

过程 $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow \Delta + \pi$ 产生 重子共振态 X 的研究*

沈齐兴 郁宏

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 利用螺旋度角分布分析和推广的矩分析方法,讨论了 J/ψ 衰变过程 $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow \Delta + \pi$, 其中 \bar{p} 和 Δ 分别是反质子和自旋 - 宇称为 $(3/2)^+$ 的 Δ 重子,给出了相应于自旋 - 宇称为 $(1/2)^+, (3/2)^+$ 和 $(5/2)^+$ 的重子共振态(包括混杂重子态) X 的角分布和矩表达式. 它们可以用来确定重子共振态 X 的自旋.

关键词 J/ψ 衰变 混杂重子态 角分布 矩分析

1 引言

按照量子色动力学,除了夸克模型所预言的由正反夸克组成的介子($q\bar{q}$)和由 3 个夸克组成的重子(qqq)外,还存在一类新的强子态,它们是由 2 个或 3 个胶子组成的胶子球(gg, ggg)以及既有夸克又有胶子组成的混杂介子态($q\bar{q}g$)和混杂重子态($qqqg$). 因此,为了检验量子色动力学理论,包括 BEPC/BES(北京正负电子对撞机/北京谱仪)在内的许多实验组都把寻找和确认这些新强子态作为一项重要的实验工作.

寻找新强子态的实验工作基本上可以分成 3 个方面. 最早开展的是胶子球的寻找. 二十多年来, Mark II, Crystal Ball, Mark III, DM2, BES 以及 Crystal Barrel 等实验组已先后在 J/ψ 衰变过程和 $p\bar{p}$ 湮灭过程中发现了 $\tau/\eta(1440)$, $\theta/f_1(1710)$, $\xi(2230)$, $f_0(1500)$ 等胶子球的候选态^[1]. 虽然这些粒子的存在(除 $\xi(2230)$ 还有一些争议外)已经被确认,但是,由于新强子态和具有相同量子数的普通强子可以有混合等原因,它们的许多性质至今仍然不清楚.

寻找新强子态的第二方面的工作是寻找奇特介子态. 由于夸克模型预言的介子态不可能具有 $J^PC = 0^{-+}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$ 的自旋 - 宇称,因此具有

这些自旋 - 宇称量子数的所谓奇特介子态(包括奇特胶子球 gg 或 ggg 和奇特混杂介子态 $q\bar{q}g$)不可能和普通强子有混合,从而寻找这些奇特介子态一度成为热门的研究领域. 已经发现的可能的奇特介子的候选态有 GAMS^[2], KEK-E179^[3], VES^[4] 和 BNL-E852^[5] 等实验组在对反应 $\pi^- + p \rightarrow \pi + \eta + N$ (这里 N 代表质子 p 或中子 n) 的分波分析中以及 Crystal Barrel^[6] 实验组在对反应 $\bar{p} + n \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \eta$ 的分波分析中在 1.4 GeV 附近发现的 $\hat{\rho}(1405)$, 还有 VES^[7] 和 BNL-E852^[8] 等实验组在对反应 $\pi^- + p \rightarrow \pi + \pi + \pi + N$ 的分波分析中在 1.6 GeV 附近发现的 $\hat{\rho}(1600)$. 根据微扰 QCD 理论, J/ψ 的强子衰变过程有利于混杂介子态的产生,而格点规范理论预言,具有自旋 - 宇称 $J^PC = 1^{-+}$ 的奇特混杂介子态的质量大约是 1.2—2.5 GeV^[9]. 因此,在 BEPC/BES 上通过某些 J/ψ 衰变过程寻找奇特介子态也是验证 QCD 理论的一条重要途径^[10].

