

在强子中揭示部分子

——从ISR到SPS

谢一冈 摘译

(中国科学院高能物理研究所 100049)

我们对强子结构的了解是从20世纪70年代到80年代初由几个粗糙概念到精细理论的发展过程中开始的,那就是用量子色动力学描述由基本粒子(夸克和胶子)组成的强子。虽然电子与中微子对核子的深度非弹性散射和电子-正电子对撞在这一发展过程中起着主要作用,但是较少被人所知的是关于强子对撞在揭示了部分子结构,部分子间相互作用动力学研究,以及作为一个直接研究胶子相互作用方面的专门实验室。CERN的交叉储存环(ISR)是世界上有效能量高达60 GeV的第一台质子-质子对撞的强子对撞机,而且其特点是独立的双环运行,并在对撞点处的两束流间有小的交叉角度。本文回忆了ISR的决定性贡献并在其后介绍质子-反质子SPS对撞机以及对当前的世界最高能量的强子对撞机LHC都起到了先导作用。本文也介绍了ISR在物理方面的贡献。

1. 前言

CERN对撞机的第一期结果之一是观察到清晰而无可争议的喷注。这是对粒子物理领域很重要的冲击。它当然地排在对撞机最重要的发现成果之列,这是因为它不仅证实了部分子存在于质子内这一物理事实,而且它打开了定量研究与喷注相关现象的大门。这个领域最早开始于CERN,随后是在美国费米实验室以及在21世纪的LHC上。所有这些实验研究已经充分地肯定了可以用微扰QCD理论对部分子-部分子散射进行解释。

读者可能都了解,在20世纪60年代ISR诞生的

时候,强子可能是一种组合粒子的概念还远远没有被接受。尽管盖尔曼(Gell-Mann)的8重态路线是很成功的,但是他的夸克模型面临两种非常强烈的和相对立的争论,也就是寻找多夸克的实验中企图找到分数电荷的迹象都是失败的,另外则是和夸克模型同费米-狄拉克统计是不相容的。这样,提出核子是由夸克组成的理由是不充分的。

那么在ISR方面,情况又是怎样的呢?在ISR第一次对撞前夕,杨振宁在一次报告中介绍了强子碰撞有限碎裂的概念,从这个概念进一步的开拓中可以促使欧洲物理学家思考强子是组合粒子概念。

在那个10年的最后,在美国方面,SLAC带来了曙光,那就是电子的深度非弹性散射和紧接着的SPEAR的革命性的收获。

假若强子是组合成的,那么就应该从强子在其相互作用和重新配置的碰撞过程中了解所谓的部分子,特别是,正如核物理中能够测到如 $(p, 2p)$, (p, pn) 等反应中所发射它们中的一个。这种过程确实是可能的,但是强子与核是完全不同的。以质子为例,使质子内的部分子从质子内发射出来却花费10年。这里有两个原因:其一是因为质子的质量比部分子大很多,另一个原因是随着距离增加强力增加,很难发射出孤立的部分子:即当它被旁边的母体吸拉时,它们之间的力场有如此大的值以至于只能是部分子以夸克-反夸克的介子(如 π 介子等)群形式产生。为了鉴别这种作为母体部分子的附属物的强子群,也就是这些强子飞出时形成了彼此足够靠近的所谓喷注。以下所介绍的是在CERN从ISR上到质子-反质子SPS对撞机(在超级质子同步加速

器(Super Proton Synchrotron)上进行质子-反质子对撞一般用 SPpS 表示——摘译者注)于 20 世纪 70 到 80 年代期间如何得这一成就的。

2. 作为胶子对撞机的 ISR

2.1 引言

大概恰好在 ISR 运行的 70 年代,我们对粒子物理的理解也正处于大飞跃的年代。ISR 的成就尽管在弱作用成就方面并没有重要的贡献,但对于这时期粒子物理的进步也是有重要贡献的,如在大横动量过程方面,或短程质子结构探针以及喷注方面等。

特别是在 20 世纪 70 年代,不同的人之间和不同的科学群体之间的见解存在差异是经常发生的。在 e^+e^- 、中微子、固定靶、ISR 这些群体之间对当时取得的进步的认知也是完全不同的。这样就有必要简短地回顾这个时期的主要事件。

2.2 主要的里程碑

当 1965 年 12 月,维基·韦斯科夫(Vicky Weisskopf)作为 CERN 总所长,在他参加的最后一次理事会全会上批准了建造 ISR,当时并没有与这台机器相关的特定物理课题,它的确只是为了开拓新的较高的质心能量的对撞的“尚未认识的土地”。所有的物理实验的新建议的和已经批准的机器都是期待回答在人们的心中特定的物理问题。那时强相互作用被设想为一个谜。

下面和读者一起回顾强相互作用和夸克发现的重大历史进程是有意义的。现在已经知道与 u、d、和 s 夸克相联系的味对称的 SU(3)八重态子在当时并不被认为是强相互作用中的动力学中具有重要结论性意义。尽管进行了强有力地寻找也没有发现自由夸克,另外,诸如自旋-宇称为 $3/2^+$ 的 Δ^{++} 这样一些态不可能由 3 个具有相同自旋为 $1/2$ 的 u 夸克组成是违反费米统计的。

与此相反的线索一是在美国方面。于 1968 年

至 1969 年出自 SLAC 的电子-质子深度非弹性散射的重要发现。两英里长的直线加速器已经开始运行,并且用大型谱仪的实验方案也运行了几年。从实验一开始,实验物理学家和理论物理学家就密切接触,互相提供新数据和新概念,这开始于比约肯(Bjorken)的标度概念和费曼(Feynman)的部分子概念,这两方面都支持质子有点状结构的成分。另外,标度概念的建立以及质子和中子的结构函数的氘核数据的收集等一系列的求和规则被检验和仅一部分质子的纵动量被夸克所携带的事实被证实,加以到 1972 年夸克模型变得强壮起来,才使作为强子的质子和中子由夸克所组成的图像清晰起来。在欧洲方面,CERN 的加尔加梅勒研究组(Gargamelle)(加尔加梅勒 Gargamelle 是法国童话中的一个精灵的母亲,是 CERN 一个大气泡室的名字——摘译者注)。提供的第一个中微子深度非弹性散射数据变得可用。1972 年年底格罗斯,维尔切克(Wilczek)与波利策(Politzer)确信渐近自由的概念以及红外禁闭的推论可以解释自由夸克不可能被观测到的现象。1973 年底,与非阿贝尔规范理论的联系以及包括费米统计疑难的“胶子图像的颜色八重态的利用”已经被弗里奇(Fritzsch)、盖尔曼(Gell-Mann)和路特威勒(Leutwyler)所解决。1974 年 QCD 诞生并作为强相互作用的理论已被全社会所接受,并又用了 3 到 4 年的时间达到成熟。

1972 年中期,斯坦福(Stanford)的电子-正电子对撞机 SPEAR 投入运行。于 1974 年 11 月,作为物理社会的一场革命,即 ψ 在 SLAC 和 J 粒子在布鲁克海文(美国 Brookhaven)实验室同时被发现。这就立刻开辟了产生纯夸克-反夸克末态的能力以便测量颜色的个数。然而,在这个可用的能区内发生了许多新情况(开辟了裸夸克道,拥挤的粲素谱、陶轻子 τ (tau)产生等),这就要求用一些时间来判定它们的效应和进行中所发生的情况。在那个十年的末期,对中微子相互作用和电子-正电子湮灭中的标度破坏问题已经进行了研究(在 SPEAR 运行两年后,在汉堡的 DORIS 开始运行)。QCD 已经达到成熟阶

段。另外,还仅有尚未回答的疑难问题,如CP破坏相角不存在和无能力处理在大距离下的理论,这些至今还伴随着我们。

2.3 关于 ISR

以上叙述了20世纪70~80年代粒子物理的进步,按照标准的民间说法在那时并没有谈及ISR。至于是否知道在ISR上获得了什么结果并且这些结果对QCD的发展是否有冲击作用,让我们读一读戴维·格罗斯的回答:“每个人都知道在大横动量下被观察到的强子物理的定量现象是同简单的散射概念和部分子概念完全一致的……检验不像深度非弹性散射那样清晰,其分析是十分复杂的,而深度非弹性散射在微扰QCD初期确实是非常清晰的……部分子概念完全无法检验QCD,而它只能检验类点成分而不是动力学。”他的回答很好表达了ISR所经历的道路,与此同时比约肯和费曼也曾开玩笑地将其描述为:一个对撞机正在射击瑞士手表。这表明比约肯和费曼紧紧跟上了ISR所得到的结果。

