第21卷 第3期 高能物理与核物理 Vol.21, No.3
1997年 3 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Mar., 1997

# 关于 $\iota$ /$\eta$(1440)的结构分析 *

BES合作组

白景芝 陈光培 陈宏芳[1] 陈少敏 陈雅清 陈 宇 陈元柏
程宝森 崔象宗 丁慧良 丁维闻 杜志珍 范晓舲 方 建
高翠山 高美丽 高树琦 顾建辉 顾树棣 顾维新 顾以藩
过雅南 韩世温 韩 缨 何景棠 何 炬 何 瑁[2] 胡贵云
胡敬亮 胡 涛 胡晓庆 黄德强 黄因智 姜春华 金 山
金 艳 康书辉 柯尊建 赖元芬 兰慧彬 郎鹏飞 李 芳
李 金 李佩琴 李 群 李如柏 李 蔚 李卫东 李卫国
李新华 李小南 林树子 刘怀民 刘 靖 刘经华 刘 琦
刘荣光 刘 延 刘振安 吕军光 鲁建业 罗栓群 罗 勇
马爱民 马恩成 马基茂 毛慧顺 毛泽普 孟祥承 倪蕙苓
聂 晶 漆纳丁 阙友昆 荣 刚 邵毓莺 沈本蔚 沈定力
沈 红 沈肖雁 盛华义 史焕章 宋晓非 孙 舫 孙汉生
孙式军 谈益平 唐素秋 童国梁 王 锋 王临洲 王灵淑
王 曼 王佩良 王 平 王少敏 王泰杰 王运永 魏诚林
席德明 夏小米 谢佩佩 谢一冈 熊伟军 徐德之 许榕生
徐芷菁 薛生田 颜 洁 严武光 杨长友 杨春敏 杨 杰
杨 蔚 叶铭汉 叶诗章 叶树伟[1] 于传松 喻纯旭 郁忠强
苑长征 张炳云 张长春 张达华 张会领 张 健 张家文
张良生 张 霖 张少强 张 羽 张月元 赵棣新 赵海文
赵京伟 赵 萌 赵平德 赵维仁 赵文衡 郑建平 郑林生
郑志鹏 周光谱 周化十 周 莉 周小帆 周月华 朱启明
祝玉灿 朱永生 庄保安

（中国科学院高能物理研究所 北京 100039)
1（中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)
2（山东大学物理系 济南 250100)

1996-04-03 收稿

## 摘 要

通过对 $J/\psi$ 辐射衰变到 $K^+K^-\pi^0$ 和 $K^0_S K^\pm\pi^\mp$ 终态中 iota 能区的振幅分

* 国家自然科学基金资助；中国科学院重大基础研究项目。

注：本文已在1996年第11期上发表，但因排版软件中希腊字母 iota ($\iota$) 和英文字母 $l$ 十分相似，为避免读者误解，现重新刊登。

275 — 285

析，发现 iota 峰下有一个 $0^{-+}$ 共振态($M=1467\pm3$MeV, $\Gamma=89\pm6$MeV)和两个 $1^{++}$ 共振态($M=1435\pm3$MeV, $\Gamma=59\pm5$MeV; $M=1497\pm2$MeV, $\Gamma=44\pm7$MeV)，分别对应于 $\eta(1440)$, $f_1(1420)$ 和 $f_1(1510)$.

**关键词**　衰变振幅，矩，协方差矩阵，共振态.

## 1　引　　言

介子谱是检验量子理论的传统方法，对于了解强相互作用的动力学机制具有重要意义. 目前它的研究主要集中在两个方向: 1. 寻找新的 $q\overline{q}$ 介子态，完善介子谱. 2. 寻找含胶子的态(胶球，混杂态等). 自从1980年 MARKII 在 $J/\psi$ 辐射衰变中发现 iota 信号以来[1]，由于其衰变分支比较大，一直被认为是 $0^{-+}$ 胶球的候选者; 随后的实验又发现 iota 信号是左右不对称的，于是人们认为它可能是多个共振态相互叠加的结果. 所以，在过去的十多年间，iota 能区的复杂结构成分的研究一直受到关注[2—10].

1990年和1992年 MARKIII 和 DM2 分别对自己的数据进行了分波分析，结果如表1和表2所示，从中可以看出，两个实验组的结果是不相同的，造成这种情况的主要原因可能是分析方法的问题: 分波法是一种强烈依赖于模型的方法，它只能处理两体衰变，而 iota 含有直接三体衰变的成分; 另外对于 $J/\psi$ 辐射衰变到 $K\overline{K}\pi$ 终态，在 iota 能区，$K^*\overline{K}$ 中间过程的分波和 $a_0\pi$ 中间过程的分波之间的串扰是无法完全消除的.

