在 Petra 对撞机上进行的强子事例研究*

Mark-J 合作组**

摘 要

我们采用在 PETRA 对撞机上运行的 MARK-J 探测器所获取的 $e^+e^- \rightarrow$ 强子事例,测量了能量直到 46.78GeV 的强子产生截面。

我们可以排除在 46.5GeV 以下,带 $\frac{2}{3}e$ 电荷的“顶”夸克(t)产生的可能性,并测得了 $t\bar{t}$ 系统的宽度 $B_h \cdot \Gamma_{ee}$ 在 95% 置信水平下的值小于 3keV。

对几个奇特的非遍举 μ 子事例进行了讨论。

一、引 言

DESY 实验室的电子-正电子对撞机 Petra 于 1984 年 8 月达到了其最高质心系能量 46.78GeV。在本文中,Mark-J 合作组报告在最高能区 $39.79\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.78\text{GeV}$ 内,强子产生的实验结果^[1]。目前,标准电弱模型^[2]与量子色动力学^[3](QCD)已在描述电磁、弱、强相互作用方面取得了巨大的成功,但上述理论还有一项预言^[4],即存在具有 $+\frac{2}{3}e$ (e 为电子电荷)的第六个夸克(顶夸克),还没有在实验上得到证实。第六个夸克一旦被观测到就填满了夸克的假设中的第三个家族^[5]。

关于马克-杰探测器本身以及分析过程的一般描述请看参考文献 [1a]。

二、数据的收集与分析

采取了几种触发方式来启动数据收集步骤。强子事例的触发条件是要有几个探测器层被

本文 1986 年 3 月 7 日收到。

* 本文由张良生译;唐孝威校。

** 本文作者: B. Adeva, S. Ansari, U. Becker, R. Becker-Szendy, J. Berdugo, A. Boehm, J. G. Branson, J. D. Burger, M. Capell, M. Cerrada, C. C. Chang (张长春), Y. H. Chang (张元汉), H. S. Chen (陈和生), M. Chen (陈敏), M. L. Chen (陈美莉), M. Y. Chen (陈鸣远), E. Deffur, K. Deiters, M. Demarteau, M. Dhina, B. Z. Dong (董宝中), P. Duinker, H. S. Fesefeldt, D. Fong (方谨), M. Fukushima, L. Garrido, R. D. Han (韩荣典), D. Harting, G. Hertel, M. C. Ho (何孟嘉), D. Hueser, M. Hussain, M. M. Ilyas, D. Z. Jiang (蒋大真), M. Klein, W. Krenz, P. Kuijter, R. Leiste, Q. Z. Li (李其中), D. Linnhoefer, D. Luckey, E. J. Luit, H. Ma (马宏), C. Mana, M. A. Marquina, M. Martinez, G. G. G. Massaro, J. Mnich, K. Nadeem, H. Newman, W. D. Nowak, M. Nusbaumer, M. Pohl, F. P. Poschmann, R. R. Rau, S. Rodriguez, M. Rohde, J. A. Rubio, H. Rykaczewski, M. Sachwitz, J. Salicio, H. J. Schreiber, U. Schroeder, J. Schug, H. Stone, G. M. Swider, H. W. Tang (唐孝威), D. Teuchert, Samuel C. C. Ting (丁肇中), K. L. Tung (童国梁), H. Vogt, M. Q. Wang (王孟奇), M. White, H. G. Wu (吴宏工), S. X. Wu (吴守庠), M. F. Wyne, B. Wyslouch, B. X. Yang (杨炳新), X. Q. Yu (虞孝骥), L. S. Zhang (张良生), Z. H. Zhang (张振华), B. Zhou (周冰), R. Y. Zhu (朱人元)。

1) 文献 [5] 报道了一个作者们认为可能是由包含顶夸克的粒子衰变形成的示例。

击中,并且在时间上符合。巴巴触发 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$),则要求有两组在方位角上相反的计数器记录到能量沉积。上述这些触发又都引起“能量求和”运算,它给出量能器中总能量沉积的近似值以及能量平衡的信息。要求总能量沉积必须超过质心系能量的 20%。还有其它触发条件被用来选择含有 μ 子的事例以及能量沉积较低的事例。

