第29卷 第4期
2005年4月

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

Vol.29, No.4
Apr., 2005

Υ(1S)的强衰变及粲重子结构的研究*

平荣刚[1,2]　邹冰松[1,2]

1（中国高等科学技术中心　北京　100080）
2（中国科学院高能物理研究所　北京　100049）

摘要　在微扰QCD框架内，利用重子结构的夸克模型，计算了$\Upsilon\to p\bar{p}$，$\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$，$\Sigma_c\bar{\Sigma}_c$，$\Xi_c\bar{\Xi}_c$，$\Xi_{cc}^{+}\bar{\Xi}_{cc}^{-}$，$\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc}$衰变的分支比，讨论了在$\Upsilon$衰变中寻找$\Omega_{ccc}$粲重子的可能性.

关键词　粲重子　Υ　重子结构

1　引言

从上个世纪60年代人们提出强子的$SU(3)$分类方案以来，人们对重子结构的研究取得了很大进展[1].早期提出的组分夸克模型，成功地解释了强子的一些性质，比如质量谱、衰变宽度以及电磁振幅等性质，虽然它面临着“丢失态”和“混杂态”的困难，但作为QCD非微扰区域内描述强子结构的模型，已被人们普遍接受，此后，为了把夸克模型建立在QCD基础之上，人们提出了一些其他种类的夸克模型，比如，瞬时子模型、流管模型等.

夸克模型不仅解释了由u,d,s夸克组成的“普通重子”，而且预言了粲重子的存在.夸克模型对重子结构的基本假设是：重子是由3个夸克构成的$SU(3)$色单态.由u,d,s夸克构成的普通重子可按味道$SU(3)$基础表示的直乘的约化来分类，即：$3\otimes3\otimes3=10_s\oplus8_M\oplus8_M\oplus1_A$，其中，10重态重子基态$\left(J^P=\frac{3}{2}^+\right)$包括：$\Delta^{-,0,+,++}$，$\Sigma^{-,0,+}$，$\Xi^{-,0}$，$\Omega^-$；8重态重子基态$\left(J^P=\frac{1}{2}^+\right)$包括：n，p，$\Sigma^{-,0,+}$，$\Lambda$，$\Xi^{-,+}$.1974年粲夸克发现以后，人们把$SU(3)$夸克模型推广到$SU(4)$夸克模型，重子的$SU(4)$分类方案是：$4\otimes4\otimes4\otimes=20\oplus20'_1\oplus20'_2\oplus\bar{4}$，其中，$J^P=\frac{1}{2}^+$的10个粲重子基态包括：$\Sigma_c^{0,+,++}$，$\Lambda_c^+$，$\Omega_c^0$，$\Xi_c^{0,+}$，$\Xi_{cc}^{+,++}$，$\Omega_{cc}^+$，$J^P=\frac{3}{2}^+$的粲重子包括：$\Sigma_c^{0,+,++}$，$\Xi_c^{0,+}$，$\Omega_c^0$，$\Xi_{cc}^{+,++}$，$\Omega_{cc}^+$以及$\Omega_{ccc}^{++}$.

这些粲重子的质量谱在夸克模型的框架内，很早就有人对它们作了预言，但目前，人们只观察到部分包含一个粲夸克的粲重子[2].对包含两个粲夸克和3个粲夸克的粲重子，它们的质量谱、衰变性质及结构等问题，目前一直是理论和实验工作者感兴趣的问题.

目前，随着FOCUS，Fermilab等实验室对Υ事例数的累积，人们正试图通过Υ衰变寻找粲重子.由于Υ的质量为$m_\Upsilon=9.46$GeV，理论上，它可以通过强衰变形成粲重子.此外，由于这些粲重子的质量普遍高于“普通重子”，因此，Υ衰变形成的粲重子的出射动量要比“普通重子”的出射动量小，从而粲重子的波函数的Lorentz收缩效应比普通重子要小[3]，因此，人们期望能从Υ的强衰变中找到粲重子的踪迹.

