第23卷 第10期　　高能物理与核物理　　Vol.23, No.10
1999 年10月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Oct., 1999

在 J/ψ衰变过程 J/ψ→ρρπ中寻找 1^{-+}奇特态*

沈齐兴[1)]　郁　宏
(中国科学院高能物理研究所　北京　100039)

摘要　利用推广的矩分析和双态耦合处理方法,给出了双态耦合情况下 J/ψ衰变过程 J/ψ→ρρπ 的矩表达式,为在 J/ψ 衰变过程中寻找并确定 1^{-+} 奇特态的性质提供了一种可能的途径.

关键词　J/ψ 衰变　矩分析　奇特态

1　引言

QCD 理论预言了非 $q\bar{q}$ 介子态——胶子球(gg, ggg)、混杂态($q\bar{q}g$, qqqg)、4 夸克态($qq\bar{q}\bar{q}$)的存在. 二十多年来,为了寻找和确认这些非 $q\bar{q}$ 介子态而进行的实验和理论上的探索取得了很大的进展. 在 J/ψ 辐射衰变过程中发现的ξ(2230)[1], $f_J(1710)$[2]和在 $p\bar{p}$ 湮没过程中发现的 $f_0(1500)$[3]是目前最有希望的 2^{++} 和 0^{++} 胶子球候选态. 但是,非 $q\bar{q}$ 态一般地总要和具有相同量子数的普通 $q\bar{q}$ 介子混合,从而增加了确认它们的困难.

奇特态具有 $q\bar{q}$ 介子不可能具有的自旋-宇称量子数 J^{PC}(例如, 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+} 态等),所以它们不可能和 $q\bar{q}$ 介子混合,从而有可能比较容易地确认它们. 因此,奇特态的寻找和确认是验证 QCD 理论的另一条重要途径.

根据微扰 QCD 估计,电荷共轭宇称 $C=+$ 的胶子球能在 J/ψ辐射衰变过程中丰富地产生. 可是,格点规范理论的计算表明,电荷共轭宇称为正的奇特胶子球中最轻的是 1^{-+} 胶子球,但其质量也大于 J/ψ的质量[4]. 因此,如果我们相信格点规范理论的计算结果,那么, 1^{-+} 胶子球将不可能在 J/ψ的衰变过程中产生.

微扰 QCD 计算也预言,J/ψ强子衰变过程有利于混杂态的产生,而且多种理论模型的计算表明,奇特混杂态的质量小于 2.2GeV[5]. 因此,只要有足够的 J/ψ 事例数,在 BEPC/BES 上寻找 $J^{PC}=1^{-+}$ 的奇特态是有可能的.

1998-07-24收稿
* 国家自然科学基金和中国科学院基金资助LWTZ-1298
1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员

954—960

实验上，GAMS[6]组首先发现了存在 1^{-+} 奇特态 M(1405)（或称$\pi_1(1405)$，$\hat{\rho}^0(1405)$）的证据．他们对反应$\pi^- p\to\pi^0\eta n$的$\pi^0\eta$系统作了分波分析，发现在 1.4GeV 附近的能区内，除了重要的 D波态（即 2^{++}的 $a_2(1320)$）外，还存在一个 P波态（即 1^{-+}的 $\hat{\rho}^0(1405)$）．几年后，KEK 的 E179 组[7]对反应$\pi^- p\to\pi^-\eta p$进行了研究，$\pi^-\eta$ 系统的分波分析结果表明，除了 $a_2(1320)$外，还存在一个 $m=(1323.1\pm4.6)$MeV，$\Gamma=(143.2\pm12.5)$MeV 的 1^{-+}态（$\hat{\rho}^-$）．不久前，BNL 的 E852 组[8]从反应$\pi^- p\to\pi^-\eta p$的角分布中，发现了很大的不对称性，表明 2^{++}的 $a_2(1320)$和 1^{-+}的 $\hat{\rho}^-$之间存在很强的干涉效应，他们的分析结果给出，1^{-+}态$\hat{\rho}$的质量和宽度分别为 $m=(1370\pm16^{+50}_{-30})$MeV，$\Gamma=(385\pm40^{+65}_{-105})$MeV，基本上证实了 KEK 的结论．此外，VES 实验组也声称在过程$\pi^- N\to\pi^-\eta' N$中看到了存在 1^{-+}态的证据[9]．大部分的实验组认为，被发现的 1^{-+}态很可能是一个奇特混杂态．

