

# $1^{--} Q\bar{Q}q\bar{q}$ 态及其与 $Q\bar{Q}$ 态的混合和强跃迁

赵光达

(北京大学物理系)

## 摘 要

本文从 MIT 口袋模型出发, 利用 Born-Oppenheimer 近似, 讨论  $1^{--}P$  波  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  态及其与  $Q\bar{Q}$  态的混合, 其中  $Q = c, b; q = u, d$ , 且  $Q\bar{Q}$  和  $q\bar{q}$  都处于色单态. 在描述混合的耦合常数与味无关的假定下, 可以得到  $Q\bar{Q}$  激发态强跃迁过程  $(Q\bar{Q})' \rightarrow (Q\bar{Q})\pi\pi$  的一种近似标度性质, 所得到的  $\phi' \rightarrow \phi\pi\pi$  与  $\gamma' \rightarrow \gamma\pi\pi$  的宽度比也同实验基本符合. 上述混合的  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  态中以  $0^{++}q\bar{q}$  态为主, 由此可以解释实验观察到的  $\phi' \rightarrow \phi\pi\pi$  和  $\gamma' \rightarrow \gamma\pi\pi$  中的  $\pi$  的各向同性角分布.

## 一、引 言

按照 MIT 口袋模型的观点<sup>[1]</sup>, 一个物理强子(以介子为例)的态矢量可以写作

$$q\bar{q} + q\bar{q}q\bar{q} + \dots$$

其中  $q\bar{q}$  为禁闭道, 而包含色单态子成分的分量如  $(q\bar{q})_1, (q\bar{q})_3$ , 称为开放道. 物理上窄共振态的主要成分是  $q\bar{q}$ , 它的衰变将通过与开放道的耦合进行. 对于由重夸克对  $Q\bar{Q}$  ( $Q = c, b$ ) 和轻夸克对  $q\bar{q}$  ( $q = u, d$ ) 所组成的开放道  $(Q\bar{Q})_1, (q\bar{q})_1$  态, 可以采用 Born-Oppenheimer 近似<sup>[2]</sup>, 这是由于  $Q$  和  $\bar{Q}$  很重, 其运动要比  $q$  和  $\bar{q}$  慢得多. 当一个口袋仅仅由  $Q\bar{Q}$  形成时, 由于  $Q\bar{Q}$  的动能很小, 其物理状态主要由袋内胶子场的压力和袋外真空的压力的平衡条件所决定. 如果  $Q\bar{Q}$  在袋内放出虚胶子而产生了一对轻夸克  $q\bar{q}$ , 在  $q\bar{q}$  从原来的  $Q\bar{Q}$  袋分裂出去以前, 必然产生一个附加的向外的压力, 同胶子场的压力一起, 与袋外真空的压力相平衡. 这个新的平衡条件将导致  $Q\bar{Q}$  之间有效作用势的改变, 并从而改变  $Q\bar{Q}$  的波函数分布及相应的能量本征值, 由此可求出  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  系统的总能量. 当然, 这是一个极不稳定的状态, 由于  $(Q\bar{Q})_1$  同  $(q\bar{q})_1$  之间没有强色相互作用力, 最终  $q\bar{q}$  将从  $Q\bar{Q}$  袋中分裂出去而变成连续能谱. 因此可以将  $(Q\bar{Q})_1, (q\bar{q})_1$  看作一个具有一定能量和很大的衰变宽度的状态. 在 [2] 中我们讨论了  $S$  波  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  态. 本文将讨论  $P$  波  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  态及其与  $Q\bar{Q}$  的混合问题.