被记录下来等待作“离线分析”的事例,将要经过三步筛选:第一步是用计算机程序按较宽的判选条件来剔除明显的本底,它包含简单的能量沉积下限以及能量平衡条件。这一步在限制本底方面比“在线判选”更有效,因为采用了精确度更高的探测器的几何条件及由脉冲幅度推算能量沉积的方法。第二步采用改进的刻度常数以及详细的事例重建方式,重新精确地确定击中点位置以及总能量沉积数值。在此同时,来自漂移管的位置信息被用于确定事例顶点,并给出电荷多重性的粗略估计。上述信息,连同电磁量能器中的能量沉积与强子量能器中的能量沉积的比值,被用来区分事例。事例可分为四组:1)多强子事例;2)巴巴事例;3)本底;4)模棱两可的事例。可以依据漂移管重建出径迹,再确定处于此径迹上的各个计数器,多强子事例及巴巴事例就可依据发生在这一串计数器中的能量沉积的形状判选出来。第三步是把模棱两可的事例作进一步分析:利用一个穿插动作的作图程序,使物理学家能够直接审视探测器图形、能量沉积式样以及带电粒子的径迹叠合到一起的图像。在这三个步骤平行地由两个不同的分析小组进行过以后,再对最后被挑选出来的事例逐个进行详细的比较,就可知道误差的大小,并定出不确定度及偏置。

由于依据脉冲幅度推算能量沉积所用的转换因子会随着时间缓慢地变化,所以对我们的探测器作了两步刻度。首先,在数据的在线收集过程中把穿过谱仪的宇宙线 μ 子同通常的 e^+e^- 对撞事例一起记录下来,因而谱仪中各计数器的转换因子随时间的缓慢变化,会在每隔 2—4 周作数据处理的同时被平均掉。作为第二步,用依据漂移管重建的 Bhabha 径迹来校正最里面三个计数器层的位置信息。这样,我们就得到了不受计数器特性随时间缓慢变化所影响的事例本身的特性¹⁾。

三、顶夸克的寻找

下述反应:

$$e^+e^- \rightarrow \text{强子} \quad (1)$$

常常被用于寻找顶夸克,它的截面由 R 这个量来表示,其定义为:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})}{\sigma(\text{点粒子})}, \quad (2)$$

此处 $\sigma(\text{点粒子}) = 4\pi\alpha^2/3S = 86.85/S \text{ nb} \cdot \text{GeV}^2$ 。 S 的单位为 GeV^2 。

我们按下列要求选择反应 (1) 式产生的事例^[6]:

- (a) 总的可见能量 E_{vis} , 高于质心系能量的 50%;
- (b) 在平行于束流及垂直于束流的方向上,测得的能量都须满足平衡条件: 不超过 E_{vis} 的 60%; 并且
- (c) 在探测器层状结构中发展的簇射的形状明显表明不是纯电磁过程的终态。

1) 吴宏工硕士论文,陈和生博士论文。

根据这些选择标准我们确定了,在 Petra 的整个能区,马克-杰探测器对于反应(1)的接受度是 80—85%,在任何能量值的不确定度约 1%。它原则上讲与能量及碎裂模型无关。

我们用 Monte Carlo 模拟计算,得 τ 衰变本底和 2γ 过程(双光子过程)本底

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{强子} + X, \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^- + \text{强子} \end{aligned} \quad (3)$$

的贡献分别为:

$$\Delta R_{\tau\tau} = 0.18, \quad \Delta R_{\gamma\gamma} = 0.05,$$

它们应与质心系能量无关。这些本底的贡献要被扣除掉。我们忽略了来自(Bhabha)事例的本底。对实测的本底所作的估算表明,它确与质心系能量无关。

1. 强子过程的截面 R

强子过程截面的值,是把观测到的事例总数对本底贡献与接受度进行修正,然后按亮度归一化得到的。此外,初态辐射效应也已被修正^[7],并得到无辐射效应的截面表达式。辐射效应的净效果是使事例总数在 20GeV 时增加 28% 和在 44GeV 时增加 35%,亮度则由巴巴事例总数确定。复盖到极角达 $|\cos\theta| \leq 0.98$ 的电磁量能器可以记录如下过程: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \gamma$, $\gamma\gamma$ 和 $\gamma\gamma\gamma$ 。巴巴事例的计数率与角分布同 QED 的预言^[1a]相符。我们的两个独立的分析小组推算得的亮度值相符至 3% 以内。

在特定的能量上,顶夸克与反顶夸克的束缚态(顶夸克偶素 Toponium, $t\bar{t}$) 应当出现。当质心系能量高于基态 1—2GeV 时^[8], 顶介子对 ($T^{\pm,0}$) 将会产生并且强子过程截面会上升^[9]。对于电荷为 $+\frac{2}{3}e$ 的顶夸克,当计入了 QCD 修正及电弱效应修正后^[10],在比阈能高得多的能量上, R 值的超出部分预期为 $\Delta R = 1.5$ 。

图 1 在 Petra 的整个能区按 1GeV 的能量区间分段平均得到的 R 值
(五个夸克的预期值表示成实线; 6 个夸克的预期值(包括顶夸克)表示成虚线)

