

高能正负电子对撞实验的若干新进展

唐孝威 童国梁

(中国科学院高能物理研究所)

本文介绍在西德高能正负电子对撞机佩特拉(PETRA)上马克-杰(MARK J)实验组近一年来(1978年10月到1979年8月)取得的实验成果。

佩特拉是西德汉堡德意志电子同步加速器中心(DESY)的一台高能正负电子对撞机。在佩特拉对撞机中,正负电子能量的设计指标是19 GeV,即对撞时质心总能量为38 GeV。这台对撞机从1978年10月开始运转,到1979年8月底,先后运行的质心总能量分别是13 GeV, 17 GeV, 22 GeV, 27 GeV, 30 GeV和31.6 GeV,以后还将继续提高到38 GeV,它是目前世界上能量最高的正负电子对撞机。佩特拉对撞机的大图及交叉点见图1。

马克-杰实验组是美国丁肇中教授领导的实验组。这个组的合作单位包括西德亚森大学第三物理研究所、德意志电子同步加速器中心、美国麻省理工学院、荷兰阿姆斯特丹国立高能物理研究所和中国科学院高能物理研究所(次序是按英文字母排列的)。从1978年1月起到现在,我国先后有27名科学工作者参加这个组的研究工作。

下面分实验设计目标、实验装置、量子电动力学的检验、 R 值的测量、强子喷注的研究以及强子三喷注的发现等几方面进行介绍。

一、实验设计目标

1. 研究电磁相互作用和弱相互作用之间的干涉效应

物理

根据温伯格(Weinberg)-萨拉姆(Salam)弱电统一理论,应当存在质量为70—80 GeV的中间玻色子 Z^0 。在佩特拉能区,我们不能产生和探测这种粒子,但可以通过弱作用和电磁作用的干涉效应来检验弱电统一理论。如图2所示,在 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的反应中,有两个费曼图,我们就是通过探测终态 μ 子角分布的不对称性来研究弱电作用之间的干涉。

2. 寻找新粒子,即寻找新层子、胶子和新轻子

1974年J粒子的发现和1977年 Υ 粒子的发现,已把层子的味数扩大到了u, d, s, c和b五种,见表1。那么,当作用能量继续升高时,会不会出现第六种层子T呢?

表中所列各味层子的自旋量子数都为1/2, e 表示质子电荷。迄今为止,T层子(顶层子)还是一种预言,尚未被实验证实。

量子色动力学预言,层子之间产生的强相互作用是通过交换胶子实现的(图3表示了 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$),胶子是否真正存在呢?这种预言是否正确呢?

此外,在轻子的研究中,也存在类似的问题,除了电子、 μ 子、重轻子 τ 和相对应的中微子 ν_e, ν_μ, ν_τ 外,是否还存在新的轻子呢?

3. 量子电动力学的检验

在量子电动力学中,电子、 μ 子和重轻子 τ 都是作为没有结构的点粒子来处理的,那么在佩特拉这样的高能区,这样的假设还合适吗?

