第16卷 第5期 高能物理与核物理 Vol. 16, No. 5
1992年5月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS May, 1992

B^0–$\bar{B}^0$ 体系重子衰变的CP破坏效应*

杜东生　邢志忠
（中国科学院高能物理研究所，北京 100039）

摘　要

本文研究了 B_d^0-$\bar{B}_d^0$ 和 B_s^0-$\bar{B}_s^0$ 系统二体重子衰变中的 CP 不守恒效应. 我们讨论了两种实验背景: (1) $B\bar{B}$ 对在 Z^0 共振峰不相干产生, (2) 电荷共轭宇称 $C=+1$ 的 $B\bar{B}$ 对在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上产生. 我们估算了检验该效应所需的 $b\bar{b}$ 对数目. 对于衰变 $B_d^0\to P\bar{P}$, $\Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ 和 $\Delta^0\bar{\Delta}^0$, $N_{b\bar{b}}\sim 10^7$—10^8.

一、引　言

由 ARGUS 和 CLEO 实验组先后观测到的 B_d^0-$\bar{B}_d^0$ 质量混合[1]，是继 K_L-K_S 以后又一个二级弱相互作用的表现. 至今，已有大量工作探讨了 B^0-$\bar{B}^0$ 体系介子衰变可能具有的 CP 破坏效应[2,3]. 然而，有关 B^0-$\bar{B}^0$ 重子衰变中 CP 不守恒问题的研究还很少[4]. 这里我们将采用 Sachs 等人处理 B^0-$\bar{B}^0$ 介子衰变的技术[3]，来系统地讨论 B^0-$\bar{B}^0$ 两体重子衰变中的 CP 破坏效应. 我们的考虑限于那些 B^0 与 $\bar{B}^0$ 均能够衰变到的末态，当然这类末态可以不是 CP 本征态；而且，我们避免具体计算这些衰变的振幅，以减少处理有关强子矩阵元时所带来的理论上的不确定性.

本文的第二部分，将集中讨论正负电子在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上对撞，同时产生C宇称为偶的 $B^0\bar{B}^0$ 对的实验情形；在第三部分，我们要研究 $B^0\bar{B}^0$ 对在 Z^0 共振峰不相干产生时 B^0-$\bar{B}^0$ 重子衰变的 CP 破坏效应. 最后，我们将对本文的处理方法和结果给予评注.

二、正负电子对撞：在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上产生 $B^0\bar{B}^0$ 对

在 $\Upsilon(4S)$ 能区研究B介子及其衰变性质有很多优越性[5,6]. 但是，要在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰上探测由 B^0-$\bar{B}^0$ 混合引起的 CP 破坏效应，还存在一些障碍. 我们知道，$B\bar{B}$ 对在 $\Upsilon(4S)$ 峰以 P 波产生，处于味道相干态. 因而，需要考虑电荷共轭的 B^0 与 $\bar{B}^0$ 的联合衰变率，以及 B^0、$\bar{B}^0$ 衰变的不同时间差. 在这种情况下，CP 不对称性表示为[5,6]

$$a_{C=\pm1}(t,t')\propto \exp[-\Gamma(t+t')]\sin[\Delta m(t\pm t')]. \tag{1}$$

对于 $\Upsilon(4S)$ 峰，$C=-1$. 如果实验上不能够探测 t、t' 的差值，那么对时间积分的 CP 不守恒表达式将为零. 克服这一困难的途径是在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上实现正负电子

本文 1991 年 5 月 27 日收到.
* 国家自然科学基金资助.

的对称对撞。具体说来，在 $B_d\bar{B}_d^*$ 对产生阈以上，但在 $B_d^*\bar{B}_d^*$ 对产生阈以下，正负电子对撞产生的 $b\bar{b}$ 末态将以 $B_d\bar{B}_d^* + B_d^*\bar{B}_d$ 为主。当 $B_d^*(\bar{B}_d^*)$ 衰变成 $B_d\gamma(\bar{B}_d\gamma)$ 时，就会得到 $C=+1$ 的 B_d^0-$\bar{B}_d^0$ 对。这时，(1)式对时间积分不为零，因此，实验上可以去测量与时间无关的 CP 破坏参量。当然，正负电子在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上对撞，我们获得的 $b\bar{b}$ 反应截面将小于在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰处的 $b\bar{b}$ 截面，至少要小三、四倍。由此，需要的 $b\bar{b}$ 事例数将增多。这是该途径的不利的一面。

首先写出 B^0-$\bar{B}^0$ 初态的量子力学表示[5]

$$|i\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|B_d^0(k)\bar{B}_d^0(\bar{k})\rangle_0 + (-1)^c|B_d^0(\bar{k})\bar{B}_d^0(k)\rangle_0\right], \tag{2}$$

