

Z^0 衰变产生 B_c 介子

张肇西 陈裕启

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

摘 要

本文基于最重要的“硬”产生机制, 计算了 Z^0 衰变产生 B_c (或 \bar{B}_c) 介子并伴有 c (或 \bar{c}) 和 \bar{b} (或 b) 两个重夸克喷注的产生率。指出在 LEP 上的下一次取数据中将产生出足够数目的 B_c (或 \bar{B}_c) 介子, 使实验上研究 B_c (或 \bar{B}_c) 介子的性质成为可能。

到目前为止, 在 LEP 上已产生了大量的 Z^0 粒子事例。这些事例对于人们详细研究 Z^0 粒子的性质提供了实验基础。 Z^0 的稀有衰变^[1-3]和 Z^0 峰上的重味物理始终是人们感兴趣的物理问题。结合到目前的实验现状在本文中, 我们将指出由 Z^0 衰变单举产生 B_c (或 \bar{B}_c) 介子是发现这种粒子的非常好的过程。为进一步开展 B_c (或 \bar{B}_c) 介子的研究工作开辟了可能性。

在文献[1]中, 作者研究了 $Z^0 \rightarrow \gamma + \text{onia}$ 及 $Z^0 \rightarrow H + \text{onia}$ (其中 onia 代表 $c\bar{c}$ 或 $b\bar{b}$ 的束缚态) 结果表明其分支比太小, 以致于实验上难以观察到。在文献[2]中, 作者考虑了衰变振幅的非零点波函数修正后, 结果使得衰变振幅能提高大约 25% 左右。在文献[3]中, 作者考虑了另一类机制的 Z^0 稀有衰变过程, 其中 Z^0 衰变到 $c\bar{c}$ 或 $b\bar{b}$ 束缚态和两个喷注。计算结果表明这个过程的分比较大, 以致于实验上有可能观察到这类过程。

B_c (\bar{B}_c) 介子的研究是人们很感兴趣的物理问题。众所周知: 非相对论重夸克势模型在描写 $c\bar{c}$ 和 $b\bar{b}$ 束缚态上取得了很大成功^[4-6], 在 $b\bar{c}$ 介子中, 由 b, \bar{c} 二夸克所组成的二体系统的约化质量介于 $m_c/2$ 与 $m_b/2$ 之间, 其值较大。因此, 非相对论势模型将对此体系给出很好的描写。到目前为止, 已有很多作者用势模型对 (B_c) 介子谱做出了许多预言。如实验上能测量出 B_c 介子谱的质量, 将会对这些模型作出检验, 从而能更好地确定势函数随距离的变化情况。

研究 B_c 介子的衰变也是很有意义的。 B_c 介子主要有通过旁观者机制的非轻子和半轻子两种衰变。通过“湮没图”的衰变, 由于有 1S_0 态时的手征压低和零点波函数压低, 因此通过湮没图的纯轻子衰变和非轻子衰变都较小。如果类似一重一轻夸克组成的介子确实是“旁观者图”的贡献为主, 那么它的寿命 τ 与 b, c 夸克的寿命近似有下列关系

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{1}{\tau_b} + \frac{1}{\tau_c}, \quad (1)$$

其中 τ_b, τ_c 分别为 b, c 夸克的寿命。一般而言 $B_c(\bar{B}_c)$ 介子中的 b, c 夸克都是重夸克, 非相对论近似很好, 因此衰变的强子矩阵元较易处理。我们可期望能通过对其非轻子衰变的研究, 对整个重味介子的非轻子衰变机制的了解有所进展。

然而, 至今一直没有找到合适的过程, 产生足够数量的 B_c (或 \bar{B}_c) 介子, 至使实验研究 B_c (或 \bar{B}_c) 介子一直停止不前, 我们受到文献[3]的启发, 计算了 Z^0 衰变中产生 B_c (或 \bar{B}_c) 介子并伴有二个重夸克喷注过程的 B_c (或 \bar{B}_c) 介子产生率, 发现只计算这一过程便可使 LEP-I 将收集到相当数量的 B_c (或 \bar{B}_c) 介子。

如同文献[3], 我们这里只计算“硬”产生机制的贡献, 即以 $Z^0 \rightarrow \bar{B}_c + c + \bar{b}$ 为例, 只计算图 1 中的四个费曼图。 $(B_c$ (或 \bar{B}_c)) 介子中的正反夸克都是重夸克, 从 Z^0 衰变出来的重夸克对, 通过辐射胶子, 经非微扰的强子化这种“软”产生机制产生 B_c (或 \bar{B}_c) 介子产生率, 由于从“真空”中“捞出”重夸克(或反重夸克)非常困难, 因而很小!)