由于  $Q\bar{Q}$  与  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  可以具有相同的量子数, 例如  $J^{PC} = 1^{--}$ , 因此禁闭道的  $Q\bar{Q}$  可以通过与开放道的  $(Q\bar{Q})_1, (q\bar{q})_1$  的混合而衰变. 混合的动力学过程是: 先由  $Q\bar{Q}$  放出虚胶子; 然后虚胶子再转化为  $q\bar{q}$ . QCD 的多极展开是对前一过程的有效处理方法, 但后一过

程涉及胶子转化为轻强子的禁闭机制,目前 QCD 理论还不能有效地处理. 为了使问题简化,我们将唯象地引入  $Q\bar{Q}$  与  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  之间的耦合常数,并将  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  作为一个能量为复数的共振态粒子处理. 这个耦合常数与初末态  $Q\bar{Q}$  的波函数,  $q\bar{q}$  的状态等都有关系,一般来说是很复杂的. 但若假定耦合常数与味无关,则可得出  $Q\bar{Q}$  激发态因与  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  混合而引起的衰变  $(Q\bar{Q})' \rightarrow (Q\bar{Q}) + \pi\pi$  随重夸克  $Q$  质量变化的简单的标度关系. 对于  $Q\bar{Q}$  的第一径向激发态与  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  之间的混合,从关于混合的最一般的特点出发可以论证,当  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  中的  $q\bar{q}$  处于  $0^{++}$  态时混合最大,因此其衰变末态的  $\pi\pi$  系统应以  $0^{++}$  态为主,这是同实验结果一致的. 最后我们将进行简短的讨论.

## 二、Born-Oppenheimer 近似下的 $P$ 波 $Q\bar{Q}q\bar{q}$ 态

我们所感兴趣的是重夸克对  $Q\bar{Q}$  处于  $S$  态而轻夸克对  $q\bar{q}$  处于  $P$  态的情形(这同  $Q\bar{Q}$  处于  $P$  态<sup>[3]</sup>而  $q\bar{q}$  处于  $S$  态的情形很不相同). 在绝热近似下,色单态的重夸克对  $Q\bar{Q}$  将作为胶子场的静止点源处理. 当  $Q\bar{Q}$  处于  $S$  态时,  $Q$  与  $\bar{Q}$  之间的距离远小于口袋的大小,这时球形袋是一个很好的近似. 在球腔近似下,  $P$  波轻夸克对  $q\bar{q}$  ( $q = u, d$ ) 的本征模式是  $(S_{\frac{1}{2}})(P_{\frac{1}{2}})$ .  $P_{\frac{1}{2}}$  态由于不满足球形袋的二次边界条件,故不予考虑.  $q\bar{q}$  的  $(S_{\frac{1}{2}})(P_{\frac{1}{2}})$  组态的动能为<sup>[4,5]</sup>

$$E_q = \frac{1}{R} (x_{-1} + x_1), \quad x_{-1} = 2.04, \quad x_1 = 3.81. \quad (1)$$

除了  $Q\bar{Q}$  作为色电磁场的点源之外,  $q\bar{q}$  的流密度分布也将作为色磁场的源出现. 由于  $q\bar{q}$  处于色单态,  $\lambda_q^a + \lambda_{\bar{q}}^a = 0$ , 其荷密度相互抵消,故不对色电场做出贡献. 于是胶子场在袋内满足方程(在最低阶近似下)

$$\nabla \cdot \mathbf{E}^a = g \frac{1}{2} \lambda_0^a \delta \left( \mathbf{x} - \frac{\mathbf{r}}{2} \right) + g \frac{1}{2} \lambda_0^a \delta \left( \mathbf{x} + \frac{\mathbf{r}}{2} \right), \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}^a = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^a = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}^a = \mathbf{j}_q^a + \mathbf{j}_{\bar{q}}^a. \quad (5)$$

在满足口袋边界条件  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}^a = \mathbf{n} \times \mathbf{B}^a = 0$  的要求下求解上述方程,可得胶子场的色电能和色磁能

$$E_E(R) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \frac{8}{3} \frac{\alpha_s}{R} \left[ \frac{(r/2R)^2}{1 - (r/2R)^4} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + (r/2R)^2}{1 - (r/2R)^2} \right], \quad (6)$$

$$\begin{aligned} E_M(R) &= -\frac{\alpha_s}{4} \sum_a (\sigma_q \lambda_q^a) \cdot (\sigma_{\bar{q}} \lambda_{\bar{q}}^a) \frac{0.111}{R} \\ &= \frac{4}{3} \alpha_s [2S(S+1) - 3] \frac{0.111}{R}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $r$  为  $Q\bar{Q}$  之间的距离,  $R$  为袋半径,  $\alpha_s \equiv \frac{g^2}{4\pi}$  为夸克-胶子有效耦合常数,色磁能表达式中的常数因子 0.111 来自于  $q\bar{q}$  的  $(S_{\frac{1}{2}})(P_{\frac{1}{2}})$  组态的流密度分布<sup>[5]</sup>,  $S$  为  $q\bar{q}$  系统的总自旋.

