

# $D_s$ 介子几个重要衰变分支比的绝对测量\*

张长春 李卫国 毛慧顺 顾建辉 李小南 荣刚

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 在正负电子对撞能量  $4.03\text{GeV}$  处, BES 实验在 BEPC 对撞机上完成了  $D_s$  介子纯轻子衰变, 半轻子衰变和  $\varphi\pi^+$  分支比的绝对测量. 文章详细描述了用于  $\pi$  与  $K$  识别的联合置信度方法,  $D_s$  单标记和双标记技术, 以及计算  $D_s$  衰变分支比的最大似然函数. 对所得物理结果做了讨论和评述. 对未来  $D_s$  物理改进测量做了展望.

**关键词**  $D_s$  衰变分支比  $D_s$  单标记和双标记 绝对测量

## 1 引言

$D_s$  是粲夸克  $c$  和奇异反夸克  $s$  组成的介子, 它的产生与衰变是粲粒子物理的重要内容. 长期以来,  $D_s$  的衰变性质一直是高能物理界感兴趣的研究课题之一. 在 BES 开展  $D_s$  物理测量之前, 美国 MARK-III 在  $e^+e^-$  对撞能量  $4.14\text{GeV}$  处获取  $6.3\text{pb}^{-1}$  的  $D_s$  数据. CLEO, E687 和 ARGUS 等组也发表了  $D_s$  物理研究的结果. 在北京正负电子对撞机 (BEPC) 上运行的北京谱仪 (BES), 选择  $e^+e^-$  对撞能量  $4.03\text{GeV}$ , 获取  $22.3\text{pb}^{-1}$  的  $D_s$  数据, 开展了以下三项  $D_s$  物理测量:

(1)  $D_s$  纯轻子衰变分支比和赝标衰变常数  $f_{D_s}$  的测量

$D_s$  纯轻子衰变测量可揭示  $D_s$  波函数特性和进一步推算赝标衰变常数  $f_{D_s}$ .  $f_{D_s}$  测量结果可直接同格点 QCD 理论计算比较, 以检验非微扰 QCD 理论的正确性.  $f_{D_s}$  测量对于预测 B 介子的衰变常数  $f_B$ , 从而在 B 物理研究中有重要意义. 此外, 这个衰变常数在  $D^0\bar{D}^0$  和  $B^0\bar{B}^0$  混合测量中也是不可缺少的输入参量.

(2)  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  绝对分支比的测量

绝大部分已发表  $D_s$  衰变道的分支比是相对于  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  测定的. 因此,  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比的研究在  $D_s$  物理中具有绝对标度的意义和十分重要的地位.

(3)  $D_s^+ \rightarrow e^+ X$  半轻子衰变分支比的测量

在 D 物理研究中发现,  $D^+$  的寿命约为  $D^0$  或  $D_s^+$  寿命的两倍左右. 自由重夸克衰变

1999-08-13 收稿

\* 国家自然科学基金(19991480)和中国科学院重大及特别支持项目(KJ95T-03)资助

的旁观者模型预期:粲介子的半轻子衰变宽度近似相等. 粲介子  $D_s^+$ ,  $D_s^0$  和  $D_s^-$  寿命差别主要是由强子道衰变宽度不同造成的. 为寻找这一理论解释的实验支持,  $D_s^+ \rightarrow e^+ X$  半轻子衰变分支比的测量将起重要作用.

## 2 北京正负电子对撞机和北京谱仪

北京正负电子对撞机(BEPC)包括电子直线加速器,输运线和储存环三部分. 直线加速器长 202m, 将电子和正电子加速到 1.3 或 1.5GeV, 并通过输运线注入到储存环中. 储存环周长 240m, 可继续将正负电子能量加速, 其设计最大单束电子能量为 2.8GeV. 在 4.03GeV 处, 峰亮度达到  $5.0 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

北京谱仪(BES)是综合型探测器<sup>[1]</sup>. 带电径迹在 40 层丝的主漂移室中实现重建, 动量分辨率达到  $1.7\% \sqrt{1+p^2}$  ( $p$  以 GeV/c 为单位),  $dE/dx$  能损分辨为 8.5% (巴巴事例的电子) 和 11% (强子). 飞行时间计数器时间分辨约为 330ps (电子) 和 450ps (强子). 桶部簇射计数器覆盖 80% 立体角, 用于测量电子和光子的能量.  $\mu$  子计数器用于识别动量大于 550MeV/c 的  $\mu$  子, 纵向和横向空间分辨分别达到 5cm 和 3cm, 覆盖 68% 空间立体角. 衰变产生的  $\pi$  介子, K 介子, 电子  $e$ , 光子  $\gamma$  和  $\mu$  子, 可在北京谱仪上有效地识别和测量. 强子和双  $\mu$  事例的触发效率为 99% 以上. 采用触发效率, 亮度和共振态等监测手段, 使北京谱仪保持长期稳定运行和良好性能, 获得一批高质量的  $D_s$  数据.

## 3 实验方法和分析技术

正负电子对撞能量 4.03GeV 处于  $D_s, \bar{D}_s$  产生阈, 低于  $D_s, \bar{D}_s^*$  产生阈能. 北京谱仪选择这一能量开展  $D_s$  物理研究, 可以避免  $D_s^*$  的产生, 得到好的  $D_s$  不变质量分辨<sup>[2]</sup>. DESY 的 DASP 实验曾在 4.04GeV 能区附近作  $R$  值扫描, 没有观察到  $D_s$  的产生信号. 因此, 在 4.03GeV 能量下寻找  $D_s$  介子产生的信号是 BES  $D_s$  物理研究的第一项工作.

$D_s$  信号重建中, 关键的是  $\pi/K$  粒子的分辨. 通过对数据的精细刻度和系统偏置校正, BES 提出综合利用飞行时间(TOF)和主漂移室能量损失( $dE/dx$ )信息的联合置信度方法, 鉴别  $\pi/K$ . 这一方法显著提高了粒子识别的有效性与可靠性. 我们还在束流能量约束, 事例初始顶点的寻找,  $K_s^0$  重建、事例四动量拟合等方面做了大量研究, 确立了一套科学的分析方法.

### 3.1 4.03GeV 处 $D_s$ 信号的寻找

1992 年, 北京谱仪在 4.03GeV 下获取  $3.22 \text{pb}^{-1}$  的数据. 利用飞行时间和主漂移室  $dE/dx$  能量损失信息, 完成  $\pi$  介子和 K 介子的粒子识别. 分析  $D_s^+ \rightarrow \varphi \pi^+$  ( $\varphi \rightarrow K^+ K^-$ ) 和  $D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$  ( $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ ) 两种衰变末态, 首次在该能量下观察到  $D_s$  介子的产生信号<sup>[3]</sup>. 此外, 在  $D_s$  单标记的反冲端, 找到了一个纯轻子衰变事例. 在这个事例中(见图 1),  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ ,  $D_s^- \rightarrow \mu^- \nu$ ,  $\mu$  子动量为 1.216GeV/c. 利用能量动量守恒条件算出: 事例

的丢失质量平方为  $-0.115\text{GeV}^2/c^4$ , 接近于零. 蒙特卡罗模拟研究表明, 这类  $D_s$  纯轻子衰变事例的背景几乎为零.  $D_s$  纯轻子衰变事例的出现也提供了  $D_s$  产生的有力证据.

### 3.2 束流能量约束

在  $4.03\text{GeV}$  下, 理论预期<sup>[4]</sup>  $D^0$  和  $D^+$  (包括  $D\bar{D}, D^-\bar{D}^+$  和  $D^+\bar{D}^-$ ) 产生截面之和约为  $12\text{nb}$ , 连续 QCD 强子产生的截面约为  $11\text{nb}$ ,  $D_s$  产生截面<sup>[5]</sup>  $0.81\text{nb}$  相对地较小. 因此, 好的  $D_s$  质量分辨对于压低背景和观察小统计信号是异常重要的. 由于  $e^+e^- \rightarrow D_s^+ D_s^-$ , 每个  $D_s$  带走正负电子对撞总能量的 一半, 即电子束流能量. 重建的  $D_s$  不变质量可以由其衰变产生的次级粒子动量与能量算出

$$M_{D_s} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^2}, \quad (3.1)$$

这里,  $E_i = \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}$ . 利用  $D_s$  介子能量等于

束流能量的约束条件, 对所测粒子动量和能量进行单参数约束(1C)的运动学拟合, 可以改进  $D_s$  质量分辨, 从而增强排斥本底的能力. 上式中, 直接将束流能量  $E_{\text{beam}} = \sum_i E_i$  条件代入, 算出  $D_s$  质量

$$M_{D_s} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^2}, \quad (3.2)$$

同样具有良好的质量分辨. 蒙特卡罗研究表明, 使用束流能量条件约束之后,  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  ( $\varphi \rightarrow K^+ K^-$ ) 衰变道中  $D_s$  质量分辨可达  $4\text{MeV}/c^2$ .

