「超高エネルギー多重発生の火の玉模型における多重度分布」

白藤孟志（埼玉大　理工）
神代尚芳（東京理科大　理）

§1　はじめに

ハドロンを含む超高エネルギー散乱において種々のスケイリング則が成立していることが理論的・実験的に明らかにされつつある。Koba，Nielsen 及び Olesen[1] はハドロン－ハドロン散乱のローレンツ不変な包含的断面積がスケイルするという仮定に基いて、多重度分布がスケイルすることを示した。彼らによると、N個のハドロンが生成される確率 $P(N)\equiv\sigma_N/\sigma_{inel}$ は $Z\equiv N/\langle N\rangle$ のみの関数で、衝突エネルギーにあらわには依存せず*)

$$\langle N\rangle P(N)=\psi(N/\langle N\rangle), \tag{1.1}$$

但し、＜N＞は平均多重度でエネルギーと共に変化する。p－p散乱の荷電粒子多重度に対するセルプコフとバタヴイアのデータはこのスケイリング則と矛盾していない。[2,3]

この論文は、多重発生でつくられる終状態ハドロンは2つ以上の独立なクラスターからなると仮定し、**) 各クラスターの多重度分布が最も簡単な形（ガウス関数及び指数関数）をとる場合に***)、全多重度分布が現在の実験値****) と矛盾しないかどうかを吟味する。(この論文では各クラスターの親のことは火の玉と呼ぶ。

---

*)　この小論に於ては、このことをKNOスケイリング則と呼ぶ。

**)　2-火の玉模型や limiting fragmentation仮説、多重火の玉模型ではこの仮定は満たされている。

***) ガウス関数及び指数関数分布はKNOスケイリング則を満たす。

****) 以下特に断らないが、実験値は全て Slattery[2] による。

m 個の火の玉がつくられる場合には、全多実度分布 P(N)は、1つの火の玉が n 個のハドロンに崩壊する確率を p_n とすると

$$P(N) = \Sigma\, \delta_{N, \Sigma n_i} \prod_{i=1}^{m} p_{n_i} \tag{1.2}$$

で与えられる。火の玉の崩壊多重度分布 p_n がKNO スケイリング則を満たす場合には、

$$\begin{aligned} \langle n \rangle p_n &= \psi(n/\langle n \rangle) \\ \langle n \rangle &= \Sigma\, n\, p_n \end{aligned} \tag{1.3}$$

全多重度分布 P(N) もやはりKNOスケイリング則を満たす。

$$\begin{aligned} \langle N \rangle P_m(N) &= \Psi(N/\langle N \rangle) \\ \langle N \rangle &= m \langle n \rangle \end{aligned} \tag{1.4}$$

$$\Psi(z) = m \int_0^\infty \cdots \int_0^\infty \delta(mz - \Sigma u_i) \prod_{i=1}^{m} \psi(u_i)\, du_i$$

ガウス関数分布の場合には、2個の火の玉がつくられるとき、実験とかなりよい一致を示す。指数関数分布の場合には、2個の火の玉だけでは一致は余りよくないので、火の玉の数を増やす必要がある。クォーク数の勘定を考慮して標的陽子及び入射陽子からそれぞれ高々3個の火の玉がつくられると仮定し*)、実験値をどれぐらい再生できるかを調べる。

指数関数分布は次のように理解できる。火の玉が光学における光源と類似の性質を持ち

〔I〕放出される中間子の密度行列 ρ は P－表示で表現でき、

〔II〕火の玉は統計的には独立で同種の集団と見なせる

ならば、異った運動量の中間子が完全にコヒーレント**)のときに限り崩壊多重度分布は指数関数になる。従って指数関数多重度分布の場合は、火の玉のハドロン放出を準古典的な光の放出過程と似た現象と見なせることが期待できる。

---

*) 即ち、火の玉の数は高々クォークの数であると仮定する。

**) コヒーレンスの意味は後になっきりと定義する。

§2でガウス関数の場合を、§3で指数関数の場合を述べる。§4では光のコヒーレンスとの類推により、指数関数多重度分布を持つ火の玉の模型を考察する。§5で結果をまとめる。

Fig.1(a),(b),(c)

§2 ガウス関数多重度の2-火の玉模型

まづはじめに、火の玉の崩壊多重度分布 p_n に対してガウス関数

$$p_n = b\,e^{-an^2}$$

を仮定し、2-火の玉模型における多重度分布を調べてみる。(Fig.1(a)参照)