很显然,这些问题都是物理学中的一些基本的问题,也是一些很有趣的问题。

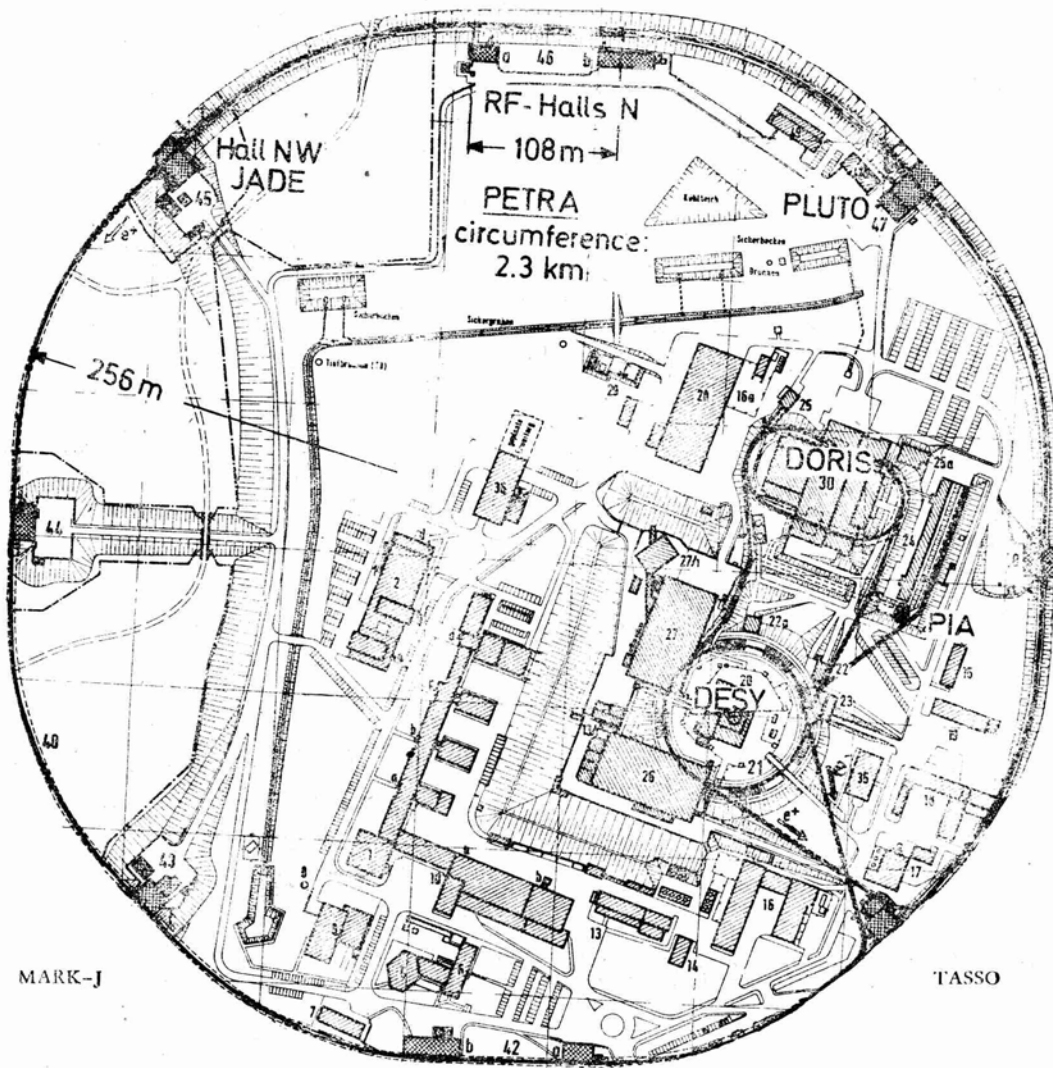


图1 佩特拉加速器和有关实验大厅示意图

图中 MARK-J, PLUTO, TASSO 和 JADE 分别是安置在正负电子对撞点上的实验大组

表1 各种味数的层子的量子数

层子味	Q (电荷)	I (同位旋)	I_3 (同位旋第三分量)	B (重子数)	S (奇异数)	Y (超荷)	C (粲数)
u	$\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0
d	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0
s	$-\frac{1}{3}e$	0	0	$\frac{1}{3}$	-1	$-\frac{2}{3}$	0
c	$\frac{2}{3}e$	0	0	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	1
b	$-\frac{1}{3}e$			$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0
T	$\frac{2}{3}e$						

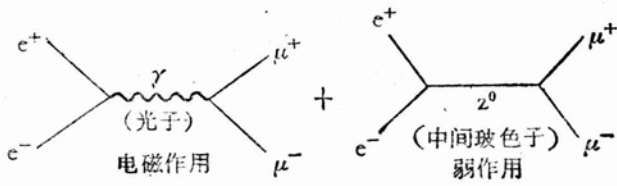


图 2

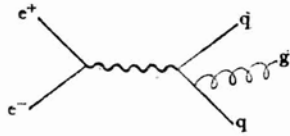


图 3 $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g$ (层子) + \bar{q} (反层子) + g (胶子)

二、实验装置

图 4 和图 5 是马克-杰装置的侧视图和横截面图。

L 是有机玻璃契伦柯夫计数器，一共有 32 个，它们紧紧地围在束流的管道上，用来辨别带

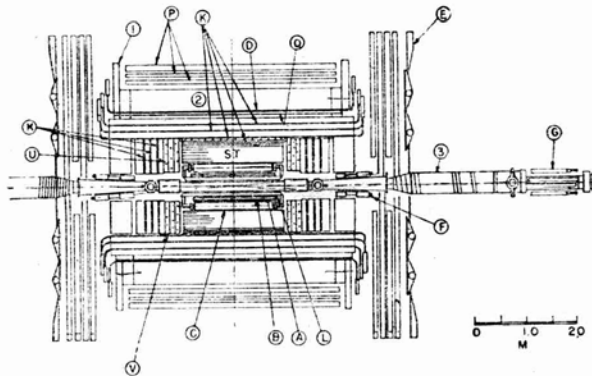


图 4 马克-杰装置侧视图

A, B, C 为簇射计数器； D, E 为触发计数器； F, G 为监视计数器； K 为量能器； L 为有机玻璃触发计数器； S, T, U, V 为内漂移室； Q 为中漂移室； P 为外漂移室； 1 为铅圈； 2 为磁铁； 3 为束流管道

