

强子发射源的动力学结构

赵 喜 黄邦蓉 赵树松¹⁾

(云南大学物理系 昆明 650091)

摘要 NA22 的 π 介子三重海鸥效应指出, 强子发射源的 Doppler 效应确实存在. 在质心系(CMS)中三个强子发射源的平均能量近似相等. 每个强子发射源的动力学结构由 $(aQ)^*K_\nu(aQ)$ 分布刻画. 单个强子发射源中 π 介子的反常维度为 $-\gamma_B(g_R) = 0.045 \pm 0.012$, 这个物理量控制粒子产生幅的奇异性.

关键词 三重海鸥效应 动力学结构 量子场反常维度 产生幅奇异性

NA22 实验发现 $\pi + p \rightarrow N_\pi$ 个 π 介子过程中存在三重海鸥效应^[1], 为澄清动量的平均标度分布 (scaling distribution) 找到了动力学根据; 集体海鸥效应^[1] 则是强子发射源的直接证据. 强子发射源的相对论性多普勒效应的实验数据指出: 只有质量认证的荷电强子实验才能找到动力学结论, 而且不考虑强子内电荷-电荷相互作用的结论是危险的^[2].

1 实验数据的总结

28.5 GeV/c 质子-质子碰撞过程 $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + X$ 的 BNL 数据指出: 当 $x_F > 0.4$, $P_{\perp 3}^T > 0.5 \text{ GeV}/c$ 时, $\langle P_{\perp in}(\pi^-) \rangle$ 不依赖于 $P_{\perp 3}^T$; 当 $x_F < 0.2$, $P_{\perp 3}^T < 0.5 \text{ GeV}/c$ 时, $\langle P_{\perp in}(\pi^-) \rangle$ 与 $P_{\perp 3}^T$ 成正比, 且 $D^2 P_{\perp in} - \langle P_{\perp in}^2 \rangle - \langle P_{\perp in} \rangle^2$ 与海鸥效应不随 $P_{\perp 3}^T$ 的增加而改变, 即触发质子 (Trigger p_3) 与中心源的整体运动保持动量平衡^[1], 平均多重数与 $P_{\perp 3}^T$ 的关联上升之前 $\langle P_{\perp in} \rangle$ 比上升之后 (发射源 J_1 与 J_2) 大两倍^[2]. 这是研究强子发射源 (中心源 J_0) 动力学的最早的实验.

NA22 高精度欧洲混合谱仪测出触发质子对 Bose-Einstein 并联的依赖关系^[3]: J_0 源半径 $R_0 (P_{\perp 3}^T > 1.2 \text{ GeV}/c)$ 与 $J_{1,2} (P_{\perp 3}^T < 0.8 \text{ GeV}/c)$ 源半径 R_J 之比 $R_0/R_J = 3/2$, 即强子发射源相对运动的横向 Doppler 效应的洛伦兹因子 $(\gamma_G(J_0))/(\gamma_G(J_{1,2})) = 3/2$; 用快度变量测出的结果为 $\gamma_G(|Y| < 1)/\gamma_G(|Y| > 1) = 1.8-2.2$, 即 $\gamma_J^{\prime\prime} \approx 2.2$ ^[4], 用双源拟合的结果为: $\gamma_G^1/\gamma_G = 2.8 \pm 0.8$ (NA22)^[3].

200—400 GeV/c pp 碰撞产生过程中的粒子比 $\bar{p}/\pi^-, K^-/\pi^-, p^+/\pi^+$ 与 K^+/π^+ 作为横

1999-08-27 收稿

1) E-mail: sszhao@china.com

动量 P_{\perp} 的函数, CERN 数据与 SLAC 数据 ($\sqrt{S} = 53\text{GeV}$) 都显示随 P_{\perp} 上升后又下降或下降后又上升的复杂变化, 如果假定 π 介子源, K 介子与质子源的 Doppler 运动依赖于质量与电荷, 所有数据都能用 $Q_{\perp} K_{\nu}(aQ_{\perp})$ 分布得到解释, 且 $\gamma_{\perp}^{\pm}(\pi^{\pm}) \doteq 3/2$, $\gamma_{\perp}^{\pm}(K^{\pm}) \doteq 4/3$ 与 $\gamma_{\perp}^{\pm}(\bar{p}) = 5/4$, 强子质量愈大其发射源的运动速度愈慢^[5]. 可见, 只有质量与电荷同时认证的实验数据才能做出动力学结论.

