

在北京正负电子对撞机 (BEPC) 上 τ 质量的实验测量

BES 合作组

丁慧良	马东红	马恩成	马基茂	方澄	王平	王运永	王佩良
王临洲	王泰杰	王曼	毛泽普	毛慧顺	倪惠苓	叶诗章	叶铭汉
白景芝	史焕章	成正东	朱永生	朱启明	过雅南	李卫东	李卫国
李玉山	李芳	李启明	李如柏	李金	李佩琴	李蔚	刘怀民
刘荣光	刘琦	刘晖	孙汉生	吕军光	许榕生	严武光	张长春
张少强	张达华	张羽	张良生	张会领	张炳云	张家文	张浩云
杨长友	杨春敏	沈定力	何炬	陈雅青	陈少敏	陈申见	杜志珍
吴照东	宋晓非	孟祥承	邵毓莺	郁忠强	周小机	周月华	周化十
周光潜	周林	周莉	郑志鹏	郑林生	郑建平	林树子	郎鹏飞
赵平德	赵萌	赵维仁	赵稼新	胡贵云	胡涛	荣刚	姜春华
姜志进	祝玉灿	席德明	顾建辉	顾树榛	顾维新	高文绣	高树琦
高原宁	高美丽	姚宏宾	徐正青	夏小米	贾秋萍	郭恩益	黄因智
黄德强	崔化传	崔象宗	盛华义	韩纁	谢小希	谢佩佩	赖元芬
童国樑	网友昆	漆纳丁	顾洁	潘玲君	薛生田		

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

J. COLLIER A. JOHNSON J. SHANK S. WHITAKER R. WILSON
(Boston University, U. S. A.)

M. HATANAKA D. HITLIN L. JONES M. KELSEY

J. PANETTA F. PORTER E. PRABHAKAR W. WISNIEWSKI
(California Institute of Technology, U. S. A.) (SSCLAB)

A. LANKFORD M. MANDELKERN J. SCHULTZ B. SCHMID

A. SMITH D. STOKER G. ZIOULAS
(University of California, Irvine, U. S. A.)

本文1992年4月20日收到。

W. TOKI

(Colorado State University, U. S. A.)

O. BARON R. COWAN M. FERRO J. QUIGLEY E. TORRENCE R. YAMAMOTO
(Massachusetts Institute of Technology, U. S. A.)R. BECKER-SZENDY W. DUNWOODIE H. MARJISKE E. SODERSTROM J. SYNODINOS
(Stanford Linear Accelerator Center, U. S. A.)J. CAMPBELL J. M. IZEN B. LOWERY
(University of Texas, Dallas, U. S. A.)T. BURNETT
(University of Washington, Seattle, U. S. A.)

摘 要

在北京高能物理研究所正负电子对撞机(BEPC)上进行了 τ 轻子质量测量。 $\tau^+\tau^-$ 事例由北京谱仪(BES)探测,总积分亮度为 5000nb^{-1} ,用最大似然函数法选择逼近阈值的测量点能量,并最终确定 τ 轻子的质量为 $1776.9 \pm 0.4 \pm 0.2\text{MeV}$

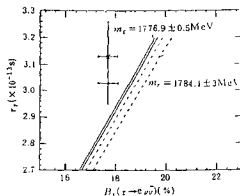
一、引 言

1975年在正负电子对撞机 SPEAR 上发现 τ 重轻子以来,DASP, DELCO, SPEC, MARKII 等实验组先后对 τ 质量做了四次测量。DELCO 组的测量精度比较好。他们在质心能量 $3.1\text{GeV}-7.4\text{GeV}$ 范围内做了17个能量点的扫描。由过程 $e^+e^- \rightarrow eX(X$ 是不为 e 的带电粒子)选取 $\tau^+\tau^-$ 事例。测量不同能量的 R 值($R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)}{\sigma_{\mu\mu}}$),再用理论截面公式对 R 值的能量关系拟合求得 τ 的质量。结果为 $m_\tau = 1783^{+3}_{-4}\text{MeV}$ 。其他各组的实验测量结果也彼此相符,但误差比较大。四个组的实验结果给出 τ 质量的世界平均值为 $1784.1^{+2.7}_{-3.6}\text{MeV}$ 。