这里 k，$\bar{k}$ 表示动量；$(-1)^c$ 是 $B_d^0\bar{B}_d^0$ 对的C字称。经计算可以给出 B_d^0 与 $\bar{B}_d^0$ 衰变到 CP 共轭末态 f 与 $\bar{f}$ 的衰变率 R 和 $\bar{R}$，它们随不同时间 t 和 t' 演化：

$$\begin{aligned}R(B_d^0\bar{B}_d^0 \to \bar{B}_d^0 f) &\propto \exp[-\Gamma(t'+t)]\cdot\Big\{\frac{1}{2}(1+|\lambda|^2)\\ &+\frac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos[\Delta m(t'+(-1)^c t)] - \mathrm{Im}\lambda\sin[\Delta m(t'+(-1)^c t)]\Big\},\\ \bar{R}(B_d^0\bar{B}_d^0 \to B_d^0\bar{f}) &\propto \exp[-\Gamma(t'+t)]\cdot\Big\{\frac{1}{2}(1+|\lambda|^2)\\ &+\frac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos[\Delta m(t'+(-1)^c t)] + \mathrm{Im}\lambda\sin[\Delta m(t'+(-1)^c t)]\Big\},\end{aligned} \tag{3}$$

其中定义：

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{q}{p}x,\quad \frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}},\\ x &= \frac{A(\bar{B}_d^0 \to f)}{A(B_d^0 \to f)}.\end{aligned} \tag{4}$$

在推导(3)式的过程中，我们已经局限于考虑那些 B_d^0 与 $\bar{B}_d^0$ 都能够衰变到的末态；并且，假定不存在振幅相干而引起的直接 CP 破坏效应，即保证 $|A(B_d^0\to f)| = |A(\bar{B}_d^0\to\bar{f})|$。

从方程(3)，很容易得出具有时间依赖性的 CP 不对称公式 $a_{C=\pm1}$（见(1)式）。然而，在理论上和实验上，更令人感兴趣的是对时间积分的 CP 破坏表达式 $\mathscr{A}_{C=+1}$：

$$\begin{aligned}\mathscr{A}_{C=+1} &= \frac{\int_0^\infty\int_0^\infty \mathrm{d}t\,\mathrm{d}t'(R-\bar{R})}{\int_0^\infty\int_0^\infty \mathrm{d}t\,\mathrm{d}t'(R+\bar{R})}\\ &\approx \frac{2z}{(1+z^2)^2}\cdot\frac{-2\mathrm{Im}\lambda}{(1+|x|^2)+(1-|x|^2)\dfrac{1-z^2}{(1+z^2)^2}}.\end{aligned} \tag{5}$$

这里，$z = \Delta m/\Gamma \approx 0.7$ 是 B_d^0-$\bar{B}_d^0$ 混合参数[1]。B_d^0 衰变到末态 f 的有效分支比为

$$\begin{aligned}B(B_{phys}^0 \to f) &= B(B_{pure}^0 \to f)\cdot\Big[\frac{1}{2}(1+|x|^2)\\ &+\frac{1}{2}(1-|x|^2)\cdot\frac{1-z^2}{(1+z^2)^2} - \frac{2z}{(1+z^2)^2}\mathrm{Im}\lambda\Big].\end{aligned} \tag{6}$$

有关 $\mathrm{Im}\lambda$ 的表达式见参考文献[3]中的表 2. 它们的数值可以在选取 KM 矩阵参数后算得. 根据文献[7],我们取

$$s_1 \sim 0.22,\ s_2 \sim s_1^2,\ s_3 \sim 0.46 s_1^2. \tag{7}$$

对于 CP 破坏相角 δ, 我们取 $\delta = 45°$ 来计算与夸克过程 $\bar{b} \to \bar{u}u\bar{d}$ 相对应的衰变,以提高该类衰变的 CP 不对称性;取 $\delta = 90°$ 计算其它几类衰变.

现在,让我们来估算实验上检验 CP 破坏参量 $\mathscr{A}_{C=+1}$ 所需要的 $b\bar{b}$ 数目(计算到三个标准偏差,即 3σ)[8].

$$N_{b\bar{b}} = \frac{9}{\mathscr{A}^2_{C=+1}} \cdot \frac{1}{B(B^0_{\mathrm{phys}} \to f)\varepsilon} \tag{8}$$

其中 ε 是 $B^0_{d,\mathrm{phys}} \to f$ 衰变模式的探测效率.

为了计算式(6)中的分支比 $B(B^0_{\mathrm{pure}} \to f)$, 我们假设从真空中产生一对夸克 $q\bar{q}$ 的几率比为

$$u\bar{u}:d\bar{d}:s\bar{s}:c\bar{c} \sim 2:2:1:\xi \tag{9}$$

这里,ξ 可望远小于 1. 在本文的后面会看到,我们不需要假定 ξ 的具体数值. 根据已有的文献,我们确信(9)式的假设是合理的[3]. 于是,真空中产生一个 $q\bar{q}$ 对的几率可以估计为

$$P(\mathrm{vac.} \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}) \sim 2/5, 2/5, 1/5, \xi/5. \tag{10}$$

这也是一个很好的近似. 除了(9)式与(10)式外,我们还需要输入有关 B 衰变分支比的实验数值来估算 $B(B^0_{\mathrm{pure}} \to f)$. 我们选择粒子表中给出的实验分支比[9]

$$B(B^0_d \to D^-\pi^+) = (3.7 \pm 1.5) \times 10^{-3}. \tag{11}$$

下面我们举例说明估算衰变分支比的方法. 以 $B^0_d \to p\bar{p}$ 为例, 画出 $B^0_d \to D^-\pi^+$、$B^0_d \to \bar{D}^0\pi^0$ 与 $B^0_d \to p\bar{p}$ 的夸克衰变图(见图 1 与图 2). 假设在 $B^0_d \to p\bar{P}$ 衰变中旁观者图起主要作用,而且 $B(B^0_d \to D^-\pi^+)$ 与 $B(B^0_d \to \bar{D}^0\pi^0)$ 具有相同量级,则图 1(b) 与图 2(a) 的唯一差别在于 KM 因子的不同,以及后者从真空中捞取一对 $u\bar{u}$ 夸克. 因此,可以近似写出

$$\frac{B(B^0_d \to p\bar{p})}{B(B^0_d \to D^-\pi^+)} \sim \frac{|V_{ud}V^*_{ub}|^2}{|V_{ud}V^*_{cb}|^2} \cdot P(\mathrm{vac} \to u\bar{u}). \tag{12}$$