表1　MARKIII 的分波分析结果[2]

| $J^{PC}$ | 中间态 | $M$(MeV) | $\Gamma$(MeV) | $10^{-3}B(J/\psi\to\gamma X\to\gamma K\overline{K}\pi)$ |
|---|---|---|---|---|
| $1^{++}$ | $K^*K$ | $1443^{+7+3}_{-6-2}$ | $68^{+29+8}_{-18-9}$ | $0.87^{+0.14+0.14}_{-0.14-0.11}$ |
| $0^{-+}$ | $a_0\pi$ | $1416^{+8+7}_{-8-5}$ | $54^{+37+13}_{-21-24}$ | $0.66^{+0.17+0.24}_{-0.16-0.15}$ |
| $0^{-+}$ | $K^*K$ | $1490^{+14+3}_{-8-16}$ | $91^{+67+15}_{-31-38}$ | $1.03^{+0.21+0.26}_{-0.18-0.19}$ |

表2　DM2 的分波分析结果[3]

| $J^{PC}$ | 中间态 | $M$(MeV) | $\Gamma$(MeV) | $10^{-3}B(J/\psi\to\gamma X\to\gamma K\overline{K}\pi)$ |
|---|---|---|---|---|
| $1^{++}$ | $K^*K$ | $1462\pm20$ | $129\pm41$ | $0.76\pm0.15\pm0.21$ |
| $0^{-+}$ | $a_0\pi$ | $1410\pm2$ | $41\pm8$ | $3.63\pm0.50\pm0.85$ |
| $0^{-+}$ | $K^*K$ | $1409\pm2$ | $34\pm7$ | $1.49\pm0.49\pm0.51$ |

本文采用了一种新的分析方法——三体衰变的矩分析方法，对 $J/\psi$ 辐射衰变到 $K\overline{K}\pi$ 终态中 iota 能区的复杂结构问题进行了分析. 该方法用了 $K\overline{K}\pi$ 衰变平面的法线的角分布，而与中间过程无关，因此可避开分波法的不足，提供更确切的关于 iota 的研究信息.

## 2　事例挑选

利用北京谱仪[11]收集的共约 $7.8\times10^6$ 个 $J/\psi$ 事例完成了它辐射衰变到 $K^+K^-\pi^0$, $K^0_S K^\pm\pi^\mp$ 和 $\eta\pi^+\pi^-$ 的事例挑选.

### 2.1 $J/\psi \to \gamma K^+K^-\pi^0$ 道的事例挑选

首先要求主漂移室探测到两根带电径迹，且每根带电径迹在谱仪磁场中有好的螺旋线拟合.

其次要求簇射计数器探测到 1—8 根中性径迹. 为了保证光子能量的准确测量，要求光子在簇射计数器中能量沉积大于 0.08GeV，为了避免误用高动量的带电径迹在簇射计数器中辐射出的中性径迹，要求光子与带电径迹的夹角的余弦小于 0.99，且要求满足上述条件的光子数大于等于 3.

为了避免带电径迹的 $K/\pi$ 误判，要求每根径迹的 TOF K 权重大于 TOF $\pi$ 权重.

从已选出的光子中任选三个光子，与 $K^+K^-$ 组合做四动量约束下的运动学拟合(4C－Fit)，取拟合的 $\chi^2$ 最小(记为 $\chi^2_{min}$)的三个光子为真实光子，并要求 $\chi^2_{min} \leqslant 30$.

若事例中有四个或大于四个光子，为去除可能的 $K^+K^-\pi^0\pi^0$ 本底，任取四个光子与 $K^+K^-$ 组合进行 4C－Fit，$\chi^2 \leqslant \chi^2_{min}$ 的事例做为本底去掉.

最后重建 $\pi^0$，在三个真实光子中任取两个光子要求其不变质量最接近于 $\pi^0$ 质量，且与 $\pi^0$ 质量的差小于 0.1GeV.

对事例做 $\pi^0$ 质量约束和四动量守恒约束下的 5C－Fit，要求 5C－Fit 的 $\chi^2 \leqslant 30$.

通过上述条件挑选出的事例，被认为是 $\gamma K^+K^-\pi^0$ 事例. 图 1 是 $K^+K^-\pi^0$ 系统的不变质量分布，从图中可以看到一个较宽的、不对称的 iota 峰.

### 2.2 $J/\psi \to \gamma K^0_S K^\pm\pi^\mp$ 道的事例挑选

首先要求主漂移室探测到两根带正电径迹和两根带负电径迹，且对于每根带电径迹有好的螺旋线拟合.

其次要求四根带电径迹中有三根满足 TOF $\pi$ 权重大于 TOF K 权重，这三根径迹被认为是 $\pi$，另外一根满足 TOF K 权重大于 TOF $\pi$ 权重，这根径迹被认为是 K.

定义

$$U = E_{miss} - |\boldsymbol{p}_{miss}|,$$

其中 $E_{miss}$ 是 $J/\psi$ 静止系中 $J/\psi$ 粒子与四个带电粒子的能量差，$\boldsymbol{p}_{miss}$ 是四根带电径迹的反冲动量，要求 $|U| \leqslant 0.2$GeV，该条件可有效地去除一些含 $\pi^0$ 的本底.

