第22卷 第7期 高能物理与核物理 Vol.22, No.7
1998 年7月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS July, 1998

J/ψ辐射衰变过程中产生的ξ(2230)的研究*

晁 明 沈齐兴 郁 宏

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 用推广的矩分析方法研究了过程 $e^+e^-\to J/\psi\to\gamma+X, X\to p\bar{p}$,得到了该过程的矩的表达式,并用于确定衰变到 $p\bar{p}$ 的共振态 X 的自旋;还给出了用矩关系式表示的过程的螺旋度振幅比.

关键词 J/ψ衰变 矩分析 螺旋度振幅比

1 引言

ξ(2230)是 MarkIII 于 1983 年首先在过程 $J/\psi\to\gamma+\xi, \xi\to K^+K^-$ 中发现的[1]. BEPC 到 1992 年已积累了 9×10^6 个 J/ψ事例,在此基础上 BES 组于 1993 年分别在 K^+K^- 和 $K_S^0K_S^0$ 二个反应道中证实了ξ(2230)的存在,不久前又发现了两个新的非奇异衰变道: $\xi\to\pi^+\pi^-$, $p\bar{p}$[2].

自从ξ(2230)被发现后,理论物理学家对它进行了各种各样的理论解释,主要有高角动量的 $s\bar{s}$ 态[3,4],四夸克态[5], $\Lambda\bar{\Lambda}$ 束缚态[6],色中性标量束缚态[7],混杂态[5,8],以及胶球态[9,10]等等. 由 BES 组得到的实验数据,文献[10]认为,ξ(2230)有如下几个特点: (1)它在 J/ψ辐射衰变过程中产生的分支比很大: $Br(J/\psi\to\gamma\xi)>3\times10^{-3}$; (2)它的宽度很窄,只有 20MeV,从而可以得到它衰变到 $\pi^+\pi^-$ 和 K^+K^- 的分宽度都小于 400KeV; (3)它的衰变具有近似的味道对称性. 根据ξ(2230)的产生,衰变方式以及它的特别窄的宽度等性质,似乎胶球解释更合理一些. 另外 UKQCD 组用格点规范理论给出的 2^{++} 胶球质量为 (2270 ± 100) MeV[11],这也是对ξ(2230)作为胶球候选者的支持. 但是,为了确定ξ(2230)的性质,首先必须确定它的自旋究竟是 2 还是 4,因为如果它的自旋为 4,它就不太可能是胶球或混杂态[12]. 另外,文献[10]对ξ(2230)作为胶球候选者的讨论,是在 BES 组所发现的四个衰变道是来自同一个粒子(即ξ(2230))的基础上给出的. 但是,在 $p\bar{p}\to K\bar{K}$ 和 $p\bar{p}\to\pi^+\pi^-$ 的实验中都没有发现ξ(2230)的贡献[13]. 为此文献[13]的作者提出,如果 BES 组在 $p\bar{p}$ 终态中观察到的粒子不是ξ(2230)就可以解释这两个实验结果. 由于在 2.2GeV 附近可能存在一个 0^{-+} 粒子η(2225)和一个 4^{++} 粒子 $f_4(2300)$,它们都可以衰变到 $p\bar{p}$,因此确定衰变到 $p\bar{p}$ 的

1997-06-13收稿

* 国家自然科学基金和中国科学院资助

共振态 X 的自旋对于判别$\xi(2230)$是否是胶球候选者是十分重要的. 因此,下面我们用推广的矩分析方法[14]来研究过程:

$$e^+e^- \to J/\psi \to \gamma + X, \quad X \to B + \bar{B}, \tag{1}$$

(其中 B, $\bar{B}$分别表示重子和反重子),并试图确定玻色共振态 X 的自旋.