近年来,人们对 m_τ 的测量重新发生兴趣。根据 $e-\mu-\tau$ 普适性原理,即 e, μ, τ 是具有相同弱耦合常数($G_e = G_\mu = G_\tau$)的轻子,标准模型理论给出 τ 衰变寿命 τ_τ 和衰变分支比 $Br(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau)$ 的关系:

$$Br(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} \tau_\tau \quad (1)$$

将目前 m_τ 的实验值和 Br 的测量值(17.7 ± 0.4)%代入上式,计算得到 τ 寿命的理论值为 $2.83 \times 10^{-12}\text{s}$,与1990年的实验值(3.03 ± 0.08) $\times 10^{-12}\text{s}$ 相差很大。1991年LEP上的三个实验组(L3, Delphi, Opal)的平均测量值为 $(3.13 \pm 0.13) \times 10^{-12}\text{s}$ (如图1所示),与理论值相差更大。所以,人们对 m_τ 的实验测量提出了新的要求,它关系到 $e-\mu-\tau$ 普适性原理,也关系到目前 Br 和 τ_τ 实验测量值的正确与否。为此,BES合作组在BEPC上利用BES重新测量了 τ 的质量。工作在 $3-5\text{GeV}$ 的BEPC亮度高,束流能量稳定,能量调节精度高,再加上BES对粒子有比较好的分辨能力,工作稳定可靠,从而提高了

图1 τ 衰变寿命, 分支比和质量之间的关系

● PDG90, × LEP91

测量精度。

二、测量原理

当 e^+e^- 的质心能量 W 等于或超过 τ 的质量 m_τ 的两倍时就会产生一对 τ 轻子。 τ 的寿命很短, 立即衰变成其他粒子, 例如 $\tau \rightarrow e \nu_e \bar{\nu}_\tau$ 或 $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$, 其过程表示如下:



把等于 $2m_\tau$ 的质心能量 W , 称为这一过程的阈值。在 e^+e^- 对撞中测量 τ 质量就是寻找过程(2)的阈值 $W_\tau(2m_\tau)$ 。而 $\tau^+\tau^-$ 事例可由它们的衰变产物, 例如(2)中的 $e\mu$ 来识别。

为了求得过程(2)的阈值, 必须精确测定 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 阈值附近的产生截面。因此, 从理论上研究阈值附近 τ 产生截面的行为和从实验上选取逼近阈值的能量测量点是 τ 质量测量的两个关键。

1. 阈值附近 $\tau^+\tau^-$ 的产生截面

e^+e^- 的质心能量刚刚等于或略超过 $2m_\tau$ 的时候, τ 的动量很小, 阈值附近的截面不仅要考虑初态、末态的辐射修正, 而且要考虑 τ^+ 和 τ^- 之间的库仑相互作用^[3]。其截面公式可表示为:

$$\sigma_1(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \sigma_0 F_c F_r, \quad (3)$$

式中 σ_0 是不考虑任何修正时, $J = \frac{1}{2}$ 费米子的产生截面,

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} \frac{\beta(3-\beta)}{2}; \quad (4)$$

F_c 为库仑相互作用因子,

$$F_e = \frac{\frac{\alpha}{\beta}}{1 - \exp\left(-\pi \frac{\alpha}{\beta}\right)}; \quad (5)$$

F_e 是末态辐射修正和自旋修正项^[4],

$$\begin{aligned} F_e = 1 + \left(\frac{\alpha}{\pi\beta}\right) & \left\{ (1 + \beta^2) \left[\ln\left(\frac{1+\beta}{2}\right) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) + 2l\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) - \frac{\pi^2}{3} \right] \right. \\ & + 2l\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - 2l\left(\frac{1-\beta}{2}\right) - 4l(\beta) + l(\beta^2) \left. \right\} + \left[\frac{11}{8}(1 + \beta^2) - 3\beta \right. \\ & \left. + \frac{\beta^2}{2(3-\beta^2)} \right] \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) + 6\beta \ln\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - 4\beta \ln\beta + \frac{3}{4}\beta \frac{5-3\beta^2}{3-\beta^2} \left. \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

(4), (5), (6) 式中 α 、 β 、 S 分别为精细结构常数, τ 的速度和质子能量的平方,

$$l(x) = - \int_0^x \ln(1-\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda}.$$

