

双光子过程 μ 子对末态的最新测量¹⁾

张 长 春

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文给出了双光子过程 μ 子对末态在 Mark J 探测器上的最新测量结果。在 e^+e^- 对撞能量 \sqrt{S} 自 14 至 46.78 GeV 的范围内, 实验数据同完全的 α^4 级量子电动力学 (QED) 计算作了比较。这种比较包括无标记、单标记和双标记事例, 因而覆盖了一个很宽的四动量传递范围。实验还测量了在双光子过程中 μ 子前后向电荷不对称性, 并且同 QED 预言作了比较。

一、引 言

在 e^+e^- 对撞能量 $\sqrt{S} = 35\text{GeV}$ 下, 利用双光子过程

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^- \quad (1)$$

检验 QED (α^4 级) 的实验结果以前已有报道^[1,2,3]。在 $\sqrt{S} > 40\text{GeV}$ 的更高能量下, 对这个过程的研究仍然是十分有兴趣的, 其原因在于:

1. 在更大的 $M_{\mu\mu}$ 、 Q^2 和 P_T 值范围检验 QED

PETRA 对撞机达到目前世界上最高的 e^+e^- 对撞能量 $\sqrt{S} = 46.78\text{GeV}$ 。在 $\sqrt{S} > 40\text{GeV}$ 范围, 实验收集了大量积分亮度的数据。这样, 就有可能在大 μ 子对不变质量、大四动量传递和 μ 子横动量下检验 QED (α^4 级)。又因积累了较多的单标记和双标记事例, 从而能同最新发展的、完全的 α^4 级 QED 蒙特卡罗计算进行比较。

2. 寻找新粒子

$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ 过程在实验上可以较好地测量, 同时 QED 理论可以作出精确的计算。在 QED 预言之外任何出超的存在都将意味着新粒子的产生。这就是说, 在 $\gamma\gamma$ 碰撞中产生电荷宇称 $c = +1$ 的新态 x , x 态又衰变成 μ 子对, 因而在 μ 子对不变质量分布中将观察到出超:

$$\gamma\gamma \rightarrow x \rightarrow \mu^+\mu^- \quad (2)$$

3. 双光子 μ 子对产生可以看成是双光子夸克对产生的原型反应。因此, $e^+e^- \mu^+\mu^-$ 末态

1) 本工作曾于 1985 年 6 月在意大利 Trieste 召开的检验弱电统一理论的国际会议上报告过。
本文 1986 年 2 月 25 日收到。

的
以中撞差光两成
动量
求
进
测
E
国

的测量将为 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$ 过程的研究提供重要和基本的信息^[4]。

二、数据收集和事例选择

在 Mark J 探测器中观察到的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ 事例包括两条最小电离径迹, 还可以带有一至两个高能电磁簇射。 μ 子由它在内漂移室中的径迹重建和在时间飞行计数器中的触发加以识别。 为了剔除宇宙线 μ 子, 要求满足以下条件: (1) μ 子产生点落在对撞顶点附近, 沿束流方向 $\pm 5\text{cm}$ 范围之内。 (2) 两个 μ 子在飞行时间计数器中触发时间差 $\Delta T \leq 4$ 毫微秒。 对于单光子过程产生的 μ 子, 动量分布峰值出现在束流能量处, 而双光子过程产生的 μ 子动量却远低于束流能量, 因此, 选择不同动量范围的 μ 子很容易把这两种过程产生的 μ 子事例区分开来。

按照被观察到的粒子是 $\mu\mu$ 、 $e\mu\mu$ 和 $ee\mu\mu$, 将探测到的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ 事例分成三类。 这三类事例的选择条件分别归纳如下。

1. $\mu\mu$ 被观察到的事例(无标记)

两个 μ 子穿过磁铁, 击中时间飞行计数器。 至少一个 μ 子到达外漂移室, 且 μ 子横向动量 $P_t > 1.5\text{GeV}$ 。 每个 μ 子动量 $P < 0.5E_{beam}$ 。 这里, E_{beam} 是人射束流能量。 在电磁量能器中事例的能量沉积 $E_{cm} < 0.2E_{beam}$ 。

2. $e\mu\mu$ 被观察到的事例(单标记)

μ 子选择条件同情况 1, 但是至少一个 μ 子动量 $P < 0.5E_{beam}$ 。 $E_{cm} > 0.2E_{beam}$ 。 要求在漂移管和电磁量能器中找到的径迹位置相互匹配, 以便去掉 $\gamma\mu\mu$ 事例。 总动量不平衡满足条件

$$\Delta P = |p_c + p_{\mu_1} + p_{\mu_2}| > 0.25E_{beam} \quad (3)$$

进一步减少 $\gamma\mu\mu$ 事例, 这部分背景事例是由于电子识别的模糊性而漏入的, 例如, 顶点探测器的死角, γ 光子转换成电子对形成漂移管径迹等等。

3. $ee\mu$ 和 $ee\mu\mu$ 被观察到的事例(双标记)

至少一个 μ 子穿透磁铁, 击中时间飞行计数器, 且 μ 子动量 $P > 1.5\text{GeV}$ 。 $E_{cm} > 0.2E_{beam}$ 。 在电磁量能器中找到两条高能径迹, 至少一条径迹被确认为电子。

我们分析了 Mark J 在近三年中收集到的全部数据。 在不同 e^+e^- 对撞能量 \sqrt{s} 范

表 1 本文分析中使用的 Mark J 数据度表

\sqrt{s} GeV	14	20—30	30—40	40—46.78
积分亮度 pb^{-1}	1.6	3.8	78.4	29.2

探测器收集到的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ 事例数见表 2 要求 μ 子出射角在 $|\cos\theta_\mu| < 0.87$.

