火の玉模型におけるKNOスケイリング

白藤孟志（埼玉大理工）
神代尚明（東京理大理）

ハドロン衝突の終状態ハドロンがいくつかの統計的に独立なクラスターに分かれると仮定し，多重度分布のいくつかの性質をしらべる。全多重度分布を $P(N)(\equiv\sigma_N/\sigma_{inel})$，クラスタ内の多重度分布を $p_n^{(r)}$ とすると

$$P(N)=\sum_{n_1,\cdots,n_R}\delta_{\Sigma n_r,N}\,p_{n_1}^{(1)}\cdots p_{n_R}^{(R)} \qquad (1)$$

となる。但し $p_n^{(r)}$ の上付添字 r はクラスターを区別する添字で，クラスターの数は R 個だとする。クラスター r の平均多重度を $<n>_r$ $(\equiv\sum_n np_n^{(r)})$ とし，$p_n^{(r)}$ を

$$p_n^{(r)}\equiv\frac{1}{<n>_r}\psi^{(r)}\left(\frac{n}{<n>_r},\ s\right)$$

と書いて関数 $\psi^{(r)}$ を定義する。$\psi^{(r)}$ は一般に衝突エネルギー s にも依存する。$<n>_r\gg1$ だと仮定すると（1）式の和は積分でおき換えることができる。

$$P(N)=\int_0^\infty\cdots\int\delta\left(\sum_{r=1}^{R}<n>_r u_r-N\right)\prod_{r=1}^{R}du_r\psi^{(r)}(u_r,s)$$

$$=\frac{1}{<N>}\int_0^\infty\cdots\int\delta\left(\sum_{r=1}^{R}\frac{<n>_r}{<N>}u_r-\frac{N}{<N>}\right)\prod_{r=1}^{R}du_r\psi^{(r)}(u_r,s). \qquad (2)$$

但し $<N>$ は全体の平均多重度で

$$<N>\equiv\sum_N NP(N)=\sum_{r=1}^{R}<n>_r\ . \qquad (3)$$

最后の式をみちびく際に（1）式を用いた。

$$\bar{\Psi}(z,s)\equiv\int_0^\infty\cdots\int\delta\left(\sum_{r=1}^{R}\frac{<n>_r}{<N>}u_r-z\right)\prod_{r=1}^{R}du_r\psi^{(r)}(u_r,s) \qquad (4)$$

によって$\bar{\Psi}(z, s)$を定義すると，（2）式は

$$P(N)=\frac{1}{\langle N\rangle}\bar{\Psi}\left(\frac{N}{\langle N\rangle}, s\right) \tag{5}$$

とかける。（4）式の定義を用いて$\bar{\Psi}(z, s)$の次の二つの性質を示せる。

（i）$\langle N\rangle$, R が非常に大きな極限では，$\bar{\Psi}(z, s)$は$\psi^{(r)}(u_r, s)$の形如何に拘らず$\delta(z-1)$に近づく，

$$\lim_{\substack{\langle N\rangle\to\infty \\ R\to\infty}} \bar{\Psi}(z, s)=\delta(z-1). \tag{6}$$

即ち全多重度分布は自明なKNO スケイリングをみたす。特別の場合として，rapidity 空間での相関距離がエネルギーと共に増大せずに有限に留まる場合には，多重度分布は高エネルギー極限で自明なKNO スケイリングをみたす。

（ii）$\psi^{(r)}(u_r, s)$及び$\langle n\rangle_r/\langle N\rangle$ がsに依存しないならば$\bar{\Psi}(z, s)$もsには依存しない。

性質（ii）は各クラスターの多重度分布$p_n^{(r)}$がKNO スケイリングをみたせば全多重度分布P(N)もKNO スケイリングをみたすことを意味する。KNO スケイリングをみたすp_nのもっとも簡単な例は

$$p_n=\frac{1}{\langle n\rangle}\exp\left[-n/\langle n\rangle\right]. \tag{7}$$

$$p_n=\frac{1}{\langle n\rangle}\cdot\frac{1}{\pi}\exp\left[-\frac{1}{\pi}\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right)^2\right]. \tag{8}$$

である。これらの分布を（4）式へ代入して得た$\bar{\Psi}(z)$をSlattery による pp 散乱の荷電粒子分布と比較して次の結果を得た。

(A)：分布（8）の場合には，クラスターの数が二つならばかなりよく実験データを再現する。

(B)：分布（7）の場合には，実験データと一致させるにはクラスターの数が2個～6個の寄与を確率的に重ね合わせる必要がある。

結果（A）は，火の玉のハドロン多重度nが火の玉エネルギーEの平方根に比例する

$$E \propto n^2 \tag{9}$$

ような two-fireball 模型を示唆している。

多重度分布について

鈴木尚通（早大理工）

高エネルギー pp 衝突での多重度分布をクラスターがいくつか形成され，それが独立に輻射場の counting distribution に従って崩壊すると仮定して計算して見た。二次粒子は（電荷，スピン等を無視して）メソンだけとし， $a(\mathbf{k})$ を運動量 $\mathbf{k}$ のメソンの消滅演算子, $|\{z_k\}>$ をそれに対応する coherent stateとする。

$$\varphi^{(+)}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} e^{ik\cdot x} a(\mathbf{k})$$

$$V(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} e^{ik\cdot x} z(\mathbf{k})$$

$$a(\mathbf{k}') \,|\{z_k\}> = z(\mathbf{k}') \,|\{z_k\}>$$

$$\phi^{(+)}(\mathbf{x}, t) \,|\{z_k\}> = V(\mathbf{x}, t) \,|\{z_k\}>$$

$$\phi^{(-)}(\mathbf{x}, t) = \phi^{(+)}(\mathbf{x}, t)^{\dagger}$$

$$|\{z_k\}> = |z_1, z_2 \cdots, z_k> = \sum_{\{nk\}=0} \{ \prod_{k'=1}^{k} \exp\left(-\frac{1}{2}|z_{k'}|^2\right) \frac{(z_{k'})^{n_{k'}}}{\sqrt{nk'!}} \} \,|\{n_k\}>, \quad |\{n_k\}> = |n_1, n_2 \cdots, n_k>$$

時間間隔（t, t＋dt）間に粒子一個が放出される微分確率 dp(t) は

$$dp(t) = \alpha < \phi^{(-)}(x)\phi^{(+)}(x) > dt = \alpha < \{z_k\} | \phi^{(-)}(x)\phi^{(+)}(x) | \{z_k\} > = \alpha |V(t)|^2 dt$$