第22卷 第1期 高能物理与核物理 Vol.22, No.1
1998年1月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Jan., 1998

快报

如何确定ξ(2230)的自旋*

郁 宏 沈齐兴

(中国科学院高能物理研究所 100039 北京)

摘要 讨论了能否利用现有的数据，把ξ(2230)衰变为两个赝标介子的事例加起来，增加统计量，以确定ξ(2230)的自旋.

关键词 胶球 角分布 混合

ξ(2230)自MarKⅢ实验组[1]于1983年在$J/\psi \to \gamma K\bar{K}$过程中发现以来，由于它的宽度很窄(～20MeV)，因而引起了广泛的兴趣. 但是DM2实验组[2]观测了同样的过程，却没有发现该处有明显的结构. BES实验组[3]在同样的过程确认了ξ的存在，同时在ππ，ηη′，η′η′，$p\bar{p}$等衰变道发现在2.23GeV处均有窄宽度的共振态出现，而且衰变到ηη′和η′η′的分支比相当大，给ξ(2230)的胶球解释以强有力的支持. 但这些窄共振态是否是同一个粒子？这有待于更多的实验信息以及对该共振态的细致分析. 其中，自旋性质的确定无疑是极重要的.

由于每个衰变方式的事例数只有30—70个，因而不论作角分布分析还是矩分析或者分波分析都很难给出确定的结论.

由于从$p\bar{p}$衰变道出来的窄共振态的特殊性，我们暂时把它搁置一边. 注意到其它衰变道的末态均为二个赝标介子，我们试图经处理把这些事例加到一起进行分析，这样，近200个事例将有可能把ξ的自旋确定下来.

假设衰变为二个赝标介子的窄共振态均为同一个粒子ξ(2230). 则讨论的过程为：

$$e^+e^- \to J/\psi \to \gamma + \xi, \xi \to a_i + b_i, \tag{1}$$

其中$a_i + b_i$为ξ的衰变粒子，它可以为$K\bar{K}$，ππ，ηη′以及η′η′等. 此过程的矩阵元为：

$$\begin{aligned} &\langle \psi_{\lambda_J} | T_1 | e_r^+ e_{r'}^- \rangle \propto e_\mu^{\lambda_J *} \bar{v}_r(p_+) \lambda^\mu u_{r'}(p_-), \\ &\langle \gamma_{\lambda_\gamma} \xi_{\lambda_\xi} | T_2 | \psi_{\lambda_J} \rangle \propto A_{\lambda_\gamma, \lambda_\xi} \delta_{\lambda_J, \lambda_\gamma - \lambda_\xi}, \\ &\langle a_i b_i | T_3 | \xi_{\lambda_\xi} \rangle \propto D_{\lambda_\xi 0}^{J_\xi *}(\varphi_i^*, \theta_i^*, 0). \end{aligned} \tag{2}$$

其中所有的λ_X为相应粒子X的螺旋度，r和r'分别是正电子和电子的极化指标，$A_{\lambda_\gamma, \lambda_\xi}$为过程$J/\psi \to \gamma\xi$的螺旋度振幅. 子过程$e^+e^- \to J/\psi$和$J/\psi \to \gamma\xi$均选取$J/\psi$静止系($e^+e^-$质

1997-05-19收稿

* 国家自然科学基金资助

心系)，并选取γ的运动方向为 z 轴，$p_\gamma \times p_+$ 方向为 y 轴．子过程 $\xi \to a_i + b_i$ 取ξ的静止系，并选取 J / ψ静止系中ξ的方向为 z' 轴，$\Omega^* = (\theta^*, \varphi^*)$ 描述 a_i 粒子在该坐标系中的动量方向．

由宇称守恒条件，可以得到以下关系式：

$$A_{\lambda_\gamma,\lambda_\xi} = P_\xi(-1)^{J_\xi} A_{-\lambda_\gamma,-\lambda_\xi} = A_{-\lambda_\gamma,-\lambda_\xi}, \tag{3}$$

其中 $J_\xi^{P_\xi}$ 为偶$^+$，这是ξ衰变为正、反质标介子所要求的．

过程(1)的振幅可表示为：

$$A = \sum_i \alpha_i A_i (e^+e^- \to J/\psi \to \gamma\xi \to \gamma a_i b_i), \tag{4}$$