在 Petra 对撞机上, 38GeV 以下已按质心系 20MeV 的步进能量, 38GeV 以上按 30 MeV 的步进能量连续地作了能量扫描并测定了相应的 R 值^[11]。图 1 是把从 39.79GeV 至 46.78GeV 的所有 R 值按每 1GeV 作一个能量分度后分段求和, 然后标绘成对于 $\sqrt{s}$ 的函数

关系。对于 5 个夸克 (u, d, s, c, b) 的 R 预期值表示成实线, 对于六个夸克, 即计入了电荷 $+\frac{2}{3}e$ 的顶夸克后, 则以虚线表示。我们的结果表明, R 值在最高能区如同标准电弱理论所预期的那样缓慢地上升。在 Petra 的最高能量, 实验数据与按五个夸克理论预言值相符得很好。

图 2 在 95% 置信水平上, ΔR 的标绘
(ΔR 是从实验数据得到的截面相对于五个夸克的截面理论值的超出量)

还测定了强子过程截面的超出部分(称之为 ΔR) 的上限。为确定此值, 我们把数据分成较小的数据组, 相应的能量范围从可以变动的下限 $\sqrt{S_{\min}}$ 到最高值 $\sqrt{S_{\max}} = 46.78 \text{ GeV}$ 。对每个数据组, 确定了其强子事例总数与积分亮度 ($\int L dt$)。根据五个夸克的 R 预期值(取 $\sqrt{S} = 44 \text{ GeV}$ 时 $\alpha_s = 0.12$, $m_Z = 93 \text{ GeV}$, $\sin^2 \theta_W = 0.217$), 我们计算了事例总数的预期值。根据实测事例的总数得到 95% 置信水平时的上限, 再减去预期的事例总数, 所得的差即实测事例数超出部分的上限。然后再化成截面超出部分的数值 ΔR 对于最低质心系能量 $\sqrt{S_{\min}}$ 的函数关系。其结果表示于图 2。上述的极限值对于产生强子终态的各种模型都是有效的, 与具体的产生过程无关(注意, 由于我们要求了能量平衡条件, 所以这个判断并不包括具有很大的不平衡丢失能量的单喷注事例)。直到能量 $\sqrt{S_{\min}} = 46.6 \text{ GeV}$, 在 95% 置信水平上, 我们可以排除强子过程的截面由于顶夸克产生而造成的上升 ($\Delta R = 1.5$)。对于 $\sqrt{S_{\min}} < 45.4 \text{ GeV}$, 也可以排除由电荷为 $\frac{1}{3}$ 的夸克构成的夸克对产生的可能性。

2. 顶夸克偶素共振态

由顶夸克组成的非常窄的(与其质量相比)共振态 ($t\bar{t}$), 应该类似于已知的 ($c\bar{c}$) 和 ($b\bar{b}$) 态^[12]。预期他们具有比较大的产生截面并预期其电子衰变宽度 $\Gamma_{ee} = 5-10 \text{ keV}$ ^[13]。他们应当衰变成轻子或强子:

$$e^+e^- \rightarrow (t\bar{t}) \rightarrow l^+l^-, \rightarrow \text{强子}. \quad (4)$$

假若在 Petra 的最高能量处 $\alpha_s = 0.12$ ^[14], 而且顶夸克偶素的质量 ($M_{t\bar{t}}$) 在 Petra 能区之内, 上述过程的轻子道分支比预期为 32%, 而强子道分支比为 68%。

我们最近在 39.79 GeV 与 46.78 GeV 之间作了能量扫描以寻找顶夸克偶素态。这些态应当能被观测到, 他们将显示为窄的共振峰, 峰宽比实验测定的 Petra 的能散度为窄, 因为预期

的顶夸克偶素宽度小于 35MeV 宽的能散度。根据这些情况按顶夸克电荷为 $\frac{2}{3}$ 计算, 顶夸克偶素将引起 R 值增高到 2—4 倍。

我们把数据按函数^[15]

$$R = R_0 + R_{\text{Res}}(M_x, B_h \cdot \Gamma_{ee}) \quad (5)$$

进行拟合, 以确定窄共振态的产生截面, 此处: R_0 = 截面的连续区部分的数值,

M_x = 假设中的共振态的质量,

B_h = 强子终态道的分支比,

Γ_{ee} = 进入到电子终态的衰变宽度。

函数 R_{Res} 描述了经过 Petra 能量分辨校正与辐射效应校正后的顶夸克偶素共振峰形状。

图 3 表示把 44GeV 到 46GeV 的能量尺度放大后的实验结果, 注意共振态的首要的候选者在 45.12GeV 。在这个能区采用方程 (5) 进行拟合, 发现:

$$B_h \cdot \Gamma_{ee} \leq 3.00\text{keV} \quad (\text{在 } 95\% \text{ 置信水平})$$

