

确定 $\tau^+\tau^- \rightarrow e\mu(\nu)$ 衰变道事例 选择效率的一种半实验方法*

叶树伟² 吕峰¹ 许亚娣³ 许明康³ 伍健² 吴义根¹ 仲崇昌¹
陈宏芳² 祝红国¹ 徐勉海³ 曾吉阳¹ 童国梁¹ 虞炎华³

¹ (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

² (中国科技大学近代物理系 合肥 230026)

³ (杭州大学物理系 浙江 310028)

1993年4月8日收到

摘 要

在 τ 质量的测量中, 事例的选择效率是一个重要的参数。本工作采用半实验的方法, 给出了 $\tau\tau \rightarrow e\mu(\nu)$ 的事例选择效率 $\varepsilon = (14.5 \pm 0.7 \pm 0.8)\%$, 并讨论了各种修正因素。此结果与 τ 质量双参数拟合所给结果相一致。

关键词 τ 质量测量, 事例选择效率, 半实验方法。

1 引 言

基于某些物理上的考虑, 要求对 τ 轻子的质量能有更为精确的测量。众所周知, 弱电作用标准模型对轻子的普适性的检验是一个重要课题。根据该模型, τ 轻子衰变为电子的分支比 $Br(\tau \rightarrow e\nu\nu)$ 与 τ 质量及寿命有如下关系^[1]:

$$Br(\tau \rightarrow e\nu\nu) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} f(m_e^2/m_\tau^2) \times T_\tau \times r,$$

其中 G_F 为费米耦合常数, T_τ 是 τ 的衰变寿命, m_τ 是 τ 的质量, f 是相空间因子, $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$, r 相应于辐射修正等因素的影响, 约为 0.996。

由 PDG 提供的数据, $T_\tau = (302.5 \pm 5.9)\text{fs}$, $m_\tau = 1784.1^{+3.7}_{-3.6}\text{MeV}$, 及由 μ 子衰变测定的 G_F 值, 可计算得 $Br(\tau \rightarrow e\nu\nu) = (18.9 \pm 0.4)\%$ 。而目前实验测量平均值 $Br(\tau \rightarrow e\nu\nu) = (17.7 \pm 0.2)\%$, 理论计算值和实验测量值之间的差别大大超过了误差范围。一种原因可能是 T_τ 、 $Br(\tau \rightarrow e\nu\nu)$ 、 m_τ 等的实验测量值有问题。此外, τ 中微子质量上限的确定也和 τ 的质量有关。因此, 精确测定 τ 的质量有重要的意义。

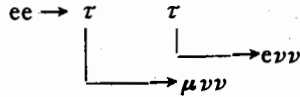
实验上是根据 τ 在产生阈附近的截面行为来确定 τ 质量。为了测定各能量点 τ 事例的产生截面, 必须知道事例的选择效率。

* 国家自然科学基金资助。

事例选择效率通常是由蒙特卡罗方法对事例经过探测器模拟来获得, 这种方法是基于对探测器的真实准确模拟. 本文采用的是一种半实验方法, 即结合实际的数据样本和事例产生器来得出. 特别在探测器运行初期, 模拟程序尚不完善时, 这种方法更有实际价值.

2 $e\mu$ 道事例的选择效率

在 τ 轻子质量测量中, 为了保证正确识别 τ 轻子对和抑制本底, 在实验中以探测到一个电子和一个 μ 子, 即



的事例, 作为 τ 轻子对产生的标记, 并把这类事例称为 $e\mu$ 事例. 选择效率定义为观测到的 $e\mu$ 事例数和实际产生的 $e\mu$ 事例数之比. 如果在事例选择中 e 、 μ 的识别是相互独立的, 那么选择效率可表示为:

$$\varepsilon_{e\mu} = \varepsilon_{\Omega} \times \varepsilon_{p_s} \times \varepsilon_e \times \varepsilon_{\mu},$$

其中 ε_{Ω} 为几何接受度, ε_{p_s} 为相空间接受度, ε_{μ} 是识别 μ 的平均效率, ε_e 是识别电子的平均效率,

$$\varepsilon_e = \int_{(p_e)_{\min}}^{(p_e)_{\max}} \frac{d\sigma}{dp_e} \times \frac{1}{\sigma} \times \varepsilon_e(p_e) dp_e;$$

$$\varepsilon_{\mu} = \int_{(p_{\mu})_{\min}}^{(p_{\mu})_{\max}} \frac{d\sigma}{dp_{\mu}} \times \frac{1}{\sigma} \times \varepsilon_{\mu}(p_{\mu}) dp_{\mu},$$

这里 p 和 p_{\min} 、 p_{\max} 分别是所选择 μ 子(或电子)的动量和动量 cut 的上下限, σ 是产生 τ 的平均截面. 下面分别讨论 $\varepsilon_{\Omega} \times \varepsilon_{p_s}$ 和 ε_e 和 ε_{μ} 的确定方法.