要求簇射计数器至少探测到一根中性径迹，它在簇射计数器中的沉积能量大于 0.08GeV，且丢失的横动量 $\boldsymbol{p}_T$ 满足：

$$|\boldsymbol{p}_T|^2 = 4|\boldsymbol{p}_{miss}|^2 \sin^2\theta/2 \leqslant 0.04\,\text{GeV}^2$$

其中 $\theta$ 为中性径迹与 $\boldsymbol{p}_{miss}$ 的夹角.

在满足以上条件的中性径迹中，任取一根依次与四根带电径迹组合做 4C－Fit，其中拟合的 $\chi^2$ 最小的一种组合中的中性径迹被认为是真实的辐射光子，并且要求该组合的 $\chi^2 \leqslant 30$.

为重建 $K^0_S$ 顶点，首先在 3 个带电的 $\pi$ 径迹中任取一对 $\pi^+\pi^-$(有两种可能)，其中不变质量与 $K^0_S$ 质量最接近的一对 $\pi^+\pi^-$ 被认为是 $K^0_S$ 的衰变产物，且要求其不变质量与 $K^0_S$ 质量的差的绝对值小于 0.05GeV，其次要求这两根 $\pi^+\pi^-$ 径迹在 $x-y$ 平面有两个交点，

这两个交点处，相应的 $\Delta z$ 较小的点被认为是 $K_S^0$ 顶点，且要求该点处 $\Delta z<5$cm.

最后将 $K_S^0$ 衰变出的一对 $\pi^+\pi^-$ 的径迹参数与其误差矩阵沿螺旋线变换到 $K_S^0$ 顶点处，并与另外两根带电径迹及辐射光子组合，做 5C－Fit. 要求拟合的 $\chi^2\leqslant30$.

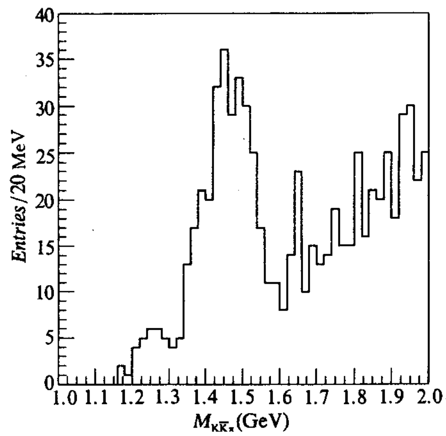


图1 $K^+K^-\pi^0$ 系统的不变质量谱

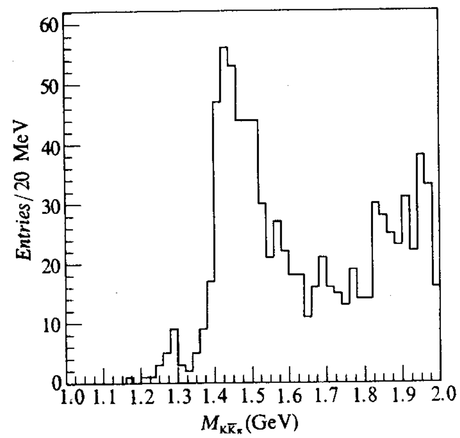


图2 $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 系统的不变质量谱

满足上述条件的事例被认为是 $\gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 事例. 图2是 $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 系统的不变质量分布，在 iota 能区出现一个清晰的、不对称的信号.

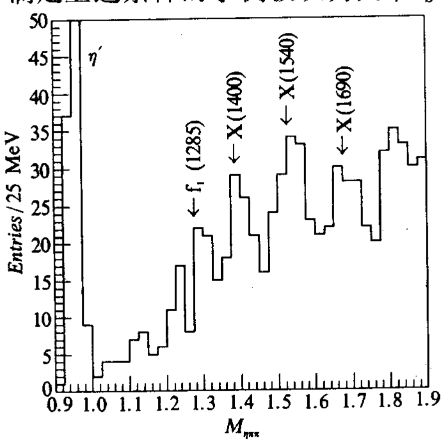


图3 $\eta\pi^+\pi^-$ 系统的不变质量谱

### 2.3 $J/\psi\rightarrow\gamma\eta\pi^+\pi^-$ 道的事例挑选

由于 $\eta$ 可衰变为 $\gamma\gamma$，该道终态有3个光子和一对 $\pi^+\pi^-$，因此该道事例筛选条件与 $\gamma K^+K^-\pi^0$ 基本相同，所不同的是要求两根带电径迹的 TOF $\pi$ 权重大于 TOF K 权重. 重建 $\eta$ 时，要求两个光子的不变质量与 $\eta$ 的不变质量之差的绝对值小于 0.05GeV，最后为了有效地去除本底事例，要求 5C－Fit 的 $\chi^2\leqslant5$.

图3为 $\eta\pi^+\pi^-$ 系统的不变质量谱. 由图可见，$J/\psi$ 辐射衰变到 $\eta\pi^+\pi^-$ 终态中，虽然 1.0— 2.0GeV 之间有复杂的结构，但 1.4— 1.5GeV 之间无共振迹象.