电粒子和中性粒子。在这外面有 A, B, C 三层簇射计数器，它们是铅片和塑料闪烁体的夹层结构。 A, B 计数器的厚度都为三个辐射长度， C 计数器的厚度为十一个辐射长度。这么长的辐射长度的物质可以全部吸收终态电子或 γ 量子，也就是说，这些探测器记录了终态电子或 γ 量子的最重要的特性，即能量和方向。

物理

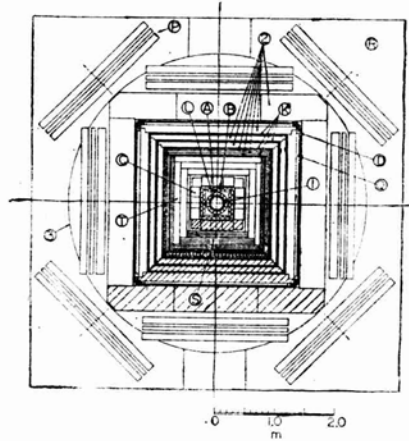


图 5 马克-杰装置截面图

A, B, C 为簇射计数器； L 为有机玻璃触发计数器； S, T, Q, R 和 P 为漂移室； 1 为束流管道； 2 为磁铁； 3 为铅旋转圈

强子量能器在这些漂移室的外面，它是 192 个夹在磁铁间的计数器组成。磁场是环状的，内部饱和场强为 17000 G，磁铁厚约 1 m。强子量能器几乎全部吸收了反应终态的强子。

前述的这些探测器探测了强子的性质。

在强子量能器外边是 P, R 漂移室，这些漂移室由十二层至十六层丝平面组成，长宽尺度达 3—6 m。这些漂移室可以测出 μ 子通过磁铁后的偏转角，以对 μ 子的动量进行分析。

计数器 L, A, B, C 和闪烁计数器 D 分别组成了不同的选择逻辑，用来收集终态产物为 e^+e^- 对、单 μ 事例、 $\mu^+\mu^-$ 对事例和强子事例的候选者。

整个马克-杰装置是对 θ 和 ϕ 角对称的 (θ 是极角， ϕ 是方位角)。可探测的立体角范围 ϕ 是从 0 到 2π ， θ 是从 9° 到 171° 。整个实

验装置总重量为 500 吨。

在实验中采用两个方法来确定正负电子对撞的亮度。这两种方法都是通过测量 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (巴巴散射) 来决定亮度。因为巴巴散射的微分散射截面是严格可算的。一种方法用离开作用中心 5.8m 的铅玻璃计数器 (G-计数器) 来测量很小角度的巴巴散射, 同时, 实验还用第二种方法, 即用 L, A, B, C 计数器的组合来测量稍大角度的巴巴散射得出亮度。由这两种装置测得的亮度在好于 10% 的误差范围内符合。

图 6 是一个 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 反应的投影图。反应的终态产物 μ 子具有很强的穿透力, 所以能穿过很厚的磁铁到达 P 漂移室。又由于终态的 μ 子动量很高, 所以 μ 子在磁场中弯曲极小, 而且终态正负 μ 子正好反向, 这是动量守恒所要求的。

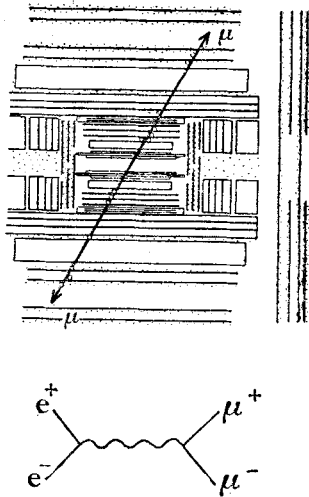
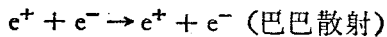


图 6 $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ 事例的投影图
 $E_{CM} = 31.6 \text{ GeV}$.

1. 量子电动力学检验

实验测量了下列反应:



[见图 7(a)]



[见图 7(b)]



[见图 7(c)]

$\tau^+ \tau^-$ 是通过 τ^\pm 的衰变产物来辨认的。

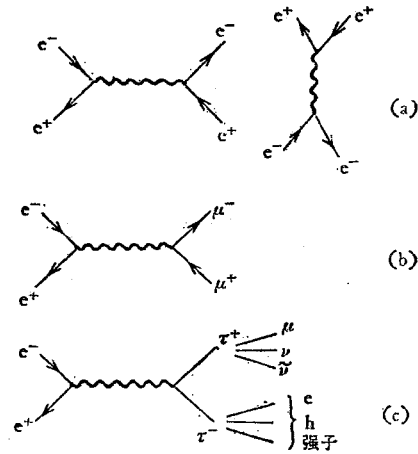


图 7

由量子电动力学, 我们可以计算出上述各种反应对 $\cos \theta$ 的微分截面 (见图 8)。把理论曲线与实验测得的相应反应的角分布进行比较, 两者之间的符合情况就反映了量子电动力学在该能区的适用情况。由量子电动力学知道, $S \frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ 对 $\cos \theta$ 的分布, 是独立于质心总能量 E_{CM} 的平方值 S 的。图 9 给出了在 $\sqrt{S} = 13, 17$ 和 27.4 GeV 下, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 的理论曲线和实验点的比较。显然, 符合情况是很好的。