表 2 Mark J 实验收集的 $ee \rightarrow ee\mu\mu$ 事例数

种 类	$\mu\mu$	$e\mu\mu$	$ee\mu & ee\mu\mu$
事 例 数	3932	299	46

定义入射电子和出射电子之间的四动量传递的平方为

$$Q^2 = |P_{e,入射} - P_{e,出射}|^2 \quad (4)$$

假如出射电子相对于束流方向具有较大的偏转角(极角),从而被标记探测器(如 Mark J 实验中的电磁量能器)记录到,那么,传递给离壳光子的四动量可以测定.借助 QED 蒙特卡罗方法,对 $\mu\mu$ 、 $e\mu\mu$ 和 $ee\mu\mu$ 被观察到的三类事例中,平均四动量传递 $\langle Q^2 \rangle$, Q^2 作了计算,结果见表 3. 计算包括了探测器的模拟.

表 3 在 $ee \rightarrow ee\mu\mu$ 测量中的平均四动量传递 $\langle Q^2 \rangle$

种 类	$\langle Q^2 \rangle$ GeV ²	
	$\sqrt{s} = 35\text{GeV}$	$\sqrt{s} = 44\text{GeV}$
$\mu\mu$	0.72	0.99
$e\mu\mu$	30	42
$ee\mu + ee\mu\mu$	92	166

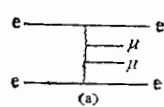
按照 QED 理论,我们模拟产生了 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $\tau^+\tau^-\gamma$ 和 $e^+e^- \tau^+\tau^-$ 事例,研究了这些事例对 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ 分析可能造成的背景.结果表明, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $\tau^+\tau^-\gamma$ 和 $e^+e^- \tau^+\tau^-$ 过程对于 $e^+e^- \mu^+\mu^-$ 末态测量的背景贡献很小,可以忽略(见表 4). 来自这些过程的背景贡献,在后面给出的实验分布中已被扣除.

表 4 在 $ee \rightarrow ee\mu\mu$ 测量中的背景

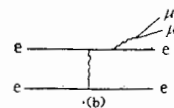
\sqrt{s}	35GeV	44GeV	注
背 景	2.4%	1.8%	无标记情形
	1.1%	0.8%	单标记情形

三、QED 蒙特卡罗计算

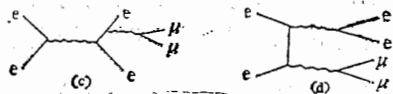
在完全的 α^4 级 QED 计算中, $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ 过程包括四组 Feynman 图:



(a) 两个 multiperipheral 图



(b) 四个 bremsstrahlung 图



(c) 四个 conversion 图 (d) 两个 annihilation 图

我们使用了一个完全的 α^4 级 QED 蒙特卡罗程序(简称 B.D.K)^[6], 产生 $ee \rightarrow ee\mu\mu$ 事例, 然后在 Mark J 探测器中作了模拟输运. 在 α^4 级 Feynman 图之间的所有干涉项贡献都已包括在 B. D. K. 计算中. 估计为 1% 水平的更高级辐射修正没有包括在内^[7].

四、实验结果

1. 总截面

由 Mark J 探测器观察到的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ 截面作为 \sqrt{s} 的函数, 按照无标记和有标件事例两种情况, 在图 1 中分别画出. 图中标出了实验测量的统计误差. 系统误差包括束流亮度和探测器接受度的测量误差, 总计约为 4%.