1つの火の玉から放出されるハドロンの平均多重度を $\langle n\rangle$ とすると

$$\langle n\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n\,p_n$$

$\langle n\rangle \gg 1$ の場合には

$$1 = \sum_{n=1}^{\infty} p_n \simeq \langle n\rangle \int_0^{\infty} b\,e^{-az^2}\,dz = \frac{b}{2}\,\langle n\rangle\sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

$$\langle n\rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n\,p_n \simeq \langle n\rangle^2 \int_0^{\infty} b\,e^{-az^2}\,z\,dz = \frac{b}{2a}\,\langle n\rangle^2$$

となる。従って分布関数 p_n は

$$\langle n\rangle\,p_n = \psi(n/\langle n\rangle)$$
$$\psi(u) = \frac{2}{\pi}\,e^{-\frac{1}{\pi}u^2} \qquad (2.1)$$

で与えられ、KNO スケイリングを満たしている。

全多重分布 $P(N)$ は (1.4)により

$$\langle N\rangle\,P(N) = \Psi(N/\langle N\rangle)$$
$$\langle N\rangle = 2\langle n\rangle \qquad (2.2)$$

$$\Psi(z)=2\int_0^\infty du_1\int_0^\infty du_2\,\delta(2z-u_1-u_2)\,\psi(u_1)\,\psi(u_2)$$

$$=\frac{8}{\pi}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\;e^{-\frac{2}{\pi}z}\int_0^{\sqrt{\frac{2}{\pi}}z} e^{-u^2}\,du$$

荷電粒子多重度分布 $P^{(ch)}(N)$ の場合には、nは奇数、Nは偶数だから、(2・1)及び (2・2)は次のようになる。

$$\langle n\rangle_{ch}\,p_n^{(ch)}=\psi^{(ch)}(u)$$

$$\psi^{(ch)}(u)=\frac{4}{\pi}\,e^{-\frac{1}{\pi}u^2} \qquad (2\cdot3)$$

$$\langle n\rangle_{ch}=\sum_{odd} n\;p_n^{(ch)}$$

$$\langle N\rangle_{ch}\,P^{(ch)}(N)=\Psi^{(ch)}\left(N/\langle N\rangle_{ch}\right)$$

$$\Psi^{(ch)}(z)=2\left(\frac{4}{\pi}\right)^2 e^{-\frac{2}{\pi}z^2}\int_0^{z} e^{-\frac{2}{\pi}u^2}\,du \qquad (2\cdot4)$$

$$=\frac{16}{\pi}\;\;\frac{2}{\pi}\;e^{-\frac{2}{\pi}z^2}\int_0^{\sqrt{\frac{2}{\pi}}z} e^{-u^2}\,du$$

$$\langle N\rangle_{ch}=\sum_{even} P^{(ch)}(N)\;N$$

$\Psi^{(ch)}(z)$ のグラフをFig.2 に示す。(破線) ピークは少し低くすぎるが実験値とよく一致している。

Fig. 2

§3 指数関数多重度火の玉模型

火の玉の多重度分布 p_n が指数関数の場合には

$$\left.\begin{aligned}&\langle n\rangle\,p_n=\psi(n/\langle n\rangle)\\&\langle n\rangle=\sum_n n\,p_n\\&\psi(u)=e^{-u}\end{aligned}\right\}\qquad(3\cdot1)$$

で与えられ、KNOスケイリングをみたしている。

(i) 火の玉が2つの場合、(Fig.1(a) 参照)

(3.1)を(1.4)へ代入すると全多重度分布$P_2(N)$は次式となる。

$$\left.\begin{aligned} &\langle N\rangle P_2(N) = \Psi_2(N/\langle N\rangle) \\ &\langle N\rangle = 2\langle n\rangle \\ &\Psi_2(z) \equiv 4ze^{-2z} . \end{aligned}\right\} \quad (3.2)$$

荷電粒子多重度分布に対しては次式を得る。

$$\left.\begin{aligned} &\langle N\rangle_{ch} P_2^{(ch)}(N) = \Psi_2^{(ch)}(N/\langle N\rangle_{ch}) \\ &\Psi_2^{(ch)}(z) \equiv 8ze^{-2z} . \end{aligned}\right\} \quad (3.3)$$

$\Psi_2^{(ch)}(z)$のグラフをFig.2に示す。(点線) 実験値からかなりずれている。

(ii) 火の玉が3つの場合 (Fig.1(b)参照)

(3.1)を(1.4)へ代入すると全多重度分布$P_3(N)$は次式となる。

$$\left.\begin{aligned} &\langle N\rangle P_3(N) = \Psi_3(N/\langle N\rangle) \\ &\langle N\rangle = 3\langle n\rangle \\ &\Psi_3(z) \equiv \frac{27}{2} z^2 e^{-3z} . \end{aligned}\right\} \quad (3.4)$$

