

J/ ψ 共振参数的测定*

BES 合作组

白景芝	陈光培	陈宏芳 ¹	陈少敏	陈申见	陈雅青	陈宇	陈元柏
成正东	程宝森	崔化传	崔象宗	丁慧良	丁维阁	杜志珍	范晓聆
方建	方伟贞	高翠山	高美丽	高树琦	高文绣	顾建辉	顾树棣
顾维新	顾以藩	过雅南	郭愚益	韩纓	韩世温	何炬	何璋 ²
何可人	胡贵云	胡洪波	胡涛	胡晓庆	黄德强	黄因智	姜春华
金山	金艳	柯尊建	康书辉	赖元芬	郎鹏飞	兰慧彬	李芳
李金	李群 ²	李佩琴	李启明	李如柏	李蔚	李卫东	李卫国
李小南	林树子	刘怀民	刘琦	刘荣光	刘延	刘经华	刘振安
吕军光	罗桂群	马爱民	马东红	马思成	马基茂	毛慧顺	毛泽普
孟祥承	倪蕙苓	聂晶	潘玲君	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	宋晓非	史焕章	孙舫
孙汉生	谈益平	童国良	唐素秋	王临洲	王曼	王灵淑	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
谢小希	谢一冈	许榕生	徐德之	徐芷青	薛生田	颜浩	严武光
杨长友	杨春敏	杨蔚	叶铭汉	叶诗章	喻纯旭	郁忠强	于传松
苑长征	张炳云	张长春	张达华	张会领	张建	张家文	张少强
张良生	张学尧 ²	张羽	张月元	庄保安	赵棣新	赵萌	赵京伟
赵平德	赵维仁	赵文衡	郑建平	郑林生	郑志鹏	周宝庆	周光谱
周化十	周莉	周月华	周小帆	朱启明	祝玉灿	朱永生	

(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)

1994-12-01 收稿

* 国家自然科学基金资助。
中国科学院重大基础研究项目 KJ85.

摘要

利用北京正负电子对撞机 (BEPC) 和北京谱仪 (BES), 测量了 e^+e^- 对撞束在 J/ψ 共振峰附近能区内末态为强子、 e^+e^- 和 $\mu^+\mu^-$ 的实验观测截面, 对这些截面的拟合得到 J/ψ 衰变宽度和分支比的新的实验测定值: $\Gamma = 84.4 \pm 8.9 \text{ keV}$, $\Gamma_h = 74.1 \pm 8.1 \text{ keV}$, $\Gamma_e = 5.14 \pm 0.39 \text{ keV}$, $\Gamma_\mu = 5.13 \pm 0.52 \text{ keV}$, $\Gamma_h/\Gamma = (87.8 \pm 0.5)\%$, $\Gamma_e/\Gamma = (6.09 \pm 0.33)\%$, $\Gamma_\mu/\Gamma = (6.08 \pm 0.33)\%$.

关键词 e^+e^- 对撞束, 北京谱仪, J/ψ 粒子, 衰变宽度, 分支比.

1 引言

自 1974 年发现 J/ψ 粒子以来^[1], 其衰变的部分宽度和总宽度的测定值仍存在一些疑点. 表 1 列出了不同时期 J/ψ 衰变宽度的典型测定值. J/ψ 衰变为强子、电子和 μ 子的部分宽度 $\Gamma_h, \Gamma_e, \Gamma_\mu$ 及总宽度 $\Gamma = \Gamma_h + \Gamma_e + \Gamma_\mu$ 的多数测定值是 1980 年之前得到的^[2-5], 到 1990 年之前基本上没有新的测量数据. 因此粒子数据组 90 年给出的世界平均值 (PDG90) $\Gamma = 68 \pm 10 \text{ keV}$, $\Gamma_e = 4.72 \pm 0.35 \text{ keV}$ 反映了当时的 J/ψ 衰变宽度值^[6].

1992 年 Mark 3 实验组研究反应 $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$, $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ 和 $J/\psi \rightarrow$ 所有末态, 测定了分支比 $B_i = \Gamma_i/\Gamma$, $i = e, \mu$, 测量误差有了明显的改善, 但 B_h 的中心值 5.91% 较之早先 Mark 1 的 6.9% 有显著的差别^[7]. 1993 年 E760 实验组利用 $p\bar{p}$ 湮没所产生的 J/ψ 粒子测量了它的总宽度, 中心值为 99 keV ^[8]. 根据迄今所得的 J/ψ 衰变宽度, PDG 94 给出的中心值为 $\Gamma = 88 \text{ keV}$, $\Gamma_e = 5.26 \text{ keV}$, $B_e = 5.99\%$, $B_\mu = 5.97\%$ ^[9]. 显然 1990 年之后的这些数据与早期的数据有明显的差异. 因此对 J/ψ 宽度

表 1 J/ψ 粒子参数

实验组	年份	文献	Γ (keV)	Γ_h (keV)	Γ_e (keV)	Γ_μ (keV)	B_h (%)	B_e (%)	B_μ (%)
Mark 1	75	2	69 ± 15	59 ± 14	4.8 ± 0.6	4.8 ± 0.6	86 ± 2	6.9 ± 0.9	6.9 ± 0.9
FRAG	75	3	68 ± 26	59 ± 24	4.6 ± 0.8				
FRAM	75	4	60 ± 25	50 ± 25	4.6 ± 1.0	5.0 ± 1.0			
DASP	79	5	58 ± 13		4.4 ± 0.6				
PDG 90	90	6	68 ± 10		4.72 ± 0.35				
Mark 3	92	7						5.92 ± 0.25	5.90 ± 0.25
E 760	93	8	$99 \pm 12 \pm 6$						
PDG 94	94	9	88 ± 5		5.26 ± 0.37		86 ± 2	5.99 ± 0.25	5.97 ± 0.25
BES	94		84.4 ± 8.9	74.1 ± 8.1	5.14 ± 0.39	5.13 ± 0.52	87.8 ± 0.5	6.09 ± 0.33	6.08 ± 0.33

