

## 粲夸克偶素 $P$ 波态 $\chi_{c0}$ 宽度测量\*

BES 合作组

白景芝<sup>1</sup> O. Bardon<sup>6</sup> I. Blum<sup>11</sup> A. Breakstone<sup>9</sup> T. Burnett<sup>12</sup> 陈刚<sup>13</sup>  
陈光培<sup>1</sup> 陈宏芳<sup>4</sup> J. Chen<sup>5</sup> 陈少敏<sup>1</sup> 陈雅清<sup>1</sup> 陈宇<sup>1</sup>  
陈元柏<sup>1</sup> 程宝森<sup>1</sup> R. F. Cowan<sup>6</sup> 崔象宗<sup>1</sup> 丁慧良<sup>1</sup> 杜志珍<sup>1</sup>  
W. Dunwoodie<sup>8</sup> 范晓舫<sup>1</sup> 方建<sup>1</sup> M. Fero<sup>6</sup> 高翠山<sup>1</sup> 高美丽<sup>1</sup>  
高树琦<sup>1</sup> P. Gratton<sup>11</sup> 顾建辉<sup>1</sup> 顾树棣<sup>1</sup> 顾维新<sup>1</sup> 顾以藩<sup>1</sup>  
过雅南<sup>1</sup> 韩世温<sup>1</sup> 韩纓<sup>1</sup> F. A. Harris<sup>9</sup> M. Hatanaka<sup>3</sup>  
何炬<sup>1</sup> 何瑁<sup>7</sup> D. G. Hitlin<sup>3</sup> 胡贵云<sup>1</sup> 胡涛<sup>1</sup> 胡晓庆<sup>1</sup>  
胡源<sup>14</sup> 黄德强<sup>1</sup> 黄因智<sup>1</sup> J. M. Izen<sup>11</sup> Q. P. Jia<sup>5</sup> 姜春华<sup>1</sup>  
金山<sup>1</sup> 金艳<sup>1</sup> L. Jones<sup>3</sup> 康书辉<sup>1</sup> 柯尊建<sup>1</sup> M. H. Kelsey<sup>3</sup>  
B. K. Kim<sup>11</sup> D. Kong<sup>9</sup> 赖元芬<sup>1</sup> 兰慧彬<sup>1</sup> 郎鹏飞<sup>1</sup> A. Lankford<sup>10</sup>  
李芳<sup>1</sup> 李金<sup>1</sup> 李佩琴<sup>1</sup> 李群<sup>7</sup> 李如柏<sup>1</sup> 李蔚<sup>1</sup>  
李卫东<sup>1</sup> 李卫国<sup>1</sup> 李新华<sup>1</sup> 李小南<sup>1</sup> 林树子<sup>1</sup> 刘怀民<sup>1</sup>  
刘靖<sup>1</sup> 刘经华<sup>1</sup> 刘琦<sup>1</sup> 刘荣光<sup>1</sup> 刘延<sup>1</sup> 刘振安<sup>1</sup>  
X. C. Lou<sup>11</sup> B. Lowery<sup>11</sup> 鲁建业<sup>1</sup> 吕军光<sup>1</sup> 罗栓群<sup>1</sup> 罗勇<sup>1</sup>  
马爱民<sup>1</sup> 马恩成<sup>1</sup> 马基茂<sup>1</sup> 毛慧顺<sup>1</sup> 毛泽普<sup>1</sup> R. Malchow<sup>5</sup>  
M. Mandelkern<sup>10</sup> 孟祥成<sup>1</sup> 倪蕙苓<sup>1</sup> 聂晶<sup>1</sup> S. L. Olsen<sup>9</sup>  
J. Oyang<sup>3</sup> D. Paluselli<sup>9</sup> L. J. Pan<sup>9</sup> J. Panetta<sup>3</sup> F. Porter<sup>3</sup> E. Prabhakar<sup>3</sup>  
漆纳丁<sup>1</sup> 阙友昆<sup>1</sup> J. Quigley<sup>6</sup> 荣刚<sup>1</sup> M. Schernau<sup>10</sup> B. Schmid<sup>10</sup>  
J. Schultz<sup>10</sup> 邵毓莺<sup>1</sup> 沈本蔚<sup>1</sup> 沈定力<sup>1</sup> 沈红<sup>1</sup> 沈肖雁<sup>1</sup>  
盛华义<sup>1</sup> 史焕章<sup>1</sup> X. R. Shi<sup>3</sup> A. Smith<sup>10</sup> E. Soderstrom<sup>8</sup> 宋晓非<sup>1</sup>