荷電粒子多重度分布に対しては次式を得る。

$$\left.\begin{aligned} &\langle N\rangle_{ch} P_3^{(ch)}(N) = \Psi_3^{(ch)}(N/\langle N\rangle_{ch}) \\ &\Psi_3^{(ch)}(z) \equiv 27z^2e^{-3z} . \end{aligned}\right\} \quad (3.5)$$

$\Psi_3^{(ch)}(z)$のグラフをFig.2に示す(実線)。実験値との一致はかなりよい。

(iii) 標的及び入射粒子が独立にいくつかの火の玉に励起される場合(Fig.1 (c)参照)

---

*) p_n, $\psi(u)$, $\Psi(z)$等前小節と同じ記号を使うが定義は異っている。

Fig.1(c) は標的、入射粒子が共に2個の火の玉に励起された場合を示す。標的が1個、2個、3個、… の火の玉に励起される確率は α, β, γ … とすると、$(\alpha+\beta+\gamma+\cdots=1)$,標的部分の多重度分布 $P^{(t)}(N)$ は次式で与えられる。

$$P^{(t)}(N)=\alpha P_1(N)+\beta P_2(N)+\gamma P_3(N)+\cdots \tag{3.6}$$

但し $P_i(N)$ は i 個の火の玉が励起された場合の多重度分布で、i=1, 2, 3 に対しては

$$\left.\begin{aligned} P_1(N)&=\frac{1}{\langle n\rangle}\exp\left[N/\langle n\rangle\right] \\ P_2(N)&=\frac{1}{\langle n\rangle}\exp\left[-N/\langle n\rangle\right] \\ P_3(N)&=\frac{1}{2\langle n\rangle}\left(\frac{N}{\langle n\rangle}\right)^2\exp\left[-N/\langle n\rangle\right] \end{aligned}\right\} \tag{3.7}$$

で与えられる。($\langle n\rangle$ は一つの火の玉の平均多重度) 標的部分の平均多重度 $\langle N\rangle_t$ は

$$\langle N\rangle_t=(\alpha+2\beta+3\gamma+\cdots)\langle n\rangle \tag{3.8}$$

で与えられる。

入射粒子部分の多重度分布 $P^{(p)}(N)$ に対しても同じ式が成立する。p−p 散乱の場合には

$$P^{(t)}(N)=P^{(p)}(N) \tag{3.9}$$

である。全多重度分布 P(N) は

$$P(N)=\sum_{n=1}^{N-1}P^{(t)}(N-n)P^{(p)}(n) \tag{3.10}$$

で与えられる。全平均多重度 $\langle N\rangle$ は

$$\langle N\rangle=\langle N\rangle_t+\langle N\rangle_p$$

$$=A\langle n\rangle , \qquad (3.11)$$

$$A\equiv 2(\alpha+2\beta+3\gamma+\cdots)$$

で与えられる。$\langle N\rangle P(N)$ は $N/\langle N\rangle$ のみの関数で、KNOスケイリングをみたす。

標的及び入射粒子の火の玉生成に対してクオーク数カウンテイングが成立する場合には、α，β 及び γ はそれぞれ1個、2個、3個のクオークが同時に火の玉に励起される確率と解釈できる。重粒子からは高々3個の火の玉しか励起されない。

p－p散乱の場合に、α，β 及び γ のみが零でないと仮定すると、(3.6)～(3.9)を(3.10)へ代入してP(N)に対して次式を得る。

$$\langle N\rangle P(N)=\psi(N/\langle N\rangle)$$

$$\psi(z)\equiv Ae^{-Az}(Az)\left[\alpha^2+\alpha\beta(Az)+\frac{1}{6}(\beta^2+2\alpha\gamma)(Az^2+\frac{\beta\gamma}{12}(Az)^3+\frac{\gamma^2}{120}(Az)^4\right]. \qquad (3.12)$$

多重度能率 $\langle N^k\rangle$ は

$$\langle N^k\rangle\equiv\sum_N N^k P(N) \qquad (3.13)$$
$$=(\langle N\rangle)^k\int_0^3 z^k\psi(z)\,dz$$

によって与えられる。実験では $N\lesssim 3\langle N\rangle$ の多重度しか観測されていないので、積分の上限を3でおさえた。

荷電粒子多重度分布に対しては次式を得る。

$$\langle N\rangle_{ch}P^{(ch)}(N)=\psi^{(ch)}(N/\langle N\rangle_{ch})$$

$$\psi^{(ch)}(z)\equiv 2Ae^{-Az}(Az)\left[\alpha^2+\alpha\beta(Az)+\frac{1}{6}(\beta^2+2\alpha\gamma)(Az)^2+\frac{\beta\gamma}{12}(Az)^3+\frac{\gamma^2}{120}(Az)^4\right] \qquad (3.14)$$

$$\langle N^k\rangle_{ch}=\frac{1}{2}(\langle N\rangle_{ch})^k\int_0^3 z^k\psi^{(ch)}(z)\,dz$$
$$=\langle N^k\rangle .$$