2.1 $\varepsilon_{\Omega} \times \varepsilon_{p_s}$

$\varepsilon_{\Omega} \times \varepsilon_{p_s}$ 来自对 $e\mu$ 事例的立体角和相空间限制, 涉及的物理量包括带电粒子与束流方向的夹角 θ_e 和 μ 的非共线角 θ_{acol} , 非共面角 ϕ_{acop} 及动量 p_e 、 p_{μ} . 对这些量的 cut 如下:

$$|\cos\theta_e| < 0.71 (45^\circ \leq \theta_e \leq 135^\circ);$$

$$|\cos\theta_{\mu}| < 0.71 (45^\circ \leq \theta_{\mu} \leq 135^\circ);$$

$$2.5^\circ \leq \theta_{\text{acol}} \leq 177.5^\circ, \phi_{\text{acop}} \geq 5^\circ;$$

$$0.3 < p_e < 1.0 (\text{GeV}/c), 0.55 < p_{\mu} < 1.0 (\text{GeV}/c).$$

在阈值附近, 选取了两个能量点, 即 E_b 为 1776.98 MeV 和 1784.20 MeV. 借助 τ 轻子事例产生器 (KORALB)^[2] (该产生器产生的 $\tau\tau \rightarrow e\mu(\nu)$ 事例包括了 QED 初态和终态辐射修正), 得到

$$\varepsilon_{\Omega} \times \varepsilon_{p_s} = \begin{cases} 0.3033 \pm 0.002 (E_b = 1784.20 \text{ MeV}); \\ 0.3006 \pm 0.003 (E_b = 1776.98 \text{ MeV}). \end{cases}$$

可以看出两者相差很小.

2.2 ϵ_e 和 ϵ_μ 的确定

2.2.1 样本的选择^[3]

通过对 e 和 μ 的实际样本的研究来求得 ϵ_e 和 ϵ_μ . 为此, 从 J/ψ 数据中挑选出 $ee(\gamma)$ 、 $\mu\mu(\gamma)$ 事例, 只对高动量的那支电子或 μ 子做了粒子识别, 而以没加任何粒子识别的低动量的另一支作为电子样本或 μ 子样本. 这样得到的电子和 μ 子样本的动量范围分别是 $0.3-1.0\text{GeV}$ 和 $0.55-1.0\text{GeV}$, 见图 1 和图 2.

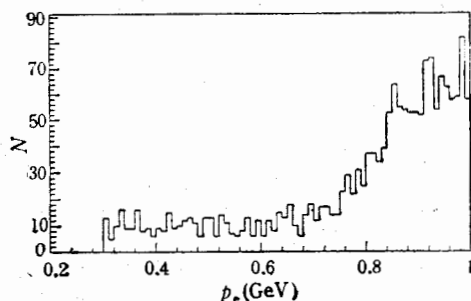


图 1 实际样本中电子的动量谱

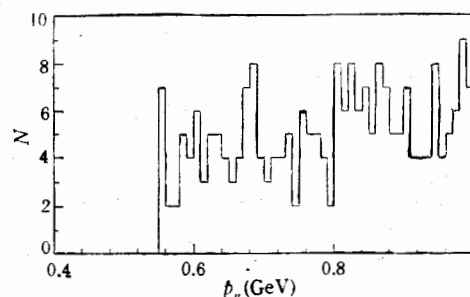


图 2 实际样本中 μ 子的动量谱

在选择程序中, 使用了下列物理量: 簇射计数器中沉积的能量 E_{sc} ; 粒子动量 p ; μ 计数器触发层数 m_{layer} ; 簇射计数器前五层的击中数之和与 12 之差 $SHID$. 具体选择条件如下:

带电粒子径迹数为 2, 且在主漂移室中有好的拟合径迹;

净电荷为 0;

带电径迹的顶点在对撞中心区, 即 $|x| \leq 1.5\text{cm}$, $|y| \leq 1.5\text{cm}$, $|z| \leq 15\text{cm}$;

高动量那支满足: $1.0 < p < 1.67\text{GeV}$;

两带电粒子的飞行时间差 $|TOF_1 - TOF_2| < 4.0\text{ns}$.

