Semi Classical Interference Model and Inclusive Spectra

白　藤　孟　志　　（埼玉大理工）

1）多重発生過程（$A+B\to C+D+\cdots\cdots$）で生成される粒子は，そのエネルギーによって，fragmentation 領域と，AとBの種類には依存しない中心領域（パイオン化領域）とに分けられると予想される。粒子の状態を横向き運動量（$\mathbf{k}_\perp$）と縦ローレンツ角（y）によって指定すると，yの値によってどの領域に属するかが決まる。中心領域での粒子生成は次の特徴を具えている。(a)変数yについては一様である。(b)A，Bの種類に依らない。(c)エネルギー・運動量保存則による制限を殆ど無視できる。この報告の目的は，中心領域で生成される多粒子系はコヒーレント状態であるとする準古典的な波動模型をこれまでになされたのとは異った立場から検討することにある。

2）中心領域での多重発生の分析は現在の処宇宙線に限られているが，それによると次の特徴があることが指摘されている。

(i) 生成される粒子はy空間でクラスターにわかれる。

(ii) クラスターの中心間距離 Δy は $\Delta y\sim 1.76$ と等間隔である。

(iii) エネルギーが大きくなるとクラスターの数が増える。

以下で，『このクラスター構造は，衝突の際にA粒子とB粒子から放出された（運動量空間での）波の干渉縞として説明できる』可能性を指摘し，粒子間の相関関係に対する予想をする。

3）即ち次の仮定を出発点とする。

［仮定Ⅰ］　衝突に際してA粒子とB粒子とは独立にコヒーレント状態 $D(\{\alpha_{A\mathbf{k}}\})|0>$，$D(\{\alpha_{B\mathbf{k}}\})|0>$ を放出する。

すると放出された中間子の状態は

$$D(\{\alpha_{A\mathbf{k}}\})\cdot D(\{\alpha_{B\mathbf{k}}\})|0>=D(\{\alpha_{A\mathbf{k}}+\alpha_{B\mathbf{k}}\})|0> \qquad (1)$$

となる。ここで $D(\{\alpha_{\mathbf{k}}\})\equiv\exp\left[\sum_{\mathbf{k}}(\alpha_{\mathbf{k}}a^{+}_{\mathbf{k}}-\alpha^{*}_{\mathbf{k}}a_{\mathbf{k}})\right]$ で $a_{\mathbf{k}}$ は運動量 $\mathbf{k}$ の中間子

の消滅演算子である。

関数 α_{Ak}，α_{Bk} は中心領域の一様性に基く次の仮定によってその形を決める。

［仮定Ⅱ］ 状態 $D(\{\alpha_{Ak}\})|0>$ 及び $D(\{\alpha_{Bk}\})|0>$ は縦方向ブーストに対し不変である。

この仮定により

$$\alpha_{Ak}=\beta_A(\mathbf{k}_\perp)\quad \exp[\, i\lambda_A y+i\phi_A\,],$$
$$\alpha_{Bk}=\beta_B(\mathbf{k}_\perp)\quad \exp[\, i\lambda_B y+i\phi_B\,], \tag{2}$$

が得られる。y は縦方向ロレンツ角で，ϕ_A と ϕ_B とは未定の位相である。 多くのイベントについての平均操作をする際には，位相差 $(\phi_A-\phi_B)$ についての平均操作を行う必要がある。

p-p 散乱に対しては

$$\beta_A(\mathbf{k}_\perp)=\beta_B(\mathbf{k}_\perp)\equiv\beta(\mathbf{k}_\perp) \tag{3}$$
$$\lambda_A=-\lambda_B\equiv\lambda \tag{4}$$

とおいてよい。(4)式は A と B とが同一粒子で運動量の向きが逆であることから得られる。

4) 仮定Ⅰ，Ⅱより中心領域の多粒子発生に対する次の様な帰結が得られる。(但し(3),(4)の場合のみ考える。)

(i) Exclusive process.

粒子分布関数： $|\alpha_{Ak}+\alpha_{Bk}|^2=2|\beta|^2(1+\cos(2\lambda y+\phi_A-\phi_B))$.

平均粒子数： $2Y\iint_{-\infty}^{\infty}|\beta(\mathbf{k}_\perp)|^2 d^2\mathbf{k}_\perp$,

(但し Y は y 軸上での中心領域の区間の長さ。)

多重度分布： Poisson 分布。

(ii) Inclusive cross section.

Inclusive invariant cross section は次式で与えられる。

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d(\phi_A-\phi_B)\sum_{\Psi}|<\Psi,\ \mathbf{k}_1,\ \cdots\cdots,\ \mathbf{k}_n|D(\{\alpha_{Ak}+\alpha_{Bk}\})|0>|^2. \tag{5}$$

エネルギー運動量保存を無視して，全ての状態について加えるとこの式は

$$=\frac{\Pi|\beta(\mathbf{k}_{i\perp})|^2}{2\pi}\int_0^{2\pi} d(\phi_A-\phi_B)\prod_i\{1+\cos(2\lambda y+\phi_A-\phi_B)\} \qquad (6)$$

となる。中心領域では放出される粒子全体のエネルギーは散乱エネルギーに比較して小さい故これは近似的には成立している。この関数(6)はクラスター展開可能で，一粒子，二粒子の断面積は各々

$$\text{一粒子：}\quad |\beta(\mathbf{k}_\perp)|^2, \qquad (7)$$

$$\text{二粒子：}\quad |\beta(\mathbf{k}_{1\perp})\cdot\beta(\mathbf{k}_{2\perp})|^2\left(1+\frac{1}{2}\cos 2\lambda(y_1-y_2)\right), \qquad (8)$$

である。もっと多粒子の場合も計算でき全て三角関数で与えられる。相関関数は，例えば二粒子の場合，(7)，(8)より

$$\text{二粒子相関関数：}\quad \frac{1}{2}|\beta(\mathbf{k}_{1\perp})\beta(\mathbf{k}_{2\perp})|^2\cos\{2\lambda(y_1-y_2)\}, \qquad (9)$$

で与えられる。一般に奇数個粒子間の相関関数は零で，偶数個粒子間の相関関数は三角関数の和によって表わされる。

以上に述べた模型の特徴は，粒子間の相関がy軸上での位相によって決定される点にあり波動模型に特異なことである。若し，直接π中間子が上記メカニズムによって生成されるのではなく，先ずρやω等の重い中間子が生成されπはその崩壊の結果生成される様な過程の寄与が大きくなれば，パイ中間子分布に対しては上の結果からずれてくる。このような重い中間子経由過程は，(a)個々のイベントでの縞模様をぼかし，(b)相関関数の振巾を小さくさせる。