2 推广的矩分析方法

对于重子-反重子系统,其宇称 $P = (-1)^{L+1}$,电荷共轭宇称 $C = (-1)^{L+S}$,其中 L 和S分别为重子和反重子之间的相对轨道角动量和它们的总自旋. 由于电磁相互作用 C 宇称守恒,因此对过程$J/\psi \to \gamma + X, X \to B\bar{B}$来说,$L + S =$ 偶数. 表 1 给出共振态 X 一些可能的自旋-宇称值:

表1 共振态X可能的自旋-宇称值

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

取实验室坐标系,即 J/ψ 静止系,并选取正电子的出射方向为 z 轴,γ在 x-z平面内,y 轴方向平行于 $\hat{z} \times \boldsymbol{p}_\gamma$, $\boldsymbol{p}_\gamma$ 为光子的动量. 这时,密度矩阵元可以写成:

$$I_{\lambda_J,\lambda'_J} \propto \sum_{r,r'} \langle J_{\lambda_J} | T_1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle \langle J_{\lambda'_J} | T_1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle^\dagger = 2 |\boldsymbol{p}_+|^2 \delta_{\lambda_J,\lambda'_J} \delta_{\lambda_J,\pm 1} . \tag{2}$$

同时,

$$\langle \gamma_{\lambda_\gamma} X_{\lambda_X} | T_2 | J_{\lambda_J} \rangle \propto A_{\lambda_\gamma,\lambda_X} D^{1*}_{\lambda_J,\lambda_\gamma-\lambda_X}(0,\theta_\gamma,0) , \tag{3}$$

$$\langle B_{\lambda_B} \bar{B}_{\lambda_{\bar{B}}} | T_3 | X_{\lambda_X} \rangle \propto B_{\lambda_B,\lambda_{\bar{B}}} D^{J_X*}_{\lambda_X,\lambda_B-\lambda_{\bar{B}}}(\phi,\theta,-\phi) . \tag{4}$$

其中,λ_γ,λ_J,λ_X分别为光子γ,J/ψ和共振态 X 的螺旋度;λ_B,$\lambda_{\bar{B}}$ 分别为重子,反重子的螺旋度;$A_{\lambda_\gamma,\lambda_X}$,$B_{\lambda_B,\lambda_{\bar{B}}}$ 为螺旋度振幅;θ_γ是 $\boldsymbol{p}_\gamma$的极角;θ,ϕ为 X 静止系中 B 的极角和方位角. 由宇称守恒条件有如下的关系式:

$$A_{\lambda_\gamma,\lambda_X} = P_X(-1)^{J_X} A_{-\lambda_\gamma,-\lambda_X}, \quad B_{\lambda_B,\lambda_{\bar{B}}} = P_X(-1)^{J_X} B_{-\lambda_B,-\lambda_{\bar{B}}} , \tag{5}$$

其中 P_X,J_X分别为 X 的宇称和自旋,对于表 1 中所列的各种情况,可以得到的独立振幅如表 2 所示.

因此,过程(1)的角分布为:

$$W_{J_X}(\theta_\gamma,\theta,\phi) \propto \sqrt{\frac{2J_X+1}{4\pi}} \sum_{\lambda_\gamma,\lambda_J,\lambda'_J,\lambda_X,\lambda'_X,\lambda_B,\lambda_{\bar{B}}} I_{\lambda_J,\lambda'_J} A_{\lambda_\gamma,\lambda_X} A^*_{\lambda_\gamma,\lambda'_X} |B_{\lambda_B,\lambda_{\bar{B}}}|^2 \times$$

$$D^{1*}_{\lambda_J,\lambda_\gamma-\lambda_X}(0,\theta_\gamma,0)D^{1}_{\lambda'_J,\lambda_\gamma-\lambda'_X}(0,\theta_\gamma,0)D^{J_X^*}_{\lambda_X,\lambda_B-\lambda_{\bar B}}(\phi,\theta,-\phi)\times D^{J_X}_{\lambda'_X,\lambda_B-\lambda_{\bar B}}(\phi,\theta,-\phi)\ . \tag{6}$$

表2　独立的螺旋度振幅

J^{PC}	独立的螺旋度振幅	
0^{-+}	$A_{1,0}=-A_{-1,0}$	$B_{1/2,1/2}=-B_{-1/2,-1/2}$
0^{++}	$A_{1,0}=A_{-1,0}$	$B_{1/2,1/2}=B_{-1/2,-1/2}$
1^{++}	$A_{1,1}=-A_{-1,-1}$,　$A_{1,0}=-A_{-1,0}$	$B_{1/2,1/2}=-B_{-1/2,-1/2}$ $B_{-1/2,1/2}=-B_{-1/2,1/2}$
2^{-+}	$A_{1,1}=-A_{-1,-1}$,　$A_{1,0}=-A_{-1,0}$,　$A_{1,2}=A_{-1,-2}$	$B_{1/2,1/2}=-B_{-1/2,-1/2}$ $B_{1/2,-1/2}=-B_{-1/2,1/2}$
$2^{++},4^{++}$	$A_{1,1}=A_{-1,-1}$,　$A_{1,0}=A_{-1,0}$,　$A_{1,2}=A_{-1,-2}$	$B_{1/2,1/2}=B_{-1/2,-1/2}$ $B_{1/2,-1/2}=B_{-1/2,1/2}$