\* 中国科学院和国家自然科学基金资助。

J. Standifird<sup>11</sup> D. Stoker<sup>10</sup> 孙 舫<sup>1</sup> 孙汉生<sup>1</sup> 孙式军<sup>1</sup>  
 J. Synodinos<sup>8</sup> 谈益平<sup>1</sup> 唐素秋 W. Toki<sup>5</sup> 童国梁 E. Torrence<sup>6</sup>  
 王 锋<sup>1</sup> 王临洲<sup>1</sup> 王灵淑<sup>1</sup> 王 曼<sup>1</sup> 王 萌<sup>1</sup> 王佩良<sup>1</sup>  
 王 平<sup>1</sup> 王少敏<sup>1</sup> 王泰杰<sup>1</sup> 王运永<sup>1</sup> 魏诚林<sup>1</sup> S. Whittaker<sup>2</sup>  
 R. Wilson<sup>5</sup> W. J. Wisniewski<sup>13</sup> 席德明<sup>1</sup> 夏小米<sup>1</sup> 谢佩佩<sup>1</sup>  
 熊伟军<sup>1</sup> 徐德之<sup>1</sup> 许榕生<sup>1</sup> 徐芷菁<sup>1</sup> 薛生田<sup>1</sup>  
 R. Yamamoto<sup>6</sup> 颜 洁<sup>1</sup> 严武光<sup>1</sup> 杨长友<sup>1</sup> 杨春敏<sup>1</sup> 杨 杰<sup>1</sup>  
 杨 蔚<sup>1</sup> 叶铭汉<sup>1</sup> 叶诗章<sup>1</sup> 叶树伟<sup>4</sup> 叶沿林<sup>13</sup> K. Young<sup>12</sup>  
 于传松<sup>1</sup> 喻纯旭<sup>1</sup> 郁忠强<sup>1</sup> 苑长征<sup>1</sup> 张炳云<sup>1</sup> 张长春<sup>1</sup>  
 张达华<sup>1</sup> 张会领<sup>1</sup> 张 建<sup>1</sup> 张家文<sup>1</sup> 张 霖<sup>1</sup> 张良生<sup>1</sup>  
 张学尧<sup>7</sup> 张少强<sup>1</sup> 张 羽<sup>1</sup> 张月元<sup>1</sup> 赵棣新<sup>1</sup> 赵海文<sup>1</sup>  
 赵京伟<sup>1</sup> 赵 萌<sup>1</sup> 赵平德<sup>1</sup> 赵维仁<sup>1</sup> 郑建平<sup>1</sup> 郑林生<sup>1</sup>  
 郑志鹏<sup>1</sup> 周光谱<sup>1</sup> 周化十<sup>1</sup> 周 莉<sup>1</sup> 周小帆<sup>1</sup> 周月华<sup>1</sup>  
 朱启明<sup>1</sup> 祝玉灿<sup>1</sup> 朱永生<sup>1</sup> 庄保安<sup>1</sup> G. Zioulas<sup>10</sup>

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(Boston University, Boston, Massachusetts 02215, U.S.A.)

3(California Institute of Technology, Pasadena, California 91125, U.S.A.)

4(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

5(Colorado State University, Fort Collins, Colorado 80523, U.S.A.)

6(Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, U.S.A.)

7(山东大学物理系 济南 250100)

8(Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California 94309, U.S.A.)

9(University of Hawaii, Honolulu, Hawaii 96822, U.S.A.)

10(University of California at Irvine, Irvine, California 92717, U.S.A.)

11(University of Texas at Dallas, Richardson, Texas 75083-0688, U.S.A.)

12(University of Washington, Seattle, Washington 98195, U.S.A.)

13(北京大学技术物理系 北京 100871)

14(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

## 摘 要

利用北京谱仪在北京正负电子对撞机上采集的 350 万  $\psi(2S)$  事例, 通过  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  和  $\gamma K^+K^-$  反应道测量了  $\chi_{c0}$  的总宽度. 由 Monte Carlo 模拟给出的质量分辨函数, 利用拟合  $\chi_{c2}$  谱形得到的质量分辨作标定后, 用于  $\chi_{c0}$  宽度的拟合, 得到  $\chi_{c0}$  的宽度为  $(15.0^{+3.2}_{-2.8})$  MeV. 同时定出了  $\chi_{cJ}$  ( $J=0, 2$ ) 到  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  的衰变分支比. 结果为  $B(\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-) = (4.27 \pm 0.23 \pm 0.60) \times 10^{-3}$ ;  $B(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-) = (3.44 \pm 0.21 \pm 0.47) \times 10^{-3}$ ;  $B(\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-) = (1.52 \pm 0.17 \pm 0.29) \times 10^{-3}$  和  $B(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-) = (5.2 \pm 1.1 \pm 1.8) \times 10^{-4}$ , 其中第一项误差为统计误差, 第二项为系统误差.

**关键词** 粲夸克偶素,  $P$  波态, 宽度, 衰变分支比.

## 1 引 言

在粲夸克偶素家族中,  $P$  波三重态  $\chi_{cJ}$  ( $J=0, 1, 2$ ) 是七十年代间继  $J/\psi$  和  $\psi(2S)$  发现后即已发现的成员. 但是关于它们的实验研究迄今极为有限, 大部分数据完成于八十年代以前, 测量精度很差<sup>[1]</sup>. 其中  $\chi_{c0}$  宽度的唯一数据来自晶体球实验<sup>[2]</sup>, 系综合了两种方法的测量值, 即通过  $\psi(2S)$  辐射衰变的遍举末态  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0 \rightarrow 5\gamma$  测得的  $8.8 \pm 1.3 \pm 1.5$  MeV, 和通过  $\psi(2S)$  单举光子能谱得到的 13 — 21 MeV, 加权平均后给出  $13.5 \pm 3.3 \pm 4.2$  MeV, 此处最后一项是考虑到两者之间的差值 (2.2 个标准偏差) 而引入的一个来源不明的系统误差. 最近费米实验室 E760 实验利用正反质子湮没反应首次精确测量了  $\chi_{c1}$  和  $\chi_{c2}$  的宽度<sup>[3]</sup>, 但是  $\chi_{c0}$  宽度的精密测量至今没有实现.

近年来非相对论量子色动力学 (NRQCD) 理论的发展重新引起了人们对于  $\chi_{cJ}$  态的重视. 由 Bodwin, Braaten 和 Lepage<sup>[4]</sup> 推导出来的新的因子化公式, 在计算  $P$  波重夸克偶素衰变率时, 除包含了  $Q\bar{Q}$  对从色单态  $P$  波态湮没的通常项外, 还加进了从色八重态  $S$  波态湮没的项, 后者的出现解决了原来计算中长期存在的红外发散问题. 因此, 研究  $\chi_{cJ}$  态的衰变与产生有可能获得 QCD 微扰部分和非微扰部分新的信息, 而精确测定的  $\chi_{cJ}$  宽度是严格检验理论的关键性数据.

关于重夸克偶素的遍举衰变过程, 微扰 QCD 理论在预言  $\chi_{c0}$  与  $\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-$  衰变分支比时出现了小于实验值两个数量级的严重分歧<sup>[5]</sup>. 解决这个分歧的一种可能方案是采用包含非微扰效应的模型波函数<sup>[5,6]</sup>. 为了进一步研究这个问题, 重新测量有关分支比也是必要的.