其中 α_i 为ξ衰变为 $a_i + b_i$ 的耦合常数．

以上过程的微分截面可以表为：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \sum_i \frac{d\sigma_i}{d\Omega^*} \propto \sum_i \alpha_i^2 W_{J_\xi}^i(\theta_\gamma, \Omega^*)\left(\frac{|p_{a_i}^*|}{m_\xi}\right)^{2l+1}, \tag{5}$$

其中 $\left(\frac{|p_{a_i}^*|}{m_\xi}\right)^{2l}$ 为离心位垒而致的运动学因子，$l = J_\xi$ 为衰变粒子 a_i 和 b_i 之间的轨道角动量，$\left(\frac{|p_{a_i}^*|}{m_\xi}\right)$ 为通常的二体衰变相空间因子．$|p_{a_i}^*|$ 为ξ静止系中末态粒子 a_i 的动量值．由于 i 代表不同的物理末态，所以不同衰变道之间不会出现干涉．

$W_{J_\xi}^i(\theta_\gamma, \Omega^*)$ 为过程的角分布，在所取的参考系中，对于我们所考虑的不同末态 i，它是相同的，可以去掉上标 i．由文献[4]有：

当 $J_\xi^{P_\xi} = 2^+$ 时

$$\begin{aligned} W_2(\theta_\gamma, \Omega^*) \propto{} & (1+\cos^2\theta_\gamma)\left[(3\cos^2\theta^* - 1)^2 + \frac{3}{2}y^2\sin^4\theta^*\right] + \\ & \sin 2\theta_\gamma \sin 2\theta^*\left[\sqrt{3}\,x(3\cos^2\theta^* - 1) - \frac{3}{\sqrt{2}}xy\sin^2\theta^*\right]\cos\varphi^* + \\ & \sin^2\theta_\gamma[\sqrt{6}\,y\sin^2\theta^*(3\cos^2\theta^* - 1)\cos 2\varphi^* + 3x^2\sin^2 2\theta^*]. \end{aligned} \tag{6}$$

当 $J_\xi^{P_\xi} = 4^+$ 时

$$\begin{aligned} W_4(\theta_\gamma, \Omega^*) \propto{} & (1+\cos^2\theta_\gamma)[35\cos^4\theta^* - 30\cos^2\theta^* + 3)^2 + 10y^2\sin^4\theta^*(7\cos^2\theta^* - 1)^2] \\ & + \sin 2\theta_\gamma \sin 2\theta^*[\sqrt{10}\,x(35\cos^4\theta^* - 30\cos^2\theta^* + 3)(7\cos^2\theta^* - 3) \\ & - 10xy\sin^2\theta^*(7\cos^2\theta^* - 3)(7\cos^2\theta^* - 1)]\cos\varphi^* \\ & + \sin^2\theta_\gamma[10x^2\sin^2 2\theta^*(7\cos^2\theta^* - 3)^2 + 2\sqrt{10}\,y\sin^2\theta^*(35\cos^4\theta^* \\ & - 30\cos^2\theta^* + 3)(7\cos^2\theta^* - 1)\cos 2\phi^*]. \end{aligned} \tag{7}$$

不同衰变道的分支比

$$B_i \propto \alpha_i^2\left(\frac{|p_{a_i}^*|}{m_\xi}\right)^{2l+1}. \tag{8}$$

在实验室系(即 J/ψ静止系)中描述子过程$\xi\to a_i+b_i$,ξ的运动方向取为z'轴,用$\Omega_i=(\theta_i,\varphi_i)$描述$a_i$粒子的动量方向. 对应于ξ静止系中的$\Omega^*$,在实验室系中为$\Omega_i$,它随不同的末态$i$是不同的.

在ξ质心系中,末态a_i和b_i粒子的动量绝对值和能量分别为

$$|p^*_{a_i}|=|p^*_{b_i}|=\frac{1}{2m_\xi}[m_\xi^2-(m_{a_i}+m_{b_i})^2]^{½}[m_\xi^2-(m_{a_i}-m_{b_i})^2]^{½},$$
$$E^*_{a_i}=(m_\xi^2+m_{a_i}^2-m_{b_i}^2)/2m_\xi,$$
$$E^*_{b_i}=(m_\xi^2+m_{b_i}^2-m_{a_i}^2)/2m_\xi. \tag{9}$$

对于衰变道ππ,K$\overline{\text{K}}$,ηη′,η′η′和ηη,它们的取值见表1.

