高エネルギー衝突とQuark模型

伊藤大介、森　健寿（埼玉大理工）
穀山　滋　（北大理）

1　Introduction

高エネルギー衝突の断面積が、衝突粒子の構造、特にそれを構成するquarkの数によつて特徴づけられをことが多くし人々によつて指摘され、[1]最近この考えを精密化することによつて、実験と驚くべき一致が見られるようになつた。このことは高エネルギー衝突現象が粒子の構造と精密な関係を有し、両者が互に他に対して有用な情報を提供する可能性を示唆している。従つて、両者の関係の基礎を整備すると共に、この考えを更に進めて、全断面積のみならず、大角散乱や非弾性衝突を含めて高エネルギー衝突を特徴づける諸量と、粒子の構造に関する諸量の関係を明かにすることが重要な問題になる。

ここでは先づ、全断面積に関するいわゆる加算性を導く以前に述べた直感的な方法[1]に場の理論的基礎[2]を与えると共に（§2）、§3では、それを前方散乱以外の弾性散乱への拡張の可能性を検討し、§4ではN-Nの大角散乱と独立粒子模型、特に素粒子内quarkの密度行列と大角散乱の角分布の可能な関係を調べる。

2　全断面積と加等性

全断面積の加算性については、以前に述べたことからもわかるように、[1)-2)]主として(1) Impulse 近似と(2) Weiszäcker-Williams 近似、及び(3)荷電空間に関する簡単な（あまり重要でない）近似から導かれる。[2)]ここでImpulse 近似というのは、問題の衝突のT-Matrix

$$\langle f|T|i\rangle = \langle f|T_R - i\pi T^{+}\delta(E_i - \overline{H})T|i\rangle \qquad (2\text{-}1)$$

但し T_R は散乱振巾のreal partを与える部分をquarkの2-体衝突のT-Matrix

$$T \approx \frac{1}{4}\sum_{\substack{K_1 K_2 K_1' K_2' \\ \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1' \alpha_2'}} q_{k_1'}^{\alpha_1'+} q_{k_2'}^{\alpha_2'+} \langle \vec{k}_1' \alpha_1', \vec{k}_2' \alpha_2' | t | \vec{k}_1 \alpha_1, \vec{k}_2 \alpha_2 \rangle q_{k_1}^{\alpha_1} q_{k_2}^{\alpha_2} \tag{2-2}$$

でおきかえる近似を意味する。ここで $q_{\kappa}^{\alpha+}$, q_{κ}^{α} は、運動量 $\vec{k}$, Spin Charge α なるquark の生成消滅演算子を表わす。

(2-2) を (2-1) に代入すれば

$$\langle f | T | i \rangle \approx \frac{1}{4}\sum \langle f | q_{k_1'}^{\alpha_1'+} q_{k_2'}^{\alpha_2'+} | j \rangle \langle j | q_{k_1}^{\alpha_1} q_{k_2}^{\alpha_2} | i \rangle \times$$

$$\times \langle \vec{k}_1' \alpha_1', \vec{k}_2' \alpha_2' | t_R - i\pi t^+ \delta(E_i - E_j - \bar{H}) t | \vec{k}_1 \alpha_1, \vec{k}_2 \alpha_2 \rangle \tag{2-3}$$

を得る。入射粒子を $A(\vec{p}_1)$, $B(\vec{p}_2)$, 散乱粒子を $A'(\vec{p}_1')$, $B'(\vec{p}_2')$ それらのEnergyを $E^A(\vec{p}_1)$ etc. とすれば

$$| i \rangle \equiv | A(\vec{p}_1) \rangle | B(\vec{p}_2) \rangle, \qquad \langle f | \equiv \langle A'(\vec{p}_1') | \langle B'(\vec{p}_2') |, \tag{2-4}$$

$$E_i \equiv E^A(p_1) + E^B(p_2) \tag{2-5}$$

従つて、

$$\langle f | T | i \rangle \approx \sum \langle A'(\vec{p}_1') | q_{k_1'}^{\alpha_1'+} | j_1 \rangle \langle j_1 | q_{k_1}^{\alpha_1} | A(\vec{p}_1) \rangle$$

$$\times \langle B'(\vec{p}_2') | q_{k_2'}^{\alpha_2'+} | j_2 \rangle \langle j_2 | q_{k_2}^{\alpha_2} | B(\vec{p}_2) \rangle$$

$$\times \langle \vec{k}_1' \alpha_1', \vec{k}_2' \alpha_2' | t_R - i\pi t^+ \delta(E^A(\vec{p}_1) + E^B(\vec{p}_2) - E_{j_1} - E_{j_2} - \bar{H}) t | \vec{k}_1 \alpha_1, \vec{k}_2 \alpha_2 \rangle \tag{2-6}$$

となる。$|A(\vec{p}_1)\rangle$ は固有値 $E^A(\vec{p}_1)$ に属するquark のBound Stateでquark系の全Hamiltonian

$$\overline{H}=\sum_{k\alpha} E_k^{\alpha} q_k^{\alpha+} q_k^{\alpha}+\overline{H}\mathrm{int} \tag{2-7}$$

に関する固有値方程式

$$(E^A(\vec{p}_1)-\overline{H})|A(\vec{p}_1)>=0 \tag{2-8}$$

の解である。この $|A(\vec{p}_1)>$ に対し

$$(E^A(\vec{p}_1)-\overline{H})q_{k_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)>=q_{k_1}^{\alpha_1}(E^A(\vec{p}_1)-\overline{H})|A(\vec{p}_1)>-[\overline{H},q_{k_1}^{\alpha_1}]|A(\vec{p}_1)>$$

$$=(E_{k_1}^{\alpha_1} q_{k_1}^{\alpha_1},\overline{H}\mathrm{int}])|A(\vec{p}_1)>, \tag{2-9}$$

