

Z^0 能区正负电子湮没强子多重数分布的 近泊松形式与肩状结构

谢一冈¹⁾ 柴勇¹⁾

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

1993年5月14日收到

摘 要

对 Z^0 能区 91.2 GeV 正负电子湮没产生强子末态的事例, 分别针对全喷注和双喷注在不同快度窗口的单、双半球空间内进行多重数分布的泊松拟合。根据 $\langle n \rangle / D$ 参量及拟合度得到近泊松形式, 与有关理论模型进行了比较, 并讨论了与 KNO 无标度性的关系。分析了偏离泊松形式的有关参数与非独立粒子发射及关联强度之间的联系。利用 JADE 喷注分析法讨论了中心快度区的“肩状结构”。

关键词 Z^0 , 正负电子湮没, 强子多重数, 泊松分布, 肩状结构。

1 引 言

关于 Z^0 能区正负电子湮没强子多重产生在全快度空间的带电粒子多重数分布已有实验报道^[1]。由于在有限快度空间中不像全快度空间那样遵守能动量守恒和电荷守恒, 可以更充分地揭示动力学模型的规律, 因此在有限快度空间中研究带电粒子多重数分布具有特殊的意义。另外, 与高能正负电子对撞的多喷注产生现象相联系, 分别研究前后半球的多重数分布更有其特点。近年来关于多重数分布形式的讨论, 除较普遍的负二项式分布以外, 杨-邹曾提出几何模型^[2], 强调正负电子湮没的强子带电粒子多重数(以下简称多重数)分布为窄的较对称的泊松分布, 并分析了它与强子-强子碰撞多重数宽的长尾非对称形分布(KNO型分布)的区别和内在联系。最近杨-邹提出的修正几何模型与实验结果的“近”泊松形式符合较好^[3]。另外 Capella 等用集团概念分析正负电子湮没的多重数分布也提出为近泊松形式的看法^[4]。因此从实验角度深入比较泊松分布和 KNO 分布之间的异同和特点是很有必要的。

最近 DELPHI 实验组报道了 Z^0 能区有限快度区间多重数分布中存在肩状结构的新

1) ALEPH 国际合作北京组成员。

现象^[5]。用多喷注方法可以解释这一现象。本文介绍 ALEPH 北京组观察到的这一现象, 并对此进行了多喷注分析。

2 事例选择条件与修正方法

本工作用 ALEPH 组的 ALPHA 物理分析软件在中国科学院高能所软件环境中对 20916 个 91.2GeV 的 Z^0 事例进行了分析。ALEPH 实验的探测器装置有专文描述^[6]。事例选择遵循 ALEPH 组新近选用的强子事例选择条件^[7]。

满足下面条件的径迹为好径迹:

- 1) 在时间投影室 (TPC) 中至少有 4 个击中点;
- 2) 对撞点必须在半径 $R_0 = 2\text{cm}$, 两端面与中心距离为 $z_0 = 5\text{cm}$ 的圆筒形体积内;

- 3) 径迹横动量 $p_T \geq 200\text{MeV}/c$;
- 4) 径迹的极角满足 $20^\circ < \theta < 160^\circ$ 。

满足下面条件的事例为好事例:

- 1) 事例中至少有 5 个径迹;
- 2) 所有径迹的总能量 $E \geq 15\text{GeV}$;
- 3) 事例球度轴的极角满足 $35^\circ < \theta < 145^\circ$ 。