考虑到初态的辐射修正和真空极化 $\Pi(S)$, 产生截面应为^[1]:

$$\sigma_i = \int_0^{1-\frac{4m_e^2}{s}} dx F(x, S) \sigma_i(S(1-x)) |1 - \Pi(S)|^{-1} \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} F(x, S) = & \tau x^{-1} \left[1 + \frac{3}{4}\tau + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) - \frac{\tau^2}{24} \left(\frac{1}{3} \ln \frac{S}{m_e^2} + 2\pi^2 - \frac{37}{4} \right) \right] \\ & - \tau \left(1 - \frac{1}{2}x \right) + \frac{1}{8} \tau^2 \left[4(2-x) \ln \frac{1}{x} - \frac{1+3(1-x)^2}{x} \ln(1-x) \right. \\ & \left. - 6 + x \right], \\ & \tau = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{S}{m_e^2} - 1 \right). \end{aligned}$$

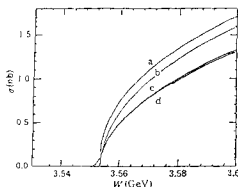
图2给出不考虑修正的0级近似截面;考虑初态辐射修正的截面;只考虑库仑作用的截面以及经束流能散展宽的截面等四条曲线。

2. 最大似然函数法^[6,7]

研究表明,虽然阈值附近的截面很小,产生 $\tau^+\tau^-$ 的事例率很低,但对确定 m_τ 很灵敏。相反,在远离阈值的较高能区, $\tau^+\tau^-$ 事例率较高,对 m_τ 的测量却不灵敏。Monte Carlo 研究给出的能量灵敏范围是 $(m_\tau - 0.3 \text{ MeV}) - (m_\tau + 3 \text{ MeV})$ 。可见,首先选择逼近阈值的测量能量,然后由不同能量所观察到的 $\tau^+\tau^-$ 事例求出 m_τ , 是 τ 质量测量的核心。这两个问题均可借助最大似然法来解决。

已知截面 $\sigma(W, m_\tau)$, 正负电子质子能量 W_i 和该质子能量的束流能散 Δ_i , 在积分亮度为 L_i 时平均能够探测到的 $\tau^+\tau^-$ 事例数为

$$\mu_i(m_\tau) = \int_0^m A L_i \sigma_i(W_i, m_\tau) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta_i} e^{-\frac{(W_i - W_i^0)^2}{2\Delta_i^2}} dW_i, \quad (8)$$

图 2 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 阈附近的产生截面曲线

a. 考虑库仑修正的截面。b. 无任何修正的 0 级近似。c. 经束流能散 1.4 MeV 展宽后的截面。d. 考虑初态辐射修正的截面

式中 A 为探测效率, $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta_i} e^{-\frac{(W_i - W_\tau)^2}{2\Delta_i^2}}$ 为对束流能散的分布。

在这个亮度下真正能够探测到 $\tau^+\tau^-$ 事例数 N_i 的几率显然是以 μ_i 为平均数的泊松分布, 其几率为

$$P_i(m_\tau) = \frac{\mu_i^{N_i} (m_\tau)^{N_i}}{N_i!} e^{-\mu_i (m_\tau)}, \quad (9)$$

在阈附近 μ_i 和 N_i 都很小。 P_i 是 m_τ 的函数, 只有当 m_τ 为真正的 τ 质量时 P_i 才最大, 因为 N_i 是实验测量到的事例数。

对于一组实验测量值 W_i , N_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) 可以定义似然函数为:

$$L(m_\tau) = \prod_{i=1}^n P_i(m_\tau). \quad (10)$$

同 P_i 一样, 只有参量 m_τ 为真正的 τ 的质量时, 似然函数 L 的值最大。

不难看出, 不仅利用似然函数 $L(m_\tau)$ 可以由全部实验数据 W_i, N_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) 求出 τ 的质量, 而且在实验过程中, 可将似然函数 $L(m_\tau)$ 最大时的 m_τ 做为逼近阈值的测量能量参考值, 例如: 第 $j+1$ 个束流能量点选取

$$E_{j+1} = m_{\tau j} - 0.3 \text{ MeV}, \quad (11)$$

式中 $m_{\tau j}$ 是似然函数

$$L(m_\tau) = \prod_{i=1}^j P_i(m_\tau) \quad (12)$$

最大时的 m_τ 值。

式(8)、(9)、(10)表明, 似然函数依赖于截面公式 σ_τ 和 $\tau^+\tau^-$ 事例数的选取, 同时依赖于能量 W_i , 亮度 L_i , 能散 Δ_i 以及探测效率 A 的精确测定。