であるから、

$$(E^A(\vec{p}_1)-E_{j_1}-E_{k_1}^{\alpha_1})<j_1|q_{k_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)>=<j_1|[q_{k_1}^{\alpha_1},\overline{H}\mathrm{int}]|A(\vec{p}_1)>$$

$A(\vec{p}_1)$ から quark 1個を抜きとつたような入射状態はないから

$$<j_1|q_{k_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)>=\frac{<j_1|[q_{k_1}^{\alpha_1},\overline{H}\mathrm{int}]|A(\vec{p}_1)>}{E^A(\vec{p}_1)-E_{j_1}-E_{k_1}^{\alpha_1}} \tag{2-10}$$

となり、$<j_1|q_{k_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)>$ は

$$E_{j_1}=E^A(\vec{p}_1)-E_{k_1}^{\alpha_1} \tag{2-11}$$

に pole をもつ。この pole は通常 unphysical region にあるが、高エネルギー衝突では physical region に近迫するいわゆる Weiszäcker-Williams pole である。これに反し

$$<\vec{k}_1'\alpha_1',\vec{k}_2'\alpha_2'|t^+\delta(E^A(\vec{p}_1)+E^B(\vec{p}_2)-E_{j_1}-E_{j_2}-\overline{H})t|\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2>. \tag{2-12}$$

は中間状態 j_1, j_2 のエネルギー E_{j_1}, E_{j_2} のゆるやかに変化する函数であろうと考えられるから、これらを Weiszäcker-Williams pole の値(2-11)で近似出来るものと仮定する(Weiszärker-Williams 近似)すなわち(2-12)

を

$$\approx \langle \vec{k}_1' \alpha_1', \vec{k}_2' \alpha_2' | t^+ \delta(E_{k_1}^{\alpha_1} + E_{k_1}^{\alpha_2} - \overline{H}) t | \vec{k}_1 \alpha_1, \vec{k}_2 \alpha_2 \rangle \qquad (2\text{-}13)$$

で近似する。これを(2-6) に代入し、中間状態j_1, j_2 の和を行えば

$$\langle f|T|i\rangle \approx \Sigma \langle A'(\vec{p}_1')| q_{k_1'}^{\alpha_1'+} q_{k_1}^{\alpha_1} |A(\vec{p}_1)\rangle \langle B'(\vec{p}_2')| q_{k_2'}^{\alpha_2'+} q_{k_2}^{\alpha_2} |B(p_2)\rangle$$

$$\times \langle \vec{k}_1' \alpha_1', \vec{k}_2' \alpha_2 | t_R - i\pi t^+ \delta(E_{k_1}^{\alpha_2} - \overline{H}) t | \vec{k}_1 \alpha_1, \vec{k}_2 \alpha_2 \rangle \qquad (2\text{-}14)$$

が得られる。一方系の全運動量

$$\mathbf{P} \equiv \sum_{k\alpha} \vec{k}\, q_k^{\alpha+} q_k^{\alpha} \qquad (2\text{-}15)$$

について

$$\mathbf{P} q_{k_1}^{\alpha_1} |A(\vec{p}_1)\rangle = (\vec{p}_1 - \vec{k}_1) q_{k_1}^{\alpha_1} |A(\vec{p}_1)\rangle$$

従つて、

$$(\vec{p}_{j_1} - \vec{p}_1 + \vec{k}_1) \langle j_1 | q_{k_1}^{\alpha_1} |A(\vec{p}_1)\rangle = 0 \qquad (2\text{-}16)$$

となり

$$\langle j_1 | q_{k_1}^{\alpha_1} |A(\vec{p}_1)\rangle = M_{j_1}(\vec{k}_1 \alpha_1, \vec{p}_1) \delta_{\vec{p}_j, \vec{p}_1 - \vec{k}_1} \qquad (2\text{-}17)$$

とかけるから、

$$\sum_{j_1} \langle A'(\vec{p}_1')| q_{k_1'}^{\alpha_1'+} |j_1\rangle \langle j_1 | q_{k_1}^{\alpha_1} |A(\vec{p}_1)\rangle =$$

$$= \delta_{\vec{k}_1 - \vec{k}_1', \vec{p}_1 - \vec{p}_1'} \sum_{j_1} M_{j_1}^+(\vec{k}_1' \alpha_1', \vec{p}_1') M_{j_1}(\vec{k}_1 \alpha_1, \vec{p}_1) \delta_{\vec{p}_{j_1} - \vec{k}_1} \qquad (2\text{-}18)$$

となり、Momentum Transfer を

$$\vec{p}_1 - \vec{p}_1' \equiv \vec{\Delta} \qquad (2\text{-}19)$$

とおけば

$$<A'(\vec{p}'_1)|q^{\alpha'_1 +}_{k'_1} q^{\alpha'_1}_{\kappa_1}|A(\vec{p}_1)> = \delta_{\vec{\Delta},\vec{k}_1-\vec{k}'_1} <A'(\vec{p}'_1)|q^{\alpha'_1 +}_{k_1-\Delta} q^{\alpha_1}_{k_1}|A(\vec{p}_1)>,$$

(2-20)

とかくことができる。従つて、

$$<f|T|i> \approx \Sigma <A'(\vec{p}'_1)|q^{\alpha'_1 +}_{k_1-\Delta} q^{\alpha'_1}_{k_1}|A(\vec{p}_1)><B'(\vec{p}'_2)|q^{\alpha'_2 +}_{k_2+\Delta} q^{\alpha_2}_{k_2}|B(\vec{p}_2)>$$

$$\times <\vec{k}_1-\vec{\Delta},\alpha'_1,\vec{k}_2+\vec{\Delta},\alpha'_2|t_R - i\pi t^+ \delta(E^{\alpha_1}_{k_1}+E^{\alpha_2}_{k_2}-\overline{H})\, t|\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2>.$$