寻找新强子态的第三方面的工作是寻找混杂重子态($qqqg$). 按照口袋模型,总夸克自旋为 $\frac{1}{2}$ 的 3 个轻夸克结合一个具有 $J^P = 1^+$ 的所谓横电型胶子即可产生具有 $J^P = \left(\frac{1}{2}\right)^+, \left(\frac{3}{2}\right)^+$ 的混杂重子态 N

2002-07-03 收稿

* 国家自然科学基金(19835060, 10047003)和北京正负电子对撞机国家实验室(运行-G6502)资助

($I = \frac{1}{2}$) 和混杂重子态 Δ ($I = \frac{3}{2}$), 其中 I 代表同位旋, 而总夸克自旋为 $\frac{3}{2}$ 的 3 个轻夸克结合一个横电型胶子即可产生具有 $J^P = \left(\frac{1}{2}\right)^+, \left(\frac{3}{2}\right)^+$ 和 $\left(\frac{5}{2}\right)^+$ 的混杂重子态 N . 理论上, 包括口袋模型^[11], QCD 求和规则^[12], 通量管 (flux tube) 模型^[13] 在内的一些理论模型预言最轻的混杂重子态的质量不会超过 2GeV. 微扰 QCD 理论的简单估算也表明, 从 J/ψ 的强子衰变过程产生混杂重子态比产生普通强子态有更大的产生振幅. 所以, 在 BEPC/BES 上通过某些 J/ψ 衰变过程寻找混杂重子态也是一项有意义的工作. S. Capstick, P. K. Page 和 T. Barnes^[13] 也曾建议通过 J/ψ 的强子衰变过程

$$J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow p + P$$

(其中 p, \bar{p} 和 P 分别代表质子, 反质子和赝标介子) 和

$$J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow p + V$$

(其中 V 代表矢量介子 ρ 或 ω) 寻找混杂重子态存在的信息. 在文献 [14] 中, 利用角分布分析和推广的矩分析方法^[15] 对在过程

$$e^+ + e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow p + P$$

中产生的重子共振态 X 自旋的确定进行了讨论.

Duck 和 Umland 利用 Valon 口袋模型研究了最轻的混杂重子态到 $\Delta + \pi$ 和 $N + \pi$ (这里 N 代表核子) 的衰变^[16], 结果表明, 最轻的混杂重子态到 $\Delta + \pi$ 的衰变振幅比到 $N + \pi$ 的衰变振幅大得多. 而实验上给出的 J/ψ 到 $\bar{p}\Delta\pi$ 的分支比也比较大^[17]: $Br(J/\psi \rightarrow \bar{p} + \Delta^{++} + \pi^-) = (1.6 \pm 0.5) \times 10^{-3}$. 同时, 注意到粒子表上列出的相当多的重子共振态到 $\Delta\pi$ 有比较大的分支比. 所以本文用角分布分析和推广的矩分析方法一般地研究以下的 J/ψ 衰变过程:

$$e^+ + e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow \Delta + \pi. \quad (1)$$

这不仅有利于对重子共振态的研究, 也为寻找混杂重子态提供一种可能的新途径. 本文的讨论也同样适用于相应的 $\psi(2S)$ 衰变过程:

$$e^+ + e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow \Delta + \pi.$$

2 角分布

为了得到过程 (1) 式的角分布形式, 选择正负电子 (e^+e^-) 的质心坐标系, 并选 z 轴沿着正电子的动量方向, 反质子 \bar{p} 位于 $x-z$ 平面上. 在这个坐标系中, 过程 (1) 的 S 矩阵元可以写成

$$\begin{aligned} & \langle \bar{p}_{\lambda_{\bar{p}}} \Delta_{\lambda_{\Delta}} \pi | S - 1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle \propto \\ & \sum_{\lambda_j, \lambda_X} \langle \psi_{\lambda_j} | T_1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle \langle \bar{p}_{\lambda_{\bar{p}}} X_{\lambda_X} | T_2 | \psi_{\lambda_j} \rangle \times \\ & \langle \Delta_{\lambda_{\Delta}} \pi | T_3 | X_{\lambda_X} \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

其中衰变振幅

$$\begin{aligned} \langle \psi_{\lambda_j} | T_1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle & \propto e_{\mu}^{r'}(\mathbf{p}_j) \bar{v}_r(\mathbf{p}_+) \gamma^{\mu} u_r(\mathbf{p}_-); \\ \langle \bar{p}_{\lambda_{\bar{p}}} X_{\lambda_X} | T_2 | \psi_{\lambda_j} \rangle & \propto A_{\lambda_{\bar{p}}, \lambda_X}^{\lambda_j} D_{\lambda_j, \lambda_{\bar{p}} - \lambda_X}^{1*}(0, \theta_{\bar{p}}, 0); \\ \langle \Delta_{\lambda_{\Delta}} \pi | T_3 | X_{\lambda_X} \rangle & \propto B_{\lambda_X}^{\lambda_{\Delta}} D_{\lambda_X, \lambda_{\Delta}}^{\lambda_X}(\phi, \theta, -\phi). \end{aligned} \quad (3)$$

