第15卷 第9期 高能物理与核物理 Vol. 15, No. 9
1991年9月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Sept., 1991

快报

J/ψ 强子衰变和 1^{-+} 奇特态*

郁 宏 沈齐兴
(中国科学院高能物理研究所，北京 100039)

摘 要

本文从推广的矩分析出发，给出了在 J/ψ 强子衰变过程中区分 1^{-+} 奇特态和 1^{++} 普通介子的若干关系式.

夸克模型对于强子分类的预言取得了很大的成功[1]. 在夸克模型中，正、反夸克 $(q\bar{q})$ 构成通常的介子，它们的量子数 J^{PC} 见表 1.

表 1 正反夸克组成系统的量子数 J^{PC}

L	$S=0$	$S=1$
0	0^{-+}	1^{--}
1	1^{+-}	0^{++}, 1^{++}, 2^{++}
2	2^{-+}	1^{--}, 2^{--}, 3^{--}
3	3^{+-}	2^{++}, 3^{++}, 4^{++}
⋮	⋮	⋮

$[P=(-1)^{L+1},\ C=(-1)^{L+S}]$

由上表显然可见:

(1) 没有电荷 $|Q|=2$ 以及奇异数为 ± 2 的介子.

(2) 没有量子数 $J^{PC}=0^{--}$、0^{+-}、1^{-+}、2^{+-} 和 3^{-+} 等等的介子.

这些在夸克模型的 $(q\bar{q})$ 介子谱中不可能存在的至今在实验上也未肯定观测到的介子态分别称为第一类和第二类奇特态.

夸克模型和量子色动力学预言，除了 $(q\bar{q})$ 普通介子之外，还应存在 $q^2\bar{q}^2$ 介子、胶子球以及 $(q\bar{q}g)$ 混合态等等[2]. 特别是胶子球和混合态，它们的发现将对量子色动力学以直接和强有力的支持. 我们知道，$\iota/\eta(1440)$ 和 $\theta/f_2(1720)$ 是公认的 0^{-+} 和 2^{++} 胶子球的候选者[3]，$G(1590)$ 也被认为可能是一个 0^{++} 胶子球[4]. 由于在 1—2.5 GeV 质量区域内存在大量的介子态，而 ι、θ 和 G 又具有普通介子的量子数，因此要完全确定它们是胶子球而不是普通介子这是相当困难的. 因为它们很可能和普通介子相混合[5]，根本不是纯胶子球. 非奇特的 $q^2\bar{q}^2$ 介子和 $q\bar{q}g$ 混合态亦然，它们和普通介子以及胶子球在质量上可以重迭，并且也可能彼此混合[3]. 所以相比而言，由于奇特态不会和普通介子

本文 1990 年 12 月 17 日收到.
* 国家自然科学基金资助.

(数量最多)相混淆,因而寻找它们可能会相对容易些.

在胶子球的非相对论位势模型中[6],胶子为自旋等于1的有质量的粒子,这种动力学质量来自于强胶子束缚力. 在这个模型中,由二个胶子组成的胶子球的量子数 J^{PC} 见表2. 从表2可见,这里可以容纳如 1^{-+},3^{-+} 这样的双胶子奇特胶子球 (oddball).

表2 由二个胶子组成的胶子球的量子数 J^{PC}

L	$S=0$	$S=1$	$S=2$
0	0^{++}		2^{++}
1		0^{-+}, 1^{-+}, 2^{-+}	
2	2^{++}		0^{++}, 1^{++}, 2^{++}, 3^{++}, 4^{++}
3		2^{-+}, 3^{-+}, 4^{-+}	
⋮	⋮		⋮

[$P=(-1)^L$, $C=(-1)^{L+S}$, $L+S=$ 偶]

在 MIT 口袋模型中,双胶子胶子球基态只有 $J^{PC}=0^{++}$ 和 2^{++} 态,自旋为1的态被玻色统计所禁戒; 第一轨道激发态在去掉假态之后只有 $J^{PC}=0^{-+}$ 和 2^{-+} 态,没有 1^{-+},3^{-+} 这样的奇特态,但却可以容纳 $q\bar{q}g$ 奇特混合态[7].

至于 $q^2\bar{q}^2$ 介子,可以有电荷 $|Q|=2$,奇异数等于±2的第一类奇特态存在,同时也存在第二类奇特态(激发态). 就第二类奇特态而言,如何区分 $q^2\bar{q}^2$ 介子和含胶子的 (gg)、(ggg) 胶子球以及 ($q\bar{q}g$) 混合态,我们将作专门的讨论.