積分の上限はこの場合にも $z=3$ でおさえた。

多重度分布(3.13)及び(3.14) は2個の自由パラメタを含んでいる。荷電粒子多重度分布 $\Psi^{(ch)}(z)$ を実験値と比較すると、両者が一致するには

1) α 及び γ の寄与が重要で、

$$\alpha : \gamma \simeq 1 : 2$$

であり、

2) β の寄与は余り大きくない

$$\beta \ll \gamma$$

ことが必要である。

最適値を求めていないが、代表として $\alpha={}^5/_{18}$, $\beta={}^1/_{18}$, $\gamma={}^2/_3$ の場合の $\Psi^{(ch)}(z)$ をFig.3に記した。(実線) 多重度能率 $\langle N^k\rangle_{ch}$ の値は次のようになる。

$$\left.\begin{aligned} \langle N^2\rangle_{ch}/\langle N\rangle_{ch}^2 &= 1.25 \qquad (=1.25) \\ \langle N^3\rangle_{ch}/\langle N\rangle_{ch}^3 &= 1.86 \qquad (=1.81) \\ \langle N^4\rangle_{ch}/\langle N\rangle_{ch}^4 &= 3.15 \qquad (=2.97) \\ \langle N^5\rangle_{ch}/\langle N\rangle_{ch}^5 &= 5.90 \qquad (=5.36\pm0.15), \end{aligned}\right\} \qquad (3.15)$$

但しかっこ内の数字は実験値である。$\langle N^4\rangle_{ch}$ 及び $\langle N^5\rangle_{ch}$ の値は z 積分の上限の値にかなり依存する。上記の計算値は $z_{max}=2.93$ に対する値である。

指数関数分布の火の玉の場合には、ピークの位置と高さとを実験値に一致させると、$z \gtrsim 2$ では値が実験値よりやや大きくなる。このために高次の多重度能率の値は実験値より大きくなる。

Fig. 3

§4 指数関数分布の物理的意味づけ

火の玉が光学における光源と似た性質、即ち§1に述べた性質〔I〕及び〔II〕

を持つならば、放出されるハドロンが完全にコヒーレントの時に限り、火の玉の崩壊多重度分布は指数関数分布(3.1)になることを示す。*)

簡単のために中性スピン零粒子のみ考える。運動量**k**を持つ粒子の消滅演算子を a(k)，それに対応する規格化したコヒーレント状態を $|\alpha_k>$ と記す。

$$\left.\begin{array}{l} a(k)|\alpha_k> = \alpha_k|\alpha_k> \\ [a(k),\ a^+(k')] = \delta_{k,k'} \\ <\alpha_k|\alpha_k> = 1\ . \end{array}\right\} \qquad (4.1)$$

仮定〔I〕によって、一つの火の玉の放出する中間子の状態を表わす密度行列 ρ は、火の玉の静止系では

$$\rho = \int \prod_k d^2\alpha_k |\{\alpha_k\}> P(\{\alpha_k\}) <\{\alpha_k\}| \qquad (4.2)$$

と表わすことができる。但し、$|\{\alpha_k\}> \equiv \prod_k |\alpha_k>$ で $P(\{\alpha_k\})$ は全ての α_k の関数であることを意味する。仮定〔II〕を使って、次の二つの両極端の場合の多重度分布を調べる。

(i) 完全にコヒーレントで、異ったモードに対する α_k の間の位相差が完全に決っている場合。

この場合には、あるkの関数 $\beta_k (\sum_k |\beta_k|^2 = 1)$ があり、$P(\{\alpha_k\})$ は $\alpha_k = c\beta_k$（cは任意の複素数）に対してのみ零でない。消滅演算子aを

$$\begin{array}{l} a \equiv \sum_k \beta_k a(k)\ , \\ [a\ ,\ a^+] = 1 \end{array} \qquad (4.3)$$

によって定義すると、密度行列 ρ はこのモードしか含んでいない。

$$\begin{array}{l} \rho = \int |\alpha> P(\alpha) <\alpha| \\ a|\alpha> = \alpha|\alpha> \end{array} \qquad (4.4)$$

「火の玉がモードaの粒子のみを放出する、統計的に独立な同種の源の集団

---

*) 以下の説明は Glauber[4] のコヒーレンスの理論に従う。

と見なせる」場合には、Glauber が示したように $P(\alpha)$ は

$$P(\alpha)=\frac{1}{\pi\langle n\rangle}\exp\left[-|\alpha|^2/\langle n\rangle\right]$$
$$\langle n\rangle=\int|\alpha|^2 P(\alpha)\,d^2\alpha \tag{4.5}$$

