第24卷 第1期
2000 年1月

高能物理与核物理
HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS

Vol.24, No.1
Jan., 2000

利用大角度Bhabha散射测量ψ(2S)数据积分亮度

崔象宗　顾以藩　李新华　韩世温

(中国科学院高能物理研究所　北京　100039)

摘要　提出了一种在正负电子对撞机上、用大角度Bhabha散射事例、在ψ(2S)共振能量下测量积分亮度的方法．对北京谱仪在北京正负电子对撞机上采集的ψ(2S)数据进行的初步测量表明方法是可行的．

关键词　ψ(2S)　积分亮度　大角度Bhabha散射

1　引言

在对撞机上开展的粒子物理实验中，积分亮度是重要的物理量之一，它提供了观察到的事例率与截面之间的定量关系．例如，在北京谱仪(BES)的ψ(2S)轻子分支比测量中，利用积分亮度和QED截面值计算并扣除了难以直接测量的本底事例[1]．

鉴于北京谱仪在ψ(2S)数据采集期间缺乏在线亮度测量的可靠数据，我们提出一种利用大角度Bhabha散射事例在ψ(2S)共振能量下测量积分亮度的有效方法．本文描述了这种方法，并利用北京谱仪采集的ψ(2S)数据进行测量展示了方法的可行性．

2　测量原理

在BES上利用大角Bhabha事例进行亮度测量，就是测量在BES的桶部簇射计数器的几何接收度($|\cos\theta| < 0.75$, $0 \leqslant \phi < 2\pi$)范围内的Bhabha散射，即$e^+e^- \to e^+e^-$事例数，并根据BES对Bhabha事例的探测效率和$e^+e^- \to e^+e^-$的QED产生截面的计算，得到在质心能量为ψ(2S)质量下的积分亮度．在能量为E_i时，一次RUN(即运行取数)的亮度可表为

$$l_i = \frac{n_i}{\sigma_i \cdot \varepsilon_d \cdot \varepsilon_t}\,, \tag{1}$$

式中n_i为测得的Bhabha事例数，σ_i为在E_i能量下Bhabha事例的产生截面，ε_d为BES对Bhabha事例的探测效率，ε_t为在线取数时BES对Bhabha事例的触发效率．

1999-11-12收稿

将一批取数的全部RUN的数据累加起来，其积分亮度为

$$L=\sum_{i=1}^{k}l_i=\sum_{i=1}^{k}\frac{n_i}{\sigma_i\cdot\varepsilon_d\cdot\varepsilon_t},\tag{2}$$

k为这批取数中总的RUN数．又已知$\sigma_i\propto\frac{1}{E_i^2}$，故$\sigma_i=\sigma_{QED}\frac{E_{CM}^2}{E_i^2}$，$E_{CM}$为质心能量，$\sigma_{QED}$为在$E_{CM}=3686\text{MeV}$处的Bhabha事例产生截面．实验表明，在各次RUN中测得的能量E_i与平均能量$\bar{E}$之间，除个别RUN外差别很小．实验表明$\delta_i\equiv(E_i-\bar{E})/\bar{E}\leqslant0.05\%$，即$E_i^2=(1+2\delta_i+\delta_i^2)\bar{E}^2\approx(1+0.1\%)\bar{E}^2\approx\bar{E}^2$．故式(2)可写为

$$L=\frac{\sum n_i}{\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d\cdot\varepsilon_t}\left(\frac{\bar{E}}{E_{CM}}\right)^2=\frac{N_{bb}}{\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d\cdot\varepsilon_t}\left(\frac{\bar{E}}{E_{CM}}\right)^2,\tag{3}$$

式中N_{bb}为测得的Bhabha事例总数．

实验上得到的e^+e^-事例包括了以下4个部分：

(1) QED过程产生的e^+e^-对，即Bhabha散射电子对．

(2) ψ(2S)共振态衰变产生的e^+e^-对．

(3) QED过程与ψ(2S)共振衰变之间的干涉效应的贡献

(4) 由连续衰变过程$\psi(2S)\to\text{Neutrals}+J/\psi$，$J/\psi\to e^+e^-$产生的$e^+e^-$对．

为从测得的e^+e^-事例中除去各种非Bhabha事例(上述2—4部分)，我们提出了一种简单可行的数据处理方法．

图1是e^-事例按$\cos\theta$分布的示意图，θ为从对撞点出射的e^-相对于z轴的夹角(e^+具有类似分布，但方向相反)，其中A_1和A_2分别代表以$\cos\theta=0$为界右侧($\cos\theta>0$)和左侧e^-的数目，短划线下的y和x分别表示右侧和左侧的Bhabha电子数，点线下区域B表示由ψ(2S)共振衰变产生的e^-数目，它服从分布$(1+\cos^2\theta)$，即具有以$\cos\theta=0$为轴的左右对称性质．