利用 JETSET 6.3 Lund P-S 模型产生的约 33000 个蒙特卡罗事例, 对实验测得的多重数进行修正。采用多重数几率矩阵修正法:

$$T(N_{tr}) = \Sigma P(N_{tr}, N_{ob}) \times O(N_{ob}),$$

其中 $O(N_{ob})$ 为修正前观察到的多重数分布; $T(N_{tr})$ 为修正后的多重数分布 $P(N_{tr}, N_{ob})$ 为几率修正矩阵。它可以这样理解: 利用蒙特卡罗 (MC) 事例产生器直接产生的事例 (MC-TRUTH) 多重数为 N_{tr} , 而用此蒙特卡罗事例经过探测器模拟和重建, 并经过一系列前述选择条件后所得事例 (MC-REC) 的多重数为 N_{ob} 。当 MC-TRUTH 的多重数为 N_{tr} 时, 能找到 MC-REC 为 N_{ob} 的几率即 $P(N_{tr}, N_{ob})$ 。利用此修正矩阵对探测器观察到的多重数分布 $O(N_{ob})$ 进行处理后, 即可得到最终要求的真实多重数分布 $T(N_{tr})$ 。另外, 在蒙特卡罗修正中只考虑寿命小于 10^{-9}s 的末态强子的衰变产物, 而将寿命大于 10^{-9}s 的末态粒子看作稳定的粒子。

3 不同快度窗口单半球及双半球的多重数分布参数

多重数的平均值 $\langle n \rangle$ 及其方差 $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$, 特别是物理量 $\langle n \rangle / D$, 是反映多重数分布特征并与某些理论模型有联系的几个基本物理量。除在全空间外, 这些物理量在不同快度窗口内特别是在单半球内的行为更应受到注意。这里要说明的是, 在实验分析中快度是按喷注轴, 即球度轴或冲度轴计算的 (本文按球度轴), 因此两个半球是按通过对撞点并与球度轴垂直的平面划分的。这样, 单半球内粒子数分布的行为在一定程度上反映喷注发射的特点。图 1 给出了不同快度窗口的多重数分布。

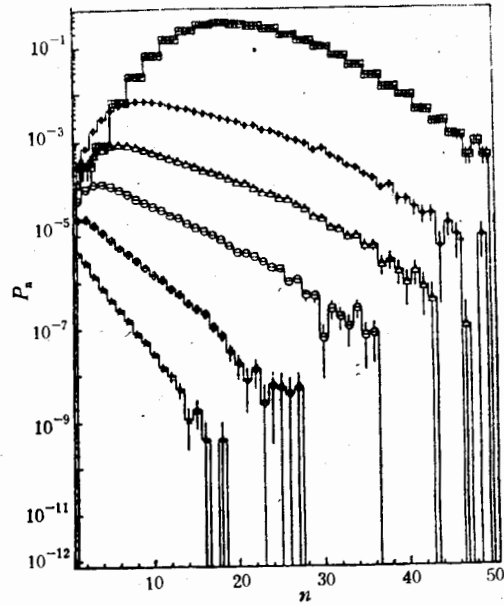


图 1 不同快度窗口的多重数分布

\star $|y| < 0.25$ \square $|y| < 0.5$ \circ $|y| < 1.0$
 \triangle $|y| < 1.5$ \diamond $|y| < 2.0$ \square 全空间
 各分布曲线依次除以因子 10.

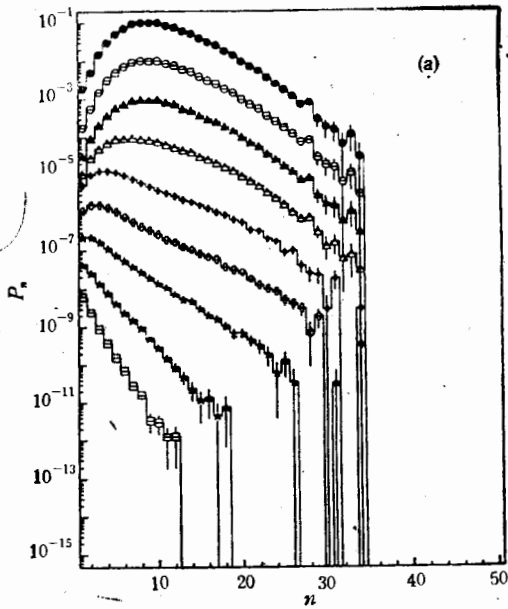


图 2(a) ALEPH 实验数据的不同快度窗口单半球多重数分布

\square $|y| < 0.25$ \star $|y| < 0.5$ \star $|y| < 1.0$ \square $|y| < 1.5$ \diamond $|y| < 2.0$ \triangle $|y| < 3.0$
 \triangle $|y| < 4.0$ \circ $|y| < 5.0$ \bullet 全快度空间