对于一个强子发射源 $(aQ)^{\nu} K_{\nu}(aQ)$ 的单粒子亚枚举分布为^[6]:

$$\frac{\langle P_{\perp} \rangle_N d\sigma_N}{N\sigma_N dP_{\perp}} = \frac{\beta_{\perp} \cdot 2^{\nu-1/2}}{\Gamma(3/2 - \nu)} \left(\beta_{\perp} \frac{P_{\perp}}{\langle P_{\perp} \rangle_N} \right)^{3/2-\nu} K_{\nu} \left(\beta_{\perp} \frac{P_{\perp}}{\langle P_{\perp} \rangle_N} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\langle P_{\parallel} \rangle_N d\sigma_N}{N\sigma_N dP_{\parallel}} = \frac{\beta_{\parallel} \cdot 2^{\nu}}{\sqrt{\pi}\Gamma(3/2 - \nu)} \left(\beta_{\parallel} \frac{P_{\parallel}}{\langle P_{\parallel} \rangle_N} \right)^{1-\nu} K_{\nu} \left(\beta_{\parallel} \frac{P_{\parallel}}{\langle P_{\parallel} \rangle_N} \right), \quad (2)$$

这里 $\nu = -1/2 + 2\gamma_B(g_R)$, $-3\gamma_B(g_R) = \alpha_s(\text{QCD}, n_f = 4)$, $\beta_{\perp} = \frac{3\pi}{4}(1 - \gamma_B)$, $\beta_{\parallel} = \frac{3}{2}(1 - 4\alpha_s/9)$. 且由倒易相对统计起伏 $\alpha_{\parallel} = \langle P_{\parallel} \rangle_N^2 / D^2 P_{\parallel}$, 可得出量子场反常维度 $\gamma_B(g_R)$ 的数值:

$$\alpha_{\parallel} \doteq \frac{3^2}{4^2 - 3^2} \left[1 - \frac{1}{2} \gamma_B(g_R) \right], \quad (3)$$

这里 $-\gamma_B(g_R) = 0.046 \pm 0.018 (13\text{GeV}/c, pp, N_c = 4)^{[7]}$, $-\gamma_B(g_R) = 0.012 \pm 0.036 (28\text{GeV}/c, pp, N_c = 8)^{[7]}$.

在 $(aQ_p)^{\nu} K_{\nu}(aQ_p)$ 分布中, 当 $\nu = -1/2 + 2\gamma_B(g_R)$, $Q_p = (P_{\perp}^2 + P_{\parallel}^2)^{1/2}$ 或 $Q_p = (P_{\perp}^2 + P_{\parallel}^2 + m^2)^{1/2}$ 时, 动量或能量分布与实验数据符合, 且关联 $\langle P_{\perp}^2(P_{\parallel}) \rangle - P_{\parallel} \langle P_{\perp} \rangle$, $\langle P_{\perp}(P_{\parallel}) \rangle - P_{\parallel} \langle P_{\perp} \rangle$ (海鸥效应) 与 $\langle P_{\perp}(Y) \rangle - Y \langle Y \rangle$ 都与实验数据符合^[8]. 表达式 (1), (2) 也是由 $(aQ_p)^{\nu} K_{\nu}(aQ_p)$ 经积分而推出的.