这里 $\lambda_j = \pm 1, \lambda_{\bar{p}} = \pm \frac{1}{2}, \lambda_{\Delta} = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$ 和 $\lambda_X = \pm \frac{1}{2}, \dots, \pm J_X$ 分别是粒子 J/ψ , 反质子 \bar{p} , Δ 重子和重子共振态 X 的螺旋度; $\mathbf{p}_j, \mathbf{p}_+$ 和 \mathbf{p}_- 分别是 J/ψ , 正电子和电子的动量; r 和 r' 分别是正电子和电子的极化指标; $e_{\mu}^r(\mathbf{p}_j)$ 是 J/ψ 粒子的极化矢量; $\theta_{\bar{p}}$ 是正电子动量 \mathbf{p}_+ 和反质子 \bar{p} 动量之间的夹角; θ 和 ϕ 是 π 介子在粒子 X 静止坐标系中的极角和方位角; $D_{\alpha, \beta, \gamma}^i$ 是通常的转动矩阵元; 而 $A_{\lambda_{\bar{p}}, \lambda_X}^{\lambda_j}$ 和 $B_{\lambda_X}^{\lambda_{\Delta}}$ 分别是过程 $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X$ 和 $X \rightarrow \Delta + \pi$ 的螺旋度振幅. 由于强相互作用的宇称守恒, 这些螺旋度振幅并不是完全独立的, 它们满足如下关系^[18]:

$$A_{\lambda_{\bar{p}}, -\lambda_X}^{\lambda_j} = \epsilon A_{\lambda_{\bar{p}}, \lambda_X}^{\lambda_j}; B_{\lambda_X}^{\lambda_{\Delta}} = \epsilon B_{\lambda_X}^{\lambda_{\Delta}}, \quad (4)$$

其中 $\epsilon = (-1)^{J_X - 1/2} P_X$, J_X 和 P_X 分别是粒子 X 的自旋和宇称. 由 (2—3) 式即可得过程 (1) 的角分布公式

$$\begin{aligned} W_{J_X}(\theta_{\bar{p}}, \theta, \phi) & \propto \sum_{\lambda_j, \lambda_{\bar{p}}, \lambda_X, \lambda_{\Delta}} I_{\lambda_j, \lambda_j} A_{\lambda_{\bar{p}}, \lambda_X}^{\lambda_j} A_{\lambda_{\bar{p}}, \lambda_X}^{\lambda_j} \times \\ & B_{\lambda_X}^{\lambda_{\Delta}} B_{\lambda_X}^{\lambda_{\Delta}} D_{\lambda_j, \lambda_{\bar{p}} - \lambda_X}^{1*}(0, \theta_{\bar{p}}, 0) D_{\lambda_j, \lambda_{\bar{p}} - \lambda_X}^1(0, \theta_{\bar{p}}, 0) \times \\ & D_{\lambda_X, \lambda_{\Delta}}^{\lambda_X}(\phi, \theta, -\phi) D_{\lambda_X, \lambda_{\Delta}}^{\lambda_X}(\phi, \theta, -\phi). \end{aligned} \quad (5)$$

其中 I_{λ_j, λ_j} 为如下的密度矩阵元:

$$\begin{aligned} I_{\lambda_j, \lambda_j} & = \frac{1}{4} \sum_{r, r'} \langle \psi_{\lambda_j} | T | e_r^+ e_{r'}^- \rangle \langle \psi_{\lambda_j} | T | e_r^+ e_{r'}^- \rangle^* \approx \\ & 2 |\mathbf{p}_+|^2 \delta_{\lambda_j, \lambda_j} \delta_{\lambda_j, \pm 1}. \end{aligned} \quad (6)$$

将 (6) 式代入 (5) 式, 利用 D 函数的性质即可求得当共振态 X 具有自旋 - 宇称 $J_X^P = \left(\frac{1}{2}\right)^+, \left(\frac{3}{2}\right)^+, \left(\frac{5}{2}\right)^+$ 时的角分布的具体形式.