北京谱仪 (BES) 在北京正负电子对撞机 (BEPC) 上于 1993/94 和 1995 年两次运行过程中采集了总共 350 万  $\psi(2S)$  事例. 关于北京谱仪的详细描述参见文献 [7]. 本文是利用这些数据开展  $\chi_{c0}$  研究的第一项工作, 在高统计量下通过  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  和  $\gamma K^+K^-$  反应道测量  $\chi_{c0}$  的宽度, 同时给出  $\chi_{c0}$  和  $\chi_{c2}$  的相应强衰变分支比.

## 2 测量方法

在共振态宽度测量中,除了要求事例纯净外,关键还在于如何得到可靠的质量分辨.通过衰变产生的共振态,在其测得的谱形中除了固有宽度外,还包括了探测器分辨率及事例重建等带来的影响,从而使得共振态由于质量分辨的弥散而变宽.由于质量分辨函数与共振峰之间是卷积关系,质量分辨是否可靠将直接影响到宽度测量值的可靠性.为了满足上述要求,我们选用  $\chi_{c0}$  的赝标量介子对衰变模式,即  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  模式来进行宽度的测量.

利用  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  或  $\gamma K^+K^-$  的四动量约束下的运动学拟合以及飞行时间计数器(TOF)和电离能损( $dE/dx$ )信息进行粒子鉴别,可以比较干净地把这两类事例从其它事例中挑选出来.虽然这两类事例相互之间还有混杂,借助实验数据和 Monte Carlo 模拟,可以有效地把这种混杂效应从  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  的不变质量谱中扣除,从而得到纯净  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  事例的不变质量谱.

鉴于 Monte Carlo 对于探测器的模拟只能局限于探测器的某些特定的状态,而实际上实验数据的采集持续时间较长,探测器状态会随时间变化,因此简单地用 Monte Carlo 来确定象质量分辨这种与探测器状态关联较大的量是不可靠的.在所选取的两个道中,除  $\chi_{c0}$  外,还有显著的  $\chi_{c2}$  信号,而  $\chi_{c2}$  的宽度已由其它实验<sup>[1]</sup>精确测定,可以借助于它来确定探测器在  $\chi_{c2}$  处的质量分辨,以此标定由 Monte Carlo 模拟得出的质量分辨函数,从而得到实验的质量分辨函数,用于拟合并给出  $\chi_{c0}$  的宽度.

之所以选取  $\chi_{cJ}$  分支比较小的赝标介子对衰变模式而不是用其它分支比较大的道,如四条带电径迹的衰变模式,是因为在  $\chi_{c0}$  和  $\chi_{c2}$  之间有  $\chi_{c1}$  的存在,在  $\chi_{c2}$  的质量高端可能存在  $c\bar{c}S$  波自旋单态  $\eta_c(2S)$ . 它们与  $\chi_{c2}$  的重迭,使得确定质量分辨的过程变得非常复杂.而对于赝标介子对衰变模式,由于宇称守恒的要求,  $\chi_{c1}$  和  $\eta_c(2S)$  的产生将被压制,从而使得到的质量谱中不出现因它们的混入造成的  $\chi_{c2}$  共振峰的畸变,因而保证了利用它对质量分辨函数进行标定的可靠性.

## 3 事例选择

$\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  和  $\gamma K^+K^-$  末态事例的选择包括对单根径迹的识别以及对事例的识别两个部分.

对于光子,要求事例中最多有 8 个中性簇射,如果中性簇射在桶部簇射计数器(BSC)内而且与任何带电径迹之间的夹角余弦小于 0.96, BSC 中的能量沉积大于 50 MeV 且第一击中层在 BSC 前三层(约 3 个辐射长度),则该中性簇射被认为是一个光子候选者.在所选择的事例中要求最多有 3 个这种光子候选者.

另外还要求事例中只含两条拟合优度较高且电荷相反的带电径迹,每条径迹的动量都大于 1.0 GeV/c 且  $|\cos\theta| < 0.8$ , 其中  $\theta$  为径迹在实验室系中的极角;径迹的 TOF 和  $dE/dx$  信息被用来进行粒子鉴别:对每条径迹,将它们的测量值与作为  $\pi$ , K 或质子的

期望值作比较, 得到它们可能为某种粒子的几率 ( $Prob_{\pi}$ ,  $Prob_K$ ,  $Prob_p$ ). 对一个事例的两条径迹, 要求  $Prob_{\pi} > 0.01$  (对于  $\pi^+\pi^-$ ) 或  $Prob_K > 0.01$  (对于  $K^+K^-$ ).

为了去除辐射巴巴和辐射  $\mu^+\mu^-$  事例的影响, 要求至少有一根径迹  $|\cos\theta| < 0.6$  以保证其出现在 BSC 或  $\mu$  子计数器的灵敏区域内, 并要求两条径迹在 BSC 中的总能量沉积小于 1.4 GeV 或  $Mustatus^+ + Mustatus^- < 3$  (大致相当于最多有一条径迹有多于两层好的  $\mu$  计数器击中)<sup>[8]</sup>.

采用以下条件来区分  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  和  $\gamma K^+K^-$  事例:

(1) 事例的丢失质量  $umiss$  落在其分布的  $\pm 2.575\sigma$  的区间内, 即对于  $\gamma\pi^+\pi^-$ ,  $Prob_{\pi}^{miss} > 0.01$ , 或对于  $\gamma K^+K^-$ ,  $Prob_K^{miss} > 0.01$ , 其中  $umiss = E_{miss} - P_{miss}$ , 即带电径迹的丢失能量和丢失动量之差.

(2) 将 BSC 中能量沉积最大的光子候选者和两条带电径迹看作由  $\psi(2S)$  衰变产生的  $\gamma\pi^+\pi^-$  或  $\gamma K^+K^-$  事例, 进行四动量约束的运动学拟合, 并要求其拟合的  $\chi^2$  分布几率  $P_{\chi^2}$  大于 1%.