三、实验测量

τ 质量测量在 BEPC 上进行^[7]。BEPC 由 202 米长的电子直线加速器和周长 240 米的储存环组成。它有两个对撞点，BES 是位于南对撞点上的通用粒子磁谱仪，用于探测正负电子对撞产生的粒子。在 τ 质量测量过程中，BEPC 工作能量为 3.1—3.7 GeV，最高峰值亮度达 $4 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，平均积分亮度为 $\sim 100 \text{nb}^{-1}/\text{天}$ ，能量调节精度 $\sim 0.25 \text{MeV}$ ，能量稳定性好于 0.2 MeV。

BES 四个子探测器——中心漂移室 (CDC)，主漂移室 (MDC)，簇射计数器 (SC) 和飞行时间计数器 (TOF) 都处在 0.4 T 的磁场内。磁铁外有三层 μ 子计数管。BES 可以测量带电粒子的动量，动量分辨为 $0.02 \sqrt{1+p^2}$ (动量 p 以 GeV/c 为单位)。对粒子的分辨是由飞行时间计数器测量到的粒子飞行时间和主漂移室测量到的 dE/dx 来实现的。飞行时间分辨为 330 ps， dE/dx 的分辨为 8.5%。BEPC 的亮度由小角度亮度监测器测定。此外对温度、磁场、BEPC 以及各子探测器运行参数都有很好的显示。有关 BES 的详细情况可参考文献^[7]。

1. 测量步骤

τ 质量测量可分为三部分^[8]。

a. 通过对 J/ψ 、 ψ' 共振峰的扫描得到共振峰的峰位和共振峰的宽度，来标定 BEPC 束流的能量和能散。三个月的测量中做了多次这样的扫描，由峰位的变化得到整个测量过程中束流能量的稳定性和绝对值的不确定性。

b. 阈值附近 $\tau^+\tau^-$ 事例的测量。第一点的束流能量选为 1784 MeV，这是目前 m_τ 的平均测量值。在该能量发现有 $\tau^+\tau^-$ 事例，再选取 1781 MeV 为第二点测量能量，在此能量又发现有 $\tau^+\tau^-$ 事例。选取更低的能量 1772 MeV 进行测量，未发现 $\tau^+\tau^-$ 事例。将这三个能量和相应的 $\tau^+\tau^-$ 事例数代入式(12)，由似然函数 L 的最大值得得 m_τ ，并以 $m_\tau - 0.3 \text{ MeV}$ 为第四个能量点继续探测 $\tau^+\tau^-$ 事例。以此类推，均以最大似然函数来选取下一个逼近阈值的能量。总共进行了十个能量的测量。每个测量点的积分亮度不同。某一点的积分亮度以及在此积分亮度下找到的 $e\mu$ 事例数代入式(12)，得到新的能量 E_{i+1} ，只有与原能量 E_i 的差 $|E_{i+1} - E_i| > 0.25 \text{ MeV}$ 时，才改变到新能量 E_{i+1} 上测量。否则将在原能量上继续测量。0.25 MeV 是 BEPC 束流能量的调节精度。图 3 表示出测量的过程：每个测量点的能量和积分亮度。

c. 较高能区 1790 MeV 和 1800 MeV 的测量。这两点的能量距阈值较远，对 m_τ 的测量精度影响不大，但产生截面较大，很低的积分亮度就可探测到较多的 $\tau^+\tau^-$ 事例。这在双参数拟合时，可提高确定效率的精度。

2. $\tau^+\tau^-$ 事例的筛选^[9]

为从大量的本底和强子事例中将 $\tau^+\tau^-$ 事例筛选出来，采用了双标记的 $e\mu$ 事例。其分支比为 $2 \times Br(\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau) \times Br(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau) = 6.3\%$ 。这种事例的本底最少。 $e\mu$ 事

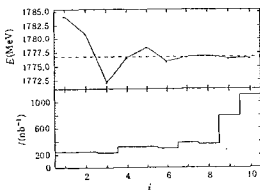
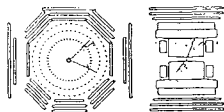


图 3 各实验点的束流能量和积分亮度

图 4 典型的 e^+e^- 事例

例的筛选标准如下:

- 两条电荷相反的径迹, $N = 2$, $\Sigma Q_i = 0$.
 - 每条径迹的动量范围是: 最小动量 $p_{\min} = 0.35 \text{ GeV}/c$, 最大动量 $p_{\max} = p$, p 是与 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ 动量完全平行而且反向的带电粒子的动量.
 - 两条径迹的顶点 x_0, y_0, z_0 在碰撞区域:
 $|x_0| < 1.5 \text{ cm}$, $|y_0| < 1.5 \text{ cm}$, $|z_0| < 15 \text{ cm}$.
 - 两条径迹不共面, 也不共线, 即: $A_{\text{cop}} > 10^\circ$, $25^\circ < A_{\text{col}} < 177.5^\circ$, $(A_{\text{cop}} + A_{\text{col}}) > 50^\circ$. A_{cop} 为共面角, A_{col} 为共线角.
 - 除两条径迹外, 无孤立光子. 所谓孤立光子, 是指能量大于 60 MeV 与带电径迹夹角大于 15° 的中性粒子.
 - 至少有一个径迹是 μ , 即 μ 计数器中有两层计数管被带电粒子击中, 在簇射计数器中的能量响应小于 0.5 GeV .
 - 另外一条径迹必须是电子. 当动量 $p_e \leq 0.6 \text{ GeV}/c$ 时, 由主漂移室的 dE/dx 来辨别. 当 $p_e \geq 0.7 \text{ GeV}/c$ 时, 由簇射计数器中的能量响应 E_{ic} 辨别, 要求 $E_{\text{ic}} > 0.6 \text{ GeV}$. 当 $0.6 \text{ GeV}/c < p_e < 0.7 \text{ GeV}/c$ 时, 要求 dE/dx 和 E_{ic} 均辨别为电子 ($E_{\text{ic}} > 0.55 \text{ GeV}$).
- 利用 Monte Carlo 方法, 得到这种筛选方法的效率为 $\sim 14.3\%$. 用上述条件在没有 $\tau^+\tau^-$ 的 J/ψ 事例中筛选, 得出对本底的排斥率为 1.4×10^{-4} . 图 4 是满足上述选择条件典型的 $e\mu$ 事例.

3. 束流能量刻度和能散的测量

表 1 给出 J/ψ 及 ψ' 共振峰处质心能量值和相应的绝对能量值 (由 PDG90 得到). 设质心能量 W 和刻度后的质心能量 W_c 的关系为

$$W_c = aW + 2b, \quad (13)$$

系数 a, b 可由表中的值得得: $a = 0.9989$, $b = 1.467 \text{ MeV}$. 每个测量点的能量均由式 (13) 校正. 校正后的各点能量值如表 2 所示.

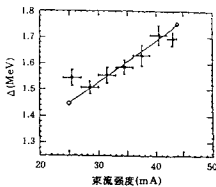
由式 (8) 可知, 束流能散 Δ_i 会影响 μ_i 的计算, 进而影响 m_τ 的数值, 是一个重要的参

表1 J/ψ 、 ψ' 的能量及 BEPC 扫描结果

	$W_s(\text{MeV})$ PDG90	$W(\text{MeV})$ BEPC	$\Delta(\text{MeV})$ BEPC
J/ψ	3096.93	3097.2 ± 0.2	1.1
ψ'	3686.00	3686.9 ± 0.2	1.4

表2 各测量点的能量值、亮度和 e^+e^- 事例数

测量点	能量 $E_s(\text{MeV})$	能量误差 $\Delta E(\text{MeV})$	积分亮度 $I(\text{nb}^{-1})$	e^+e^- 事例数 N_{ee}
1	1784.19	0.087	245.8	2
2	1780.99	0.028	248.9	1
3	1772.09	0.076	232.8	0
4	1776.57	0.032	323.0	0
5	1778.49	0.029	322.5	1
6	1775.95	0.034	296.9	0
7	1776.75	0.019	384.0	0
8	1776.98	0.056	360.8	1
9	1776.45	0.059	794.1	0
10	1776.62	0.054	1109.1	1
11	1799.51	0.070	499.7	5
12	1789.55	0.066	250.0	2

图5 由 ψ' 扫描得到的束流能散和流强的关系

数。它由 J/ψ 、 ψ' 的共振峰宽度求出。此外,束流能散与束流能量平方成正比,又与束流流强有线性关系。图5表示出这一关系。每个测量点上的能散均由该点的平均束流强度和能量来确定。