表达式 (1) 与 (2) 符合 $(0.76\text{GeV}/c) \bar{p}p \rightarrow \pi^0 + X$ 的数据^[9], 枚举 $(P_{\parallel} / \langle P_{\parallel} \rangle, P_{\perp} / \langle P_{\perp} \rangle)$ 符合 $\bar{p}p \rightarrow K^+ + K^- + X$ 的 CDF 数据 ($\sqrt{S} = 1800\text{GeV}$), 也符合 CERN-ISR 数据^[9] ($\bar{p}p \sqrt{S} = 2-1800\text{GeV}$), 因此平均标度 $(P_{\parallel} / \langle P_{\parallel} \rangle, P_{\perp} / \langle P_{\perp} \rangle)$ 在 $\bar{p}p \sqrt{S} = 2-1800\text{GeV}$ 能区内 (对 π^0, K^0, \bar{p} 及 Λ^0) 成立, 这是用 $(aQ)^{\nu} K_{\nu}(aQ)$ 分布总结实验数据的结果. 高横动量区属于另一个发射源 J_1 与 J_2 (图 1), 没有一个发射源是静止的^[3]

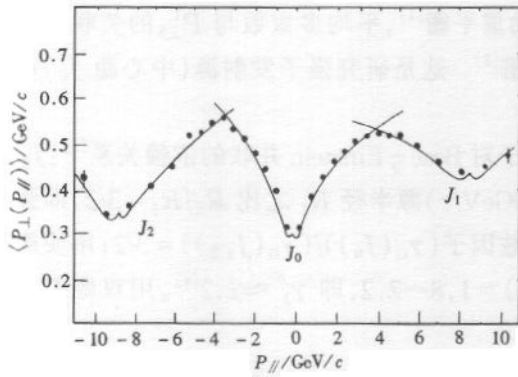


图 1 三重海鸥效应

• NA22 数据.

2 π 介子的三重海鸥效应

NA22 的 $\pi^+ p \rightarrow N_\pi + N_K + p + \bar{p} + \dots$ 实验测量了全相空间的 $\langle P_\perp(P_\parallel) \rangle - P_\parallel / \langle P_\parallel \rangle$ 关联, 由于 $\langle N(K_\perp^0) \rangle = 0.252 \pm 0.007$, $\langle N \rangle = 8.4 \pm 0.2$, 扣除质子与 K 介子后得到 π 介子的海鸥效应(图 1)及其动力学参数(表 1)。

表 1 三重海鸥效应的参数(NA22)

	$\langle P_\parallel(\rightarrow) \rangle \text{GeV}/c$	$\langle P_\parallel(\leftarrow) \rangle \text{GeV}/c$	$P_\parallel^j \text{GeV}/c$	$\langle P_\perp \rangle \text{GeV}/c$	$\langle N_{j_i} \rangle$
J_0	0.43	0.52	-0.08	0.320	6
J_1	2.10	1.30	8.40	0.488	1.4
J_2	0.30	2.10	-8.80	0.400	1.2

由海鸥效应的实验定义^[7], 及 $(aQ_p)^{-\nu} K_\nu(aQ_p)$ 分布推导出 q 阶 $\langle P_\perp^q(P_\parallel) \rangle / \langle \langle P_\perp \rangle \rangle^q = G^{(q)}(\langle P_\perp \rangle, P_\parallel)$ 关联的表达式^[8,11]:

$$G^{(q)}(\langle P_\perp \rangle, P_\parallel) = \frac{2^{q/2}}{\beta_\perp^q} \Gamma\left(1 + \frac{q}{2}\right) \left(\beta_\parallel \frac{P_\parallel}{\langle P_\parallel \rangle}\right)^{q/2} \frac{K_{\nu-(2+q)/2}(\beta_\parallel \chi_\parallel)}{K_{\nu-1}(\beta_\parallel \chi_\parallel)}, \quad (4)$$