(3) 定义

$$Prob_{all}^{\pi^+\pi^-} = Prob_{\pi}^+ \cdot Prob_{\pi}^- \cdot Prob_{\pi}^{miss} \cdot P_{\pi}^{\chi^2}$$

和

$$Prob_{all}^{K^+K^-} = Prob_K^+ \cdot Prob_K^- \cdot Prob_K^{miss} \cdot P_K^{\chi^2}$$

如果  $Prob_{all}^{\pi^+\pi^-}$  大于  $2Prob_{all}^{K^+K^-}$ , 则该事例判为  $\gamma\pi^+\pi^-$  事例; 如果  $Prob_{all}^{K^+K^-}$  大于  $2Prob_{all}^{\pi^+\pi^-}$ , 则判为  $\gamma K^+K^-$  事例.

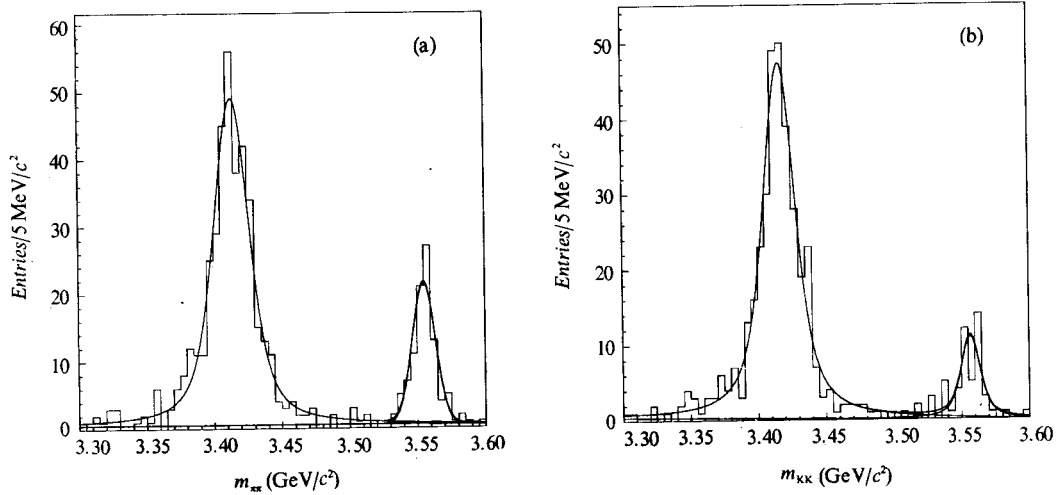


图 1 未经校正的介子对不变质量谱

(a)  $\gamma\pi^+\pi^-$ ; (b)  $\gamma K^+K^-$ .

将上述条件应用于  $\psi(2S)$  数据得到的  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  的不变质量谱如图 1 所示, 各有两个明显的共振峰出现在  $\chi_{c0}$  和  $\chi_{c2}$  处. 将两不变质量谱分别用  $\chi_{c0}$  和  $\chi_{c2}$  两个 Breit-Wigner

与呈高斯分布的质量分辨作卷积进行拟合(所有参数都自由变化),发现由 $\pi^+\pi^-$ 不变质量谱得到的 $\chi_{cJ}$ 质量与世界平均值相比偏小,而由 $K^+K^-$ 不变质量谱得到的 $\chi_{cJ}$ 质量则偏大.这说明所研究的两个过程存在着相互之间的混杂,在作 $\chi_{cJ}$ 衰变参数的拟合时应当分别扣除.

#### 4 Monte Carlo 模拟

用 Monte Carlo 模拟来确定事例接收度( $\varepsilon_{\gamma\pi^+\pi^-}$ 和 $\varepsilon_{\gamma K^+K^-}$ ), $\gamma\pi^+\pi^-$ 和 $\gamma K^+K^-$ 两个道之间混杂的几率( $Prob_{\gamma\pi^+\pi^-}^{\gamma K^+K^-}$ 和 $Prob_{\gamma K^+K^-}^{\gamma\pi^+\pi^-}$ ),以及 Monte Carlo 模拟的质量分辨函数( $\sigma_{\gamma\pi^+\pi^-}^{MC}$ 和 $\sigma_{\gamma K^+K^-}^{MC}$ ).

在 $\psi(2S)$ 的两级级联衰变过程 $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$ 或 $\gamma K^+K^-$ 中, $\chi_{cJ} \rightarrow 0^+0^-$ 独立的螺旋度振幅只有一个,因而是确定的,但对于 $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ ,当 $J \neq 0$ 时独立的螺旋度振幅多于一个,只有在了解了 $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ 的衰变机制后才能很好地确定各螺旋度振幅之间的比例.理论和实验都表明, $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ 主要是通过 $E1$ 跃迁实现的<sup>[9]</sup>,因此在所用的 Monte Carlo 事例产生器中只考虑了 $E1$ 跃迁的情形,此时各螺旋度振幅之间的比例是确定的.

在介子对不变质量为 $3.3 - 3.6$  GeV 之间以 $10 - 30$  MeV 为间隔的不同质量处产生 $\psi(2S) \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$ 和 $\gamma K^+K^-$ ,当 $m_X < 3.5$  GeV 时认为其自旋-宇称为 $0^+$ ,当 $m_X > 3.5$  GeV 时其自旋-宇称为 $2^+$ ,并取 $X$ 的宽度为 $0$ ,然后将这些事例通过与数据相同的选择条件,就得到 $\gamma\pi^+\pi^-$ 和 $\gamma K^+K^-$ 末态事例在各质量处的接收度和相互混杂率.将这些值对介子对不变质量作拟合,便得到事例的接收度 $\varepsilon_X$ 和 $\gamma Y$ 误判为 $\gamma X$ 的几率 $Prob_X^Y$ (其中 $X$ 和 $Y$ 为 $\pi^+\pi^-$ 或 $K^+K^-$ )与介子对不变质量的函数关系.结果如下:

$$\varepsilon_{\gamma\pi^+\pi^-} = \begin{cases} 0.244(-16.40 + 11.52m - 1.88m^2) & m < 3.5 \text{ GeV} \\ 0.198(-799.92 + 456.63m - 65.07m^2) & m > 3.5 \text{ GeV} \end{cases}$$

$$\varepsilon_{\gamma K^+K^-} = \begin{cases} 0.240(+4.71 + 0.72m - 0.11m^2) & m < 3.5 \text{ GeV} \\ 0.182(-545.96 + 314.52m - 45.19m^2) & m > 3.5 \text{ GeV} \end{cases}$$

$$Prob_{\gamma\pi^+\pi^-}^{\gamma K^+K^-} = 0.023(-94.63 + 55.68m - 8.10m^2);$$

$$Prob_{\gamma K^+K^-}^{\gamma\pi^+\pi^-} = 0.031(-180.10 + 107.79m - 15.99m^2).$$