(2-21)

となる。

さて衝突A + B → A′ + B′ のC.M. 系($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 \equiv \vec{p}$)に於る微分断面積は

$$\frac{d\sigma_{A'B';AB}}{d\Omega} = \frac{(2\pi)^4 p^2}{v^2_{rel}(\vec{p},-\vec{p})} |<f|T|i>|^2 \equiv |f_{AB\to A'B'}(p,\vec{\Delta})|^2$$

(2-22)

で、散乱振巾は

$$f_{AB\to A'B'}(p,\vec{\Delta}) = \frac{-4\pi^2 p}{v_{rel}(\vec{p},-\vec{p})} <f|T|i>$$

(2-23)

で与えられる。弾性散乱 A+B→A+B の前方散乱($\Delta=0$)の振巾の虚数部分は、(t_R は定義により実部分のみを与えるから)

$$\mathrm{Im}\, f_{AB}(p,0) = \frac{4\pi^3 p}{v_{rel}(\vec{p},-\vec{p})} \Sigma <A(\vec{p})|q^{+\alpha_1}_{k_1} q^{\alpha_1}_{k_1}|A(\vec{p})><B(-\vec{p})|q^{+\alpha'_2}_{k_2} q^{\alpha_2}_{k_2}|B(-\vec{p})>$$

$$\times \sum_n <\vec{k}_1\alpha'_1\ \vec{k}_2\alpha'_2|t^+|n> \delta(E^{\alpha_1}_{\kappa_1}+E^{\alpha_2}_{\kappa_2}-E_n) <n|t|\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2>.$$

(2-24)

となる。特にこの散乱でSpin, Isospin, Strangeness の exchangeは無

視出来るものと仮定すれば、

$$<A(\vec{p}_1)|q_k^{\alpha_1'+}q_{k_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)> \approx \delta_{\alpha_1',\alpha_1}<A(\vec{p}_1)|q_{k_1}^{\alpha_1+}q_{k_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)> \quad (2\text{-}25)$$

で、（以後この近似をL- 近似とよぶことにする。）この近似が許されるとき、

$$\mathrm{Im}\, f_{AB}(p0) \approx \frac{4\pi^3 p}{v_{rel}(\vec{p},-\vec{p})}\sum_{\alpha_1\alpha_2}\int d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 <A(\vec{p})|q_{\kappa_1}^{+\alpha_1}q_{\kappa_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p})><B(-\vec{p})|q_{\kappa_2}^{\alpha_2+}q_{\kappa_2}^{\alpha_2}|B(-p)>$$

$$\times\sum_n |<n|t|\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2>|^2\delta(E_{\kappa_1}^{\alpha_1}+E_{\kappa_2}^{\alpha_2}-E_n) \quad (2\text{-}26)$$

となる。

一方

$$\sigma_{q-q}^{tot}(\vec{k}_1\alpha_1,,\vec{k}_2\alpha_2)=\frac{(2\pi)^4}{v_{rel}(\vec{k}_1,\vec{k}_2)}\sum_n|<n|t|\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2>|^2\delta(E_{k_1}^{\alpha_1}+E_{k_2}^{\alpha_2}-E_n)$$

$$(2\text{-}27)$$

はquarks$(\vec{k}_1\alpha_1)$, $(\vec{k}_2\alpha_2)$ の衝突断面積、

$$n_A^{\alpha_1}(\vec{k}_1)\equiv<A(\vec{p}_1)|q_{\kappa_1}^{+\alpha_1}q_{\kappa_1}^{\alpha_1}|A(\vec{p}_1)> \quad (2\text{-}28)$$

は運動量$\vec{p}_1$ではしる粒子A内にあるquark$(\vec{k}_1\alpha_1)$の平均数であるから、これを用いて、(2-26)は

$$\mathrm{Im}\, f_{AB}(p,0)\approx\frac{p}{4\pi}\sum_{\alpha_1\alpha_2}\int d\vec{k}_1\int d\vec{k}_2\, n_A^{\alpha_1}(\vec{k}_1)n_B^{\alpha_2}(\vec{k}_2)\frac{v_{rel}(\vec{k}_1,\vec{k}_2)}{v_{rel}(\vec{p},-\vec{p})}\sigma_{q-q}^{tot}(\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2)$$

とかけ、光学定理により、

$$\sigma_{AB}^{tot}(\vec{p},-\vec{p})\approx\sum_{\alpha_1\alpha_2}\int d\vec{k}_1 d\vec{k}_2\, n_A^{\alpha_1}(\vec{k}_1)\, n_B^{\alpha_2}(\vec{k}_2)\frac{v_{rel}(\vec{k}_1,\vec{k}_2)}{v_{rel}(\vec{p},-\vec{p})}\sigma_{q-q}^{tot}(\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2)$$

が得られる。これは既に筆者の一人が直感的に導いた結果に他ならない。

$\sigma_{q-q}^{tot}(\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2)$が高エネルギーで、エネルギーに強く依存しないときは、

(2-29) で σ^{tot}_{q-q} を

$$\sigma^{tot}_{q-q}(\langle\vec{k}_1\rangle\alpha_1, \langle\vec{k}_1\rangle\alpha_1, \langle\vec{k}_2\rangle\alpha_2) \qquad (2\text{-}30)$$