によって近似できる。(4.5)を(4.4)へ代入すると、ρ は次式で与えられる。

$$\rho=\sum_{n=0}^{\infty}p_n|n\rangle\langle n| \tag{4.6}$$

$$p_n\equiv\frac{1}{n!\langle n\rangle}\int_0^{\infty}x^n e^{-x-\frac{x}{\langle n\rangle}}dx$$
$$=\frac{1}{\langle n\rangle}\left(1+\frac{1}{\langle n\rangle}\right)^{-(n+1)} \tag{4.7}$$

但し $|n\rangle$ はモードaのn粒子状態である($a^+a|n\rangle=n|n\rangle$)。nおよび$\langle n\rangle$が大きい場合には(4.7)は次式で近似できる。

$$p_n=\frac{1}{\langle n\rangle}\exp\left[-n/\langle n\rangle\right] \tag{4.8}$$

従って、完全にコヒーレントな場合には、火の玉の放出する中間子の多重度分布はnの指数関数によって近似できる。

(ii) $P(\{\alpha_k\})$ が $|\alpha_k|^2$ のみの関数の場合

各モードの α_k の位相は全く任意で、完全にインコヒーレントであり、更に $P(\{\alpha_k\})$ は各モードの積に分解できる。[4)]

$$P(\{\alpha_k\})=\prod_k q_k(\alpha_k)\,. \tag{4.9}$$

($q_k(\alpha_k)$ は $|\alpha_k|^2$ のみの関数) 重み関数 $P(\{\alpha_k\})$ から $p_n(n\geq 0)$ を

$$p_n=\int\cdots\int\delta\left(n-\sum_k|\alpha_k|^2\right)\prod_k q_k(\alpha_k)\,d^2\alpha_k \tag{4.10}$$

によって定義すると、p_n は規格化条件

$$\int_0^{\infty}p_n\,dn=1$$

をみたし、平均粒子数$\langle n\rangle$は

$$\langle n\rangle=\int\cdots\int\left(\sum_k|\alpha_k|^2\right)\prod_k q_k(\alpha_k)d^2\alpha_k$$
$$=\int_0^\infty n\,dn\,p_n\left(\approx\sum_n n\,p_n\right) \tag{4.11}$$

で与えられる故、p_nは密度行列ρの状態がn粒子状態にある確率を表わすと考えてよい。

$q_k(\alpha_k)$ 及び p_n のラプラス変換 $\xi_k(\lambda)$ 及び $\Xi(\lambda)$ を

$$\left.\begin{aligned}\xi_k(\lambda)&=\pi\int_0^\infty q_k(\sqrt{m_k})\,e^{-\lambda m_k}\,dm_k\\ \Xi(\lambda)&=\int_0^\infty p_n\,e^{-\lambda n}\,dn\end{aligned}\right\} \tag{4.12}$$

によって導入すると、(4.10)によって

$$\Xi(\lambda)=\prod_k\ \xi_k(\lambda) \tag{4.13}$$

を得る。平均粒子数$\langle n\rangle$が大きい場合には、p_nはnの大きい処での振舞が重要であり、ラプラス変換 $\Xi(\lambda)$ではλの小さな領域が重要になる。λの小さな値に対しては、(4.12)の$\xi_k(\lambda)$は次のように近似できる。

$$\xi_k(\lambda)\simeq 1-\lambda\langle m_k\rangle \tag{4.14}$$

但し、

$$\pi\int_0^\infty q_k(\sqrt{m_k})\,dm_k=\iint q_k(\alpha_k)\,d^2\alpha_k=1$$

$$\pi\int_0^\infty m_k\,q_k(\sqrt{m_k})\,dm_k=\iint|\alpha_k|^2\,q_k(\alpha_k)\,d^2\alpha_k=\langle m_k\rangle.$$

を使った。($\langle m_k\rangle$はモードkの平均粒子数) (4.14)を代入すると(4.12)は次のように書ける。

$$\Xi(\lambda)=\prod_k(1-\lambda\langle m_k\rangle)$$

$$\simeq \exp\left[-\lambda \sum_k \langle m_k \rangle\right] \tag{4.15}$$
$$= \exp\left[-\lambda \langle n \rangle\right] .$$

この式を (4.12)と比較すると

$$p_n = \delta(n - \langle n \rangle) = \frac{1}{\langle n \rangle}\,\delta\left(\frac{n}{\langle n \rangle} - 1\right) \tag{4.16}$$