## 3 iota 结构的矩分析方法

我们曾对 iota 结构做过定性的分析[12]，结果表明：iota 峰下有三个共振态，位于中间的共振态主要衰变到 $K^*(892)\bar{K}$+c.c.，衰变到 $a_0\pi$ 的分量较小；而两端的共振态以直接三体衰变为主. 由于在 iota 能区 $K^*\bar{K}$+c.c.，$a_0\pi$ 和直接三体衰变无法完全分开，因此通过不变质量谱无法给出关于这三个共振态的定量结果(如峰位，宽度等). 为了定量地

分析 iota 的结构，建立了 iota 能区复杂结构的矩分析方法.

### 3.1 矩的理论公式

对于过程

$$e^+ + e^- \to J/\psi \to \gamma + X \to \gamma + K\overline{K}\pi$$

定义矩

$$M(jlm) = \sqrt{(2j+1)(2l+1)} \int d\cos\theta_\gamma d\cos\theta d\varphi \omega(\theta_\gamma, \theta, \varphi) D^j_{0,-m}(0, \theta_\gamma, 0) D^l_{m,0}(\varphi, \theta, 0), \quad (1)$$

其中 $j, l, m$ 是整数，$\theta_\gamma$ 是实验室系中辐射光子的极角，$\theta$ 是 $K\overline{K}\pi$ 衰变平面的法线相对于 X 在实验室系中动量方向的极角，$\varphi$ 是 $K\overline{K}\pi$ 衰变平面的法线相对 X 产生平面的方位角. $\omega(\theta_\gamma, \theta, \varphi)$ 是上述过程的角分布. 那么对于 X 含有 $J^P=0^-$ 和 $J^P=1^+$ 耦合的情况，有五个独立的不为零的矩[13]:

$$M_1 = M(000) = |a^0_{10}|^2 + |a^1_{11}|^2 + |a^1_{10}|^2, \quad (2)$$

$$M_2 = M(020) = \frac{\sqrt{5}}{10}\left(|a^1_{11}|^2 - 2|a^1_{10}|^2\right), \quad (3)$$

$$M_3 = M(200) = \frac{\sqrt{5}}{10}\left(|a^0_{10}|^2 - 2|a^1_{11}|^2 + |a^1_{10}|^2\right), \quad (4)$$

$$M_4 = M(220) = -\frac{1}{10}\left(|a^1_{11}|^2 + |a^1_{10}|^2\right), \quad (5)$$

$$M_5 = M(221) = -\frac{3}{20}\mathrm{Re}(a^1_{11} a^{1*}_{10}), \quad (6)$$

其中

$$a^{J_X}_{\lambda_\gamma\lambda_X} \sim \frac{e^{i\alpha_X}}{m^2 - m_X^2 + i\Gamma_X m_X} \times A^{J_X}_{\lambda_\gamma\lambda_X} \times \overline{PQ} \quad (7)$$

是过程 $e^+e^- \to J/\psi \to \gamma X \to \gamma K\overline{K}\pi$ 的振幅，$A^{J_X}_{\lambda_\gamma\lambda_X}$ 是过程 $J/\psi \to \gamma X$ 的螺旋度振幅，且

$$\overline{PQ} = |\boldsymbol{p}_X| \quad 当 \quad J_X = 0, \quad (8a)$$

$$\overline{PQ} = |\boldsymbol{p}_\pi| \quad 当 \quad J_X = 1, \quad (8b)$$

$\boldsymbol{p}_X$ 是实验室系中 $K\overline{K}\pi$ 系统的动量，而 $\boldsymbol{p}_\pi$ 是 X 静止系中 $\pi$ 的动量.

### 3.2 实验矩及其效率校正矩阵

由矩的定义可以得到

$$M(jlm) = 4\pi \sum_{i=1}^{N^{\mathrm{all}}} \mathrm{Re}[Y^m_j(\theta_\gamma, 0) Y^{m*}_l(\theta, \varphi)], \quad (9)$$

$$\omega(\theta_\gamma, \theta, \varphi) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{jlm \\ m\geqslant 0}} M(jlm)(2-\delta_{m0}) \mathrm{Re}[Y^m_j(\theta_\gamma, 0) Y^m_l(\theta, \varphi)]. \quad (10)$$

如果定义实验矩

$$E_\nu = E(jlm) = 4\pi \sum_{i=1}^{N^{\text{obs}}} \text{Re}[Y_j^m(\theta_\gamma, 0) Y_l^{m*}(\theta, \varphi)], \tag{11}$$

其中 $N^{\text{obs}}$ 是经过事例筛选后实验上观测到的事例数，那么实验上观测到的角分布可以写为

$$\omega^{\text{E}}(\theta_\gamma, \theta, \varphi) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{jlm \\ m \geqslant 0}} E(jlm)(2-\delta_{m0}) \text{Re}[Y_j^m(\theta_\gamma, 0) Y_l^m(\theta, \varphi)], \tag{12}$$