在色磁能的计算中还应由  $S_{\frac{1}{2}}$  和  $P_{\frac{1}{2}}$  交换所引起的贡献<sup>[5]</sup>, 但由于其数值很小而被略去. 此外,  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  口袋的零点能将取作

$$E_0 = -Z'_0/R, \quad Z'_0 \sim (0.36 - 0.86). \quad (8)$$

由于在通常轻夸克强子谱中<sup>[4,2]</sup>采用的  $Z_0 = 1.86$  中实际上除零点能之外还包含着质心运动修正的部分, 而粗略的估计给出后者为  $E_{cm} \approx (1 - 1.5)/R$ <sup>[6]</sup>, 故纯粹的零点能的贡献应为(8)式所示. 而在  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  系统中, 由于  $m_a \gg m_q$ , 其质心运动可以忽略, 故无须再考虑质心运动修正. 以上轻夸克动能, 胶子场的色电磁能, 零点能, 以及口袋体积能的总和便给出口袋的总能量(不包括  $Q\bar{Q}$  的质量和动能).

对于具有真空量子数的  $I = 0, J^{PC} = 0^{++}$  的  $P$  波  $q\bar{q}$  态, (7)式中的  $S = 0$ , 故口袋总能为

$$E_T(R) = \frac{4}{3} \pi R^3 B - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \frac{8}{3} \frac{\alpha_s}{R} \left[ \frac{(r/2R)^2}{1 - (r/2R)^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + (r/2R)^2}{1 - (r/2R)^2} \right] + \frac{A}{R}, \quad (9)$$

$$A = (2.04 + 3.81) - 4\alpha_s \times 0.111 - 0.86 = 4.01. \quad (10)$$

(9)式中取  $B^{\frac{1}{4}} = 0.145 \text{ GeV}$ , (10)式中取  $Z'_0 = 0.86$ ,  $\alpha_s$  取自轻夸克强子谱定出的值:  $\alpha_s = 2.2$ <sup>[4]</sup>. (在  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  袋中, 有两个长度的标度, 一个是  $r$ , 一个是  $R$ , 一般来说  $r \ll R$ . 由于 QCD 的渐近自由性质与这两个长度标度相关的  $\alpha_s$  将具有不同的值. (9)式库仑能中的  $\alpha_s$  与  $r$  相联系, 故取较小的值:  $\alpha_s \sim (0.2 - 0.5)$ ; 而(10)式中的  $\alpha_s$  来自轻夸克的流密度分布, 与  $R$  相联系, 故应取由轻强子谱中定出的值.) 由能量对袋半径  $R$  求极小的条件(等价于压力平衡条件)