でおきかえてもよい。但し $\langle\vec{k}_1\rangle$, $\langle\vec{k}_2\rangle$ は粒子A,B 内のquark の平均運動量で

$$\langle\vec{k}_1\rangle \approx \frac{\vec{p}}{n_A}, \quad \langle\vec{k}_2\rangle \approx \frac{-\vec{p}}{n_B} \qquad (2\text{-}31)$$

程度と考えられる。このとき、(2-29) は

$$\sigma^{tot}_{AB}(\vec{p}, -\vec{p}) \approx \sum_{\alpha_1\alpha_2} n_A^{\alpha_1} n_B^{\alpha_2} \frac{v_{rel}(\langle\vec{k}_1\rangle, \langle\vec{k}_2\rangle)}{v_{rel}(\vec{p}, -\vec{p})} \sigma^{tot}_{q-q}(\langle\vec{k}_1\rangle\alpha_1, \langle\vec{k}_2\rangle\alpha_2). \qquad (2\text{-}32)$$

但し

$$n_A^{\alpha_1} \equiv \int d\vec{k}_1 n_A^{\alpha_1}(\vec{k}_1) \qquad (2\text{-}33)$$

は粒子A内にあるquark α_1 の総数を表わす。$\vec{p}$が充分大きい($\to\infty$ の極限の)時は

$$v_{rel}(\langle\vec{k}_1\rangle, \langle\vec{k}_2\rangle)/v_{rel}(\vec{p}, -\vec{p}) \to \frac{2c}{2c} = 1 \ (C：光速度) \qquad (2\text{-}34)$$

であるから、

$$\sigma^{tot}_{AB}(\infty) \approx \sum_{\alpha_1, \alpha_2} n_A^{\alpha_1} n_B^{\alpha_2} \sigma^{tot}_{q-q}(\infty; \alpha_1\alpha_2) \qquad (2\text{-}35)$$

となり、これがLipkin 等の加算性に他ならない。この結果を得るために我々は(1) Impulse 近似(2) W-W近似 (3) L- 近似を行つた。更にquark 間の衝突断面積がquark の種類によらないという近似(以後I- 近似と呼ぼう)

$$\sigma_{q-q}(\alpha_1, \alpha_2) \equiv \sigma_{q-q} \tag{2-36}$$

を行えば

$$\sigma_{AB}^{tot}(\infty) \approx n_A n_B \sigma_{q-q}^{tot}(\infty) \tag{2-37}$$

但し

$$n_A \equiv \sum_{\alpha_1} n_A^{\alpha_1} \tag{2-38}$$

は、粒子A内に含まれるquark の総数である。(2−37)は

$$\left.\begin{aligned} \sigma_{N-N}^{tot} &= n_N^2 \sigma_{q-q}^{tot} \\ \sigma_{\pi-N}^{tot} &= n_N n_\pi \sigma_{q-q}^{tot} \\ \sigma_{\pi-\pi}^{tot} &= n_\pi^2 \sigma_{q-q}^{tot} \end{aligned}\right\} \tag{2-39}$$

なる関係を与え、これから σ_{q-q}^{tot} を消去すれば

$$\frac{n_N}{n_\pi} = \frac{\sigma_{N-N}^{tot}}{\sigma_{\pi-N}^{tot}} = \frac{\sigma_{\pi-N}^{tot}}{\sigma_{\pi-\pi}^{tot}} \tag{2-40}$$

n_N, n_π を消去すれば

$$\sigma_{N-N}^{tot}\ \sigma_{\pi-\pi}^{tot} = [\sigma_{\pi-N}^{tot}]^2 \tag{2-41}$$

が得られる。$\sigma_{N-N}^{tot} \approx 40\,\mathrm{mb}$, $\sigma_{\pi-N}^{tot} \approx 25\,\mathrm{mb}$ とすれば

$$\frac{n_N}{n_\pi} = \frac{40\,\mathrm{mb}}{25\,\mathrm{mb}} = 1{,}60$$

となり、これは $n_\pi = 2$, $n_N = 3$ とConsistentである。このとき

$$\frac{\sigma_{NN}^{tot}}{q} = \frac{\sigma_{\pi-N}^{tot}}{6} = \frac{\sigma_{\pi-\pi}^{tot}}{4} = \sigma_{q-q}^{tot} \tag{2-42}$$

となり、$\sigma^{tot}_{q-q}=4,2\,mb$ とすれば、この関係から

$$\left.\begin{aligned}\sigma^{tot}_{N-N}&=37,8\,mb\\ \sigma^{tot}_{\pi-N}&=25.2\,mb\\ \sigma^{tot}_{\pi-\pi}&=16.8\,mb\end{aligned}\right\}\qquad(2\text{-}43)$$

が得られる。

3 弾性散乱の断面積

以上の結果はLipkin等の基礎とした式を与えるほかに、これを前方散乱以外に拡張する可能性を与える。弾性散乱A＋B→A＋Bに対して、(2-22)式はL- 近似で

$$\left(\frac{d\sigma^{el}_{AB}}{dt}\right)=\frac{16\pi^5}{v^2_{rel}(\vec{p},-\vec{p})}\left|\sum_{\alpha_1\alpha_2}\int\langle A(\vec{p}-\vec{\Delta})|q^{\alpha_1+}_{k_1-\Delta}q^{\alpha_1}_{\kappa_1}|A(\vec{p})\rangle d\vec{k}_1\times\right.$$

$$\left.\times\int\langle B(-\vec{p}+\vec{\Delta})|q^{\alpha_2+}_{k_2+\Delta}q^{\alpha_2}_{k_2}|B(-\vec{p})\rangle\langle\vec{k}_1-\vec{\Delta},\alpha_1;\vec{k}_2+\vec{\Delta},\alpha_2|t|\vec{k}_1\alpha_1,\vec{k}_2\alpha_2\rangle\right|^2$$

(3-1)