如果在Υ衰变中寻找到粲重子，那么相应的分支比有多大？或者说末态重子结构对Υ到粲重子的衰变性质有何影响？我们将在微扰QCD框架内具体研究$\Upsilon\to3g\to B_c\bar{B}_c$（$B_c$：粲重子）衰变过程，其中，粲重子结构采用夸克模型来描述，在这个基础之上，我们将具体研究包含一个和3个粲夸克的粲重

2004-07-21收稿，2004-12-02收修改稿
*国家自然科学基金资助（10225525，10055003，10447130）

子的结构对 ϒ 相应的衰变道的分支比的影响.

2　理论公式

对于 b 夸克偶素 ϒ 的强衰变,人们很早就在微扰 QCD 框架内对它的衰变的一般特性作了研究[4].认为 ϒ 的强衰变的主要机制是通过 $b\bar{b}$ 夸克湮灭形成中间态胶子,考虑到色荷守恒和电荷共轭的要求,它的衰变过程如图 1 所示,首先 $b\bar{b}$ 夸克湮没形成 3 个中间态胶子,然后每个胶子再转化为夸克–反夸克($q\bar{q}$)对,最后通过复杂的非微扰作用,3 个夸克形成重子,3 个反夸克形成反重子.在这个过程中,ϒ 存在两个特殊的能标:束缚态能量 ε 和夸克的质量 m_b.由于 $m_b \gg \varepsilon$,因此,人们普遍认为,这个过程的跃迁振幅如果按 p/m_b(p 是夸克的相对动量)展开.取到展式的领头项就足够了.这种非相对论处理方法直接导致 ϒ 的强衰变宽度正比于 ϒ 波函数在坐标原点值的平方 $|\phi(0)|^2$[8].

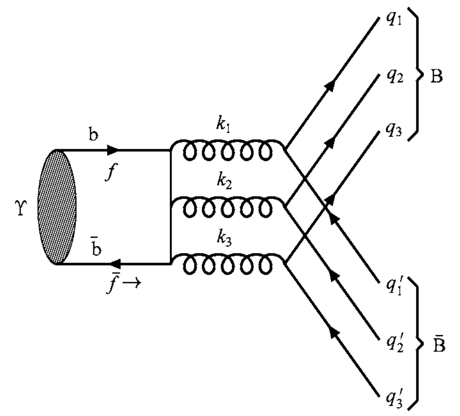

图 1　$\Upsilon \rightarrow B\bar{B}$ 衰变的最低阶费曼图

对于遍举衰变 $\Upsilon \rightarrow B\bar{B}$,衰变宽度为

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma^{(\Lambda)}(\Upsilon \rightarrow B\bar{B})}{\mathrm{d}\Omega_{p_f}} = \frac{1}{32\pi^2}\frac{|\boldsymbol{p}_f|}{M^2}\sum_{s_z, s_z'}|T_{s_z,s_z'}(\Omega_{p_f})|^2, \tag{1}$$

其中 p_f 是末态重子的动量 $p_f = \sqrt{M^2 - 4m_B^2}/2$,$M$ 是 ϒ 的质量.$T_{s_z,s_z'}$ 是 ϒ 衰变的不变振幅,s_z,s_z' 分别是重子和反重子的自旋第三分量,Λ 是 ϒ 的螺旋度取值(对于 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon$ 过程,$\Lambda = \pm 1$).

其中,跃迁振幅 $T_{s_z,s_z'}$ 为

$$T^{(\Lambda)}_{s_z,s_z'} = \langle \psi_B(q,s_z)\psi_{\bar{B}}(q',s_z') \mid T \mid \psi_\Upsilon^{(\Lambda)}\rangle =$$

$$\sum_{s_i,s_i'}\int\left(\prod_{i=1}^{3}\mathrm{d}^3\boldsymbol{q}_i\mathrm{d}^3\boldsymbol{q}_i\right)\mathrm{d}^3\boldsymbol{q}\times$$
$$\langle \psi_B(q,s_z)\psi_{\bar{B}}(q',s_z') \mid \prod_{i=1,2,3} q_i, s_i, q_i, s_i'\rangle \cdot$$
$$\langle \prod_{i=1,2,3} q_i, s_i, q_i, s_i' \mid T \mid f\bar{f}\rangle\langle f\bar{f} \mid \psi_\Upsilon^{(\Lambda)}\rangle, \tag{2}$$