$$\frac{\partial E_T(R, r)}{\partial R} = 0 \quad (11)$$

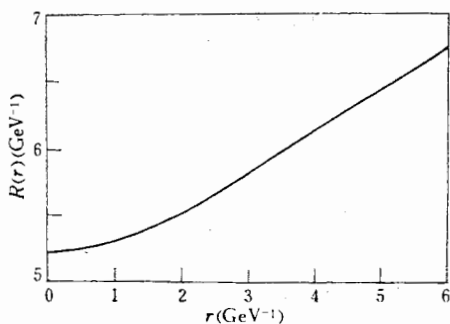


图1  $R(r)$ - $r$  曲线

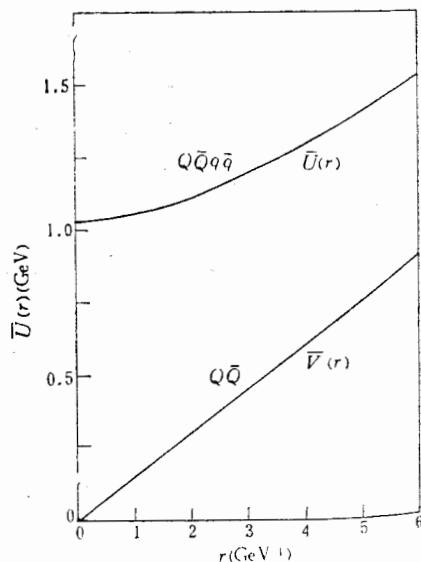


图2  $\bar{U}(r)$ - $r$  曲线

可以求出口袋半径  $R(r)$  及  $Q\bar{Q}$  之间的势能

$$U(r) = \min\{E_T(R, r)\} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \bar{U}(r). \quad (12)$$

图 1 所示的  $R(r)$  曲线及图 2 所示的

$$\bar{U}(r) \equiv U(r) + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$$

(势能中去掉库仑能部分) 曲线是由数值计算的结果给出的. 其中当  $r = 0$  时

$$R(0) = \left(\frac{A}{4\pi B}\right)^{\frac{1}{2}} = 5.18 \text{GeV}^{-1}, \quad \bar{U}(0) = \frac{4}{3} \frac{A}{R(0)} = 1.03 \text{GeV}. \quad (13)$$

按绝热近似的精神,  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  系统的总能量  $M$  由如下的 Schrödinger 方程决定

$$M\psi = \left(2m_Q + \frac{\mathbf{P}^2}{m_Q} + U(r)\right)\psi. \quad (14)$$

为了比较, 图 2 中还给出了没有轻夸克对  $q\bar{q}$  时的  $Q\bar{Q}$  系统的势能曲线  $\bar{V}(r)$ . 于是  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  系统与  $Q\bar{Q}$  系统的能量的差别归结为势能的差别. 在  $0 \leq r \lesssim 4 \text{GeV}^{-1}$  区间其势能差可近似表为

$$\Delta U(r) \equiv \bar{U}(r) - \bar{V}(r) \approx \bar{U}(0) + 0.02r^2 - 0.16r. \quad (15)$$

在最低阶近似下, 可以取  $Q\bar{Q}$  的  $s$  波基态波函数  $\psi_0$  来估算  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  态与  $Q\bar{Q}$  基态的能级差

$$\Delta E \approx \langle \psi_0 | \Delta U(r) | \psi_0 \rangle. \quad (16)$$

上式中  $\psi_0$  多少与势参数及夸克质量的选择有一些关系, 我们选比较标准的 Cornell 模型<sup>[7]</sup> 的参数来进行计算, 即取夸克质量  $m_c = 1.84 \text{GeV}$ ,  $m_b = 5.17 \text{GeV}$ ; 库仑势参数  $\alpha_s(\psi) = 0.39$ ,  $\alpha_s(\gamma) = 0.36$ ; 线性势斜率  $\lambda = 0.183 \text{GeV}^2$ . 由此可得

$$c\bar{c} \text{ 基态: } \langle r \rangle = 1.71 \text{GeV}^{-1}, \quad \langle r^2 \rangle = 3.64 \text{GeV}^{-2};$$

$$b\bar{b} \text{ 基态: } \langle r \rangle = 0.93 \text{GeV}^{-1}, \quad \langle r^2 \rangle = 1.14 \text{GeV}^{-2}.$$

将它们分别代入(16)式, 得到

$$\begin{aligned} c\bar{c}q\bar{q} \text{ 与 } c\bar{c} \text{ 基态能级差: } \Delta E_c &= 0.83 \text{GeV}, \\ b\bar{b}q\bar{q} \text{ 与 } b\bar{b} \text{ 基态能级差: } \Delta E_b &= 0.91 \text{GeV}. \end{aligned} \quad (17)$$

