^-\to\pi^-\phi$	A	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}A$	$M_{ssd}^{\phi\pi^-}$
$B^-\to\pi^-\bar{K}^{0*}$	$\frac{1}{N_c}A$	A	0	0	$M_{sdd}^{\bar{K}^{0*}\pi^-}$
$B^-\to\rho^-\bar{K}^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$-\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_d)}A$	$-\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_d)}A$	$M_{sdd}^{\bar{K}^0\rho^-}$
$B^-\to K^-K^{0*}$	$\frac{1}{N_c}A$	A	0	0	$M_{dss}^{K^{0*}K^-}$
$B^-\to K^{-*}K^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$-\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_s)}A$	$-\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_s)}A$	$M_{dss}^{K^0K^{-*}}$
$B^-\to K^-\phi$	$\left(1+\frac{1}{N_c}\right)A$	$\left(1+\frac{1}{N_c}\right)A$	A	$\frac{1}{N_c}A$	$M_{sss}^{\phi K^-}$
$\bar{B}_d^0\to\pi^0\phi$	A	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}A$	$M_{ssd}^{\phi\pi^0}$
$\bar{B}_d^0\to K^0\bar{K}^{0*}$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$-\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_s)}A$	$-\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_s)}A$	$M_{dss}^{K^0\bar{K}^{0*}}$
$\bar{B}_d^0\to K^{0*}\bar{K}^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	0	0	$M_{dss}^{K^{0*}\bar{K}^0}$
$\bar{B}_d^0\to\bar{K}^0\phi$	$\left(1+\frac{1}{N_c}\right)A$	$\left(1+\frac{1}{N_c}\right)A$	A	$\frac{1}{N_c}A$	$M_{sss}^{\phi\bar{K}^0}$
$\bar{B}_s^0\to K^0\bar{K}^{0*}$	$\frac{1}{N_c}A$	A	0	0	$M_{sdd}^{\bar{K}^{0*}K^0}$
$\bar{B}_s^0\to K^{0*}\bar{K}^0$	$\frac{1}{N_c}A$	A	$-\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_d)}A$	$-\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b+m_d)}A$	$M_{sdd}^{\bar{K}^0K^{0*}}$
	A	$\frac{1}{N_c}A$	A	$\frac{1}{N_c}A$	$M_{ssd}^{\phi K^0}$
$\bar{B}_s^0\to K^0\phi$	$\frac{1}{N_c}B$	B	$\frac{1}{N_c}\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_d)}B$	$\frac{2M_{K^0}^2}{(m_d+m_s)(m_b-m_d)}B$	$M_{dss}^{K^0\phi}$

$$M_{q_1q_2q_3}^{XY} = 2M_X f_X F_1^{BY}(M_X^2)(\epsilon_X^* \cdot P_B), \tag{9}$$

对于所考虑的衰变过程，根据末态性质的不同，企鹅算符的强子矩阵元的计算结果分别列于表1和2中．由于$(Q_7, Q_8, Q_9, Q_{10}) = -\frac{1}{2}(Q_5, Q_6, Q_3, Q_4)$，表中仅给出QCD企鹅算符的结果．

4 数值结果及讨论

在B介子静止框架下，两体衰变的衰变宽度为

$$\Gamma(\mathrm{B}\to\mathrm{XY}) = \frac{G_F^2}{32\pi} M_B^3 \Phi\left(\frac{M_X}{M_B}, \frac{M_Y}{M_B}\right)|\mathscr{A}|^2|\mathscr{T}|^2, \tag{10}$$

其中$\Phi(x,y) = \sqrt{[1-(x+y)^2][1-(x-y)^2]}$为相空间函数，振幅$\mathscr{A}$与有效哈密顿的强子矩阵元间满足

$$\langle XY|\mathscr{H}_{\mathrm{eff}}|B\rangle = \frac{G_F^2}{\sqrt{2}}\mathscr{A} M^{XY}, \tag{11}$$

不变振幅$\mathscr{T}$随末态的不同因子化分别取

$$\mathscr{T} = \begin{cases} f_X F_0^{BY}(M_X^2; 0^+)\left(1-\left(\frac{M_Y}{M_B}\right)^2\right); & \text{PP 末态且 X 被因子化}, \\ f_P A_0^{BV}(M_P^2; 0^-)\Phi\left(\frac{M_P}{M_B}, \frac{M_V}{M_B}\right); & \text{PV 末态且 P 被因子化}, \\ f_V F_1^{BP}(M_V^2; 1^-)\Phi\left(\frac{M_P}{M_B}, \frac{M_V}{M_B}\right); & \text{PV 末态且 V 被因子化}, \end{cases} \tag{12}$$