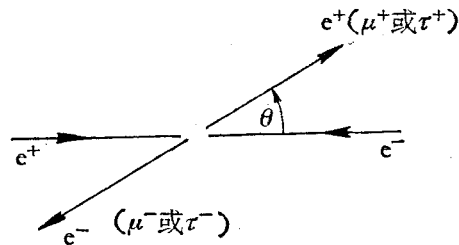


图 8

为了定量地检验新能区的量子电动力学, 引入了叫做形状因子的参数。

$F_1(q^2) = 1 \mp [q^2 / (q^2 - A_{1\pm}^2)]$ ($l = e, \mu, \tau$), 式中 q^2 是四动量转移平方值, $A_{1\pm}$ 这个量叫截断能量。

通过比较引入了形状因子后的理论结果与实验数据, 采用 χ^2 的试验方法, 在 95% 的可信度下求出的截断能量见表 2。

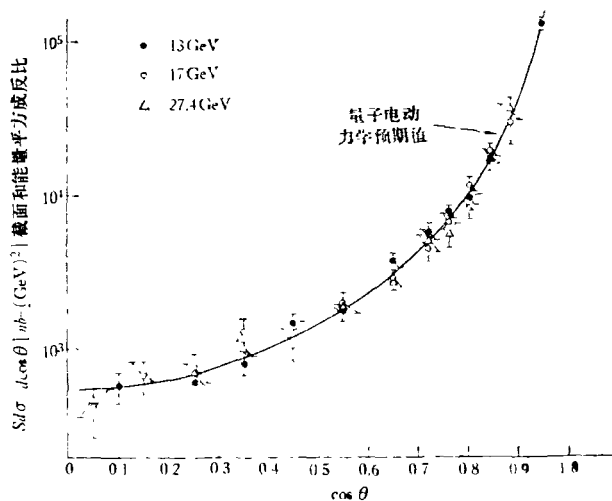


图9 在质心总能量分别为13, 17和27.4 GeV时, 巴巴散射 ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$) 的实验数据和量子电动力学的理论曲线的比较, 本图显示了两之间很好地符合

表2 电子, μ 子, 重轻子的 Λ 值

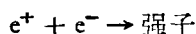
$$R(q^2) = 1 \mp \frac{a^2}{q^2 - \Lambda_{\pm}^2}$$

轻子	电子	μ 子	重轻子 τ
Λ^-	95 GeV	97 GeV	53 GeV
Λ^+	74 GeV	71 GeV	47 GeV

根据实验数据所求出的 Λ 值, 并运用测不准关系, 可以说轻子 e, μ, τ 的半径都小于 $2 \times 10^{-16} \text{cm}$, 也就是说, 量子电动力学在这么小的距离下仍然适用。

2. R 值的测量

实验测量了正负电子对撞产生强子的反应 (见图10)。



定义 $R = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{强子}}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}}$, R 值是个很重要的参数, 因为 R 值的大小与层子的“味”数紧密地相联系。当在某一能

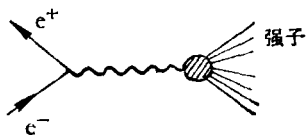


图10

区出现新的层子时, R 值在这个能区中及过后就变大。量子色动力学预言, $R = R_0 \cdot (1 + \alpha_s(s)/\pi)$, 式中 $R_0 = 3 \sum_f Q_{af}^2$, Q_{af} 是 f 层子的电荷, \sum_f 表示对层子的所有种类(味数)求和, 式中 $\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)} \times \frac{1}{\ln S/\lambda^2}$, $S = E_{CM}^2$ (即质心总能量平方), 由中微子实验得 $\lambda = 0.50 \text{ GeV}$, N_f 表示层子的味数, 即在这种能量下出现的层子的种类数目。

马克-杰实验测得的 R 值列于表3。

R 值的测量表明, 在佩特拉能区, 实验结果与五味层子的假设相符。图11给出了 R 值- E_{CM} 曲线图, 图中 E 表示质心总能量。

表3

质心总能量 (GeV)	积分亮度 (nb^{-1})	事例数	R 值士统计误差	系统误差
13	53	98	4.6 ± 0.5	0.7
17	60	68	4.9 ± 0.6	0.7
22	50	42	4.7 ± 0.7	0.7
27	508	216	3.8 ± 0.3	0.6
30	604	254	4.2 ± 0.3	0.6
31.6	243	88	4.0 ± 0.5	0.6
总计	1518	766		