となり、更にI- 近似では

$$\left(\frac{d\sigma^{el}_{AB}}{dt}\right)\approx\frac{v^2_{rel}(\langle\vec{k}_1\rangle,\langle\vec{k}_2\rangle)}{v^2_{rel}(\vec{p},-\vec{p})}\,n^2_A(t)n^2_B(t)\left(\frac{d\sigma^{el}_{q-q}}{dt}\right)\qquad(3\text{-}2)$$

とかける。但し

$$n_A(t)\equiv\sum_{\alpha_1}\langle A(\vec{p}-\vec{\Delta})|\int q^{\alpha_1+}_{\kappa_1-\Delta}\,q^{\alpha_1}_{\kappa_1}d\vec{k}_1|A(\vec{p}_1)\rangle\qquad(3\text{-}3)$$

従つて、この近似では

$$\frac{(d\sigma^{el}_{N-N}/dt)}{(d\sigma^{el}_{\pi-N}/dt)}\approx\left(\frac{n_N(t)}{n_\pi(t)}\right)^2\qquad(3\text{-}4)$$

を与える。また

$$n_A(t) \equiv n_A(0)\, f_A(t) = n_A\, f_A(t) \tag{3-5}$$

とおけば

$$\sigma_{AB}^{el} \approx \int_{-|t|_{max}}^{0} n_A^2(t)\, n_B^2(t) \left(\frac{d\sigma_{q-q}^{el}}{dt}\right) dt$$

$$= n_A^2 n_B^2 \int_{-|t|_{max}}^{0} dt\, f_A^2(t)\, f_B^2(t) \left(\frac{d\sigma_{q-q}^{el}}{dt}\right) \tag{3-6}$$

従つて、

$$\frac{\sigma_{N-N}^{el}}{\sigma_{\pi-N}^{el}} = \left(\frac{n_N}{n_\pi}\right)^2 \times \frac{\int dt\, f_N^2(t) f_N^2(t)\, d\sigma_{q-q}^{el}/dt}{\int dt\, f_\pi^2(t)\, f_N^2(t)\, d\sigma_{q-q}^{el}/dt}$$

$$\equiv \frac{9}{4} \times R(N/\pi) = 2.25\, R(N/\pi) \tag{3-7}$$

とかける。$p_{lab} > 10$Gev./c 以上の実験結果をみると、Table 1 の通りである。

Table 1

p_{lab}(Gev/c)	$\sigma_{\pi-N}^{el}$(mb)	σ_{N-N}^{el}(mb)	$\sigma_{NN}^{el}/\sigma_{\pi N}^{el}$	$R(N/\pi)$
12.8	$(\pi^+,p)=4.58\pm0.13$,	$(p,p)=10.89\pm0.30$	2.38	1.06
14.8	$(\pi^+,p)=4.46\pm0.15$,	$(p,p)=10.48\pm0.32$ ↓	2.35	1.02
15.0	$(\pi^-,p)=4.62\pm0.15$,	これを用い	2.26	1.00
16.7	$(\pi^+,p)=3.98\pm0.15$,	$(p,p)=9.74\pm0.37$ ↓	2.45	1.09
17.0	$(\pi^-,p)=4.11\pm0.14$,	これを用い	2.37	1.03

$\sigma_{NN}^{el}/\sigma_{\pi N}^{el}$ は 2.25 に近く、$R(N/\pi) \lesssim 1\pm0.1$ である。

このことは σ_{AB}^{el} に寄与の大きいDiffraction Zoneでは、少くとも

$$\frac{n_N(t)}{n_N(0)} \approx \frac{n_\pi(t)}{n_\pi(0)} \tag{3-8}$$

であることを示している。特に

$$n_A(t) \equiv n_A(0)\, e^{R_A^2 t}, \quad \frac{d\sigma_{q-q}^{el}}{dt} \equiv \left(\frac{d\sigma_{q-q}^{el}}{dt}\right)_{t=0} e^{R_q^2 t} \tag{3-9}$$

とおいてみれば、

$$\frac{\sigma_{NN}^{el}}{\sigma_{\pi N}^{el}} \approx 2\cdot 25\left(1+\frac{R_\pi^2 - R_N^2}{2R_N^2 + R_q^2}\right) \tag{3-10}$$

となるから、上の結果は

$$R_\pi^2 - R_N^2 \lesssim (2R_N^2 + R_q^2)/22,5 \tag{3-11}$$

であることを示している。

4 大角散乱と独立粒子模型

前節で、σ^{el} に対して、σ^{tot} の加算性が反映されていることをたしかめたが、σ^{el} の大部分はDiffraction Range からの寄与であるから、これはむしろ当然のことであろう。

粒子の構造に関する情報を得るのにむしろ興味のあるのは σ^{el} に寄与は少いが、Diffraction Range を越えたRange ($|t| > 1(\mathrm{Gev}/c)^2$)の大角散乱であろう。

大角散乱が影響散乱かどうかについては、実験的には決定的なことはわかつていない。ただ、p-p大角散乱のOrear plot を $t=0$ まで外挿して得られる前方散乱の断面積が実験で測定された前方散乱の振巾の実数部分の自乗に一致することや、$d\sigma^{el}/dt$ を t の函数としてplot したとき、前方のdiffraction peak が t のみの函数で、s にあまりよらないのに反して、大角散乱の部

分がsによつてひどくバラつくことなどからみて、大角散乱は、散乱振巾の実数部分によるものではないかという見方が可能になる。この見方では、大角散乱は、Potential 散乱のようなものと考えられるが、大角では散乱振巾自身が非常に小さく、また高エネルギーでは、衝突時間が短かいので、反覆散乱は無視出来ると考えられるから、この散乱振巾の実数部分は、適当な粒子交換による力のBorn 近似で記述出来るものと見做すことが出来よう。