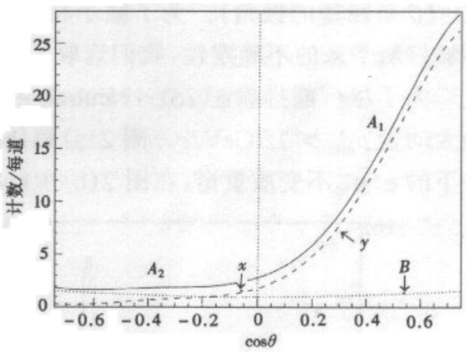

图1　e^-的$\cos\theta$分布示意图

由图显示的关系，$y+\frac{B}{2}=A_1$及$x+\frac{B}{2}=A_2$，并令$\frac{x}{x+y}\equiv\alpha$，即可得到Bhabha事例数

$$N_{bb}=(x+y)=\frac{A_1-A_2}{1-2\alpha}\tag{4}$$

于是，由方程(3)可将亮度表达式写成

$$L=\frac{A_1-A_2}{(1-2\alpha)\cdot\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d\cdot\varepsilon_t}\left(\frac{\bar{E}}{E_{CM}}\right)^2,\tag{5}$$

上式中因子$(1-2\alpha)$修正了由于(A_1-A_2)所造成的Bhabha事例的丢失(即图中的x部

3 数据分析

基于以上测量原理，对 1993 和 1994 年获取的ψ(2S)数据进行了分析．这批数据的ψ(2S)总数已被确定为$(1325 \pm 109) \times 10^3$ [2]．

3.1 e^+e^-事例选择

为了从ψ(2S)数据中得到纯净的e^+e^-事例(包括带辐射γ的e^+e^-)，我们采用了以下的选择条件．

3.1.1 两叉带电径迹的选择

要求事例中包含两个带有相反电荷(每个电荷量为 1)的径迹．每条径迹在漂移室中能通过完整的螺旋线拟合($mfit = 2$)，从而保证了良好的重建质量．两个径迹的顶点在(x, y)平面内，要求到达对撞中心的距离不超过 1.5cm，在 z 方向上，每个径迹的顶点与对撞中心的距离小于 15cm，且两径迹顶点的 z 坐标之差 $|z_1 - z_2| < 5$cm．

为保证两带电径迹都被包罗在桶部簇射计数器覆盖的立体角范围内，要求 $|\cos\theta| < 0.75$(θ 是径迹的极角)．为了减小在 $|\cos\theta|$ 较大处 Monte Carlo 与实际数据可能符合得不够好所带来的不确定性，我们选取了 $|\cos\theta| < 0.65$ 的e^+e^-事例．

为了尽可能排除ψ(2S)→Neutrals + J/ψ, J/ψ→e^+e^-衰变事例的混入，要求两径迹中最大动量 $p_{max} > 1.7$GeV/c．图 2(a)和(b)分别为在 $p_{max} > 1.0$GeV/c 和 $p_{max} > 1.7$GeV/c 条件下的e^+e^-不变质量谱，在图 2(b)中已看不到明显的 J/ψ的质量峰．