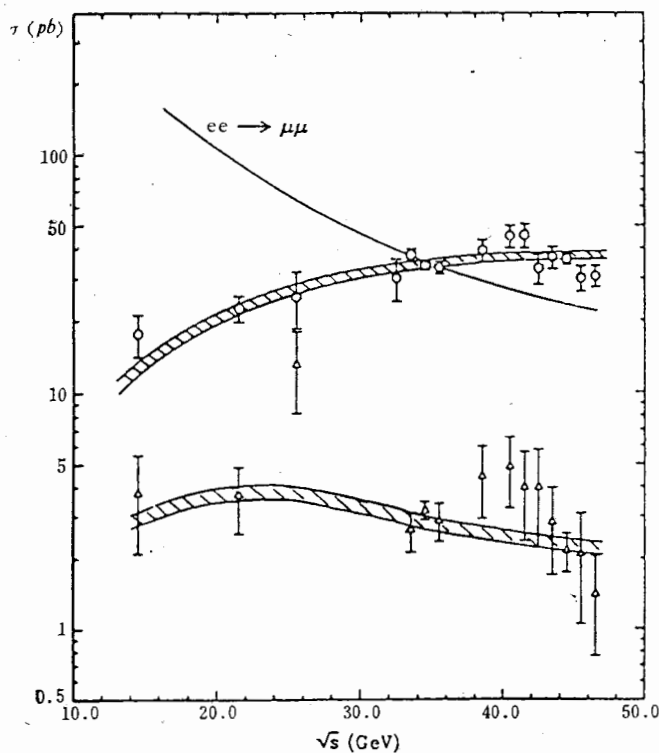


图 1 在 Mark J 探测器上观察到的双光子 μ 子对产生过程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ 的截面. \sqrt{s} 是 e^+e^- 对撞能量, 截面以 \sqrt{s} 的函数形式给出. \circ 为无标记情况的截面 $\sigma(\mu\mu)$; \triangle 为标记情况的截面 $\sigma(e\mu\mu + e\mu\mu)$. 阴影部分为 QED 蒙特卡罗预言

当 \sqrt{S} 从 14GeV 增到 46.78GeV 时,无标记情况的截面 $\sigma(\mu\mu)$ 随 \sqrt{S} 对数上升,而单标记情况的截面 $\sigma(e\mu\mu)$ 缓慢下降. 图 1 中同时也绘出了单光子过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的截面. 我们看到,在 $\sqrt{S} = 35\text{GeV}$ 处,单光子和双光子过程 μ 子对产生的实验截面近似相等. 应当提到的是,这里的截面包括了探测器的接受度效应. 我们的截面测量值同 QED 预言很好地符合.

2. 横动量行为

考虑深度非弹性电磁散射过程

$$a + b \rightarrow c + \text{其他} \quad (5)$$

按照硬散射模型^[6], 当 c 粒子的横动量 P_T 很大时, P_T 遵从幂规律 P_T^{-B} , 且 B 接近于 4. 这里,要求 a, b 和 c 为类点粒子. 在双光子 μ 子对产生过程中, 测量出射 μ 子对于横动量 P_T 的微分截面 $d\sigma/dP_T^2$, 能够检验这个硬散射模型的正确性. 人们预期, 这个微分截面分布应类似于在 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$ 中产生的夸克横动量分布^[4].

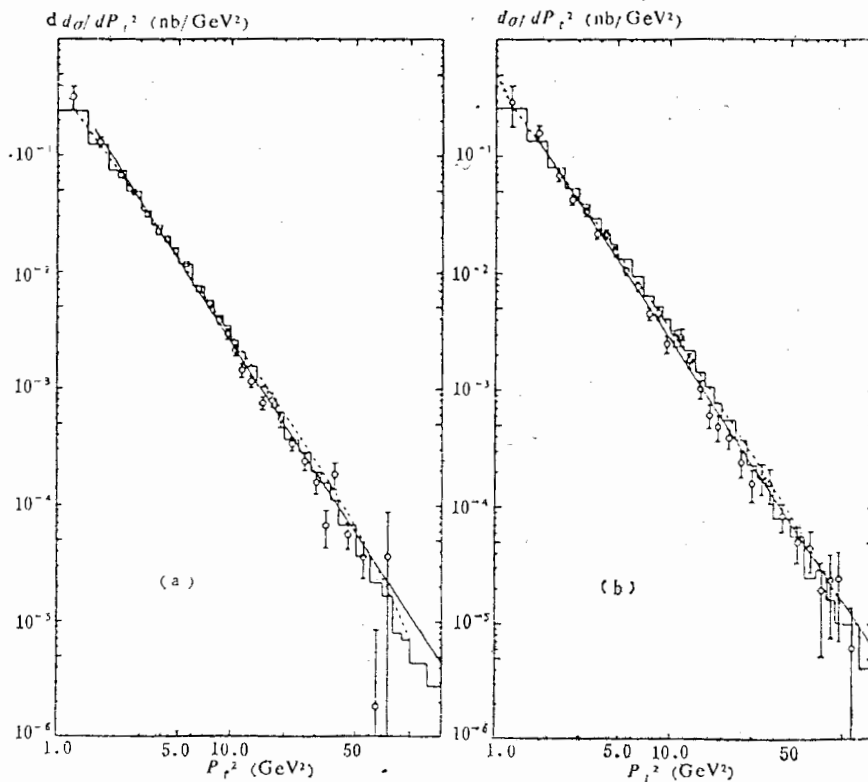


图 2 双光子 μ 子对产生过程中, 对于 μ 子对横动量平方的微分截面分布. \square 是实验数据点; 实曲线是幂规律 $d\sigma/dP_T^2 = A \cdot P_T^{-B}$ 的最佳拟合; 虚线表示双等效光子近似的计算结果; 直方图是 QED 蒙特卡罗预言.