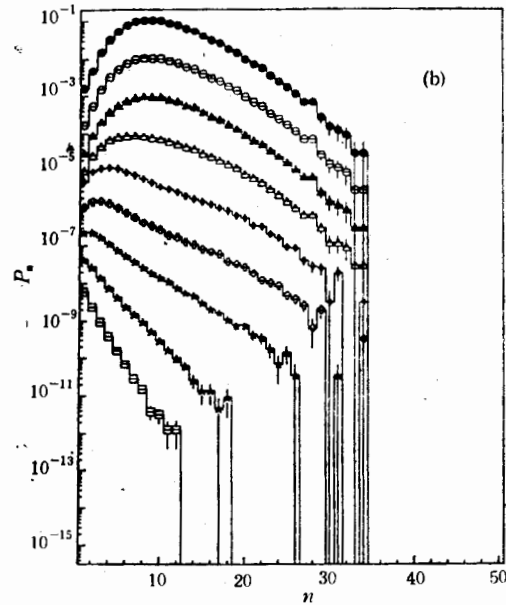


图 2(b) 蒙特卡罗模拟的不同快度窗口单半球多重数分布

\square $|y| < 0.25$ \star $|y| < 0.5$ \star $|y| < 1.0$ \square $|y| < 1.5$ \diamond $|y| < 2.0$ \triangle $|y| < 3.0$
 \triangle $|y| < 4.0$ \circ $|y| < 5.0$ \bullet 全快度空间

图 2 给出了不同快度窗口的单半球内多重数分布的实验数据和蒙特卡罗模拟结果。

表 1 给出了各快度窗口单双半球的多重数平均值。在 91GeV 能区, 全空间的平均多重数为 $\langle n \rangle = 20.84 \pm 0.05$ 。该结果与文献[1]是一致的。

表 1 平均多重数值

y	单半球		双半球	
	$\langle n \rangle$	误差	$\langle n \rangle$	误差
0.25	1.669	0.011	2.307	0.014
0.50	2.311	0.014	3.655	0.020
0.75	2.972	0.018	5.109	0.027
1.00	3.654	0.021	6.668	0.032
1.25	4.368	0.025	8.248	0.037
1.50	5.109	0.027	9.857	0.042
2.00	6.589	0.031	13.060	0.048
2.50	8.000	0.033	15.965	0.050
3.00	9.121	0.032	18.264	0.049
3.50	9.823	0.031	19.693	0.047
4.00	10.189	0.030	20.431	0.045
4.50	10.332	0.030	20.717	0.044
5.00	10.376	0.029	20.805	0.044
9.00	10.390	0.029	20.835	0.044

表 2 给出了单半球和双半球不同快度窗口的 $\langle n \rangle/D$ 值以及二者的比值 F/S 。

表 2 不同快度窗口单双半球的 $\langle n \rangle/D$ 及其比值

y	单半球	双半球	F/S	误差
	$\langle n \rangle/D$ 误差	$\langle n \rangle/D$ 误差		
0.25	1.535±0.050	1.336±0.032	0.870	±0.047
0.50	1.332±0.032	1.291±0.026	0.969	±0.033
0.75	1.250±0.028	1.337±0.026	1.069	±0.027
1.00	1.241±0.026	1.418±0.027	1.142	±0.025
1.25	1.255±0.025	1.505±0.029	1.199	±0.023
1.50	1.303±0.025	1.610±0.032	1.236	±0.022
2.00	1.450±0.028	1.861±0.040	1.283	±0.022
2.50	1.674±0.033	2.175±0.051	1.299	±0.024
3.00	1.928±0.042	2.524±0.066	1.309	±0.026
3.50	2.155±0.050	2.849±0.083	1.322	±0.028
4.00	2.309±0.057	3.077±0.096	1.332	±0.030
4.50	2.382±0.061	3.188±0.103	1.338	±0.031
5.00	2.410±0.062	3.228±0.106	1.340	±0.031
全空间	2.419±0.063	3.244±0.107	1.341	±0.031