相应的分支比表达为

$$Br(\mathrm{B}\to\mathrm{XY}) = \frac{\Gamma(\mathrm{B}\to\mathrm{XY})}{\Gamma_{B_q}}, \tag{13}$$

其中$\Gamma_{B_q} = 1/\tau_{B_q}$，$\tau_{B_q}$是相应介子的寿命．计算中所用参数的取值如下：

- 夸克质量(GeV)：

  $m_u = 0.005$，$m_d = 0.01$，$m_c = 1.35$，$m_s = 0.175$，$m_b = 5.0$，$m_t = 174$

- 介子质量及平均寿命取自文献[9]．
- CKM矩阵取Wolfenstein表示[10]，参数取值为[11]：

  $\lambda = 0.22$，$A = 0.8$，$\eta = 0.34$，$\rho = -0.12$，

· 衰变常数(MeV)：

$$f_{\pi} = 132,\ f_{K} = 161,\ f_{\rho} = 221,\ f_{\phi} = 233,\ f_{K^*} = 221,$$

· 极点质量(GeV)：

流	$m(0^-)$	$m(1^-)$	$m(0^+)$
$\bar{u}b, \bar{d}b$	5.27	5.32	5.78
$\bar{s}b$	5.38	5.43	5.89

· 零动量转移的现状因子：

衰变	B→K	B→π	B→K*	B→ρ
$F_1 = F_0$	0.379	0.333		
A_0			0.321	0.281

计算结果列于表 3 和表 4 中，其中 *Br*(QCD) 表示仅 QCD 企鹅贡献的结果，*Br*(QCD + EW) 表示 QCD 和 EW 企鹅图共同贡献的结果，*R* 表示 EW 企鹅对 QCD 企鹅图结果修正的百分比.

表3　B→PP衰变的分支比

衰变模式	*Br*(QCD)	*Br*(QCD+QED)	*R*(%)
$B_u^- \to \pi^- \bar{K}^0$	3.84×10^{-6}	3.79×10^{-6}	−1.4
$B_u^- \to K^- K^0$	3.49×10^{-7}	3.44×10^{-7}	−1.4
$\bar{B}_d^0 \to K^0 \bar{K}^0$	3.36×10^{-7}	3.31×10^{-7}	−1.4
$\bar{B}_s^0 \to K^0 \bar{K}^0$	5.11×10^{-6}	5.04×10^{-6}	−1.4

表4　B→PV衰变的分支比

衰变模式	*Br*(QCD)	*Br*(QCD+QED)	*R*(%)
$B_u^- \to \pi^- \bar{K}^{0*}$	2.33×10^{-5}	2.26×10^{-5}	−3.0
$B_u^- \to \pi^- \phi$	3.10×10^{-11}	6.08×10^{-9}	1.95×10^{4}
$B_u^- \to \rho^- \bar{K}^0$	5.72×10^{-8}	4.86×10^{-8}	−15.1
$B_u^- \to K^- K^{0*}$	2.04×10^{-7}	1.98×10^{-7}	−3.0
$B_u^- \to K^{-*} K^0$	6.06×10^{-9}	5.22×10^{-9}	−13.8
$B_u^- \to K^- \phi$	3.14×10^{-5}	2.06×10^{-5}	−34.2
$\bar{B}_d^0 \to \pi^0 \phi$	1.49×10^{-11}	2.93×10^{-9}	1.95×10^{4}
$\bar{B}_d^0 \to K^0 \bar{K}^{0*}$	5.83×10^{-9}	5.02×10^{-9}	−13.8
$\bar{B}_d^0 \to K^{0*} \bar{K}^0$	1.97×10^{-7}	1.91×10^{-7}	−3.0
$\bar{B}_d^0 \to \bar{K}^0 \phi$	3.02×10^{-5}	1.99×10^{-5}	−34.2
$\bar{B}_s^0 \to K^0 \bar{K}^{0*}$	2.92×10^{-5}	2.83×10^{-5}	−3.0
$\bar{B}_s^0 \to K^{0*} \bar{K}^0$	7.25×10^{-8}	6.15×10^{-8}	−15.1
$\bar{B}_s^0 \to \bar{K}^0 \phi$	2.90×10^{-9}	1.96×10^{-9}	−32.5

从表 3 和表 4 可以看出

1. 对于末态为PP的衰变,它们仅通过内企鹅图发生,此时弱电企鹅效应很小,不超过2%,因此可以忽略.