利用角分布方法来确定过程(1)中的共振态X的自旋-宇称见文献[15]. 过程(1)的矩定义为:

$$M_{J_X}(j\,lm)\propto\int\sin\theta_\gamma\,\mathrm{d}\theta_\gamma\,\mathrm{d}\Omega\,W_{J_X}(\theta_\gamma,\theta,\phi)D^{j}_{0,-m}(0,\theta_\gamma,0)D^{l}_{m,0}(\phi,\theta,-\phi)\ . \tag{7}$$

考虑到 D 函数的性质,(7)式可以写成:

$$M_{J_X}(jlm)\propto\sum_{\lambda_\gamma,\lambda_J,\lambda'_J,\lambda_X,\lambda'_X,\lambda_B,\lambda_{\bar B}}I_{\lambda_J,\lambda'_J}A_{\lambda_\gamma,\lambda_X}A^{*}_{\lambda_\gamma,\lambda'_X}\left|B_{\lambda_B,\lambda_{\bar B}}\right|^2(j\,0\,1\lambda'_J|1\lambda_J)\times$$
$$(j-m1\lambda_\gamma-\lambda'_X|1\lambda_\gamma-\lambda_X)(l\,m\,J_X\lambda'_X|J_X\lambda_X)(l\,0J_X\lambda_B-\lambda_{\bar B}|J_X\lambda_B-\lambda_{\bar B})\ . \tag{8}$$

下面主要依据(8)式对过程(1)作矩分析来确定共振态X的自旋-宇称.

(1) 首先考虑 $J^P=0^\pm$ 的情形,此时不为零的矩有2个:

$$M_0(000)\sim16p^2\left|A_{1,0}\right|^2\left|B_{1/2,1/2}\right|^2\ ,$$
$$M_0(200)\sim\frac{8}{5}p^2\left|A_{1,0}\right|^2\left|B_{1/2,1/2}\right|^2\ . \tag{9}$$

(2) 再考虑 $J^P=2^+$ 时的情形,此时独立的矩有10个:

$$M_2(000)\propto16p^2(\left|A_{1,0}\right|^2+\left|A_{1,1}\right|^2+\left|A_{1,2}\right|^2)(\left|B_{1/2,1/2}\right|^2+\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_2(020)\propto\frac{8}{7}p^2(2\left|A_{1,0}\right|^2+\left|A_{1,1}\right|^2-2\left|A_{1,2}\right|^2)(2\left|B_{1/2,1/2}\right|^2+\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_2(040)\propto\frac{16}{63}p^2(6\left|A_{1,0}\right|^2-4\left|A_{1,1}\right|^2+\left|A_{1,2}\right|^2)(3\left|B_{1/2,1/2}\right|^2-2\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_2(200)\propto\frac{8}{5}p^2(\left|A_{1,0}\right|^2-2\left|A_{1,1}\right|^2+\left|A_{1,2}\right|^2)(\left|B_{1/2,1/2}\right|^2+\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_2(220) \propto \frac{8}{35} p^2 (|A_{1,0}|^2 - |A_{1,1}|^2 - |A_{1,2}|^2)(2|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_2(240) \propto \frac{8}{315} p^2 (6|A_{1,0}|^2 + 8|A_{1,1}|^2 + |A_{1,2}|^2)(3|B_{1/2,1/2}|^2 - 2|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_2(221) \propto \frac{-4\sqrt{3}}{35} p^2 \operatorname{Re}(\sqrt{6} A_{1,1} A_{1,2}^* - A_{1,0} A_{1,1}^*)(2|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_2(222) \propto \frac{-8\sqrt{6}}{35} p^2 \operatorname{Re}(A_{1,0} A_{1,2}^*)(2|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_2(241) \propto \frac{4\sqrt{2}}{21\sqrt{5}} p^2 \operatorname{Re}(2A_{1,0} A_{1,1}^* + \frac{\sqrt{6}}{3} A_{1,1} A_{1,2}^*)(3|B_{1/2,1/2}|^2 - 2|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_2(242) \propto \frac{8\sqrt{2}}{21\sqrt{5}} p^2 \operatorname{Re}(A_{1,0} A_{1,2}^*)(3|B_{1/2,1/2}|^2 - 2|B_{1/2,-1/2}|^2). \tag{10}$$