このように問題を単純化しても、大角散乱の異常な規則性が、交換力の異常（例えば、交換される粒子が、通常の粒子ではなくて、Regge 化又はMarkov 化した化物粒子であるか）によるものか、衝突粒子の構造によるものか決し難い問題である。（端的に云えば、大角散乱のForm Factor をVertex に背負わせるかのAmbiguity である。現象論としては何れの立場も可能である。）真実は中間にあるかも知れないが、このような場合、先づ極限の場合の吟味からはじめるべきであろう。

ここでは、先づ、交換力は正常なBoson(Pion) によるものと仮定し、大角散乱と衝突粒子の構造の関係を調べてみよう。

Quark $\psi(x)$ とPion $\phi(x)$ の相互作用を簡単に

$$H(x) = i g_0 \bar{\psi}(x)\gamma_5 \psi(x)\, \phi(x) \equiv i g_0 J_5(x)\phi(x) \qquad (4-1)$$

と仮定すれば、

$$\langle f|T|i\rangle = (-i)^2 \int dx\, dy \langle A(p_1')|i g_0 J_5(x)|A(p_1)\rangle \langle P(\phi(x), \phi(y))\rangle_0$$

$$\times \langle B(p_2')|i g_0 J_5(y)|B(p_2)\rangle$$

$$= -(2\pi)^4 i\, \delta(p_1 + p_2 - p_1' - p_2') g_0^2 \frac{\langle A(p_1')|J_5(0)|A(p_1)\rangle \langle B(p_2')|J_5(0)|B(p_2)\rangle}{\Delta^2 + m_\pi^2} \qquad (4-2)$$

$$\langle f|T|i\rangle \equiv g_0^2 (2\pi)^3 \frac{\langle A(\vec{p} - \frac{\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|A(\vec{p} + \frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle \langle B(-\vec{p} + \frac{\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|B(-\vec{p} - \frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle}{\Delta^2 + m_\pi^2} \qquad (4-3)$$

を$\vec{p}\approx 0$の系で計算するため、Lorentz 変換

$$\sqrt{E^A_{p-\frac{\Delta}{2}}}\,\langle A(\vec{p}-\frac{\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|A(\vec{p}+\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle\sqrt{E^A_{p+\frac{\Delta}{2}}}=$$

$$\sqrt{E^A_{p+\frac{\Delta}{2}}}\,\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle\sqrt{E^A_{\Delta/2}} \qquad (4-4)$$

を行えば、

$$\langle f|T|i\rangle=\frac{(2\pi)^3 g_0^2}{\Delta^2+m_\pi^2}\frac{E^A_{\Delta/2}\,E^B_{\Delta/2}}{(E^A_{p+\frac{\Delta}{2}}E^A_{p-\Delta/2}E^B_{p+\frac{\Delta}{2}}E^B_{p-\Delta/2})^{1/2}}\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle\times$$

$$\times\langle B(\frac{\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|B(\frac{-\vec{\Delta}}{2})\rangle \qquad (4-5)$$

さて、

$$\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|J_5(0)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{k}'\,d\vec{k}\,\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|\bar{\phi}(\vec{k}'\ t=0)\gamma_5\phi(\vec{k},0)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle$$

$$=\frac{1}{(2\pi)^3}\sum_n\int d\vec{p}_n\int d\vec{k}'\,d\vec{k}\,\langle A(\frac{-\Delta}{2})|\bar{\phi}(\vec{k}';0)\gamma_5|n\cdot\vec{p}_n\rangle\,\delta(\vec{p}_n-\vec{k}'+\frac{\vec{\Delta}}{2})$$

$$\times\langle n,\vec{p}_n|\phi(\vec{k}\cdot 0)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle\,\delta(\vec{p}_n-\vec{k}-\frac{\vec{\Delta}}{2})$$

$$=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{k}'d\vec{k}\,\delta(\vec{k}'-\vec{k}-\vec{\Delta}-\vec{\Delta})\sum_n\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|\bar{\phi}(\vec{k}',0)\gamma_5|n,\vec{k}+\frac{\vec{\Delta}}{2}\rangle\langle n,\vec{k}+\frac{\vec{\Delta}}{2}|\psi(\vec{k},0)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle$$

$$=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{K}\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|\bar{\phi}(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})\gamma_5\phi(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle \qquad (4-6)$$

であるから、$E_{p\pm\Delta/2}\equiv E_{p_0}$(C.M.) とおけば

$$\langle f|T|i\rangle=\frac{g_0^2}{(2\pi)^3}\frac{E^A_{\Delta/2}E^B_{\Delta/2}}{E^A_{p_0}E^B_{p_0}}\frac{1}{\Delta^2+m_\pi^2}\times$$

$$\times\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|\int d\vec{K}\bar{\psi}(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})\gamma_5\phi(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle\langle B(\frac{\vec{\Delta}}{2})|\int d\vec{K}'\bar{\phi}(\vec{K}'-\frac{\vec{\Delta}}{2})\gamma_5\phi(\vec{K}'+\frac{\vec{\Delta}}{2})|B(\frac{-\vec{\Delta}}{2})\rangle \tag{4-7}$$