这一个值, 可以与对于顶夸克偶素基态的理论预期值 $3.5\text{—}7\text{keV}$ ^[13] 相比较。

图 3 从 44GeV 至 46GeV 的能量扫描, 包括在 45.12GeV 处的顶夸克偶素基态的首要候选者

(连续曲线是对于 $R = R_0 + R_{\text{Res}}$ 的拟合线, 考虑进了 Petra 质心系能量的展宽和辐射效应修正; 虚线表示采用 95% 置信水平时 $B_h \cdot \Gamma_{ee}$ 的上限所得的截面的期待值)

图 3 的实线表示按方程 (5) 作出的最好的拟合, 虚线表示采用 95% 置信水平时 $B_h \cdot \Gamma_{ee}$ 的上限值算得的预期的形状。

但是, 在测定强子过程的截面 R 时, 我们采用的是截面的连续区部分的接受度及初态辐射校正系数, 它们是在测定五个夸克产生截面时所用的。而当共振态存在时, 这些数值必须进行修正。要是实验测得的截面的共振部分进行相应修正, R 的这一部分 (R_{Res}) 就要降低大约 1.33 倍。这将会对 $B_h \cdot \Gamma_{ee}$ 求得的拟合值有直接影响, 并使之以同样的倍数增加(这个因子在上述 3keV 上限中已被计入)。

我们注意到, 对于电荷量为 $-\frac{1}{3}$ 的夸克, 其电子衰变宽度的预期值只是 $+\frac{2}{3}$ 夸克的大约 $\frac{1}{4}$ 。这样, $-\frac{1}{3}$ 夸克的共振态的高度就太低, 以致就每个能量点上所实际得到的亮度而

言,它的共振态无法被分辨出来。

3. 事例的拓扑性质

观测顶夸克是否产生的第三个方法,是分析事例的拓扑性质。对于马克-杰的数据,我们用“冲度分布”分析方法进行了研究,其定义为:

$$T = \max [\Sigma |E_i \cdot e_i| / \Sigma |E_i|], \quad (6)$$

此处, E_i 是击中于第 i 个量能器单元的一个粒子或一组粒子的能流矢量。单位矢量 e_i 选定在使方程 (6) 右边取最大值的方向上。如果一个虚光子物质化为夸克-反夸克对,而此夸克与反夸克的质量都接近于束流能量,这对夸克就会是接近于静止的,因而碎裂出的强子将是各向同性的。这时候, T 接近于下限值 0.5。但在远离于阈值的能区产生的夸克-反夸克对,由于从碎裂产物的质心系转到实验室系的 Lorentz 变换,就会使各个强子喷注分别准直于各自的初始夸克的方向上。要是束流能量增高,喷注就变窄, T 也就接近于 1。这样,当跨越一个新夸克的产生阈时,冲度分布图上就会在冲度值低的一端显示出一个凸起。当然,这个论述也适用于任何一种衰变成多个强子的重粒子对的产生阈。

图 4 在 $39.79\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.3\text{GeV}$, $\frac{dR}{dT}$ 对于 T (冲度) 的函数关系

(1——实验数据, 2——5 夸克-Monte Carlo, 3——6 夸克-Monte Carlo)

图 5 在 $\sqrt{s} \geq 46.3\text{GeV}$, $\frac{dR}{dT}$ 对于 T (冲度) 的函数关系

(1——实验数据, 2——5 夸克-Monte Carlo, 3——6 夸克-Monte Carlo)

为了在 Petra 的最高能区寻找新粒子态, 我们把 R 与 T 结合起来并且让冲度分布按实测的 R 值归一化而不是按单位 1 归一化。这是一种最灵敏的搜索方法。我们还把数据分组以求得到 R 的最大变动值 (ΔR)。为此分了两个能量间隔: 1) 39.79 GeV 至 46.3 GeV; 2) 46.3 GeV 至 46.78 GeV。图 4 和图 5 给出在这两个能量间隔内, 分别对于五个夸克和六个夸克的 $\frac{dR}{dT}$ 的实验值以及 Monte Carlo 计算值对于 T 值的分布。