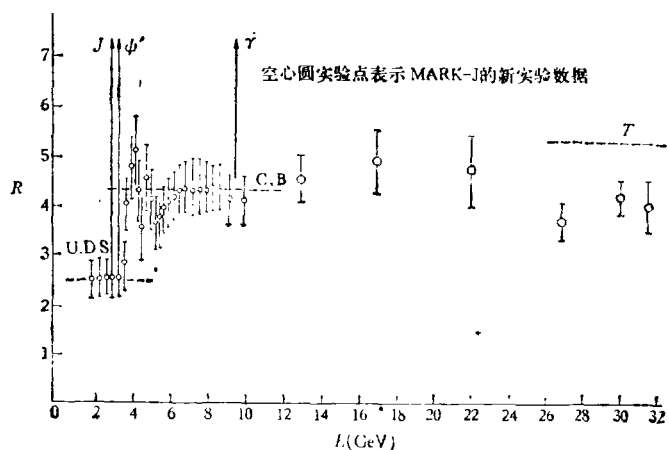


图11 R 值随相互作用质心总能量 E 的变化

3. 强子喷注的研究

实验测量了正负电子产生强子的能流空间分布。

在 $e^+e^- \rightarrow$ 强子的事例中,实验研究了喷注结构。所谓喷注现象,即反应终态的强子集中在方向相反的两个窄束内,人们把这种窄束称为喷注(见图12)。对喷注现象的解释是这样的:正、负电子首先湮灭为虚光子,然后虚光子物质化为自旋 1/2 的类点正、反层子(由动量守恒要求产生的正、反层子必然是反向的)。正、

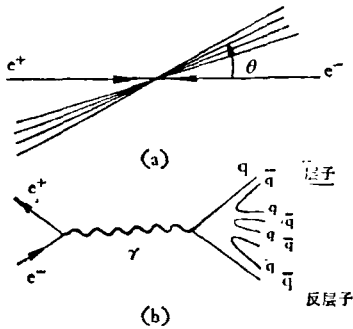


图12 (a) 喷注 (jet) 现象
(b) 喷注产生的解释, $q\bar{q}$ 组成介子

反层子分别激发产生出一束强子(称为碎裂过程),这些被产生的强子相对于母本层子大都具有较小的横向动量,其平均值 $\langle P_T \rangle \sim 350 \text{ MeV}/c$,所以两个相反方向的母本层子形成了两个相反方向的窄喷注。

喷注现象的研究是很有意义的,比如,人们从实验中发现,喷注轴相对于 e^+e^- 轴的极角 θ 具有 $1 + \cos^2 \theta$ 的分布,而这种分布正好反映了层子是 1/2 自旋粒子。

为了研究喷注结构,引入了冲度 T (thrust) 这个参数

$$T = \max \frac{\sum_i |P_i^{\parallel}|}{\sum_i |P_i|}$$

这儿 P_i^{\parallel} 表示第 i 个强子的动量 P_i 在某一个给定轴上的平行分量, \sum_i 表示对所有的强子求和。在求强子终态冲度 T 的时候,我们不断调节给定轴的方向,最后找到一个方向,使得

$$\frac{\sum_i |P_i^{\parallel}|}{\sum_i |P_i|}$$

为极大,这时,最后所找到的方向称为冲度轴,而求得的极大值,即为冲度值。

很明显,根据这样的定义,我们有

$$T = \begin{cases} 1 & \text{当终态强子为直线发射时} \\ & \text{[见图 13(a)],} \\ 2/3 & \text{当终态强子为圆盘状发射时} \\ & \text{[见图 13(b)],} \\ 1/2 & \text{当终态强子为圆球状发射时} \\ & \text{[见图 13(c)].} \end{cases}$$

冲度 T 的值反映了喷注的分布情况。

强子事例的冲度分布是研究是否存在第六种层子 T 的重要方法。假设 T 层子的质量为 14 GeV , 则产生 $(T\bar{T})$ 介子的阈能值便为 28 GeV , 当超过阈值时,采用六味层子假设的

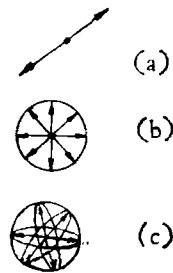


图 13

蒙特卡罗结果与采用五味层子模型假设有很大的不同,如果只存在 u, d, s, c, b 五味层子时,冲度峰接近 1。如果加上 T 层子后,在低 T 的地方会出现一个前峰,该前峰峰值的大小决定于 T 层子的电荷(见图 14)。