其中 $\psi_\Upsilon^{(\Lambda)}$,$\psi_B$,$\psi_B'$ 分别是 ϒ,末态重子和反重子在动量空间的波函数,$q_i(q_i')$ 和 $s_i(s_i')$ 分别是夸克(反夸克)的四动量和自旋,f,$\bar{f}$ 分别是 b,$\bar{b}$ 夸克在 ϒ 质心系的四动量,它们的相对动量为 $\boldsymbol{q}$,满足 $f = (M_\Upsilon/2, \boldsymbol{q})$,$\bar{f} = (M_\Upsilon/2, -\boldsymbol{q})$.不变振幅

$$\langle \prod_{i=1,2,3} q_i, s_i, q_i', s_i' \mid T \mid f\bar{f}\rangle$$

可以由费曼规则得到

$$\langle \prod_{i=1,2,3} q_i, s_i, q_i', s_i' \mid T \mid f\bar{f}\rangle =$$
$$\bar{v}(\bar{f},\bar{s})\gamma^\nu\frac{\not{\bar{f}} - \not{k}_3 + m}{(\bar{f}-k_3)^2 - m^2}\gamma^\mu \cdot$$
$$\frac{\not{f} - \not{k}_1 + m}{(f-k_1)^2 - m^2}\gamma^\rho u(f,s)\cdot$$
$$\sum_{\{a,b,c\}\{\mu,\nu,\rho\}} g^{\rho a}g^{\mu b}g^{\nu c}\,\bar{u}(q_1,s_1)\gamma^a v(q_1',s_1')\bar{u}(q_2,$$
$$s_2)\gamma^b v(q_2',s_2')\bar{u}(q_3,s_3)\gamma^c v(q_3',s_3')\cdot$$
$$\frac{1}{(q_1+q_1')^2}\,\frac{1}{(q_2+q_2')^2}\,\frac{1}{(q_3+q_3')^2}\cdot$$
$$\frac{\sqrt{2M_\Upsilon 2M_p 2M_p}}{(2\pi)^3}(\mathrm{i}g)^6 C, \tag{3}$$

式中 $g = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ 是强耦合常数,$C = 5/18\sqrt{3}$ 是 $\Upsilon \rightarrow B\bar{B}$ 过程的颜色因子,k_i 定义为 $k_i = q_i + q_i'$,$\{a,b,c\}\{\mu,\nu,\rho\}$ 表示对指标 abc 和 μ,ν,ρ 所有可能的收缩求和以及 k_i 相应的置换,u 和 v 分别表示夸克和反夸克的 Dirac 旋量,取为

$$u(q_i,s_i) = \sqrt{\frac{m_i + E_i}{2E_i}}\begin{pmatrix} 1 \\ \dfrac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{q}_i}{m_i + E_i}\end{pmatrix}\chi_{s_i},$$
$$\nu(q_i',s_i') = \sqrt{\frac{m_i + E_i'}{2E_i'}}\begin{pmatrix} \dfrac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{q}'}{m_i + E_i'} \\ 1\end{pmatrix}\chi_{s_i'}, \tag{4}$$

由于在 ϒ 中 b 夸克的质量远比它们之间的相对动量大得多,按照一般非相对论的处理方法:取 $f = \bar{f} = (m_b, \boldsymbol{0})$,$m_b$ 是 b 夸克的质量.在非相对论近似下,矩阵元 $\langle \Pi_{i=1,2,3}, q_i, s_i, q_i', s_i' | T | f\bar{f}\rangle$ 与 b($\bar{b}$)夸克的动量无关.这样,(2)式中 $\int \mathrm{d}^3\boldsymbol{q}$ 积分可以分离出来,即

$$\int d^3 \boldsymbol{q} \psi_{\Upsilon}^{(\Lambda)}(\boldsymbol{q}) = \phi_{\Upsilon}(0), \tag{5}$$

其中 $\phi_{\Upsilon}(0)$是 Υ 波函数在坐标原点的值.