这里 $\nu = -1/2 + 2\gamma_B(g_A)$, $\chi_\parallel = P_\parallel / \langle P_\parallel \rangle$, 在(4)式中令 $q = 1, 2$, 都与实验数据(TASSO)符合. 令 $q = 1$ (海鸥效应), 式(4)对 NA22 的数据($P_\parallel = -10.5 \sim +10.5 \text{GeV}/c$)拟合的结果(图 1, 表 1)得到“三只海鸥”, 为三个强子发射源的动力学研究提供了足够的实验数据。

当 $\chi_\parallel \rightarrow 0$ 时, $(\beta_\parallel \chi_\parallel)^\mu K_\mu(\beta_\parallel \chi_\parallel) = 2^{\mu-1} \Gamma(\mu)$, 由此得到海鸥效应的零点值

$$\lim_{\chi_\parallel \rightarrow 0} G^{(q-1)}(\langle P_\perp \rangle, P_\parallel) = \frac{\Gamma(3/2)}{3/2 - 2\gamma_B} \left[\frac{\Gamma(2 - 2\gamma_B)}{\Gamma(3/2 - 2\gamma_B)} \right]^2, \quad (5)$$

当用 $\alpha_s = 0.12$ ($-3\gamma_B(g_A) = \alpha_s$, QCD) 带入(5)式, 有 $G^{(1)}(\langle P_\perp \rangle, 0) = 0.8590$, 由此确定出 J_0, J_1 与 J_2 源的 $\langle P_\perp \rangle$ 值(表 1)。

设质心系中一个静止源内强子能量为 E_j^0 , 做相对论性运动的源内能量为 E_j , 两者的关系为^[12]

$$E_j = \gamma_j^2 E_j^0 \quad (E_j \gg E_j^0), \quad (6)$$

这里罗伦兹因子 $\gamma_j = 1/\sqrt{1 - \beta_j^2}$, $\beta_j = V_j/c$. 在强子多重产生过程中(6)式必须在事例平均意义下做计算. 由三重海鸥效应的拟合参数(表 1)通过下列 $(aQ)^{-\nu} K_\nu(aQ)$ 分布中的

关系可算出 $\langle E_j^0 \rangle$ 值 $\langle P^2 + m^2 \rangle = \frac{4}{3} \langle \sqrt{P^2 + m^2} \rangle$, (7)

$$\langle P^2 \rangle = 4^2 \frac{[1 - \gamma_B(g_R)]^2}{[3 - \gamma_B(g_R)]^2} \left\{ \langle P_\parallel \rangle^2 + 2 \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \langle P_\perp \rangle^2 [1 - \gamma_B(g_R)] \right\}, \quad (8)$$

这里平均值依赖相互作用. 由相对性 Doppler 效应公式, 每个源朝前与朝后纵动量平均值之比为^[12]:

$$\frac{\langle P_\perp^j(\rightarrow) \rangle}{\langle P_\perp^j(\leftarrow) \rangle} = \frac{(1 + \beta_{j_i} \cos \theta_{j_i})}{(1 - \beta_{j_i} \cos \theta_{j_i})}, \quad (9)$$

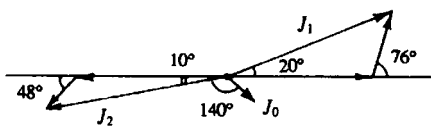


图 2 三个强子发射源之间的动量平衡 (动量值见表 1)

这里 θ_{J_i} 是源 J_1 与 J_2 在质心系中的运动方向和碰撞方向之间的夹角. 由式(5)—(9)我们能对碰撞动力学及源的运动做细微的研究. 不过, 这里只给出一些粗略的结果(图 2).