作新的测量对于澄清这些疑点是有意义的。

2 观测截面的测量

本实验是利用北京谱仪 (BES)^[10] 在北京正负电子对撞机 (BEPC) 的 e^+e^- 对撞束上进行的。在 J/ψ 粒子质量附近能区, 质心能量 $W = (3.08, 3.12)$ GeV 内 23 个能量点上测量了 $e^+e^- \rightarrow$ 强子、 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 的截面。质心能量的不确定性为 0.10 MeV。在 J/ψ 能区, BEPC 的质心能量能散约为 1 MeV, 而 J/ψ 的本征宽度只有几十 keV, 因此必须考虑能散随其它因素的变化。BEPC 能散有赖于对撞束流强, 流强按指数衰减, 典型的寿命值为 8 小时。每 5 分钟测量并记录下流强 I , 最后按权重平均求得每轮取数中的平均流强 \bar{I} 。平均流强与质心能量能散 $\Delta(W)$ 的关系为^[11]:

$$\Delta(W) \propto (A\bar{I} + B)(CW^2 + D), \quad (1)$$

式中 $A = 0.00722$, $B = 0.4780$, $C = 0.0705$, $D = 1.0656$, \bar{I} 单位为 mA, Δ 和 W 单位分别是 MeV 和 GeV。本实验中, \bar{I} 大致在 22 mA 上下, 误差小于 5%, $\Delta(W)$ 的误差小于 0.02 MeV。BEPC 亮度利用亮度计数器测定^[12]。在本测量中平均亮度约为 $0.7 \times 10^{30}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。

表 2 23 个质心能量 W 处的实验观测数据

$W(\text{GeV})$	$L(\text{nb}^{-1})$	$\bar{I}(\text{mA})$	N_h	N_e	N_μ
3.08049	5.248	29.5	72	434	16
3.08554	3.747	21.9	45	286	11
3.09063	4.711	26.6	67	355	13
3.09258	3.147	15.0	62	246	14
3.09373	3.395	32.2	236	283	12
3.09452	3.300	30.4	929	315	56
3.09530	3.038	27.6	2409	395	140
3.09567	3.204	26.0	3796	487	172
3.09607	1.674	25.6	2296	271	108
3.09647	3.411	23.6	5334	566	306
3.09686	3.364	21.7	5307	570	258
3.09763	4.596	19.8	4435	625	243
3.09802	4.661	17.3	3008	511	154
3.09842	2.394	14.8	1013	229	73
3.09880	1.981	15.0	496	174	32
3.09919	1.905	13.1	371	148	29
3.09960	1.860	13.8	267	136	14
3.09998	2.477	12.0	311	170	30
3.10075	2.106	11.7	210	176	25
3.10278	5.211	34.9	362	435	34
3.10549	6.522	22.3	398	543	26
3.11014	5.220	28.9	220	395	27
3.11636	5.105	24.4	171	366	21

L 为积分亮度; \bar{I} 为平均束流强度; N_h, N_e, N_μ 为选出的强子、 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 末态事例数。

事例触发判选通过触发表(即触发条件)完成。本测量的触发表为

$$\begin{aligned} N_{\text{TOP}} &\geq 1 \\ N_{\text{trk}} &\geq 1 \\ E_{\text{tot.1}} &\geq 130\text{MeV} \\ \text{CDC Yes,} \end{aligned}$$

其中 $N_{\text{TOP}} \geq 1$ 是一级触发要求, 它表示 48 个桶部飞行时间 (TOF) 单元中至少有一个单元被击中, 且与束流对撞时间有正确的时序关系。其余三个条件为二级触发要求。 $N_{\text{trk}} \geq 1$ 表示主漂移室中至少能找到一根好的径迹。 $E_{\text{tot.1}} \geq 130\text{MeV}$ 表示桶部簇射计数器内沉积总能量的信号幅度高于 130MeV 电子所产生的信号幅度。CDC Yes 表示中心漂移室第 3 或第 4 层丝共 96 个单元中至少有一个击中, 且其信号幅度大于规定的阈值。

编写了程序 EVTSEL, 利用一组事例判据从原始数据中选出 $e^+e^- \rightarrow$ 强子, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ 事例。质心能量 W 处选出的事例数 $N_i(W)$ 除以该能量处的积分亮度 $L(W)$ 即得到观测截面:

$$\sigma_i^{\text{obs}}(W) = \frac{N_i(W)}{L(W)}, \quad f = h, e, \mu. \quad (2)$$

表 2 列出了 23 个束流质心能量 W 值, 该能量处的积分亮度, 平均束流强度 \bar{I} , 以及选出的强子、 e^+e^- 和 $\mu^+\mu^-$ 末态事例数 N_h 、 N_e 和 N_μ 的实验数据。