图 4 显示出在较低的那个能量间隔内, 实验数据与五个夸克的 Monte Carlo 计算结果, 在所有冲度值上都符合得极好。图 5 显示, 当 $\sqrt{S} \geq 46.3$ GeV 时, 我们的实验数据在冲度值低的一端出现一个隆起。为了估测这个隆起的明显程度, 我们采用以 QED 点粒子截面归一化了的截面值, 并且对冲度值较低的区间 ($0.5 < T < 0.75$) 进行积分, 把这样算得的量表示成 $R_{0.75}$ 。对于 $\sqrt{S} > 46.3$ GeV, 实验值 $R_{0.75} = 0.43 \pm 0.06$ 。可以把它与对五个夸克的期待值 $R_{0.75} = 0.21$ 及对于六个夸克并在远超过阈能时的期待值 $R_{0.75} = 1.21$ 相比较。上述估测表明, 仍是与五个夸克的期待值符合得很好(在第四节, 我们将讨论发生在这个能区及冲度值区域的异常事例)。

四、强子事例的电弱效应

从图 1 可见, 强子过程的截面, 随着质心系能量提高而缓慢上升。 R 值可以不采用 QCD 和不经质量效应修正而从夸克——部分子模型算得, 但须考虑进 γ (光子), Z^0 的交换及它们的相干效应, 这就得到^[10]:

$$R_q = 3 \sum_q \{ e_q^2 - 2e_q \cdot \chi S g_v^e g_A^q + \chi^2 S^2 [(g_v^e)^2 + (g_A^e)^2] [(g_v^q)^2 + (g_A^q)^2] \}, \quad (11)$$

此处,

$$\chi = \frac{1}{4 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \cdot \frac{1}{S - m_{Z^0}^2},$$

g_v^e, g_A^e 是电子的矢量与轴矢量耦合常数,

$$g_v^q = \pm \frac{1}{2} - 2e_q \sin^2 \theta_w,$$

$$g_A^q = \pm \frac{1}{2}, \text{ 正号是对于 } e_q = +\frac{2}{3}, \text{ 负号是对于 } e_q = -\frac{1}{3}.$$

方程 (11) 中第一项表示 γ 交换, 第二项是 γ, Z^0 的相干项, 第三项是 Z^0 交换项。QCD 对 R 的影响通常是小的, 而且与能量几乎无关。为此, 我们决定采用固定的由事例形状确定的 α_s 值^[16], 并且专注于电弱效应方面。

我们预期从 $\sqrt{S} = 35$ GeV 至 $\sqrt{S} = 44$ GeV R 值将从 3.95 增加至 4.09。实际测得 35 GeV 时 $R = 3.94 \pm 0.06$ 与 44 GeV 时 $R = 4.15 \pm 0.08$ 。图 6 表示把实验值按 1 GeV 的能量分度逐段描点, 并与把不同 Z^0 质量代入 (11) 式算得的值相比较。根据图 6 的 R 实验值, 计入 QCD 修正, 并采用全世界的平均值 $\sin^2 \theta_w = 0.217 \pm 0.014$, 我们把方程 (11) 代入不同的 Z^0 质量进行拟合, 得:

$$m_{Z^0} = 82^{+3}_{-3} \text{ GeV},$$

图 6 R 对于 $\sqrt{S}$ 的函数关系以及对于不同 Z^0 质量的 R 值曲线

(取 $\sin^2 \theta_W = 0.217$)

图 7 在 $\sin^2 \theta_W - Z^0$ 平面上, χ^2 的轮廓线

或者在 95% 的置信水平上:

$$76\text{GeV} \leq M_{Z^0} \leq 94\text{GeV}^{[17]}.$$

图 7 是在 $\sin^2 \theta_W - m_{Z^0}$ 平面上的轮廓线。

假定 $M_{Z^0} = 93\text{GeV}$ 以及 $\sin^2 \theta_W = 0.217$ 的标准电弱理论是有效的, 我们可以从我们的数据求得夸克的类点性质的限度。采用相对于 QED 的偏离的形状因子参数式:

$$F_{\pm}(S) = 1 \mp \frac{S}{S - \Lambda_{\pm}^2}, \quad (12)$$

我们得到在 95% 的置信水平上 $\Lambda_+ > 150\text{GeV}$, $\Lambda_- > 350\text{GeV}$ 。

五、46.3GeV 以上的低冲度 μ 子-强子事例^[18]

下述反应:

$$e^+e^- \rightarrow \mu + \text{强子}, \quad (13)$$

不仅是表征顶夸克产生的极好的信号,也是预告其它新粒子产生的信号,例如,新轻子的产生。我们曾经采用过低冲度时 ($T < 0.8$) 非遍举 μ 子事例所占的比例作为新粒子产生的指示,见参考文献 [1a]¹⁾。