3 数值结果

3.1 $\Upsilon \to p\bar{p}$ 衰变

在组分夸克模型中,核子看成 3 个轻夸克构成的无色态.它的波函数取为

$$\psi_p = \phi_p(\boldsymbol{k}_\rho, \boldsymbol{k}_\lambda) Y_{00}(\Omega_\rho) Y_{00}(\Omega_\lambda), \tag{6}$$

其中 $\phi_p(\boldsymbol{k}_p, \boldsymbol{k}_\lambda)$是核子在质心系中的动量空间波函数,其中 $Y_{00} = 1/\sqrt{4\pi}$,式中 $\boldsymbol{k}_\rho, \boldsymbol{k}_\lambda$ 定义为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{k}_\lambda &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2) \\ \boldsymbol{k}_\rho &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2 - 2\boldsymbol{k}_3), \end{aligned} \tag{7}$$

其中,$\boldsymbol{k}_i (i = 1,2,3)$是组分夸克在重子质心系中的动量.在计算 $\Upsilon \to B\bar{B}$ 的跃迁矩阵时是在实验室系中进行的,而重子波函数是在其质心系中给出的.值得注意的是,在 $\Upsilon \to p\bar{p}$ 衰变中,末态重子的出射动量非常大,即 $p = 4.64\text{GeV}/c$.这时,重子波函数的 Lorentz 收缩效应特别显著.严格地讲,组分夸克动量和 Dirac 旋量从重子的质心系变换到实验室系,除了对夸克的动量做 Lorentz 变换外,夸克的 Dirac 旋量也要做一个 Melosh 转动.假定组分夸克的自旋沿 z 方向上的自旋投影在两个系统之间是一致的.根据非相对论组分夸克模型处理的一般方法,不考虑 Dirac 旋量的 Molesh 转动,夸克动量在两个系统之间的变换满足:

$$\boldsymbol{k}_i = \boldsymbol{q}_i + \frac{\boldsymbol{q}_i \cdot \boldsymbol{P}}{M(M+E)}\boldsymbol{P} - \frac{\varepsilon_i}{M}\boldsymbol{P}, \tag{8}$$

式中 M, E, P 分别是重子在实验室系中的质量,能量和动量.$\boldsymbol{q}_i, \varepsilon_i$ 是夸克在实验室系中的动量和能量.波函数的 Lorentz 变换满足:

$$\psi(\boldsymbol{q}_\rho, \boldsymbol{q}_\lambda) = \left| \frac{\partial(\boldsymbol{k}_\rho, \boldsymbol{k}_\lambda)}{\partial(\boldsymbol{q}_\rho, \boldsymbol{q}_\lambda)} \right|^{1/2} \phi(\boldsymbol{k}_\rho, \boldsymbol{k}_\lambda), \tag{9}$$

在重子的质心系中,它的径向波函数取为谐振子形式:

$$\phi_p(\boldsymbol{k}_\rho, \boldsymbol{k}_\lambda) = \left(\frac{1}{\pi\alpha}\right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2\alpha}(\boldsymbol{k}_\rho^2 + \boldsymbol{k}_\lambda^2)}, \tag{10}$$

其中,$\alpha = m\omega$ 是谐振子参数.

核子和反核子的自旋-味波函数取为

$$\Psi_{SF} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi^\rho \phi^\rho + \chi^\lambda \phi^\lambda), \tag{11}$$

其中 χ, ϕ 分别为自旋和味波函数,χ^ρ, χ^λ 分别是自旋为 1/2 的核子的两个混合对称波函数.

在计算中,有 3 个参数需要确定,即组分夸克质量 m,谐振子参数 α 及强作用的耦合常数 α_s,组分夸克质量 m 在文献中选择的差别较大,在非相对论的夸克模型中[5],$m_{u,d} = 300$—350MeV,但对非相对论的夸克模型的运动学做相对论修正后,轻夸克质量的选择一般比较低,取为 $m_{u,d} = 220\text{MeV}$.而谐振子参数 α 一般取为 $\alpha = 0.06$—0.22GeV^2 通过 α 与核子半径 r_0 的关系 $\alpha = 3/2r_0^2$,可以粗略估计核子的相应半径为 0.52—0.98fm,数值计算给出 $\Upsilon \to p\bar{p}$ 的衰变宽度为

$$\begin{aligned} \Gamma(\Upsilon \to p\bar{p}) = &(3.3 \pm 0.5) \times \\ &10^{-5} \alpha_s^6(m_b) |\phi_{\Upsilon}(0)|^2 (\text{GeV}). \end{aligned} \tag{12}$$