在经过拟合得到了各点的质量分辨后,同样可以确定两种事例的质量分辨与介子对不变质量的函数关系.对于 $\gamma\pi^+\pi^-$ ,

$$\sigma_{\gamma\pi^+\pi^-}^{MC} = 6.05 \times 10^{-3}(-68.21 + 41.29m - 6.14m^2),$$

对于 $\gamma K^+K^-$ ,

$$\sigma_{\gamma K^+K^-}^{MC} = 5.84 \times 10^{-3}(-20.92 + 14.27m - 2.28m^2).$$

## 5 不变质量谱的拟合

经过选择后的  $\gamma\pi^+\pi^-$  和  $\gamma K^+K^-$  事例中仍然存在的相互混杂, 引起了  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  不变质量谱的畸变, 必须将这种混杂效应从介子对不变质量谱中扣除, 得到纯净的  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  的不变质量谱, 然后进行拟合.

### 5.1 事例间相互混杂的扣除

经过事例选择后, 除了  $\gamma\pi^+\pi^-$  事例的  $\pi^+\pi^-$  不变质量谱和  $\gamma K^+K^-$  事例的  $K^+K^-$  不变质量谱, 还可以得到将  $\gamma\pi^+\pi^-$  事例中的  $\pi^+\pi^-$  看成  $K^+K^-$  而得到的  $K^+K^-$  不变质量谱以及将  $\gamma K^+K^-$  事例中的  $K^+K^-$  看成  $\pi^+\pi^-$  而得到的  $\pi^+\pi^-$  不变质量谱. 后面两个质量谱即表明了  $\gamma\pi^+\pi^-$  和  $\gamma K^+K^-$  两个道之间的相互混杂对  $\gamma K^+K^-$  和  $\gamma\pi^+\pi^-$  中介子对不变质量谱的影响. 按 Monte Carlo 确定的误判几率对这两个不变质量谱重新归一后从前两种不变质量谱中予以扣除, 得到纯净事例的质量分布, 再将其对事例的接收度作校正, 即得到直接产生的  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  或  $\gamma K^+K^-$  事例的不变质量谱, 它们真实地反映了共振态的实际情形. 上述过程可由下式表示:

$$X^{\text{prod}} = \frac{X^{\text{obs}} - \frac{\text{Prob}_X^Y}{\varepsilon_Y} Y_X^{\text{obs}}}{\varepsilon_X},$$

其中  $X^{\text{obs}}$  和  $X^{\text{prod}}$  分别为观测到和实际产生的  $\gamma X$  道的事例数;  $Y_X^{\text{obs}}$  是观测到的  $\gamma Y$  道的事例数, 但不变质量是用  $\gamma X$  道的介子质量计算的;  $\varepsilon_X$  和  $\text{Prob}_X^Y$  的定义可见上节. 需要指出的是上述各量都是介子对不变质量的函数, 上述操作是对函数或对不变质量谱直方图的每个单元进行的. 图 2 是经过处理后的两个道介子对的不变质量谱.

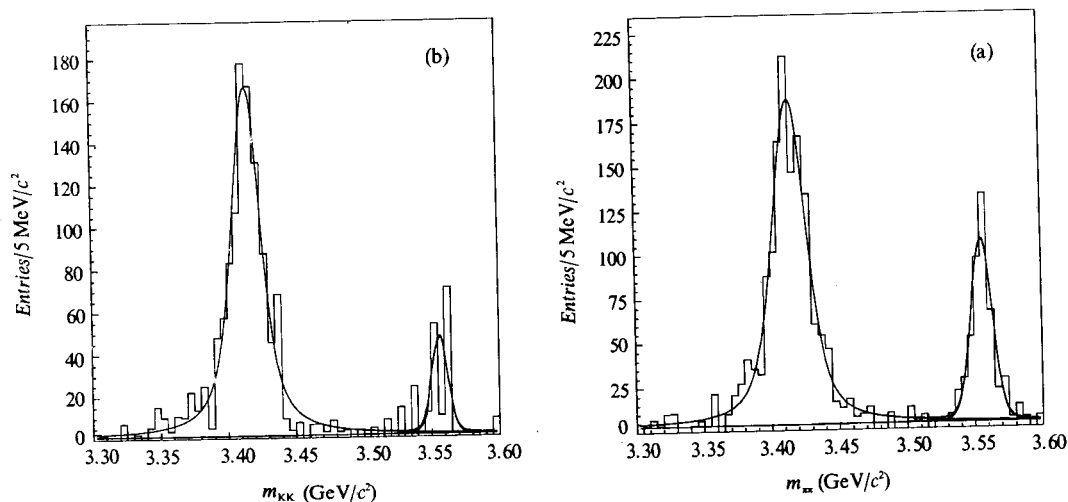


图 2 校正后的介子对不变质量谱和拟合结果

(a)  $\gamma\pi^+\pi^-$ ; (b)  $\gamma K^+K^-$ .