### 3.3 强子识别

70%以上粲介子衰变末态含  $K^0(\bar{K}^0)$  或  $K^+$  介子. 因此,  $\pi$  与  $K$  介子的识别在重建粲介子的过程中尤其重要. 利用联合置信度的方法识别粒子种类, 以便综合利用各子探测器判别粒子的能力. 假定径迹物理量在探测器中的测量值是  $x_{\text{meas}}$ , 作为第  $i$  种粒子假设的预期值为  $x_{\text{pred}} (i = \pi, K, p)$ , 那么它的  $\chi^2$  计算如下,

$$\chi^2 = (x_{\text{meas}} - x_{\text{pred}})^2 / \sigma_x^2, \quad (3.3)$$

其中  $\sigma_x$  是测量值  $x_{\text{meas}}$  的实验标准偏差. 每种粒子在探测器内的响应函数  $x_{\text{pred}} = x(I, p, Q, \dots)$  需由标准粒子样本预先研究确定.  $x$  代表粒子飞行时间  $t_{\text{TOF}}$ , 主漂移室中  $dE/dx$  能量损失等<sup>[4,5]</sup>.  $dE/dx$  截断平均值与  $t_{\text{TOF}}$  近似满足高斯分布, 因此它们的归一化似然函数定义为:

$$l(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x_{\text{meas}} - x_{\text{pred}}}{\sigma_x}\right)^2\right], \quad (3.4)$$

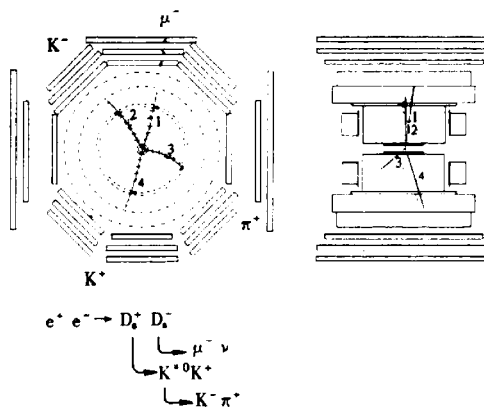


图1 一个  $D_s$  纯轻子衰变事例

$KK\pi$  系统的束流约束质量等于  $1.971\text{GeV}/c^2$ ;  
事例的丢失质量平方等于  $-0.115\text{GeV}^2/c^4$ .

对于  $n$  个相互独立的变量  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , 定义联合似然函数

$$L(x_1, x_2, \dots, x_n) = l(x_1)l(x_2)\dots l(x_n) = \prod_i l(x_i), \quad (3.5)$$

于是, 一组测量值  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$  判别为  $i$  种粒子的联合置信度<sup>[6]</sup>

$$CL(x_1, x_2, \dots, x_n) = \int_{-\infty}^{\infty} L(x_1, x_2, \dots, x_n) dx_1, dx_2, \dots, dx_n = \prod_i \int_{-\infty}^{\infty} l(x_i) dx_i. \quad (3.6)$$

粒子在探测器中的响应函数及其参数是在研究粒子样本的真实实验分布时加以测定的.  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  或  $\omega\pi^+\pi^-$  ( $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ ) 中  $\pi^\pm$  介子,  $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$  ( $\phi \rightarrow K^+K^-$ ) 中  $K^\pm$  介子, 提供了较纯的强子样本. 在事例样本选择中, 采用能量动量守恒约束方法, 而避免  $\pi/K$  识别, 使样本的选取与粒子识别无关, 具有无偏性. 飞行时间  $t_{\text{TOF}}$  和  $dE/dx$  在不同种类粒子的动量和出射角区间内完成了系统偏置的检查与修正. 纯粒子样本和这一系统修正对于减小背景粒子带来的系统偏离是十分必要的<sup>[5,6]</sup>.

### 3.4 轻子识别

带电轻子(电子和  $\mu$  子)的识别效率与强子误判为轻子的比率在  $D_s$  纯轻子和半轻子衰变研究中是十分重要的问题. BES 探测器使用钨铁吸收强子, 而动量大于  $550\text{MeV}/c$  的  $\mu$  子将以较大概率穿过钨铁而击中  $\mu$  子计数器. 三层  $\mu$  子计数器和钨铁间隔放置. 强子被误判为  $\mu$  子有两个原因: 带电  $\pi$  介子和  $K$  介子在飞行中发生衰变, 产生真实的次级  $\mu$  子, 强子衰变几率随动量减少而增大; 高动量强子穿透所有内层物质且击中  $\mu$  子计数器, 被误判为  $\mu$  子. BES 实验采集了宇宙线  $\mu$  子样本和  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  强子样本, 在  $p_\mu < 3\text{GeV}/c$  和  $p_\pi < 1.5\text{GeV}/c$  的较宽动量范围内研究了  $\mu$  子识别和强子误判问题. 除  $\mu$  子计数器外, BES 还综合利用了飞行时间计数器、主漂移室  $dE/dx$  信息和桶部簇射计数器能量沉积判别粒子的能力. 结果表明, 在  $550$  至  $1250\text{MeV}/c$  动量范围,  $\mu$  子识别效率可达  $85\%$ , 而强子误判率平均地约为  $4\%$ <sup>[6]</sup>.

高能电子在主漂移室中的  $dE/dx$  能量损失落在相对论坪区. 在桶部簇射计数器(BSC)中它产生电子光子级联簇射而损失能量, 只有少部分能量泄漏到 BSC 之外. BES 研究了电子在 BSC 中纵向簇射发展的行为和能量损失的分布, 从而要求电子能量大小与纵向分布同其动量推知的预期假设一致. 对于动量大于  $400\text{MeV}/c$  的电子, 得到电子平均识别效率  $\sim 80\%$  和强子误判率  $\sim 5\%$ <sup>[7]</sup>. 在  $D_s$  半轻子衰变研究中, 电子动量下限降低到  $200\text{MeV}/c$ . 并且, 利用联合置信度的方法, 综合利用  $dE/dx$ 、飞行时间和 BSC 能量分布信息, 要求满足电子假设的置信度大于  $1\%$ , 而满足  $\pi$  介子和  $K$  介子的置信度小于  $5\%$ . 低能光子在穿越束流管壁时发生的电子对转换已被  $\cos\theta_{e^+e^-} < 0.98$  条件剔除. 研究表明, 电子识别效率和强子误判率随动量略有变化, 计算效率时利用蒙特卡罗预期分布做了动量加权处理. 经过上述考虑后的电子识别效率平均为  $82\%$ , 而强子误判率为  $0.8\%$ <sup>[4]</sup>.

## 4 $D_s$ 介子的单标记

选择和研究了5个强子衰变道:  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  ( $\varphi \rightarrow K^+K^-$ ),  $\bar{K}_s^0 K^+$  ( $\bar{K}_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ),  $K^0 K^+$  ( $K^0 \rightarrow K^+\pi^-$ ),  $K_s^0 K^-\pi^+\pi^+$  和  $f_0\pi^+$  ( $f_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ). 前4种末态都是  $D_s$  Cabibbo 有利的衰变, 其中间态或末态包含两个奇异粒子, 而  $D$  介子到这些末态的衰变是 Cabibbo 压低的,  $D$  背景的混入相对较少. 实现一个  $D_s$  重建的事例, 称单标记; 正反  $D_s$  同时重建的事例, 称双标记.  $D_s$  事例的单标记和双标记, 是北京谱仪  $D_s$  物理分析的重要特征之一. 经过标记后的事例样本, 背景水平降低, 信噪比有较大改善.  $D_s$  单标记是  $D_s$  纯轻子和半轻子衰变绝对测量的基础. 一个  $D_s$  重建后, 事例内剩余径迹必定来自另一个  $\bar{D}_s$  的衰变. 若标记  $D_s$  的反冲端只有一根径迹, 并且是轻子径迹, 那么就得到  $D_s$  纯轻子衰变事例样本; 若反冲端除一轻子径迹外还有其他强子(带电的或中性的), 则为半轻子衰变样本.