戴维·格罗斯现在已经能够返回来向我们解答问题了:“ISR群体,你们如何知道SLAC的实验进展和其中理论的新概念呢?”回想起来,第一次回答这个问题的是莫里斯·雅各布(Maurice Jacob)。莫里斯同萨姆·伯曼(Sam Berman)。他们在SLAC访问中,为一次讨论会写了一篇关于类点成分和大横动量产生问题的原创性论文。回到CERN后,他们在ISR的实验物理学家和理论物理学家之间组织了一系列积极的讨论,从而在群体中接触到了理论研究方面的概念,渗透了深度非弹性散射和以后的电子-正电子湮灭的研究进展,特别是在1972年,ISR群体已经理解了部分子的基本概念和大横动量产生的因子化的三个阶段。如图1所示:在每一个强子(核子)中根据核子结构函数 F 分出一个部分子,在双碰撞中(用碰撞截面 σ 表示)使它们发生相互作用并促使终态部分子根据碎裂函数 G 碎裂成强子。但是在早期,在消化这些新概念方面,ISR方面至少比SLAC落后6个月。

表1全面地给出了包括夸克和胶子作用的图

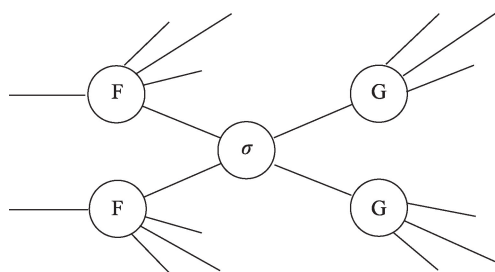


图1 大横动量强子相互作用的部分子图像,每个入射强子的一个部分子(结构函数 F)经过双碰撞(σ)和射出部分子碎片成为强子(碎裂函数 G)

像,可以看出ISR最基本的地位:胶子贡献了领头阶。在电子-质子湮灭中和深度非弹性散射中,胶子只贡献次领头阶,并以和从夸克线辐射出的胶子韧致辐射相联系的辐射修正的形式出现。在ISR,

表1 包括夸克和胶子的(领头阶)过程。符号 \times 和 $]$ 表示 t 道和 s 道各自的交换。最后一行为,结构函数(F),和碎裂函数(G),耦合常数 α_s 表示 $\alpha/(\sin\theta_w \cos\theta_w)^2$, α_{ch} 表示 $\alpha/\sin^2\theta_w$,其中 θ 为Weinberg角。初态中包含胶子的过程被隐蔽

电子-正电子湮灭			
1		$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$	$\alpha^2 G^2$
电子深度非弹性散射			
2		$e q \rightarrow \gamma^* e q$	$\alpha^2 F G$
中微子深度非弹性散射			
3	中性流	$\nu q \rightarrow Z \nu q$	$\alpha_s^2 F G$
4	电荷流	$\nu q \rightarrow W l q$	$\alpha_s^2 F G$
质子碰撞(ISR)			
5	Drell-Yan 机制	$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ l^-$	$\alpha^2 F^2$
6	直接光子	$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow g$	$\alpha \alpha_s F^2 G$
7		$qg \rightarrow \gamma^* q$	
8	大横动量	$q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow q\bar{q}$	$\alpha_s^2 F^2 G^2$
9		$q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow g\bar{g}$	
10		$q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow q\bar{q}$	
11		$q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow g\bar{g}$	
12		$qg \rightarrow q \rightarrow qg$	
13		$qg \rightarrow g \rightarrow qg$	
14		$qg \rightarrow q \rightarrow qg$	
15		$gg \rightarrow g \rightarrow q\bar{q}$	
16		$gg \rightarrow g \rightarrow gg$	
17		$gg \rightarrow q \rightarrow qg$	
18		$gg \rightarrow g \rightarrow gg$	
19		$gg \rightarrow g \rightarrow gg$	

(s, t, u 为曼德施达姆变量, s 为质心系总量能量平方, t, u 分别为初末态粒子转移量,与散射角有关——摘译者注)

胶子不仅贡献了领头阶,而且确实起主导作用,包括涉及了大部分的既有大横动量的胶子-胶子,又有夸克-胶子的碰撞。胶子相互作用是 ISR 的优势领域,并且胶子是需要理解消化的理论的重要部分。当人们研究了作为 QCD 特殊表示的非阿贝尔规范理论的 3 个和 4 个胶子顶点领域时,考虑 ISR 特别在这方面起到了主要作用。

2.4 大横动量:单举产生的数据

1972 年至 1973 年期间,ISR 组宣称发现了没有预料到的大量的大横动量粒子产额。图 2 读者可以看到 π^0 和 π^+ 按横动量 p_T 在 14.2 GeV 和 52.7 GeV 能量的分布,即在不同 p_T 下的 π 介子的单举产生截面高能区的数据是按指数形式由低能外插到高能区得到的,并有 $\sim \exp(-6 p_T)$ 关系。更详细的分析得到 π^0 的单举不变截面具有指数形式,为 $p_T^{-n} \exp(-kx_T)$ 。其中 $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$, $n=8.24 \pm 0.05$ 和 $k=26.1 \pm 0.5$ 。这个结果的影响很大,以至于引入了所谓的成分交变模型。其概念是在作为质子成分的夸克中还包含附加的介子在其中。深度非弹性散射由于形状因子效应对这些介子将是看不见的,但是强子相互作用能够使夸克重新组合,这一点正确地预言了在前面给出的在 ISR 上测得的 π 介子的单举产生截面按幂级 n 近似为 8 的指数形式降低的结果同理论预期一致,但是这些成功还不足以能够同早期正在发展起

来的 QCD 模型相竞争。

图 2 中的结果也给出了夸克-胶子,胶子-胶子贡献的证据。在那时候,带电 π 粒子, K 介子,质子和反质子以及 η 介子已经在 ISR 和费米实验室研究,在那里 π 束流也已经被使用,并提供了有利于 QCD 的决定性的证据。后来也了解 p_T 指数定律在高质心系能量碰撞下应该换成 p_T^{-4} ,也证明前面提到的成分交变模型是成功的。值得一提的是:1973 年至 1978 年时期,强子大 p_T 单举产生和表 1 中给出的胶子的领头阶的微扰展开的短距离碰撞等对 QCD 作为强相互作用理论的建立是有特殊贡献的,而另外的领域——深度非弹性散射和电子-正电子湮灭不可能做此贡献。可以说在 CERN-ISR 和在费米实验室利用不同束流的固定靶实验在这一领域所收集的数据在大质心能量方面起到了互相补充的作用。因为这些结果肯定了 QCD 的正确性。有些遗憾的是,当时包括 ISR 上的多目的分裂场磁铁探测器实验,没有一个实验具有好的性能和大立体角,致使强作用深入研究受到了限制。再有 ISR 曾希望用其上的探测器寻找新粒子的目的,因高本底以致很难寻找到新粒子。虽然 ISR 开辟了第一个使大横动量产生的研究提供了一种短距离下的强子结构的新的研究探针,但是因为在物理的其他领域这个期间出现了很多重要结果,致使人们有忽视或者忘记这些重要贡献的趋势。