上面的实验结果表明，$\pi\eta$ 和 $\pi\eta'$ 是 1^{-+} 奇特混杂态重要的衰变道．但是，许多理论模型，例如 QCD 求和规则[10]，通量管（flux tube）模型[11]和包含组元胶子的推广的夸克模型[12]都预言，1^{-+}奇特混杂态到$\pi\eta$和$\pi\eta'$的衰变会被压低．文献 [13] 用模型无关的方法证明了，1^{-+}混杂态衰变到$\pi\eta$和$\pi\eta'$都是 OZI 压低的，而对$\pi\eta$衰变道还有正比于 SU(3) 破坏的进一步的压低因子（$\approx\sin\theta$，θ为η和η'的混合角），而对$\rho\pi$道没有压低．因此，$\rho\pi$衰变道应该是证实 1^{-+}奇特态的一个很有希望的衰变道．因为ρ介子和π介子的 G宇称分别为 $+1$ 和 -1，由 G 宇称守恒可以得到，这个 1^{-+}奇特态的同位旋 $I=$ 奇数，所以它不可能是一个奇特胶子球态．

我们注意到过程 $J/\psi\to\rho+a_2(1320)$的分支比相当大，为$(1.09\pm0.22)\%$，而且 $a_2(1320)$的主要衰变道是 $\rho\pi$（其分支比为$(70.1\pm2.7)\%$）[16]．如果在 $a_2(1320)$这个共振峰（宽度为(107 ± 5)MeV）中隐藏有一个奇特态$\hat{\rho}(1^{-+})$，那么，对 BES 数据进行分析将是很有兴趣的．

本文将利用推广的矩分析[14]和双态耦合处理方法[15]，给出双态耦合情况下 J/ψ 衰变过程 $J/\psi\to\rho\rho\pi$ 的矩表达式，为在 J/ψ 衰变过程中寻找并确定 1^{-+}奇特态的性质提供有用的判据．

2　矩分析

考虑过程

$$e^+ + e^- \to J/\psi\to V+X,\quad X\to\rho+\pi \tag{1}$$

其中 V 代表矢量介子；$X=X_1(a_2(1320))+X_2(\hat{\rho}(1^{-+}))$表示 2^{++}态 $a_2(1320)$和 1^{-+}态$\hat{\rho}$的双态耦合结构．选取e^+和e^-的质心系，即 J/ψ 的静止系，并选e^+方向为 z 轴方向，矢量介子 V 位于 x-z平面．因此，矢量介子 V 的方向可以用极角θ_V来描述，方位角$\phi_V=0$．类似地，在 X 的静止系中（其中第三轴取为平行于 J/ψ 静止系中 X 的运动方向），ρ介子（或π介子）的方向可以用$\Omega\equiv(\theta,\phi)$来描述．

在上面选定的坐标系中，过程(1)的 S矩阵元为：

$$\langle V\rho\pi|S-1|e_r^+e_{r'}^-\rangle\propto\langle\psi_{\lambda_j}|T_1|e_r^+e_{r'}^-\rangle\{\langle V_{\lambda_V}X_{\lambda_1}|T_2|\psi_{\lambda_j}\rangle\langle\rho\pi|T_3|X_{\lambda_1}\rangle\delta_1+$$

$$\langle V_{\lambda_V} X_{\lambda_2} | T_2 | \psi_{\lambda_J} \rangle \langle \rho \pi | T_3 | X_{\lambda_2} \rangle \delta_2 \} \tag{2}$$