4. 亮度的测量

小角度亮度监测器给出每个测量点的积分亮度。小角度 Bhabha 事例率很高,亮度统计误差很小,为确定系统误差,比较了小角度 Bhabha 事例的在线数据和离线分析结

果, 又分析了大角度的 Bhabha 事例和由此得到积分亮度。几种方法得到彼此相符的亮度值, 也给出了系统误差的估计。

四、实验结果

将各能量点的能量 W_i , 相应的 $e\mu$ 事例数 N_i , 亮度值 I , 以及能散 Δ_i (表 2 所示) 代入式(10)。似然函数 L 是 τ 质量 m_τ 和效率 A 的函数, 研究表明它是一个光滑的二次曲面, 只有一个极大值。相应于这一极大值的 m_τ 和 A 就是要求的 τ 质量和探测效率, 如图 6 所示。当然, 把效率 A 做为一参数, 必须不随能量改变而变化。由 Monte Carlo 计算表明, A 基本上是常数。双参数拟合还同时得到 m_τ 和 A 的统计误差。

τ 质量测量的系统误差主要来源于能量 E_i 的不确定性。测量表明每个测量点的能量稳定性很好, 均小于 0.1 MeV。在整个测量过程中, 由 ϕ' 刻度值的变化估计出能量绝对值的不确定性为 ~ 0.18 MeV。此外, 能散、本底、效率的不确定性给 m_τ 带来的系统误差分别为 0.02 MeV、0.03 MeV 和 0.23 MeV。

最后得到 τ 的质量为:

$$1776.9^{+0.4}_{-0.5} \pm 0.2 \text{ MeV},$$

前一项误差是统计误差, 后一项是系统误差。

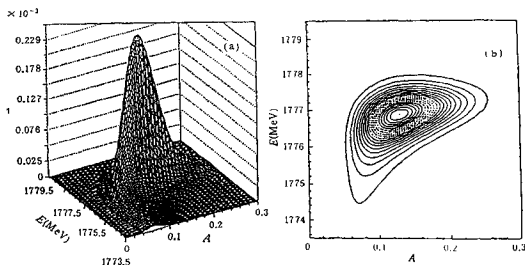


图 6 最大似然函数的双参数拟合曲面(a)及其投影(b)

这一结果不同于以前的实验测量值, 测量精度有了提高。图 1 给出这一质量下由理论计算出的 $Br(\tau \rightarrow e\nu, \nu_e)$ 和 τ_e 的预期值。与实验值比较, 不难看出, m_τ 的精确测定纠正了过去因为不准确的 m_τ 实验值带来的误差, 使 $Br(\tau \rightarrow e\nu, \nu_e)$ 及 τ_e 的理论预期值与实验值之间的差得到改善。虽然两者之间仍有近两倍标准偏差, 但我们认为, 善适性理论与实验不一致的根源不再是 τ 的质量。

此外, τ 轻子新的高精度质量值将会影响对 τ 中微子质量的测量。初步计算表明, 采用本实验给出的 m_τ 值, τ 中微子的质量上限将由 $35\text{MeV}^{[2]}$ 下降到 30MeV 。

参 考 文 献

- [1] DELCO collaboration P. R. L. 41(1978), 13.
SPEC collaboration P. L. 77B(1978), 331.
DASP collaboration P. L. 73B(1978), 109.
MARKII collaboration P. L. 109B (1982), 119.
- [2] Review of particle properties, P. L. B239(1990), 11, 2.
- [3] M. Voloshin, talk presented at 1989 SLAC Workshop on tau charm factory, SLAC-REP-343.
- [4] 王平, 在 τ 实验中的理论截面 (BES 内部报告, 1991), (Internal Report of BES, 1992).
- [5] E. A. Kuraev and V. S. Fadin, *Sov. J. Nucl. Phys.*, 41(1985), 466.
- [6] J. Jones, Likelihood Function Method in Tau Mass Experiment (Internal Report of BES, 1991).
- [7] M. H. Ye, Z. P. Zheng, *Proceedings of Lepton-Photon Conference (1989)*, 122.
- [8] 李金, τ 质量测量的实验方案 (BES 内部报告, 1991).
- [9] F. Pöter, The BES Strategy of Tau Mass Experiment (Internal Report of BES, 1991).
- [10] 廖纳丁·胡海, 马永红, 李玉山, 姜之进等, 事例选择, 本底的排斥, Monte Carlo 模拟和 τ 测量中 LFF 方法的应用 (内部报告 BES, 1992).