我们发现, 在所有情况下角分布的形式只依赖于 X 的自旋, 而和 X 的宇称无关. 当 $J_X = \frac{1}{2}$ 时, 由于性质 (4), 对于过程 $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X$ 只有 2 个独立的螺旋

度振幅 $A_{1/2,1/2}^{1/2}$ 和 $A_{1/2,-1/2}^{1/2}$, 而对于过程 $X \rightarrow \Delta + \pi$ 只有 1 个独立的螺旋度振幅 $B_{1/2}^{1/2}$. 这时, 无论 X 的字称 P_X 是正还是负, 都有一样的角分布公式

$$W_{1/2}(\theta_p, \theta, \phi) \propto \left\{ \frac{1}{2} (3 + \cos 2\theta_p) |A_{1/2,-1/2}^{1/2}|^2 + 2 \sin^2 \theta_p |A_{1/2,1/2}^{1/2}|^2 \right\} |B_{1/2}^{1/2}|^2. \quad (7)$$

当 $J_X^p = \left(\frac{3}{2}\right)^+$ 时, 对于过程 $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X$ 有 3 个独立的螺旋度振幅 $A_{1/2,1/2}^{3/2}$, $A_{1/2,-1/2}^{3/2}$ 和 $A_{1/2,3/2}^{3/2}$, 而对于过程 $X \rightarrow \Delta + \pi$ 有 2 个独立的螺旋度振幅 $B_{1/2}^{3/2}$ 和 $B_{3/2}^{3/2}$. 因此可以得到相应的角分布公式

$$W_{3/2}(\theta_p, \theta, \phi) \propto \left\{ \frac{1}{4} \sin^2 \theta_p |A_{1/2,1/2}^{3/2}|^2 + \frac{1}{16} (3 + \cos 2\theta_p) \times |A_{1/2,-1/2}^{3/2}|^2 \right\} \left\{ (5 + 3 \cos 2\theta) |B_{1/2}^{3/2}|^2 + 6 \sin^2 \theta \times |B_{3/2}^{3/2}|^2 \right\} + \frac{1}{16} (3 + \cos 2\theta_p) |A_{1/2,3/2}^{3/2}|^2 [(5 + 3 \cos 2\theta) \times |B_{3/2}^{3/2}|^2 + 6 \sin^2 \theta |B_{1/2}^{3/2}|^2] - \frac{\sqrt{6}}{4} \sin 2\theta_p \sin 2\theta \cos \phi \operatorname{Re} \times (A_{1/2,3/2}^{3/2} A_{1/2,1/2}^{3/2}) (|B_{1/2}^{3/2}|^2 - |B_{3/2}^{3/2}|^2) - \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta_p \times \sin^2 \theta \cos 2\phi \operatorname{Re} (A_{1/2,3/2}^{3/2} A_{1/2,-1/2}^{3/2}) (|B_{1/2}^{3/2}|^2 - |B_{3/2}^{3/2}|^2). \quad (8)$$

当 $J_X^p = \left(\frac{5}{2}\right)^+$ 时, 对于过程 $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X$ 仍然有 3 个独立的螺旋度振幅, 即 $A_{1/2,1/2}^{5/2}$, $A_{1/2,-1/2}^{5/2}$ 和 $A_{1/2,3/2}^{5/2}$, 而对于过程 $X \rightarrow \Delta + \pi$ 仍然有 2 个独立的螺旋度振幅, 即 $B_{1/2}^{5/2}$ 和 $B_{3/2}^{5/2}$. 可以得到 $J_X^p = \left(\frac{5}{2}\right)^+$ 时的角分布公式