### 4.1 带电强子的选择

$D_s$  的上述5个衰变末态中含有3根或5根带电径迹. 带电径迹的选择条件如下:

(1) 每根径迹(除  $K_s^0$  衰变产生的  $\pi^+$  外)穿过  $e^+e^-$  对撞区, 即离对撞点的横向距离  $< 1.2\text{cm}$ , 纵向距离  $< 15\text{cm}$ .

(2) 主漂移室径迹拟合的  $\chi_{\text{fit}}^2$  足够小, 即拟合质量足够好.

(3) 径迹出射方向  $|\cos\theta| < 0.8$ . 保证径迹穿过飞行时间计数器和桶部簇射计数器而留下可靠信息.

(4) 3根或5根径迹的电荷之和为  $\pm 1$ .

要求判别为  $\pi^+$  或  $K^+$  介子的联合置信度  $> 0.1\%$ . 如果识别为  $\pi^+$  介子的置信度大于  $K$  介子的置信度, 则该径迹指定为  $\pi^+$ , 反之, 指定为  $K^+$ .

### 4.2 运动学拟合

选定的  $\pi^+$  与  $K^+$  径迹, 按  $D_s$  前述5种强子道衰变模式组合, 并做运动学拟合. 要求标记  $D_s$  的质量同它的反冲系统质量相等. 用一个约束条件, 故称 1C 拟合. 拟合中不考虑共振态  $\varphi$ ,  $K^{*0}$  与  $K_s^0$  重建与约束条件. 在  $\bar{K}_s^0 K^+$  和  $K^+ K^-\pi^+\pi^-$  衰变道研究中,  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  产生的两个  $\pi$  介子交叉于次级顶点. 要求次级顶点与  $e^+e^-$  对撞的初级顶点相互分离. 采用程序方法(名为 Telesis)<sup>[7]</sup>, 沿径迹椭圆轨道调节  $\pi^+$  动量矢量, 逐步游动和逼近最佳交叉点位置. 找到  $K_s^0$  四动量矢量被用于 1C 约束的运动学拟合.

真实  $D_s$  事例(含大量  $D$  背景)的 1C 运动学拟合研究表明, 所得运动学拟合置信度水平不呈现均匀分布形状. 在低置信度区域含有相当多  $D$  衰变本底. 因此, 满足运动学拟合置信度水平  $> 20\%$  的径迹组合, 才被选做  $D_s$  样本, 以剔除  $D$  本底贡献.

### 4.3 共振态

完成带电  $\pi$  与  $K$  介子重建和粒子识别后, 便可观察在  $\varphi \rightarrow K^+K^-$ ,  $\bar{K}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$  和  $K_s^0$

→π<sup>+</sup>π<sup>-</sup>过程中单举共振态 φ, K<sup>\*0</sup>和 K<sup>0</sup>的不变质量分布. 我们采用严的 π与 K 识别条件, 以便得到干净的共振态信号. 为了定出共振态质量的准确位置, 粒子在束流管壁与径迹室内的能量损失必须加以修正, 多次散射对动量测量的影响也应予以考虑. 北京谱仪真实事例数据的观察给出共振态质量及其宽度(包括探测器效应)见表 1.<sup>5</sup> 所得结果同世界平均值很好地一致. 在 D<sub>s</sub> 单标记研究中, 要求共振态 φ, K<sup>\*0</sup>和 K<sup>0</sup> 重建质量与标称值之差分别小于 25, 50 和 20MeV/c<sup>2</sup>.

表 1 4.03GeV 下单举共振态质量与宽度的测量结果

共振态	M/(MeV/c <sup>2</sup> )	σ <sub>M</sub> /(MeV/c <sup>2</sup> )	M/(MeV/c <sup>2</sup> ) 世界平均值
φ	1019.4 ± 0.2	-	1019.413 ± 0.008
K <sup>*0</sup>	894.4 ± 2.6	26.3 ± 3.1	896.10 ± 0.280
K <sup>0</sup>	497.3 ± 0.2	7.6 ± 0.3	497.672 ± 0.031

4.4 其他选择条件

为了进一步压低背景, 要求重建的 D<sub>s</sub> 能量同束流能量 E<sub>beam</sub> = 2.015GeV 之差小于 50MeV, D<sub>s</sub> 介子出射方向位于北京谱仪中心区域, 即 |cos θ| < 0.7.

共振态 φ → K<sup>+</sup>K<sup>-</sup> 选择条件已消除了绝大多数背景, 获得 D<sub>s</sub><sup>+</sup> → φπ<sup>+</sup> 清晰信号. 但是, D<sub>s</sub><sup>+</sup> → K<sup>\*0</sup>K<sup>+</sup> 道具有比 φπ<sup>+</sup> 道高得多的背景. 为了改善 K<sup>\*0</sup> 态的选择, 要求: 从 K<sup>\*0</sup> 衰变产生的 K<sup>-</sup> 和 π<sup>+</sup> 两径迹 Z 向间距小于 2cm; K<sup>-</sup> 旋量角 |cos θ<sub>K</sub>| > 0.4. 其中, θ<sub>K</sub> 是 K<sup>\*0</sup> 静止系中 K<sup>-</sup> 动量与实验室系中 K<sup>\*0</sup> 动量之间的夹角.

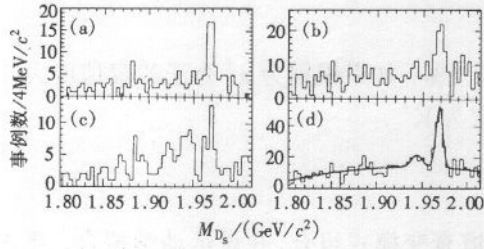


图 2 单参数约束拟合后, D<sub>s</sub> 候选者不变质量分布 (a) D<sub>s</sub><sup>+</sup> → φπ<sup>+</sup>; (b) K<sup>\*0</sup>K<sup>+</sup>; (c) K<sup>0</sup>K<sup>+</sup>; (d) 三末态相加. 实线为拟合结果.

4.5 D<sub>s</sub> 单标记

经过上述选择条件之后, 标记 D<sub>s</sub> 不变质量分布清楚地显现 D<sub>s</sub> 介子衰变信号.<sup>4,8</sup> 在 D<sub>s</sub> 纯轻子衰变测量中, 仅考虑 D<sub>s</sub><sup>+</sup> → φπ<sup>+</sup> K<sup>\*0</sup>K<sup>-</sup> 和 K<sub>s</sub><sup>0</sup>K<sup>+</sup> 衰变道, 所得 D<sub>s</sub> 单标记信号见图 2. 拟合计算给出: D<sub>s</sub> 质量 M<sub>D<sub>s</sub></sub> = 1968.7 ± 0.6 ± 0.5MeV/c<sup>2</sup>, 拟合中, D<sub>s</sub> 信号用高斯分布描述, 背景是多项式和 1.94GeV/c<sup>2</sup> 附近的高斯分布叠加, 后者主要出现在 K<sup>0</sup>K<sup>+</sup> 道, 来源于 DD<sup>+</sup> 事例. 结果得到, D<sub>s</sub> 单标记事例数 N<sub>TAG</sub> = 94.3 ± 12.5.

5 D<sub>s</sub> 纯轻子衰变与衰变常数 f<sub>D<sub>s</sub></sub>

按照标准模型, 纯轻子衰变宽度

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow l^+ \nu_l) = \frac{G_F^2 |V_{cs}|^2}{8\pi} f_{D_s}^2 M_{D_s} m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_{D_s}^2}\right)^2 \quad (5.1)$$

这里  $M_{D_s}$  是  $D_s$  质量,  $m_l$  是轻子质量, CKM 矩阵元  $|V_{cs}| = 0.974$ ,  $G_F$  是费米常数.  $D_s$  衰变总宽度可以由精确测定的  $D_s$  寿命算出. 因此, 测知  $D_s$  纯轻子衰变分支比, 就可以直接计算  $f_{D_s}$  值. 由于  $4.03\text{GeV}$  对撞能量下不存在  $D_s^*$  的产生,  $D_s$  纯轻子衰变事例的拓扑图象简单且容易辨认:

$$\begin{aligned} D_s^+ &\rightarrow \varphi\pi^+, \bar{K}^{*0}K^+, \bar{K}_s^0K^+ \\ D_s^- &\rightarrow \mu^-\nu_\mu, \tau^-\nu_\tau \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \mu^-\nu_\mu\nu_\tau, e^-\nu_e\nu_\tau \end{aligned} \quad (5.2)$$

问题变为: 在标记  $D_s^+$  的反冲端寻找单根轻子径迹的事例. 在  $D_s^- \rightarrow \mu^-\nu_\mu$  过程中, 丢失一个中微子, 整个事例丢失质量为零. 而在  $D_s^- \rightarrow \tau^-\nu_\tau, \tau \rightarrow \mu\nu\nu, e\nu\nu$  过程中, 丢失 3 个中微子, 事例丢失质量平方分布的峰位在  $1.1\text{GeV}^2/c^4$  处, 且为一个较宽的分布.