(a) $40 > \sqrt{S} > 30 \text{ GeV}$; (b) $46.78 > \sqrt{S} > 40 \text{ GeV}$

从 QED 蒙特卡罗计算找出不同 P_{\perp} 区间中探测器接受度修正量, 且对实验点逐点地作接受度修正. 图 2 分别对 $30 < \sqrt{S} < 40$ GeV 和 $40 < \sqrt{S} < 46.78$ GeV 能量范围, 给出了测定的微分截面 $d\sigma/dP_{\perp}^2$. P_{\perp} 是 μ 子相对于束流轴的横动量. 实验结果表明, P_{\perp} 的横动量服从幂规律

$$d\sigma/dP_{\perp}^2 = A \cdot P_{\perp}^{-B}. \quad (6)$$

对于满足 $|\cos\theta_{\mu}| < 0.87$ 和 $P_{\perp}^2 > 2\text{GeV}^2$ 条件的无标记者例, 实验找到的最佳拟合参量值见图 3. 当平均 $\langle\sqrt{S}\rangle = 44$ GeV 时, $B = 4.5 \pm 0.2$. 参量 B 的 QED 预言值也在图 3 中画出. 在实验误差范围内, B 的 QED 预言值同实验测量值很好地一致. B 值依赖于对撞能量 \sqrt{S} . 在低 \sqrt{S} 处, B 大于 4, 且随着 \sqrt{S} 的增大, B 逐渐趋近于 4. 图 2 和图 3 表明, 双光子过程中产生的 μ 子横动量行为可以用 α^4 级 QED 计算加以描述.

在无标记者例中, 光子可以看成是准实的 (quasi-real). 因此, 双等效光子近似理论 (DEPA) 是适用的^[9]. 正如从图 2 看到的, 对于 $\langle\sqrt{S}\rangle = 35$ 和 44 GeV 能量下的无标记情况, DEPA 理论曲线很好地描述了实验数据.

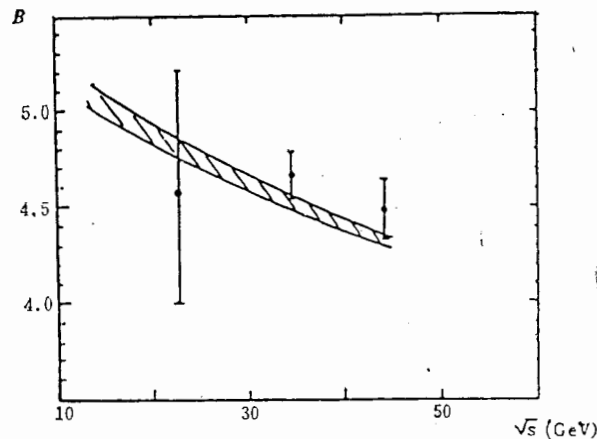


图 3 对于无标记者例, 幂规律 $d\sigma/dP_{\perp}^2 = AP_{\perp}^{-B}$ 中 B 参量的最佳拟合值随 \sqrt{S} 的变化. $|\cos\theta_{\mu}| < 0.87$, $P_{\perp}^2 > 2\text{GeV}^2$. P_{\perp} 是 μ 子相对于束流线的横动量. $\bar{\square}$ 是实验点; 阴影部分为 α^4 级 QED 预言

3. Q^2 和 x 分布

在标记者例中, 出射电子的能量 E_e 和散射角 θ_e 被测定, 因此, 离壳光子的质量可按以下公式计算

$$Q^2 = 2E_{beam} \cdot E_e \cdot (1 - \cos\theta_e). \quad (7)$$

标度变量 x 定义为

$$x = Q^2 / (Q^2 + M_{\mu\mu}^2). \quad (8)$$

μ 子对不变质量 $M_{\mu\mu}$ 能被测定, 因此, x 也可以算出. 我们分别对单标记和双标记者例

画出了 Q^2 分布, 还画出了单标记者事例的 x 分布 (见图 4 和 5). 实验数据再次同 QED 蒙特卡罗预言很好地一致. 在 $x > 0.9$ 范围, 我们没有看到实验事例数的出超, 因为我们使用了完全的 α' 级 QED 计算, 其中包括四个 bremsstrahlung 图的贡献. PLUTO 和 PEP-9 组在他们的 $M_{\mu\mu}$ 或 x 分布^[2] 中分别观察到了事例数的出超, 这个出超可以用 bremsstrahlung 图的贡献加以解释.