将(7)、(10)两式代入上式,得

$$B(B^0_d \to P\bar{P}) \sim 1.3 \times 10^{-5}. \tag{13}$$

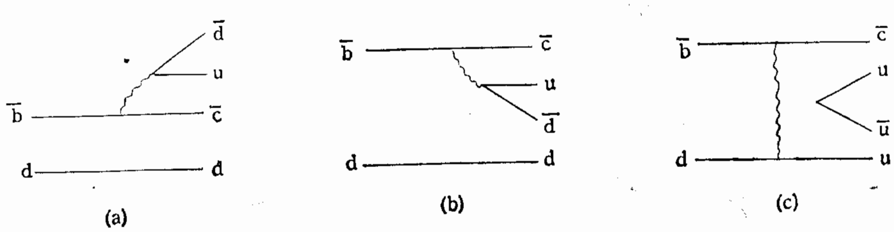

图 1

(a) $B^0_d \longrightarrow D^-\pi^+$ 衰变的旁观者图 (b) $B^0_d \longrightarrow \bar{D}^0\pi^0$ 衰变的内部 W 发射图

(c) $B^0_d \longrightarrow \bar{D}^0\pi^0$ 衰变的 W 交换图

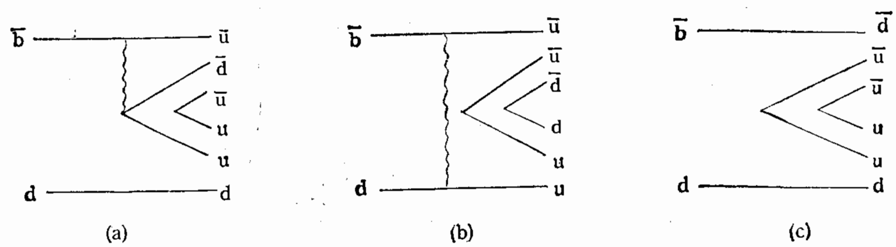

图 2　$B_d^0 \longrightarrow P\bar{P}$ 衰变

(a) 旁观者图　(b) W 交换图　(c) 企鹅图

这里，我们没有考虑内部 W 放射图的色压低效应． 关于这个问题，尚无确定的实验判据[10]．

仿造以上例子，借助于(10)式、(11)式和 KM 矩阵因子，我们计算了所有重子衰变的分支比．当衰变只通过 W 交换图进行时，我们假设该交换图是主要衰变道，并用方程(11)估算分支比；当遇到内部 W 放射图时，我们不考虑色压低；当衰变同时通过旁观者图、W 交换图和企鹅图时，我们假设旁观者图起主要作用．参考 Mark III 关于粲粒子衰变的资料，以上假设是合理的[10]．

每一个衰变模式的探测效率 ε 可以通过对具体探测器的蒙特卡罗模拟而获得．至今，CLEO 实验组只给出少数几种 B_d^0-$\bar{B}_d^0$ 二体重子衰变的探测效率(例如 $P\bar{P}$, $\Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ 和 $\Delta^0\bar{\Delta}^0$)[11]．因而，我们将首先估算 $\varepsilon N_{b\bar{b}}$，然后再计算那些探测效率已知的过程的事例数 $N_{b\bar{b}}$．

我们将数值结果列于表 1 中．可以看出，比较乐观的衰变道有

$$B_d^0, \bar{B}_d^0 \to p\bar{p}, \Delta^+\bar{\Delta}^-, p\bar{\Delta}^-, \Delta^+\bar{p}, n\bar{n}, \Delta^0\bar{\Delta}^0, n\bar{\Delta}^0, \Delta^0\bar{n},$$
$$\Sigma_c^+\bar{\Sigma}_c^-, \Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-, \Sigma_c^+\bar{\Lambda}_c^-, \Lambda_c^+\bar{\Sigma}_c^-, \Sigma_c^0\bar{\Sigma}_c^0, \Xi_c^0\bar{\Xi}_c^0. \tag{14}$$

对 B_d^0，$\bar{B}_d^0 \to p\bar{p}$ 过程，所需的 $b\bar{b}$ 对数为 $N_{b\bar{b}} \sim 2.4 \times 10^6$，这是非常有希望的衰变．

注意：在我们的计算中，并没有用到从真空中产生一对 $c\bar{c}$ 的几率表达式 $P(\text{vac.} \to c\bar{c}) = \xi/5$．这是因为，从真空捞取一对 $c\bar{c}$ 的衰变模式也可以通过夸克过程 $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{d}$ 发生(该过程与 $P(\text{vac.} \to u\bar{u}$, $d\bar{d}$ 相联系)．后者的贡献远大于前者，因而前者可以忽略．所有这样的衰变在表 1 中都以星号(*)标志．