### 5.1 事例选择

在  $D_s$  单标记样品中寻找  $D_s$  纯轻子衰变事例, 选择条件如下:

- (1) 标记  $D_s$  的反冲端只有一根带电径迹, 且携带电荷同标记  $D_s$  相反;
- (2) 这根带电径迹满足轻子(电子或  $\mu$  子)识别的条件(见 3.4 节);
- (3) 不存在任何孤立光子. 所谓孤立光子是指在 BSC 内能量沉积大于  $60\text{MeV}$ , 同最近一根带电径迹夹角大于  $18^\circ$  的中性径迹;
- (4) 整个事例的丢失动量指向北京谱仪桶部.

满足上述条件的标记  $D_s$  不变质量分布见图 3(a), (b). 北京谱仪实验观察到 3 个纯轻子候选者事例, 它们主要物理量列于表 2. 我们看到, 这些事例的  $D_s$  及其次级共振态中,  $\varphi$ ,  $\bar{K}^{*0}$  和  $K_s^0$  质量测量值与世界平均值很好地一致. 一个事例的丢失质量平方等于  $-0.115\text{GeV}^2/c^4$ , 接近于零, 因而来自  $D_s^- \rightarrow \mu^-\nu$  衰变. 整个事例作用图象见图 1. 另外 2 个事例的丢失质量平方分别为  $0.778, 1.627\text{GeV}^2/c^4$ , 应分别来自  $D_s^- \rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow \mu\nu\nu, e\nu\nu$  衰变.

表 2 BES 观察到的 3 个  $D_s$  纯轻子衰变事例的候选者

事例编号	1	2	3
标记 $D_s$ 衰变方式	$\varphi\pi^+$	$\bar{K}^{*0}K^+$	$\bar{K}_s^0K^+$
共振态质量( $\text{MeV}/c^2$ )	1019.3	873.4	491.5
$D_s$ 质量( $\text{MeV}/c^2$ )	1970.2	1970.9	1969.0
反冲轻子	$\mu^-$	$\mu^-$	$e^-$
轻子动量( $\text{GeV}/c$ )	751	1216	489
丢失质量平方( $\text{GeV}^2/c^4$ )	0.778	-0.115	1.627
$D_s$ 轻子衰变方式	$\tau\nu(\mu 3\nu)$	$\mu\nu$	$\tau\nu(e 3\nu)$

蒙特卡罗模拟的  $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$  事例的分析表明: 标记  $D_s$  且反冲  $\bar{D}_s \rightarrow \mu\nu$  事例的探测效率  $\eta_{\mu\nu} = 51\%$ ; 标记  $D_s$  且反冲  $\bar{D}_s \rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow e\nu\nu$  和  $\mu\nu\nu$  事例的探测效率分别为  $\eta_{e\nu\nu}^0 = 8.2\%$  和  $\eta_{\mu\nu\nu}^0 = 6.3\%$ . 这个探测效率包括探测器的灵敏立体角因子、轻子探测效率以及  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ ,

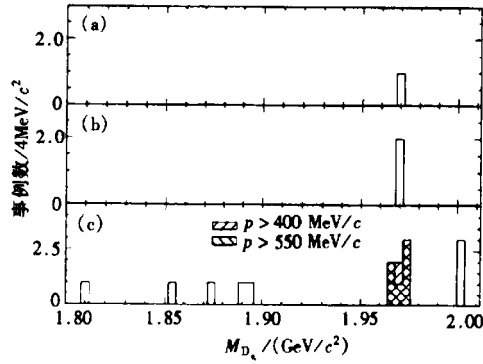


图3 单标记  $D_s$  的不变质量分布

标记  $D_s$  反冲系统由单个带电粒子组成,

且被识别为:(a) 电子;(b)  $\mu$  子;(c) 既不是电子,  
又不是  $\mu$  子

阴影部分表示满足轻子运动学条件的信号区事例.

$e\nu\nu$  衰变分支比等因素.

$D_s$  纯轻子衰变事例的背景来源用蒙特卡罗模拟方法作了仔细研究. 背景主要来自  $D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$  和  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$ ,  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \nu$  过程. 在北京谱仪实验中, 这个背景水平是借助真实的  $D_s$  标记事例估算的. 选择标记  $D_s$  的反冲端包含一根带电强子径迹的事例, 标记  $D_s$  的不变质量分布见图 3(c). 在  $D_s$  质量范围有 7 个和 6 个事例分别满足电子和  $\mu$  子的动量与立体角条件. 利用 3.4 节给出的强子误判为电子和  $\mu$  子的误判率, 算出以下 3 类事例

$$\begin{aligned} D_s &\rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow e\nu\nu \\ D_s &\rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow \mu\nu\nu \\ D_s &\rightarrow \mu\nu \end{aligned} \quad (5.3)$$

因强子误判为轻子的背景水平分别为 0.35, 0.20 和 0.04 个事例. 显然,  $D_s \rightarrow \mu\nu$  背景水平最低, 几乎可以忽略.

## 5.2 似然函数的构造

采用最大似然法估算待测的  $D_s$  纯轻子衰变分支比. 实验观察得到的  $D_s$  纯轻子衰变候选事例数  $n = n_{\mu\nu} + n_{\tau\nu} + n_b$ . 其中,  $n_{\mu\nu}$  和  $n_{\tau\nu}$  分别代表  $D_s \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$  事例数. 而  $n_b$  为背景事例数. 我们知道,

$$\begin{aligned} n_{\mu\nu} &= N_{\text{tag}} B_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu} \\ n_{\tau\nu} &= N_{\text{tag}} B_{\tau\nu} (\eta_{\tau\nu}^e + \eta_{\tau\nu}^\mu) \end{aligned} \quad (5.4)$$

其中  $B_{\mu\nu}$  和  $B_{\tau\nu}$  为  $D_s \rightarrow \tau\nu, \mu\nu$  衰变分支比.  $\eta_{\mu\nu}$  是在标记  $D_s$  反冲端观察  $D_s \rightarrow \mu\nu$  事例的探测效率,  $\eta_{\tau\nu}^e$  和  $\eta_{\tau\nu}^\mu$  是在标记  $D_s$  反冲端观察  $D_s \rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow e\nu\nu$  和  $\mu\nu\nu$  的探测效率, 它们包含探测器几何、轻子探测效率和  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu, e\nu\nu$  衰变分支比等因素. 背景事例数  $n_b$  分成两项  $n_b = n_b^\mu + n_b^e$ .  $n_b^\mu$  和  $n_b^e$  分别为强子误判为  $\mu$  子和电子的数目.

$D_s$  纯轻子衰变物理问题的似然函数构造如下,

$$L = L_p L_\mu L_e L_g, \quad (5.5)$$

式中,  $L_p$  是  $D_s$  纯轻子候选事例数的 Poisson 分布, 事例数的预期值同  $D_s$  纯轻子衰变分支比及衰变常数  $f_{D_s}$  相联系;  $L_g$  是  $D_s$  单标记事例数的高斯分布; 观察到的候选者事例可以来自  $D_s \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$  和背景 3 种事例源之一, 其概率密度可以借助以下归一化函数描述:

$$\begin{aligned} L_\mu(m_{\text{miss}}^2) &= \frac{n_{\mu\nu} F_{\mu\nu}^\mu(m_{\text{miss}}^2) + n_{\tau\nu}^\mu F_{\tau\nu}^\mu(m_{\text{miss}}^2) + n_b^\mu F_b^\mu(m_{\text{miss}}^2)}{n_{\mu\nu} + n_{\tau\nu}^\mu + n_b^\mu} \\ L_e(m_{\text{miss}}^2) &= \frac{n_{\tau\nu}^e F_{\tau\nu}^e(m_{\text{miss}}^2) + n_b^e F_b^e(m_{\text{miss}}^2)}{n_{\tau\nu}^e + n_b^e} \end{aligned} \quad (5.6)$$



这里,  $F_{\mu}^m$  和  $F_{\nu}^m$  分别为  $D_s \rightarrow \mu\nu, \tau\mu$  且  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu, e\nu$  事例丢失质量平方分布 ( $m = e, \mu$ ).  $F_{\mu}^b$  和  $F_{\nu}^b$  是强子误判造成的  $\mu$  子或电子型背景事例丢失质量平方分布.  $n_{\mu}^b, n_{\nu}^b$  和  $n_{\nu}^c$  分别为  $D_s \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$  及  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu, e\nu$  的预期事例数, 由  $D_s$  衰变分支比计算得到. 于是,

$$\begin{aligned} L_{\mu} &= \prod_i L_{\mu}(m_i^2) \\ L_e &= \prod_j L_e(m_j^2) \end{aligned} \quad (5.7)$$

对所有观察到的  $\mu$  子和电子末态事例求积. 它代表事例候选者作为  $D_s$  纯轻子衰变事例和背景事例的联合概率.