$$W_{5/2}(\theta_p, \theta, \phi) \propto \left\{ \frac{1}{16} \sin^2 \theta_p |A_{1/2,1/2}^{5/2}|^2 + \frac{1}{64} (3 + \cos 2\theta_p) \times |A_{1/2,-1/2}^{5/2}|^2 \right\} \left\{ [12 \cos 2\theta + 5(3 + \cos 4\theta)] |B_{1/2}^{5/2}|^2 + 2(17 + 15 \cos 2\theta) \sin^2 \theta |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right\} + \frac{1}{256} (3 + \cos 2\theta_p) \times |A_{1/2,3/2}^{5/2}|^2 \left\{ (55 + 28 \cos 2\theta + 45 \cos 4\theta) |B_{3/2}^{5/2}|^2 + 8(17 + 15 \cos 2\theta) \sin^2 \theta |B_{1/2}^{5/2}|^2 \right\} - \frac{1}{16} \sin 2\theta_p \sin 2\theta \cos \phi \operatorname{Re} (A_{1/2,3/2}^{5/2} \times A_{1/2,1/2}^{5/2}) [2(3 + 5 \cos 2\theta) |B_{1/2}^{5/2}|^2 - (1 + 15 \cos 2\theta) \times |B_{3/2}^{5/2}|^2] + \frac{\sqrt{2}}{16} \sin^2 \theta \sin^2 \theta_p \cos 2\phi \operatorname{Re} (A_{1/2,3/2}^{5/2} A_{1/2,-1/2}^{5/2}) \times [3 \times (3 + 5 \cos 2\theta) |B_{3/2}^{5/2}|^2 - 2(7 + 5 \cos 2\theta) |B_{1/2}^{5/2}|^2]. \quad (9)$$

3 矩分析

过程(1)的矩定义为

$$M(j, L, M) = \int d\theta_p \sin \theta_p d\theta \sin \theta d\phi W_{j_X}(\theta_p, \theta, \phi) \times \left\{ D_{0,-M}^{j,0}(0, \theta_p, 0) D_{M,0}^{L,0}(\phi, \theta, -\phi) + D_{0,-M}^{j,0}(0, \theta_p, 0) D_{M,0}^{L,0}(\phi, \theta, -\phi) \right\}, \quad (10)$$

将角分布公式(5)代入(10)式, 并利用 D 函数的有关性质, 可以得到如下的矩表达式:

$$M(j, L, M) \propto \sum_{\lambda_p, \lambda_X, \lambda_X', \lambda_\Delta} A_{\lambda_p, \lambda_X}^{j, \lambda_X'} A_{\lambda_p, \lambda_X}^{j, \lambda_X'} \times |B_{\lambda_\Delta}^{j, \lambda_X}|^2 \langle 1 \lambda_j j 0 | 1 \lambda_j \rangle \left\{ \langle 1(\lambda_p - \lambda_X') j(-M) | 1(\lambda_p - \lambda_X) \rangle \langle J_X \lambda_X' LM | J_X \lambda_X \rangle + \langle 1(\lambda_p - \lambda_X) j(-M) | 1(\lambda_p - \lambda_X') \rangle \times \langle J_X \lambda_X LM | J_X \lambda_X' \rangle \right\} \langle J_X \lambda_\Delta L 0 | J_X \lambda_\Delta \rangle. \quad (11)$$

其中 $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | jm \rangle$ 代表 Clebsch-Gordan 系数.

从(11)式出发, 对于具有不同自旋 - 宇称 $J_X^p = \left(\frac{1}{2}\right)^+, \left(\frac{3}{2}\right)^+, \left(\frac{5}{2}\right)^+$ 的重子共振态 X 可以得到相应的矩表达式. 由于过程(1)的角分布只依赖于 X 的自旋, 不依赖 X 的字称, 所以矩表达式同样只依赖于 X 的自旋, 不依赖 X 的字称. 对于 $J_X^p = \left(\frac{1}{2}\right)^+$, 仅有如下 2 个 $L = M = 0$ 的非零矩:

$$M(0, 0, 0) \propto 16 \left\{ |A_{1/2,-1/2}^{1/2}|^2 + |A_{1/2,1/2}^{1/2}|^2 \right\} |B_{1/2}^{1/2}|^2, \\ M(2, 0, 0) \propto \frac{8}{5} \left\{ |A_{1/2,-1/2}^{1/2}|^2 - 2 |A_{1/2,1/2}^{1/2}|^2 \right\} |B_{1/2}^{1/2}|^2. \quad (12)$$