对于 B_s^0-$\bar{B}_s^0$ 衰变的情形，采用 $e^+e^- \to B_s\bar{B}_s^* + \text{h.c.} \to B_s\bar{B}_s\gamma$ 途径来获得 $C = +1$ 的 $B_s^0\bar{B}_s^0$ 对的方法并不好．在 $B_d\bar{B}_d^*$ 情形，我们可以调整对撞能量使它刚好在 $B_d\bar{B}_d^*$ 的产生阈，但低于 $\pi B_d\bar{B}_d$ 的产生阈，这样本底只有正负电子对撞过程中直接产生的 $B_d\bar{B}_d$ 事例．但这种本底可以通过探测器较好的不变质量调制而压低．对于 $B_s\bar{B}_s^*$ 对产生的情形，$B_s\bar{B}_s^*$ 对产生阈在 $B_d\bar{B}_d^*$ 对与 $\pi B_d\bar{B}_d$ 的产生阈以上．因此除了 $B_s\bar{B}_s^*$ 事例外，还存在大量 $B_d\bar{B}_d$，$B_d\bar{B}_d^*$，$\pi B_d\bar{B}_d$，$B_s\bar{B}_s$ 本底．而且，在 $B_s\bar{B}_s^*$ 情形，CP 破坏参量 $\mathscr{A}_{C=\pm1}$ 比在 Z^0 峰的 CP 破坏参量 C_f 小得多．例如，对末态为 CP 本征态的衰变，$|x| = 1$ (见下节)，并有

$$C_f \approx -\frac{z\,\mathrm{Im}\lambda}{1 + z^2}. \tag{15}$$

但式(5)给出

表 1 $B^0_d, \bar{B}^0_d$ 二体重子衰变道 $A_{C=+1}$；分支比；$b\bar{b}$ 数目

Quark decay	$B^0_{d,phys} \longrightarrow f$	$A_{C=+1}$	$B(B^0_{d,pure} \longrightarrow f)$	$\varepsilon N_{b\bar{b}}$	$\varepsilon(\%)$	$N_{b\bar{b}}$
$\bar{b} \longrightarrow \bar{u}u\bar{d}$	$\Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ (ex)	0.630	5.0×10^{-6}	2.7×10^{6}	12	2.2×10^{7}
	$\Sigma^{+}\bar{\Sigma}^{-}$ (ex)		2.5×10^{-6}	5.6×10^{6}		
	$\Xi^{0}\bar{\Xi}^{0}$ (ex)		1.3×10^{-6}	1.1×10^{7}		
	$p\bar{p}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}	45	2.4×10^{6}
	$\Delta^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}		
	$\Delta^{+}\bar{p}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}		
	$p\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}		
	$n\bar{n}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}		
	$\Delta^{0}\bar{\Delta}^{0}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}	1.3	8.4×10^{7}
	$\Delta^{0}\bar{n}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}		
	$n\bar{\Delta}^{0}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.1×10^{6}		
	$\Lambda^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.2×10^{6}		
	$\Sigma^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.2×10^{6}		
	$\Lambda_{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.2×10^{6}		
	$\Sigma^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.2×10^{6}		
$\bar{b} \longrightarrow \bar{u}c\bar{d}$	$\Sigma_c^{++}\bar{\Delta}^{--}$ (ex)	-0.0301	2.6×10^{-7}	4.2×10^{7}		
	$\Xi_c^{+}\bar{\Sigma}^{-}$ (ex)		1.3×10^{-7}	8.2×10^{7}		
	$\Omega_c^{0}\bar{\Xi}^{0}$ (ex)		6.3×10^{-8}	1.7×10^{8}		
	$\Xi_c^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex)		3.2×10^{-7}	3.3×10^{7}		
	$\Xi_c^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex)		3.2×10^{-7}	3.3×10^{7}		
	$\Sigma_c^{0}\bar{n}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	1.7×10^{7}		
	$\Sigma_c^{0}\bar{\Delta}^{0}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	1.7×10^{7}		
	$\Lambda_c^{+}\bar{p}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	1.7×10^{7}		
	$\Lambda_c^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	1.7×10^{7}		
	$\Sigma_c^{+}\bar{p}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	1.7×10^{7}		
	$\Sigma_c^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	1.7×10^{7}		
$\bar{b} \longrightarrow \bar{c}u\bar{d}$	$\Delta^{++}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)	-0.0188	5.9×10^{-4}	7.1×10^{7}		
	$\Sigma^{+}\bar{\Xi}_c^{-}$ (ex)		3.0×10^{-4}	1.4×10^{8}		
	$\Xi^{0}\bar{\Omega}_c^{0}$ (ex)		1.5×10^{-4}	2.8×10^{8}		
	$n\bar{\Sigma}_c^{0}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.8×10^{7}		
	$\Delta^{0}\bar{\Sigma}_c^{0}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.8×10^{7}		
	$\Sigma^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex)		7.4×10^{-4}	5.6×10^{7}		
	$\Lambda^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex)		7.4×10^{-4}	5.6×10^{7}		
	$p\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.8×10^{7}		
	$\Delta^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.8×10^{7}		
	$p\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.8×10^{7}		
	$\Delta^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.8×10^{7}		
$\bar{b} \longrightarrow \bar{c}c\bar{d}$	* $\Sigma_c^{++}\bar{\Sigma}_c^{--}$ (ex)	0.479	3.0×10^{-5}	9.0×10^{5}		
	* $\Xi_c^{+}\bar{\Xi}_c^{-}$ (ex)		1.5×10^{-5}	1.7×10^{6}		
	$\Omega_c^{0}\bar{\Omega}_c^{0}$ (ex)		7.5×10^{-6}	3.5×10^{6}		
	$\Sigma_c^{0}\bar{\Sigma}_c^{0}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	3.5×10^{5}		
	$\Xi_c^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex,pen)		3.8×10^{-5}	7.0×10^{5}		
	* $\Sigma_c^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	3.5×10^{5}		
	* $\Lambda_c^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	3.5×10^{5}		
	* $\Sigma_c^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	3.5×10^{5}		
	* $\Lambda_c^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	3.5×10^{5}		