除以上条件外, 对电子样本要求高动量的电子满足:

$m_{layer} = 0$;

$|\cos\theta| < 0.80$;

$\phi_{accop} > 12^\circ$ (两支电子的非共面角);

$0.8 \leq \beta \leq 1.4$ (带电粒子速度的实验测量值);

$0.7 \leq E/p \leq 2.0$, $SHID \geq 3$.

对 μ 子样本要求高动量的 μ 子满足:

$m_{layer} \geq 2$;

$|\cos\theta| < 0.70$;

$0.7 \leq \beta \leq 1.4$;

$E_{sc} < 0.4\text{GeV}$, $SHID < -3$.

考虑到 $ee(\gamma)$ 或 $\mu\mu(\gamma)$ 事例中, 当辐射光子 γ 与低能电子(或 μ 子)的夹角小于簇

射计数器的角分辨时,记录到电子(或 μ 子)的能量 E_{sc} 和击中数 SHID 就可能会包含光子的贡献,从而使选择电子(或 μ 子)时所用的物理量 E_{sc} 和 SHID 偏大,影响了样本的真实性.为消除这种影响^[4],要求样本中辐射光子与电子(或 μ 子)有一定的夹角,这里辐射光子的方向由另两支带电粒子的径迹反推得到,具体条件是:

$$|\cos\theta_r| > 0.85 \text{ 或 } \phi_{e\tau}(\phi_{\mu\tau}) > 8^\circ,$$

这里 $\phi_{e\tau}$ (或 $\phi_{\mu\tau}$) 是指 γ 与低动量的电子(或 μ 子)在 $x-y$ 平面上的夹角.

2.2.2 ε_e 和 ε_μ 的确定

根据 $\tau\tau \rightarrow e\mu$ 道选择程序中识别电子和 μ 子的条件^[5],从上面得到的电子和 μ 子样本中来选电子和 μ 子,对应不同动量区间,可以得到选择效率 $\varepsilon_e(p)$ 和 $\varepsilon_\mu(p)$,见表1、2.

表 1

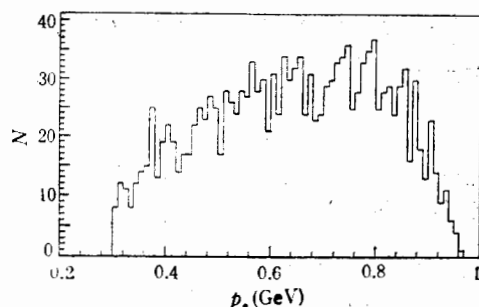
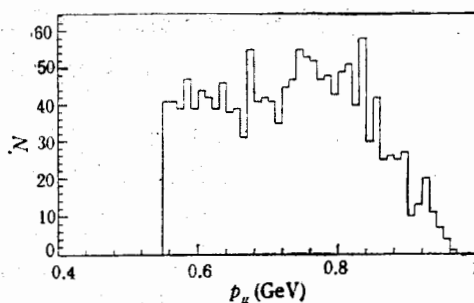
$p_e(\text{GeV})$	ε_i	W_i	$p_e(\text{GeV})$	ε_i	W_i
0.30—0.32	0.438	0.015	0.66—0.68	0.813	0.039
0.32—0.34	0.750	0.016	0.68—0.70	0.903	0.043
0.34—0.36	0.714	0.017	0.70—0.72	0.897	0.043
0.36—0.38	0.864	0.019	0.72—0.74	0.867	0.044
0.38—0.40	0.643	0.020	0.74—0.76	0.889	0.047
0.40—0.42	0.846	0.022	0.76—0.78	0.765	0.043
0.42—0.44	0.714	0.025	0.78—0.80	0.911	0.045
0.44—0.46	0.857	0.027	0.80—0.82	0.892	0.044
0.46—0.48	0.783	0.026	0.82—0.84	0.877	0.039
0.48—0.50	0.588	0.027	0.84—0.86	0.833	0.035
0.50—0.52	0.750	0.031	0.86—0.88	0.815	0.027
0.52—0.54	0.739	0.032	0.88—0.90	0.806	0.021
0.54—0.56	0.917	0.034	0.90—0.92	0.847	0.016
0.56—0.58	0.800	0.036	0.92—0.94	0.778	0.011
0.58—0.60	0.813	0.035	0.94—0.96	0.841	0.005
0.60—0.62	0.833	0.036	0.96—0.98	0.800	0.001
0.62—0.64	0.826	0.038	0.98—1.00	0.841	0.000
0.64—0.66	0.900	0.040			