が得られる。従って完全にインコヒーレントな場合には、火の玉の放出する多重度分布に平均多重度の処で鋭いピークを持つ。

以上の結果は次のようにまとめられる。完全にコヒーレントで唯一つのモードのみが寄与している場合には多重度分布は指数関数で与えられるが、コヒーレンスがくずれて多くのモードの寄与が効いてくると多重度分布の巾は段々とせまくなる。完全にインコヒーレントになって全モードが無秩序に寄与する極限では多重度分布にゆらぎがなくなる。

§5 結び

超高エネルギー衝突でつくられるハドロンがいくつかの独立な火の玉から放出されると仮定し、各火の玉の多重分布が最も簡単なガウス関数分布及び指数関数分布の場合について、多重度分布を実験値と比較した。結果は次のようにまとめられる：

1) ガウス関数分布の場合には、2－火の玉模型で実験値とよく一致する。併し、この分布に物理的意味を与えることはできなかった。

2) 指数関数分布の場合。 火の玉が2つの場合には実験と合わないが、火の玉が3つの場合にはかなり改良される。標的及び入射粒子から独立にいくつかの火の玉が励起される模型では、2個の自由パラメタを適当に選べば実験値とよく一致する。

火の玉が次の仮定をみたすならば多重度分布は指数関数になることを指摘した：

〔I〕 放出される中間子は完全にコヒーレントで、P－表示によって表現できる。

〔II〕 火の玉を統計的に独立な同種の源の集団とみなすことができる。

従って、超高エネルギー衝突に際して標的と入射粒子がコヒーレントな中間子を放出すると考える準古典的多重発生模型*) の多重度分布は実験と矛盾しない。

References

1) Z. Koba, H.B. Nielsen and P. Olesen, Nucl. Phys. B40 (1972),317.

2) P. Slattery, Phys. Rev. Letters 29 (1972),1624; University of Rochester preprint UR-409 (1972).

3) A.J. Buras and Z. Koba, Niels Bohr Institute, preprint NBI-HE-73-1.

4) R.J. Glauber, Phys. Rev. 131 (1963),2766.

5) G. Domokos, Phys. Rev. D4 (1971),3708.
P. Minkowski, CERN preprint TH-1591.

*) クォーク対が対凝縮を起しているクォーク模型[5]では、中間子の源 $\bar{\psi}(x)\psi(x)$ ($\psi(x)$ はクォーク場演算子) を基底状態による期待値 $\langle\bar{\psi}(x)\psi(x)\rangle$ でおき替えることができ、多重発生は準古典的に記述できると予想される。