其中,中心值对应核子的谐振子参数 $\alpha = 0.14\text{GeV}^2$,它的取值在范围 0.06—0.22 调节时,给出衰变宽度的变化范围.在 Υ 能区,取 $\alpha_s = 0.2$[6],$m_b = 4.7\text{GeV}$,在势模型中,$|\phi_{\Upsilon}(0)|^2 = 0.51\text{GeV}^3$[7],衰变的分支比为

$$\begin{aligned} Br(\Upsilon \to p\bar{p}) = &(1.9 \pm 0.2) \times 10^{-5} \\ &(\text{实验值:小于 } 5 \times 10^{-4}). \end{aligned} \tag{13}$$

3.2 Υ 到 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 粲重子的衰变

目前,人们只观察到为数不多的粲重子,其中,粒子表中收录的 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 的粲重子有 Λ_c^+, Σ_c^{++}, Σ_c^+, Ξ_c^+, Ξ_c^0,及 Ω_c^0 等,由于 c 夸克的质量比 u,d 夸克重很多,采用夸克模型描述粲重子结构时,考虑一种极端的质量破缺效应,即夸克之间的交换对称性只在近似相等的夸克之间进行,Λ_c, Σ_c 及 Ξ_c 的味道波函数可取为

$$\begin{aligned} \phi_\Lambda &= \sqrt{\frac{1}{2}}(ud - du)c, \\ \phi_{\Sigma^{0,+,++}} &= ddc, \sqrt{\frac{1}{2}}(ud + du)c, uuc, \\ \phi_{\Xi^{+,0}} &= \sqrt{\frac{1}{2}}(us - su)c, \sqrt{\frac{1}{2}}(sd - ds)c. \end{aligned} \tag{14}$$

自旋波函数也是有相似的形式.

对于粲重子的径向波函数,由于 λ 和 ρ 型谐振子不再对称,因此相应的谐振子常数 β_λ 和 β_ρ 不相等. 动量空间中径向波函数取为

$$\varphi(\boldsymbol{k}_\rho, \boldsymbol{k}_\lambda) = \frac{1}{(\pi^2 \beta_\rho \beta_\lambda)^{3/4}} e^{-\left(\frac{\boldsymbol{k}_\rho}{2\beta_\rho} + \frac{\boldsymbol{k}_\lambda}{2\beta_\lambda}\right)}, \tag{15}$$

式中 $\beta = \sqrt{3km_\rho}$, 如果在粲重子中,两个质量相等

的夸克用 m_1,m_2 标记,另一个夸克用 m_3 标记,即,$m_1=m_2=m\neq m_3$,那么,$m_\rho=m$,对于 Λ_c 和 Σ_c,取 $m_\rho=m$,而对于 Ξ_c,取 $m_\rho=2m_dm_s/(m_d+m_s)$,$\beta_\lambda=\sqrt{3km_\lambda}$,$m_\lambda=3m_\rho m_3/(2m_\rho+m_3)$,利用这些关系式,$\rho$,$\lambda$ 型谐振子参数可以用核子的谐振子参数 α 来表达:即

$$\beta_\rho=\sqrt{m_\rho/m_u}\alpha,\ \beta_\lambda=\sqrt{m_\lambda/m_u}\alpha. \qquad (16)$$

我们取 $m_{u,d}=0.22\text{GeV}$, $m_c=1.5\text{GeV}$, $m_b=M_\Upsilon/2$,核子的谐振子参数在 0.06—0.22GeV^2 之间调节,数值计算给出衰变道 $\Upsilon\to\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$,$\Sigma_c\bar{\Sigma}_c$,$\Xi_c\bar{\Xi}_c$ 的分支比见表1.