表 2

$p_\mu(\text{GeV})$	ε_i	W_i
0.60—0.65	0.511	0.134
0.65—0.70	0.512	0.146
0.70—0.75	0.650	0.156
0.75—0.80	0.538	0.159
0.80—0.85	0.712	0.143
0.85—0.90	0.654	0.092
0.90—0.95	0.780	0.043
0.95—1.00	0.755	0.005

另一方面, 由 KORALB 产生的 $\tau\tau$ 事例, 可以得到电子和 μ 子的动量谱, 见图 3 和图 4. 由此分布可以得到相应动量区间的权重 W_i (见表 1、2):

$$W_i = \int_{p_i}^{p_{i+1}} \frac{d\sigma}{dp} dp / \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{d\sigma}{dp} dp.$$

图 3 τ 衰变中电子的动量谱 (M.C.)图 4 τ 衰变中 μ 子的动量谱 (M.C.)

因此, 可以求出平均效率

$$\bar{\epsilon}_e = \sum \epsilon_e(p_i) W_i = 0.821;$$

$$\bar{\epsilon}_\mu = \sum \epsilon_\mu(p_i) W_i = 0.583.$$

考虑到样本的 $\epsilon(p)$ 和权重 W_i 的统计误差, 有:

$$\bar{\epsilon}_e = 0.821 \pm 0.014;$$

$$\bar{\epsilon}_\mu = 0.583 \pm 0.027.$$

再考虑到样本不确定性等因素带来的系统误差, 得到

$$\begin{aligned} \epsilon_{e,\mu} &= \epsilon_D \times \epsilon_{p_i} \times \bar{\epsilon}_e \times \bar{\epsilon}_\mu \\ &= 0.145 \pm 0.007 \pm 0.008, \end{aligned}$$

式中第二项为统计误差, 第三项为系统误差。

3 结 论

由上述半实验方法得到的事例选择效率和 τ 质量双参数拟合得到的效率数据在误差范围内符合得相当好^[6]. 我们认为这是一种有效和可靠的方法, 尤其是对探测器的模拟程序尚不成熟时, 更有实际应用价值。

本方法研究过程中, 曾与 L3 组的 M. Paul 博士进行了十分有益的讨论. 本工作得到了李卫国博士及 BES 合作组和高能所计算中心的其他同事的帮助, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] A. Pich, TAU PHYSICS: CERN-TH-6237/91.
- [2] Stanislaw Jadach et. al., KORALB: CERN-TH-5855/90;
Stanislaw Jadach, TAUOLA: CERN-TH-5856/90.
- [3] 吕 锋、曾吉阳, J/ψ 数据中 e, μ 和 π 样本的选取, BES 内部报告, 1992.1.

- [4] 伍健, τ 轻子质量测量中 τ 事例选择及 $e\mu$ 道选择效率的确定, 中国科技大学学士学位论文, 1992.7.
[5] 吕锋, $\tau\tau \rightarrow e\mu(\nu)$ 事例选择, BES 内部报告, 1992.1.
[6] J. Z. Bai et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992) 3021.

A Semi-Experimental Method to Determine the Efficiency of Selecting $\tau\tau \rightarrow e\mu(\nu)$

Chen Hongfang² Lü Feng¹ Tong Guoliang¹ Wu Jian² Wu Yigen¹
Xu Mianhai³ Xu Yadi³ Xu Mingkang³ Ye Shuwei² Yu Yanhua³ Zeng Jiyang¹
Zhong Chongchang¹ Zhu Hongguo¹

¹(Institute of High Energy Physics, Beijing 100039)

²(Department of modern physics, USTC, Hefei 230026)

³(Department of Physics, Hangzhou University, Zhejiang 310028)

Received on April 8, 1993

Abstract

The efficiency of event selection is an important parameter in the measurement of τ lepton mass. In our study we use so-called semi-experimental method in which we combine M.C. events and experimental data. With this method the efficiency of selecting $\tau\tau \rightarrow e\mu(\nu)$ is obtained as $(14.5 \pm 0.7 \pm 0.8)\%$, and various relevant corrections are discussed. The result is consistent with that derived from two-parameter fitting of τ lepton mass.

Key words Measurement of τ lepton mass, efficiency of event selection, semi-experimental method.