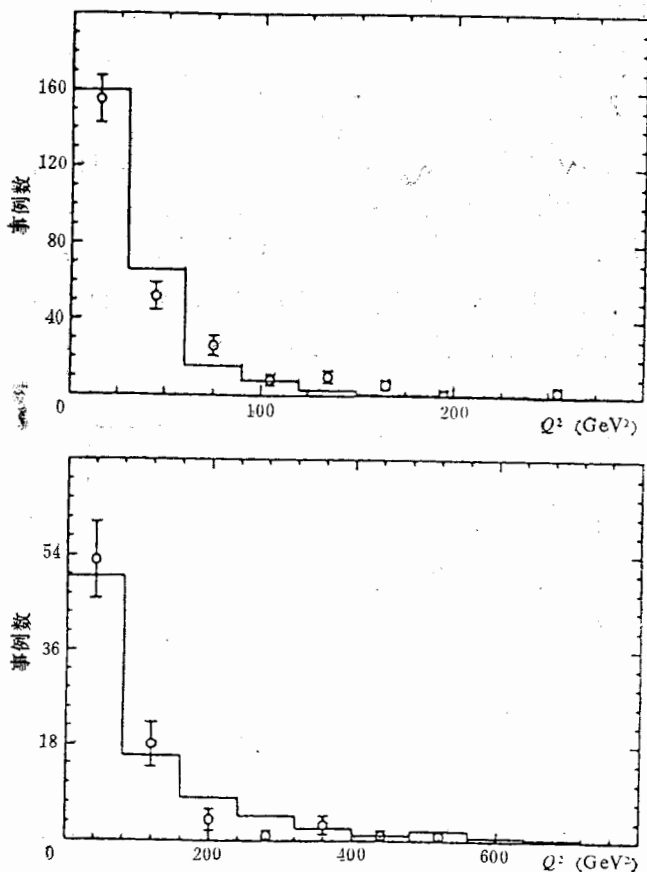


图 4 在单标记和双标记情况下, 出射与入射电子之间的四动量传递 Q^2 分布. e^+e^- 对撞能量在 $46.78 > \sqrt{s} > 30$ GeV 范围.

\bar{x} 为实验点; 直方图代表 QED 蒙特卡罗预言.

(a) 单标记情况; (b) 双标记情况

4. μ 子对不变质量

图 6 和图 7 分别给出了双光子过程中 μ 子对不变质量在无标记和单标记情况下的分布. 当 μ 子动量 $P_{\mu} = 7$ GeV 时, Mark J 探测器对于 μ 子对不变质量的分辨力为 15%. 这个结果是从单光子过程 μ 子测量中算出来的. 在事例数统计较高的 $M_{\mu\mu} < 10$ GeV/ c^2 范围, 从我们的 $M_{\mu\mu}$ 分布找不到任何迹象表明存在一种电荷宇称 $c = 1$ 的新态 (衰变成 μ 子对). $M_{\mu\mu}$ 分布在两种情况下, 都同 QED 预言很好地符合.

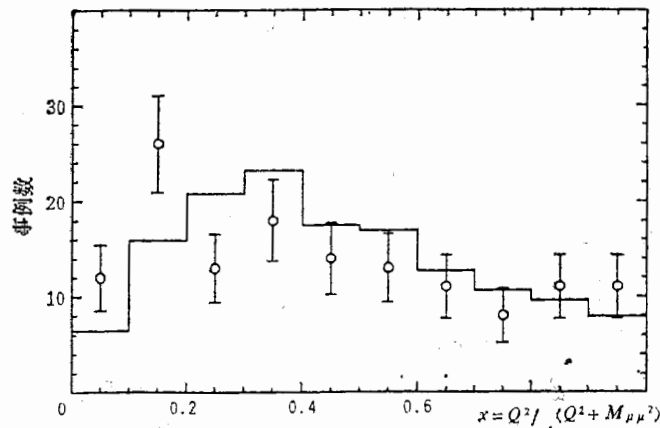


图 5. 在单标记事例中标度变量 x 分布. $46.78 > \sqrt{s} > 30 \text{ GeV}$.
 \circ 是实验点; 直方图代表 QED 蒙特卡罗预言

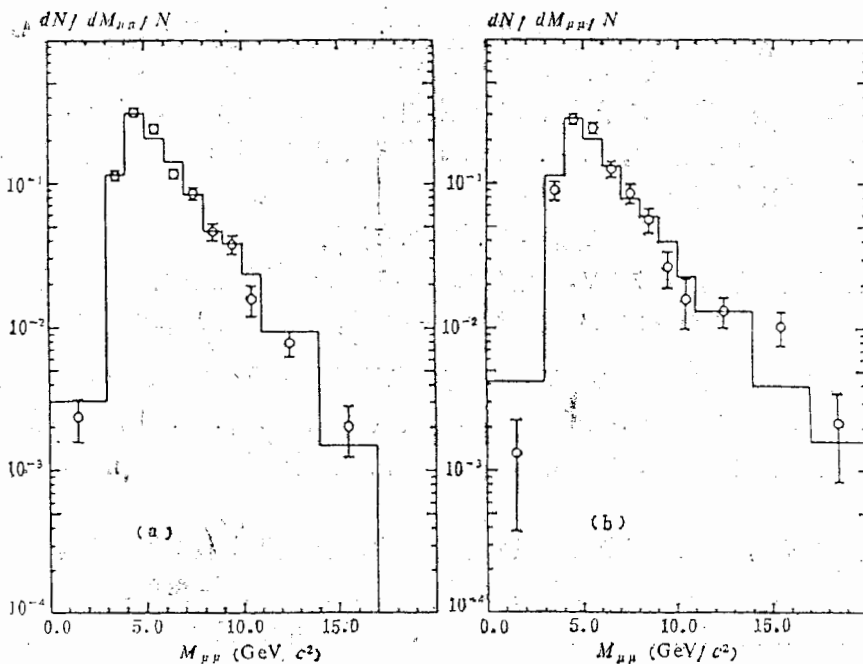


图 6 在无标记情况下, 双光子过程 μ 子对不变质量分布. \circ 是实验数据点; 直方图代表 QED 蒙特卡罗预言. (a) $40 > \sqrt{s} > 30 \text{ GeV}$; (b) $46.78 > \sqrt{s} > 40 \text{ GeV}$