若零点能在(8)式所示的范围内取值, 则有

$$\begin{aligned} R(0) &= (5.18 - 5.34) \text{GeV}^{-1}, \quad \bar{U}(0) = (1.03 - 1.13) \text{GeV}, \\ \Delta E_c &= (0.83 - 0.93) \text{GeV}, \quad \Delta E_b = (0.91 - 1.01) \text{GeV}. \end{aligned} \quad (18)$$

由(18)式及  $1^{-}Q\bar{Q}$  基态的质量即可求出由  $1^{-}Q\bar{Q}$  和  $0^{++}q\bar{q}$  所组成的  $c\bar{c}q\bar{q}$  态(以  $\tilde{\psi}$  标记)和  $b\bar{b}q\bar{q}$  态(以  $\tilde{\gamma}$  标记)的质量

$$\begin{aligned} M(\tilde{\psi}) &= M(J/\psi) + \Delta E_c = (3.93 - 4.03) \text{GeV}, \\ M(\tilde{\gamma}) &= M(\gamma) + \Delta E_b = (10.37 - 10.47) \text{GeV}. \end{aligned} \quad (19)$$

由于  $\tilde{\psi}$  中的  $c\bar{c}$  与  $q\bar{q}$  之间没有强的色相互作用力, 故很容易衰变为  $c\bar{c}$  和  $q\bar{q}$ . 这是一种超允许型的衰变, 故  $\tilde{\psi}$  一般具有很大的宽度 ( $\geq 300 \text{MeV}$ ). 同时  $\tilde{\psi}$  与光子的耦合也很弱, 其轻子衰变宽度远比  $\psi$  的小, 故很难在  $e^+e^-$  对撞或其他实验中被观察到. 有趣的是, 在  $e^+e^-$  碰撞总截面中观察到的  $3.96 \text{GeV}$  ( $\Gamma_{ee} \sim 0.3 \text{keV}$ ) 处的结构<sup>[8]</sup>正好在我们所预言的  $\tilde{\psi}$  的质量范围之中. 不过由于对  $\tilde{\psi}$  的  $\Gamma_{ee}$  缺乏可靠的估计, 还不能得出肯定的结论.

### 三、 $1^{--}Q\bar{Q}$ 态与 $Q\bar{Q}q\bar{q}$ 态的混合

下面讨论  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  态与  $Q\bar{Q}$  态的混合问题。由于  $\tilde{\psi}$  与  $\psi$  族 ( $c\bar{c}$  态) 粒子具有相同的量子数 ( $J^{PC} = 1^{--}$ ),  $\psi$  族粒子可以通过放出虚胶子再转化为  $q\bar{q}$  而同  $\tilde{\psi}$  发生混合(见图3)。我们来用类似文献

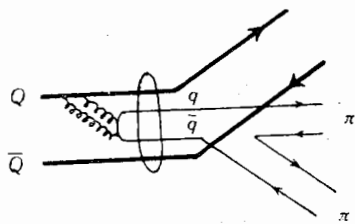


图3  $Q\bar{Q}$  激发态通过与  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  混合而衰变

[9]中的方法,唯象地引入  $\psi$  (代表  $\psi$  族中任一  $1^{--}$  粒子)与  $\tilde{\psi}$  的耦合常数  $f$  (其量纲为质量平方)。(注意,当  $\psi$  取不同的激发态时,由于其波函数形状及节点位置不同,  $f$  的大小将完全不同。)由此可求出  $\psi, \tilde{\psi}$  系统的传播子  $\Delta$  及其逆  $\Delta^{-1}$ 。令加上标“0”者代表混合前的态,不加“0”者代表混合后的物理态,则有

$$\Delta = \left[ 1 - \frac{f^2}{(q^2 - m_\psi^2)(q^2 - m_{\tilde{\psi}}^2)} \right]^{-1} \cdot \begin{bmatrix} (q^2 - m_\psi^2)^{-1} & f(q^2 - m_\psi^2)^{-1}(q^2 - m_{\tilde{\psi}}^2)^{-1} \\ f(q^2 - m_{\tilde{\psi}}^2)^{-1}(q^2 - m_\psi^2)^{-1} & (q^2 - m_{\tilde{\psi}}^2)^{-1} \end{bmatrix}. \quad (20)$$