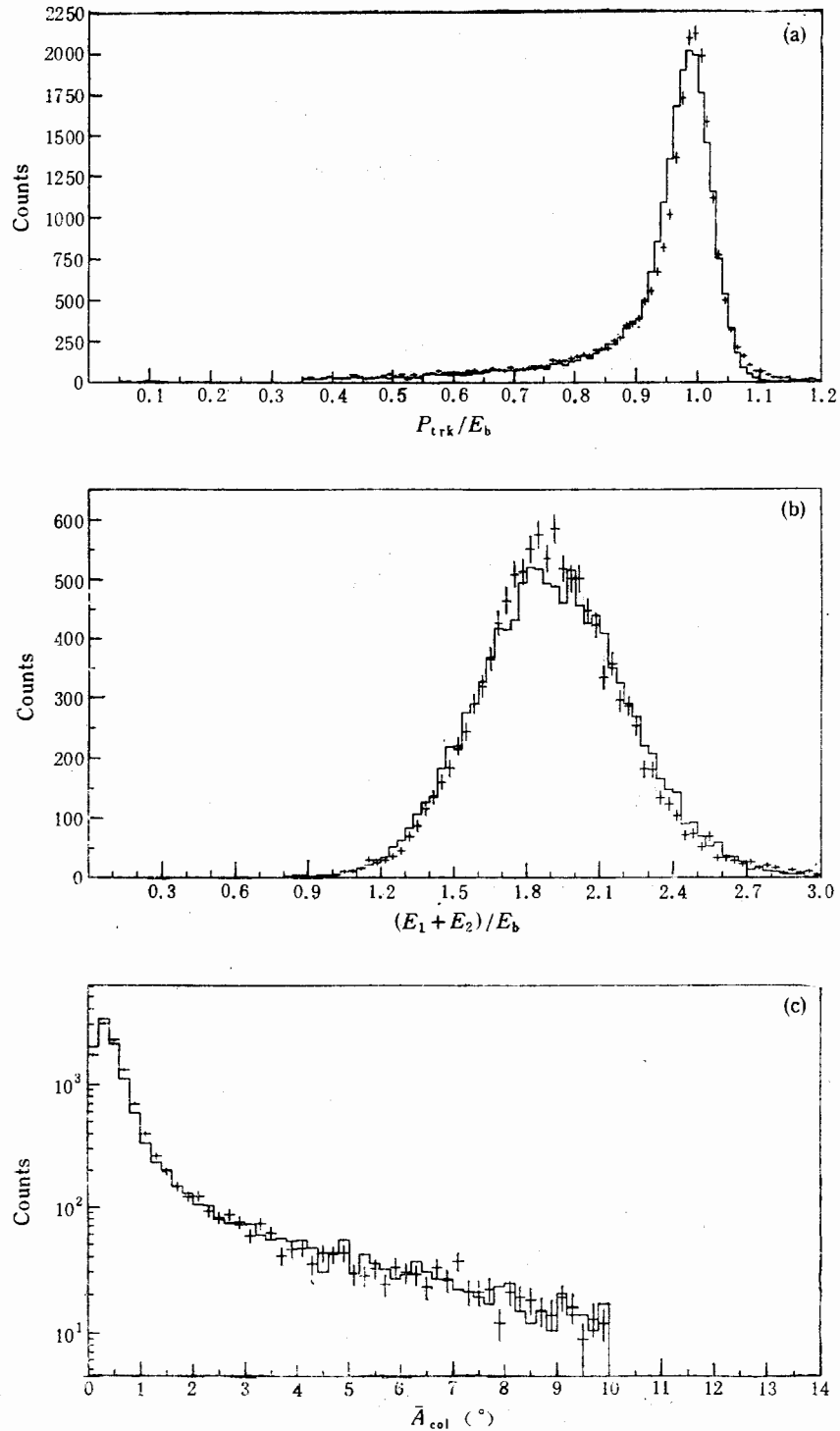
3 事例判选

3.1 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 末态事例的判选

EVTSEL 对 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 末态事例的判选条件见表 3, 它们是根据这些事例的特征设定的。例如 $\sum Q_i = 0$ 要求两根带电径迹纯电荷为零; 事例顶点 V_x, V_y, V_z 应落在束流碰撞中心(坐标原点)附近; 两径迹间非共线角 A_{col} 和非共面角 A_{cop} 小于 10° 则保证了两个末态粒子基本上反方向飞行; ΔT_i 表示粒子 i 的 TOF 测量值与假定 i 以光速飞行时的 TOF 值之差, 对 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 末态事例, $\Delta T_1, \Delta T_2$ 应相当小; 两径迹 TOF 测量值之差 $|T_1 - T_2|$ 对 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 事例分布期望值为 0, 而对宇宙线为 8ns, 故 $|T_1 - T_2| < 4\text{ns}$ 可排除宇宙线本底。

表 3 中的 $\mu ID = 1$ 表示粒子径迹在 μ 计数器中存在有效击中, $\mu ID = 0$ 则表示没有有效击中。 p_i/E_b 的切断值则要求末态粒子动量 p_i 都接近束流能量 E_b 。对 e^+e^- 事例, 由于在簇射计数器中形成簇射, 其单根径迹沉积能量 E_i 和事例总沉积能量 $\sum E_i$ 都足够大, 这由切断条件 $E_i/E_b > 0.4$, $\sum E_i/E_b > 1$ 来体现。 μ 子是最小电离粒子, 其沉积能量正比于径迹长度, 故 $E_i(x, y)$ (径迹沉积能量在垂直于束流方向平面上的投影) 大致是不变量, 且应当足够小, 这由 $E_i(x, y)/E_b < 0.35$ 和 $\sum E_i(x, y)/E_b < 0.6$ 来保证。