对于 $J_X^p = \left(\frac{3}{2}\right)^+$, 总共有 6 个非零矩, 其中 $L = 0$ 的 2 个, $L = 2$ 的 4 个:

$$M(0, 0, 0) \propto 16 \left\{ |A_{1/2,-1/2}^{3/2}|^2 + |A_{1/2,1/2}^{3/2}|^2 + |A_{1/2,3/2}^{3/2}|^2 \right\} (|B_{1/2}^{3/2}|^2 + |B_{3/2}^{3/2}|^2), \\ M(0, 2, 0) \propto \frac{16}{5} \left\{ |A_{1/2,-1/2}^{3/2}|^2 + |A_{1/2,1/2}^{3/2}|^2 - |A_{1/2,3/2}^{3/2}|^2 \right\} (|B_{1/2}^{3/2}|^2 - |B_{3/2}^{3/2}|^2), \\ M(2, 0, 0) \propto \frac{8}{5} \left\{ |A_{1/2,-1/2}^{3/2}|^2 - 2 |A_{1/2,1/2}^{3/2}|^2 + |A_{1/2,3/2}^{3/2}|^2 \right\} (|B_{1/2}^{3/2}|^2 + |B_{3/2}^{3/2}|^2), \\ M(2, 2, 0) \propto \frac{8}{25} \left\{ |A_{1/2,-1/2}^{3/2}|^2 - 2 |A_{1/2,1/2}^{3/2}|^2 - |A_{1/2,3/2}^{3/2}|^2 \right\} (|B_{1/2}^{3/2}|^2 - |B_{3/2}^{3/2}|^2),$$

$$M(2, 2, \pm 1) \propto -\frac{8}{25}\sqrt{6} \operatorname{Re} \left\{ A_{1/2, 3/2}^{3/2} A_{1/2, 1/2}^{3/2*} \right\} \left(|B_{1/2}^{3/2}|^2 - |B_{3/2}^{3/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 2, \pm 2) \propto -\frac{16}{25}\sqrt{3} \operatorname{Re} \left\{ A_{1/2, 3/2}^{3/2} A_{1/2, -1/2}^{3/2*} \right\} \left(|B_{1/2}^{3/2}|^2 - |B_{3/2}^{3/2}|^2 \right). \quad (13)$$

对于 $J_x^p = \left(\frac{5}{2}\right)^+$, 总共存在 10 个非零矩, 其中 $L=0$ 的 2 个, $L=2$ 的 4 个以及 $L=4$ 的 4 个:

$$M(0, 0, 0) \propto 16 \left\{ |A_{1/2, -1/2}^{5/2}|^2 + |A_{1/2, 1/2}^{5/2}|^2 + |A_{1/2, 3/2}^{5/2}|^2 \right\} \left(|B_{1/2}^{5/2}|^2 + |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(0, 2, 0) \propto \frac{8}{35} \left\{ 4 |A_{1/2, -1/2}^{5/2}|^2 + 4 |A_{1/2, 1/2}^{5/2}|^2 + |A_{1/2, 3/2}^{5/2}|^2 \right\} \left(4 |B_{1/2}^{5/2}|^2 + |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(0, 4, 0) \propto \frac{8}{21} \left\{ 2 |A_{1/2, -1/2}^{5/2}|^2 + 2 |A_{1/2, 1/2}^{5/2}|^2 - 3 |A_{1/2, 3/2}^{5/2}|^2 \right\} \left(2 |B_{1/2}^{5/2}|^2 - 3 |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 0, 0) \propto \frac{8}{5} \left\{ |A_{1/2, -1/2}^{5/2}|^2 - 2 |A_{1/2, 1/2}^{5/2}|^2 + |A_{1/2, 3/2}^{5/2}|^2 \right\} \left(|B_{1/2}^{5/2}|^2 + |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 2, 0) \propto \frac{4}{175} \left\{ 4 |A_{1/2, -1/2}^{5/2}|^2 - 8 |A_{1/2, 1/2}^{5/2}|^2 + |A_{1/2, 3/2}^{5/2}|^2 \right\} \left(4 |B_{1/2}^{5/2}|^2 + |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 4, 0) \propto \frac{4}{105} \left\{ 2 |A_{1/2, -1/2}^{5/2}|^2 - 4 |A_{1/2, 1/2}^{5/2}|^2 + 3 |A_{1/2, 3/2}^{5/2}|^2 \right\} \left(2 |B_{1/2}^{5/2}|^2 - 3 |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 2, \pm 1) \propto -\frac{24}{175} \operatorname{Re} \left\{ A_{1/2, 3/2}^{5/2} A_{1/2, 1/2}^{5/2*} \right\} \left(4 |B_{1/2}^{5/2}|^2 + |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 2, \pm 2) \propto -\frac{36}{175}\sqrt{2} \operatorname{Re} \left\{ A_{1/2, 3/2}^{5/2} A_{1/2, -1/2}^{5/2*} \right\} \left(4 |B_{1/2}^{5/2}|^2 + |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 4, \pm 1) \propto -\frac{4}{7}\sqrt{\frac{2}{15}} \operatorname{Re} \left\{ A_{1/2, 3/2}^{5/2} A_{1/2, 1/2}^{5/2*} \right\} \left(2 |B_{1/2}^{5/2}|^2 - 3 |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right),$$