混合后的物理态是如下的质量平方矩阵的本征态

$$M^2 = q^2 - \Delta^{-1} = \begin{pmatrix} m_\psi^2 & f \\ f & m_{\tilde{\psi}}^2 \end{pmatrix}. \quad (21)$$

由于  $\tilde{\psi}^0$  具有很大的宽度,上式中的  $m_{\tilde{\psi}}^2$  应理解为一个复数。下面我们令  $m_{\tilde{\psi}}^2 \rightarrow m_{\tilde{\psi}}^2 - i\Gamma/2$ , 即仍以  $m_{\tilde{\psi}}^2$  代表质量的实数部分。由于引起混合的跃迁是 OZI 禁戒型的,耦合很弱,混合前后能级的移动很小,即  $f \ll |m_\psi^2 - m_{\tilde{\psi}}^2|$ , 故混合角为

$$\tan\theta \approx f/(m_\psi^2 - m_{\tilde{\psi}}^2). \quad (22)$$

不难证明,混合前宽度为零的  $\psi^0$  (禁闭道)通过与  $\tilde{\psi}^0$  (开放道)的混合,将使物理态  $\psi$  获得宽度

$$\Gamma(\psi) \approx \left( \frac{m_{\tilde{\psi}}^2}{m_\psi^2} \right) \left( \frac{f}{m_\psi^2 - m_{\tilde{\psi}}^2} \right)^2 \Gamma(\tilde{\psi}^0). \quad (23)$$

耦合常数  $f$  的量纲为质量平方,但按其定义应与  $m_\psi^2, m_{\tilde{\psi}}^2$  无关,它只能由另一个基本的量纲常数决定。(口袋模型中,体积能密度  $B$  是唯一的基本量纲常数,代表物理真空的性质。)假若  $f$  与味无关,则对任一  $\psi$  及与其相对应的  $Y$  (同一种量子数的激发态)有

$$\frac{\Gamma(Y)}{\Gamma(\psi)} \approx \left( \frac{m_Y^2}{m_\psi^2} \right) \left( \frac{m_\psi^2}{m_Y^2} \right) \left( \frac{m_\psi^2 - m_{\tilde{\psi}}^2}{m_Y^2 - m_{\tilde{\psi}}^2} \right)^2 \frac{\Gamma(\tilde{Y}^0)}{\Gamma(\tilde{\psi}^0)}, \quad (24)$$

其中  $\Gamma(\tilde{\psi}^0)$  代表  $c\bar{c}q\bar{q}$  衰变为基态  $J/\psi$  和  $0^{++}q\bar{q}$  的宽度,  $\Gamma(\tilde{Y}^0)$  代表  $b\bar{b}q\bar{q}$  衰变为基态  $Y(9.46)$  和  $0^{++}q\bar{q}$  的宽度。计算表明,  $I = 0$  的  $0^{++}q\bar{q}$  态的质量约为  $0.7-0.8\text{GeV}$ , 其衰变模式为  $0^{++} \rightarrow 2\pi$ 。由于相空间很大,  $0^{++}$  具有很大的宽度,它很可能就是在  $\pi\pi$  相移中观察到的宽共振  $\epsilon(700)^{1)}$ 。于是有

1) 对  $\epsilon(700)$  的另一种可能的解释是  $q\bar{q}q\bar{q}$  态,参见[1]及其文献索引。

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}^0 &\equiv c\bar{c}q\bar{q} \rightarrow J/\psi + 0^{++} & \tilde{\gamma}^0 &\equiv b\bar{b}q\bar{q} \rightarrow Y + 0^{++} \\ &\quad \downarrow \pi\pi, & &\quad \downarrow \pi\pi. \end{aligned}$$

由于  $\tilde{\psi}^0$  和  $\tilde{\gamma}^0$  都是  $S$  波衰变, 其宽度应正比于末态粒子动量. 利用(19)式给出的  $\tilde{\psi}^0$  和  $\tilde{\gamma}^0$  的质量及  $m(0^{++}) = 0.7\text{GeV}$ , 可得:  $\Gamma(\tilde{\psi}^0)/\Gamma(\tilde{\gamma}^0) = k(J/\psi)/k(Y) = 0.71 - 0.78$ . (25)