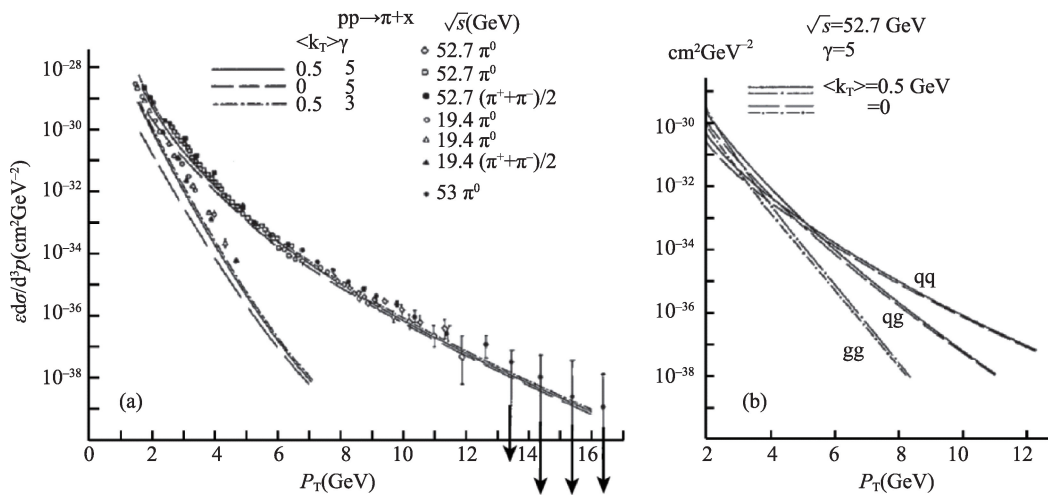


图 2 一个典型的 QCD 拟合对 π 单举数据的拟合(a),和夸克-夸克、夸克-胶子、胶子-胶子的相对贡献图示(b)

2.5 事例结构和喷注

早期的有利于部分子图像的证据鼓励人们研究事例的总体结构,特别是以强子喷注作为研究目的实验,在强子喷注中,设想部分子的硬散射发生碎裂。但是当时ISR没有一个探测器能够满足这一任务。经过“ISR上的新型磁体装置”的评估和一些ISR实验一步一步地设备升级,到1982年才建成在ISR的I8站的轴向场谱仪和在I1站的超导螺线管谱仪,并且这些探测器已经都安装有大覆盖角的量能器了。

当1984年ISR关闭时一套非常丰富的包括双喷注事例的重要结果已经被这两个组获取。由图3(a)可见,这些喷注事例在图中都占据可观的范围,并具有超过35 GeV横向能量。图3(b)给出有硬散射碰撞所产生的带电粒子沿着纵向(即距离强子束流的碰撞的点轴上的距离,图3(a)用赝快度 η 表示——摘译者注)相空间密度。它是英国-法国合作组在分裂磁体谱仪AFS中用带电粒子在90°触发和动量分析方法对相伴随的带电粒子进行分析得到的数据平均值。粒子密度用最小偏置条件下(即最低的触发条件——摘译者注)的碰撞进行归一化。由此可以看到一些特征:即在大的快度 Y (rapidity,表示沿着对撞轴方向延伸的程度,是纵动量的函数,图3(b)中的斜线——摘译者注)下衍射被压

低,一种“同侧喷注”沿着触发方向,而“远侧一喷注”沿着同触发轴向相反的方向射出并覆盖很宽的快度范围。

毫无疑问地,缺少好的仪器对于ISR对硬碰撞物理的贡献来说是一种欠缺。假如CERN管理层能够给予更多支持的话,则ISR就有机会提前两年得到相关收获。现在回想起来,已经很难评估当时如果在ISR上批准一项大型设备会受到多么大的负面压力。这是因为那时LEP和质子-反质子对撞机已经在CERN的计划中,而该设备已经具备了夸克喷注和胶子喷注相关研究的最佳条件;相比之下,ISR就被边缘化了。更有一层原因就是,ISR的束流几何有15°的交叉角,这就需要有较大的真空腔室,这就使4 π 型探测器的设计变得很困难。从40年后的21世纪的今天看来,ISR有些灰心是完全可以理解的,并且相较于过去,CERN管理层的决定现在看来更为合理。

在1973年至1978年时期,一系列ISR的实验已经完成了事例结构和末态中的硬喷注证据方面的研究,并在1976年更为清楚并进一步加强。可是CERN的质子-反质子对撞机SPpS已经在1982年发表了第一个喷注事例,这样就把目光从ISR吸引到SPpS的物理实验结果上了。

另外要说明的是:在硬强子碰撞研究中有两种

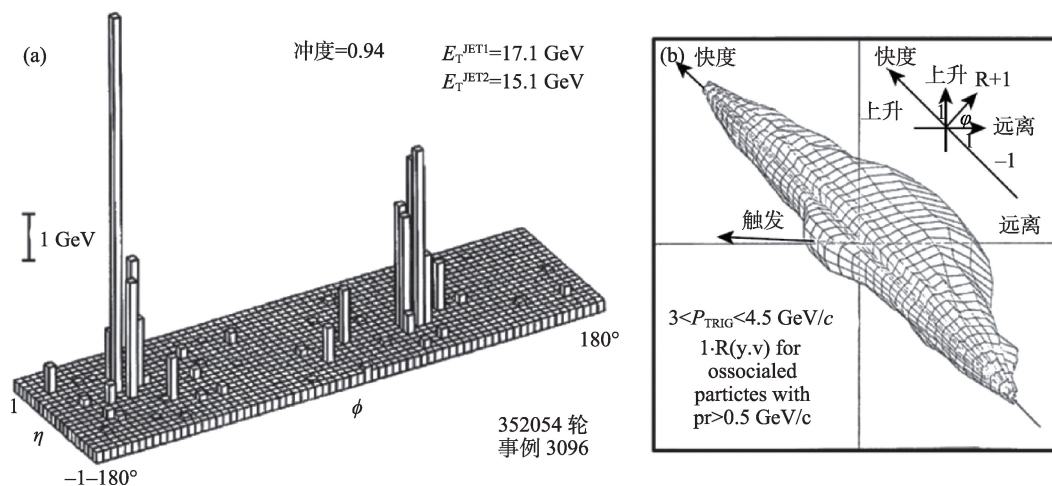


图3 (a) AFS实验结果立体图表示大横能量为主的双-喷注结构;(b)单粒子触发条件下的纵的相空间密度(相对于最小偏置事例)产生的证据,高能区的数据是按指数形式由低能外插到高能区得到的

固有的困难,第一种即出现所谓“下属事例”。这种事例与电子-正电子湮灭不同,“下属事例”中包含有并不参加硬碰撞的旁观者部分分子所产生的碎裂体,也与深度非弹性散射不同,深度非弹性散射的大部分信息是由结构函数所携带的,而在 ISR 方面则复杂些因素较多。

第二个困难是在 ISR 运行的第一个十年期间,由于缺少能够覆盖较大范围的量能器致使触发系统是所谓“低偏置”的(即最低条件下触发——摘译者注)。因为硬部分子散射截面远比碎裂过程更为严重地依赖于横动量 p_T ,这样这个大 p_T 粒子就非常有可能是相当软的喷注的碎裂物。这个“同侧”喷注碎裂与“远侧”喷注碎裂就出现非对称特点,因此难以比较它们之间性质。一个理想的实验就应该利用能够覆盖较大范围的量能器部件选用全部可能的横动量触发条件,这样才容易鉴别产生于围绕在喷注轴旁的具有有限横动量的那些喷注碎裂体。另外,由于“远侧”喷注的多重数可以被测量到,这样就可以同深度非弹性散射和电子-正电子湮灭中的夸克喷注进行比较。

比较一下美国 SLAC 与德国 DESY-DORIS 电子-正电子湮灭和 CERN ISR 的强子对撞结果的特点和相互联系是有必要的。

图 4(a)表示不同质心系能量 $s^{1/2}$ 下 e^+e^- 湮灭相当的能量下的强子喷注的多重数(图中即带电粒子多重数的 n_{ch} 的平均值——摘译者注),测量出自 SPEAR 与 DORIS, PETRA, 中微子深度非弹,并与 ISR 大横动量的强子相互作用的喷注的多重数互相对比。图 4(b)表示在不同过程中测量到的喷注结构函数(图中用多重数按横动量分数 x 的分布 $1/n(dn/dx)$ ——摘译者注)。在 ISR 中胶子喷注是主导的。人们期望在能够看到 ISR 中胶子喷注和夸克喷注的重要的不同点,但是在 ISR 中毕竟可以取得到的粒子的 p_T 过小,以至于不可能揭示这些区别。

在电子-正电子湮灭中第一次观察到夸克喷注是在 1975 年美国 SLAC 的 SPEAR 实验中,第一次观察到胶子喷注是在 1979 年至 1980 年的德国 DESY 的 PETRA 实验中。前者的夸克喷注能量是 4 GeV, PETRA 胶子喷注能量是 6 GeV。ISR 中大多数是胶子喷注,至少是 10 GeV。 e^+e^- 湮灭的数据主