## 5.2 参数拟合

在经过处理后的不变质量谱中, 可以看到两个几乎没有本底的共振峰. 假定本底形状是一次二项式, 介子对质量分辨正比于 Monte Carlo 模拟所得的质量分辨, 即  $\sigma(m) = C_\sigma \cdot \sigma^{\text{MC}}(m)$ , 观察到的质量谱为共振态的本征分布与质量分辨的卷积. 介子对不变质量谱应用下面的函数拟合:

$$f(m) = \int_0^\infty dx \left\{ \left[ \frac{C_{\chi_{c0}} \cdot \Gamma_{\chi_{c0}}^2}{(x - m_{\chi_{c0}})^2 - \left(\frac{\Gamma_{\chi_{c0}}}{2}\right)^2} + \frac{C_{\chi_{c2}} \cdot \Gamma_{\chi_{c2}}^2}{(x - m_{\chi_{c2}})^2 - \left(\frac{\Gamma_{\chi_{c2}}}{2}\right)^2} \right] \cdot \frac{1}{\sigma(x)} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-x}{\sigma(x)}\right)^2} \right\} + P_0 + P_1 \cdot m,$$

其中  $C_{\chi_{c0}}$  和  $C_{\chi_{c2}}$ ,  $m_{\chi_{c0}}$  和  $m_{\chi_{c2}}$ ,  $\Gamma_{\chi_{c0}}$  和  $\Gamma_{\chi_{c2}}$  分别为  $\chi_{c0}$  和  $\chi_{c2}$  的归一化常数、质量和宽度,  $P_0$  和  $P_1$  为本底多项式的系数.

上式中的  $\Gamma_{\chi_{c2}}$  已由其它实验精确测量<sup>[1]</sup>, 将其固定为世界平均值 2.00 MeV, 用最大似然法对  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  道的介子对质量谱作拟合. 得到  $\chi_{c0}$  的宽度  $\Gamma_{\chi_{c0}} = 15.0 \pm 1.5$  MeV, 其中第二项为拟合的误差; 拟合同时给出  $C_\sigma = 1.21$ , 这表明由 Monte Carlo 确定出的质量分辨比实际情况约小 20%.

用同样方法对  $\psi(2S) \rightarrow \gamma K^+K^-$  事例的介子对质量谱作拟合, 得  $\Gamma_{\chi_{c0}} = 15.8 \pm 1.3$  MeV 和  $C_\sigma = 0.94$ , 与  $\gamma\pi^+\pi^-$  道的结果在误差范围内一致, 但由于在  $\chi_{c2}$  质量范围内事例数很少, 统计性很差, 仅在一定程度上有参考价值. 以下的讨论将限于由  $\gamma\pi^+\pi^-$  道得到的结果. 两个道介子对的质量分布和对质量谱的拟合结果如图 2 所示.

上述拟合同时定出  $\chi_{cJ} \rightarrow \pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  的事例数分别为

$$n_{\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{prod}} = 1390 \pm 74; \quad n_{\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{prod}} = 414 \pm 70; \quad n_{\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-}^{\text{prod}} = 1121 \pm 45; \quad n_{\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-}^{\text{prod}} = 141 \pm 29,$$

其中第二项为统计误差. 这些数据被用于确定  $\chi_{cJ}$  到赝标介子对衰变的分支比.

## 6 系统误差

$\chi_{c0}$  宽度  $\Gamma_{\chi_{c0}}$  的误差主要来自于  $\chi_{c2}$  宽度的测量误差、介子对质量谱直方图单元宽度的选取和事例选择条件的确定. 将  $\Gamma_{\chi_{c2}}$  改变一个标准偏差, 引起  $\Gamma_{\chi_{c0}}$  的相对误差约为 5%; 选取直方图单元宽度为 2.5 MeV 或 10 MeV, 带来  $\Gamma_{\chi_{c0}}$  的相对误差约为  $^{+7}_{-1}\%$ ; 将事例选择条件在标准值附近改变一个标准偏差, 引起  $\Gamma_{\chi_{c0}}$  的总的相对误差约为  $^{+17}_{-15}\%$ . 将上述所有误差和由拟合过程带来的误差平方相加再开方, 得到  $\Gamma_{\chi_{c0}}$  的总的相对误差为  $^{+21}_{-19}\%$ .

对于  $B(\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 、 $B(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-)$ 、 $B(\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-)$  和  $B(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-)$  的测量, 事例选择条件带来的相对误差分别为 4.7%、3.6%、13% 和 31%;  $\psi(2S)$  总数带来各个分支比的相对误差为 10%;  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$  的分支比误差对  $\chi_{c0}$  衰变道分支比误差的



贡献为 8.6%，对  $\chi_{c2}$  衰变道分支比误差的贡献为 10.3%。将这些误差相加，上述四个道分支比的系统误差分别为 14%、14%、19% 和 35%。

Monte Carlo 模拟表明， $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 、 $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  和  $\psi(2S) \rightarrow K^+K^-\pi^0$  的本底对  $\chi_{c0}$  宽度和分支比的影响可以忽略。

## 7 结果与讨论

通过以上分析，给出  $\chi_{c0}$  的宽度为

$$\Gamma_{\chi_{c0}} = 15.0^{+3.2}_{-2.8} \text{ MeV.}$$

这个结果与目前的世界平均值在误差范围内一致，但精度提高了一倍左右。它和 G.T. Bodwin 等在文献 [4] 中预期的数值  $4.8 \pm 0.7 \text{ MeV}$  之间存在着明显分歧。在实验数据业已得到改进的情况下，这指示了基于新的因子化公式的 QCD 预言进一步完善的必要性。这种完善的可能性包括计算高阶辐射修正和相对论修正的贡献。

表 1 列出了  $\chi_{cJ} \rightarrow \pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  的分支比测量结果。这些数值比粒子表目前采用的数据普遍偏低，而精度有了显著提高；它们与文献 [6] 的计算结果趋于一致。与此同时，还确定出以下比值：

$$\frac{B(\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-)}{B(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-)} = 1.24 \pm 0.10 \pm 0.08; \quad \frac{B(\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-)}{B(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-)} = 2.95 \pm$$

$$0.68 \pm 0.96; \quad \frac{B(\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-)}{B(\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-)} = 2.81 \pm 0.63 \text{ 和 } \frac{B(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-)}{B(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-)} = 6.6 \pm 2.7. \text{ 这些比值是否}$$