并且

$$M_\mu = C_{\mu\nu}^{-1} E_\nu , \tag{13}$$

其中 $C_{\mu\nu}^{-1}$ 是实验矩 $E_\nu$ 的效率校正矩阵，可由均匀相空间产生的 Monter Carlo 数据估算.

$$C_{\mu\nu} = \frac{16\pi^2}{N^{\text{gen}}} \sum_{i=1}^{N^{\text{acc}}} \text{Re}[Y(\theta_\gamma, 0) Y^*(\theta, \varphi)]_\mu (2-\delta_{m0}) \text{Re}[Y(\theta_\gamma, 0) Y(\theta, \varphi)]_\nu , \tag{14}$$

其中 $N^{\text{gen}}$ 是Monte Carlo 产生的事例数，而 $N^{\text{acc}}$ 则是事例筛选后接收到的事例数. 为了降低由 Monte Carlo 数据造成的统计涨落，需要产生足够的 Monte Carlo 数据(至少 $N^{\text{acc}} / N^{\text{obs}} \geqslant 10$).

### 3.3 矩分析中的最小二乘法

如果只考虑统计误差，则

$$\chi^2 = \int \frac{(\omega^{\text{C}} - \omega)^2}{\omega} \, \text{d}\cos\theta_\gamma \text{d}\cos\theta \text{d}\varphi, \tag{15}$$

其中 $\omega^{\text{C}}$ 是效率校正后的实验角分布，$\omega$ 是理论角分布.

设

$$\Delta\omega = \omega^{\text{C}} - \omega, \tag{16a}$$

$$\Delta M_\mu = C_{\mu\nu}^{-1} E_\nu - M_\mu , \tag{16b}$$

那么

$$(\Delta\omega)^2 = \Delta M_\mu \frac{\partial\omega}{\partial M_\mu} \frac{\partial\omega}{\partial M_\nu} \Delta M_\nu . \tag{17}$$

因此

$$\chi^2 = \Delta M_\mu V_{\mu\nu} \Delta M_\nu, \tag{18}$$

其中

$$V_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^{N^{\text{all}}} \frac{\dfrac{\partial\omega}{\partial M_\mu} \dfrac{\partial\omega}{\partial M_\nu}}{\omega^2} , \tag{19}$$

因此 $V^{-1}$ 是 $M_\mu$ 的统计协方差矩阵. 为了 MINUIT[14] 拟合的方便起见，取

$$V \simeq V(C^{-1}E), \tag{20}$$

$V^{-1}(C^{-1}E)$ 是 $C_{\mu\nu}^{-1} E_\nu$ 统计协方差矩阵. 因此

$$V \simeq C^{\text{T}} V(E) C, \tag{21}$$

其中 $C^{T}$是 $C$ 的转置矩阵，$V(E)$ 是 $E_\nu$ 的统计协方差矩阵的逆矩阵．与式(19)的推导相同，可以得到

$$V_{\mu\nu}(E)=\sum_{i=1}^{N^{\text{obs}}}\frac{\dfrac{\partial\omega^{\mathrm{E}}}{\partial E_\mu}\dfrac{\partial\omega^{\mathrm{E}}}{\partial E_\nu}}{(\omega^{\mathrm{E}})^2}\ , \tag{22}$$

所以

$$\chi^2=\frac{N^{\text{cor}}}{8\pi}\ (C_{\mu\sigma}^{-1}E_\sigma-M_\mu)V_{\mu\nu}(C_{\nu\sigma}^{-1}E_\sigma-M_\nu). \tag{23}$$

其中$N^{\text{cor}}$是效率校正后的事例数，因子$N^{\text{cor}}/8\pi$ 的引入是考虑到式(20)中 $V_{\mu\nu}$ 的近似计算精度与事例数正相关．

## 4　iota 结构的分析结果

### 4.1　iota 质量区域的矩分析

为分析 iota 的结构，需要在 iota 质量区域划分足够多的 Bin，为了在每个 Bin 内实施矩分析，要求每个 Bin 内有足够多的事例数．考虑到以上两点，将 iota 峰下 1.2—1.7GeV 之间的质量区间分成 20 个 Bin，并对 $J/\psi\to\gamma\iota(1440)\to\gamma K^+K^-\pi^0$，$J/\psi\to\gamma\iota(1440)\to\gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 两道事例的实验矩分别进行效率校正后相加处理．为了校正实验矩对 $J/\psi\to\gamma\iota(1440)\to\gamma K_+K_-\pi_0$道和 $J/\psi\to\gamma\iota(1440)\to\gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp$道，分别在每个 Bin 的中心处用均匀相空间产生子产生了至少 10 倍于实验数据的 Monte Carlo 数据，然后用由 Monte Carlo 数据计算出的实验矩的效率校正矩阵 $C^{-1}$校正实验矩，并对两道相加后的效率