2. 对于末态为PV介子的衰变,有3种情况:(1)B→πϕ是纯外企鹅过程,弱电企鹅可使其衰变分支比增大两个数量级.(2)B→Kϕ跃迁既可通过外企鹅发生,同时也可通过内企鹅发生,弱电企鹅贡献不可忽略,可达34%.(3)其它衰变模式仅可通过内企鹅图发生,弱电企鹅效应小于15%,可以忽略.

那么为什么会出现这种情形呢?可以理解如下:首先讨论外企鹅图情况,此时来自于胶子,Z^0玻色子或光子的夸克和反夸克形成一个介子.对于QCD企鹅图,来自于胶子的夸克和反夸克对构成一个色八重态,不能组成介子,因此衰变宽度为零,表中非零结果是利用重正化群从$\mu=O(M_W)$能标演化到$\mu=O(m_b)$能标的结果;而对于弱电企鹅图,来自于Z^0玻色子或光子的夸克和反夸克对构成一个色单态,可以形成介子,进而给出非零结果.因此弱电企鹅起主导作用.其次对于内企鹅图,来自于胶子,Z^0玻色子或光子的夸克和反夸克对均不形成介子,因此不存在色的问题,但由于QCD企鹅算符的Wilson系数比弱电企鹅算符的Wilson系数大,所以QCD企鹅图起主要作用.最后对B→πϕ过程加以讨论.它是一个纯外企鹅过程,弱电企鹅图起主导作用,虽然重正化群的演化使得其衰变宽度不为零,但是由于QCD企鹅算符的Wilson系数满足关系

$$C_3(m_b)+C_5(m_b)\approx-\frac{1}{3}\left[C_4(m_b)+C_6(m_b)\right] \tag{14}$$

使得衰变振幅中QCD企鹅效应几乎完全抵消,因此纯QCD企鹅衰变宽度很小.而对于弱电企鹅不存在类似情况,所以R的值很大.需要说明的是,尽管衰变振幅(4)依赖于CKM矩阵元的选取,使得衰变宽度有小的改变,但是由于在R的计算中完全相消,R的数值不变化.因此对于CKM矩阵的其它可能取值,上面的结论仍然成立.

综合以上结果可以得出如下结论:凡涉及到外企鹅图的跃迁过程,必须考虑弱电企鹅贡献.

参　考　文　献

1 Kramer G, Palmer W, Simma H. Z. Phys., 1995, **C66**:429; Nucl. Phys., 1994, **B428**:77

2 CP violation, edited by Jarlskog C, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol.3(World Scientific, Singapore, 1989)

3 Gilman F, Hagelin J. Phys. Lett., 1983, **B126**:111; Buras A, Gérard J. Phys. Lett., 1988, **B203**:272

4 Buras A, Jamin M, Lautenbacher M. Nucl. Phys., 1993, **B408**:209; Ciuchini M, Franco E, Martinelli G et al. Phys. Lett., 1993, **B301**:263; Flynn J, Randall L. Phys. Lett., 1989, **B224**:221; erratum ibid., 1990, **B235**:412

5 Buchalla G, Buras A, Lautenbacher M. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**:1125

6 Fakirov D, Stech B. Nucl. Phys., 1978, **B133**:315; Cabibbo N, Maiani L. Phys. Lett., 1978, **B73**:418

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

8 Chau L, Cheng H, Sze W et al. Phys. Rev., 1991, **D43**:2176

9 Particle Data Group. Phys. Rev., 1996, **D54**:1

10 Wolfenstein L. Phys. Rev. Lett., 1983, **51**:1945

11 Ali A, London D. Z. Phys., 1995, **C65**:431

Non-Negligible Electroweak Penguin Effects *

Guo Libo[1] Li Xingyi[2]

1 (*Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan* 430079)

2 (*Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang* 453002)

Abstract Starting from the leading logarithmic low energy effective Hamiltonian and the Bauer-Stech-Wirbel(BSW) model, we calculate the electroweak penguin effects in the two-body hadronic pure penguin processes of B-meson. In the case of $B\to PP$ and PV decays, we find that the processes involving external penguin diagrams receive large contributim from electroweak penguin effects which can even play dominant role.

Key words effective Hamiltonian, BSW scheme, external and internal penguin diagrams

---

Received 27 May 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China