其中矩阵元

$$\langle \psi_{\lambda_J} | T_1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle \propto e_\mu^{\lambda_J *}(\boldsymbol{p}_J) \bar{v}_r(\boldsymbol{p}_+) \gamma^\mu u_{r'}(\boldsymbol{p}_-);$$

$$\langle V_{\lambda_V} X_{\lambda_1} | T_2 | \psi_{\lambda_J} \rangle \propto A_{\lambda_V, \lambda_1} D^1_{\lambda_J, \lambda_V - \lambda_1}{}^*(0, \theta_V, 0),$$

$$\langle \rho_{\lambda_\rho} \pi | T_3 | X_{\lambda_1} \rangle \propto g_{1\rho\pi} p_{1\rho}^2 E_{\lambda_\rho} D^2_{\lambda_1, \lambda_\rho}{}^*(\phi, \theta, -\phi),$$

$$\delta_1 = \frac{e^{i\varphi_1}}{m^2 - m_1^2 - i m_1 \Gamma_1};$$

$$\langle V_{\lambda_V} X_{\lambda_2} | T_2 | \psi_{\lambda_J} \rangle \propto B_{\lambda_V, \lambda_2} D^1_{\lambda_J, \lambda_V - \lambda_2}{}^*(0, \theta_V, 0),$$

$$\langle \rho_{\lambda_\rho} \pi | T_3 | X_{\lambda_2} \rangle \propto g_{2\rho\pi} p_{2\rho} F_{\lambda_\rho} D^1_{\lambda_2, \lambda_\rho}{}^*(\phi, \theta, -\phi),$$

$$\delta_2 = \frac{e^{i\varphi_2}}{m^2 - m_2^2 - i m_2 \Gamma_2}. \tag{3}$$

A_{λ_V, λ_1}, B_{λ_V, λ_2}, E_{λ_ρ} 和 F_{λ_ρ} 分别是过程 $J/\psi \to V + a_2(1320)$, $J/\psi \to V + \hat{\rho}(1^{-+})$, $a_2(1320) \to \rho + \pi$ 和 $\hat{\rho}(1^{-+}) \to \rho + \pi$ 的螺旋度振幅，$\lambda_V = 0, \pm 1$; $\lambda_\rho = 0, \pm 1$; $\lambda_1 = 0, \pm 1, \pm 2$; $\lambda_2 = 0, \pm 1$ 和 $\lambda_J = 0, \pm 1$ 分别是矢量介子 V 和ρ，张量介子 $a_2(1320)$，奇特态 $\hat{\rho}(1^{-+})$ 和 J/ψ 粒子的螺旋度；r 和 r' 是正电子和电子的极化指标；$e_\mu^{\lambda_J}(\boldsymbol{p}_J)$ 是 J/ψ 粒子的极化矢量，$g_{1\rho\pi}(g_{2\rho\pi})$ 是 $a_2(1320)$ $(\hat{\rho}(1^{-+}))$ 和终态ρπ之间的耦合常数. m 是终态(ρπ)系统的不变质量，$m_1 = (1318.1 \pm 0.7)$MeV 和 $\Gamma_1 = (105.5 \pm 1.8)$MeV 是 $a_2(1320)$ 的质量和宽度[16]. m_2 和 Γ_2 是共振态 $\hat{\rho}(1^{-+})$ 的质量和宽度，它们将由实验数据的分析来确定；$p_{1\rho}$ 和 $p_{2\rho}$ 分别是 $a_2(1320)$ 和 $\hat{\rho}(1^{-+})$ 静止系中ρ介子动量的绝对值：

$$p_{1\rho} = \frac{1}{2m_1} \sqrt{[(m_1 + m_\rho)^2 - m_\pi^2][(m_1 - m_\rho)^2 - m_\pi^2]},$$

$$p_{2\rho} = \frac{1}{2m_2} \sqrt{[(m_2 + m_\rho)^2 - m_\pi^2][(m_2 - m_\rho)^2 - m_\pi^2]}. \tag{4}$$