5. μ 子的电荷不对称性

按照 QED 理论, 双光子过程中 μ 子对产生绝大部分由 multiperipheral 图(电荷宇称 $c = +1$)所贡献, 约 1% 量级的贡献来自 bremsstrahlung 图(电荷宇称 $c = -1$). 这两类 Feynman 图之间的干涉, 会造成 μ 子电荷的很小的不对称性. μ 子电荷不对称性可以定义为

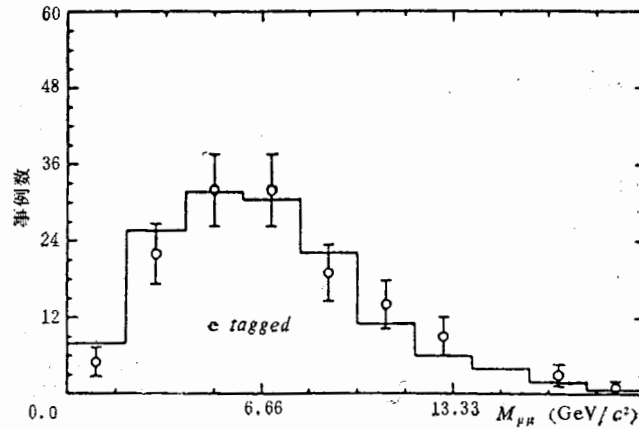


图 7 在单标记情况下, 双光子过程 μ 子对不变质量分布.

$46.78 > \sqrt{s} > 30 \text{ GeV}$. \bar{x} 是实验点; 直方图为 QED 预言

$$A_{\text{sym}} = \frac{N(\mu^-, f) + N(\mu^+, b) - N(\mu^-, b) - N(\mu^+, f)}{N(\mu^-, f) + N(\mu^+, b) + N(\mu^-, b) + N(\mu^+, f)} \quad (9)$$

这里 $N(\mu^-, f)$ 是朝前的 μ^- 子数目 (e^- 入射方向定义为朝前方向), $N(\mu^-, b)$ 是朝后的 μ^- 子数目, 以此类推. 最近, F. A. Berends 等人采用完全的 α^4 级 QED 蒙特卡罗程序 (简称 B. D. K.), 算得^[6]

$$A_{\text{sym}} = (0.81 \pm 0.05)\%. \quad (10)$$

这里, 他们假定: $E_{\text{beam}} = 17 \text{ GeV}$, $M_{\text{in}}(M_{\mu\mu}^2) = 1 \text{ GeV}^2$, 两个出射电子的能量和角度 $E_{e^+} > 3.6 \text{ GeV}$, $8.02^\circ < \theta_{e^+} < 20.64^\circ$, $0^\circ < \theta_{e^-} < 5^\circ$, 出射 μ 子 $|\cos\theta_\mu| < 0.92$.

从实验收集到的 $\sqrt{s} > 30 \text{ GeV}$ 的所有双光子过程 μ 子对事例, 分别对无标记和单标记两种情况, 我们计算了 μ 子电荷不对称性. 我们用 B. D. K. 程序产生的事例, 在 Mark J 探测器中模拟输运, 然后算出 QED 理论对这个不对称性的预期值. 结果见表 5.

A_{sym}^+ 和 A_{sym}^- 表示在正负磁场极性下测到的 μ 子电荷不对称性. A_{sym}^\pm 明显地偏离于零值, 这是由于在不同极性磁场中, 带电 μ 子接受度是不一样的. 在 Mark J 实验中, 两种磁场极性下收集的积分亮度近似相等, 因此这种磁场极性效应可以在平均不对称性

$$A_{\text{sym}} = (A_{\text{sym}}^+ + A_{\text{sym}}^-)/2 \quad (11)$$

的计算中相互抵消.

从表 5 中看到, 无标记事例中 μ 子电荷不对称性接近于零, 这个测量结果同 QED 蒙特卡罗计算值一致. 而对于单标记事例, μ 子电荷不对称性测到为 $(9.8 \pm 4.5)\%$, 这个结果在 QED 蒙特卡罗预言值 $(0.5 \pm 2.1)\%$ 的两倍标准偏差之外. 我们把满足 μ 子对和束流线之间非共面角 $A_{\text{cop}} > 25^\circ$ 和 μ 子对总横动量 $P_T(\mu\mu)/E_{\text{beam}} > 0.1$ 条件的无标记事例挑选出来. 这些事例的一个电子出射角落在 $5^\circ < \theta_e < 10^\circ$ 范围, 因而没被标记探测器观察到. 利用这些“标记”事例, 算得

$$A_{sym} = (-1.8 \pm 4.7)\% \quad \text{实验结果}$$

$$A_{sym} = (-0.4 \pm 1.9)\% \quad \text{QED 计算}$$

对于 $\sqrt{S} = 35$ 和 44 GeV, 这些事例的平均 $Q^2 = 5.3$ 和 8 GeV².