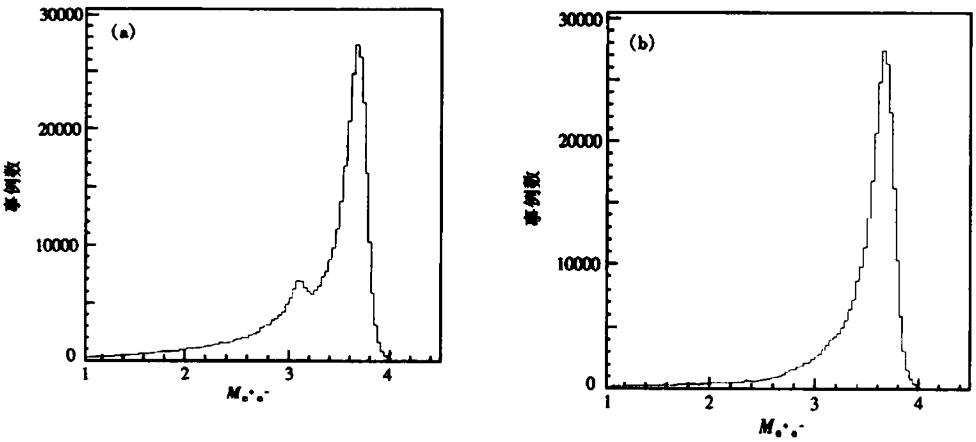

图2　(a)经过 $p_{max} > 1.0$GeV/c 选择后的不变质量谱和(b)经过 $p_{max} > 1.7$GeV/c 选择后的不变质量谱

e^+e^-事例识别

一种识别方法是利用 E_{SC}/p 进行选择．这里 E_{SC} 是粒子在簇射计数器中沉积的能量，p

是漂移室给出的粒子动量．在簇射计数器中央加强筋以外的区域内，对于电子，当$p \geqslant 1.0$ GeV/c时，要求 $E_{SC}/p \geqslant 1$；或者当两个径迹都满足$p \geqslant 1.0$GeV/c时，要求 $R(E_{SC}/p) \equiv \sqrt{\sum_{i=1}^{2}[(E_{SC}/p)_i - 1]^2} \leqslant 0.6$（在中央加强筋区域内的粒子鉴别则用 d$E$/d$x$ 信息）．图 3 为对两叉事例的 E_{SC}/p分布图．图中左下角为非 e^+e^-事例．从图可以看到利用 E_{SC}/p 选择 e^+e^-的有效性．

另一种选择 e^+e^-事例的手段是用主漂移室的经过修正的 dE/dx 信息．当任意一个径迹的 $p > 1.4$GeV/c时，若它的 $Xse > 0$（这里 $Xse = [(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\exp} - (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{th}}]/\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}$，式中等式右侧分子第一项为测到的 d$E$/d$x$ 值，第二项为假定粒子是电子时相应的理论计算值，分母为 dE/dx 实验分布谱的标准偏差）；或者当两个粒子的动量均大于 1.4GeV/c时，若满足关系 $R(Xse) \equiv \sqrt{\sum_{i=1}^{2}(Xse)_i^2} \leqslant 2.0$，则判作 e^+e^-事例．图 4 为两带电径迹的 Xse 分布的散点图，左下方是将被排除的本底事例．

满足以上任一鉴别条件的事例都将被判别为 e^+e^-事例．

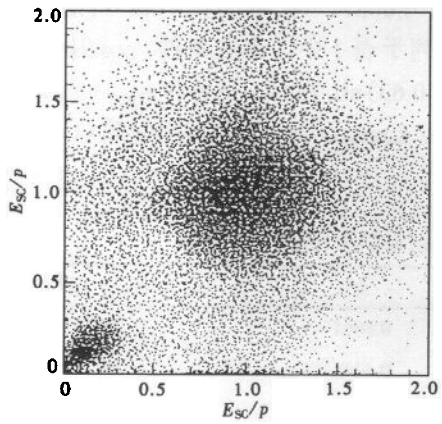

图3　e^+与e^-的E_{SC}/p散点图

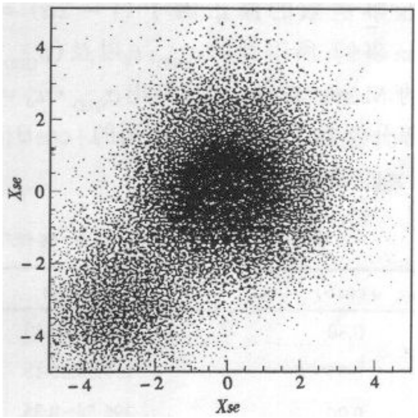

图4　e^+与e^-的Xse散点图

3.2　ψ(2S)实验数据分析

3.2.1　e^+e^-的 $\cos\theta$ 分布谱分析

经过上述的e^+e^-事例选择后，对ψ(2S)实验数据分别作 e^+和 e^-的 $\cos\theta$ 分布谱，如图 5(a)和(b)所示．为了得到式(3)中的 N_{bb}，需要对这些谱进行分析处理．