为了便于比较, 表 3 列出了低能区 TASSO 实验组及本文给出的 91.2GeV 质心系能量下全空间的 $\langle n \rangle/D$ 和 F/S 值。可以看出 $\langle n \rangle/D$ 在 10% 的范围内基本上不随能量变化。这与 Wroblewski 规则^[4]是一致的。这也表明对正负电子湮没, 直到能量高至

91GeV, KNO 标度不变性仍然成立, 即用 KNO 变量描述的不同能量下的全快速空间多重数分布(指横轴用变量 $n/\langle n \rangle$, 纵轴用 $n \cdot P_n$ 作为变量)曲线彼此重合得很好。

表3 不同质心系能量的 $\langle n \rangle/D$ 及 F/S 值

\sqrt{s} (GeV)	14.0	22.0	34.8	43.6	91.2
$\langle n \rangle/D$	3.03 ± 0.36	3.19 ± 0.41	3.28 ± 0.34	3.28 ± 0.31	3.24 ± 0.11
F/S	1.35 ± 0.03	1.35 ± 0.03	1.34 ± 0.01	1.35 ± 0.02	1.34 ± 0.03

从表3可见, 直到 91GeV, F/S 值在误差范围内基本上是常数而且接近于 $\sqrt{2}$ 。 $\sqrt{2}$ 是由理论对双喷注事例且各喷注内的粒子是独立发射的预言得到的^[9]。所有能量下都达不到 $\sqrt{2}$ 的原因之一, 是数据样本中并非全是双喷注事例。更深刻的原因尚待分析。

4 多重数分布的泊松形式问题

正负电子湮没的多重数分布究竟与泊松分布符合到什么程度? 这既是理论也是实验感兴趣的问题^[2,10]。分析用泊松分布拟合数据的歧离程度, 可以检验一些理论和探讨它们

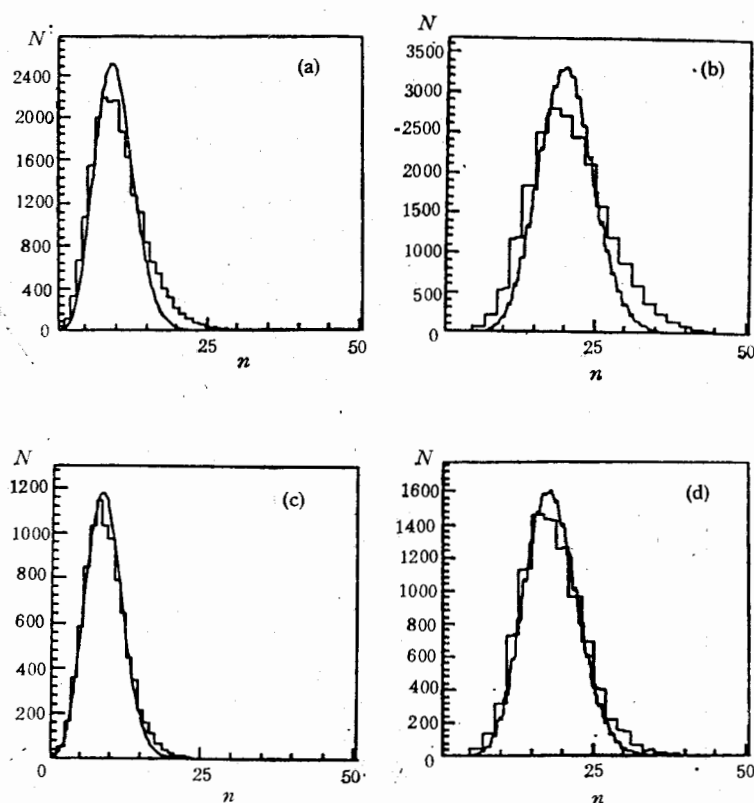


图3 全快速空间的泊松拟合

- (a) 全喷注事例单半球情形; (b) 全喷注事例全空间情形; (c) 2 喷注事例单半球情形;
(d) 2 喷注事例全空间情形。

的修正途径。

为了以上目的,对双喷注及全喷注(即包括 2、3、4 喷注在内的不分喷注的情况)的双半球和单半球四种情况,分别对实验数据作了泊松分布拟合。这里双半球即指全空间情形。