表 5 对无标记和单标记事例, μ 子电荷不对称性测量结果和 QED 蒙特卡罗预言的比较

事例分类		A_{sym}^+ %	A_{sym}^- %	A_{sym} %
无标记	实验	17.6 ± 1.6	-18.3 ± 1.7	-0.4 ± 1.2
	QED	19.8 ± 0.7	-20.5 ± 0.7	-0.4 ± 0.5
单标记	实验	15.0 ± 5.8	4.6 ± 6.8	9.8 ± 4.5
	QED	7.0 ± 3.0	-6.1 ± 3.0	0.5 ± 2.1

CELLO 组曾经提到, 在他们的 $ee\mu\mu$ 和 $eeee$ 末态中测到了正的电荷不对称性^[2], 但是他们没有发表测量值. 在他们的单标记情况下, 平均 Q^2 是 9.5 GeV². PLUTO 组观察到的单标记事例中, 95% 具有平均 $Q^2 = 0.5$ 或 5 GeV². 他们的测量给出^[2]

$$A_{sym} = (1 + 3)\% \quad \text{实验结果}$$

$$A_{sym} = (2 + 1)\% \quad \text{QED 计算}$$

上述结果给人一种启示: 双光子过程中 μ 子电荷不对称性很可能仅在大 Q^2 四动量传递情况下存在, 而在小 Q^2 下是不存在的.

6. 新粒子的寻找

我们试图在双标记事例的 y 分布中, 寻找在大 y 范围可能存在的出超. 变量 y 定义为

$$y = M_{in}(M_{l+l-})/E_{beam}. \quad (12)$$

这里 $M_{in}(M_{l+l-})$ 是电子对不变质量 $M_{e^+e^-}$ 和 μ 子对不变质量 $M_{\mu\mu}$ 中的小者. 在 CELLO^[10], Mark J 和 JADE^[10] 的 y 量分布中所使用的大角度双标记事例的选择条件列在表 6 中.

表 6 大角度双标记事例的选择条件

项 目	CELLO	Mark J	JADE
Lumi pb ⁻¹	32.6	113.0	94.0
$ \cos(\vartheta_e) $	< 0.92	< 0.94	< 0.955
P_e	> 1.0 GeV	$> 0.2 * E_{beam}$	$> E_{beam}/3$
$ \cos(\vartheta_\mu) $	< 0.92	< 0.87	< 0.966
$P(\mu)$	> 1.0 GeV	> 1.5 GeV	> 1 GeV
$M(l+l-)$	> 1 GeV	> 1 GeV	—

在 Mark J 实验观察到的双标记事例中, 有 9 个事例满足上述选择条件, 而 QED 蒙特卡罗计算给出的预期值为 6.4. y 量分布见图 8(a). 对于 $y > 0.4$ 范围, 实验测到 2 个事例, 同 QED 预期值 1.2 很好地一致. 因此, 我们的测量表明, 在 $y > 0.4$ 范围没有出超存在. JADE 组的结果是: 在整个 $1 > y > 0$ 区域, $eeee$ 和 $ee\mu\mu$ 末态的 y 量实验

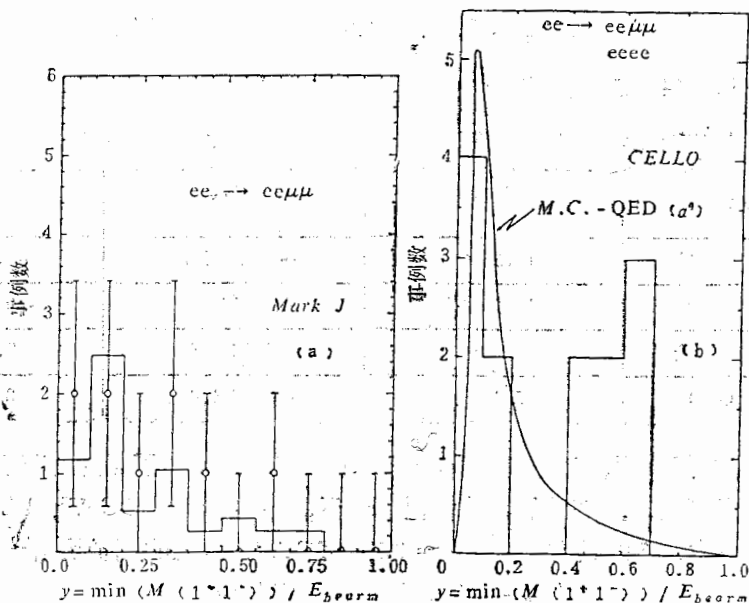


图 8 在 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ 和 $e^+e^-e^+e^-$ 过程中, 四个末态轻子都观察到的事例的 y 量分布. (a) Mark J 组: \bar{x} 是实验点, 直方图代表 QED 预期值. (b) CELLO 组: 直方图代表实验结果, 实曲线为 QED 预言

分布都同 QED 预期一致.