由 NA22 快度数据的分解^[13], 得 $\gamma_{J1} = 3.0$, $\gamma_{J2} = 2.8$, 这样 $\langle E_0^{J1} \rangle = 0.96\text{GeV}$, $\langle E_0^{J2} \rangle = 1.2\text{GeV}$ (从(6)式), $\langle E_0^{J0} \rangle = 0.68\text{GeV}$, 因此, 有 $\langle N_{J_i} \rangle \langle E_0^{J_i} \rangle = 3.96, 4.04, 4.08\text{GeV}$, 即三个源平分平均能量. 于是, 平均非弹性度 $\langle \eta \rangle = 0.54$ (扣除 Doppler 运动后, $\langle \eta \rangle = 0.38$), 由(9)式及动量平衡(图 2), 得到朝前与朝后的平均动量差为

$$\langle \sum \langle N_i \rangle P_i \rangle_{\text{前}} - \langle \sum \langle N_i \rangle P_i \rangle_{\text{后}} = 0.24\text{GeV}/c, \quad (10)$$

可能是“扣除质子”(后半球)产生的结果^[3], 也可能是 $\pi^+ p$ 碰撞中极小动能差的影响^[12]:

$$(E_p)_{\text{min}} - (E_\pi)_{\text{min}} = \frac{1}{2} \frac{(m_p - m_\pi)^2}{m_p m_\pi}, \quad (11)$$

这里, 我们不准备继续讨论.

3 量子场反常维度 $\gamma_B(g_R)$

我们曾经指出^[14]: 任何理论都通过量子场的反常维度 $\gamma_B(g_A)$ (玻色场), $\gamma_F(g_R)$ (费米场) 而进入截断 Green 函数 $G^{(n+2)}(k'_1, k'_2; k_1, k_2, \dots, k_N)$. 实际上, 由(1)—(5)可以看出动力学关联与 $\gamma_B(g_R)$ 的密切关系.

对于 Z^0, W^\pm 产生^[15], π 介子, K 介子产生, Bose-Einstein 关联^[16] 与 Fermi-Dirac 关联^[17] 数据的分析, 得到的量子场反常维度的实验值为

$$\gamma_B(g_R) = -0.045 \pm 0.012 \quad \text{Boson}, \quad (12)$$

$$\gamma_F(g_R) = -0.45 \pm 0.05 \quad \text{Fermi}, \quad (13)$$

但是 $J/\psi(3.1\text{GeV})$ 的反常维度较大^[15]: $\gamma_B(g_R) = -0.058 \pm 0.004(J/\psi)$. 就目前实验的精度而言, 所有玻色量子场的反常维度 $\gamma_B(g_R)$ 似乎是相同的.

单个强子发射源的物理性质^[18] 是由 $\gamma_B(g_R)$ 与 $\gamma_F(g_R)$ 来表达的, 任何量子场论(拉格朗日)相互作用都以反常维度的形式进入粒子产生幅(截断格林函数)^[19], 并控制其奇异性^[20].

N -Bose 强子产生幅^[19,20]:

$$G^{(N)}(\gamma_B(g_R), Q_N) = \frac{2^{\nu-1}}{\Gamma(\nu)} (aQ_N)^\nu K_\nu(aQ_N) \delta(\sum Q_i^2 + m_i^2), \quad (14)$$

这里 $\nu = N\gamma_B(g_R)$, $Q_N = (\sum_{i=1}^N Q_i^2)^{1/2}$, $Q_i^2 \equiv (k_i - k_j')^2$ 当 $N\gamma_B(g_R) \rightarrow (-1/2)$ 时, $G^{(N)}(\gamma_B, Q_N) \rightarrow \delta^{(n)}(Q_N)$, 是奇点.