利用上述判选条件选择事例对实验数据与蒙特卡洛模拟的各种分布作了比较, 并示于图 1 和图 2, 蒙特卡洛模拟事例是用 Berends 等人的蒙特卡洛产生子^[4]结合 BES 探测器模拟程序 SOBER 得到的。

图 1 e^+e^- 事例实验数据与蒙特卡洛模拟的比较

+ 为实验数据, 直方图为模拟值。

(a) 径迹动量 p_{trk} 分布; (b) 两径迹沉积能量 $E_1 + E_2$ 分布; (c) 两径迹非共线角 A_{col} 分布。

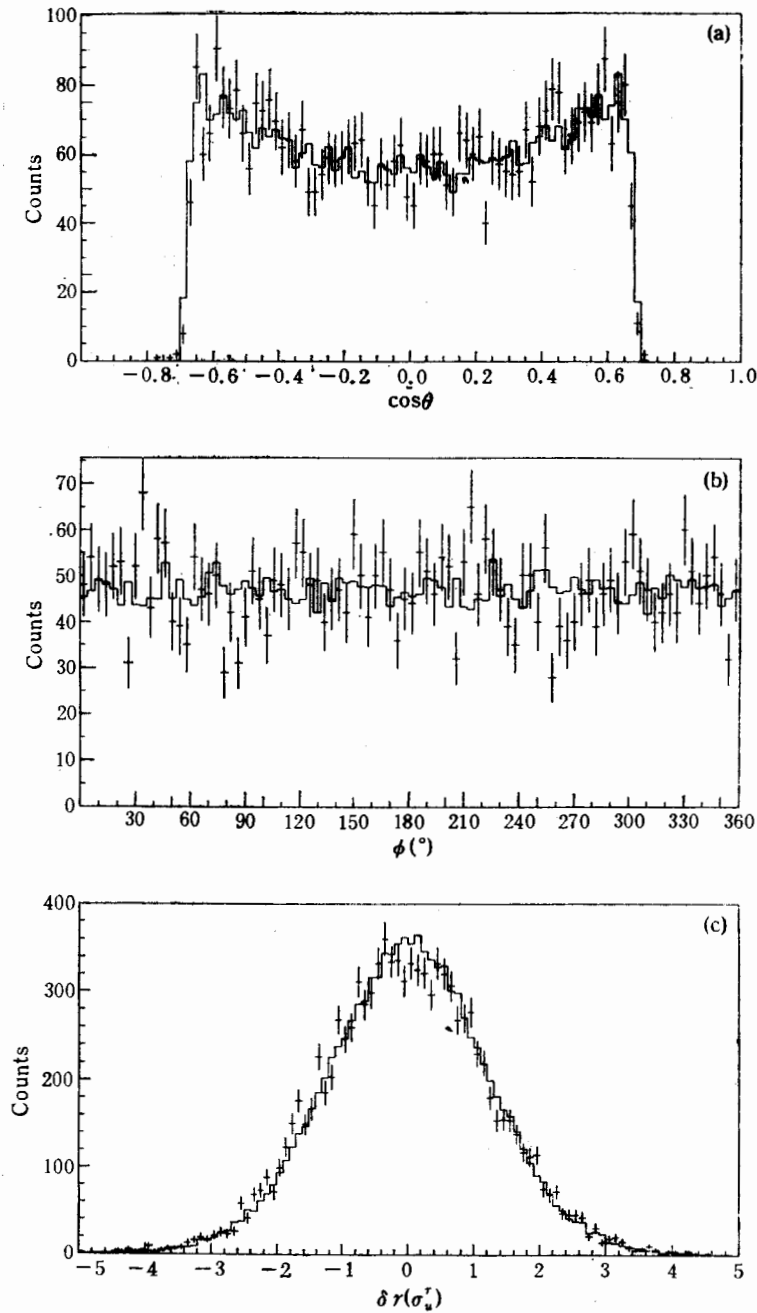


图2 $\mu^+\mu^-$ 事例实验数据与蒙特卡洛模拟比较

(a) 径迹极角 $\cos\theta$ 分布; (b) 径迹方位角 ϕ 分布; (c) δr 分布, δr 是径迹在 μ 计数器的击中位置与从主漂移室径迹外延线在 μ 计数器的对应位置的偏差在 xy 方向的投影, 横坐标单位 σ_μ 为 μ 计数器在 xy 平面上的位置分辨。

数据和蒙特卡洛模拟符合得很好, 证实了对 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 事例判选条件的正确性。

表 3 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 末态事例的判选条件

	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-
ΣQ_i	0	0
V_x	<1.5cm	<1.5cm
V_y	<0.8cm	<0.8cm
V_z	<15.cm	<15.cm
A_{cop}	<10°	<10°
A_{col}	<10°	<10°
ΔT_i	<3ns	<3ns
$ T_1 - T_2 $	<4ns	<4ns
μID	=1	≠1
(≥1trk)		
p_i/E_b	(0.75, 1.25)	(0.55, 1.5)
$E_i(x, y)/E_b$	<0.35	
$\Sigma E_i(x, y)/E_b$	<0.6	
E_i/E_b		>0.4
$\Sigma E_i/E_b$		>1
$ \cos\theta $	≤0.6	≤0.7