表1 (单位:GeV)

	$\lvert p^*_{a_i}\rvert$	$E^*_{a_i}$	$E^*_{b_i}$
ππ	1.106	1.115	1.115
k$\bar{\text{k}}$	1.000	1.115	1.115
ηη′	0.809	0.977	1.253
η′η′	0.571	1.115	1.115
ηη	0.971	1.115	1.115

取实验室系,这里ξ粒子的动量值及能量分别为

$$|p_\xi|=\frac{1}{2m_J}(m_J^2-m_\xi^2)=0.744,$$
$$E_\xi=\frac{1}{2m_J}(m_J^2+m_\xi^2)=2.351. \tag{10}$$

实验室系相对于ξ静止系的参数为

$$\beta_c=|\beta_c|=\frac{|p_\xi|}{E_\xi}=\frac{m_J^2-m_\xi^2}{m_J^2+m_\xi^2}=0.316,$$
$$\gamma_c=\frac{1}{\sqrt{1-\beta_c^2}}=1.054. \tag{11}$$

Ω_i和Ω^*的关系由以下 Lorentz 变换给出

$$\varphi_i=\varphi^*,$$
$$|p_{a_i}|\cos\theta_i=\gamma_c(|p^*_{a_i}|\cos\theta^*+\beta_c E^*_{a_i}), \tag{12}$$
$$|p_{a_i}|\sin\theta_i=|p^*_{a_i}|\sin\theta^*,$$
$$E_{a_i}=\gamma_c(E^*_{a_i}+\beta_c|p^*_{a_i}|\cos\theta^*).$$

在实验室系中过程的角分布为

$$W_{J_\xi}(\theta_\gamma,\Omega_i)=W_{J_\xi}(\theta_\gamma,\Omega^*)\left(\frac{\mathrm{d}\cos\theta^*}{\mathrm{d}\cos\theta_i}\right), \tag{13}$$

其中

$$\frac{\mathrm{d}\cos\theta^*}{\mathrm{d}\cos\theta_i} = \frac{|p_{a_i}|^3}{\gamma_c|p_{a_i}^*|^3} \cdot \frac{1}{1+\beta_c\dfrac{E_{a_i}^*}{|p_{a_i}^*|}\cos\theta^*} . \tag{14}$$

在实验室系中探测到的各种衰变道的事例，可以用统一的角分布表达式来描写

$$W_{J_\xi}(\theta_\gamma,\Omega) = \sum_i W_{J_\xi}(\theta_\gamma,\Omega_i)B_i = \sum W_{J_\xi}(\theta_\gamma,\Omega^*)\left(\frac{\mathrm{d}\cos\theta^*}{\mathrm{d}\cos\theta_i}\right)\alpha_i^2\left(\frac{|p_{a_i}^*|}{m_\xi}\right)^{2J_\xi+1} . \tag{15}$$

利用式(6)、(7)、(9)—(14)，可以求出 $W_{J_\xi}(\theta_\gamma,\Omega)$的表达式．其中 B_i由实验值输入．

理论上，假设ξ(2230)为一个纯胶子球，则它是一个 $SU(3)$味单态．如果不考虑 $SU(3)$味破坏效应，亦不考虑η和η′的混合，则有

$$\alpha_{\pi\pi}^2:\alpha_{K\bar{K}}^2:\alpha_{\eta\eta}^2:\alpha_{\eta\eta'}^2:\alpha_{\eta'\eta'}^2 = 3:4:1:0:1 . \tag{16}$$

当 $J_\xi = 2$，有

$$B_{\pi\pi}:B_{K\bar{K}}:B_{\eta\eta}:B_{\eta\eta'}:B_{\eta'\eta'} = 82:66:14:0:1 , \tag{17}$$