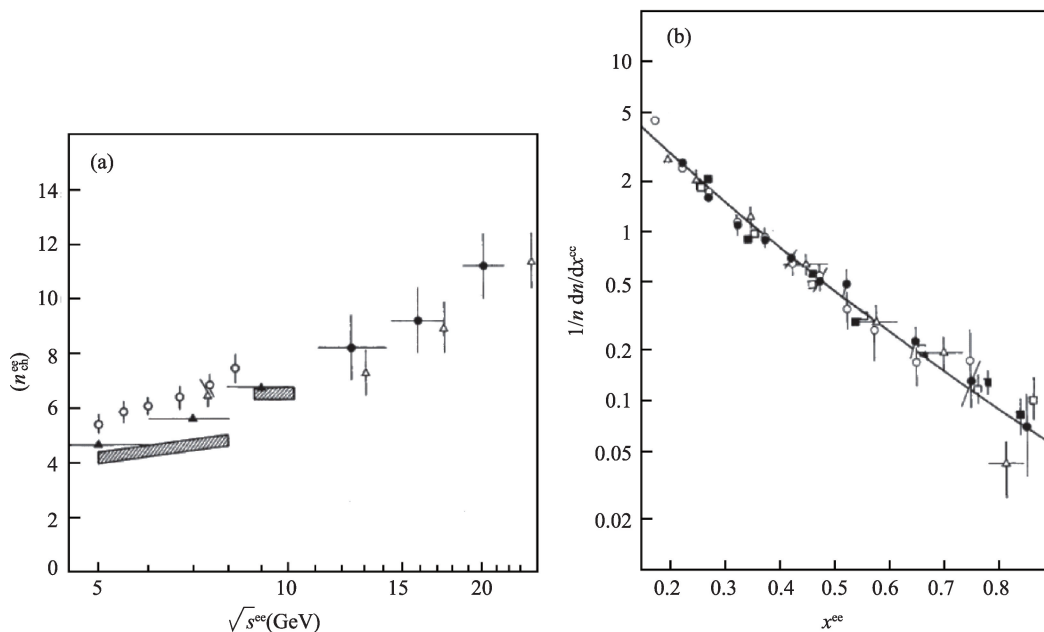


图 4 (a) 不同质心系能量 $s^{1/2}$ 下的 e^+e^- 湮灭测量出自 SPEAR 与 DORIS(斜划线矩形区), PETRA(空心三角), 中微子深度非弹(实心), ISR 大横动量的强子相互作用的强子喷注的多重数,(空心圆);(b) 在不同过程中测量到的喷注结构函数,三角为中微子深度非弹,圆为 ISR 高 p_T 强子相互作用。实线为与 e^+e^- 湮灭相互作用)

要是用喷注事例形状表示的：即球度、扁度、冲度等。毫无疑问，虽然那时还没有任何预先的理论被认可，但可以说ISR喷注的证据比1975年SPEAR的夸克喷注和1979年至1980年PETRA的胶子喷注都更加有说服力；同公众对SPEAR和PETRA的结果的热情相比较，研究大横动量产生的ISR物理学家们面对公众对他们的数据缺乏相应的认同，无疑感到有些灰心。在固定靶实验群体方面的情况更加糟糕，因为相对于质心系能量来说，它们的有效能量太低以至于不可能揭示出喷注。

同公众对SPEAR与PETRA的数据接受程度相比，ISR数据的接受程度不足有部分主观原因：即ISR的数据的复杂性，而且其意义“不甚清晰”。同时也必须承认，存在着客观原因。其一是SPEAR和PETRA的探测器更适合于这方面的研究，其二是SPEAR的漂亮结果强有力地支持夸克喷注假说：喷注轴的轴向角 ϕ 分布（在图4(a)和图4(b)中轴向角 ϕ ，在与圆柱坐标纵轴（一般用 Z 表示，即对撞束）垂直的平面内——摘译者注）显示了已知的束流方向极化特点，同时它的极角（即与圆柱坐标纵轴前向夹角 θ ）分布服从由自旋为 $1/2$ 的部分子所预期的 $1+\cos^2\theta$ 分布。到20世纪80年代中期，PETRA上的4个探测器都给出了包括令人信服的并可以同QCD预期的胶子喷注相比。在ISR方面，无疑其物理过程的复杂性远比电子-正电子湮灭更大，因此同其他加速器获得的结果相比，ISR难以单独设计出对QCD起着决定意义的测试。但是仍需再次强调，ISR的结果正是开拓了其他加速器不可能得到的基本过程，并且在其内在的QCD图像方面可以很好地同电子-正电子湮灭与深度非弹性散射的结果相符合。可以说ISR对QCD的建立有其独立性的和本质性的贡献，这一点是很明确的。

2.6 直接光子

除强子喷注以外，其他产生机制也揭示了碰撞质子的部分子结构，诸如轻子产生、重味粒子和直接光子等。直接光子很快被承认是最简单的过程：

即它同QCD预期的比较可能是有指导作用的。它可以用这种方式进行，即在夸克-反夸克对的初始态中直接辐射出来光子，或者在夸克和胶子的类康普顿相互作用中产生一个光子。在这两种情况中，光子是单独发出的，并不伴随孤立的其他粒子，而且与强子喷注处于平衡状态。直接光子产生应该提供胶子结构函数的信息、测量QCD耦合常数 α_s 等。那个十年的前五年中，最前沿的实验测量已经得到区别于本底的信号，本底主要是由 π^0 和 η 介子衰变发出的光子。在那个十年的最后时期，更清晰地信号已经观察到，并同固定靶实验一道获得了一系列实验数据，它们对于QCD来说都是非常成功的实验室。再有，强相互作用利用在固定靶机器上和ISR的上的实验都有的能力研究胶子碰撞，并在QCD微扰领域的强相互作用的研究方面，也都做出了实质性的贡献。

2.7 ISR的遗产

这个ISR的简要总结对20世纪70年代发展起来的新物理，特别是对QCD作为强相互作用的理论有所贡献。这样使读者相信这些贡献比检验质子内部仅仅是类点成分的概念要多。ISR的贡献同固定靶机器上的硬强子相互作用一道，都利用了其独有长处：在强相互作用的领头阶QCD理论中胶子部分的研究领域起到了最大贡献。ISR的优势是具有高的质心系能量，而固定靶机器具有多方面优势：不同机器有各自的优点并且是彼此互补的。很多因素导致了ISR的结果不太被认可。在那时期也没有出现适用于硬过程研究的探测器，另外，在那10年中虽然弱作用部分的有着同强相互作用一样的革命性发展，但ISR未参与其中。最可能的原因是硬强子碰撞意味着有复杂的过程，这对于那些没有在这方面细致地研究过的人来说，这种过程似乎“太脏了”。

作为曾在ISR上工作的人往往不太重视这种相对认可的缺乏，它的主要遗产是告诫我们如何利用随即问世的质子-反质子对撞机。它使我们看到新

物理,以及用于研究新物理的最有利的方法。它在质子-反质子对撞机实验观念方面有着影响深远的作用,ISR 和 CERN 质子-反质子对撞机 SPpS 都是世界上最早建造的强子对撞机,与费米实验室的质子-反质子对撞机之间以及 21 世纪的 LHC 也有联系。它们指导一代物理学家学习如何设计在强子对撞机上的实验。后者的成功同前者的成就是不可分开的。

3. 在 SPpS 对撞机上的喷注

3.1 引言

在 SPpS 对撞机上,于 1981 年 7 月开始其第一次对撞。这要归功于卡罗·鲁比亚(Carlo Rubbia)和他的团队,这个团队聚集了许多有能力的优秀人才,特别是在随机冷却方面的做出决定性贡献的西蒙·范德梅尔(Simon Van der Meer)。这个努力的动力是第一次产生在纳巴恩(nanobarn)量级的质子-反质子对撞的质心系能量为 540 GeV 的对撞截面条件下可以产生和探测到中间玻色子。为此,UA1 设

计并建造一台通用型 4π (即立体角全覆盖型——摘译者注)探测器。它包括安装在磁场内一个中心径迹室,并被量能器所包围(图 5(a),(b),图 6(a))。虽然中心径迹室的性能已经处于当时的最新工艺水平,但总体设计依然受到磁场和颇为粗糙的量能器的限制。第二个探测器 UA2 是很廉价的,它一方面可以同 UA1 竞争,又可以与 UA1 互补,即仅仅在一部分玻色子物理的领域进行研究(图 5(c),(d)和图 6(b))。例如,它的突出研究对象是电子和喷注。在设计中完全利用了从 ISR 学来的经验,量能器和小中心径迹室只覆盖有限的立体角,但比 UA1 的量能器有更好的能量分辨率和角分辨率。