注：spec——旁观者图，ex——W 交换图，pen——企鹅图．

$$\mathscr{A}_{C=+1} \approx \frac{2}{1+z^2} \cdot \frac{-z\mathrm{Im}\lambda}{1+z^2} = \frac{2}{1+z^2} C_f. \tag{16}$$

在 B_s-$\bar{B}_s$ 系统中，混合参数 $z=(\Delta m/\Gamma)_{B_s}$ 比 1 大得多． 取 $B=1$，$f_{B_s}=0.11\mathrm{GeV}$，$m_t=100\mathrm{GeV}$，我们算得 $z\sim 5.5$[3]．因而，式(16)中的因子 $2/(1+z^2)$ 是一个小量，这将把 $N_{b\bar{b}}$ 值提高一个数量级以上，从而使得在 B_s 衰变中检验 CP 破坏更为困难．综上所述，我们将不计算 B_s 情形的 $\mathscr{A}_{C=+1}$ 及其 $N_{b\bar{b}}$．

三、B^0-$\bar{B}^0$ 对在 Z^0 共振峰非相干产生

在 Z^0 共振峰，$b\bar{b}$ 对将产生并强子化为 $B^0_{d,s}$，B^-_u 和 $\bar{B}^0_{d,s}$，B^+_u． 这时，$B\bar{B}$ 对的产生是非相干的．因此，我们可以通过鉴别 $B^+_u(B^-_u)$ 来确定所探测的中性 B 介子是 $\bar{B}^0_d=b\bar{d}(B^0_d=\bar{b}d)$ 或者 $\bar{B}^0_s=b\bar{s}(B^0_s=\bar{b}s)$．在这种情况下，定义 CP 不对称性 C_f[2,3]

$$C_f=\frac{\Gamma(B^0_{\mathrm{phys}}\to f)-\Gamma(\bar{B}^0_{\mathrm{phys}}\to \bar{f})}{\Gamma(B^0_{\mathrm{phys}}\to f)+\Gamma(\bar{B}^0_{\mathrm{phys}}\to \bar{f})}. \tag{17}$$

其中，$\Gamma(B^0_{\mathrm{phys}}\to f)$ 是对时间积分的部分衰变率，从 $B^0(t=0)$ 衰变到具体末态 f 而得． 假设 $|A(B^0_{d,s}\to f)|=|A(\bar{B}^0_{d,s}\to \bar{f})|$．由于 $\Delta\Gamma/\Delta m \ll 1$，$4\pi(m_c/m_t)^2\mathrm{Im}(V_{cb}V^*_{c\alpha}/V_{tb}V^*_{t\alpha})\ll 1$ （$\alpha=d$ 或 s），式(17)简化为[3]

$$C_f \approx -\frac{2z\mathrm{Im}\lambda}{2+z^2(1+|x|^2)}. \tag{18}$$

这里 x 与 λ 已分别定义在式(4)中．

在 Z^0 共振峰探测 CP 破坏效应所需的 $b\bar{b}$ 对数目(三个标准偏差)为

$$N_{b\bar{b}}=\frac{9}{C_f^2}\cdot\frac{1}{\sigma(B^0_\alpha B^-_u)B(f+\bar{f})\varepsilon}. \tag{19}$$

ε 为探测效率，$\sigma(B^0_dB^-_u)=4/25$，$\sigma(B^0_sB^-_u)=2/25$[3]．有效分支比

$$\begin{aligned} B(f+\bar{f}) &= B(B^0_{\mathrm{phys}}\to f)+B(\bar{B}^0_{\mathrm{phys}}\to \bar{f}) \\ &\approx B(B^0_{d,s,\mathrm{pure}}\to f)\cdot\frac{2+z^2(1+|x|^2)}{1+z^2}. \end{aligned} \tag{20}$$

其中 $|x|^2$ 与 $\mathrm{Im}\lambda$ 的表达式见参考文献[3]中的表 2 里．

类似于本文的第二节，我们可以估算 B^0_d 与 B^0_s 具体衰变模式的分支比，从而计算 B^0_d-$\bar{B}^0_d$ 与 B^0_s-$\bar{B}^0_s$ 体系的 $\varepsilon N_{b\bar{b}}$ 与 $N_{b\bar{b}}$。我们将有关的结果并列于表 2 和表 3 中．