因此对于过程(1)，可以得到如下用螺旋度振幅表示的角分布：

$$\begin{aligned}
W(\theta_V, \Omega) \propto & \sum_{\substack{\lambda_J, \lambda'_J, \lambda_V, \lambda_\rho \\ \lambda_1 \lambda'_1, \lambda_2, \lambda'_2}} I_{\lambda_J, \lambda'_J} \times \\
& \{ \alpha A_{\lambda_V, \lambda_1} A^*_{\lambda_V, \lambda'_1} \left| E_{\lambda_\rho} \right|^2 D^1_{\lambda_J, \lambda_V - \lambda_1}{}^*(0, \theta_V, 0) D^1_{\lambda'_J, \lambda_V - \lambda'_1}(0, \theta_V, 0) D^2_{\lambda_1, \lambda_\rho}{}^*(\Omega) D^2_{\lambda'_1, \lambda_\rho}(\Omega) + \\
& \beta B_{\lambda_V, \lambda_2} B^*_{\lambda_V, \lambda'_2} \left| F_{\lambda_\rho} \right|^2 D^1_{\lambda_J, \lambda_V - \lambda_2}{}^*(0, \theta_V, 0) D^1_{\lambda'_J, \lambda_V - \lambda'_2}(0, \theta_V, 0) D^1_{\lambda_2, \lambda_\rho}{}^*(\Omega) D^1_{\lambda'_2, \lambda_\rho}(\Omega) + \\
& \gamma_1 A_{\lambda_V, \lambda_1} B^*_{\lambda_V, \lambda'_2} E_{\lambda_\rho} F^*_{\lambda_\rho} D^1_{\lambda_J, \lambda_V - \lambda_1}{}^*(0, \theta_V, 0) D^1_{\lambda'_J, \lambda_V - \lambda'_2}(0, \theta_V, 0) D^2_{\lambda_1, \lambda_\rho}{}^*(\Omega) D^1_{\lambda'_2, \lambda_\rho}(\Omega) + \\
& \gamma_2 A^*_{\lambda_V, \lambda'_1} B_{\lambda_V, \lambda_2} E^*_{\lambda_\rho} F_{\lambda_\rho} D^1_{\lambda_J, \lambda_V - \lambda_2}{}^*(0, \theta_V, 0) D^1_{\lambda'_J, \lambda_V - \lambda'_1}(0, \theta_V, 0) D^1_{\lambda_2, \lambda_\rho}{}^*(\Omega) D^2_{\lambda'_1, \lambda_\rho}(\Omega) \}
\end{aligned} \tag{5}$$

其中 I_{λ_J,λ'_J} 为 J/ψ 衰变成不极化电子、正电子对的密度矩阵，在上面选定的坐标系中有：

$$I_{\lambda_J,\lambda'_J} = 2p^2\delta_{\lambda_J,\lambda'_J}\,\delta_{\lambda_J,\pm 1}, \tag{6}$$

$p\equiv|\boldsymbol{p}_+| = |\boldsymbol{p}_-|$是正、负电子动量的绝对值；

$$\alpha \equiv g^2_{1\rho\pi}p^4_{1\rho}|\delta_1|^2, \qquad \beta \equiv g^2_{2\rho\pi}p^2_{2\rho}|\delta_2|^2,$$

$$\gamma_1 = \gamma_2^* \equiv g_{1\rho\pi}g_{2\rho\pi}p^2_{1\rho}p_{2\rho}\delta_1\delta_2^*. \tag{7}$$

由于宇称守恒，螺旋度振幅分别满足如下的关系：

$$A_{-\lambda_V,-\lambda_1} = A_{\lambda_V,\lambda_1}, \qquad B_{-\lambda_V,-\lambda_2} = B_{\lambda_V,\lambda_2},$$

$$E_{-\lambda_\rho} = -E_{\lambda_\rho}, \qquad F_{-\lambda_\rho} = -F_{\lambda_\rho}. \tag{8}$$

因此有 $E_0 = F_0 = 0$.