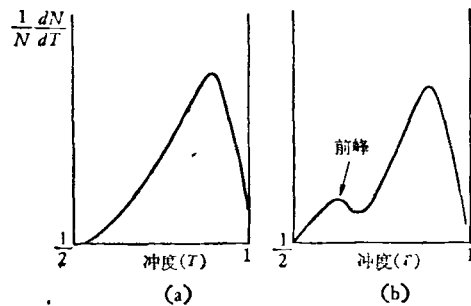


图 14 采用六味层子模型的蒙特卡罗结果
(a) 阈以前; (b) 刚超过阈的情况

图 15 和图 16 给出了在各能区时实验得出的冲度分布。实验上没有那样的前峰,这也从另一个角度证实了直至 31.6 GeV 的能区,不存

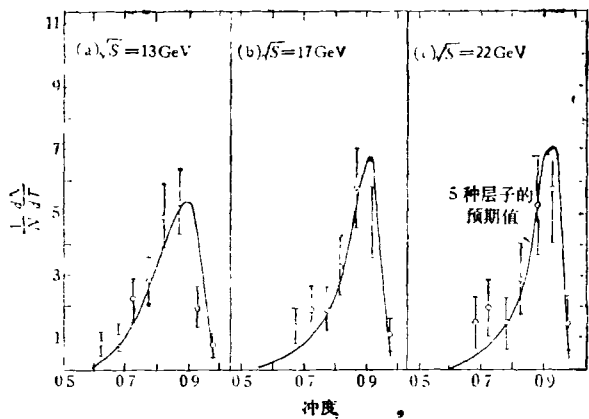


图 15 质心总能量分别为 13 GeV, 17 GeV 和 22 GeV 时强事例的冲度分布

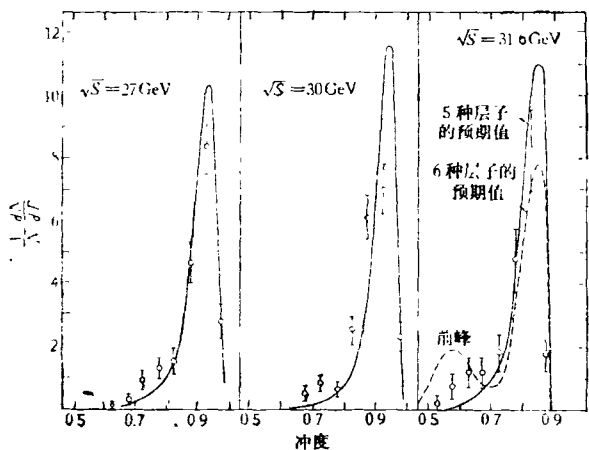


图 16 质心总能量分别为 27 GeV, 30 GeV 和 31.6 GeV 时强事例的冲度分布。在 $\sqrt{s} = 31.6 \text{ GeV}$ 的图上，六味层子(包括顶层子 T)模型预言的冲度分布在低冲度处有一个前峰，但实验上没有观察到这个前峰
虚线为有顶层子；实线为无顶层子

在带有 $2e/3$ 电荷的 T 层子的迹象。

4. 强子三喷注的发现

在强子事例的喷注结构研究中，发现了一些强子三喷注现象，这是马克-杰组的重要结果之一。量子电动力学认为，带电粒子间发生的相互作用是通过交换光子实现的。与此类似，量子色动力学认为，层子之间发生的强作用是通过交换胶子实现的。层子可以发射出胶子，在佩特拉现有能区中，层子发射一个胶子的几率比发射多个胶子大得多。层子和胶子都可发

物理

展为强子喷注。在 e^+e^- 质心总能量较低时发射的胶子很软(能量低)，三喷注现象就不显著，当 e^+e^- 质心总能量增大时，发射的胶子越来越硬。三喷注现象渐渐显著(见图 17、图 18)。

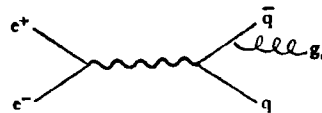


图 17 终态有一个层子发射胶子

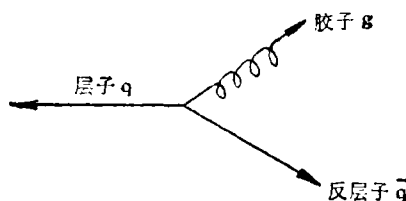


图 18 层子 q 、反层子 \bar{q} 和胶子是共面的

为了描述能流分布，对每一个事例定义了三根互相垂直的轴：

(1) 冲度轴是定义这样的方向 \hat{e}_1 ，使得在这个方向上的能流投影为极大。

$$\text{冲度 } T = \max_i \frac{\sum_j |P_j \cdot e_i|}{\sum_j |P_j|}$$

(2) 在垂直于冲度轴 \hat{e}_1 的平面上，找一个方向，使得就这平面而言，在方向 \hat{e}_2 上的能流投影是最大的。

$$\text{长轴量} = \max_i \frac{\sum_j |P_j \cdot e_2|}{E_{\text{测量}}} \quad (\hat{e}_2 \text{ 称为长轴})$$