(3) 最后考虑 $J^P = 4^+$ 时的情形，其独立的矩有 17 个：

$$M_4(000) \propto 16p^2 (|A_{1,0}|^2 + |A_{1,1}|^2 + |A_{1,2}|^2)(|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(020) \propto \frac{4}{385} p^2 (20|A_{1,0}|^2 + 17|A_{1,1}|^2 + 8|A_{1,2}|^2)(20|B_{1/2,1/2}|^2 + 17|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(040) \propto \frac{72}{1001} p^2 (18|A_{1,0}|^2 + 9|A_{1,1}|^2 - 11|A_{1,2}|^2)(2|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(060) \propto \frac{4}{715} p^2 (20|A_{1,0}|^2 - |A_{1,1}|^2 - 22|A_{1,2}|^2)(20|B_{1/2,1/2}|^2 - |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(080) \propto \frac{1568}{12155} p^2 (5|A_{1,0}|^2 - 4|A_{1,1}|^2 + 2|A_{1,2}|^2)(5|B_{1/2,1/2}|^2 - 4|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(200) \propto \frac{8}{5} p^2 (|A_{1,0}|^2 - 2|A_{1,1}|^2 + |A_{1,2}|^2)(|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(220) \propto \frac{4}{1925} p^2 (10|A_{1,0}|^2 - 17|A_{1,1}|^2 + 4|A_{1,2}|^2)(20|B_{1/2,1/2}|^2 + 17|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(240) \propto \frac{36}{5005} p^2 (18|A_{1,0}|^2 - 18|A_{1,1}|^2 - 11|A_{1,2}|^2)(2|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(260) \propto \frac{4}{3575} p^2 (10|A_{1,0}|^2 + |A_{1,1}|^2 - 11|A_{1,2}|^2)(20|B_{1/2,1/2}|^2 - |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(280) \propto \frac{784}{60775} p^2 (5|A_{1,0}|^2 + 8|A_{1,1}|^2 + 2|A_{1,2}|^2)(5|B_{1/2,1/2}|^2 - 4|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(221) \propto \frac{-6}{1925} p^2 \operatorname{Re}(9A_{1,1} A_{1,2}^* - \sqrt{10} A_{1,0} A_{1,1}^*)(20|B_{1/2,1/2}|^2 + 17|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(222) \propto \frac{-36\sqrt{10}}{1925} p^2 \operatorname{Re}(A_{1,0} A_{1,2}^*)(20|B_{1/2,1/2}|^2 + 17|B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(241) \propto \frac{108\sqrt{3}}{5005} p^2 \operatorname{Re}(3A_{1,0} A_{1,1}^* - 2\sqrt{10} A_{1,1} A_{1,2}^*)(2|B_{1/2,1/2}|^2 + |B_{1/2,-1/2}|^2),$$

$$M_4(242) \propto \frac{-36\sqrt{6}}{455} p^2 \,\mathrm{Re}(A_{1,0}A_{1,2}^*)\,(2\left|B_{1/2,1/2}\right|^2 + \left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_4(261) \propto \frac{6\sqrt{7}}{3575} p^2 \,\mathrm{Re}(\sqrt{10}\,A_{1,0}\,A_{1,1}^* - 3A_{1,1}A_{1,2}^*)\,(20\left|B_{1/2,1/2}\right|^2 - \left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_4(281) \propto \frac{1176\sqrt{6}}{60775} p^2 \,\mathrm{Re}(\sqrt{2}\,A_{1,1}\,A_{1,2}^* + \sqrt{5}\,A_{1,0}A_{1,1}^*)\,(5\left|B_{1/2,1/2}\right|^2 - 4\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ ,$$

$$M_4(282) \propto \frac{336\sqrt{21}}{12155} p^2 \,\mathrm{Re}(A_{1,0}A_{1,2}^*)\,(5\left|B_{1/2,1/2}\right|^2 - 4\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2)\ . \tag{11}$$

在得到上述(9—11)式时用到了宇称守恒给出的关系式(5).