3.2 喷注产生证据

在强子碰撞中不用触发偏置得到喷注产生的清晰证据的第一个实验是被 UA2 完成的。在第一轮对撞机实验中,那时轴向覆盖区域还不能完全探测到大横动量喷注对,这一对喷注出现在其平均横动量仅略高于 0.4 GeV/c 的粒子群事例。有的固定靶实验组曾经怀疑这个结果。在 UA2 观察到喷注

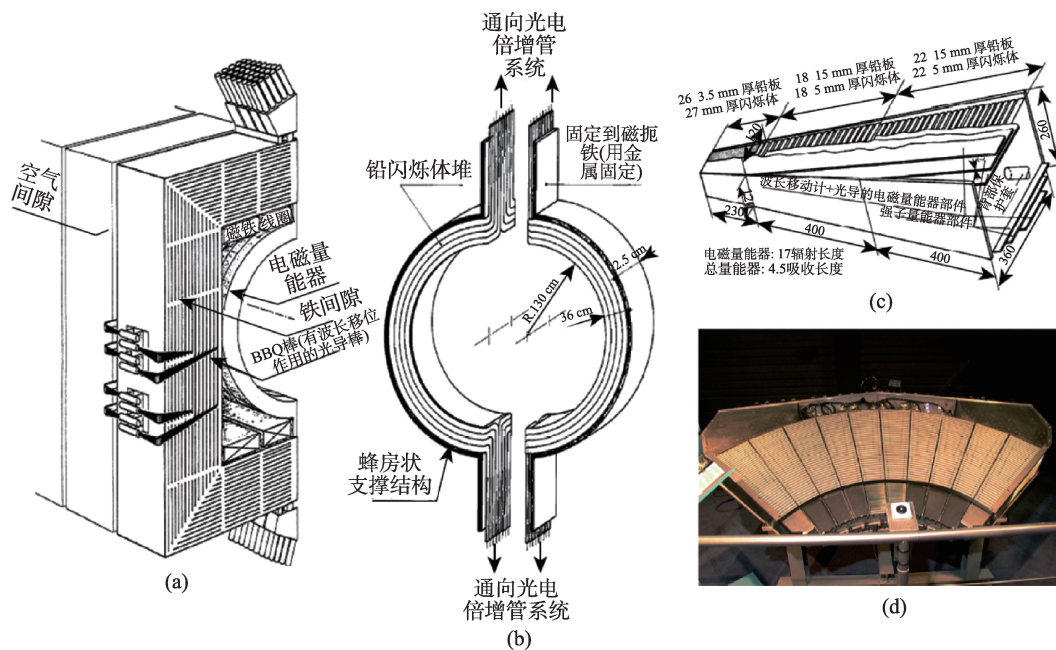


图 5 (a) UA1 强子量能器的示意图,显示出两个磁扼铁的半模块,模块安装成多层铁-闪烁体夹层结构; (b) UA1 电磁量能器的示意图,显示出一对多层铅-闪烁体夹层,称为“冈多拉”(“gondolas”,威尼斯弓形船——摘译者注),其内围绕径迹室; (c) UA2 的 240 个投影型单元中心量能器; (d) UA2 的中心量能器在安装期间的一个轴向分块(橘黄色条)

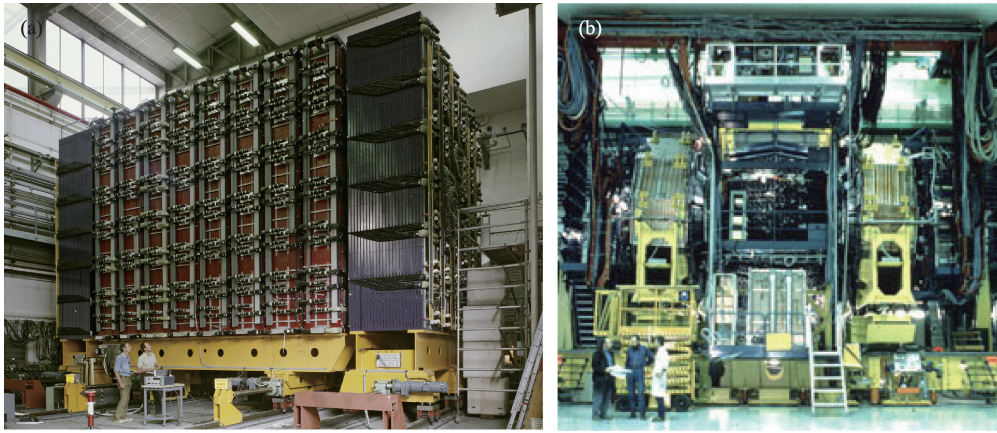


图6 UA1(a)UA2(b)探测器的总体照片

产生证据后不久,接着UA1经过一段时间的犹豫之后:在1982年2月UA1也发表文章称:“……反常高的总横能量普遍出现,这些粒子按全部轴向非常均匀地射出。清晰的部分子模型的喷注在强子-强子散射中的要比在电子-正电子湮灭中的更令人难以捉摸”。

这里简单介绍UA2是如何利用量能器单元确定喷注的;

UA2探测器包括覆盖有限的极角范围 θ 为 $40^\circ < \theta < 140^\circ$,但是全覆盖轴向($0 < \phi < 360^\circ$)的全吸收型量能器。这个量能器分为240个独立单元(cluster),每个单元覆盖区间为 $\Delta\theta \times \Delta\phi = 10^\circ \times 15^\circ$ 。对于每一个事例,可以测量总横能量为 ΣE_T ,定义为 $\Sigma E_T = \Sigma_i E_i \sin \theta_i$, E_i 为第 i 个单元内沉积的能量, θ_i 是第 i 个单元中心的极角,求和要对全部单元。从观察到的 ΣE_T 分布(图7)可以看出,当 ΣE_T 大于60 GeV后,分布明显地离开指数衰减形式。多出的部分暗示喷注的贡献。

为了研究在事例中的能量分布图样,要求各个能量单元全部联合在一起选用相同的能量下限,即至少为0.4 GeV。对每个事例,这些单元要按照从大到小的顺序依次排列($E_1^i > E_2^i > E_3^i > \dots$),即当 ΣE_T 足够大时,且其中一个事例中仅由两个单元组成,并有相等的横能量时,对于那些 $\Sigma E_T > 60$ GeV,另外 $E_1^i, E_2^i > 20$ GeV的两个最大

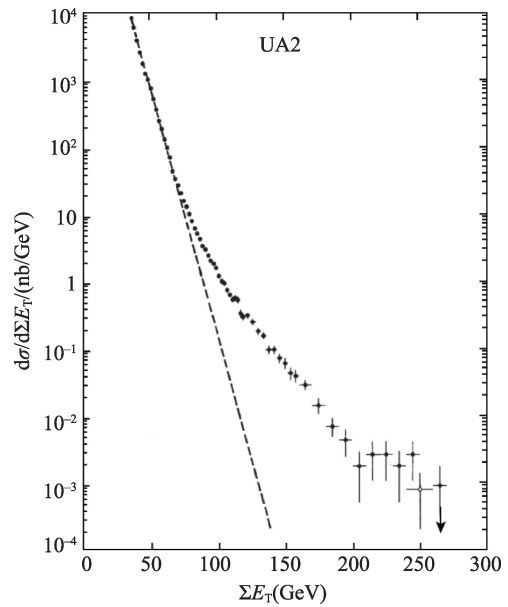


图7 UA2中心量能器观测到的总横能量 ΣE_T 分布

单元间分离开的轴向角为 $\Delta\phi_{12} = 180^\circ$ 可以看到两个明显的峰,表明两个单元背对背地共线并且都在与束流轴垂直的平面内(读者也可参看图3(a))。

在有些事例中,双单元的这种结构也有意外情况发生,那就是戏剧性地观察到的 ΣE_T 横能量分布超出量能器单元的最大值,图8(a)~(d)给出了四个典型事例,其 $\Sigma E_T > 100$ GeV。这些横能量集中地出现在两个(或很少情况为三个)很小的角度范围内。这些能量单元相当于射出方向集中的多粒子系统(即喷注)的能量沉积,如图8(e)所示,图中展示出在这些事例中重建的带电粒子的径迹(在UA2探