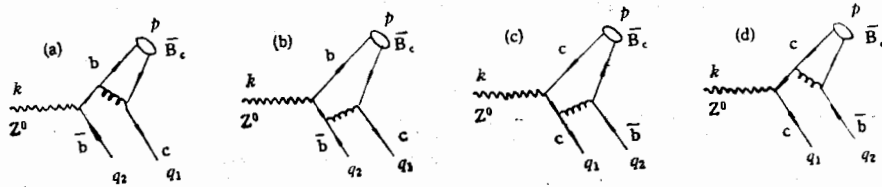


图 1 $Z^0 \rightarrow \bar{B}_c + \bar{b} + c$ 的费曼图

这时衰变振幅可写成以下的形式:

$$A = \bar{u}(q_1) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \{ \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4 \} g_s^2 g_w v(q_2) \cdot \frac{4}{3} l_{ij}, \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \gamma^\mu \chi_p(q) \frac{1}{(p_1 + q_1)^2} \gamma_\mu \frac{\not{p} + \not{q}_2 + m_b}{(p + q_1)^2 - m_b^2} \not{\epsilon}_2 P_{2b}, \\ \lambda_2 &= \gamma^\mu \chi_p(q) \frac{1}{(p_1 + q_1)^2} \not{\epsilon}_2 P_{2b} \frac{\not{p}_2 - \not{k} + m_b}{(p_2 - k)^2 - m_b^2} \gamma_\mu, \\ \lambda_3 &= \gamma^\mu \frac{\not{k} - \not{p}_1 + m_c}{(k - p_1)^2 - m_c^2} \not{\epsilon}_2 P_{2c} \chi_p(q) \frac{1}{(p_2 + q_2)^2} \gamma_\mu, \\ \lambda_4 &= \gamma^\mu \not{\epsilon}_2 P_{2c} \frac{-\not{p} - \not{q}_2 + m_c}{(p + q_2)^2 - m_c^2} \gamma^\mu \chi_p(q) \frac{1}{(p_2 + q_2)^2} \gamma_\mu, \end{aligned}$$

ϵ_z 为 Z^0 粒子的极化矢量

$$P_{2b} = -\frac{1}{4} + \frac{1}{3} x_w + \frac{1}{4} \gamma_5,$$

$$P_{2c} = \frac{1}{4} - \frac{2}{3} x_w - \frac{1}{4} \gamma_5,$$

上式中 x_w 定义为:

$$x_w \equiv \sin^2 \theta_w.$$

k, p, q_1, q_2 分别为 Z^0, B_c 介子、 c 夸克及 \bar{b} 夸克的 4 动量, 满足守恒条件给出:

$$k = p + q_1 + q_2.$$

q 为 $\bar{B}_c(B_c)$ 介子内波函数的相对动量. p_1, p_2 为介子内 b 夸克和 c 夸克的动量, 并且有:

$$p_1 = \frac{m_c}{m_b + m_c} p - q,$$

$$p_2 = \frac{m_b}{m_b + m_c} p + q.$$

在非相对论瞬时近似下, 描写束缚态的 B.S 波函数 $\chi_p(q)$ 可表示为以下形式 (在 \bar{B}_c 介子质心系中):

$$\chi_{p_{ij}}(q) = \frac{a-b}{(q_0 - a_+)(q_0 - b_-)} (\gamma_{5\alpha} + \not{q}\beta) \frac{1 + \gamma_0}{2\sqrt{2}} \varphi(|q|) \frac{\delta_{ij}}{\sqrt{3}} \sqrt{2M},$$

其中对 s_0 态 $\alpha = 1, \beta = 0$. 和对 3s_1 态 $\alpha = 0, \beta = 1$. $\delta_{ij}/\sqrt{3}$ 对应色波函数.

$$a_+ = m_c - \sqrt{q^2 + m_c^2} + i\varepsilon,$$

$$b_- = m_b + \sqrt{q^2 + m_b^2} - i\varepsilon.$$

对应波函数零分量的两个极点. $\varphi(|q|)$ 为对应瞬时近似下的 Schrödinger 方程的解.