在马克-杰探测器中^[1a], μ 子是用安装在 90cm 厚的铁吸收体外的大面积的漂移室测量的,因为这个强子过滤器只允许动量超过 1.5GeV/C 的 μ 子达到外层漂移室。不过并非所有在外层漂移室测到的 μ 子都来自重夸克的衰变,也还有来自 π 和 K 衰变的。其余的本底来自强子事例,典型的是一个 π 介子直接穿过了铁吸收体,没有在其中引起强子簇射,冒充成了一个 μ 子。

图 8 表示从 36.9GeV 至 46.78GeV, 满足条件 $T < 0.8$ 的非遍举 μ 子事例的截面对于质心系能量的函数关系。注意到在高能量处这个截面相当大,我们对这些数据作了详细研究。在图 9 给出了非遍举 μ 子事例的微分截面对于冲度的函数,其能量范围从 36.9GeV 至 46.3 GeV。对于五味(五个夸克)与六味的 Monte Carlo 模拟结果分别表示成实线与虚线的直方图。在虚线直方图中,我们取顶夸克的质量为 20.5GeV。五味的预期值与实验数据相符。顶夸克在六味预期值中的贡献,是在冲度值小的一端造成一个隆起,然而实验数据中无此现象。总的积分亮度是 30pb^{-1} 。

图 8 冲度值 $T < 0.8$ 的非遍举 μ 子事例截面对于质心系能量 $\sqrt{s}$ 的关系

图 10 表示在高能量间隔 $46.3\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.78\text{GeV}$ 的实验数据(以点表示),亮度为 2.8pb^{-1} 。这个图中的直方图,又表示低能量间隔的实验数据。就冲度值低于 0.8 的反应 (13) 式而言,在高能量间隔的截面值比低能量间隔的值高。实际得到的低冲度事例总数是 8 个,而依据低能量间隔的计数率推算而得的值只是 1.9 个。我们还发现,这 8 个事例中的 μ 子都是游离于强子能流与电磁能流之外的,而且 μ 子从没有重叠到能量最高的喷注或密集能流的上

1) F. P., Poschmann 博士论文,1985。

图 9 在 $36.9\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.3\text{GeV}$, $e^+e^- \rightarrow \mu + \text{强子}$ 事例的冲度分布. 还给出了对于五个夸克和六个夸克(包括顶夸克)的预期值 (1——包括顶夸克 ($M_t = 20.5\text{GeV}$), 2——实验数据 ($36.9\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.3\text{GeV}$), 3——Monte Carlo (5 夸克))

图 10 在 $46.3\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.78\text{GeV}$, $e^+e^- \rightarrow \mu + \text{强子}$ 事例的冲度分布

(可与图 9 所示的较低能量间隔的值相比较;

- 1.——实验数据 ($46.3\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.78\text{GeV}$);
2.——实验数据 ($36.9\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.3\text{GeV}$))

图 11(a) 在 $36.9\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.30\text{GeV}$ 能量间隔, 实验测得的冲度与 $\cos \delta$ 的关系 (δ 是 μ 子和冲度轴之间的夹角) 的散点图(虚线表示冲度为 0.8 和 $\cos \delta$ 为 0.7 的切割线)

图 11(b) 能量为 $46.3\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.78\text{GeV}$
(其余同图 11(a))

我们还调查了在低能量间隔的实验数据中是否有这些游离的 μ 子。为了比较这两组数据, 我们计算了 μ 子径迹相对于冲度轴的夹角 δ 。图 11(a) 与 11(b) 表示夹角 δ 分别与低能量间隔及高能量间隔事例的冲度值的关联。可以看出, 若加一个切割条件 $\cos \delta < 0.7$, 在高能量间隔观测到的具有冲度值 $T < 0.8$ 的 8 个事例全能通过。而在低能量间隔有 7 个事例满足 $\cos \delta < 0.7$ 。考虑到高能间隔与低能间隔在亮度与截面方面的差别, 我们用这组数据推算得: 在 $\sqrt{s} \geq 46.3\text{GeV}$ 的高能间隔只会 有 0.5 个事例。即使不考虑这个后加的切割条件(指 $\cos \delta < 0.7$), 观测到的超出额(指 8 与 1.9 的对比)仍然是非常显著的。注意, $\cos \delta$ 切割条件中所采用的数值 (0.7) 并非临界值, 而且从图 11(b) 的其余三个象限得到的高能间隔实测值, 分别同从低能间隔的实测事例数推算到高能间隔的数值相符。