图 3(a)、(b)、(c)、(d) 分别给出全快度区间上述四种情况多重数分布的泊松拟合曲线和实验结果。比较四种情形,可见其中双喷注的单半球拟合最好。限于篇幅,只给出不同快度窗口单半球的全喷注和双喷注的多重数平均值和表示拟合程度的 χ^2/NDF 值,如表 4 所示。

表 4(a) 全喷注的单半球多重数泊松拟合

单半球全喷注事例			
y	$\langle n \rangle$	误差	χ^2/NDF
0.25	0.971	± 0.015	40.4/11=3.67
0.50	1.631	± 0.017	73.7/17=4.30
0.75	2.175	± 0.019	99.6/21=4.74
1.00	2.710	± 0.020	117.2/24=4.88
1.25	3.253	± 0.022	122.7/27=4.54
1.50	3.834	± 0.024	136.7/28=4.88
2.00	5.304	± 0.030	157.9/30=5.26
2.50	6.594	± 0.040	160.9/32=5.03
3.00	8.280	± 0.044	142.1/32=4.44
3.50	9.265	± 0.040	104.5/32=3.27
4.00	9.687	± 0.036	79.03/32=2.47
4.50	9.835	± 0.034	68.07/32=2.13
5.00	9.869	± 0.033	64.29/32=2.01
全空间	9.879	± 0.033	62.87/32=1.97

表 4(b) 2-喷注的单半球多重数泊松拟合

单半球 2-喷注事例			
y	$\langle n \rangle$	误差	χ^2/NDF
0.25	0.498	± 0.018	3.7/7=0.52
0.50	0.969	± 0.018	4.9/11=0.45
0.75	1.454	± 0.020	5.9/15=0.39
1.00	1.971	± 0.021	9.5/16=0.59
1.25	2.525	± 0.023	13.6/18=0.75
1.50	3.103	± 0.026	19.6/19=1.03
2.00	4.287	± 0.032	29.4/23=1.28
2.50	5.604	± 0.039	36.5/26=1.40
3.00	6.965	± 0.047	41.9/25=1.67
3.50	8.089	± 0.046	28.4/27=1.05
4.00	8.689	± 0.043	18.5/26=0.71
4.50	8.938	± 0.040	11.9/27=0.44
5.00	9.013	± 0.039	9.8/27=0.36
全空间	9.039	± 0.039	9.1/27=0.34

由表 4 可见双喷注的 χ^2/NDF 值远比全喷注的值为小,约小 5 倍左右。另外,单半球的拟合度又比双半球的好。但总的说来多重数的实际分布比泊松分布略宽。在较低能量(14—44GeV), TASSO 组也报道了偏离泊松分布的实验结果^[1]。根据泊松分布的基本特征应有 $D = \sqrt{\langle n \rangle}$, 亦即 $\langle n \rangle/D = \sqrt{\langle n \rangle}$ 。但是实验结果表明 $\langle n \rangle/D < \sqrt{\langle n \rangle}$ 。此式恰好表明实验结果比泊松分布宽。文[9]引入一个中性集团因子 c , 可使 $\langle n_c \rangle/D = \sqrt{\langle n_c \rangle}$, 其中 n_c 是包含中性集团的总粒子数(即包括单个的带电粒子和正负带电粒子组成中性集团的总和)。 n_c 个“粒子”是独立发射的,从而 n_c 符合泊松分布。对于全快度、双半球的情形,本文得到中性集团因子 $c = 1.41 \pm 0.05$ 。该结果与文献[9]导出的 c 值基本一致。