(3) 定义垂直于冲度轴和长轴所构成平面的方向为 \hat{e}_3 ，即为短轴。可以发现，沿着 \hat{e}_3 方向能流投影的绝对值之和是在任何方向上相应量的极小值，也就是

$$\text{短轴量} = \min_i \frac{\sum_j |P_j \cdot e_3|}{E_{\text{测量}}}$$

这样定义的 \hat{e}_1 和 \hat{e}_2 所构成的平面即为 q, \bar{q} 和 g 所构成的平面。在分析中，又定义了扁度，

$$\text{扁度} = \text{长轴量} - \text{短轴量}$$

对于二喷注事例，形成喷注的两个层子是共线的，而且由该层子所碎裂的强子在相对于层子轴的横向动量分布有相同的规律($\langle P_{\perp} \rangle = 350 \text{ MeV}/c$)，所以对于二喷注事例，扁度 ≈ 0 。对于三喷注事例，情况就不一样，如果三体的任一体都碎裂成具有横向动量 $\langle P_{\perp} \rangle \approx 350 \text{ MeV}$ 的喷注，那么根据动量守恒定律，事例的能量分布将是扁的，而且扁度 $\sim \frac{2\langle P_{\perp} \rangle_{\text{胶子}}}{\sqrt{S}}$ ，这里 $\langle P_{\perp} \rangle_{\text{胶子}}$ 是胶子相对于冲度轴的垂直分量， \sqrt{S} 即为 e^+e^- 质心总能量。

图 19 给出了在 $\sqrt{S} \geq 27.4 \text{ GeV}$ 和 $\sqrt{S} \leq 31.6 \text{ GeV}$ 时，事例数对事例的扁度值的分布。实验数据共 446 个事例。很明显，实验数据比 $q\bar{q}$ 模型预言的更扁，而与 $q\bar{q}g$ 模型的预言很好符合。同时，还选择了一些胶子发射效应较大的低冲度、高扁度事例作详细的分析，并对这些事例作了空间能流分布的研究。图 20 和图 21

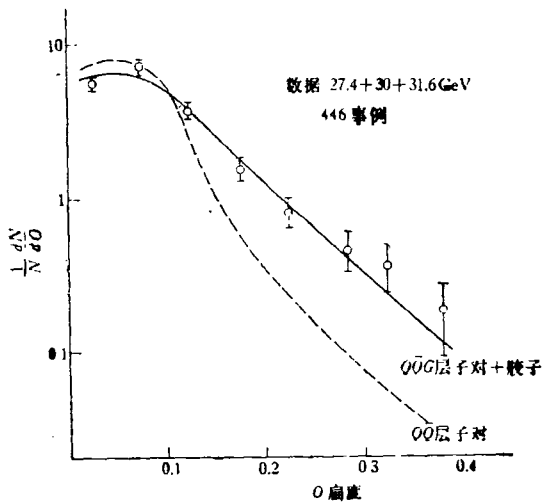


图19 质心总能量为 27.4GeV, 30GeV 和 31.6GeV 时，强子事例的扁度分布。实验数据与 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ 模型的预言相符。这儿 q, \bar{q} 和 g 分别表示层子、反层子和胶子

给出了在 $\sqrt{S} = 27.4, 30$ 和 31.6 GeV 时冲度 $T < 0.8$ ，而扁度 > 0.1 的所有事例的能流角分布。我们可以看到，在这些条件下，在冲度轴和长轴的平面上积累的能流分布显示出明显的三喷注。

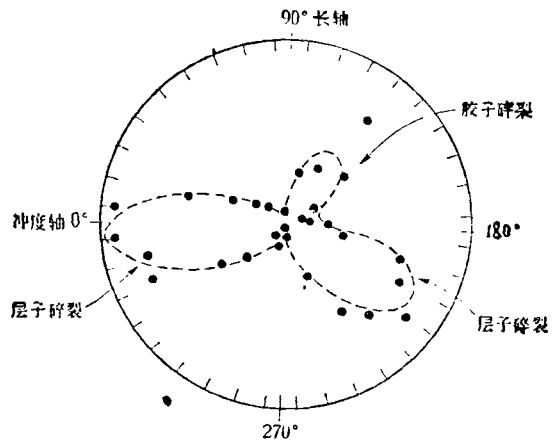


图 20 选择质心能量为 27.4 GeV, 30GeV 和 31.6 GeV, 冲度 < 0.8 , 扁度 > 0.1 的强子事例在冲度轴和长轴平面上做空间能流分布。该分布直接显示了三喷注现象。图中虚线所示是 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ 模型的蒙特卡罗结果