### 5.3 物理结果

将所观察到的  $D_s$  纯轻子衰变事例及其物理量作为输入量, 对似然函数进行求极大计算. 在北京谱仪实验中, 总共观察到 3 个  $D_s$  纯轻子衰变候选事例. 利用  $\mu - \tau$  普适性假设和  $D_s \rightarrow \mu\nu$  和  $\tau\nu$  分支比之比值:  $B(D_s \rightarrow \tau\nu)/B(D_s \rightarrow \mu\nu) = 9.74$ , 仅将  $D_s \rightarrow \mu\nu$  分支比作为待定参数. 似然函数求极大计算给出  $B(D_s \rightarrow \mu\nu) = (1.5_{-0.6}^{+1.3} \pm 0.3) \%$ . 由此导出  $B(D_s \rightarrow \tau\nu) = (15_{-6}^{+13} \pm 3) \%$ . 如果考虑分支比  $B$  与分宽度  $\Gamma$ 、寿命  $\tau_{D_s}$  间的关系式

$$B(D_s \rightarrow l\nu_l) = \frac{\tau_{D_s}}{\hbar} \Gamma(D_s \rightarrow l\nu_l) \quad (5.8)$$

分宽度  $\Gamma(D_s \rightarrow l\nu_l)$  借助式(5.1)计算. 似然函数求极大计算直接给出  $f_{D_s} = (430_{-130}^{+150} \pm 40)$  MeV. 前一项误差是统计误差, 后一项误差是系统误差, 包括探测效率、背景估计和  $D_s$  寿命的不确定性. 北京谱仪实验的这项物理结果已发表<sup>[8]</sup>, 并被收入 1996 和 1998 年出版的世界《粒子物理手册》之中<sup>[9]</sup>. 应当指出, 我们这项测量是直接的绝对测量, 不依赖于  $e^+e^-$  对撞亮度计算、 $D_s\bar{D}_s$  产生截面以及任何理论模型的假设. 尽管统计误差较大, 作为世界首次  $f_{D_s}$  的绝对测量, 仍具有重要的意义.

## 6 $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$ 绝对分支比测量

在 BES 开展  $D_s$  物理研究之前, 原有的  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比观测值都来自于相对测量, 依赖于理论模型. 无论是固定靶还是  $e^+e^-$  对撞实验, 以往的  $D_s$  介子数估计需要引用理论的  $D_s$  产生截面、理论的  $\Gamma(D_s \rightarrow \varphi e^+ \nu_e)/\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e)$  比值, 或者  $D$  和  $D_s$  产生截面理论比值<sup>[10]</sup>. 理论估计存在较大的不确定性, 因此, 不同实验所测  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比值彼此偏离较大. BES 采用双标记方法, 即同时重建  $D_s^+$  和  $D_s^-$  介子, 实现  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比的绝对测量. 其优点在于: 输入参量都是直接的实验测量量, 不依赖于任何理论模型, 因而消除了理论不确定性引入的系统偏差.

### 6.1 $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$ 单标记

单标记分析方法已在第 4 节中详细描述. 在  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  绝对分支比测量中, 共振态  $\varphi$

重建质量和标称值之差小于  $18\text{MeV}/c^2$ . 在  $\varphi$  介子静止系中  $K^+$  动量和实验室系中  $\varphi$  介子动量间夹角遵循  $\cos^2 \theta_K$  分布. 因此, 要求旋量角  $|\cos \theta_K| > 0.25$ . 以标记  $D_s^-$  同其反冲系统质量相等为约束条件, 进行了运动学拟合(1C). 要求拟合置信水平大于 1%, 所得  $\varphi\pi^+$  不变质量分布见图 4. 高斯型  $D_s^-$  信号加多项式背景的拟合给出  $D_s^-$  质量  $M_{D_s^-} = 1968.7 \pm 0.6\text{MeV}/c^2$  和  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  单标记事例数  $N_{\varphi\pi^+} = 40.8 \pm 7.2$ .

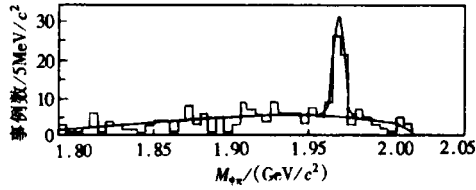


图 4  $\varphi\pi^+$  系统不变质量谱

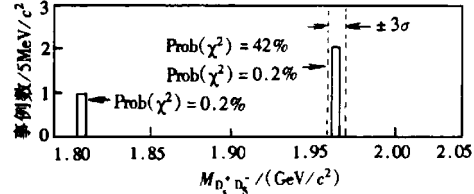


图 5 经过 5C 约束运动学拟合后, 双标记  $D_s$  修选事例的不变质量分布

## 6.2 $D_s$ 双标记研究

实验观察到的  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  单标记事例数可写为

$$N_{\varphi\pi^+} = 2\sigma_{D_s^+ D_s^-} L_{\text{int}} B_{\varphi\pi^+} \epsilon_{\varphi\pi^+}, \quad (6.1)$$

式中,  $\epsilon_{\varphi\pi^+}$  是  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  单标记事例探测效率, 由事例的蒙特卡罗研究确定.  $\sigma_{D_s^+ D_s^-}$  是  $4.03\text{GeV}$  质心系能量处  $e^+ e^- \rightarrow D_s^+ D_s^-$  产生截面,  $L_{\text{int}}$  是获取数据的积分亮度,  $B_{\varphi\pi^+}$  是待测  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  衰变分支比. 以  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$ ,  $\bar{K}^{*0} K^+$  和  $\bar{K}_s^0 K^+$  为标记道, 寻找  $D_s^+$  和  $D_s^-$  同时被重建的事例. 双标记预期事例数为

$$N_{\text{exp}} = \sigma_{D_s^+ D_s^-} L_{\text{int}} B_{\varphi\pi^+}^2 \sum b_i b_j \epsilon_{ij} + N_{\text{bg}}. \quad (6.2)$$

这里,  $b_i$  或  $b_j$  是上述 3 种  $D_s$  衰变道相对于  $\varphi\pi^+$  道分支比之比, 取自 1994 年世界平均值<sup>[11]</sup>;  $\epsilon_{ij}$  为每种组合的双标记探测效率;  $N_{\text{bg}}$  表示双标记  $D_s$  信号区的背景水平. 问题归结为寻找  $D_s$  双标记事例. 要求事例的 6 根带电径迹满足以下条件:

- (1) 总电荷为零;
- (2) 共振态  $\varphi \rightarrow K^+ K^-$ ,  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$  和  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  重建质量和标称值之差分别小于  $18, 50$  和  $20\text{MeV}/c^2$ ;
- (3)  $\bar{K}^{*0}$  衰变中,  $K^-$  旋量角  $|\cos \theta_{K^-}| > 0.4$ ;
- (4)  $\pi^+$  和  $K^-$  介子可按上述 3 种  $D_s$  衰变方式组合成  $D_s^+$  和  $D_s^-$  候选者.