最近,在杨-邹模型中引入了一个新的参数 $K(K = D^2/\langle n \rangle)$ 。 K 与集团产生相联系,其物理意义详见文献[3]。该文给出:质心系能量 $\sqrt{s} = 14\text{GeV}$ 时, $K = 1.10 \pm 0.19$; $\sqrt{s} = 43.6\text{GeV}$ 时, $K = 1.40 \pm 0.23$ (以上为 TASSO 组实验的能量); $\sqrt{s} = 57.0\text{GeV}$ (TRISTAN 能区)时, $K = 1.47 \pm 0.04$; 并预言当能量更高时, $K \approx 2$ 。本文结果为 $\sqrt{s} = 91.2\text{GeV}$ 时,得到 $K = 1.95 \pm 0.13$, 已十分接近 2。这说明本实验结果支持修

正的杨-邹模型。由以上 K 随能量增加而增加的趋势可以看出随能量的增加正负电子湮没越来越偏离泊松分布 ($D^2/\langle n \rangle = 1$)。经过简单的计算,并与表3比较后可以看出 $\langle n \rangle/D \approx 3.2$, 为一常数。这恰好说明 Wroblevski 规则成立,亦即 KNO 无标度性成立。这样看来,杨-邹早期的文章^[2]强调的强子-强子碰撞的多重数分布的宽长尾形式和正负电子湮没为窄的泊松分布的不一致性得到了统一。当然,需要提出的是,正负电子湮没的多重数分布在低多重数区,曲线的凸度为正,且较对称,而强子-强子碰撞的低多重数区其分布曲线的凸度是负的。这也是文[2]强调正负电子湮没的多重数分布具有泊松分布形式的根据之一。因此可以归结为,对正负电子湮没为近泊松形式。

值得提出的是, A. Capella 等由非相关集团模型和基于快度近关联的回归级联模型出发,也得到正负电子湮没强子末态多重数为近泊松分布^[4]。该文引入每个集团的多重数 $\langle k \rangle = D^2/\langle n \rangle$, 将集团看作独立粒子后的泊松分布可以和 KNO 无标度性统一,其讨论详见该文^[4]。

5 多重数分布参数与多重数前后关联的关系

由表2可见, $\langle n \rangle/D$ 随快度窗口的变化在快度区 $|y| < 0.5$ 附近有一个最低点,而其变化趋势恰与我们近来观察到的多重数前后关联强度的变化趋势相反,即在 $|y| < 0.5$ 附近,关联强度 b 最大^[12]。可以这样解释:泊松分布本身反映粒子发射的独立性,而 $\langle n \rangle/D$ 为反映多重数分布宽窄的参数。 $\langle n \rangle/D$ 越小,分布越偏离泊松分布,因而反映非独立发射的关联强度 b 越大。从这点看,前后向多重数关联强度 b 与 $\langle n \rangle/D$ 值都反映强子末态的关联本质。同样如前所述,集团产生作为近程关联的一种可能的机制,也恰与 $\langle n \rangle/D$ 有着密切关系。

6 肩状结构的观察和分析

最近 DELPHI 组在 91GeV LEP1 能区观察到在快度窗口中心区 $|y| < 1.5$, $|y| < 2.0$, 多重数分布在 $n = 20-25$ 附近有不平滑的肩状结构^[5,13]。这是在较低能区未观察到的现象。

我们也观察到 $|y| < 1.5$, $|y| < 2.0$ 快度中心区的肩状结构,特别考虑了单半球和双半球的情形,并把它们和 Lund-PS 模型作了比较。

图4及图5分别给出 $|y| < 2.0$ 全空间多喷注及单半球 $|y| < 1.5$ 和 $|y| < 2.0$ 的多喷注多重数分布的实验结果。图4中2、3、4喷注的峰值位置分别为8、13、20,与Lund-PS模型的蒙特卡罗模拟结果相比皆稍小,但与Lund-ME模型^[5]给出的各喷注峰值位置却较接近。另外,由图5可见,单半球的肩状结构更为明显。肩状结构在中心快度区出现的原因可初步解释为:随着能量增高,四喷注比例增加,同时由于 $|y| < 1.5$, 2的限制条件,剔除掉较多的非球形分布的双喷注事例而保留了近球形分布的四喷注事例。这些都使四喷注事例相对增多,因而叠加后出现肩状结构。