从表 2 可以看到，有希望检验 CP 破坏的那些衰变道与 $B^0_d\bar{B}^0_d$ 对在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上产生时的情形相同．然而，在 Z^0 峰，所需的事例数（$N_{b\bar{b}}$ 与 $\varepsilon N_{b\bar{b}}$）要比在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上做实验所需的事例数大一个数量级左右．衰变模式前以星号标记的意义与表 1 相同．

对 B_s 衰变，我们还不知道具体的探测效率．所以我们只在表 3 中给出了 $\varepsilon N_{b\bar{b}}$ 值．有希望的衰变(具有较小的 $\varepsilon N_{b\bar{b}}$ 值)是

$$B^0_s,\bar{B}^0_s \to \Xi^+_c\Sigma^-, \Xi^0_c\bar{\Sigma}^0, \Xi^0_c\bar{\Lambda}^0, \Omega^0_c\bar{\Xi}^0, \Sigma^+\bar{\Xi}^-_c, \Sigma^0\bar{\Xi}^0_c, \Lambda^0\bar{\Xi}^0_c, \Xi^0\bar{\Omega}^0_c. \tag{21}$$

对于这些过程，$\varepsilon N_{b\bar{b}} \lesssim 10^8$．

表 2 B_d^0, $\bar{B}_d^0$ 二体重子衰变道; C_f; 分支比; $b\bar{b}$ 数目

Quark decay	$B^0_{d,phys}\longrightarrow f$	C_f	$B(B^0_{d,pure}\longrightarrow f)$	$\varepsilon N_{b\bar{b}}$	$\varepsilon(\%)$	$N_{b\bar{b}}$
$\bar{b}\longrightarrow\bar{u}u\bar{d}$	$\Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ (ex)	0.469	5.0×10^{-6}	2.5×10^{7}	12	2.1×10^{8}
	$\Sigma^{+}\bar{\Sigma}^{-}$ (ex)		2.5×10^{-6}	5.0×10^{7}		
	$\Xi^{0}\bar{\Xi}^{0}$ (ex)		1.3×10^{-6}	1.0×10^{8}		
	$p\bar{p}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}	45	2.2×10^{7}
	$\Delta^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}		
	$\Delta^{+}\bar{P}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}		
	$p\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}		
	$n\bar{n}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}		
	$\Delta^{0}\bar{\Delta}^{0}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}	1.3	7.1×10^{8}
	$\Delta^{0}\bar{n}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}		
	$n\bar{\Delta}^{0}$ (spec,ex,pen)		1.3×10^{-5}	1.0×10^{7}		
	$\Lambda^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.1×10^{7}		
	$\Sigma^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.1×10^{7}		
	$\Lambda^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.1×10^{7}		
	$\Sigma^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex,pen)		6.3×10^{-6}	2.1×10^{7}		
$\bar{b}\longrightarrow\bar{u}c\bar{d}$	$\Sigma_c^{++}\bar{\Delta}^{--}$ (ex)	-0.0524	2.6×10^{-7}	1.0×10^{8}		
	$\Xi_c^{+}\bar{\Sigma}^{-}$ (ex)		1.3×10^{-7}	2.0×10^{8}		
	$\Omega_c^{0}\bar{\Xi}^{0}$ (ex)		6.3×10^{-8}	4.0×10^{8}		
	$\Xi_c^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex)		3.2×10^{-7}	8.0×10^{7}		
	$\Xi_c^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex)		3.2×10^{-7}	8.0×10^{7}		
	$\Sigma_0^{c}\bar{n}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	4.0×10^{7}		
	$\Sigma_c^{0}\bar{\Delta}^{0}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	4.0×10^{7}		
	$\Lambda_c^{+}\bar{p}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	4.0×10^{7}		
	$\Lambda_c^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	4.0×10^{7}		
	$\Sigma_c^{+}\bar{p}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	4.0×10^{7}		
	$\Sigma_c^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (spec,ex)		6.3×10^{-7}	4.0×10^{7}		
$\bar{b}\longrightarrow\bar{c}u\bar{d}$	$\Delta^{++}\bar{\Sigma}_c^{--}$ (ex)	-0.0103	5.9×10^{-4}	5.4×10^{8}		
	$\Sigma^{+}\bar{\Xi}_c^{-}$ (ex)		3.0×10^{-4}	1.1×10^{9}		
	$\Xi^{0}\bar{\Omega}_c^{0}$ (ex)		1.5×10^{-4}	2.1×10^{9}		
	$n\bar{\Sigma}_c^{0}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.1×10^{8}		
	$\Delta^{0}\bar{\Sigma}_c^{0}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.1×10^{8}		
	$\Sigma^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex)		7.4×10^{-4}	4.2×10^{8}		
	$\Lambda^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex)		7.4×10^{-4}	4.2×10^{8}		
	$p\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.1×10^{8}		
	$\Delta^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.1×10^{8}		
	$p\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.1×10^{8}		
	$\Delta^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex)		1.5×10^{-3}	2.1×10^{8}		
$\bar{b}\longrightarrow\bar{c}c\bar{d}$	* $\Sigma_c^{++}\bar{\Sigma}_c^{--}$ (ex)	0.357	3.0×10^{-5}	7.5×10^{6}		
	* $\Xi_c^{+}\bar{\Xi}_c^{-}$ (ex)		1.5×10^{-5}	1.4×10^{7}		
	$\Omega_c^{0}\bar{\Omega}_c^{0}$ (ex)		7.5×10^{-6}	2.8×10^{7}		
	$\Sigma_c^{0}\bar{\Sigma}_c^{0}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	2.8×10^{6}		
	$\Xi_c^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex,pen)		3.8×10^{-5}	5.6×10^{6}		
	* $\Sigma_c^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	2.8×10^{6}		
	* $\Lambda_c^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	2.8×10^{6}		
	* $\Sigma_c^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	2.8×10^{6}		
	* $\Lambda_c^{+}\Sigma_c^{-}$ (spec,ex,pen)		7.5×10^{-5}	2.8×10^{6}		