又因  $m_c^0/m_b^0 \approx 1$ ,  $m_c^0/m_b^0 \approx 1$ ,  $(m_c^0 + m_b^0)/(m_c^0 + m_b^0) \approx m_c/m_b$ , 若

$$(m_c^0 - m_b^0)/(m_c^0 - m_b^0) = O(1)$$

(此式一般是成立的), 则由(24)式可得

$$\Gamma(Y)/\Gamma(\psi) = (m_c/m_b)^2 \times O(1). \quad (26)$$

上式显示了宽度比随夸克质量变化的近似标度性质. 更确切地, 当  $\psi$  和  $Y$  取第一径向激发态  $\psi = \psi'(3.68)$ ,  $Y = Y'(10.02)$  时, 将(19), (25)及  $m(\psi^0) \approx m(\psi') = 3.68\text{GeV}$ ,  $m(\gamma^0) \approx m(\gamma') = 10.02\text{GeV}$  代入(24)式, 得

$$\Gamma(Y' \rightarrow Y\pi\pi)/\Gamma(\psi' \rightarrow \psi\pi\pi) = 0.096 - 0.104. \quad (27)$$

最近 CESR 的实验结果为  $0.071 \pm 0.046^{[10]}$ . 模型与实验的符合是满意的. 这一结果以及(26)式所示的标度性质与 QCD 多极展开<sup>[11]</sup>的结果是一致的.

从(22)式可以看出,  $\psi'$  同  $c\bar{c}q\bar{q}$  混合的大小除了主要决定于耦合常数  $f$  的大小外, 还取决于  $\psi'$  和  $c\bar{c}q\bar{q}$  之间质量差的大小. 这两个因素体现了混合的最一般的特点. 原则上  $c\bar{c}q\bar{q}$  中的  $P$  波  $q\bar{q}$  态也可处于  $1^{++}$  或  $2^{++}$  态. 但由于与自旋有关的色相互作用(例如见(7)式),  $1^{++}$  的质量比  $0^{++}$  的大(约  $250\text{MeV}$  左右),  $2^{++}$  的质量将更大, 因而同  $\psi'(3.68)$  的能量间隔都比  $0^{++}$  的要大得多. 更重要的是,  $f^2$  应正比于虚胶子转化为  $q\bar{q}$  轻强子的速率. 这些很软的胶子可以近似地看作实胶子, 进一步若将  $q\bar{q}$  作为非相对论系统近似处理(这是一个很粗略的近似), 则  $0^{++} \rightarrow 2g$ ,  $1^{++} \rightarrow 2g$ ,  $2^{++} \rightarrow 2g$  三个过程的比率为  $1:0:4/15^{[12]}$ . 这意味着胶子最容易转化为  $0^{++}q\bar{q}$  态, 即  $0^{++}$  态所对应的  $f$  最大. 因此  $f$  和能量间隔大小这两个因素都决定了  $\psi'$  与  $c\bar{c}q\bar{q}$  态的混合中以  $0^{++}$  的  $q\bar{q}$  态为主. 这就对实验所观察到的  $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$  衰变中  $\pi$  的各向同性角分布<sup>[13]</sup> 提供了一种比较自然的解释. 对  $\gamma' \rightarrow \gamma\pi\pi$  衰变, 结论也是一样的. 此外, 由于  $\pi\pi$  是由  $0^{++}$  的  $\epsilon(700)$  宽共振态衰变得到的, 故  $\pi\pi$  系统的质量分布将呈现出  $\epsilon(700)$  的质量分布的形式, 这也是同实验结果一致的.