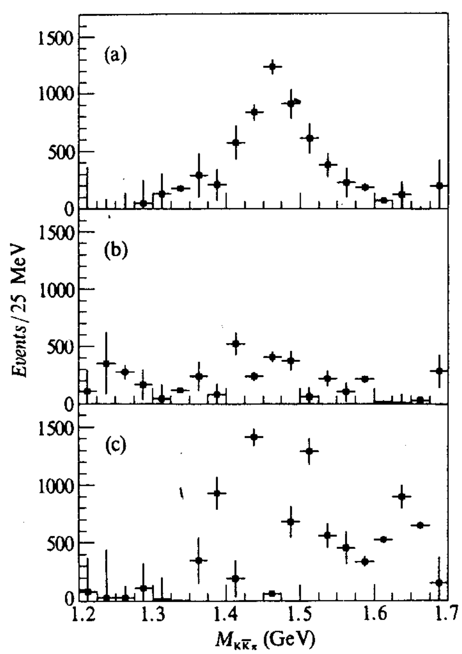


图 4　$0^{-+}$ 和 $1^{++}$ 振幅模平方的拟合值分布
(a) $|a_{10}^0|^2$, (b) $|a_{11}^1|^2$, (c) $|a_{10}^1|^2$

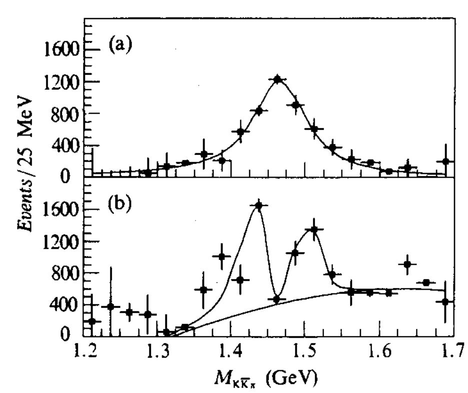


图 5　iota 峰下的 $0^{-+}$ 成份(a)、$1^{++}$ 成分(b)及其 B.W. 拟合结果

校正矩进行最小二乘拟合. 图4为$0^{-+}$和$1^{++}$振幅模平方的拟合值分布. 由图4看出，iota峰下以$0^{-+}$成分($|a_{10}^0|^2$)为主，而本底事例主要集中在$1^{++}$成分$|a_{11}^1|^2$和$|a_{10}^1|^2$中，这是因为$0^{-+}$成分的角分布$\omega^0(\theta_\gamma, \theta, \varphi)$的形状是固定的，而$1^{++}$成分的角分布$\omega^1(\theta_\gamma, \theta, \varphi)$与过程$J/\psi \to \gamma X(1^{++})$的螺旋度振幅比$x=|A_{11}^1/A_{10}^1|$有关[15]，因此经由最小二乘矩分析后，每个Bin中的本底事例依据其角分布或多或少地贡献于$|a_{11}^1|^2$和$|a_{10}^1|^2$中. 为了便于处理本底，把$1^{++}$的螺旋度过程做相加处理，iota峰下的$0^{-+}$成分和相加后的$1^{++}$成分如图5所示，由图可以看出iota峰下有一个$0^{-+}$共振态和两个$1^{++}$共振态. 由于$1^{++}$共振态之间有干涉作用，因此每个单峰的分布是不对称的.

## 4.2 峰位、宽度和衰变分支比的计算

对于$J/\psi \to \gamma\iota(1440) \to \gamma K\bar{K}\pi$过程，终态$K\bar{K}\pi$有五种不同的表现形式：$K^+K^-\pi^0$，$K_S^0K^\pm\pi^\mp$，$K_L^0K^\pm\pi^\mp$，$K_S^0K_S^0\pi^0$，$K_L^0K_L^0\pi^0$. 如果认为iota是同位旋标量($I=0$)，由强相互作用的同位旋守恒性，对于$K^*\bar{K}+c.c.$过程有

$$(K_S^0K^\pm\pi^\mp):(K^+K^-\pi^0):(K_S^0K_S^0\pi^0)=\frac{1}{4}:\frac{1}{4}:\frac{1}{8},$$

$$(K_L^0K^\pm\pi^\mp):(K_L^0K_L^0\pi^0)=\frac{1}{4}:\frac{1}{8}.$$

对于$a_0\pi$和直接三体过程有

$$(K_S^0K^\pm\pi^\mp):(K^+K^-\pi^0):(K_S^0K_S^0\pi^0)=\frac{1}{3}:\frac{1}{6}:\frac{1}{12},$$

$$(K_L^0K^\pm\pi^\mp):(K_L^0K_L^0\pi^0)=\frac{1}{3}:\frac{1}{12}.$$

因此不论是何种过程都有

$$\frac{BR(J/\psi \to \gamma\iota \to \gamma K_S^0K^\pm\pi^\mp, \gamma K^+K^-\pi^0)}{BR(J/\psi \to \gamma\iota \to \gamma K\bar{K}\pi)}=\frac{1}{2}.$$

### 4.2.1 iota峰下的$0^{-+}$成分

由3.1节式(7)得

$$|a_{10}^0|^2 \sim \frac{1}{(m^2-m_X^2)^2+\Gamma_X^2m_X^2}\cdot|A_{10}^0|^2\cdot|p_X|^2,$$

用上式采用最小二乘法拟合iota峰下的$0^{-+}$成份，$\chi^2$的构造为

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{N^{\rm bin}}\frac{(|a_{10}^0|^2-|a_{10}^0|_{\rm fit}^2)^2}{E_{\rm fit}^2},$$

式中$|a_{10}^0|_{\rm fit}^2$是$|a_{10}^0|^2$的矩分析拟合值，$E_{\rm fit}^2$是$|a_{10}^0|^2$的矩分析拟合值误差.