对于 z^0 衰变这样的高能过程, 末态动量 p, q_1, q_2 都具有较大的数值. 在波函数的控制下 q^2 是个小量, 在零级近似下, 可忽略矩阵元非波函数中的对 q 的依赖关系[1]因而, 将波函数对 q 积分得到:

$$\int \chi_p(q) \frac{d^4q}{(2\pi)^4} = \frac{\delta_{ij}}{2\sqrt{M} \cdot \sqrt{3}} (\gamma_{5\alpha} + \not{p}\beta)(\not{p} + M) |\varphi(0)|.$$

由此可见, 在零级近似下, 衰变振幅正比于零点波函数 $\varphi(0)$.

在计算过程中我们尝试选用的势函数是 BGT 势^[5]及由 QCD 启发的势^[6]模型, 因为它们中不包含与味有关参数, 它们应在 $b\bar{c}$ (或 $\bar{b}c$) 这样的系统中很好的适用. 由半经典估计可知, 在阈值下, 有两个 S 态. 由数值计算解得这两个 S 态的能级及零点波函数如表 1.

表 1

	K-C 模型		BGT 模型
	$M_{\bar{B}_c}$ (MeV)	100	200
E_{1S} (GeV)	6.34	6.35	6.34
$\varphi(0)$ (GeV ^{3/2})	0.344	0.346	0.369
E_{2S} (GeV)	6.91	6.91	6.91
$\varphi(0)$ (GeV ^{3/2})	0.258	0.260	0.281

在 K-C 模型中, c 夸克和 b 夸克分别取值为: $m_c = 1.477\text{GeV}$, $m_b = 4.877\text{GeV}$. 这个值是通过要求和 $c\bar{c}$ 及 $b\bar{b}$ 谱的实验值相一致而得到的.

在此基础上, 我们计算出振幅, 然后取其余各个参量如下:

$$\alpha_s = 0.15, \sin^2\theta_w = 0.225, m_Z = 91.8\text{GeV}$$

这样,我们就计算得到 $Z^0 \rightarrow \bar{B}_c + \bar{b} + c$ 的总宽度为 48.8keV.

同样可算得 Z^0 分别衰变到 $b\bar{c}$ 的 1^3S_1 态, 2^1S_0 态及 2^3S_1 态的总宽度为:

$Z^0 \rightarrow (b\bar{c}) + \bar{b} + c$	分宽度(keV)
($b\bar{c}$)态: 1^1S_0	50.5
1^3S_1	65.9
2^1S_0	28.2
2^3S_1	36.8

以上结果表明: Z^0 衰变到这些态的分宽度是很大的. 如 $Z^0 \rightarrow \bar{B}_c + b + \bar{c}$ 的分宽度和 $Z^0 \rightarrow \eta_c + c + \bar{c}$ 的分宽度 (45keV) 接近*, 似乎有些出人意外, 所以在此我们特别说明其原因: i) 在略去费曼图中胶子传播子对 B_c 束缚态内部积分动量的依赖的近似下, $Z^0 \rightarrow \bar{B}_c + b + \bar{c}$ 和 $Z^0 \rightarrow \eta_c + c + \bar{c}$ 的振幅都是正比于波函数在零点的数值 $\varphi(0)$. 因为 \bar{B}_c 介子束缚态的折合质量比 η_c 的几乎重一倍. 从味无关的重夸克位势[5,6]特性可知, 约化质量越大, 其零点波函数越大. 这一因素是有利于 \bar{B}_c 产生的. ii) Z^0 衰变的耦合常数中, 到 b 夸克的比到 c 夸克的大. iii) 图 1 中(a),(b)两图的贡献比(c),(d)两图的贡献大许多. 这是因为从海中产生出一对 c 夸克对比产生出一对 b 夸克对容易得多. 这点和 $Z^0 \rightarrow \eta_c + c + \bar{c}$ 对应费曼图相差不大, 只是对后者同量级贡献的图多一倍, 综合以上四个因素, 在同样的机制下, $Z^0 \rightarrow \bar{B}_c + b + \bar{c}$ 和 $Z^0 \rightarrow \eta_c + c + \bar{c}$ 具有相近的分宽度. 而比 $Z^0 \rightarrow \eta_b + b + \bar{b}$ 大许多.