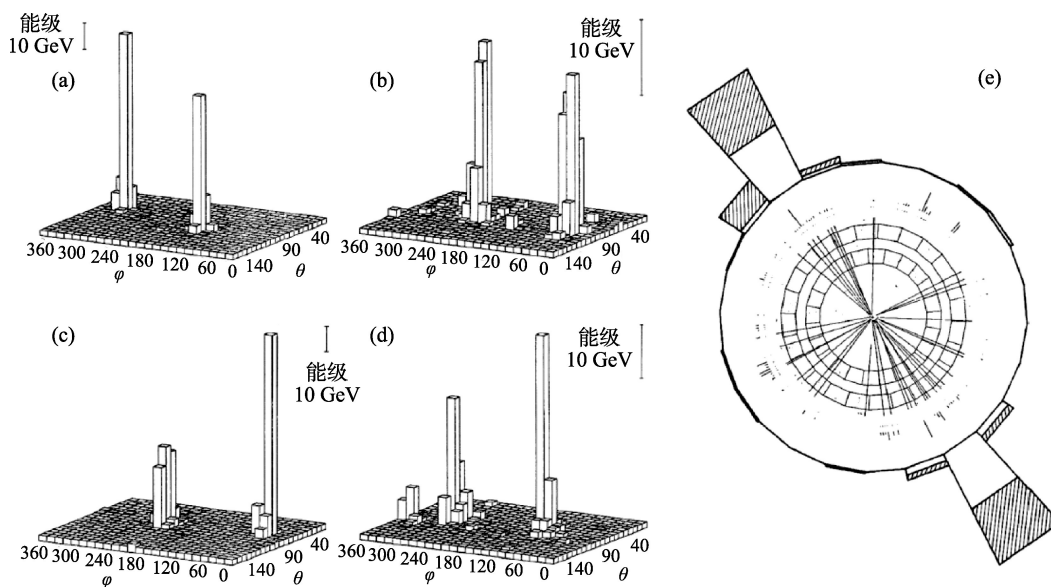


图8 (a)~(d)4个典型的 $\sum E_T > 100$ GeV 事例在 θ - ϕ 平面中的横能量分布,每个横轴单元间隔(bin)为UA2中心量能器的胞体(即单元);(e) UA2中垂直于束流的典型的双喷注的投影。左图中,每个柱体高度表示横能量,开口的与阴影的柱体分别表示电磁和强子量能器的横能量

测器的中心区没有磁场,因此,所有的径迹都是直线)。

3.3 理论解释

强子碰撞中的喷注产生可以在部分子模型的框架内进行解释,即入射强子成分之间的硬散射。因为质子和反质子都是由夸克、反夸克、胶子所组成,有几个次级过程贡献了喷注产生。每个次级过程贡献的散射截面都计算到强耦合常数 α_s 的第一级,计:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} = \frac{\pi\alpha_s^2}{2s} |M|^2 \quad (1)$$

其中 θ^* 是散射角, s 是两个部分子在质心系中总能量的平方, M 是为函数的矩阵元。对于 $|M|^2$, 明确表达式已经计算出来。其中的次级过程中包含有初态胶子,如 gg 和 qg 散射,只要当胶子密度在入射质子中同夸克(或反夸克)的密度可以相比较时,初态胶子就是主导的了。进一步可以计算得到按 p_T 与发射角 θ 为变量的喷注单举产生截面,其中包含图1中所示的描写入射强子中部分子 A 和 B 的碎裂函数 F_A 和 F_B 和作用后的为依赖于 Q^2 结构函数, Q^2 是次级过程中的转移四动量的平方,按照 QCD 演化所预

期的,从深度非弹性散射实验中已经测量得出 ($Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$), 并外推到所感兴趣的直到质子-反质子对撞能量 10^4 GeV^2 。在质子-反质子对撞能量下,喷注在 p_T 约 $30 \text{ GeV}/c$ 和 $\theta=90^\circ$ 附近产生,该喷注是以相对小的 $x(x < 0.1)$ 从部分子硬散射中产生的。在这个区域,胶子喷注是主导的。

强子喷注的不变质量为几个 GeV。部分子的 p_T 与从各个量能器单元测量的 E_T 之间的关系经常是借用 QCD 模拟所确定的,这里出射的部分子转化为喷注是按照特殊的强子化模型,而且已经考虑到了探测器对强子的响应。最后,除了统计误差,数据还受到许多系统效应的影响,诸如量能器的能量标度和接收度。这些影响使得喷注的产额总体不确定性为 $\pm 50\%$ 。全部综合到一起后,对理论预期和实验结果进行比较可从图9看出。图9(a)给出 UA1 和 UA2 初期测到的极角 θ 为 90° 的喷注单举产生截面,图中的一个带状范围为理论预期,带宽表示其理论预期的不确定性。理论和实验数据是惊人地一致的,特别是理论曲线不是由数据拟合出来的,而是在实验数据给出之前就绘制出的。

紧接着经过对撞机亮度的改进和理论的进步以后所得到的新结果由图9(b)给出,其中为 UA2 于

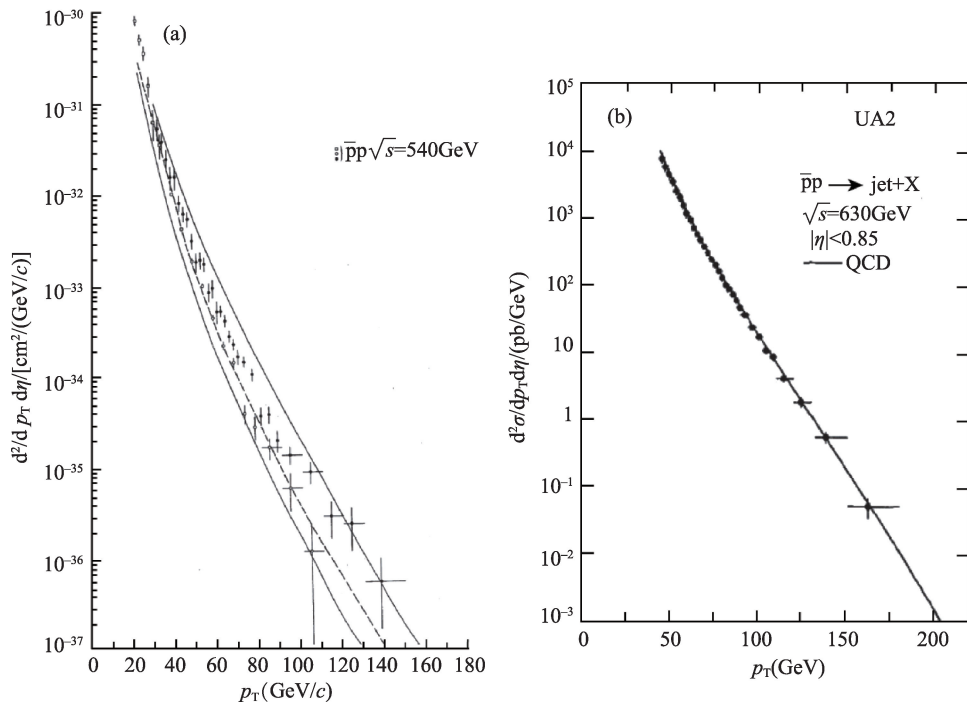


图9 (a) 早期对撞机测量到的在 $\theta=90^\circ$ 附近的单举喷注产生截面与喷注 p_T 的函数关系。图中实圆孔为UA2⁴⁶事例, 空圆孔和方块为UA1⁴³事例, 长划线为理论预期, 两条实线间带区为QCD预期; (b) UA2于1988年至1989年测量的中心区 $|\eta|<0.85$ 的单举喷注产生截面, 其中 $\eta=-\ln \tan \theta/2$, 曲线为QCD理论预期