需要说明,本工作所用的寻找喷注的算法采用了 JADE 组发展的方法^[14]。对喷注的

判选以不变质量为根据。最初的粒子在广义上被认为是一个集团。对于每个集团 i 和 j , 定义其标度不变质量 Y_{ij} ,

$$Y_{ij} = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}) / E_{vis}^2$$

其中 θ_{ij} 为集团 i j 的动量之间的夹角, E_i, E_j 为二集团的能量。 E_{vis} 为一事例所有粒子集团的可见能量。如果 Y_{ij} 小于某一设定的 Y_{cut} 值, 则将相应的 i 和 j 集团集成为一个新的集团, 然后用另外的粒子与这个已集成的集团重复上述步骤, 直到 $Y_{ij} > Y_{cut}$ 为止。与 DELPHI 组和 ALEPH 的 CERN 组所用的 Y_{cut} 值一样, 我们选择 $Y_{cut} = 0.04$ 。

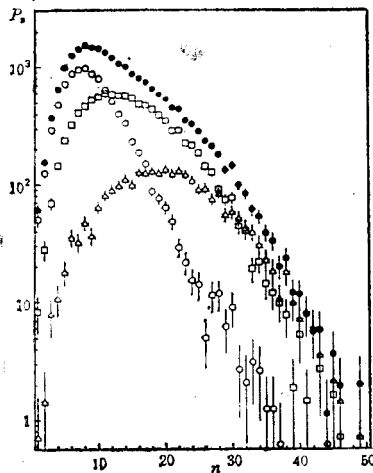


图 4 ALEPH 实验数据的全空间多喷注的多重数分布 ($|y| < 2.0$)

● 全喷注 ○ 2 喷注 □ 3 喷注 △ 4 喷注

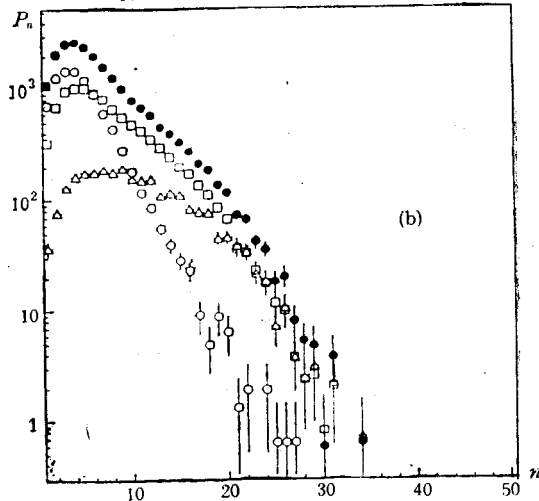
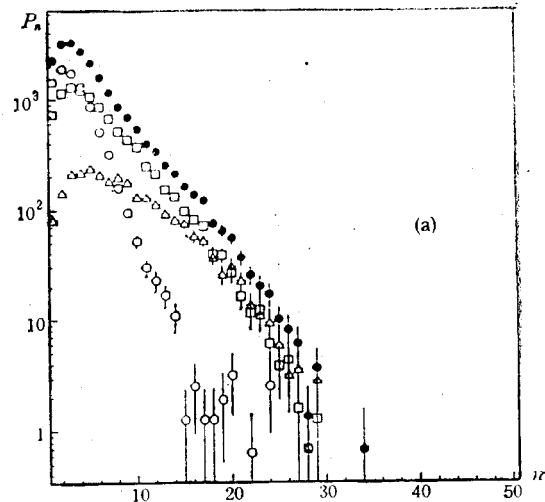