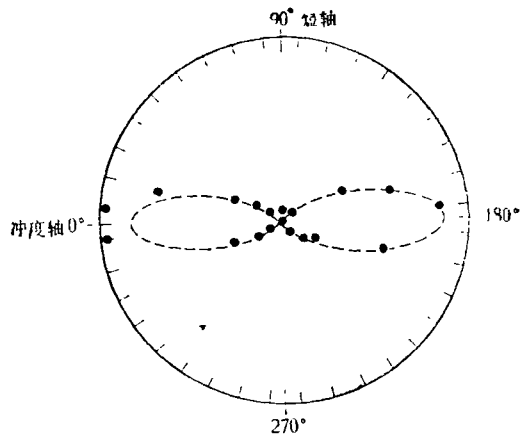


图 21 与图 20 相同的选择，在冲度轴和短轴平面上的空间能流分布

三、小 结

综上所述，近一年来马克-杰装置的主要实验结果表明：

1. 轻子（电子， μ 子和重轻子 τ ）的半径小于 $2 \times 10^{-16} \text{ cm}$ 。
2. 由 R 值的测量和冲度结构的分析，直到 e^+e^- 质心总能量为 31.6GeV 时，没有发现带 $2/3$ 质子电荷的 T 层子存在的迹象。

3. 实验上直接观察到强子的三喷注现象, 这个发现提供了胶子存在的证据.

参 考 文 献

[1] D. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42** (1979),

1110.

[2] D. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42** (1979), 1113.

[3] D. Barber et al., MIT Laboratory for Nuclear Science Report, Report No.106 and No.*106,

单轴液晶连续体弹性形变理论

谢毓章

(清华大学液晶物理研究小组)

液晶是具有某些晶体性质的液体. 它的分子排列方向有一定的规则性. 它的许多物理特性, 例如导电性、导热性、光学性能等等都具有各向异性的特点. 在一定条件之下, 它对所处环境的变化, 例如温度、电场、磁场等等相当敏感, 因此日益被人们所重视, 对液晶的研究也日益增多. 近年来本刊已有几篇介绍的文章和推导形变自由能表示式的文章^[1-3]. 本文不再多赘述. 对于长丝状液晶 (nematic liquid crystal, 物理学名词译为丝状液晶, 化学化工名词译为向列相液晶) 和螺旋状液晶 (cholesteric liquid crystal, 物理学名词无译名, 化学化工名词译为胆甾相液晶) 一个经常遇到的宏观理论就是所谓富兰克 (Frank) 连续体弹性理论^[4], 它的核心是液晶的自由能密度 g 的表达式. 本文的目的不是在推导 g 的表达式而是从与熟知的固体弹性理论作比较来说明该表达式的物理内容和几何图象.

单轴液晶是指具有单轴对称性的液晶, 这里包括长丝状、螺旋状和碟层状 A 相 (smectic A , 物理学名词译为脂状 A 相, 化学化工名词译为碟状 A 相, 又有人称之为近晶 A 相) 液晶等. 连续体理论把液晶当作连续介质来处理并且引用一个平滑的矢量场 \mathbf{n} 来描述液晶中液晶分子的排列状况. \mathbf{n} 称为指向矢 (director, 也有人称之为方向子), 它描述液晶中某处大量液晶分子的长轴平均取向. 习惯上把 \mathbf{n} 取作单位矢量,

是一个无量纲的物理量. 液晶理论与一般液体理论不同之处就在这个指向矢 \mathbf{n} 的引入.

处于平衡状态的液晶在外力作用下可以改变它的指向矢的方向. 取消外力后指向矢又有恢复原来平衡状态下排列取向的趋势. 这与固体在外力作用下发生形变, 而当外力取消后要恢复到原来状态的情况非常相似. 我们把液晶中指向矢取向与平衡状态下取向的差别称为弹性形变. 富兰克连续体弹性形变理论又称曲率弹性 (curvature elasticity) 理论就是讨论在小形变条件下弹性形变对液晶的影响.

为了描述形变, 让我们在液晶中所要讨论的那一点 P 选取一个右手直角坐标系 (x_1, x_2, x_3), 把指向矢在这三个坐标轴方向的分量称为 (n_1, n_2, n_3). 为了简单起见, 我们令 P 点处的指向矢 \mathbf{n} 的方向与正 x_3 轴相重合, 也就是说在 P 点 $n_1 = n_2 = 0, n_3 = 1$. 在 P 点附近, 由于形变的关系, \mathbf{n} 将与 x_3 轴方向发生偏离. 在小

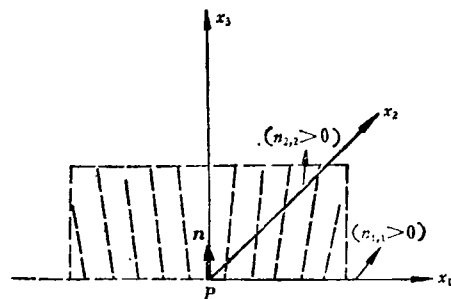


图1 $n_{1,i}$ 和 $n_{2,i}$ 描述展曲形变