迄今为止,实验上已有一些迹象表明第二类奇特态的存在. 例如在 $J/\psi\to\omega K\bar{K}\pi$ 中看到了质量和宽度如 $E/f_1(1420)$ 的共振态,但是在 $J/\psi\to\phi K\bar{K}\pi$ 中却没有看到这个态的信号[8],文献[9]提出假设,认为这个共振态可能是一个 $J^{PC}=1^{-+}$ 的奇特 ($q\bar{q}g$) 混合态. 文献[10]认为,在反应 $\pi^-p\to\eta\pi^0n$ 中看到的 $\eta\pi^0$ 共振态可能是 $J^{PC}=1^{-+}$ 的四夸克态或者混合态,并且建议从 $\eta\pi$ 和 $\eta'\pi$ 衰变模式的强度比来区分这二种可能性. 另外在 $\gamma\gamma^*\to K\bar{K}\pi$ 反应中观测到的 1425 MeV 的窄态具有 $J^C=1^+$[11], 它和 $J/\psi\to\omega K\bar{K}\pi$ 中看到的质量和宽度如 E/f_1 (1420) 的共振态是同一个态吗? 在 K^-P 散射中产生的 $J^{PC}=1^{++}$ 的 f_1 (1510) 态的确认[12]使文献[9]的作者相信这二个态是同一个 $J^{PC}=1^{-+}$ 的奇特混合态.

本文将从推广的矩分析出发[13]给出在 J/ψ 强子衰变中辨认 1^{-+} 奇特态和 1^{++} 普通介子态 $E/f_1(1420)$ 的选择规则.

对于过程 $e^+e^-\to J/\psi\to V+B$, $V\to P_1P_2$ 或 $P_1P_2P_3$, $B\to P_4P_5P_6$ (其中V为矢量介子,B是衰变为三个赝标介子的玻色共振态),我们有角分布 $W_J(\theta_V,\theta,\phi,\theta_1,\phi_1)$ 和矩的矢量介子角分布 $H_J(\theta_V,LMlm)$ 如下

$$W_J(\theta_V,\theta,\phi,\theta_1,\phi_1)\sim\sum_{\lambda_V\lambda'_V\Lambda\Lambda'}I_{\lambda_J\lambda'_J}(\theta_V)A^J_{\lambda_V\Lambda}A^J_{\lambda'_V\Lambda'}\sum_{\mu}D^{J*}_{-\Lambda,\mu}(\phi,\theta,0)$$

$$\cdot D^J_{-\Lambda',\mu}(\phi,\theta,0)|R_\mu|^2\cdot D^{1*}_{\lambda_V,0}(\phi_1,\theta_1,0)D^1_{\lambda'_V,0}(\phi_1,\theta_1,0) \tag{1}$$

$$H_J(\theta_V,LMlm)=\int W_J(\theta_V,\theta,\phi,\theta_1,\phi_1)D^L_{M,0}(\phi,\theta,0)$$

$$\cdot D^l_{m0}(\phi_1,\theta_1,0)\sin\theta d\theta d\phi\sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1 \tag{2}$$

相应的矩为

$$M_J(LMlm) = \int H_J(\theta_V, LMlm) \sin\theta_V d\theta_V, \tag{3}$$

其中 J 是玻色共振态 B 的自旋；λ_J、λ_V 和 Λ 是 J/ψ、V和 B 的螺旋度；$A^J_{\lambda_V,\Lambda}$ 是过程 $J/\psi \to V + B$ 的螺旋度振幅，$I_{\lambda_J,\lambda'_J}(\theta_V) = \frac{1}{4}\sum_{r,r'}\langle\psi_{\lambda_J}|T|e^+_r e^-_{r'}\rangle \cdot \langle\psi_{\lambda'_J}|T|e^+_r e^-_{r'}\rangle^*$；$\theta_V$ 是 J/ψ 静止系中入射正电子束和出射矢量介子方向之间的夹角；(θ,ϕ) 和 (θ_1,ϕ_1) 分别描写 B 静止系中 B 的衰变平面法线方向和 V 静止系中 P_1 的动量方向（对 V 的二体衰变）或 V 的衰变平面法线方向（对 V 的三体衰变）。我们选取坐标系的 z 轴为矢量介子 V 的运动方向，e^+、e^- 束流在 $x-z$ 平面内。R_μ 为衰变参数。对应玻色共振态 B 的不同量子数 J^P，独立衰变参数 R_μ 的个数及 μ 的取值见表 3。