τ Mass Measurement at Beijing Electron Positron Collider (BEPC)

BES COLLABORATION

Bai Jingzhi, Chen Shaomin, Chen Shenjian, Chen Yaqing, Cheng Zhengdong, Cui Huachuan, Cui Xiangzong, Ding Huiliang, Du Zhizhen, Fang Cheng, Gao Meili, Gao Shuqi, Gao Wenxiu, Gao Yuanning, Gu Jianhui, Gu Shudi, Gu Weixin, Guo Yanan, Guo Yuyi, Han Ying, He Ju, Hu Guiyun, Hu Tao, Huang Deqiang, Huang Yinzhi, Jia Qiuping, Jiang Chunhua, Jiang Zhijin, Lai Yuanfen, Lang Pengfei, Li Fang, Li Jin, Li Peiqin, Li Qiming, Li Rubai, Li Wei, Li Weidong, Li Weiguo, Li Yushan, Lin Shuzi, Liu Huiaming, Liu Qi, Liu Rongguang, Liu Ye, Lü Jinguang, Ma Donghong, Ma Encheng, Ma Jimao, Mao Huishun, Mao Zepu, Meng Xiangcheng, Ni Huiling, Pan lingjun, Qi Nading, Que Youkun, Rong Gang, Shao Yuying, Shen Dingli, Sheng Huayi, Shi Huanzhang, Song Xiaofei, Sun Hansheng, Tong Guoliang, Wang Linzhou, Wang Man, Wang Peiliang, Wang Ping, Wang Taijie, Wang Yunyong, Wu Xidong, Xi De ming, Xia Xiaomi, Xie Peipei, Xie Xiaoxi, Xu Rongsheng, Xu Zhiqing, Xue Shengtian, Yan Jie, Yan Wuguang, Yang Changyou, Yang Chunmin, Yao Hongbin, Ye Minghan, Ye Shizhang, Yu Zhongqiang, Zhang Bing yun, Zhang Changchun, Zhang Dahua, Zhang Haoyun, Zhang Huiling, Zhang Jiawen, Zhang Liang sheng, Zhang Shaoqiang, Zhang Yu, Zhao Dixin, Zhao Meng, Zhao Pingde, Zhao Weiren, Zheng Jianping, Zheng Lisheng, Zheng Zipeng, Zhou Guangpu, Zhou Huashi, Zhou Li, Zhou Lin, Zhou Xiaofan, Zhou Yuehua, Zhu Qiming, Zhu Yucan, Zhu Yongsheng,

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)

J. COLLIER A. JOHNSON J. SHANK S. WHITAKER R. WILSON
(*Boston University, U. S. A.*)

M. HATANAKA D. HITLIN L. JONES M. KEISLEY J. PANETTA F. PORTER
E. PRABHAKAR W. WISNIEWSKI
(*California Institute of Technology, U. S. A.*) (SSCLAB)

A. LANKFORD M. MANDELKERN J. SCHULTZ B. SCHMID A. SMITH
D. STOKER G. ZIOULAS
(*University of California, Irvine, U. S. A.*)

W. TOKI
(*Colorado State University, U. S. A.*)

O. BARDON R. COWAN M. FERRO J. QUIGLEY E. TORRENCE R. YAMAMOTO
(*Massachusetts Institute of Technology, U. S. A.*)

R. BECKER-SZENDY W. DUNWOODIE H. MARSHKE E. SODERSTROM J. SYNODINOS
(*Stanford Linear Accelerator Center, U. S. A.*)

J. CAMPBELL J. M. IZEN B. LOWERY
(*University of Texas, Dallas, U. S. A.*)

T. BURNETT
(*University of Washington, Seattle, U. S. A.*)

ABSTRACT

The τ lepton mass was measured with data taken by the BES detector at BEPC collider at Institute of High Energy Physics in Beijing. Approximately 5000 nb^{-1} luminosity was accumulated. Pairs of τ lepton produced near the threshold have been studied in $e\mu$ final states. The likelihood method was used for both of predicting a series of experimental energy and data fitting. The measurement yields the τ mass to be $1776.9^{+0.4}_{-0.5} \pm 0.2 \text{ MeV}$.