为研究强子发射源的时空图像, 必须从(14)的坐标表示 $G^{(N)}(\gamma_B(g_R), Q_x)$ 出发^[20], 这里 $Q_x = [\sum_i (t_i - x_i)^2]^{1/2}$, 当 $M_B^2 Q_i^2 \ll N_B^2 (2 + \gamma_B)^2$ 时^[21], 得到高斯型的 Bose-Einstein

关联比率:

$$R_{\text{BE}}^{\text{m}}(\mathbf{Q}_R) - \delta(\mathbf{Q}_k) \doteq \left(\frac{2}{r_G \sqrt{\pi}} \right) \exp \left[-\frac{Q_k^2}{4r_G^2} \right], \quad (15)$$

这里 $r_G = N_B(2 + \gamma_B)/M_B$, (15) 式在动量空间的相应表达式为

$$R_{\text{BE}}^{\text{m}}(\mathbf{Q}_R) - 1 \doteq (r_G/\sqrt{\pi}) \exp[-r_G^2 Q_k^2], \quad (16)$$

这里 Q_k^2 是罗伦兹不变的, 但 $r_G \propto \hbar/M_B$ 像长度一样变换, 因此我们能用 (16) 式与实验测出的 r_G 来研究强子发射源的 Doppler 效应, 上一节所确定的 γ_{j_i} 是有物理意义的.

由 (15) 式, 当 $r_G \rightarrow 0$ 时, 有

$$\lim_{r_G \rightarrow 0} R_{\text{BE}}^{\text{m}}(\mathbf{Q}_k) = 2\delta(\mathbf{Q}_k), \quad (17)$$

类似的, 当 $r_G \rightarrow \infty$ 时, 得到

$$\lim_{r_G \rightarrow \infty} [R_{\text{BE}}^{\text{m}}(\mathbf{Q}_k) - 1] = \delta(\mathbf{Q}_k), \quad (18)$$

注意, 源半径 $r_G \rightarrow 0$ 意味着 $-\gamma_B(g_R) \rightarrow 2$, 相当于 QCD 微扰论 $(\alpha_s/3) \rightarrow 2$ (微扰论不能用), 这种情况下, 对固定的时间(空间)点, π 介子集中于同一个空间(时间)点. 当 $M_B \rightarrow 0$ 时 $r_G \rightarrow \infty$, π 介子集中于动量空间的坐标原点. 如果 $M_B = d_m |\gamma_B(g_R)|$, $\gamma_B(g_R) = \pm d_a g_R^2$ (正号代表红外稳定理论(例如量子电动力学, QED), 负号代表渐进自由理论(例如量子色动力学, QCD), $d_a > 0, d_m > 0$), 令 $d_a = d_m = d$, 则质壳的广函偏微分方程^[20,22]

$$m \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{\partial}{m \partial m} \right) \delta(k^2 + m^2) = \frac{(\hbar c)^2}{2} \delta_4(k_0, k_1, k_2, k_3), \quad (19)$$

变为

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial g_R^2} + 4 \left(\frac{1}{g_R} - d \right) \right] \delta(k^2 + m^2) = 2d(\hbar c)^2 \delta_4(k_0, k_1, k_2, k_3), \quad (20)$$

微分方程 (19), (20) 表明: (1) 在质壳上粒子质量是可以有变化的; (2) 对吸引相互作用且 g_R^2 是跑动的, 当 $g_R^2 < 1/d^2$ 且 $k_\mu \neq 0$ 时方程 (20) 的解按增长的离散序列 $m^2(g_{R_i})$ 具有零点 $\delta(k_i^2 + m_i^2(g_{R_i})) = 0 (k_\mu \neq 0)$, $g_{R_i}^2$ 有一最大值^[23].

在原子核强外场中强子质量变小 ($m_\pi^* = 2m_\pi/3$)^[24], 实验测得核内产生 ρ 介子的质量 $m_\rho^* \doteq 2m_\rho/3$ ^[25], 实验证明强子质量在质壳上是个可变化的物理量, (19), (20) 是质量变化的约束方程, 量子场反常维度 $\gamma_B(g_R)$ 也是跑动的.