CELLO 组的 y 量分布在图 8(b) 中给出. 可以看到, 在他们的 13 个 $ee\mu\mu$ 事例中, 有 7 个事例落在 $y > 0.4$ 区域, 然而 QED 预期值是 1.2. 因此, 他们认为, 在 $y > 0.4$ 区域观察到出超. 因 QED 预期值的统计涨落造成这一出超的可能性是 0.2%. 虽然 Mark J 组收集的积分亮度是 CELLO 组的 3.5 倍, 但是我们并没有观察到这一反常出超.

五、结 论

1. 我们的研究表明: 在 $\sqrt{s} = 14$ 到 46.78 GeV、平均四动量传递 $Q^2 = 0.7$ 到 166 GeV² 的很宽范围内, 完全的 α^4 级 QED 理论计算 (B. D. K) 很好地描述了双光子 μ 子对产生过程.

2. 微分截面 $d\sigma/dP_i^2$ 满足幂规律 $A \cdot P_i^{-B}$, 且在平均 $\langle \sqrt{s} \rangle = 44$ GeV 时, 实验找到 $B = 4.5 \pm 0.2$.

3. 在单标记事例中, μ 子电荷不对称性的实验测量值为 $(9.8 \pm 4.5)\%$, 而 QED 蒙特卡罗预期值为 $(0.5 \pm 2.1)\%$. 平均四动量传递 $Q^2 = 30$ 和 42 GeV², 分别相应于 $\sqrt{s} = 35$ 和 44 GeV.

4. 在双标记事例的 y 量分布中, 我们在 $y > 0.4$ 区没有观察到反常出超, 这个结果同 CELLO 组测量不一致.

我十分感谢丁肇中教授对我在西德对撞中心 DESY 工作期间所给予的宝贵支持与鼓励。陈敏、A. Böhm、R. Rau 和 G. Weber 等教授对本文提出了许多有益的建议。杨炳忻在蒙特卡罗事例的产生方面提供了经验。谨向他们致以诚挚的谢意。

参 考 文 献

- [1] H. J. Behrend et al., *Z. Phys.*, C16(1983), 301; W. Bartel et al., *Phys. Lett.*, 108B (1982), 160 and DESY 83—035; B. Adeva et al., *Phys. Rev. Lett.*, 48(1982), 1701; E. Fernandez et al., *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 1238.
- [2] B. Adeva et al., *Phys. Rev. Lett.*, 48(1982), 721; H. -J. Behrend et al., *Phys. Lett.*, 126B (1983), 384; Ch. Berger et al., DESY 84—098 (1984); M. P. Cain et al., *Phys. Lett.*, 147B (1984), 232.
- [3] M. Pohl. 5th Int. Workshop on Photon-Photon Collision. Aachen. April 1983; DESY 83—047 (1983).
- [4] H. J. Behrend et al., *Phys. Lett.*, 123B(1983), 127; W. Bartel et al., *Z. Phys.*, C24(1984), 231; M. Althoff et al., *Phys. Lett.*, 138B(1984), 219; Ch. Berger et al., *Phys. Lett.*, 142B (1984), 111
- [5] D. P. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979) 1915; D. P. Barber et al., *Phys. Rep.*, 63(1980), 337; B. Adeva et al., *Phys. Rep.*, 109(1984), 131.
- [6] F. A. Berends et al., *Nucl. Phys.*, B253(1985), 441; R. Kleiss et al., *Nucl. Phys.*, B241 (1984), 61; For other QED calculations also see: J. A. M. Vermaseren et al., *Nucl. Phys.*, B229(1983), 347.
- [7] F. A. Berends et al., *Nucl. Phys.*, B253(1985), 421; W. L. Van Neerven et al., *Nucl. Phys.*, B 238(1984), 73.
- [8] S. J. Brodsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 672; K. Kajantie and P. raito *Nucl. Phys.*, B 159(1979), 528.
- [9] A. Coureau, CAL 82/19(1982); J. H. Field, *Nucl. Phys.*, B168(1980), 477; Ch. Berger and J. H. Field, *Nucl. Phys.*, B187 (1981), 585.
- [10] H. -J. Behrend et al., DESY84/103 (1984); JADE Internal report (unpublished).

RECENT MEASUREMENTS OF TWO PHOTON MUON PAIR PROCESS FROM MARK J

ZHANG CHANG-CHEN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The recent results from Mark J on two photon muon pair production with \sqrt{s} from 14 to 46.78 GeV are presented, and compared with the complete α^4 QED calculation in a large range of \sqrt{s} and four momentum transfer, including untagged, single and double tagged events. The forward-backward charge asymmetry of muons produced in the two photon process is also compared to the QED prediction.