这些事例将用于 5 个约束条件(5C)的运动学拟合, 即整个事例的四动量守恒和  $D_s^+$  候选者质量相等. 要求拟合置信度大于 0.1%, 所得双标记  $D_s$  候选事例不变质量分布见图 5. 蒙特卡罗研究表明, 5C 拟合所得  $D_s$  信号质量分辨为  $2\text{MeV}/c^2$ , 因此,  $D_s$  信号区定义为:  $D_s$  质量标称值  $\pm 6\text{MeV}/c^2$ , 对应于三倍标准偏差. 在  $D_s$  信号区, 观察到两个双标记事例. 为了检查 5C 拟合的可靠性, 对这两个事例还做了 1C 约束的拟合, 即正反  $D_s$  系统的质量相等. 从两种拟合计算所得  $D_s$  质量、相应子共振态质量彼此符合得很好. 从  $D_s$  质量分布的非信号区事例数估计  $D_s$  信号区背景事例为 0.1 至 0.3 事例. 从高统计  $D$  产生

蒙特卡罗研究给出这个背景水平为 0.1 事例. 计算  $B_{\varphi\pi}$  时, 实际采用背景水平估计值为  $N_{bg} = 0.2 \pm 0.2$  事例.

### 6.3 物理结果

采用最大似然法计算  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比  $B_{\varphi\pi}$ , 似然函数由两个因子组成:  $L(B_{\varphi\pi}, N_{\varphi\pi}) = L_1 \cdot L_2$ . 其中  $L_1$  和  $L_2$  定义为

$$L_1 = \frac{N_{\text{obs}}^{N_{\text{obs}}} e^{-N_{\text{obs}}}}{N_{\text{obs}}!}, \quad (6.3)$$

$$L_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\varphi\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_{\varphi\pi}^2} (N_{\varphi\pi} - N_{\varphi\pi, \text{obs}})^2\right],$$

式中, 观测到的双标记事例数  $N_{\text{obs}} = 2$ , 双标记事例数预期值  $N_{\text{exp}}$  由式(6.2)计算, 拟合给出的单标记事例数  $N_{\varphi\pi, \text{obs}} \pm \sigma_{\varphi\pi} = 40.8 \pm 7.2$ . 将  $L(B_{\varphi\pi}, N_{\varphi\pi})$  对变量  $N_{\varphi\pi}$  积分, 得到似然函数对于  $B_{\varphi\pi}$  分支比依赖形式:

$$L(B_{\varphi\pi}) = \int L(B_{\varphi\pi}, N_{\varphi\pi}) dN_{\varphi\pi}, \quad (6.4)$$

取似然函数的极大, 得到  $B_{\varphi\pi} = (3.9^{+5.1}_{-1.9})\%$ . 系统误差考虑了背景估计、所引用相对分支比、单标记事例数  $N_{\varphi\pi}$  以及双标记选择条件影响等带来的不确定性. 最后, 北京谱仪实验给出  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  衰变分支比的测量结果为<sup>[12]</sup>

$$B_{\varphi\pi} = (3.9^{+5.1+1.8}_{-1.9-1.1})\%. \quad (6.5)$$

应当指出, 北京谱仪给出的  $B_{\varphi\pi}$  分支比是绝对测量结果. 它在测定过程中不需要引用任何理论模型, 也不需要引用难以绝对测定的  $D_s$  产生截面和难以精确测定的积分亮度. 这项研究成果已收入到 1996 年《粒子物理手册》中, 并作为  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比的世界首次绝对测量加以引用<sup>[9]</sup>. 北京谱仪结果发表后, CLEO 实验也给出了  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  绝对测量结果. 1996 和 1998 年  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  分支比的世界平均值是用北京谱仪(BES)和 CLEO 两家实验结果计算出来的. 此前所有测量皆因理论模型依赖(相对测量)而被停止引用.

## 7 $D_s$ 单举电子半轻子衰变

在标记  $D_s$  的反冲端寻找  $\bar{D}_s$  的半轻子衰变事例, 同样可以实现  $D_s$  半轻子衰变分支比的绝对测量. 在北京谱仪实验中, 用于这一测量的  $D_s$  标记包括 4 个强子衰变道:

$$D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+, \bar{K}^* K^+, K_s^0 K^+ \text{ 和 } K_s^0 K^- \pi^+ \pi^- \quad (7.1)$$

而反冲  $D_s^-$  是单举电子的半轻子衰变  $D_s^- \rightarrow e^- X$ . 电子径迹的电荷同标记  $D_s$  电荷相反. 为了区别  $D_s \rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow e\nu\nu$  纯轻子衰变事例, 要求半轻子衰变末态除电子径迹外至少必须带有一个带电强子或一个中性强子(或其衰变产生的光子).

### 7.1 电子识别的改进与事例挑选

在  $D_s$  衰变末态中, 带电强子数比带电轻子数多一个数量级以上. 降低强子误判为电

子的误判率,提高电子识别效率,成为  $D_s$  半轻子衰变研究的一项重要分析技术.

在多重数较高的  $D_s$  末态事例中,两根相距较近的径迹会共享同一个主漂移室丝单共享单元上的  $dE/dx$  取样来自两个粒子径迹的贡献. 若  $dE/dx$  重建时共享单元被分配到  $\pi^+$  介子径迹,那么  $\pi$  介子被误判为电子的机会就增大. 本项研究中,对有关径迹找出并扣掉共享单元,重新计算相关径迹的  $dE/dx$  30% 截断平均<sup>[4]</sup>. 我们知道,  $\gamma$  光子在穿越束流管壁和内层探测器时会发生电子对转换,且所产生的正负电子夹角很小. 在北京谱仪实验中,定义一对最邻近的  $e^+e^-$  间的夹角为  $\theta_{e^+e^-}$ . 蒙特卡罗研究表明,  $\cos \theta_{e^+e^-} < 0.98$  截断条件能有效压低  $\gamma$  转换造成的电子背景水平<sup>[4]</sup>. 动量低于  $200\text{MeV}/c$  的强子误判为电子的误判率较高. 因此,要求电子径迹动量大于  $200\text{MeV}/c$ ,且被识别为电子的置信水平高于  $0.1\%$  (见 3.4 节).

经过上述选择步骤之后,  $D_s$  单举电子半轻子衰变事例样本中标记  $D_s$  不变质量分布见图 6(a). 反冲电子电荷和标记  $D_s$  电荷相反,则称电荷符号正确(RS)的事例,事例数记为  $\mu_c^{\text{RS}}$ . 它包括信号  $\mu_s$  和背景  $\mu_b$  两部分贡献  $\mu_c^{\text{RS}} = \mu_s + \mu_b$ , 并且

$$\begin{aligned} \mu_s &= B(D_s \rightarrow eX) \mu_{\text{tag}} \eta_1 \\ \mu_b &= \mu_c^{\text{WS}} + (\mu_h^{\text{RS}} - \mu_h^{\text{WS}}) \cdot \eta_2 \end{aligned} \quad (7.2)$$

这里,  $\mu_s$  代表  $D_s$  半轻子衰变的信号事例数.  $B(D_s \rightarrow eX)$  是待定  $D_s$  半轻子衰变分支比,  $\mu_{\text{tag}}$  是  $D_s$  标记事例数,  $\eta_1$  是标记  $D_s$  反冲端找到单举电子的探测效率(包括探测器几何,动量截断和电子识别等因素),约为  $53\%$ . 背景事例数  $\mu_b$  由两部分组成:一部分是剩余的  $\gamma$  电子对转换与  $\pi^0$  的 Dalitz 衰变,背景具有正负电荷对称性质,因此可以用错误符号电子的事例数  $\mu_c^{\text{WS}}$  加以估测;另一部分是强子误判为电子.  $\mu_h^{\text{RS}}$  和  $\mu_h^{\text{WS}}$  分别代表电荷符号正确与错误的强子径迹数,  $\eta_2$  是强子误判为电子的误判率(见图 6(b)).

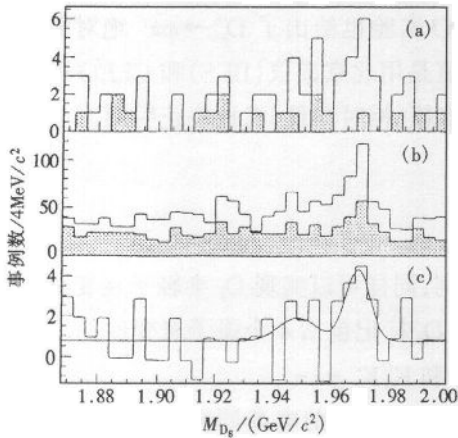


图6 单标记  $D_s$  不变质量谱

反冲端找到正确符号 RS(非阴影)与错误符号 WS(阴影)的(a)电子;(b)强子;(c)对误识别为电子的强子作校正后的 RS-WS 电子.