过程(1)的矩定义为：

$$M(j,L,M) = \int \mathrm{d}\theta_V \sin\theta_V \mathrm{d}\Omega W(\theta_V,\Omega)[D^j_{0,-M}(0,\theta_V,0)D^L_{M,0}(\Omega) + D^{j}_{0,-M}{}^*(0,\theta_V,0)D^L_{M,0}{}^*(\Omega)], \tag{9}$$

利用 D 函数的性质，可得

$$\begin{aligned}
M(j,L,M) \propto & \sum_{\substack{\lambda_J,\lambda_\rho=\pm1;\ \lambda_V,\lambda_2,\lambda'_2=0,\pm1;\\ \lambda_1,\lambda'_1=0,\pm1,\pm2}} \langle 1\lambda_J\, j0|1\lambda_J\rangle\{2\alpha A_{\lambda_V,\lambda_1}A^*_{\lambda_V,\lambda'_1}\left|E_{\lambda_\rho}\right|^2\times \\
& \langle 1(\lambda_V-\lambda'_1)\,j(-M)|1(\lambda_V-\lambda_1)\rangle\langle 2\lambda'_1 LM|2\lambda_1\rangle\langle 2\lambda_\rho L0|2\lambda_\rho\rangle + \\
& 2\beta B_{\lambda_V,\lambda_2}B^*_{\lambda_V,\lambda'_2}\left|F_{\lambda_\rho}\right|^2\langle 1(\lambda_V-\lambda'_2)\,j(-M)|1(\lambda_V-\lambda_2)\rangle\times \\
& \langle 1\lambda'_2\, LM|1\lambda_2\rangle\langle 1\lambda_\rho\, L0|1\lambda_\rho\rangle + \\
& 2\mathrm{Re}\{\gamma_1 A_{\lambda_V,\lambda_1}B^*_{\lambda_V,\lambda'_2}E_{\lambda_\rho}F^*_{\lambda_\rho}\}\langle 1(\lambda_V-\lambda'_2)\,j(-M)|1(\lambda_V-\lambda_1)\rangle\times \\
& \langle 1\lambda'_2\, LM|2\lambda_1\rangle\langle 1\lambda_\rho\, L0|2\lambda_\rho\rangle + \\
& 2\mathrm{Re}\{\gamma_2 A^*_{\lambda_V,\lambda'_1}B_{\lambda_V,\lambda_2}E^*_{\lambda_\rho}F_{\lambda_\rho}\}\langle 1(\lambda_V-\lambda'_1)\,j(-M)|1(\lambda_V-\lambda_2)\rangle\times \\
& \langle 2\lambda'_1\, LM|1\lambda_2\rangle\langle 2\lambda_\rho\, L0|1\lambda_\rho\rangle\},
\end{aligned} \tag{10}$$

这里，$\langle j_1m_1\, j_2m_2|j_3m_3\rangle$代表 Clebsch-Gordan 系数.

定义如下的螺旋度振幅比：

$$x = \frac{A_{1,1}}{A_{1,0}}, \qquad y = \frac{A_{1,2}}{A_{1,0}}, \qquad z_1 = \frac{A_{0,0}}{A_{1,0}}, \qquad z_2 = \frac{A_{0,1}}{A_{1,0}};$$

$$\xi=\frac{B_{1,1}}{B_{1,0}}, \qquad \eta=\frac{B_{0,0}}{B_{1,0}}, \qquad \zeta=\frac{B_{0,1}}{B_{1,0}}. \tag{11}$$

假定过程 $J/\psi\to V+a_2(1320)$ 和 $J/\psi\to V+\hat{\rho}(1^{-+})$ 在时间反演下是不变的，则(11)式中的所有螺旋度振幅比都是实数[17].