\bar{B}_c (或 B_c) 介子带有味量子数, 对于强作用和电磁作用是稳定粒子, 只能通过弱作用衰变到其它“味”的粒子. 对于强作用阈以下的激发态 $1^3S_1, 2^1S_0$ 和 2^3S_1 等粒子通过辐射 π, η 等介子或光子几乎 100% 地衰变到基态 1^1S_0 即 \bar{B}_c (或 B_c) 介子. 每产生一个这样的激发态, 最后效果也是贡献一个基态 \bar{B}_c (或 B_c) 介子. 同样的机制也能产生出 P 波态, 但因其振幅正比于零点的波函数微商除以束缚态质量. 而对 S 波, 其振幅正比于波函数的零点值. 而后者远大于前者故 P 波态的产生率比 S 波小. 在此我们不考虑 P 波的贡献.

根据以上讨论, Z^0 衰变中产生出的 \bar{B}_c (或 B_c) 基态介子的总数, 应当是衰变中直接产生的此基态数目和先产生出阈值下的激发态 ($1^3S_1, 2^1S_0$ 和 2^3S_1 态) 再衰变到基态的总和, 这样得到在 Z^0 衰变中产生出 \bar{B}_c 介子的总比率为:

$$R_1 \doteq 6 \times 10^{-5}.$$

如果实验不区分 \bar{B}_c 和 B_c 介子, 那么生成 B_c 或 \bar{B}_c 的比率之和为

$$R \doteq 2R_1 = 1.2 \times 10^{-4}.$$

LEP 目前四个实验组已积累了近 10^6 个 Z^0 事例. 按此估计应当已有 120 个左右 B_c 或 \bar{B}_c 介子已产生出来. 将来 LEP 若能积累到近 10^8 个 Z^0 事例, 无疑将可开展 B_c 和 \bar{B}_c 介子衰变特性的研究, 我们将给出有关理论计算的详细过程[7].

在 LEP 能量下, 如果探测器中配备顶点探测、鉴别 B_c 和 \bar{B}_c 介子是不困难的. i) 这种介子是带电荷的, ii) 它们的寿命比 b 夸克或 c 夸克寿命大约短一倍, 但由于未态 B_c 介子的能量大, 有大约 3—6 倍的相对论寿命延长效应. 使得顶点探测器仍能探测到它

* 我们重复计算这个过程, 发现 ref[1] 给出的 145keV 的结果有误.

们。iii) B_c 介子中的 \bar{b} 或 c 衰变后, 剩下的一个重夸克 c 或 \bar{b} 衰变将造成第二个顶点。(如果是 \bar{b} 衰变, 其主要衰变是到 \bar{c} 。这样有可能造成第三个顶点), 而被顶点探测器探测到。iv) B_c (或 \bar{B}_c) 介子有确定的质量(约 6.34GeV) 是探测 B_c (或 \bar{B}_c) 介子的又一特征。

在本工作的完成过程中, 邝宇平教授, 李学潜教授和赵光达教授都参加过有益的讨论。在此作者向他们深表感谢。

参 考 文 献

- [1] G. Guberina, J. H. Kühn, R. D. Peccei, and R. Rückl, *Nucl. Phys.*, **B174**(1980), 317.
- [2] C.-H. Chang, Y.-Q. Chen, and Y.-P. Kuang, *Commn. Theor.*, **16**(1991), 471.
- [3] V. Barger, K. Cheung, and W.-Y. Keung, *Phys. Rev.*, **D41**(1988), 1541.
- [4] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshite, K. D. Lane and T. M. Yan, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 3090; E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshite, K. D. Lane and T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 369; E. Eichten and F. Feinberg, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 2724; D. Gromes, *Z. Phys.*, **C22**(1984), 265.
- [5] W. Buchmüller and S.-H. H. Tye, *Phys. Rev.*, **D24**(1982), 132; W. Buchmüller, G. Grunberg and S.-H. H. Tye, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 103; K. Igi and S. Ono, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 3349; O. Abe, M. Harayama and A. Kanazawa, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 675.
- [6] Y.-Q. Chen, and Y.-P. Kuang, to be published.
- [7] C.-H. Chang, Y.-Q. Chen, in preparation.

The Production of B_c (\bar{B}_c) Meson Through Z^0 Boson Decay

ZHANG ZHAOXI CHEN YUQI

(*Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica P.O. Box 2735, Beijing 100080*)

ABSTRACT

Based on the most important "hard" production mechanism, the production rate of B_c (or \bar{B}_c) meson being accompanied with one c (or \bar{c}) and one \bar{b} (or b) heavy quark jets through Z^0 decay is computed in this paper. It is pointed out that at LEP up to next run, quite a lot of events with one B_c or \bar{B}_c meson may be obtained, so that it becomes accessible to study the properties of B_c and \bar{B}_c mesons through Z^0 decay experimentally.