在图 5(a)给出的 e^+分布谱中，以 $\cos\theta = 0$ 处为界，如第 2 节所定义，左侧事例数为 A_1，右侧为 A_2．e^-的分布刚好相反．由于统计涨落，对 e^+和 e^-得到的$(A_1 - A_2)$值会稍有差别（< 0.09%），故取它们的平均值$\overline{A_1 - A_2}$．对 1993 和 1994 年ψ(2S)数据得到$\overline{A_1 - A_2} = 60873$．根据 Monte Carlo 模拟得到的分布谱可分别对 e^+和 e^-计算出α 值，同样对 e^+，e^-的α（差别小于 0.4%）取平均值$\bar{\alpha}$．式(5)中的σ_{QED}和ε_d也通过 Monte Carlo 模拟计算给出．原则上，乘积$\sigma_{QED} \cdot \varepsilon_d$以及$\alpha$ 值应与选取的产生 Bhabha 事例的 $\cos\theta$ 范围无关，但鉴于

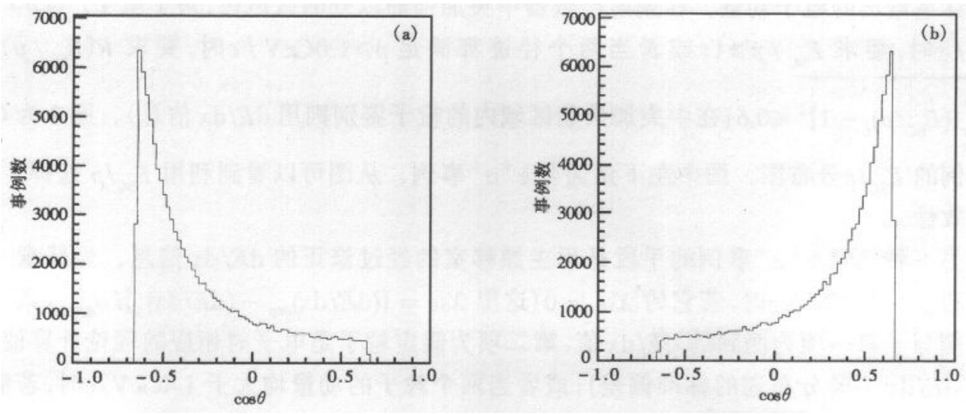

图5 (a)e^+的$\cos\theta$分布和(b)e^-的$\cos\theta$分布

事例产生的统计性的限制，$\bar{\alpha}$及乘积$\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d$在不同的$|\cos\theta|$情况下仍然稍有变化，故在亮度计算中，将这些差别作为系统误差处理．在 1993 和 1994 年探测器取数条件下，得到 Bhabha 事例数的修正因子$(1-2\bar{\alpha}) = 0.6702\pm0.0087$．取不同的$|\cos\theta|$范围产生 Bhabha 事例，所得到的$\sigma_{QED}$，$\varepsilon_d$以及$(\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d)$的值列于表 1 中．由在条件$|\cos\theta|\leqslant0.85$下所作的 Monte Carlo 计算给出$\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d = (76.29\pm0.63)$nb，在$(1-2\bar{\alpha})$和$\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d$数据中，误差部分包括了由于选取不同的$|\cos\theta|$产生 Monte Carlo 事例(如表 1)而导致$(1-2\bar{\alpha})$和$\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d$的数值的变化．

小五黑 表1 在不同$|\cos\theta|$条件下测得的σ_{QED}，ε_d以及$(\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d)$的值

大号

$\lvert\cos\theta\rvert$	σ_{QED}/nb	ε_d	$(\sigma_{QED}\cdot\varepsilon_d)$/nb
0.80	123.88±0.13	0.6664	76.36
0.85	179.68±0.18	0.4246	76.29
0.90	296.54±0.35	0.2529	75.00
0.95	662.60±0.65	0.1138	75.40

Bhabha 事例的触发效率ε_t由 BES 的触发判选组给出，$\varepsilon_t = 0.99\pm0.01$[3]．

平均测量能量$\bar{E}$偏离$\psi(2S)$共振能量很小．能量测量的不确定性对亮度测量的影响，对于 1993 和 1994 年的$\psi(2S)$数据为$\bar{E} = 3686.36$MeV[1]，引起亮度改变约 0.02%，因此，能量测量的不确定性对亮度测量的影响可以忽略不计$\left(\left(\frac{\bar{E}}{E_{CM}}\right)^2 \cong 1\right)$．