3.2 强子末态事例的判选

我们要收集末态为强子的所有事例,故没有特征的事例拓扑可以遵循,为此采用了排除法。首先将已选出的 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 事例排除。其次将辐射巴巴事例 ($e^+e^- \gamma$ 末态) 排除,这类事例 e^+ 、 e^- 间 A_{col} 、 A_{cop} 比较大,但径迹动量与沉积能量之比接近 1,事例总动量和总沉积能量(辐射 γ 能量包含在内)接近 $2E_b$ 。宇宙线事例可用事例顶点和 $|T_1 - T_2|$ 切断条件排除。束流-气体分子相互作用、束流-束流管壁相互作用造成的本底事例其顶点离对撞中心较远,且多数径迹偏向于束流粒子的方向,事例的动量很不平衡,故可用事例顶点和动量平衡的切断条件来排除。对于双光子过程 ($e^+e^- \rightarrow \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- X$) 的本底,由于大部分动量被 θ 角很小处的 e^+e^- 带走,它们在 BES 中基本上探测不到,故可用动量阈 $\Sigma |p_i| + \Sigma |E_i^*| \geq 0.5E_b$ 的切断来排除。余下的事例中只保留 $|\cos\theta| \leq 0.8$ 范围内带电径迹数 $N_{ch} \geq 2$ 的事例。对于 $N_{ch} = 2$ 的事例,要求非共面角大于 20° ,或至少有 3 个沉积能量 $\geq 130\text{MeV}$ 的中性径迹,以排除可能的 $e^+e^- (\gamma)$ 、 $\mu^+\mu^- (\gamma)$ 事例的污染。能通过以上这些判选条件的事例作为强子事例。

4 观测截面的拟合

4.1 $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow f$ 的观测截面

过程 $e^+e^- \rightarrow R \rightarrow f$ 的截面由 Breit-Wigner 公式描述:

$$\sigma_0(W) = \frac{4\pi(2J+1)\Gamma_e\Gamma_f}{(W^2 - M^2)^2 + \Gamma^2 M^2}, \quad (3)$$

其中 W 为质心能量, J 为共振态 R 的角动量, Γ_e 、 Γ_f 为 R 衰变到 e^+e^- 和 f 的宽度, Γ 是总宽度, M 为 R 的质量。当考虑 e^+ 、 e^- 初态辐射修正,其截面为

$$\sigma(W) = \int_0^1 dx \{ \sigma_0 [W^2(1-x)] B(x, W) \}, \quad (4)$$

式中 $x = k/E_b$, k 为辐射光子能量, $B(x, W)$ 是辐射光子谱. 在 BES 情形下, 由于束流能散 Δ 大大超过 J/ψ 的本征宽度, 故必须考虑 Δ 的影响. Δ 用高斯函数描述:

$$G(W, W_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta} \exp \left[-\frac{(W - W_0)^2}{2\Delta^2} \right]. \quad (5)$$

实验观测的共振截面为

$$\sigma^R(W) = \int_0^\infty \sigma(W_0) G(W, W_0) dW_0. \quad (6)$$

4.2 实验观测截面

实验观测截面, 除了共振截面外, 还包括连续截面, 以及共振与连续态振幅之间的干涉项对截面的贡献. 对于强子末态, 连续截面是 QCD 过程形成的, 其干涉项贡献很小可忽略不计. 对 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 末态, 连续截面是 QED 过程的贡献. 因此末态为强子、 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 的实验观测截面可表示为

$$\sigma_h^{\text{obs}}(W) = \sigma_h^R(W) A_h^R + \sigma_h^C(W) A_h^C; \quad (7)$$

$$\sigma_e^{\text{obs}}(W) = \sigma_e^R(W) A_e^R + \sigma_e^{\text{QED}}(W) A_e^{\text{QED}} + \sigma_e^{\text{int}}(W) A_e^{\text{int}}; \quad (8)$$

$$\sigma_\mu^{\text{obs}}(W) = [\sigma_\mu^R(W) + \sigma_\mu^{\text{QED}}(W) + \sigma_\mu^{\text{int}}(W)] A_\mu, \quad (9)$$

其中 A_f 表示本实验中对过程 $e^+e^- \rightarrow f$, $f = e, \mu, h$ 的实验接收度. 对于 $\mu^+\mu^-$ 末态, $A_\mu^R \cong A_\mu^{\text{QED}} \cong A_\mu^{\text{int}}$, 用 A_μ 表示. 对于 e^+e^- 末态, 干涉项接收度 A_e^{int} 由 QED 项和共振项接收度求得: $A_e^{\text{int}} = \sqrt{A_e^R \cdot A_e^{\text{QED}}}$.

由(3—9)式可知, 为了对实验观测截面数据作拟合求得 J/ψ 的衰变宽度, 需要知道 5 个实验接收度 $A_h^R, A_h^C, A_e^R, A_e^{\text{QED}}, A_\mu$.

5 实验接收度的确定

事例类型 i 的实验接收度 $A(i)$ 定义为

$$A(i) = \varepsilon_{\text{trg}}(i) \cdot \varepsilon_{\text{re}}(i), \quad (10)$$

$\varepsilon_{\text{trg}}(i)$ 为北京谱仪对 i 类事例的触发效率, $\varepsilon_{\text{re}}(i)$ 为重建程序对 i 类事例的重建效率和事例判选程序 EVTSEL 对 i 类事例的判选效率的乘积.