说明  $\chi_{c0}$  和  $\chi_{c2}$  衰变到  $\pi^+\pi^-$  和  $K^+K^-$  之间存在着不对称现象，有待进一步的实验研究。

表 1  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma 0^+ 0^-$  测量结果

衰变道	分支比 ( $\times 10^{-3}$ )	观察事例数
$\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-$	$4.27 \pm 0.23 \pm 0.60$	$350 \pm 19$
$\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-$	$3.44 \pm 0.21 \pm 0.47$	$258 \pm 16$
$\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-$	$1.52 \pm 0.17 \pm 0.29$	$84 \pm 9$
$\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-$	$0.52 \pm 0.11 \pm 0.18$	$24 \pm 5$

诚挚地感谢何泽慧先生对本工作的关心和指导，同时感谢 BEPC 工作人员和高能物理研究所计算中心工作人员为保证数据获取和数据分析的顺利进行所作的不懈努力。

## 参 考 文 献

- [1] Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D50** part 1(1994).  
 [2] J. E. Gaiser *et al.*, *Phys. Rev.*, **D34**(1986) 711.

- [3] T. A. Armstrong *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992) 1468.  
 [4] G. T. Bodwin, E. Braaten, G. P. Lepage, *Phys. Rev.*, **D46**(1992) 1914.  
 [5] V. L. Chernyak, R. A. Zhitnitsky, *Phys. Rep.*, **112**(1984) 173.  
 [6] X. N. Wang, X. D. Xiang, T. Huang, *Comm. Theor. Phys.*, **5**(1986) 123.  
 [7] BES Collab., *Nucl. Inst. Meth.*, **A344**(1994) 319.  
 [8] BES 合作组, 高能物理与核物理, **20**(1996) 97.  
 [9] G. Karl, S. Meshkov, J. L. Rosner, *Phys. Rev.*, **D13**(1976) 1203; W. Tanenbaum *et al.*, *Phys. Rev.*, **D17**(1978) 731; M. Oreglia *et al.*, *Phys. Rev.*, **D25**(1982) 2259.

### Determination of the Total Width of P-wave Charmonium State $\chi_{c0}$

J. Z. Bai<sup>1</sup> O. Bardon<sup>6</sup> I. Blum<sup>11</sup> A. Breakstone<sup>9</sup> T. Burnett<sup>12</sup> G. Chen<sup>13</sup>  
 G. P. Chen<sup>1</sup> H. F. Chen<sup>4</sup> J. Chen<sup>5</sup> S. M. Chen<sup>1</sup> Y. Q. Chen<sup>1</sup> Y. Chen<sup>1</sup>  
 Y. B. Chen<sup>1</sup> B. S. Cheng<sup>1</sup> R. F. Cowan<sup>6</sup> X. Z. Cui<sup>1</sup> H. L. Ding<sup>1</sup> Z. Z. Du<sup>1</sup>  
 W. Dunwoodie<sup>8</sup> X. L. Fan<sup>1</sup> J. Fang<sup>1</sup> M. Fero<sup>6</sup> C. S. Gao<sup>1</sup> M. L. Gao<sup>1</sup>  
 S. Q. Gao<sup>1</sup> P. Gratton<sup>11</sup> J. H. Gu<sup>1</sup> S. D. Gu<sup>1</sup> W. X. Gu<sup>1</sup> Y. F. Gu<sup>1</sup>  
 Y. N. Guo<sup>1</sup> S. W. Han<sup>1</sup> Y. Han<sup>1</sup> F. A. Harris<sup>9</sup> M. Hatanaka<sup>3</sup> J. He<sup>1</sup>  
 M. He<sup>7</sup> D. G. Hitlin<sup>3</sup> G. Y. Hu<sup>1</sup> T. Hu<sup>1</sup> X. Q. Hu<sup>1</sup> D. Q. Huang<sup>1</sup>  
 Y. Z. Huang<sup>1</sup> J. M. Izen<sup>11</sup> Q. P. Jia<sup>5</sup> C. H. Jiang<sup>1</sup> S. Jin<sup>1</sup> Y. Jin<sup>1</sup>  
 L. Jones<sup>3</sup> S. H. Kang<sup>1</sup> Z. J. Ke<sup>1</sup> M. H. Kelsey<sup>3</sup> B. K. Kim<sup>11</sup> D. Kong<sup>9</sup>  
 Y. F. Lai<sup>1</sup> H. B. Lan<sup>1</sup> P. F. Lang<sup>1</sup> A. Lankford<sup>10</sup> F. Li<sup>1</sup> J. Li<sup>1</sup> P. Q. Li<sup>1</sup>  
 Q. Li<sup>7</sup> R. B. Li<sup>1</sup> W. Li<sup>1</sup> W. D. Li<sup>1</sup> W. G. Li<sup>1</sup> X. H. Li<sup>1</sup> X. N. Li<sup>1</sup>  
 S. Z. Lin<sup>1</sup> H. M. Liu<sup>1</sup> J. Liu<sup>1</sup> J. H. Liu<sup>1</sup> Q. Liu<sup>1</sup> R. G. Liu<sup>1</sup> Y. Liu<sup>1</sup>  
 Z. A. Liu<sup>1</sup> X. C. Lou<sup>11</sup> B. Lowery<sup>11</sup> J. Y. Lu<sup>1</sup> J. G. Lu<sup>1</sup> S. Q. Luo<sup>1</sup>  
 Y. Luo<sup>1</sup> A. M. Ma<sup>1</sup> E. C. Ma<sup>1</sup> J. M. Ma<sup>1</sup> H. S. Mao<sup>1</sup> Z. P. Mao<sup>1</sup>  
 R. Malchow<sup>5</sup> M. Mandelkern<sup>10</sup> X. C. Meng<sup>1</sup> H. L. Ni<sup>1</sup> J. Nie<sup>1</sup> S. L. Olsen<sup>9</sup>  
 J. Oyang<sup>3</sup> D. Paluselli<sup>9</sup> L. J. Pan<sup>9</sup> J. Panetta<sup>3</sup> F. Porter<sup>3</sup> E. Prabhakar<sup>3</sup>  
 N. D. Qi<sup>1</sup> Y. K. Que<sup>1</sup> J. Quigley<sup>6</sup> G. Rong<sup>1</sup> M. Schernau<sup>10</sup> B. Schmid<sup>10</sup>  
 J. Schultz<sup>10</sup> Y. Y. Shao<sup>1</sup> B. W. Shen<sup>1</sup> D. L. Shen<sup>1</sup> H. Shen<sup>1</sup> X. Y. Shen<sup>1</sup>  
 H. Y. Sheng<sup>1</sup> H. Z. Shi<sup>1</sup> X. R. Shi<sup>3</sup> A. Smith<sup>10</sup> E. Soderstrom<sup>8</sup> X. F. Song<sup>1</sup>  
 J. Standifird<sup>11</sup> D. Stoker<sup>10</sup> F. Sun<sup>1</sup> H. S. Sun<sup>1</sup> S. J. Sun<sup>1</sup> J. Synodinos<sup>8</sup>  
 Y. P. Tan<sup>1</sup> S. Q. Tang<sup>1</sup> W. Toki<sup>5</sup> G. L. Tong<sup>1</sup> E. Torrence<sup>6</sup> F. Wang<sup>1</sup>  
 L. S. Wang<sup>1</sup> L. Z. Wang<sup>1</sup> Man. Wang<sup>1</sup> Meng. Wang<sup>1</sup> P. Wang<sup>1</sup>  
 P. L. Wang<sup>1</sup> S. M. Wang<sup>1</sup> T. J. Wang<sup>1</sup> Y. Y. Wang<sup>1</sup> C. L. Wei<sup>1</sup> S. Whittaker<sup>2</sup>  
 R. Wilson<sup>5</sup> W. J. Wisniewski<sup>13</sup> D. M. Xi<sup>1</sup> X. M. Xia<sup>1</sup> P. P. Xie<sup>1</sup>  
 W. J. Xiong<sup>1</sup> D. Z. Xu<sup>1</sup> R. S. Xu<sup>1</sup> Z. J. Xu<sup>1</sup> S. T. Xue<sup>1</sup> R. Yamamoto<sup>6</sup>