表 3　不同 J^P 态的独立衰变参数的数目

J^P	μ	独立衰变参数的数目
0^-	0	1
1^-	0	1
1^+	1, -1	2
2^+	1, -1	2
2^-	2, 0, -2	3
⋮	⋮	⋮

对 $J^P = 1^+$ 和 1^-，我们分别有 17 个独立、非零、实的 $H_{1^\pm}(\theta_V, LMlm)$ 和 11 个独立、非零、实的 $M_{1^\pm}(LMlm)$。当 $P = +$时，由于 $\varepsilon = P(-1)^J = -$，所以螺旋度振幅 $A^1_{00} = 0$。我们推导出以下关系式

$$2H_{1^P}(\theta_V, 0022) - 5H_{1^P}(\theta_V, 2022) = \begin{cases} 0 & P = - \\ \approx \frac{3\sqrt{6}}{5}\sin^2\theta_V[|R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2] & P = +, \end{cases} \tag{4}$$

$$-\frac{5}{\sqrt{3}}H_{1^P}(\theta_V, 2100) + \frac{25}{2\sqrt{3}}H_{1^P}(\theta_V, 2120) \pm \frac{25}{2\sqrt{2}}H_{1^P}(\theta_V, 212-2) = \begin{cases} \begin{cases} 0 \\ \approx 3\sqrt{2}\, x \sin 2\theta_V |R_0|^2, \end{cases} & P = - \\ \begin{cases} \approx -\frac{3}{\sqrt{2}}x\sin 2\theta_V[|R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2] \\ 0, \end{cases} & P = + \end{cases} \tag{5}$$

$$H_{1^P}(\theta_V, 0000) + 5H_{1^P}(\theta_V, 0020) - 10H_{1^P}(\theta_V, 2000) - 50H_{1^P}(\theta_V, 2020) = \begin{cases} \approx 18[z'^2(1+\cos^2\theta_V) - z^2\sin^2\theta_V]|R_0|^2, & P = - \\ 0, & P = + \end{cases} \tag{6}$$

$$2M_{1^P}(0022) - 5M_{1^P}(2022)$$

$$= \begin{cases} 0 & P = - \\ \approx \dfrac{4\sqrt{6}}{5}\left[|R_{+1}|^2 + |R_{-1}|^2\right] & P = + \end{cases} \tag{7}$$

$$M_1^P(0000) + 5M_1^P(0020) - 10M_1^P(2000)$$
$$- 50M_1^P(2020) = \begin{cases} \approx 48(z'^2 - z^2/2)|R_0|^2, & P = - \\ 0, & P = + \end{cases} \tag{8}$$

其中 x、z 和 z' 为螺旋度振幅之比,定义见文献[13]。显然,以上关系式对于确定 B 为 1^{-+} 还是 1^{++} 态相当有用,利用式(4)—(8),在对过程 $e^+e^- \to J/\psi \to V + B$, $V \to P_1P_2$ 或 $P_1P_2P_3$, $B \to P_4P_5P_6$ 的角分布作出处理之后,在 BEPC 和 BES 累积到 1 千万 J/ψ 事例之后,应该能够对此过程中产生的玻色共振态 B 是否是一个奇特态作出判断。

参 考 文 献

[1] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.*, **8**(1964), 214;
M. Gell-Mann and Y. Neeman, "The eightfold way", Benjamin, New York.

[2] R. Jaffe and K. Johnson, *Phys. Lett.*, **60B**(1976), 201;
R. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 267 and 281;
D. Horn and J. Mandula, *Phys. Rev.*, **D17**(1982), 898.

[3] L. Köpke and N. Wermes, *Phys. Rep.*, **174**(1989), 67.

[4] F. Binon et al., *Nuovo Cim.*, **78A**(1983), 313;
D. Alde et al., *Nucl. Phys.*, **B269**(1986), 485;
S. S. Gershtein et al., *Z. Phys.*, **C24**(1984), 305.

[5] J. L. Rosner, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 1101;
郁宏,高能物理与核物理,**12**(1988),754;
F. Caruso and E. Predazzi, *Z. Phys.*, **C33**(1987), 569.

[6] J. M. Cornwall and A. Soni, *Phys. Lett.*, **120B**(1983), 431.

[7] M. Chanowitz and S. Sharpe, *Nucl. Phys.*, **B222**(1983), 211.

[8] J. Becker et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 186.

[9] M. Chanowitz, Proc. of the CCAST (World Lab.) Symposium/Workshop on Charm Physics, June 4—16, 1987, Beijing, China; *Phys. Lett.*, **B187**(1987), 409.

[10] F. E. Close and H. J. Lipkin, *Phys. Lett.*, **B196**(1987), 245.

[11] H. Aihara et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2500; G. Gidal et al., Proc. XXIII inter. conf. on H. E. P. (Berkeley, July 1986).

[12] D. Aston et al., *Phys. Lett.*, **201B**(1988), 573.

[13] Yu Hong, "The generalized moment analysis and spin-parity analysis for boson resonances" Proc. XXV intern. conf. on H. E. P. (Singapore, August 1990) to be published.

J/ψ Hadronic Decay and 1^{-+} Exotic States

Yu Hong Shen Qixing

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

Abstract

In this paper we give some relations for discriminating 1^{-+} exotic states and 1^{++} ordinary mesons in J/Ψ hadronic decays by using the generalized moment analysis.