5.1 触发效率

为了求得第 2 节中所述 4 个触发条件下各种事例的触发效率, 利用了 BES 触发系统的灵活性和一种精心设计的方法^[14]. BES 触发表允许有 8 个触发道, 每个触发道有 15 种触发条件. 满足任一触发道中触发条件的事例, 其数据都将被记录到原始数据带中. 设计了有六个触发道的触发表(见表 4), 表中“Y”表示该触发条件必须满足, “—”则表示该条件是否满足不关紧要. 利用该触发表在 J/ψ 峰值能量下取了相当数量的原始数据带, 通过重建后用 EVTSEL 选出强子、 e^+e^- 和 $\mu^+\mu^-$ 末态事例.

表 4 北京谱仪用于研究事例触发效率的触发表

触发条件 \ 触发道	TRG1	TRG2	TRG3	TRG4	TRG5	TRG6
参加取数	Y	Y	Y	Y	Y	Y
TOF B-B	—	—	—	—	Y	—
$N_{tof} \geq 1$	—	—	—	—	—	—
$N_{tof} \geq 2$	Y	Y	Y	—	—	—
RADIAL.	—	Y	—	Y	—	—
中性反符合	—	—	—	—	—	—
备用	—	—	—	—	—	—
ESC B-B	—	—	—	—	—	Y
$N_{trk} \geq 1$	—	—	—	—	Y	—
$N_{trk} \geq 2$	Y	—	Y	Y	—	—
$N_{trk} \geq 5$	—	—	—	—	—	—
μ^- -或	—	—	—	—	Y	—
CDC	—	Y	Y	Y	Y	Y
ESC- E_{tot}	—	—	—	—	—	Y
$E_{tot.l}$	Y	Y	—	Y	—	—
$E_{tot.h}$	—	—	—	—	—	—

注: 表中 ESC 表示端盖簇射计数器, B-B 表示需满足背对背要求, E_{tot} 表示需满足总能量要求. 触发条件的含义可参考文献[15].

以 e^+e^- 末态事例为例来说明怎样确定触发效率. 表 4 中触发道 TRG1 没有用到 CDC 的触发要求, 故通过该道记录下来的 e^+e^- 事例数 N 对 CDC 触发条件而言是无偏的事例样本. 这 N 个事例中满足 CDC 条件的 e^+e^- 事例数记为 n , 则 CDC 触发条件对 e^+e^- 事例的效率为 $\varepsilon_{CDC} = n/N$. 类似地 TRG2 触发道对 $N_{trk} \geq 1$ 触发条件没有要求, 通过该触发道记录的 e^+e^- 事例数中满足 $N_{trk} \geq 1$ 的事例数的比率即为 e^+e^- 事例的 $\varepsilon_{trk>1}$. 按此方法求出前述 4 个触发条件对强子、 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 事例的触发效率, 事例的触发效率为

$$\varepsilon_{trg} = \varepsilon_{tof>1} \cdot \varepsilon_{trk>1} \cdot \varepsilon_{CDC} \cdot \varepsilon_{E_{tot.l}} \quad (11)$$

5.2 事例的重建、判选效率

对于 e^+e^- 和 $\mu^+\mu^-$ 末态事例, 利用 Berends 等人^[13]的蒙特卡洛产生子, 对于 $e^+e^- \rightarrow$ 强子(连续截面), 利用 LUND 模型产生子^[16]. 蒙特卡洛产生子产生的事例物理数据通过 BES 探测器模拟程序 SOBER 后得到蒙特卡洛模拟数据, 对它们用重建程序进行事例重建, 再通过 EVTSEL 选出末态为 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 、强子(非共振)的事例. 以 e^+e^- 事例为例, 若在 $|\cos\theta| < 0.7$ 范围内产生子产生 N 个事例, 经过上述步骤, EVTSEL

选出 e^+e^- 事例数为 n , 则 e^+e^- 事例的重建, 判选效率 $\epsilon_{rs} = n/N$.

为了确定 $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow$ 强子的 ϵ_{rs} , 利用

$$\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi \quad (12)$$

中产生的 J/ψ 粒子^[17], 去除 J/ψ 衰变为轻子对的事例后, 余下的便是 J/ψ 衰变为强子末态事例. ψ' 产生的 J/ψ 有一定的动量, 为此对它的 Lorentz boost 作了修正, 回复到 J/ψ 静止系. 设 $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$, $J/\psi \rightarrow$ 强子事例数为 N , 这些事例数据通过程序 EVTSEL 判选出的强子事例为 n , 则求得 $J/\psi \rightarrow$ 强子的重建、判选效率为 $\epsilon_{rs} = n/N$.

我们所关心的过程的 ϵ_{rs} 连同 ϵ_{trg} 一并列于表 5. 应当指出, 对于 $e^+e^-(\mu^+\mu^-)$ 事例, ϵ_{rs} 是指 $|\cos\theta| \leq 0.7$ (≤ 0.6) 立体角内重建和判选出的事例数对于相同立体角内产生的事例数之比. 而对强子末态事例, 其产生立体角为 4π , $|\cos\theta| \leq 1.0$, 而我们只记录 $|\cos\theta| \leq 0.8$, $N_{trk} \geq 2$ 的事例, 故其 ϵ_{rs} 比较低.