表 3　B^0_s, $\bar{B}^0_s$ 二体重子衰变道; C_f; 分支比; $b\bar{b}$ 数目

Quark decay	$B^0_{s,phys}\longrightarrow f$	C_f	$B(B^0_{s,pure}\longrightarrow f)$	$\varepsilon N_{b\bar{b}}$
$\bar{b}\longrightarrow\bar{u}u\bar{s}$	$\Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ (ex)	0.14	3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$\Delta^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$p\bar{p}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$\Delta^{+}\bar{p}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$p\bar{\Delta}^{-}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$\Delta^{0}\bar{\Delta}^{0}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$n\bar{n}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$\Delta^{0}\bar{n}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$n\bar{\Delta}^{0}$ (ex)		3.6×10^{-7}	8.0×10^{9}
	$\Sigma^{+}\bar{\Sigma}^{-}$ (spec,ex,pen)		9.0×10^{-7}	3.2×10^{9}
	$\Xi^{0}\bar{\Xi}^{0}$ (spec,ex,pen)		4.5×10^{-7}	6.5×10^{9}
	$\Lambda^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex,pen)		9.0×10^{-7}	3.2×10^{9}
	$\Sigma^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex,pen)		9.0×10^{-7}	3.2×10^{9}
	$\Lambda^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex,pen)		9.0×10^{-7}	3.2×10^{9}
	$\Sigma^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex,pen)		9.0×10^{-7}	3.2×10^{9}
$\bar{b}\longrightarrow\bar{u}c\bar{s}$	$\Sigma_c^{++}\bar{\Delta}^{--}$ (ex)	0.12	6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Lambda_c^{+}\bar{p}$ (ex)		6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Lambda_c^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (ex)		6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Sigma_c^{+}\bar{p}$ (ex)		6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Sigma_c^{+}\bar{\Delta}^{-}$ (ex)		6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Sigma_c^{0}\bar{n}$ (ex)		6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Sigma_c^{0}\bar{\Delta}^{0}$ (ex)		6.4×10^{-6}	2.1×10^{8}
	$\Xi_c^{+}\bar{\Sigma}^{-}$ (spec,ex)		1.6×10^{-5}	8.2×10^{7}
	$\Xi_c^{0}\bar{\Sigma}^{0}$ (spec,ex)		1.6×10^{-5}	8.2×10^{7}
	$\Xi_c^{0}\bar{\Lambda}^{0}$ (spec,ex)		1.6×10^{-5}	8.2×10^{7}
	$\Omega_c^{0}\bar{\Xi}^{0}$ (spec,ex)		8.0×10^{-6}	1.6×10^{8}
$\bar{b}\longrightarrow\bar{c}u\bar{s}$	$\Delta^{++}\bar{\Sigma}_c^{--}$ (ex)	0.11	3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$p\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)		3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$\Delta^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)		3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$p\bar{\Lambda}_c^{-}$ (ex)		3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$\Delta^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (ex)		3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$n\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)		3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$\Delta^{0}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)		3.3×10^{-5}	2.2×10^{8}
	$\Sigma^{+}\bar{\Xi}_c^{-}$ (spec,ex)		8.4×10^{-5}	9.0×10^{7}
	$\Sigma^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex)		8.4×10^{-5}	9.0×10^{7}
	$\Lambda^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex)		8.4×10^{-5}	9.0×10^{7}
	$\Xi^{0}\bar{\Omega}_c^{0}$ (spec,ex)		4.2×10^{-5}	1.8×10^{8}
$\bar{b}\longrightarrow\bar{c}c\bar{s}$	* $\Sigma_c^{++}\bar{\Sigma}_c^{--}$ (ex)	−0.0076	5.9×10^{-4}	1.6×10^{9}
	* $\Lambda_c^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (ex)		5.9×10^{-4}	1.6×10^{9}
	* $\Sigma_c^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)		5.9×10^{-4}	1.6×10^{9}
	* $\Lambda_c^{+}\bar{\Sigma}_c^{-}$ (ex)		5.9×10^{-4}	1.6×10^{9}
	* $\Sigma_c^{+}\bar{\Lambda}_c^{-}$ (ex)		5.9×10^{-4}	1.6×10^{9}
	$\Sigma_c^{0}\bar{\Sigma}_c^{0}$ (ex)		5.9×10^{-4}	1.6×10^{9}
	* $\Xi_c^{+}\bar{\Xi}_c^{-}$ (spec,ex,pen)		1.5×10^{-3}	6.5×10^{8}
	$\Xi_c^{0}\bar{\Xi}_c^{0}$ (spec,ex,pen)		1.5×10^{-3}	6.5×10^{8}
	$\Omega_c^{0}\bar{\Omega}_c^{0}$ (spec,ex,pen)		7.4×10^{-4}	1.2×10^{9}

比较式(14)与(21),我们发现,每个 B_s^0 衰变道都含有一个带粲数的重子,而有一些 B_d^0 衰变则不含粲数. 这是两者的区别之一.