## 7.2 似然函数的构造

根据  $D_s$  半轻子衰变事例样本的信号与背景分布的特征,可以构造似然函数如下:

$$L = L_{\text{tag}} \prod_i L_i, \quad (7.3)$$

式中  $L_{\text{tag}}$  是  $D_s$  单标记事例数的高斯分布. 求积式第一项

$$L_1 = L_c^{\text{RS}} \prod_{k_1} L_c^{\text{RS}}(k_1), \quad (7.4)$$

这里  $L_c^{\text{RS}}$  是电子具有正确电荷符号的事例数  $\mu_c^{\text{RS}}$  的泊松分布. 由于  $\mu_c^{\text{RS}} = \mu_s + \mu_b$ , 包括信号与背景两部分. 电子具有正确电荷符号的事例候选者作为  $D_s$  半轻子衰变事例和背景事例的归一化联合概率为

$$l_c^{\text{RS}}(k_1) = \frac{\mu_s F_s + \mu_{b1} F_{b1} + \mu_{b2} F_{b2}}{\mu_s + \mu_{b1} + \mu_{b2}}, \quad (7.5)$$

式中  $F_s$  为  $D_s$  半轻子衰变样本中电子具有正确电荷符号的单标记  $D_s$  不变质量分布,  $F_{b1}$  为相应多项式连续背景事例分布,  $F_{b2}$  为 1.948 GeV 处 D 背景高斯分布.

类似地, 可以写出, 电子具有错误电荷符号的项

$$L_2 = L_c^{\text{WS}} \prod_{k_2} l_c^{\text{WS}}(k_2), \quad (7.6)$$

应当注意, 背景事例数  $\mu_c^{\text{WS}}$  是错误电荷符号电子与误判强子贡献之和. 对于强子具有正确与错误电荷符号的项, 同样可以写出

$$L_3 = L_h^{\text{RS}} \prod_{k_3} l_h^{\text{RS}}(k_3) \\ L_h^{\text{WS}} \prod_{k_4} l_h^{\text{WS}}(k_4) \quad (7.7)$$

### 7.3 物理结果

利用观察到的单举电子事例样本的不变质量分布(见图 6), 进行似然函数求极大计算. 如果似然函数具有单个极大且在参数定义域内单值连续, 那么物理上不重要的参量可被积分掉, 仅留一个有兴趣物理量(如  $D_s$  半轻子衰变分支比), 然后搜索似然函数的极大值. 我们用蒙特卡罗模拟事例对多参数与单参数求解进行了比较, 两种方法所得结果是一致的<sup>[13]</sup>. 在 BES 实验中, 采用了积分和单参数求解方法, 得到  $D_s$  单举电子半轻子衰变分支比为<sup>[14]</sup>

$$B(D_s \rightarrow eX) = (7.7_{-4.3}^{+5.7+2.4})\%. \quad (7.8)$$

式中第一项误差是统计误差, 包括信号与背景事例数的涨落. 第二项误差是系统误差, 主要包括电子动量下限取值、背景多项式函数幂次数、电子探测效率及强子误判率等效应.

BES 实验采用单标记方法, 首次测定了  $D_s$  单举电子半轻子衰变绝对分支比. 我们的结果同 MarkIII 实验观察的上限值  $B(D_s \rightarrow eX) < 20\%$  一致<sup>[9]</sup>. 考虑寿命与衰变宽度间的关系式

$$\Gamma(D_s \rightarrow eX) = \frac{1}{\tau_{D_s}} B(D_s \rightarrow eX) \quad (7.9)$$

算得  $\Gamma(D_s \rightarrow eX) = (1.65_{-0.91}^{+1.23+0.51}) \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ . 这个结果同 1998 年世界平均值  $\Gamma(D^- \rightarrow e^+ X) = (1.63 \pm 0.18) \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  和  $\Gamma(D^0 \rightarrow e^+ X) = (1.63 \pm 0.07) \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  一起, 同旁观者模型关于粲介子单举半轻子衰变宽度近似相等的预期是一致的. BES 测量结果支持了重夸克衰变的旁观者模型, 并为粲介子寿命差别的理论解释提供了新的实验证据.

## 8 讨论与展望

$D_s$  物理的三项测量是 BES 继  $\tau$  质量精确测量后, 在国际权威性学术杂志上发表的又一批物理实验结果. 由于小统计事例分析和绝对测量方法的研究,  $D_s$  物理分析具有很大

的难度. 它的成功比较全面地检验了北京谱仪数据获取、数据刻度与重建, 以及物理分析的全过程. BES是世界首次观察到完整的  $D_s$  纯轻子衰变事例,  $D_s$  双标记者事例和  $D_s$  单举电子衰变物理信号.

由于  $D_s$  产生截面小和纯轻子衰变分支比低, 衰变常数  $f_{D_s}$  的测量非常困难. 在 BES 之前, EMC 实验给出  $D_s \rightarrow \mu^+ \nu$  分支比上限 ( $< 3\%$ )<sup>[15]</sup>. Mark III 组没找到  $D_s^- \rightarrow \mu^+ \nu$  衰变事例, 也没有  $f_{D_s}$  结果; 且在  $\psi(3770)$  能量处该组也没找到  $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  事例, 仅给出衰变常数  $f_D$  上限 ( $< 290 \text{ MeV}$ )<sup>[16]</sup>. BES 发表的  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  分支比和衰变常数  $f_{D_s}$  结果被 1996 年“粒子物理综评”列为世界三项测量之一<sup>[14]</sup>. WA75 组<sup>[17]</sup> 测量  $350 \text{ GeV}/c$  的  $\pi^+$  与核相互作用下重夸克对产生, 末态粒子在大体积核乳胶中留下径迹. 他们采用的假设:  $D_s$  与中性粲粒子产生截面之比  $\gamma = 0.27$ , 具有较大不确定性. CLEO 实验<sup>[18]</sup> 假设  $D_s^{*+}$  和  $D_s^-$  产额比和引用  $D_s^+ \rightarrow \varphi \pi^+$  分支比, 前者估算存在不确定性, 后者本身是一个有待精确测定的物理量. BES 结果属于绝对测量, 不引用理论假设, 不依赖产生截面与积分亮度, 因而, 受到高能物理界关注与重视.

早年的 Mark III 组没找到  $D_s$  双标记者事例, 仅给出  $D_s^- \rightarrow \varphi \pi^+$  绝对分支比上限 ( $< 4.1\%$ )<sup>[19]</sup>. BES 实验之前有八家实验给出了定量结果, 但其值从 2% 至 5.1% 相差甚远, 彼此不一致. BES 的  $D_s^+ \rightarrow \varphi \pi^+$  分支比结果发表于 1995 年, 是这个分支比的世界首次绝对测量; 美国 CLEO 的  $D_s^+ \rightarrow \varphi \pi^+$  绝对测量结果发表于 1996 年<sup>[20]</sup>. 1996 年“粒子物理综评”发表了权威性的粲介子物理评注“Note on D Mesons”<sup>[14]</sup>. 评注指出: 这两项绝对测量之前, 全部测量都是理论模型依赖的 (又称相对测量). 评注还介绍了 BES 的双标记测量方法. 根据 1996 年出版的世界“粒子物理综评”的建议,  $D_s^- \rightarrow \varphi \pi^+$  分支比的 1996 年世界平均值是利用 BES 和 CLEO 两项结果计算出来的, 世界原有十余项测量 (包括 1990 年后新增的) 皆因其对理论模型依赖 (相对测量) 而被停止引用.

世界仅有两个实验发表了  $D_s^+ \rightarrow e^+ X$  分支比结果. 美国 Mark III 实验没观察到  $D_s^+ \rightarrow e^+ X$  信号, 给出  $D_s^+ \rightarrow e^+ X$  分支比上限 ( $< 20\%$ )<sup>[21]</sup>. BES 较 Mark III 增加一倍单标记者事例数, 改进了电子识别方法, 观察到  $D_s^+ \rightarrow e^+ X$  衰变信号, 首次测定  $D_s^- \rightarrow e^+ X$  绝对分支比值.