图 5 ALEPH 实验数据的单半球多喷注事例的多重数分布

(a) $|y| < 1.5$ (b) $|y| < 2.0$

● 全喷注 ○ 2 喷注 □ 3 喷注 △ 4 喷注

7 结 论

(1) 91GeV 正负电子湮没末态强子的多重数分布符合 KNO 无标度性, 偏离泊松分布, 有近泊松形式, 与杨-邹修正几何模型和其它集团模型的推论一致。

(2) 二喷注单半球的泊松拟合较好, 证明在二喷注情况下喷注内强子发射有相对的独立性。

(3) 参数 $\langle n \rangle / D$ 随快度窗口的变化趋势与多重数前后关联强度 b 相反, 表明二者从不同角度反映强子末态的关联或独立发射特性。

(4) 观察到快度中心区多重数分布的肩状结构, 且单半球的肩状结构更明显, 源于4喷注的相对贡献加大。

作者对美国纽约州立大学石溪分校杨振宁教授, 乔治亚大学邹祖德教授, 山东大学谢去病教授, 本所张家铨, 徐德之, 林建锋, 徐蓉芬和黄秀萍同志的关心、协助及有益讨论表示感谢。

参 考 文 献

- [1] D. Decamp et al., ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.*, **B273**(1991)181; P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Z. Physics*, **C50**(1990)185.
- [2] T.T. Chou and C.N. Yang, *Phys. Lett.*, **B167**(1986)453; *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985)1359; *Phys. Lett.*, **B193**(1987)531.
- [3] T.T. Chou and C.N. Yang, Proceeding of 25th International Conference on High Energy Physics (Singapore, 1991), **Vol.2**, p1013.
- [4] A. Capella et al., *Phys. Rev.*, **D37**(1988)1763.
- [5] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Z. Phys.*, **C52**(1991)271.
- [6] D. Decamp et al., ALEPH Collaboration, *Nucl. Inst. Meth.*, **A294**(1990)121.
- [7] D. Decamp et al., ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.*, **B234**(1990)209.
- [8] A. Wroblewski, *Acta Phys. Pol.*, **B4**(1974)857.
- [9] S. Barshay, (internal paper of III Physikalisches Institut Technische Hochschule Aachen, Germany), Possibility of Observable New Behavior for Multiparticle Production in e^+e^- Annihilation at LEP.
- [10] A. Giovannini et al., XXI International Symposium on Multiparticle Dynamics (1991), Wuhan, China, p285.
- [11] W. Braunschweig et al., TASSO Collaboration, *Z. Phys.*, **C45**(1989)193.
- [12] Yi-Gang Xie et al., ALEPH Collaboration, XXI International Symposium on Multiparticle Dynamics (1991), Wuhan, China, p172.
- [13] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Z. Phys.*, **C56**(1992)63.
- [14] W. Bartel et al., JADE Collaboration, *Z. Phys.*, **C33**(1986)23.

**Poisson-Like Shape and Shoulder Structure of Hadron
Multiplicity Distributions in e^+e^-
Annihilation at Z^0 Energy
Region**

Xie Yigang Chai Yong

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

Received on May 14, 1993

Abstract

The charged multiplicity distributions of hadron final states in the e^+e^- annihilation at the 91.2 GeV Z^0 energy region are fitted with Poisson shape in different rapidity windows for double and single hemisphere. The multiplicities which are in Poisson-like shapes can be got according to the parameter $\langle n \rangle / D$ and fitting qualities are compared with the results derived from the relevant theoretical models. The relationship between the Poisson-like shape and KNO scaling is discussed. The connection between the parameters expressing the deviation from the Poisson shape and non-independent particle emission and multiplicity correlation strength is analyzed. The "shoulder structure" is observed in the central rapidity region and analyzed with multi-jets by using the JADE jet analysis algorithm.

Key words Z^0 , e^+e^- annihilation, multiplicity of hadrons, Poisson distribution, shoulder structure.