表 5 事例触发效率、事例重建和判选效率和接收度

事例类型	$\epsilon_{trg}(\%)$	$\epsilon_{rs}(\%)$	$A(\%)$	$\frac{\Delta A}{A}(\%)$
1. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	100	81.5 ± 1.8	81.5 ± 1.8	2.2
2. $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$	100	92.3 ± 2.0	92.3 ± 2.0	2.2
3. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	98.2	93.4 ± 2.0	91.7 ± 1.9	2.2
4. $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	98.2	93.4 ± 2.0	91.7 ± 1.9	2.2
5. $e^+e^- \rightarrow$ 强子	99.6	66.6 ± 1.6	66.3 ± 1.6	2.4
6. $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow$ 强子	99.6	62.4 ± 1.7	62.2 ± 1.7	2.7

5.3 实验接收度及其误差

实验接收度 A 据(10)式由 ϵ_{trg} 和 ϵ_{rs} 的乘积求得并列于表 5. 表中还列出了 ϵ_{rs} 和 A 的误差. 现在讨论误差的确定方法.

首先考虑事例判选条件带来的误差. 以 e^+e^- 事例判选中判选条件 $E_i/E_b > 0.4$ 为例, 将它改变为 $(E_i \pm \Delta E_i)/E_b > 0.4$, 所得的 ϵ_{rs}^* 与原来的 ϵ_{rs} 之差作为误差 $\Delta\epsilon_{rs}$. 这里 $\Delta E_i = E_i \cdot \sigma_E$, σ_E 是桶部簇射计数器的能量分辨. 将与 BES 各子探测器分辨能力有关的判选条件作类似改变后得到的 ϵ_{rs}^* 与原来的 ϵ_{rs} 的差值作为误差 $\Delta\epsilon_{rs}$. 所涉及的 BES 子探测器的分辨率主要是 TOF 时间分辨 $\sigma_{TOF} = 330\text{ps}$, 簇射计数器能量分辨 $\frac{\sigma_E}{E} = 0.22/\sqrt{E(\text{GeV})}$, 主漂移室动量分辨 $\frac{\sigma_p}{p} = 0.017\sqrt{1+p^2(\text{GeV}^2)}$. 对于强子、 e^+e^- 和 $\mu^+\mu^-$ 末态, $\Delta\epsilon_{rs}/\epsilon_{rs}$ 分别是 1.0%, 0.5% 和 0.4%.

其次, 对于表 5 中的事例类型 1—5, ϵ_{rs} 由蒙特卡洛模拟求得, 模拟的不精确性导致的误差约 2%. 对于事例类型 6, $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ 事例是用条件 $M_{\pi^+\pi^-}$ 不变质量落在 $M_{J/\psi} \sim 3.097\text{GeV}$ 附近区间来选定的. $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布中, 除了对应于 J/ψ 产生的峰值部分, 还有连续本底部分. 拟合连续本底并加以扣除有其不确定性, 由此导致 $J/\psi \rightarrow$ 强子的 ϵ_{rs} 误差为 $\Delta\epsilon_{rs}/\epsilon_{rs} = 2.5\%$.

上述导致 ε_{ii} 误差的因素相互独立, 平方相加并开方求得总的误差 $\Delta\varepsilon_{ii}$. 由于各类事例触发效率都接近于 1, 触发效率的误差很小. 实验接收度的误差基本上由 ε_{ii} 的误差决定.

6 结果和讨论

利用表 3 的测量数据和(7—9)式求得 $e^+e^- \rightarrow$ 强子、 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 截面如图 3 的实验点表示, 误差包含统计误差和亮度测定误差 $\pm 3\%$. 图中曲线按(3—9)式对三个过程截面同时作拟合得出, 拟合求得的 J/ψ 共振参数列于表 1 和表 6. J/ψ 衰变为末态 f 的截面(不包含辐射修正)的能量积分 $(A_{res})_f^0$ 可表示为

$$(A_{res})_f^0 \equiv \int \sigma_f^0(W) dW = \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma}, \quad f = e, \mu, h, \quad (13)$$

式中 $\sigma_f^0(W)$ 为 Breit-Wigner 共振截面. 能量积分的值也列于表 6.

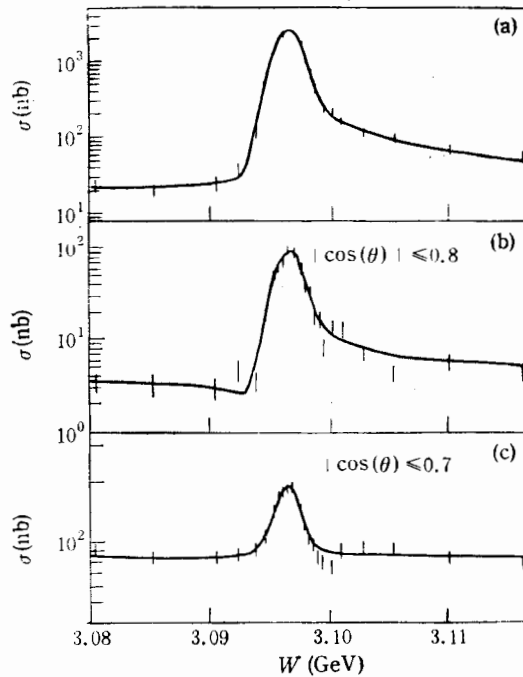


图 3 $e^+e^- \rightarrow$ 强子总截面 (a)、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($|\cos\theta| \leq 0.6$) 积分截面 (b)、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ($|\cos\theta| \leq 0.7$) 积分截面 (c) 在 J/ψ 附近能区随能量的变化

图中数据点误差包含统计误差和亮度测量误差, 曲线为利用表 6 所列参数拟合的预期值.