量子场反常维度 $\gamma_B(g_R)$ 在微扰论的费曼积分中起着重要作用, 与维度正规化方法有密切的关系. 对于 $g\Phi^4$ 场的二阶费曼积分, 有^[20,26]

$$I = \int \frac{d^D k}{[k^2 + b^2]^\beta} = i\pi^{D/2} \frac{\Gamma(\beta - D/2)}{\Gamma(B)} (b^2)^{D/2 - \beta}, \quad (21)$$

这里 $b^2 = \alpha(1 - \alpha)s$, α 是费曼参数, $s = (p_1 + p_2)^2$ 是常数, $D = 4 - \epsilon$, $\epsilon > 0$, $\beta = 2[1 - \gamma_B(g_R)]$, 即 $\beta - D/2 = \epsilon/2 - 2\gamma_B$. 广函中 $\Gamma(\epsilon/2 - 2\gamma_B)$ 叫正规化因子. 因此, 量子场反常维度与对数发散间的关系为^[26]:

$$-2\gamma_B(g_R) \leftarrow \left(-\frac{\epsilon}{2} \right) = 1/\ln(m^2/\Lambda^2)_{\Lambda \rightarrow \infty}, \quad (22)$$

这就是说,微扰论中也不能忽略 $\gamma_B(g_R)$, 当 $\gamma_B(g_R) \rightarrow 0$ 时, N 强子产生幅 (14) $G^{(N)}(\gamma_B(g_R), Q_N) \rightarrow 0$, 因此, 量子场反常维度 $\gamma_B(g_R)$ 是决定强子发射源之必不可少的物理量. 强子在源内的产生过程中量子场反常维度的数值是有限的(见(12), (13)式).

4 结论与讨论

有了 NA22 的三重海鸥效应实验之后, 才能将强子发射源的动力学与发射源的运动学(Doppler 效应)分割开来, 并分别进行研究. 由于强子发射源 Doppler 效应依赖于质量与电荷, 我们只能分别研究 π 介子产生动力学, K 介子产生动力学与质子产生动力学, 等等. 任何场论, 相互作用都通过量子场反常维度 $\gamma_B(g_R)$ 与 $\gamma_F(g_R)$ 而进入粒子产生幅, 因此量子场反常维度是个重要物理量. 虽然这个物理量很小, 但它处于传播子的奇点上, 并控制强子产生幅的奇异性. 当 $\gamma_B(g_R) \rightarrow 0$ 时产生幅就发散(趋于无限大).

强子发射源中 $\pi, K, p, \bar{p}, \Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ 的动量标度分布, 海鸥效应, 动量与多重数的关联等(三个强子发射源)^[13], 都能用 $Q^{\nu} K_{\nu}(aQ)$ 分布(广义函数)刻画, 即参数 ν 具有量子场反常维度的 $Q^{\nu} K_{\nu}(aQ)$ 分布反映强子发射源的动力学结构.

三个强子发射源的平均能量近似相等, 这个实验事实是很重要的, 这同集体海鸥效应有关, 我们今后再做讨论.

作者感谢陈蜀乔同学的有趣讨论与帮助.

参考文献(References)

- 1 Clifford T S et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 34:978
- 2 Anderson E W et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 34:294
- 3 Agababyan N M et al. Z. Phys., 1993, C59:195
- 4 ZHAO Xi et al. Journal of Yunnan University, 1998, 4:307
- 5 CHEN ShuQiao et al. Journal of Yunnan University, 1998, 4:298
- 6 ZHAO ShuSong, PENG ShouLi. Chinese Science Bulletin, 1986, 6:371
- 7 DAO F T et al. Phys. Rev. Lett., 1974, 33:389
- 8 ZHAO ShuSong, YANG QingWen. Journal of Yunnan University (in Chinese), 1988, 10:14
(赵树松, 杨庆文. 云南大学学报, 1988, 10:14)
- 9 LONG JiaLi, LI Ling, ZHAO ShuSong. Journal of Yunnan University, 1998, 4:289
- 10 ZHAO ShuSong. Journal of Yunnan University (in Chinese), 1986, 1:62
(赵树松. 云南大学学报, 1986, 1:62)
- 11 ZHAO ShuSong, PENG ShouLi. Chinese Science Bulletin, 1986, 3:161
- 12 Landau L D. The Theory of Fields. Beijing: Advanced Education Press, 1959. 256, 41
(朗道. 场论. 北京: 高教出版社, 1959. 256, 41)
- 13 ZHAO ShuSong, Kittle W. Chinese Science Bulletin, 1990, 22:1862
- 14 ZHA ShuSong, Multiparticle Production, Proc. of the Shandong' Workshop, Ji'nan, Shandong, China, June 28—July 6, 1987, Ed. by Hua R C, XIE QuBing, p. 497—504
- 15 ZHAO ShuSong et al. Journal of Guangxi Normal University (in Chinese), 1992, 4:24
(赵树松等. 广西师大学报, 1992, 4:24)