当 $J_\xi = 4$，有

$$B_{\pi\pi}:B_{K\bar{K}}:B_{\eta\eta}:B_{\eta\eta'}:B_{\eta'\eta'} = 1155:620:119:0:1 . \tag{18}$$

考虑η和η′的混合，

$$\begin{aligned}|\eta\rangle &= \cos\varphi_P|n\bar{n}\rangle + \sin\varphi_P|s\bar{s}\rangle ,\\ |\eta'\rangle &= \sin\varphi_P|n\bar{n}\rangle - \cos\varphi_P|s\bar{s}\rangle ,\end{aligned} \tag{19}$$

其中 $n\bar{n} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$．

用下式表示 $SU(3)$味破坏效应 [5]

$$\zeta = \frac{\langle g|T|s\bar{s}\rangle}{\langle g|T|n\bar{n}\rangle} , \tag{20}$$

则有

$$\begin{aligned}\alpha_{\pi\pi}^2:\alpha_{K\bar{K}}^2:\alpha_{\eta\eta}^2:\alpha_{\eta\eta'}^2:\alpha_{\eta'\eta'}^2 = {}& 3:4\zeta^2:(\cos^2\varphi_P + \sin^2\varphi_P\cdot\zeta^2)^2:\\ & (\cos\varphi_P\sin\varphi_P)^2(1-\zeta^2)^2:\\ & (\sin^2\varphi_P + \cos^2\varphi_P\cdot\zeta^2)^2 .\end{aligned} \tag{21}$$

这里，$\varphi_P = 54.7° + \theta_P$．只要衰变到ηη′ 的分支比不为零，那么必定有 $SU(3)$味破缺．如果η和η′中包含 gg 分量，则有

$$\begin{aligned}|\eta\rangle &= X_\eta|n\bar{n}\rangle + Y_\eta|s\bar{s}\rangle + Z_\eta|gg\rangle ,\\ |\eta'\rangle &= X_{\eta'}|n\bar{n}\rangle + Y_{\eta'}|s\bar{s}\rangle + Z_{\eta'}|gg\rangle .\end{aligned} \tag{22}$$

设η和η′中的(gg)分量和$(n\bar{n})$分量和ξ的胶子分量的耦合强度之比为

$$\delta = \frac{\langle g|T|gg\rangle}{\langle g|T|n\bar{n}\rangle} , \tag{23}$$

则有

$$\begin{aligned}\alpha_{\pi\pi}^2:\alpha_{K\bar{K}}^2:\alpha_{\eta\eta}^2:\alpha_{\eta\eta'}^2:\alpha_{\eta'\eta'}^2 = {}& 3:4\zeta^2:(X_\eta^2 + Y_\eta^2\cdot\zeta^2 + Z_\eta^2\cdot\delta^2)^2:\\ & (X_\eta X_{\eta'} + Y_\eta Y_{\eta'}\cdot\zeta^2 + Z_\eta Z_{\eta'}\cdot\delta^2)^2:\end{aligned}$$

$$(X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 \cdot \zeta^2 + Z_{\eta'}^2 \cdot \delta^2)^2, \tag{24}$$

由实验值可以求出相应的参数ζ, δ以及η和η'中的夸克含量和胶子含量,也可以建立某种动力学模型,计算出ζ, δ以及η, η'的混合参数去拟合实验数据.

参 考 文 献

[1] K. Einsweiler. SLAC − PUB − 3702,1983; R.M.Baltrusaitis et al. Phys, Rev, Lett., 1986, **56**:107

[2] J.E.Augustin et al. LAL / 85 − 27

[3] J.Z.Bai et al.Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:3502; Shen Xiaoyan. Internal Report of IHEP, The Chinese Academy of Sciences

[4] Yu Hong, Shen Qixing. High Energy Phys. and Nucl, Phys. (in Chinese), 1990, **14**:504
(郁宏, 沈齐兴. 高能物理与核物理, 1990, **14**:504)

[5] C.Amsler, F.E.Close. Phys. Rev., 1996, **D53**:295

How to Determine the Spin of the $\xi(2230)$

Yu Hong Shen Qixing

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

Abstract The possibility for increasing the statistics by summing up the events of decaying into two pseudo scalar mesons from the existing data samples is discussed.

Key words glueball, angular distribution, mixing

Received 19 May 1997