拟合结果如表3中所示，分支比中的系统误差是由本底的不同形式及J /$\psi$ 总数误差估算而得.

**表3 $\iota$(1440)的结构分析结果**

| $J^{PC}$ | $M$(MeV) | $\Gamma$(MeV) | $10^{-3}BR(J/\psi\to\gamma X\to\gamma K\bar{K}\pi)$ |
|---|---|---|---|
| $1^{++}$ | 1435±3 | 59±5 | $0.76\pm0.04^{+0.46}_{-0.18}$ |
| $0^{-+}$ | 1467±3 | 89±6 | $1.86\pm0.10^{+0.34}_{-0.41}$ |
| $1^{++}$ | 1497±2 | 44±7 | $0.52\pm0.03^{+0.20}_{-0.23}$ |

4.2.2 iota峰中的$1^{++}$成分

同样由式(7)得

$$a^1_{1\lambda_X}\sim\frac{e^{i\alpha_x}}{m^2-m_X^2+i\Gamma_X m_X}\cdot A^1_{1\lambda_X}\cdot|p_\pi|.$$

由于$1^{++}$成份中可能有两个共振峰且质量位置接近，因此这两个共振峰之间有干涉存在，考虑到二峰之间干涉项，用四次多项式代替本底，拟合iota峰中的$1^{++}$成份，拟合方法同$0^{-+}$成份，结果如表3所示．分支比中的系统误差是由本底的不同形式和J /$\psi$ 总数误差估算而得.

## 5 结论和讨论

本文通过对J /$\psi$ 辐射衰变到$K^+K^-\pi^0$道和J /$\psi$ 辐射衰变到$K^0_SK^\pm\pi^\mp$道中$K\bar{K}\pi$系统的矩分析，发现在iota能区有一个$0^{-+}$共振态和两个$1^{++}$共振态．$0^{-+}$共振态的质量和宽度为$M=1467\pm3$MeV，$\Gamma=89\pm6$MeV，对应于粒子表中的$\eta$(1440)；两个$1^{++}$共振态的质量和宽度分别为$M=1435\pm3$MeV，$\Gamma=59\pm5$MeV 和$M=1497\pm2$MeV，$\Gamma=44\pm7$MeV，对应于粒子表中的$f_1$(1420)和$f_1$(1510).

$\eta$(1440)作为$0^{-+}$胶球的候选者一直受到人们的普遍关注．由于在J /$\psi$ 辐射衰变到$\eta\pi^+\pi^-$终态中没有观测到$\eta$(1440)信号，因此$\eta$(1440)可能不是$\eta$或$\eta'$ 的激发态；又由于在J /$\psi$ 的强衰变过程J /$\psi\to\{\omega,\varphi\}+K\bar{K}\pi$中没有观测到$\eta$(1440)信号[16]，所以$\eta$(1440)也不像是混杂态．$\eta$(1440)有可能是一个$0^{-+}$的胶球和一个$0^{-+}$的普通介子的混合.

由于$1^3P_1$轻味介子九重态已被填满，$f_1$(1420)可能是一奇特态(非$q\bar{q}$态)，又由于$f_1$(1420)在J /$\psi$ 的强衰变J /$\psi\to\omega f_1(1420)\to\omega K\bar{K}\pi$中的产额与其在J /$\psi$ 辐射衰变J /$\psi\to\gamma f_1(1420)\to\gamma K\bar{K}\pi$中的产额相当，$f_1$(1420)不像是胶子球态；其次$f_1$(1420)也不像是四夸克态或分子态，因为BES的结果表明：$f_1$(1420)主要是直接三体衰变[12]，而四夸克态或分子态更容易进行两体衰变.

iota峰中较高质量端的共振峰应为$f_1$(1510)，由于$1^{++}$同位旋标量$f_1$(1285)的夸克组份为$(u\bar{u}+d\bar{d})/\sqrt{2}$，因此$f_1$(1510)应为$1^{++}$ $SU(3)$单态和八重态的理想混合，组分为$s\bar{s}$．目前只在$K\bar{K}\pi$终态中观测到$f_1$(1510)，也正说明了这一点.

## 参 考 文 献


[1] D. SCHARRE, *et al.*, *Phys. Lett.*, **97B**(1980)329.

[2] Z. Bai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990)2507.

[3] J. E. Augustin *et al.*, *Phys. Rev.*, **D46**(1992)1951.

[4] D. F. Reeves *et al.*, *Phys. Rev.*, **D34**(1986)1960.

[5] A. Birman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988)1557.