近年来, 其它实验组先后发表了  $D_s$  衰变分支比的新测量结果. 1996 年 E653 组在乳胶靶实验中测量  $D_s^- \rightarrow \mu^+ \nu$  分支比, 得到  $f_{D_s} = 194 \pm 35 \pm 20 \pm 14 \text{ MeV}$ <sup>[22]</sup>. 1997 年 L3 组观察  $D_s \rightarrow \tau \nu$  衰变, 得到  $f_{D_s} = 309 \pm 58 \pm 33 \pm 38 \text{ MeV}$ <sup>[23]</sup>, 而 DELPHI 组得到  $f_{D_s} = 330 \pm 95 \text{ MeV}$ <sup>[24]</sup>. CLEO 组曾于 1994 年利用  $\gamma(4s)$  能区的  $2.13 \text{ fb}^{-1}$  数据, 测定  $D_s^- \rightarrow \mu^+ \nu$  和  $D_s^+ \rightarrow \varphi \pi^+$  相对分支比, 且给出  $f_{D_s} = 344 \pm 37 \pm 52 \pm 42 \text{ MeV}$ . 他们遇到一个困难: 衰变末态中动量大于  $2.4 \text{ GeV}/c$  的  $\pi$  与 K 介子具有很高的概率造成假的轻子 (电子和  $\mu$  子). 在 1998 年该组新发表的文章中<sup>[25]</sup>, 他们重新计算了强子造成的假轻子率, 1994 年已发表的结果经过新的修正变为:  $f_{D_s} = 282 \pm 30 \pm 43 \pm 34 \text{ MeV}$ . 1998 年该组采用基本相同的分析方法, 利用  $4.79 \text{ fb}^{-1}$  数据, 得到新的结果是  $f_{D_s} = 280 \pm 19 \pm 28 \pm 34 \text{ MeV}$ , 统计误差显著降低.

1996年CLEO组还发表了改进的  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$  衰变分支比测量结果<sup>[20]</sup>:  $B_{\varphi\pi} = (3.59 \pm 0.77 \pm 0.48)\%$ . 1998年BES又发表了  $D_s^+ \rightarrow \varphi X^+$  分支比结果<sup>[26]</sup>:  $B_{\varphi X} = (17.8^{+15.1+0.6}_{-7.2-6.3})\%$  和  $B_{\varphi\pi} = (3.6^{+3.1+0.4}_{-1.6-1.3})\%$ .

可以预期,在今后若干年内, $D_s$  介子纯轻子衰变分支比及其衰变常数仍将是高能物理界关注的热点之一. 美国和日本两个B介子工厂已投入运行,这两个实验的高统计的和彼此独立的实验结果将引人注目. BES处于  $D_s$  对产生阈能附近,强子穿透造成假  $\mu$  子的概率较低,因此采用  $D_s$  标记和束流能量约束方法,背景水平低和信号干净. 但是,BES采集的  $D_s$  事例数统计偏低,统计误差较大. 在  $e^+e^-$  对撞能量4.03GeV附近扫描,找出可能的  $D_s$  产生截面峰位,是一个可探索的改进课题. 在 BEPC  $e^+e^-$  对撞机亮度提高基础上,采集数倍于现有亮度的数据,开展新一轮的  $D_s$  物理研究是很有意义的.  $\tau^-$  粲能区进行的  $D_s$  衰变分支比的绝对测量仍然具有有力的竞争地位.  $D_s \rightarrow \mu^+ \nu$ ,  $D_s^+ \rightarrow \varphi\pi^+$ ,  $D_s^- \rightarrow e^- X$  及其它大量衰变末态的测量将有待在未来的  $\tau^-$  粲能区实验中精确测量与研究.

### 参考文献(References)

- 1 BES Collab. Nucl. Instr. Meth., 1994, **A334**:319—334
- 2 ZHANG ZhaoXi. The Status of  $D_s$  Physics and Its Experiments. BES Internal Report, 1990  
(张肇西.  $D_s$  物理的实验研究与现状. BES 内部报告, 1990);  
ZHANG ZhaoXi, ZHANG ChangChun. Proposal on the  $D_s$  Physics at the BES. BES Internal Report, 1990  
(张肇西, 张长春, BES 开展  $D_s$  物理研究的建议. BES 内部报告, 1990);  
Fero M, Toki W.  $D_s$  Physics at BES/BEPC. BES Internal Report, Jan. 1991
- 3 LAN HuiBin. Talk Given in the International Accelerator Conf. at DESY. 1993  
(兰慧彬. 在 DESY 国际加速器会议上的报告, 1993)
- 4 TAN YiPing. Study on the Purely Leptonic Decays and the Semi-Leptonic Decays of  $D_s$  Mesons. Ph. D. Thesis, Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Apr. 1995  
(谭益平.  $D_s$  介子的纯轻子和半轻子衰变研究. 博士论文, 中国科学院高能物理研究所, 1995)
- 5 Porter F. Nucl. Instr. Meth., 1996, **A368**:793; Kelsey M. Ph. D. Thesis, Calif. of Inst. of Technology, May 1996
- 6 GU JianHui. Measurement of the  $D_s$  Purely Leptonic Decays and Its Decay Constant,  $f(D_s)$ . Ph. D. Thesis, Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Sep. 1994  
(顾建辉.  $D_s$  纯轻子衰变的研究和  $f(D_s)$  的测量. 博士论文, 中国科学院高能物理研究所, 1994)  
LI WeiGuo. Corrections on the TOF and  $dE/dx$  Systematic Offsets. The BES Internal Report, 1994  
(李卫国. TOF 和  $dE/dx$  系统偏置的修正. BES 内部报告, 1994);  
BES Collab. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1996, **20**:193  
(BES 合作组. 高能物理和核物理, 1996, **20**:193)
- 7 Wasserbach S. Telesis, Mark III Collaboration, Stanford, California, 1988; Lan Huibin, Telesis, BES Collaboration, IHEP, Beijing, China, 1993, Adapted from Mark III version
- 8 BES Collab BAI J Z et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:4599
- 9 Particle Data Group. Phys. Rev., 1996, **D54**:1; Prtical Data Group. European Physical Journal, 1998, **C3**:1
- 10 Buttlr F et al. Phys. Lett., 1994, **B324**:255
- 11 Particle Data Group. Phys. Rev., 1994, **D50**:1173
- 12 BES Collab, BAI J Z et al. Phys. Rev., 1995, **D52**:3781
- 13 GU JianHui. Comparison between Two Methods of Maximum Likelihood Function (Monte Carlo Study). Talk Given at the BES Annual Meeting, 1996, ZhangJiajie  
(顾建辉. 似然函数极大计算的两种方法比较(Monte Carlo 研究). BES 年会上的报告, 1996, 张家界)
- 14 BES Collab, BAI J Z et al. Phys. Rev., 1997, **D56**:3779

- 15 EMC Collab. Nucl. Phys. , 1983, **B213**:31
- 16 MARK - III Collab. Phys. Rev. Lett. , 1988, **60**:1375
- 17 WA75 Collab, Aoki S et al. Prog. Theor. Phys. , 1993, **89**:131
- 18 CLEO Collab. Phys. Rev. , 1994, **D49**:5690
- 19 MARK - III Collab. Phys. Rev. Lett. , 1990, **64**:169
- 20 CLEO Collab. Phys. Lett. , 1996, **B378**:364
- 21 MARK - III Collab. Phys. Rev. Lett. , 1990, **65**:686
- 22 E653 Collab, Kodama K et al. Phys. Lett. , 1996, **B382**:299
- 23 L3 Collab, Acciarri M et al. Phys. Lett. , 1997, **B396**:327
- 24 DELPHI Collab, Parodi F et al. in HEP'97 Conference Jerusalem, 1997, 455
- 25 CLEO Collab, Chada M et al. Phys. Rev. , 1998, **D58**:32002-1
- 26 BES Collab, BAI J Z et al. Phys. Rev. , 1998, **D57**:28

### Absolute Measurement of Important Branching Fractions of the $D_s$ Meson\*

ZHANG ChangChun    LI WeiGuo    MAO HuiShun    GU JianHui  
LI XiaoNan    RONG Gang

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

**Abstract** Absolute measurement of branching fractions of purely leptonic decay, semi-leptonic decay and  $\varphi\pi^+$  decay of the  $D_s$  meson at a c. m. energy of 4.03 GeV were completed from the BES experiment at the BEPC electron-positron collider. The method by using combined confidence level for pion and kaon separation, the  $D_s$  single and double tagging technology, and the maximum likelihood functions in the estimate of the  $D_s$  branching fractions are described in details. Discussion and comments on these physics results are made. Prospect for improved measurement of  $D_s$  physics in future is also given.

**Key words** branching fraction of  $D_s$  decay,  $D_s$  single and double tagging, absolute measurement

---

Received 13 August 1999

\* Supported by NSFC (19991480) and by The Chinese Academy of Sciences under Contract (KJ 951-03)