3.2.2 对$J/\psi\to e^+e^-$衰变和相干效应的分析

衰变过程$\psi(2S)\to$Neutrals + J/ψ，$J/\psi\to e^+e^-$，对 Bhabha 事例测量的影响，可通过选择条件$p_{max} > 1.7$GeV 而去除．Monte-Carlo模拟表明，经过这一动量截断已有 94% 以上的$J/\psi\to e^+e^-$事例被去掉．此外，在这一衰变中J/ψ具有很小的动量，e^+e^-的$\cos\theta$分布具有近似对称的形式，故经过(A_1-A_2)的处理后，剩余的$J/\psi\to e^+e^-$将很少混杂在 Bhabha 中．Monte-Carlo计算表明，$J/\psi\to e^+e^-$事例被记录的几率仅约 0.007%，因此可以忽略不

计．

对于ψ(2S)共振衰变与QED过程之间相干效应的影响已作了理论计算[4]，在质心能量为 E_{CM} = 3686.36MeV，能量分散Δ = 1.4MeV 以及在 $|\cos\theta| \leqslant 0.9$ 范围内，得到干涉截面 $\sigma_{int} = -0.24$nb，于是干涉截面与 e^+e^- 事例的 QED 产生截面之比为 $\sigma_{int}/\sigma_{QED} = |-0.24\text{nb}|/295.81\text{nb} \cong 0.08\%$，故干涉效应的影响也可以忽略不计．

4　结果与讨论

将上节确定的有关量的数值代入公式(5)中，可以计算出 1993 和 1994 年ψ(2S)数据的积分亮度为：

$$L = (2123 \pm 14 \pm 51)\text{nb}^{-1}.$$

在以上给出的误差中，第一项为统计误差，第二项为系统误差．统计误差来自 A_1和 A_2两部分．系统误差主要来源于事例选择条件 $\cos\theta$ 的改变和计算$(1-2\bar{\alpha})$带来的误差，前者引起的误差可达 1.5%，原因是 Monte-Carlo的 $\cos\theta$ 分布与实验数据符合得不够理想，后者误差不大于 1.3%．其他误差的贡献都比较小，如 P_{max}，E_{SC}/p和 Xse 等事例选择条件的改变只引起很小的误差，当它们分别改变一个标准偏差量，例如对 E_{SC}/p来说相当于 $R(E_{SC}/p)$从 $\leqslant 0.6$ 改变到 $\leqslant 0.2$，对 Xse 则相当于 $R(Xse)$从 $\leqslant 2.0$ 改变到 $\leqslant 0.6$ 时，引起亮度值的改变最大不超过 0.42%．这表明事例的选择具有较高的可靠性．

利用本文给出的 1993 和 1994 年ψ(2S)数据积分亮度和已测得的ψ(2S)事例数 $N_{\psi(2S)}$[2]，可以粗略地估计在北京正负电子对撞机上、在质心能量为 3686.36MeV 情况下ψ(2S)的产生截面为

$$\sigma = \frac{N_{\psi(2S)}}{L} = (624 \pm 54)\text{nb},$$

它与某些文献间接给出的结果在误差范围内是一致的[5]．

致谢　感谢北京谱仪合作组全体成员的大力支持和帮助．感谢吴济民和王平在干涉截面计算方面所作的努力．

参考文献(References)

1　BES Collaboration. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1995, **19**:577
(BES 合作组．高能物理与核物理，1995，**19**：577)
2　BAI J Z et al (BES collaboration). Phys. Rev., 1998, **D58**:092006
3　GU JianHui. Private Communication, 1998
4　WU JiMin, WANG Ping. Private Communication, 1994
5　Hilger E et al. Phys. Rev. Lett., 1975, **35**:625;
Lee R A. Radiative Decay of the Psi Prime to All-Photon Final States PhD. Thesis, 1985, SLAC-282

Measurement of Integrated Luminosity at $\psi(2S)$ by Wide-Angle Bhabha Scattering

CUI XiangZong GU YiFan LI XinHua HAN ShiWen

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

Abstract A method for measuring the integrated luminosity of the e^+e^- colliding experiment by using the wide-angle Bhabha events at the center of mass energy of the $\psi(2S)$ resonance is presented. The determination of the integrated luminosity for the $\psi(2S)$ data collected by the BES detector at the BEPC collider shows the feasibility of the method.

Key words $\psi(2S)$, integrated luminosity, wide-angle Bhabha scattering

Received 12 November 1999