$$M(2, 4, \pm 2) \propto -\frac{4}{7}\sqrt{\frac{2}{15}} \operatorname{Re} \left\{ A_{1/2, 3/2}^{5/2} A_{1/2, -1/2}^{5/2*} \right\} \times \left(2 |B_{1/2}^{5/2}|^2 - 3 |B_{3/2}^{5/2}|^2 \right). \quad (14)$$

4 讨论

本文利用螺旋度形式的角分布分析和推广的矩分析方法讨论了 J/ψ 衰变过程(1), 对具有不同自旋-宇称重子共振态 X , 给出了过程(1)的角分布和矩表达式. 这些公式对于在 BEPC/BES 上研究混杂重子态和普通重子态的性质都是有用的. 例如, 从(7—9)式看到, $J_x = \frac{1}{2}$ 的角分布只依赖于角度 θ_p , 而与 θ 和 ϕ 无关; $J_x = \frac{3}{2}$ 的角分布不仅依赖于角度 θ_p , 也依赖于 θ 和 ϕ , 但对 $\cos\theta$ 依赖的最高幂次是 $\cos^2\theta$; 对 $J_x = \frac{5}{2}$ 的角分布同样既依赖于 θ_p , 也依赖于 θ 和 ϕ , 但对 $\cos\theta$ 依赖的最高幂次是 $\cos^4\theta$. 这些性质可以被用来确定这些重子态的自旋或者排除某些可能的自旋态. 从矩表达式(14—16)可以看到, 对于 $J_x = \frac{1}{2}$, 矩 $M(0, 2, 0)$ 严格等于零, 而对于 $J_x = \frac{5}{2}$, 矩 $M(0, 2, 0)$ 总是大于零, 而对于 $J_x = \frac{3}{2}$, 矩 $M(0, 2, 0)$ 既可以大于零, 也可以小于零或者等于零. 因此, 如果实验上矩 $M(0, 2, 0)$ 的测量值大于零, 则可以排除这个重子共振态的自旋为 $\frac{1}{2}$; 如果实验上矩 $M(0, 2, 0)$ 的测量值等于零, 则可以排除这个重子共振态的自旋为 $\frac{5}{2}$; 如果实验上矩 $M(0, 2, 0)$ 的测量值小于零, 则可以排除这个重子共振态的自旋为 $\frac{1}{2}$ 和 $\frac{5}{2}$, 即只能是 $J_x = \frac{3}{2}$. 另外, 也可以测量一些矩的组合, 例如

$$S = M(0, 0, 0) - 5M(0, 2, 0) - 10M(2, 0, 0) + 50M(2, 2, 0). \quad (15)$$

因为从矩表达式(14—16)可以知道, 对于 $J_x = \frac{1}{2}$ 和 $J_x = \frac{3}{2}$, S 总是大于零的, 而对于 $J_x = \frac{5}{2}$, S 可以大于零, 也可以等于零或者小于零. 所以如果实验上 S 的测量值等于零或者小于零, 则这个重子共振态的自旋一定是 $\frac{5}{2}$.

参考文献 (References)