[6] A. Ando *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986)1296.

[7] T. Tsuru, in Proceeding of the Workshop on Hadron Physics, at $e_+e_-$ Collider, 1994, Beijing, P.34.

[8] H. Aihara *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986)2500.

[9] H. Aihara *et al.*, *Phys. Rev.*, **D38**(1988)1.

[10] D. A. Bauer *et al.*, *Phys. Rev.*, **D48**(1993)3976.

[11] J. Z. Bai, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res.*, **A344**(1994)319.

[12] Aimin Ma, Yucan Zhu, Zhipeng Zheng, in Proceeding of the Workshop on Hadron physics at $e^+e^-$ Collider, 1994, Beijing, P.82.

[13] 张霖，郁宏，沈齐兴，高能物理与核物理，**19**(1995)800.

[14] F. James, M. Roos, CERN Prognam Library, D506, 1989.

[15] Qixing Shen, Hong Yu, Jilong Zhang, *Phys. Rev.*, **D48**(1993)2129.

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

# Structure Analysis of the $\iota/\eta(1440)$

BES Collaboration

J. Z. Bai, G. P. Chen, H. F. Chen[1], S. M. Chen, Y. Chen, Y. B. Chen, Y. Q. Chen, B. S. Cheng, X. Z. Cui, H. L. Ding, W. Y. Ding, Z. Z. Du, X. L. Fan, J. Fang, C. S. Gao, M. L. Gao, S. Q. Gao, J. H. Gu, S. D. Gu, W. X. Gu, Y. F. Gu, Y. N. Guo, S. W. Han, Y. Han, J. T. He, J. He, M. He[2], G. Y. Hu, J. L. Hu, T. Hu, X. Q. Hu, D. Q. Huang, Y. Z. Huang, C. H. Jiang, S. Jin, Y. Jin, S. H. Kang, Z. J. Ke, Y. F. Lai, H. B. Lan, P. F. Lang, F. Li, J. Li, P. Q. Li, Q. Li, R. B. Li, W. Li, W. D. Li, W. G. Li, X. H. Li, X. N. Li, S. Z. Lin, H. M. Liu, J. Liu, J. H. Liu, Q. Liu, R. G. Liu, Y. Liu, Z. A. Liu, J. G. Lu, J. Y. Lu, S. Q. Luo, Y. Luo, A. M. Ma, E. C. Ma, J. M. Ma, H. S. Mao, Z. P. Mao, X. C. Meng, H. L. Ni, J. Nie, N. D. Qi, Y. K. Que, G. Rong, Y. Y. Shao, B. W. Shen, D. L. Shen, H. Shen, X. Y. Shen, H. Y. Sheng, H. Z. Shi, X. F. Song, F. Sun, H. S. Sun, S. J. Sun, Y. P. Tan, S. Q. Tang, G. L. Tong, F. Wang, L. S. Wang, L. Z. Wang, M. Wang, P. Wang, P. L. Wang, S. M. Wang, T. J. Wang, Y. Y. Wang, C. L. Wei, D. M. Xi, X. M. Xia, P. P. Xie, Y. G. Xie, W. J. Xiong, D. Z. Xu, R. S. Xu, Z. Q. Xu, S. T. Xue, J. Yan, W. G. Yan, C. M. Yang, C. Y. Yang, J. Yang, W. Yang, M. H. Ye. S. W. Ye, S. Z. Ye, C. S. Yu, C. X. Yu, Z. Q. Yu, C. Z. Yuan, B. Y. Zhang, C. C. Zhang, D. H. Zhang, H. L. Zhang, J. Zhang, J. W. Zhang, L. Zhang, L. S. Zhang, S. Q. Zhang, Y. Zhang, Y. Y. Zhang, D. X. Zhao, H. W. Zhao, J. W. Zhao, M. Zhao, P. D. Zhao, W. H. Zhao, W. R. Zhao, J. P. Zheng, L. S. Zheng, Z. P. Zheng, G. P. Zhou, H. S. Zhou, L. Zhou, X. F. Zhou, Y. H. Zhou, Q. M. Zhu, Y. C. Zhu, Y. S. Zhu, B. A. Zhuang.

*(Institute of High Energy Physics, The Chinese Acadamy of Scinces, Beijing 100039)*

1 *(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)*

2 *(Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100)*

Received 3 April 1996

## Abstract

By an amplitudes analysis of the $K\bar{K}\pi$ system in the $J/\psi$ radiative decay to the $K^+K^-\pi^0$ and the $K^0_SK^\pm\pi^\mp$ final states, we find that there is one $0^{-+}$ resonance ($M=1467\pm3$MeV, $\Gamma=89\pm6$MeV) and two $1^{++}$ resonances ($M=1435\pm3$MeV, $\Gamma=59\pm5$MeV and $M=1497\pm2$MeV, $\Gamma=44\pm7$MeV), which are consistent with the $\eta(1440)$, the $f_1(1420)$, and the $f_1(1510)$.

**Key words** decay amplitude, moment, covariant matrix, resonance.