表1 $\Upsilon\to\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$,$\Sigma_c\bar{\Sigma}_c$,$\Xi_c\bar{\Xi}_c$ 的衰变宽度和分支比

衰变道	衰变宽度/GeV	分支比
$\Gamma(\Upsilon\to\Lambda_c\bar{\Lambda}_c)$	$(1.77\pm1.11)\times10^{-8}$ $\alpha_s^6(m_b)\lvert\phi_\Upsilon(0)\rvert^2$	$(1.11\pm0.70)\times$ 10^{-8}
$\Gamma(\Upsilon\to\Sigma_c\bar{\Sigma}_c)$	$(3.85\pm2.73)\times10^{-8}$ $\alpha_s^6(m_b)\lvert\phi_\Upsilon(0)\rvert^2$	$(2.40\pm1.71)\times$ 10^{-8}
$\Gamma(\Upsilon\to\Xi_c\bar{\Xi}_c)$	$(5.90\pm4.61)\times10^{-8}$ $\alpha_s^6(m_b)\lvert\phi_\Upsilon(0)\rvert^2$	$(3.70\pm2.89)\times$ 10^{-8}

中心值对应核子的谐振子参数 $\alpha=0.16\text{GeV}^2$,它的变化范围对应着 α 的调节范围 0.06—0.22GeV^2. Υ 的衰变宽度取实验值.

从表1的结果可以看出,这些衰变道的分支比要比 $\Upsilon\to p\bar{p}$ 衰变的分支比小很多,就其原因,除了与粲重子的结构有关外,主要是由粲夸克的质量造成的.一方面,粲夸克的质量增大,径向波函数对过渡振幅的贡献增加,同时,波函数的 Lorentz 收缩效应减小;但另外一方面,粲夸克的质量增大,胶子传播子的贡献会使过渡振幅减小很多,从而造成分支比大幅度压低.

3.3 $\Upsilon\to\Xi_{cc}^+\Xi_{cc}^-$衰变

关于含有两个粲夸克的粲重子,目前实验上仅有一点 Ξ_{cc}^+ 的迹象. SELEX 实验组声称在 $\Xi^+\to\Lambda_c^+K^-\pi^+$ 的衰变模式中观察到了 Ξ_{cc}^+[9],它的质量为 3.519GeV,这个粲重子的自旋和宇称都没有得到测量.现在,对 Ξ_{cc}^+ 是否观察到,还存在很大争议[10].我们假设这个粲重子的自旋和宇称为 $J^P=\frac{1}{2}^+$. 它的味道波函数取为

$$\phi_{\Xi_{cc}}=dcc. \qquad (17)$$

自旋波函数取{2,3}对称的形式,空间波函数与前节讨论的相似,按照前面参数的取值,数值计算给出:

$$\Gamma(\Upsilon\to\Xi_{cc}^+\Xi_{cc}^-)=(1.66\pm0.13)\times 10^{-8}\lvert\phi_\Upsilon(0)\rvert^2\alpha_s^6(\text{GeV}), \qquad (18)$$

相应的分支比为

$$Br(\Upsilon\to\Xi_{cc}^+\Xi_{cc}^-)=(1.04\pm0.08)\times10^{-8}. \qquad (19)$$

可见,它的分支比与 $\Upsilon\to\Xi_c^+\Xi_c^-$ 的分支比在同一个数量级.

3.4 $\Upsilon\to\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc}$衰变

寻找由3个粲夸克组成的 Ω_{ccc}粲重子,是一件非常有意义的工作,然而,目前实验上没有看到 Ω_{ccc} 的一点迹象.在理论上,基于夸克模型对粲重子谱的研究表明,Ω_{ccc}的质量约为 Υ 质量的一半[11]. 因此,在 $\Upsilon\to\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc}$衰变中,重子感受到的 Lorentz 收缩效应非常小,这个衰变的过渡振幅可能比 $\Upsilon\to p\bar{p}$ 衰变的过渡振幅大. 假设 Ω_{ccc}的质量约为 $M_{\Omega_{ccc}}\approx3m_c$. Ω_{ccc}的味道波函数取为

$$\phi_\Omega=ccc. \qquad (20)$$

Ω_{ccc}的径向波函数与核子的相似,其中的谐振子参数 β 可以用核子的谐振子参数 α 表达为: $\beta=\sqrt{m_c/m_u}\alpha$. 在数值计算中,核子的谐振子参数在 0.06—0.22GeV^2 之间调节. $\Upsilon\to\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc}$衰变的分支比的数值结果为

$$\Gamma(\Upsilon\to\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc})=(5.9\pm5.1)\times 10^{-4}\alpha_s^6\lvert\phi_\Upsilon(0)\rvert^2(\text{GeV}). \qquad (21)$$

采用前面讨论中的参数取值,容易得到衰变的分支比为

$$Br(\Upsilon\to\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc})=(3.40\pm2.94)\times10^{-4}. \qquad (22)$$

这个衰变道的衰变宽度比 $\Upsilon\to p\bar{p}$ 的衰变宽度大一个量级.这主要是由于 Lorentz 收缩效应不同而造成的,其次,它跟重子结构也有很大关系.