1988年至1989年期间测得的中心区 $|\eta|<0.85$ 的喷注单举产生截面与基于更为精确的结构函数的QCD预期值相比较的结果。

3.4 部分子-部分子散射的角分布

测量部分子-部分子 $AB \rightarrow CD$ 作用后双喷注散射的角分布 θ^* 的表达式与图1中的碎裂函数 $F_A(x_1)$ 和 $[F_B(x_2)]$ 有关。是描述入射强子中的部分子A和部分子B密度的结构函数, 并且公式中求和扩展到全部次级过程 $AB \rightarrow CD$ 。又有, 假设双喷注系统的总横动量等于0, 或同单个喷注的横动量比起来非常小, 这样就可以同时确定入射部分子各自携带的横动量分数 $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ 分数 x_1, x_2 和它们的散射角 θ^* 。

在质子反质子碰撞中, 主导的次级过程是 $gg \rightarrow gg, qg \rightarrow qg$ (或 $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}g$)以及 $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ 。它们同样都与 $\cos \theta^*$ 有很好的近似依赖关系。将这些过程都考虑后可以得到末态粒子的散射角分布, 特别作为胶子-胶子弹性散射微分截面可以较为简单地得到公

式

$$\frac{d\sigma}{d(\cos \theta^*)} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{16x_1x_2s} \frac{(3 + \cos^2 \theta^*)^3}{(1 - \cos^2 \theta^*)^2} \quad (2)$$

其中 s 为质子反质子碰撞质心系能量的平方, 在上式(2)中的 $d\sigma/d(\cos \theta^*)$ 包含有单一的 $\theta^*=0$ 时的大家熟悉的卢瑟福散射形式, 即 $\sin^{-4}(\theta^*/2)$ 。由此在理论公式中的普遍的总的结构函数有以下形式

$$\sum_A F_A(x) = g(x) + \frac{4}{9}[q(x) + \bar{q}(x)] \quad (3)$$

即总的有效结构函数分别由胶子 $g(x)$ 、夸克 $q(x)$ 、和反夸克 $\bar{q}(x)$ 的结构函数组成。方程式(3)中的 $4/9$ 表示QCD中夸克-胶子和胶子-胶子的相对耦合强度。

图10(a)给出由UA1得到的 $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ 的 $\cos \theta^*$ 分布。实验数据和理论曲线对于三类主导的次级过程都采用 $\cos \theta^*=0$ 时归一化为1。图10(b)给出由UA2得到的结果, 其中他们用无近似考虑的QCD预期的结果与 $\cos \theta^*$ 的分布进行了比较(UA2的数据仅仅用了 $\cos \theta^* < 0.6$ 范围以内的数据, 这是因为UA2的量能器所覆盖的极角范围是有限的。)UA1

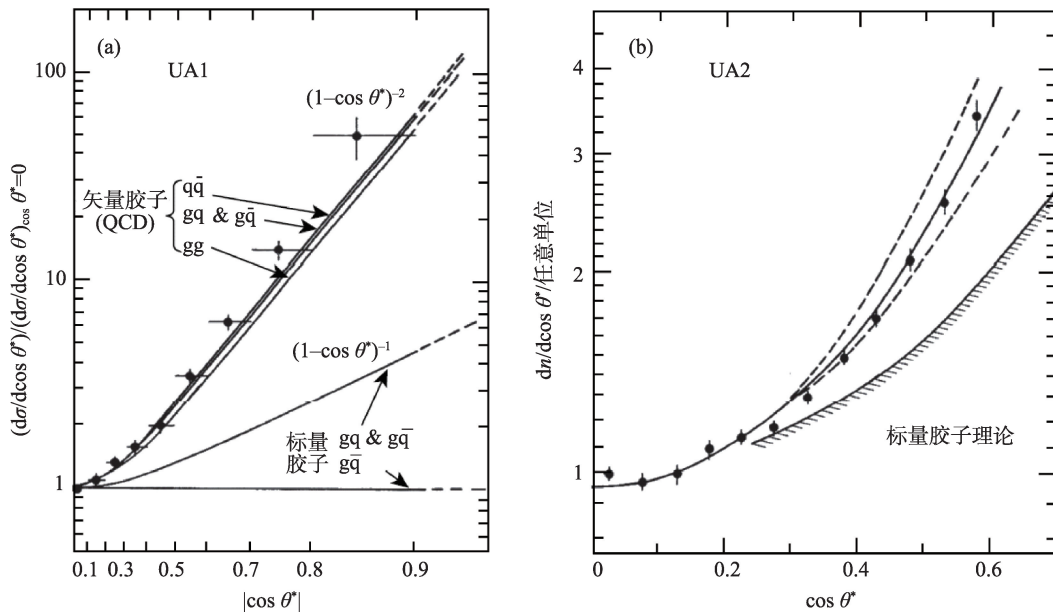


图10 (a) UA1 测量的硬部分子散射的分布,用 $\cos \theta=0$ 时为1归一化;(b) UA2 测量的硬部分子散射的 $\cos \theta$ 分布。
两条长划线间带区为全部QCD次级过程预期。实线为用数据归一化的QCD预期

和 UA2 的数据都符合 QCD 期望,并且这些数据都清晰地给出按卢瑟福散射向前方向增加的独特性,可以看出即 θ 越小,散射越多。另外图 10 中也给出按矢量胶子和标量胶子所期望的理论结果,表明标量胶子与实验数据严重偏离。

3.5 质子结构函数的确定

有效结构函数 $F(x)$ 也能够从双喷注事例分析引出。由 UA1 和 UA2 确定的 $F(x)$ 表明不包含高阶项相联系的理论与实验偏离较大,另外可以注意到,由中微子-反中微子深度非弹性散射函数所期望的质子结构函数虽然是在 $Q^2 \approx 20 \text{ GeV}^2$ 关系式条件下得到的,而典型的对撞机实验的 $Q^2 \approx 2000 \text{ GeV}^2$,但是两方面的实验结果和理论预期都表明双喷注事例测量到的有效结构函数在质子内小 x 值条件下有非常大的胶子密度。

3.6 直接光子产生

高 p_T 条件下的直接光子产生是从以下的次级效应产生的(参见表 1)如 $qg \rightarrow q\gamma$, $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$ 或 $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ 。这种次级效应第一次在 ISR 中观察到,其

能量为超过了 10 GeV。其截面比在 p_T 值相同的情况下的喷注产生截面小 2 到 3 个数量级。这个过程有很有利于光子 p_T 不受碎裂效应的影响,由此导致实验的不确定性明显地小于由喷注截面测量所得到的。然而,高 p_T 喷注产生过程会出现大量的本底来源:即强子喷注常常包含一个或多个 π^0 (或 η 介子),它们衰变为极不对称的光子对或量能器分辨不出来的很窄的光子对。这种本底有很大的产生截面,比直接光子的信号多很多。但是因为这些信号只出现在孤立的电磁量能器单元,而强子喷注大都是碎裂成介子,即使对高 p_T 条件下的孤立 π^0 (或 η 介子)UA2 借助在量能器的前端面处安置一块 1.5 辐射长度的铅片转换体也就可以将这类污染光子部分去除了。

图 11 给出了 UA2 测量到的直接光子产生,显示,测量数据与用次领头阶 QCD 计算出的结果符合得很好。

质子-反质子对撞机曾是一种能够直接产生更多光子的强有力的实验室。它对进入精密研究 QCD 和对 QCD 有决定意义的检验阶段是很重要的。

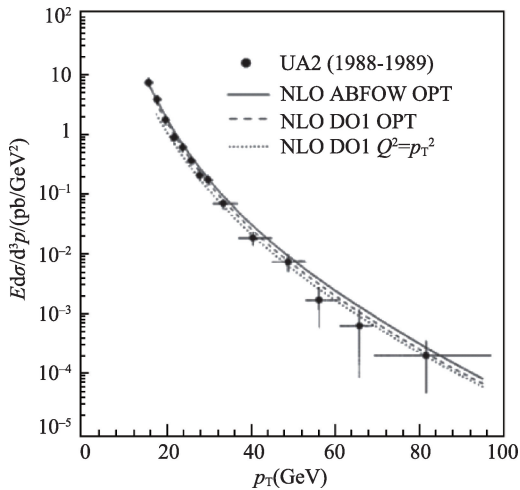


图11 直接光子产生的不变微分截面,曲线表示不同结构函数组相应的QCD预期

3.7 双喷注系统的总横动量和多喷注末态

假若两个部分子在进行硬散射时没有初始总横动量 p_T , 这就表明末态双喷注的总横动量 p_T 就等于0, 即两个喷注是共线的。但是事实并非如此, 因为入射的部分子常常都带有小“初始”横动量, 因此入射和出射的部分子都还能辐射胶子。从实验方面看, p_T 是由两个大的且方向大致相反的两维矢量 p_{T1} 和 p_{T2} 的相加量(非共线, 有夹角——摘译者注)。因此它们很灵敏地受到测量仪器影响, 如量能器的能量器分辨率的影响以及由于探测器内的边缘效应引起的喷注不完整, 和前面提到的污染效应等, 计入探测器效应后所得到的总 p_T 沿着对撞轴的矢量分量 p_η (注意 η 为赝快度, p_η 即总动量纵向分量——摘译者注)。