が得られる。

ここで、$\langle A(-\vec{\Delta}/2)|\int d\vec{K}\bar{\psi}(\vec{K}+\Delta/2)\gamma_5\phi(\vec{K}-\vec{\Delta}/2)|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle$は粒子A内に於けるquark のps-密度を与える。この密度はAの構造に依存する。そこでAの構造として、以前にBaryonの磁気モーメントを論じ、よい結果を得た独立粒子模型[3]を仮定してみよう。(以後大角散乱はp-pの場合に限ることにする)Baryon内部ではquark は平均Potential V内を独立に運動し、固有値問題

$$\left.\begin{aligned}&\vec{\alpha}\cdot\vec{K}\psi_m(\vec{k})+\int d\vec{k}'\,[M\delta(\vec{k}-\vec{k}')-V(\vec{k}-\vec{k}')]\,\beta\phi_m(\vec{k}')=\epsilon_m\psi_m(\vec{k})\\&\psi^+_{m'}(\vec{k})\vec{\alpha}\cdot\vec{k}+\int d\vec{k}'\,\psi^+_{m'}(\vec{k}')\beta\,[M\delta(\vec{k}'-\vec{k})-V(\vec{k}'-\vec{k})]=\epsilon_{m'}\psi^+_{m'}(\vec{k})\end{aligned}\right\} \tag{4-8}$$

で定義されるLevel にあたるものとする。(4-7) 式内の$\psi(\vec{K}\pm\vec{\Delta}/2)$を(4-8) で定義される完全系で展開し

$$\psi(\vec{k})=\sum_m q_m\psi_m(\vec{k}) \tag{4-9}$$

とすれば、これを代入し

$$\langle f|T|i\rangle=\frac{g_0^2/(2\pi)^3}{\Delta^2+m_\pi^2}\,\frac{E^A_{\Delta/2}\,E^B_{\Delta/2}}{E^A_{p_0}\,E^B_{p_0}}\sum_{m'}\sum_{mn'n}\langle A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|q^+_{m'}q_m|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})\rangle\times\langle B(\frac{\vec{\Delta}}{2})|q^+_n q_n|B(\frac{-\vec{\Delta}}{2})\rangle$$

$$\times\int\bar{\phi}_{m'}(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})\gamma_5\phi_m(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})d\vec{K}\times\int\bar{\psi}_{n'}(\vec{K}'-\frac{\vec{\Delta}}{2})\gamma_5\phi_n(\vec{K}'+\frac{\vec{\Delta}}{2})d\vec{K}' \tag{4-10}$$

が得られる。さて、(4-8)から以前と同様にして、

$$(\epsilon_{m'}+\epsilon_m)\int\bar{\phi}_{m'}(\vec{K}+\vec{\Delta}/2)\gamma_5\phi_m(\vec{K}+\vec{\Delta}/2)d\vec{K}=$$

$$=\int\overline{\psi}_{m'}(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})[r_5\vec{\alpha}\cdot(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})+r_4\vec{\alpha}\cdot(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})r_4r_5]\psi_m(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})d\vec{k}+$$

$$+\iint\overline{\psi}_{m'}(\vec{K}+\vec{\Delta}/2)[r_4r_5(M\delta(\vec{K}-\vec{K}')-V(\vec{K}-\vec{K}')-V(\vec{K}-\vec{K}'))r_4$$

$$+r_4(M\delta(\vec{K}-\vec{K}')-V(\vec{K}-\vec{K}'))r_4r_5]\psi_m(\vec{K}'-\frac{\vec{\Delta}}{2})d\vec{K}\,d\vec{K}' \qquad (4\text{-}11)$$

が得られ、VがScalar又はPs-のとき、最後の被積分項は零になるから、これから、

$$\int\overline{\psi}_{m'}(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})r_5\psi_m(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})d\vec{K}=$$

$$=\frac{\vec{\Delta}\cdot\int\overline{\psi}_{m'}(\vec{K}+\frac{\vec{\Delta}}{2})\vec{\sigma}\,\psi_m(\vec{K}-\frac{\vec{\Delta}}{2})d\vec{K}}{\epsilon'_m+\epsilon_m}\equiv\frac{\vec{\Delta}\cdot\vec{\sigma}_{m'm}(\vec{\Delta})}{\epsilon_{m'}+\epsilon_m}, \qquad (4\text{-}12)$$

が得られる。これを用い

$$<f|T|i>=-\frac{g_0^2}{(2\pi)^3}\frac{E^A_{\Delta/2}E^B_{\Delta/2}}{E^A_{p_0}E^B_{p_0}}\sum_{m'm}\frac{<A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|q^+_{m'}q_m|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})>\vec{\Delta}\cdot\vec{\sigma}_{m'm}(\vec{\Delta})}{\epsilon_{m'}+\epsilon_m}\times$$

$$\times\frac{1}{\Delta^2+m_\pi^2}\times\sum_{n'n}\frac{<B(\frac{\vec{\Delta}}{2})|q^+_{n'}q_n|B(\frac{-\vec{\Delta}}{2})>\vec{\Delta}\cdot\vec{\sigma}_{n'n}(\vec{\Delta})}{\epsilon_{n'}+\epsilon_n}$$

$$=-\frac{g_0^2/8\pi^3}{\Delta^2+m_\pi^2}\frac{E^A_{\Delta/2}E^B_{\Delta/2}}{E^A_{p_0}E^B_{p_0}}(\frac{1}{2\epsilon_0})^2<A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|q^+_{0i}\vec{\sigma}_{ij}(\Delta)q_{0j}|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})>\cdot\vec{\Delta}$$

$$\times<B(\frac{\vec{\Delta}}{2})|q^+_{0i}\vec{\sigma}_{ij}(-\Delta)q_{0j}|B(\frac{-\vec{\Delta}}{2})>\cdot\vec{\Delta}$$

$$+\sum_{m'm\neq 0}\sum_{n'n\neq 0}\cdots \qquad (4\text{-}13)$$

となる。粒子A,B内で、quarksがすべてground stateにあり、$\vec{\Delta}$があまり大きくなく、衝突のショックによる内部励起が小さい場合には第2項