由表 1 可知, 本实验测定的 Γ 、 Γ_h 、 Γ_e 、 Γ_μ 、 Γ_h/Γ 值的误差是迄今为止所有测量中最小的, 特别是明显改善了 Γ_e 、 Γ_h 和 Γ_h/Γ 的测定精度. Γ_e 与 Γ_μ 的比值接近于 1, 与 $e-\mu$ 普适性的预期一致. Γ 、 B_e 、 B_μ 的测定值与近期的 E760^[8] 和 Mark3^[7] 实验值在 1σ 内符合. 值得注意的是, 在表 1 所列的所有 J/ψ 共振参数中, BES 测量值的中心值与 1990

表 6 BES 测定的 J/ψ 共振参数

Γ	84.4 ± 8.9 keV
Γ_h	74.1 ± 8.1 keV
Γ_e	5.14 ± 0.39 keV
Γ_μ	5.13 ± 0.52 keV
Γ_h/Γ	0.878 ± 0.005
Γ_e/Γ	0.0609 ± 0.0033
Γ_μ/Γ	0.0608 ± 0.0033
Γ_e/Γ_μ	1.00 ± 0.07
$(A_{res})_h^0$	10.9 ± 0.8 nb · GeV
$(A_{res})_e^0$	0.75 ± 0.06 nb · GeV
$(A_{res})_\mu^0$	0.75 ± 0.06 nb · GeV
$(A_{res})^0$	12.4 ± 0.8 nb · GeV

表 6 中参数的误差包括统计误差和系统误差, 后者来源于质心能量不确定性 (dW) 0.10 MeV, Bhabha 散射截面整体归一化误差 6%, 以及表 5 列出的接收度误差. 系统误差是参数误差的主要因素, 但对分支比 Γ_e/Γ 、 Γ_μ/Γ 、 Γ_h/Γ 、 Γ_e/Γ_μ 而言, 亮度测量误差、整体归一化误差的效应被抵消, 因此这些量有较好的测量精度.

年前的中心值有明显的差别,但与 PDG 94 的中心值则相当接近。

本实验期间,北京正负电子对撞机运行组在各能量点上精心运行,并就对撞机性能进行了有益的讨论;高能所计算中心提供了分析所需的计算机支持;荷兰 NIKHEF 的 Von de Mark 博士为本实验专门修改了 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程的蒙特卡洛产生子,在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.*, **533** (1974) 1404;
J. E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974) 1406.
- [2] M. Boyaski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975) 1357.
- [3] R. Baldini Celio et al., *Phys. Lett.*, **58B** (1975) 471.
- [4] B. Esposito et al., *Lett. Nuovo Cim.*, **14** (1975) 73.
- [5] R. Brandelik et al., *Z. Phys.*, **C1** (1979) 233.
- [6] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.*, **B239** (1990) 1
- [7] D. Coffman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 282.
- [8] P. A. Amstrong et al., *Phys. Rev.*, **D47** (1993) 772.
- [9] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev.*, **D50** (1994) 1173.
- [10] J. Z. Bai et al., *Nucl. Inst. Meth.*, **A344** (1994) 319;
白景芝等,高能物理与核物理, **16**(1992)769.
- [11] D. H. Ma et al., Absolute energy calibration and determination of beam energy spread for BEPC, BES internal report, Jun., 14, 1992.
- [12] 倪蕙苓等,高能物理与核物理, **13**(1989)870.
朱永生等,高能物理与核物理, **18**(1994)503.
- [13] F. A. Berends et al., *Nucl. Phys.*, **B228** (1983) 537;
Nucl. Phys., **B177** (1981) 237;
Nucl. Phys., **B57** (1973) 381.
- [14] J. W. Zhang, The calculation of trigger efficiency for e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ events in BES, BES internal report, Jan., 18, 1993.
- [15] 过雅南等,高能物理与核物理, **14**(1990)1057
- [16] T. Sjostrand, CERN-TH., 6488/92.
- [17] 苑长征,由 $\phi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ 道测量 J/ψ 轻子道衰变分支比,中国科学院高能物理研究所,硕士论文,1993年.

Measurement of J/ψ Resonance Parameters

BES Collaboration

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

Received 1 December 1994

Abstract

The cross sections of $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$, $e^+e^- \mu^+\mu^-$ have been measured in the vicinity of J/ψ resonance at BES/BEPC. The fit of the observed cross sections gives the new results of J/ψ resonance parameters: the partial widths to hadrons, electrons and muons are $\Gamma_h = 74.1 \pm 8.1 \text{ keV}$, $\Gamma_e = 5.14 \pm 0.39 \text{ keV}$ and $\Gamma_\mu = 5.13 \pm 0.52 \text{ keV}$ respectively; the total width $\Gamma = 84.4 \pm 8.9 \text{ keV}$; the branching fractions $\Gamma_h/\Gamma = (87.8 \pm 0.5)\%$, $\Gamma_e/\Gamma = (6.09 \pm 0.33)\%$, and $\Gamma_\mu/\Gamma = (6.08 \pm 0.33)\%$.

Key words e^+e^- colliding beams, Beijing Spectrometer, J/ψ particle, decay width, branching fraction.