我们还能用另一种方式来揭示 μ 子的游离性 (isolation)。在 46.3GeV 以下, 典型的情况是 μ 子处于主要的强子能流之中, 通常在被考察的事例的某个喷注之中。与此相反, 对于 46.3GeV 以上的 8 个事例, μ 子却游离于事例的主要强子能流之外。图 12 给出了相对于 T_μ 的微分截面, T_μ 是类似于冲度的一个量, 其定义是将 μ 子的轴作为冲度轴而得到的事例的冲度值。 T_μ 的值可从 0 到 1。在图 12 我们把高能间隔的非遍举 μ 子事例画成实线, 而被考察过的事例画成虚线。实线图上在 $T_\mu < 0.7$ 的区域有一个凸起, 8 个事例被打上了斜线。

图 12 微分截面 $S \cdot d\sigma/dT_\mu$ 对于冲度 T_μ 的函数关系

(冲度的方向定义为测得的 μ 子的方向; 高能间隔的数据表示成实线直方图; 8 个事例用斜线表示; 归一化后的低能间隔实验数据, 以虚线直方图表示; 1— $E_{cm} > 46.3\text{GeV}$, 2— $36.9\text{GeV} < E_{cm} < 46.3\text{GeV}$)

我们还审查了邻近的能量间隔的数据, 以鉴定事例是否由于探测器的不完善性引起。结果发现这些事例都在束流-束流相互作用区内有一个明确的顶点。来自 μ 子触发计数器的信号又同 Petra 的束团通过信号在时间上相符。这两点都说明他们是真正的事例, 而不是由束团之一造成的本底, 也不会是宇宙线。此外, 最主要的考虑是探测器对 μ 子鉴别的质量如何, 这是一个隐含的本底来源。我们用一个 Monte Carlo 程序^[19]详细进行了计算, 以模拟“直接穿过”所造成的本底, 发现这个本底是小的, 它从 43GeV 直至 46.78GeV 并不显著增加。另一个事实是, 如果是“直接穿过”而混入的其它带电粒子, 通常会处于强子喷注之中, 而这 8 个事

例的 μ 子都是游离于主要的强子能流之外的。其余的非瞬发的 μ 子也不会低能间隔 (36.9 GeV 至 46.3 GeV) 造成显著的本底, 因为非遍举 μ 事例的计数率及冲度分布是与 Monte Carlo 模拟的结果相符的。它同样也不会使高能间隔的数据显著增加。

我们还从另一角度检验了事例鉴认的质量, 因为 Petra 在这样高的能量运行时会在我们的探测器中造成较高的与束流有关的噪声。为研究这些噪声对数据的影响, 我们从刚好在束流通过的瞬间被探测器记录的信息中随机地挑选出一些与通常的触发条件没有关联的取样。这些“束流启动的触发”表明, 与束流有关的噪声只在最内层的探测器中引起非常小的能量沉积, 与之相当的脉冲幅度甚至还低于记录数据所要求的最小值 (50 MeV)。我们还模拟了这样的小能量击中对数据造成的影响, 包括小到可以忽略的能量沉积造成的影响和一旦计数器对于击中丧失时间分辨后造成的影响。结果表明, 这些噪声来源都没有对上述数据以及其它任何数据造成显著的影响。

对于上面这几个事例, 我们还没有满意的解释。它不可能是由于顶夸克的产生而造成, 要是如此, 按全截面估算的事例总数, 就应当比我们所得到的 4—5 倍还要多。问题在于这些事例会不会是统计涨落。因为我们注意到 Petra 的其他三个组并没有得到超过他们预期的计数率的信息^[20]。由于 Petra 已经作了更动不再能达到 46.3 GeV 以上的能量, 我们只能等待以后的 e^+e^- 对撞机或者 $p\bar{p}$ 对撞机来澄清这些事例的真相了。

小 结

1. 强子过程的截面表明, 直到 $\sqrt{s} = 46.5 \text{ GeV}$, 可排除顶夸克完全产生的可能性;
2. 通过对顶夸克偶素共振态的寻找, 我们发现在 95% 置信水平上 $B_h \cdot \Gamma_{cc} \leq 3.00 \text{ KeV}$;
3. 同时采用 R 及冲度方法对事例拓扑性质进行的研究表明, 直到 $\sqrt{s} = 46.6 \text{ GeV}$, 可排除顶夸克完全产生的可能性。

根据全截面的测量结果, 采用世界平均值 $\sin^2 \theta_w = 0.217 \pm 0.014$, 我们可以设置 Z^0 质量的限度: 在 95% 置信水平上, $76 \text{ GeV} \leq M_{Z^0} \leq 94 \text{ GeV}$ 。

采用形状因子的参数表达式, 得到夸克的截断参数, 在 95% 置信水平上, $\Lambda_+ > 150 \text{ GeV}$, $\Lambda_- > 350 \text{ GeV}$ 。

在 46.3 GeV 以上, 我们得到了 8 个含有 μ 子的强子事例, 而期待值为 1.9。对于这种超额现象仍然没有很好的解释。

我们感谢 DESY 的领导人和 Petra 的运行组的支持与帮助, 也感谢 Altarelli 博士等的许多有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] a) Mak-J 合作组, *Phys. Rep.*, **109**(1984), 131; b) S. L. Wu(吴秀兰), *Phys. Rep.*, **107**(1984), 59.
 [2] Glashow, S. L., *Nucl. Phys.*, **22**(1961), 579.
 Weinberg, S., *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1264; *Phys. Rev.*, **D5**(1972), 1412.