J. Yan<sup>1</sup> W. G. Yan<sup>1</sup> C. M. Yang<sup>1</sup> C. Y. Yang<sup>1</sup> J. Yang<sup>1</sup> W. Yang<sup>1</sup>  
 M. H. Ye<sup>1</sup> S. W. Ye<sup>4</sup> S. Z. Ye<sup>1</sup> Y. L. Ye<sup>13</sup> K. Young<sup>12</sup> C. S. Yu<sup>1</sup> C. X. Yu<sup>1</sup>  
 Z. Q. Yu<sup>1</sup> C. Z. Yuan<sup>1</sup> B. Y. Zhang<sup>1</sup> C. C. Zhang<sup>1</sup> D. H. Zhang<sup>1</sup>  
 H. L. Zhang<sup>1</sup> J. Zhang<sup>1</sup> J. W. Zhang<sup>1</sup> L. Zhang<sup>1</sup> L. S. Zhang<sup>1</sup> S. Q. Zhang<sup>1</sup>  
 X. Y. Zhang<sup>1</sup> Y. Zhang<sup>1</sup> Y. Y. Zhang<sup>1</sup> D. X. Zhao<sup>1</sup> H. W. Zhao<sup>1</sup>  
 J. W. Zhao<sup>1</sup> M. Zhao<sup>1</sup> P. D. Zhao<sup>1</sup> W. R. Zhao<sup>1</sup> J. P. Zheng<sup>1</sup>  
 L. S. Zheng<sup>1</sup> Z. P. Zheng<sup>1</sup> G. P. Zhou<sup>1</sup> H. S. Zhou<sup>1</sup> L. Zhou<sup>1</sup> X. F. Zhou<sup>1</sup>  
 Y. H. Zhou<sup>1</sup> Q. M. Zhu<sup>1</sup> Y. C. Zhu<sup>1</sup> Y. S. Zhu<sup>1</sup> B. A. Zhuang<sup>1</sup> G. Zioulas<sup>10</sup>

### BES Collaboration

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

2 (*Boston University, Boston, Massachusetts 02215*)

3 (*California Institute of Technology, Pasadena, California 91125*)

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

5 (*Colorado State University, Fort Collins, Colorado 80523*)

6 (*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139*)

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

8 (*Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California 94309*)

9 (*University of Hawaii, Honolulu, Hawaii 96822*)

10 (*University of California at Irvine, Irvine, California 92717*)

11 (*University of Texas at Dallas, Richardson, Texas 75083-0688*)

12 (*University of Washington, Seattle, Washington 98195*)

13 (*Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871*)

14 (*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070*)

Received 29 May 1996

### Abstract

The total width of the  $\chi_{c0}$  was determined by analysing  $\gamma\pi^+\pi^-$  and  $\gamma K^+K^-$  final states of  $\psi(2S)$  decays based on 3.5 million  $\psi(2S)$  events produced from the BES detector at BEPC. The Monte Carlo simulated mass resolution, being normalized by that determined experimentally at the  $\chi_{c2}$ , is used in fitting the observed signal of the  $\chi_{c0}$  and thus results in a best estimate of the total width of  $\chi_{c0}$ ,  $\Gamma_{\chi_{c0}} = (15.0^{+3.2}_{-2.8})$  MeV. Improved values for the branching fractions of  $\chi_{cJ}$  going to  $\pi^+\pi^-$  and  $K^+K^-$  are found to be  $B(\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-) = (4.27 \pm 0.23 \pm 0.60) \times 10^{-3}$ ,  $B(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-) = (3.44 \pm 0.21 \pm 0.47) \times 10^{-3}$ ,  $B(\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-) = (1.52 \pm 0.17 \pm 0.29) \times 10^{-3}$  and  $B(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-) = (5.2 \pm 1.1 \pm 1.8) \times 10^{-4}$ , respectively.

**Key words** charmonium,  $P$ -wave state, total width, branching fraction.