图12表示的是由UA2测得的 p_η 分布。从曲线可以看到, 结果与QCD预期非常一致。在QCD中, 由过程 $g \rightarrow gg$ 产生的胶子辐射是由于3-胶子顶点引起而出现的, 这种胶子由 g 所产生, 它比由 $q \rightarrow qg$ 产生的胶子多, 二者比率为9/4。

三喷注末态是在 e^+e^- 湮灭中第一次观察到的。它们是按照出射的夸克或反夸克的胶子辐射效应解释的。这种效应也预期在强子碰撞中出现, 然

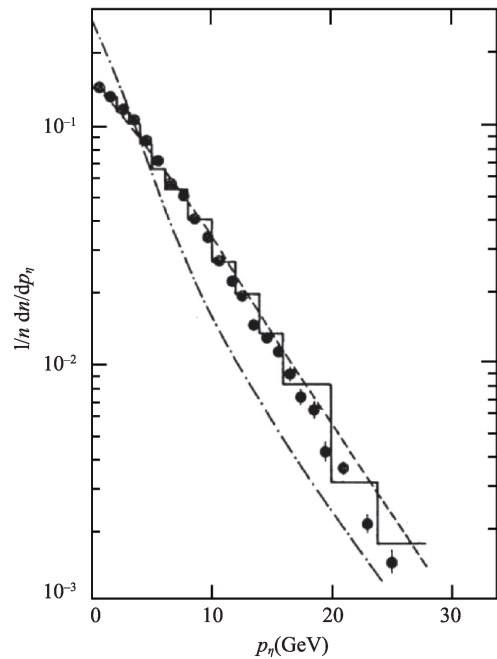


图12 UA2测量的双喷注的总横动量分量 p_η 的分布。长划线表示相应的QCD预期, 点划线表示将胶子辐射被考虑成与夸克有同样的QCD预期。曲折线是计入探测器效应后的标准QCD预期

而, 胶子不仅能够被出射的高部分子 p_T 辐射出来, 而且也可以被入射的部分子作为部分子散射顶点辐射出来。下面简要介绍3-喷注事例的实验结果和分析方法。

UA2的3-喷注事例分析采用了 $x_{ik} = (m_{ik})^2/s$, 其中 m_{ik} 是3-喷注中任两个的不变质量之和。图13(a)~(c)为UA2测量的3-喷注在 $x_{12}-x_{23}$ 平面内的散点图, 类似于Dalitz图的分析方法来分析。散点图在 x_{12} 和 x_{23} 轴上的投影在图中也表示出来。由散点图的密度和其左方和下方的曲线可见3喷注的分布。小 x_{23} 事例的情况不存在是因为全部3-喷注事例的 p_T 的值要求超过 $10 \text{ GeV}/c$ 。散点图下方图中事例密度随着 x_{23} 减小而增加, 这反映了末态胶子与辐射的部分子之间有小角度夹角更容易辐射的趋势。 x_{12} 在0.5附近有极大值证明实验数据与领头阶QCD预期是一致的。

由UA1测量的3-喷注角分布(同 $\cos \theta_1$ 与 ψ 关系)由图13(d)~(f)表示。散点图在 $\cos \theta_1$ 与 $|\psi|$ 两个坐标轴上的投影在图中也表示出来。

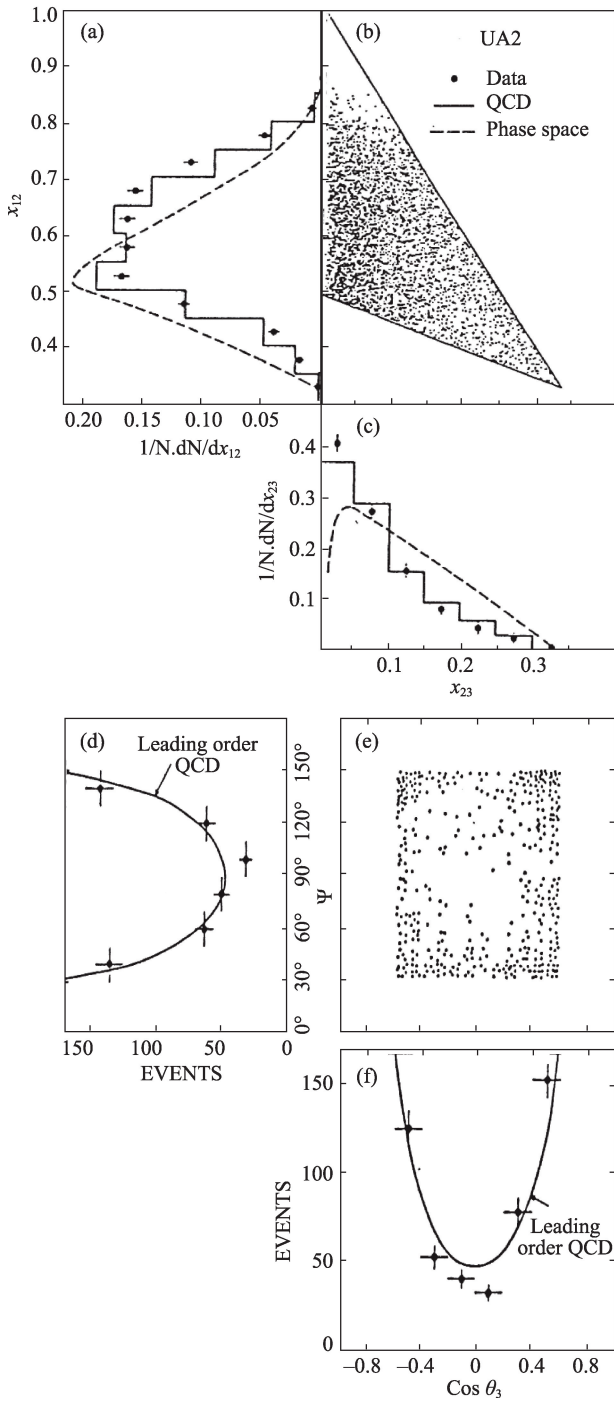


图 13 (a)~(c) UA2 测量的 3-喷注在 x_{12} - x_{23} 平面内的散点图;
(d)~(f) UA1 测量的 3-喷注角分布

θ_1 为部分子 1 与束流轴方向的夹角; ψ 为两个平面之间的夹角, 即一个为包含部分子 2 与 3 的平面, 另一个为包含部分子 1 与束流轴的平面。

由 $\cos \theta_1$ 的分布可见前后向有明显的峰, 这相当于观察到的双喷注事例情况。从 $|\psi|$ 的分布中可见喷注 2 喷注和 3 都靠近由喷注 1 与束流轴的平面 (即 $|\psi| \approx 30^\circ$ 或 150°) 决定的平面。这表明初态胶子辐射趋于与入射部分子夹角小的方向产生。图 13 中也给出了忽略标度破坏效应的领头阶 (leading order) QCD 的计算结果。数据与 QCD 预期相当好地一致。这已经表明在理论计算中引入标度破坏效应后在与实验的一致性方面更有所改进。

3.8 结论

CERN 的两台对撞机的重要结果是观察到清晰而无可争议的喷注, 对粒子物理领域有很重要的冲击。喷注观测的成功曾涉及许多困难和难以捉摸的课题。它当然地排在对撞机最重要的发现成果之列, 这是因为它不仅证实了部分子存在于质子内这一物理事实, 提供了迄今最重要的引人注目的证据, 而且因为它打开了定量研究与喷注相关现象的大门, 最早开始于 CERN, 随后是在费米实验室以及在当前的 LHC 上。所有这些研究已经广泛地肯定了这些现象可以用微扰 QCD 描述对部分子-部分子散射进行解释。