由(10,11)式，对于过程(1)，可以得到如下 24 个用螺旋度振幅比表示的非零矩：

$$M(0,0,0)\propto 8a(z_1^2+2z_2^2+2+2x^2+2y^2)+8b(\eta^2+2\zeta^2+2+2\xi^2),$$

$$M(0,2,0)\propto\frac{8}{7}a(z_1^2+z_2^2+2+x^2-2y^2)+\frac{8}{5}b(-\eta^2+\zeta^2-2+\xi^2),$$

$$M(0,4,0)\propto-\frac{32}{63}a(3z_1^2-4z_2^2+6-4x^2+y^2),$$

$$M(2,0,0)\propto\frac{8}{5}a(-z_1^2+z_2^2+1-2x^2+y^2)+\frac{8}{5}b(-\eta^2+\zeta^2+1-2\xi^2),$$

$$M(2,2,0)\propto\frac{4}{35}a(-2z_1^2+z_2^2+2-2x^2-2y^2)+\frac{4}{25}b(2\eta^2+\zeta^2-2-2\xi^2),$$

$$M(2,2,\pm1)\propto\frac{4}{35}a(-\sqrt{3}z_1z_2+\sqrt{3}x-3\sqrt{2}xy)+\frac{12}{25}b(\eta\zeta-\xi),$$

$$M(2,2,\pm2)\propto-\frac{4}{35}a(3z_2^2+2\sqrt{6}y)+\frac{12}{25}b\zeta^2,$$

$$M(2,4,0)\propto\frac{16}{315}a(6z_1^2+4z_2^2-6-8x^2-y^2),$$

$$M(2,4,\pm1)\propto\frac{16\sqrt{5}}{315}a(3\sqrt{2}z_1z_2-3\sqrt{2}x-\sqrt{3}xy),$$

$$M(2,4,\pm2)\propto\frac{8\sqrt{5}}{315}a(4\sqrt{3}z_2^2-6\sqrt{2}y),$$

$$M(0,1,0)\propto\frac{64}{15}c(\sqrt{3}z_1\eta+3z_2\zeta+2\sqrt{3}+3x\xi),$$

$$M(0,3,0)\propto\frac{64}{35}c(-\sqrt{3}z_1\eta+2z_2\zeta-2\sqrt{3}+2x\xi),$$

$$M(2,1,0)\propto\frac{32}{75}c(-2\sqrt{3}z_1\eta+3z_2\zeta+2\sqrt{3}-6x\xi),$$

$$M(2,1,\pm1)\propto\frac{16}{25}c(z_1\zeta-\sqrt{3}z_2\eta+\sqrt{3}x-\xi-\sqrt{6}y\xi),$$

$$M(2,3,0)\propto\frac{64}{175}c(\sqrt{3}z_1\eta+z_2\zeta-\sqrt{3}-2x\xi),$$

$$M(2,3,\pm1)\propto\frac{32}{175}c(\sqrt{6}z_1\zeta+2\sqrt{2}z_2\eta-2\sqrt{2}x-\sqrt{6}\xi-y\xi),$$

$$M(2,3,\pm 2)\propto\frac{32\sqrt{5}}{175}\,c(2z_2\zeta-\sqrt{2}y),\tag{12}$$

其中

$$\begin{aligned}a&\equiv\alpha\left|A_{1,0}\right|^2|E_1|^2,\\ b&\equiv\beta\left|B_{1,0}\right|^2|F_1|^2,\\ c&\equiv\mathrm{Re}\left[\gamma_1A_{1,0}B^*_{1,0}E_1F^*_1\right].\end{aligned}\tag{13}$$