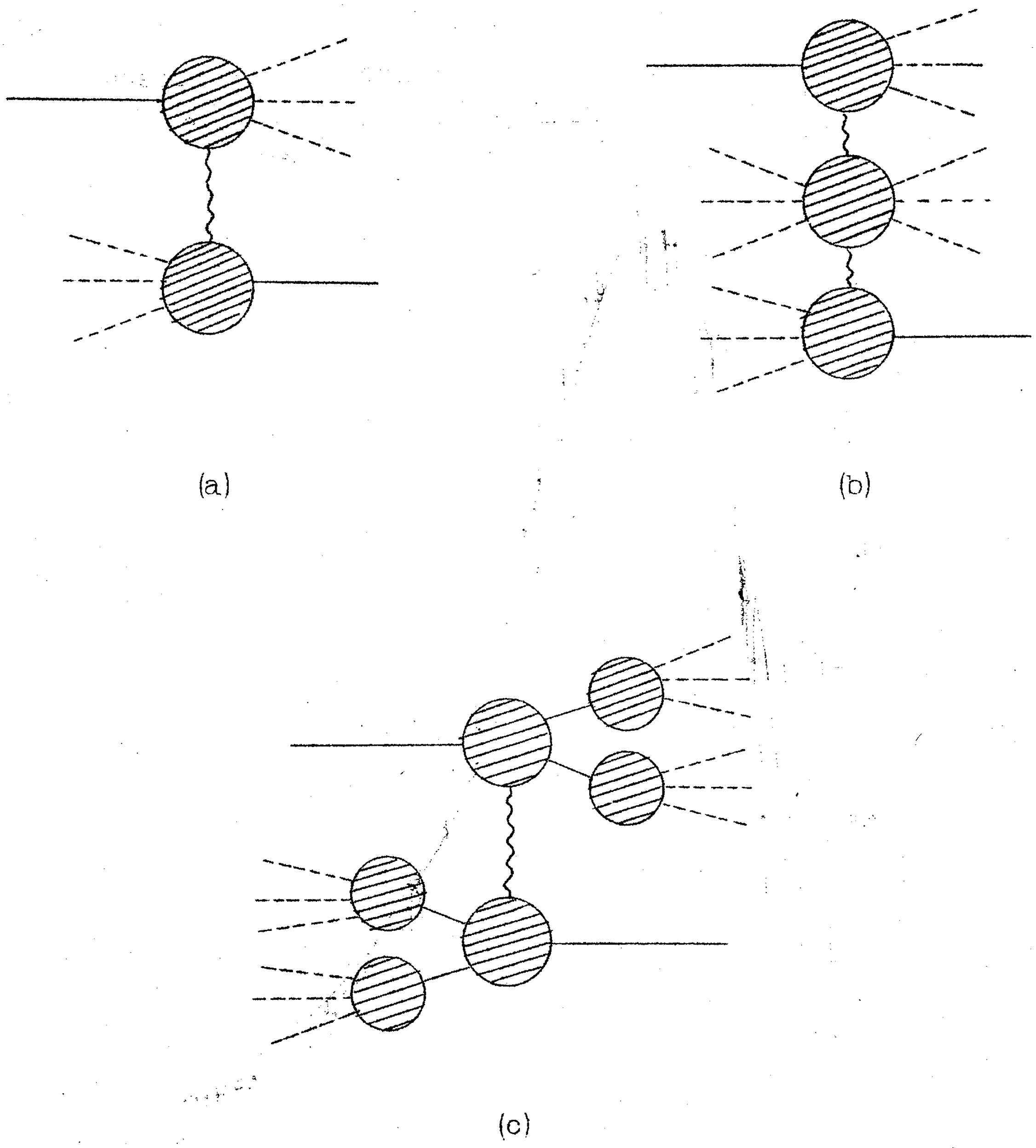

Fig. 1

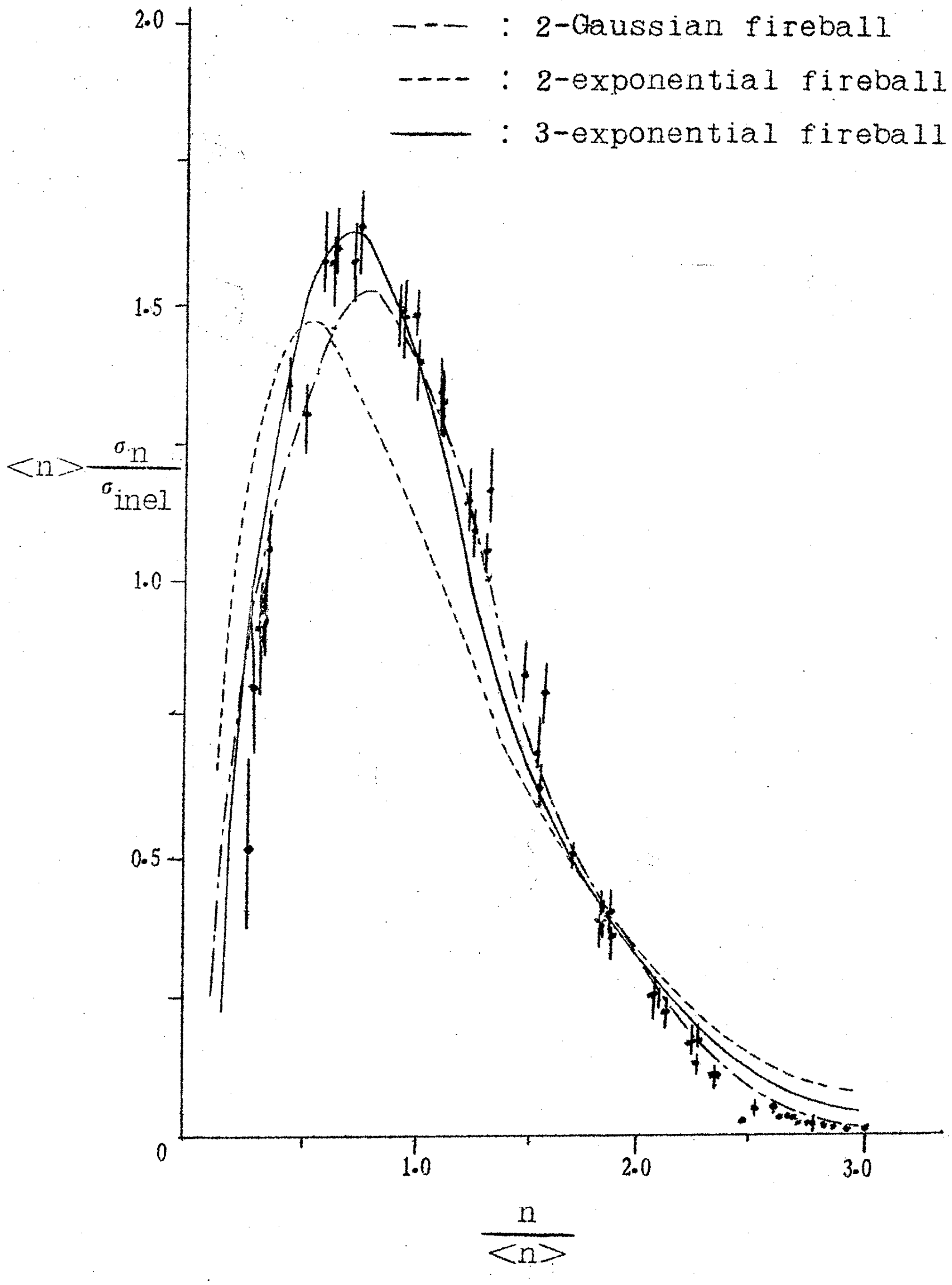