- 1 Scharre D L et al. Phys. Lett., 1980, **B97**:329; Edwards C et al. Phys. Rev. Lett., 1980, **48**:458; Edwards C et al. Phys. Rev. Lett., 1982, **49**:259; Toki W. SLAC-PUB-3730(1985); Baltrusaitis R M et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **56**:107; BAI Z et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**:2507; Baltrusaitis R M et al. Phys. Rev., 1987, **D35**:2077; Augustin J E et al. Phys. Rev., 1990, **D42**:10; Phys. Rev. Lett., 1988, **60**:2238; ZHENG Zhi-Peng. XVI Inter. Symp. on Lepton-Photon Interaction, Cornel. 1993; BAI J Z et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:3502; 1996, **77**:3959; Anisovich V et al. Phys. Lett., 1994, **B323**:233; 1994, **B340**:259; 1995, **B353**:571; 1995, **B355**:425
- 2 Alde D et al. Phys. Lett., 1988, **B205**:397
- 3 Aoyagi H et al. Phys. Lett., 1993, **B314**:246
- 4 Beladidze G M et al. Phys. Lett., 1993, **B313**:276
- 5 Thompson D R et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**:1630
- 6 Abele A et al. Phys. Lett., 1998, **B423**:175
- 7 Gouz Yu P et al. (VES Collaboration). In: Sanford J R Ed. Proc. of the 26th ICHEP. DALLAS, 1992. 572
- 8 Weygand D P, Ostrovidov A I (F582 Collaboration). Proc. of HADRON'97. BNL, 1997
- 9 Jaffe R, Johnson K. Phys. Lett., 1976, **B60**:201; Barnes T et al. Nucl. Phys., 1983, **B224**:241; Isgur N et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **53**:67; Lacock et al. Phys. Lett., 1997, **B401**:308
- 10 YU Hong, SHEN Qi-Xing. Chin. Phys. Lett., 1999, **16**:484; SHEN Qi-Xing, CHAO Ming, YU Hong. Commun. Theor. Phys., 1999, **31**:429; SHEN Qi-Xing, YU Hong, LI De-Min. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2000, **24**:908 (in Chinese) (沈齐兴, 郝宏, 李德民. 高能物理与核物理, 2000, **24**:908); LI De-Min, YU Hong, SHEN Qi-Xing. Commun. Theor. Phys., 2001, **35**:44
- 11 Chanowitz M, Sharp S R. Nucl. Phys., 1983, **B222**:211; Barnes T, Close F E. Phys. Lett., 1983, **B123**:89; 1983, **B128**:277; Golowich E, Haqq E, Karl G. Phys. Rev., 1983, **D28**:160; (E) 1986, **D33**:859; Carlson C E, Hansson T H. Phys. Lett., 1983, **B128**:95
- 12 Martynenko A P, Sov. J. Nucl. Phys., 1991, **54**:488; Kisslinger L S, Li Z. Phys. Rev., 1995, **D51**:R5986
- 13 Page P R. nucl-th/0004053; Capstick S, Page P R. Phys. Rev., 1999, **D60**:111501; Page P R. Fizika, 1999, **B8**:363; Barnes T. nucl-th/0009011
- 14 SHEN Qi-Xing, YU Hong, LI De-Min. Commun. Theor. Phys., 2002, **37**:189
- 15 SHEN Qi-Xing, YU Hong. Phys. Rev., 1995, **D52**:2825
- 16 Barnes T. nucl-th/0009011; Duck I, Umland. Phys. Lett., 1983, **B128**:221
- 17 Groom D E et al. (Particle Data Group) Eur. Phys. J., 2000, **C15**:1
- 18 Jacob M, Wick G C. Ann. Phys., N. Y. 1959, **7**:404

Study on the Baryon State X Produced in the Process $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow \Delta + \pi^*$

SHEN Qi-Xing YU Hong

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract The existence of the new class of hadronic states, glueball, hybrid mesons and hybrid baryons, is one of the important prediction of the QCD. It is an excited and attractive research project to search for and identify these non- $q\bar{q}$ meson and non- qqq baryon states. The theoretical expectations on the mass spectrum of hybrid baryons have been carried out in the bag model, QCD sum rules and flux tube model. We might expect that J/ψ hadronic decay processes are the good place to study hybrid baryons. The J/ψ decay process $J/\psi \rightarrow \bar{p} + X, X \rightarrow \Delta + \pi$, where \bar{p} and Δ are the antiproton and Δ baryon with spin-parity $(3/2)^+$, respectively, are studied in terms of the angular distribution and the generalized moment analysis methods. Precise angular distribution and moment representation of baryon resonance (including the hybrid baryon) X with spin-parity $(1/2)^+$, $(3/2)^+$, and $(5/2)^+$ are obtained. They can be used to identify the spin of the baryon resonance state X.

Key words J/ψ decay, hybrid baryon, angular distribution, moment analysis