3　讨论和总结

(1) 由(9)式可知,若实验上测得不为零的矩仅有两个,或者说,所有 l 不为零的矩全部等于零,则可以判断共振态 X 的自旋为 0.

(2) 从(10)式和(11)式可以看出,$J^P = 2^+$ 时独立的矩共有 10 个,而 $J^P = 4^+$ 时,独立的矩有 17 个,即多 7 个 $l = 6,8$ 的矩. 因此若实验上测得 $l = 6,8$ 的矩不为零,则这个共振态必定是 4^{++},而不是 2^{++}. 因此,在一般情况下可以通过实验上测量 $l = 6,8$ 的矩来区分 $J^P = 2^+$ 还是 4^+.

(3) 存在一种特殊的情况,即对 $J^P = 4^+$,螺旋度振幅之间满足如下条件:

$$\begin{cases} 5\left|B_{1/2,1/2}\right|^2 = 4\left|B_{1/2,-1/2}\right|^2\ , \\ A_{1,1} = 0\ , \\ 10\left|A_{1,0}\right|^2 = 11\left|A_{1,2}\right|^2\ . \end{cases} \tag{12}$$

这时所有的 $l = 6$ 和 $l = 8$ 的矩全为零,从而不能用上述的办法将 $J^P = 4^+$ 和 $J^P = 2^+$ 区分开,必须寻找其它的判别条件.

发现,当(12)式成立时,$J^P = 4^+$ 不为零的矩之间存在如下关系式:

$$M_4(000) = \frac{147}{25} M_4(020) = \frac{147}{4} M_4(040) = \frac{294}{5} M_4(220) =$$

$$\frac{735}{2} M_4(240) = 10M_4(200) = \pm\frac{98\sqrt{11}}{11}\ M_4(222) = \pm\frac{98\sqrt{165}}{11}\ M_4(242)\ . \tag{13}$$

而 $J^P = 2^+$ 时对(13)式中的关系式不能同时成立,因此通过(13)式的关系式就可以区别开在(12)特殊条件下的共振态 X 的自旋为 2 还是 4 了.

另外根据(10)和(11)式得到的矩的表达式,还可以来研究过程(1)中的共振态 X 的极化结构.

考虑到反应过程的时间反演不变性,定义螺旋度振幅比:

$$x_J = \frac{A_{1,1}}{A_{1,0}}\ ,\quad y_J = \frac{A_{1,2}}{A_{1,0}}\ ,\quad \xi_J = \frac{B_{1/2,-1/2}}{B_{1/2,1/2}}\ . \tag{14}$$

因此可以得到，在 $J^P = 2^+$ 时，有：

$$\xi_2^2 = \left[\frac{7(18M_2(242) + 9\sqrt{15}\,M_2(222))}{2\sqrt{15}\,M_2(222) - 9M_2(242)} - 12\right] / 13 ,$$

$$y_2 = (9M_2(242) - 2\sqrt{15}\,M_2(222))\frac{5\sqrt{10}}{2A} , \tag{15}$$

$$x_2 = \frac{6y_2}{6 + \sqrt{6}\,y_2}\,\frac{M_2(241)}{M_2(242)} .$$

其中

$$A = M_2(000) + 5M_2(200) + 5M_2(020) + 25M_2(220) + 9M_2(040) + 45M_2(240).$$

另外，对于 $J^P = 4^+$，也可以得到：

$$\xi_4^2 = \frac{110\sqrt{3}\,M_4(222) - 260\sqrt{5}\,M_4(242)}{221\sqrt{5}\,M_4(242) - 55\sqrt{3}\,M_4(222)} ,$$