- 16 DAI QiRun, ZHAO ShuSong. Acta Physics Sinica (in Chinese), 1995, **8**:1203
(戴启润, 赵树松. 物理学报, 1995, **8**:1203)
- 17 DAI QiRun et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **11**:1014
(戴启润等. 高能物理与核物理, 1996, **11**:1014)
- 18 ZHAO ShuSong, XIE YiGang. Journal of Yunnan University (in Chinese), 1989, **1**:15
(赵树松, 谢一冈. 云南大学学报, 1989, **1**:15)
- 19 ZHAO ShuSong, PENG ShouLi. Chinese Science Bulletin, 1981, **11**:977
- 20 ZHAO ShuSong. Journal of Yunnan University, 1998, **4**:237
- 21 Erdelyi A. Higher Transcendental Function (Vol. II). McGraw-Hill Book Co. INC. 1953, Chapt 7
(爱尔台里. 高级超越函数(第二册). 北京: 科学出版社, 1958. 第七章)
- 22 GEL'FAND I M, SHILOV G E. Generalized Functions. Academic Press, New York and London, 1964, 198; 313—326
(I M 盖尔芳特, G E 希洛夫. 广义函数. 北京: 科学出版社, 1965. 320—338; 1—98)
- 23 ФИА, ИОБ А. Ф. Exercise Collection of Normal Differential Equation
(А Ф 菲利波夫. 常微分方程习题集, 孙广成, 张德厚译, 上海科技出版社, 1979. 63)
- 24 ZHAO ShuSong, FENG YuXing, REN YongYi. Journal of Yunnan University, 1992, **3**:282
(赵树松, 冯育新, 任永毅. 云南大学学报, 1992, **3**:282)
- 25 Huber G M. et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **80**:5285
- 26 Nash C. Relativistic Quantum Fields. London: Academic Press, 1978. 63—118

Dynamical Structure of Hadron Emission Sources

ZHAO Xi HUANG BangRong ZHAO ShuSong¹⁾

(Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China)

Abstract NA22 experimental data of the triplet seagull effects show that the Doppler effects of the hadron emission sources exist exactly in the hadron-hadron collisions. Every source possesses the same average energy (CMS) approximately. The collective seagulleffects can be also explained by the $(aQ)^*K$, (aQ) distributions (Generalized functions). The dynamical structure of a hadron emission source is described by the $(aQ)^*K_\nu(aQ)$ distributions. The anomalous dimensions of the pionic quantum fields are $\gamma_B(g_R) = -0.045 \pm 0.012$, which control the singularities of the production amplitude in quantum field theory. The mathematical parameter $\epsilon = 4 - D$ (the dimension D of space time) in the Feynman integrals can be replaced by the anomalous $\gamma_B(g_R)$ of the quantum fields for the regularization. $(-2\gamma_B(g_R) \leftrightarrow \epsilon/2 = 1/\ln(\Lambda^2/m^2) \Lambda \rightarrow \infty)$.

Key words triplet seagull effects, dynamical structure, anomalous dimension $\gamma_B(g_R)$, singularities of production amplitude.

Received 27 August 1999

1) E-mail: sszhao@china.com