## 四、讨 论

$Q\bar{Q}$  激发态转变为  $Q\bar{Q}$  基态和  $\pi\pi$  的跃迁由两个过程组成:  $Q\bar{Q}$  放出胶子; 胶子再转化为轻强子. QCD 的多极展开是处理前一个过程的正确的动力学方法. PCAC 和流代数<sup>[14]</sup>被用来处理第二个过程, 但是未能把在这一过程中夸克形成束缚态的禁闭效应充分体现进去. 正如我们模型中所建议的,  $\pi\pi$  系统很可能同某个束缚态中间态相联系, 而不同量子数的  $0^{++}$ ,  $1^{++}$ ,  $2^{++}$  束缚态的能级和波函数各不相同, 胶子转化为它们的比率不同. 这是 PCAC 和流代数所不可能体现的. 因此它不能解释  $\pi$  的各向同性角分布. (在[14]和[11]中这一实验事实是作为假定引入的) 我们的模型试图通过  $Q\bar{Q}$  与  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  的混合及口袋模型的计算把  $q\bar{q}$  的束缚态效应考虑进去. 但是由于描述混合的耦合常数是一个唯象参数, 我们的模型不能象 QCD 多极展开那样对各种不同过程(例如不同的径向激发态

到基态的跃迁)做出预言. 尽管如此, 我们的模型能在很简单的假定下得出与实验符合的  $(Q\bar{Q})' \rightarrow (Q\bar{Q})\pi\pi$  跃迁的标度性质. 因此值得把前面所说的两个动力学过程结合起来, 进一步研究耦合常数的动力学内容及其与重夸克味, 与  $Q\bar{Q}$  不同激发态的关系.

本文的部分数值计算是在麻省理工学院理论物理中心完成的, 谨对该中心及 R. Jaffe 教授, K. Johnson 教授等的好客及有兴趣的讨论表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] R. L. Jaffe, F. E. Low, *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 2105.
- [2] 赵光达 *Nucl. Phys.*, **B183**(1981), 435.
- [3] 赵光达, *Nucl. Phys.*, **B169**(1980), 281; 赵光达, S. F. Tuan, 广州粒子物理理论讨论会文集 (1980), 426.
- [4] T. DeGrand et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 2060.
- [5] T. A De Grand, R. L. Jaffe, *Ann. Phys.*, **100**(1976), 425.
- [6] E. V. Shuryak, *Phys. Lett.*, **93B**(1980), 134.
- [7] E. Eichten et al., *Phys. Rev.*, **D21**(1980), 203.
- [8] F. C. Porter, SLAC-PUB-2895(1982).
- [9] J. J. Coyne et al., *Phys. Lett.*, **91B**(1980), 259.
- [10] D Andrews et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 307.
- [11] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 598; T. -M. Yan, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 1652; Y. P. Kuang, T.-M. Yan, *Phys. Rev.*, **D24**(1981), 2874.
- [12] R. Barbieri et al., *Phys. Lett.*, **60B**(1976), 183.
- [13] G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 1453; *ibid.*, **34**(1975), 118.
- [14] L. S. Brown, R. N. Cahn, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 1.

## 1<sup>-</sup> $Q\bar{Q}q\bar{q}$ STATES, THEIR MIXING WITH $Q\bar{Q}$ STATES, AND HADRONIC TRANSITIONS

CHAO KUANG-TA

(Physics Department, Peking University)

### ABSTRACT

In the framework of the MIT bag model and under Born-Oppenheimer approximation, the  $1^{--}Q\bar{Q}q\bar{q}$  states and their mixing with  $Q\bar{Q}$  states are discussed, where  $Q = c, b$ ;  $q = u, d$ , and both  $Q\bar{Q}$  and  $q\bar{q}$  are colour singlets. The mixing is introduced through a coupling constant. An approximate scaling law for hadronic transitions  $(Q\bar{Q})' \rightarrow (Q\bar{Q})\pi\pi$  could be obtained and the ratio of  $\Gamma(\phi' \rightarrow 4\pi\pi)$  to  $\Gamma(Y' \rightarrow Y\pi\pi)$  could be compatible with the data if the coupling constant is flavour-independent. The mixing is dominated by  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  states in which  $q\bar{q}$  is a P-wave  $0^{++}$  state and therefore the observed isotropic angular distribution of the pion in  $\phi' \rightarrow \phi\pi\pi$  and  $Y' \rightarrow Y\pi\pi$  can be well explained.