四、讨　论

我们已经研究了两种检验 B_d^0, B_s^0 重子衰变中 CP 破坏效应的实验途径: (1) 正负电子在 $\Upsilon(4S)$ 共振峰以上对称对撞产生 $C=+1$ 的 $B^0\bar{B}^0$ 对, 以及 (2) 在 Z^0 共振峰上 $B\bar{B}$ 对不相干产生. 从我们的计算可知,第一种途径更适合于 B_d^0-$\bar{B}_d^0$ 衰变; 对于 B_s^0-$\bar{B}_s^0$ 衰变,采用第二种途径为好. 当然,对这两种情形,要在实验上观测 CP 破坏都相当不容易.

本文的计算有诸多不确定因素. 首先,我们没有办法处理末态相互作用问题. 目前,理论上也没有较好的技术计算企鹅图,所以对那些只能通过企鹅图衰变的过程,在本文已略去未予讨论. 尚未精确测定的 KM 矩阵参数也是造成数值计算不准确的一个主要因素. 此外,我们用以估算分支比的方法相当粗糙,这也会带来较大误差. 比如说, 有些衰变只能通过 W 交换图进行,它们通常比那些以旁观者图为主的衰变要弱. 但是, 如果末态强相互作用(例如再散射效应等)不能忽视的话,相应的衰变分支比就有可能提高,类似于 $D^0\to\bar{K}^0\phi$ 过程[12]. 尽管有上面提到的不确定因素, 本文的工作仍可以为将来的实验研究提供必要的参考.

参　考　文　献

[1] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al., *Phys. Lett.*, **B192**(1987), 245; CLEO Collaboration, M. Artuso et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2233.
[2] I. I. Bigi and A. I. Sanda, *Nucl. Phys.*, **B193**(1981), 85; *Phys. Rev.* D29(1984), 1393; L. Wolfenstein, *Nucl. Phys.*, **B246**(1984), 45; I. Dunietz and J. L. Rosner, *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 1404; J. F. Donoghue, J. Nakada, E. A. Daschos and D. Wyler, *Phys. Lett.*, **B195**(1987), 285; I. Dunietz and R. G. Sachs, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 3186; E. A. Paschos and U. Turke, *Phys. Rep.*, **C178**(1989), 145.
[3] R. G. Sachs, Report No. EFI-85-22, Chicago, 1985 (unpublished); D. Du, I. Dunietz, and D. Wu, *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 3414; D. Du and Z. Zhao, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1072.
[4] G. Eilam, M. Gronau and J. L. Rosner, *Phys. Rev.*, **D39**(1989), 819; X. He, B. H. J. Mckellar ,and D. Wu, *Phys. Rev.*, **D41**(1990), 2141; D. Wu, the Proceeding of Beijing Workshop on Weak Interactions and CP Violation, 79(1989); X. Li and D. Wu, *Phys. Lett.*, **B218**(1989), 357.
[5] I. I. Bigi et al, CP Violations, ed. by C. Jarlskog, World Scientific, Singapore, 1988; G. J. Feldman et al., High Energy Physics in the 1990's, 1988, Snowmass, ed. by S. Jensen, World Scientific Pub. Co., 1989.
[6] P. S. Drell, Cornell preprint, CLNS 90/1024(1990).
[7] E. A. Paschos and U. Turke, *Phys. Rep.*, **C178**(1989).
[8] M. P. Schmidt, High Energy Physics in the 1990's, 1988, Snowmass, ed. by S. Jensen, World Scientific Pub. Co., 1989.
[9] Review of Paticle Properties, *Phys. Lett.*, **B239**(1990).
[10]. J. Hauser, Ph. D. thesis, Cal. Inst. of Tech. (1985).
[11] CLEO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2436.
[12] D. Fakirov and B. Stech, *Nucl. Phys.*, **B133**(1978), 315; B. Bauer and B. Stech, *Phys. Lett.*, **B152**(1985), 388; X. Y. Li, X. Q. Li and P. Wang, *Nuovo Cimento*, **100A**(1988), 693; C. H. Chang, X. H. Guo and X. Q. Li, IC/89/266.

CP-Violating Effects in Two-Body Baryonic Decays of B^0-$\bar{B}^0$ System

DU DONGSHENG　XING ZHIZHONG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing* 100039)

ABSTRACT

CP-violating effects in partial-decay-rate asymmetries for two-body baryonic decays of B_d^0-$\bar{B}_d^0$ and B_s^0-$\bar{B}_s^0$ systems are examined. We concentrate on those final states into which both B^0 and $\bar{B}^0$ can decay. Two cases are discussed in detail:one is for Z^0 factory for incoherent $B\bar{B}$ production, the other is for $C=+1$ $B\bar{B}$ production above the $\Upsilon(4S)$ resonance at symmetric colliders. The $b\bar{b}$ pairs needed for testing these effects are estimated for 3σ signature. For the decay modes $B_d^0 \to P\bar{P}$, $\Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ and $\Delta^0\bar{\Delta}^0$, $N_{b\bar{b}} \sim 10^7$—10^8.