1) CELLO 合作组在文献 [20] 报告了一个异常事例, 它包含两个分立的高能 ($> 10 \text{ GeV}$) μ 子和两个强子喷注 ($\sqrt{s} \approx 43.45 \text{ GeV}$)。

- Salam, A., *Elementary Partical Theory* (Svartholm, N., Stockholm, 1968, 361).
 Glashow, S. L., Iliopoulos, J., Maiani, L., *Phys. Rev.*, **D2**(1970), 1285.
- [3] Nambu, Y., *Theoretical Physics* (在序言部分, Deshalit, A. 编, Amsterdam, North-Holland, 1966).
 Fritsch, H., Gell-Mann, M., *Proc. 16th Int. Conf. High Energy Physics*, 1972, Chicago, 2, 135, Batavia, Ill., Fermi Nat'l. Accel. Lab.
 Weinberg, S., *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 494.
 Gross, D. J., Wilczek, F. A., *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1343; *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 3633; **D9**(1974), 80.
 t'Hooft, G., *Nucl. Phys.*, **B33**(1973), 73.
 Wilczek, F., *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.*, **32**(1982), 177.
- [4] De Rujula, A. et al., *Nucl. Phys.*, **B138**(1978), 387.
- [5] Arnison, G. et al., *Phys. Lett.*, **147B**(1984), 493.
- [6] Adeva, B. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 799.
- [7] Berends, F. A. et al., *Nucl. Phys.*, **B202**(1983), 63.
- [8] Eichten, E., *Fermilab-Conf.*, 85/29-T.
- [9] Jüsken, S. et al., *CERN-Th.*, 4106/84, January 1985.
- [10] Ellis, J., Gaillard, M. K., *CERN*, 76-18(1976).
 Dine, M., Saperstaein, J., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 668.
 Chetyrkin, K. G. et al., *Phys. Lett.*, **85B**(1979), 277.
 Celmaster, W., Gonsalves, R. J., *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1979), 560.
 Jersak, J. et al., *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 363.
- [11] 在 Petra 测得的 R 值已公布的有:
 CELLO: Behrend, H. -J. et al., *DESY*, 81-029(1981); *DESY*, 84-051.
 JADE: Bartel, W. et al., *Phys. Lett.*, **88B**(1979), 171; **89B**(1979), 136; **91B**(1980), 152; **100B**(1981), 364; **129B**(1983), 145; **160B**(1985), 337.
 MARK-J: Barber, D. P. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1113; **43**(1979), 901; **44**(1980), 1722; **50**(1983), 799, *Phys. Lett.*, **85B**(1979), 463.
 PLUTO: Berger, Ch. et al., *Phys. Lett.*, **81B**(1979), 410; **86B**(1979), 413.
 TASSO: Brandelik, R. et al., *Phys. Lett.*, **83B**(1979), 261; **88B**(1979), 199; **113B**(1982), 499, *Z. Phys.*, **C4**(1980), 87; *DESY*, 84-001(1981).
- [12] Rosner, J. R. et al., *Phys. Lett.*, **74B**(1978), 350.
 Dreco, M., *Phys. Lett.*, **77B**(1978), 84.
 Buchmüller, W., *CERN-Th.*, 3938/84, June 1984.
- [13] Krammer, M. et al., *DESY*, 80/25(1980).
 Leveille, J. P., *Proc. Z° Theory* (Ithaca, N. Y., 1981), 241; Pakvasa, S. et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 2862.
- [14] Mackenzie, P. B., Lepage, G. P., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1244.
- [15] Jackson, J. D., Scharre, P. L., *Nucl. Instr. Meth.*, **128**(1975), 13.
- [16] Adeva, B. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1750.
- [17] Proc. of the XX. Rencontre de Moriond, Les Arcs, France, March 17—23, 1985.
- [18] Borm, A., *ibid.*
- [19] Fesefeldt, Aachen, H., *PITHA* 85/02(1985).
- [20] Behrends, H. -J. et al., *Phys. Lett.*, **141B**(1984), 145.