Fig.2　Data points are taken from Ref.2)

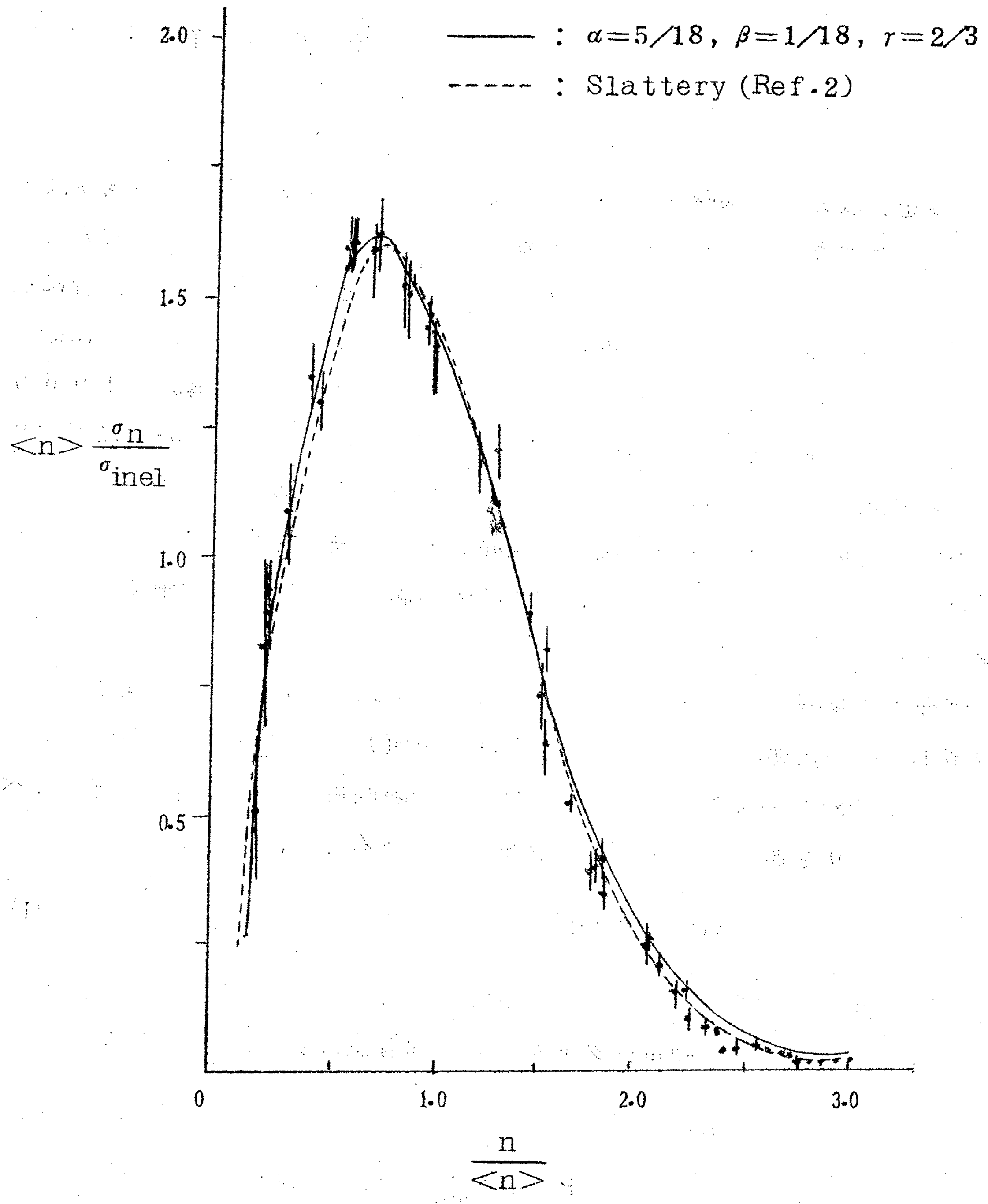

Fig.3 Data points are taken from Ref.2)