3　讨论

以上已经给出了过程(1)当中间态为2^{++}和1^{-+}双态耦合结构情形下的全部非零矩．从(12)式可以看到，这些矩有如下的特点：2^{++}态对所有的矩都有贡献；1^{-+}态对$L=4$的矩没有贡献；仅当2^{++}态和1^{-+}态同时存在时，L为奇数(1和3)的矩才有可能不为零．实验上已经测得分支比$Br(\mathrm{J}/\psi\to\rho+\mathrm{a}_2(1320))=(1.09\pm0.22)\%$[16]，因此，$L=$偶数的14个矩不可能同时为零，如果在$\mathrm{a}_2(1320)$附近的能区内实验上还测得某个$L$为奇数(1或3)的矩也不等于零，这表明，在1320MeV附近能区内除了$J^{PC}=2^{++}$的$\mathrm{a}_2(1320)$外还存在一个$J^{PC}=1^{-+}$的共振态．

上面的讨论表明，除了过程J/ψ→ρηπ外，J/ψ→ρρπ有可能是在BEPC/BES上寻找奇特态$\hat{\rho}(1^{-+})$的另一条很有希望的重要途径．

参　考　文　献

1 Baltrusaitis R Metal. Phys. Rev. Lett., 1986, **56**:107; Zheng Zhipeng. XVI Inter. Symp. on Lepton-Photon Interections, Cornel, 1993

2 Edwards C et al. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**:458; Baltrusaitis R M. Phys. Rev., 1987, **D35**:2077; Augustin J E et al. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**:2238; Bai J Z et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:3959

3 Anisovich V et al. Phys. Lett., 1994, **B323**:233; 1994, **B340**:259; 1995, **B342**:433; 1995, **B353**:571; 1995, **B355**:425

4 Bali G S et al. Phys. Lett., 1993, **B309**:378

5 Jaffe R L, Johnson K. Phys. Lett., 1976, **B60**:201; Barnes T et al. Nucl. Phys., 1983, **B224**:241; Isgur N et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**:869; Isgur N and Paton J. Phys. Rev., 1985, **D31**:2910; Balitsky I I et al. Z. Phys., 1986, **C33**:265; Latorre J I et al. Z. Phys., 1987, **C34**:347; Campbell N A et al. Nucl. Phys., 1988, **B306**:51; Lacock P et al. Phys. Lett., 1997, **B401**:308

6 Alde D et al. Phys. Lett., 1988, **B205**:397

7 Aoyagi H et al. Phys. Lett., 1993, **B314**:246

8 Thompson D R et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**:1630

9 Beladidze G M et al. Phys. Lett., 1993, **B313**:276

10 Viron F de, Govaerts J. Phys. Rev. Lett., 1984, **53**:2207

11 Isgur N, Kokoski R, Paton J. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**:869

12 Iddir F et al. Phys. Lett., 1988, **B205**:564; Tanimoto M. Phys. Lett., 1982, **B116**:198

13 Iddir F et al. Phys. Lett., 1988, **B207**:325

14 Yu Hong. Commu. Theor. Phys., 1989, **12**:229

15 Yu Hong, Shen Qixing, Zhu Yucan et al. High Energy Phys. and Nuclear Phys. (in Chinese), 1993, **17**:143 (郁 宏，沈齐兴，祝玉灿等．高能物理与核物理，1993，**17**:143)

16 Particle Data Group, Phys. Rev., 1996, **D54**:379

17 Kabir P K, Hey A J G. Phys. Rev., 1976, **D13**:3161

Searching for 1^{-+} Exotic State in J/ψ Decay Process $J/\psi\rightarrow\rho\rho\pi$ *

Shen Qixing Yu Hong

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

Abstract The formulas of moment for J/ψ decay process $J/\psi\rightarrow\rho\rho\pi$ in two-state coupling case are given by using the generalized moment analysis and two-state coupling treatment method. It presents a possible way to search for 1^{-+} exotic state and determine its character in the J/ψ decay process.

Key word J/ψ decay, moment analysis, exotic state

Received 24 July 1998

* Project supported by National Natural Science Foundation of China and the Grant LWTZ-1298 of the Chinese Academy of Science