4 讨论及展望

在研究 $\Upsilon\to B\bar{B}$ 衰变过程中,考虑了末态重子波函数的相对论效应和重子结构,并把 Υ 中的 $b\bar{b}$ 夸克作非相对论的近似处理后,数值计算结果给出 $Br(\Upsilon\to p\bar{p})\sim10^{-5}$. 目前, 实验值的上限为 5×10^{-4}, 希望有更精确的测量结果检验我们的计算结果,而 $Br(\Upsilon\to\Lambda_c\bar{\Lambda}_c)$,$Br(\Upsilon\to\Sigma_c\bar{\Sigma}_c)$,$Br(\Upsilon\to\Xi_c\bar{\Xi}_c)$及 $Br(\Upsilon\to\Xi_{cc}^+\Xi_{cc}^-)$在 10^{-8}的数量级. 目前,这些道在 Υ 衰变中还没有测量值. 值得注意的是,如果末态粲重子是 Ω_{ccc},它的出射动量较小,Lorentz 收缩效应不显著,$\Upsilon\to\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc}$衰变的过渡振幅会比到 $p\bar{p}$ 的衰变

振幅大.因此,如果 $2M_{\Omega_{ccc}}$ 在 $\Upsilon \to B\bar{B}$ 衰变的阈值附近,有可能在这个衰变中找到粲重子 Ω_{ccc}.

感谢姜焕清教授和 J.C.Peng 教授对本工作提出的建议和有益的讨论.

参考文献(References)

1 Godfrey S, Isgur. N. Phys. Rev., 1985, **D32**, 189—231; Capstick S, Isgur. N. Phys. Rev., 1986, **D34**: 28092835
2 Particle Data Group. Phys. Rev., 2002, **D66**: 873
3 PING R G, Chiang H C, ZOU B S. Phys. Rev., 2002, **D66**: 054020-1—7
4 Brodsky S J, Lepage G P. Phys. Rev., 1981, **D24**: 28482855
5 Isgur N, Karl G. Phys. Rev., 1978, **D18**: 41874205; 1979, **19**: 26532677
6 Chiang H C, Hufner J, Printer H J. Phys. Lett., 1994, **B324**: 482—486
7 Estia J. Eichten, Chris Quigg. Phys. Rev., 1995, **D52**: 1726—1728
8 Kwong W, Mackenzie P B. Phys. Rev., 1988, **D37**: 32103215
9 Mattson M, Alkhazov G, Atamantchouk A G et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 112001-1—5
10 Kiselev V V, Likhoded A K. ArXiv: hep-ph: 0208231
11 Chiaki Itoh, Toshiyuki Minamikawa, Kimio Miura et al. Phys. Rev., 2000, **D61**: 057502-1—4; Korner J G, Kramer M, Pirjol D. Prog. Part. Nucl. Phys., 1994, **33**: 787—868

A Study of the Charm-Baryonic Structure from Υ(1S) Decays*

PING Rong-Gang[1,2] ZOU Bing-Song[1,2]
1 (CCAST(World Lab.), Beijing 100080, China)
2 (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In the framework of perturbative QCD, the exclusive decays $\Upsilon \to B\bar{B}$ (B: baryon) are studied. With the constituent quark model describing the charm-baryonic structure, we calculate the decay widths for $\Upsilon \to p\bar{p}$, $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$, $\Sigma_c\bar{\Sigma}_c$, $\Xi_c\bar{\Xi}_c$, $\Xi_{cc}^{+}\bar{\Xi}_{cc}^{-}$, $\Omega_{ccc}\bar{\Omega}_{ccc}$, and discuss the prospect to search for the charm baryon Ω_{ccc} in Υ decays.

Key words charm baryon, Υ, baryonic structure

Received 21 July 2004, Revised 2 December 2004
* Supported by NSFC (10225525, 10055003 and 10447130)