$$y_4 = \frac{55\sqrt{2} - 270B}{99\sqrt{5} - 180\sqrt{10}\,B} , \tag{16}$$

$$x_4 = \frac{6\sqrt{10}\,y_4}{9y_4 - \sqrt{10}}\,\frac{M_4(221)}{M_4(222)} ,$$

其中

$$B = \frac{M_4(221)}{M_4(222)}\,\frac{M_4(242)}{M_4(241)} .$$

经过上面的讨论，给出了相应于不同自旋的共振态X过程的矩的关系式和用矩关系式表示的过程的螺旋度振幅比，这对判别玻色共振态X的自旋非常重要，并为理解ξ(2230)粒子的本质提供必要的信息. 自从ξ(2230)在J/ψ辐射衰变过程中发现后，人们对它进行了大量的研究，但到目前为止仍没有一个统一的认识，而且对于ξ(2230)作为胶球候选者，依然存在着需要进一步回答的问题. 如：(1) 如果ξ(2230)在J/ψ的辐射衰变过程中以很大的分支比产生，为什么在 $J/\psi\to\gamma + X$ 的单举(inclusive)光子谱中没有看到ξ(2230)的贡献[16]？(2) 已发现的ξ(2230)的衰变道只具有很小的分支比表明，可能存在具有很大分支比的衰变道或者还存在ξ(2230)的许多衰变道，这需要进一步的研究. 中性道和多叉事例是重要的选择. (3) 为了进一步检验ξ(2230)衰变的味道对称性，需要对其他 $P\bar{P}$ 型(P代表赝标介子)，VV型(V代表矢量介子)和 $P\bar{P}P\bar{P}$ 型衰变过程作精细的测量. (4) 为了区分胶球和混杂态，有必要对过程 $\xi\to\omega\phi$ 进行研究，因为胶球可以衰变到 $\phi\phi$，而到 $\omega\phi$ 的衰变被大大压低，而对混杂态 $(u\bar{u} + d\bar{d})g$ 情况恰恰相反，等等. 要回答这些问题，还需要对ξ(2230)进行更深入的研究.

参 考 文 献

[1] Einsweiler K F. SLAC-PUB-3202(1983)

[2] Bai J Z et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:3052

[3] Blundell H G. Godfrey S. Phys. Rev., 1996, **D53**:3700

[4] Godfrey S, Kokoski R, Isgur N. Phys. Lett., 1984, **B141**:439

[5] Chao K T. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**:2579; Commun. Theor. Phys., 1984,**3**:757; Pakvasa S, Suzuki M, Tuan S F. Phys. Lett., 1984, **B145**:135

[6] Ono S. Phys. Rev., 1987, **D35**:944

[7] Shatz M P. Phys. Lett., 1984, **B138**:209

[8] Chanowitz M S, Sharpe S R. Phys. Lett., 1983, **B132**:413; Le Yaouanc M et al. Z. Phys., 1985, **C28**:309

[9] Shen Q X, Yu H. Phys. Lett., 1990, **B247**:418; Ward B F L. Phys. Rev., 1985, **D31**:2849

[10] Huang T, Jin Shan, Zhang Dahua et al. Phys. Lett., 1996, **B380**:189

[11] UKQCD Collaboration, Bali G S et al. Phys. Lett., 1993, **B309**:378

[12] Chao K T. Commun. Theor. Phys., 1995, **24**:373

[13] Barnes P D et al. Phys. Lett., 1993, **B309**:469; Hasan A, Bugg D A. Phys. Lett., 1996,**B388**:376

[14] Yu Hong. High Energ. Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1989, 13:87
(郁宏. 高能物理与核物理, 1989, **13**:87)

[15] Zhang Lie, Yu Hong, Shen Qixing. High Energ. Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:280
(张霖,郁宏,沈齐兴. 高能物理与核物理, 1996, **20**:280)

[16] Gaiser J E et al. Phys. Rev., 1986, **D34**:711

Study of ξ(2230) Produced in J/ψ Radiative Decay Process*

Chao Ming Shen Qixing Yu Hong

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

Abstract The processes $e^+ + e^- \to J/\psi \to \gamma + X$, $X \to p\bar{p}$ are discussed using the generalized moment analysis method. The moment expressions of the above processes are given. And they are used to determine the spin of the resonance X decaying to $p\bar{p}$. The helicity amplitude ratios of the above processes in terms of moment expressions are also given.

Key words J/ψ decay, moment analysis, helicity amplitude ratios

Received 13 June 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China and The Chinese Academy of Sciences