$\Sigma_{m'm}\varepsilon_{n'n}$ 〃 は無視出来るであろう。特に $\vec{\Delta}=0$ のとき

$$<A^{S'}(0)|q^{+}_{oi}\vec{\sigma}_{ij}\,q_j|A^{S}(0)> \equiv (\sigma^{A})_{S'S} \qquad (4\text{-}14)$$

は静止している粒子Aの Spin Matrix を表わすことになる。
従つて、

$$<A(\frac{-\vec{\Delta}}{2})|q^{+}\vec{\sigma}(\Delta)q|A(\frac{\vec{\Delta}}{2})> \equiv \vec{\sigma}_A\, f_A(\Delta) \qquad (4\text{-}15)$$

とおけば、$f_A(\vec{\Delta})$は独立粒子模型に於る粒子AのMagnetic Form Factor に他ならない。また、独立粒子模型では、基底状態のエネルギー固有値ϵ_0と、複合系のMass M_A の間には

$$\epsilon_0 \equiv \frac{M_A}{n_A} \qquad (4\text{-}16)$$

なる関係がある[3]から、これらを用いると、(4-13)は$\vec{\Delta}$の小さい処で

$$<f|T|i> \approx -\frac{g_0^2/16\pi^3}{\Delta^2+m_\pi^2}\frac{n_A}{E^A_{p_0}}\frac{n_B}{E^B_{p_0}}\frac{\vec{\sigma}_A\cdot\vec{\Delta}\;\vec{\sigma}_B\cdot\vec{\Delta}}{2}f_A(\vec{\Delta})\,f_B(-\vec{\Delta})+\cdots\cdots \qquad (4\text{-}17)$$

とかくことが出来る。従つてこの範囲で

$$\frac{d\sigma_{AB}}{d\Omega} \approx \frac{g_0^4}{16\pi^2}\frac{p_0^2}{v^2_{rel}(\vec{p}_0,-\vec{p}_0)}\left(\frac{n_A n_B}{2E^A_{p_0}E^B_{p_0}}\right)^2\frac{\Delta^4}{(\Delta^2+m_\pi^2)^2}f_A^2(\Delta)\,f_B^2(-\Delta)+\cdots\cdots \qquad (4\text{-}18)$$

特にp-p散乱については

$$S\frac{d\sigma_{N-N}}{d\Omega} \approx \left(\frac{g_0^2 n_N^2}{4\pi}\right)^2\frac{1}{4}\frac{t^2}{(m_\pi^2-t)^2}f_N^4(t)+\cdots\cdots \qquad (4\text{-}19)$$

が得られる。この場合も以前と同様散乱断面積は衝突粒子内quark 数の2乗に比例する。

さて以前に筆者等(G.A.Armoudian, D.Itō, & K.Mori. Nuov. Cim.

38 1903, 1965) はp-pの大角散乱の実験をNucleon のForm Factor によつて記述し得ることを示した。そこでは、Nucleon form factor $f(\xi)$ を含むπ-N相互作用として

$$H(x)=ig_{ps}\int\overline{N}(x)\gamma_5 N(x)f(\xi)\phi(x+\xi) \tag{4-20}$$

から出発すれば

$$s\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{g_{ps}^2}{4\pi}\right)^2\frac{1}{4}\left[\frac{t^2}{(m_\pi^2-t)^2}f^4(t)+(\text{u-channelからの寄与})\right] \tag{4-21}$$

が得られ、特に

$$f(t)=e^{-\frac{a}{2}(\sqrt{m^2-t}-m)} \tag{4-22}$$

但し、

$$a=2,5\,(\text{Gev}/c)^{-1},\qquad m=2m_\pi \tag{4-23}$$

$$\frac{g_{ps}^2}{4\pi}=16,7 \tag{4-24}$$

にとれば、(4-21) は大角散乱をFig.1. 程度に再現出来ることを示した。実験からきめた(4-24)のCoupling Constant の値は、15 に近く、Point nucleon のlimit $f(\xi)=\delta(\xi)$, $f(t)\to 1$ で、この現象論は普通のPion Theory にReduceする。またこのForm Facter は$|t|$の小さい処ではGauss型で、そのひろがりのm.s.r. は

$$\langle r^2\rangle^{1/2}=0.75\times 10^{-13}\ \text{cm} \tag{4-25}$$

で、電磁Form Facter のひろがりと同程度である。このようなForm facter は既に大角散乱の部分波解析から予想されていたものであり(E.M.Henley & I.J.Muzinich P.R.136 B1783(1964))我々は、これをMarkov化された

pion の理論の近似として導入した。

このForm Factor 理論の結果(4-21)は、独立粒子模型から得られた(4-19)と全く同じ形をしている。但し、(4-19)は内部励起が大きい程|t|の大きい処までは使えないが、上の現象論の結果(4-21)は、内部励起、即ち、衝突の際の粒子のDeformationの効果までを含めたものが、Form Facter (4-22)として記述出来ることを示唆するものと考えるべきであろう。(この点については更に詳しい分析が必要である)|t|が小さい処で(4-19)と(4-21)が一致するためには、

$$\frac{g_{ps}^2}{4\pi}=\frac{g_0^2\, n_N^2}{4\pi} \tag{4-26}$$

$$f(t)=f_N(t) \tag{4-27}$$

でなければならない。$g_{ps}^2/4\pi=15$とすれば

$$\frac{g_0^2}{4\pi}=\frac{15}{9}=1,67 \tag{4-28}$$

となる。また、$f_N(t)$ は独立粒子模型による核子のMagnetic Form Factorという意味をもつていたが、(4-27),(4-25)により、$f_N(t)$ のひろがりは $\langle r^2\rangle^{1/2}=0.75\times10^{-13}$ cmである。独立粒子模型ではcloud を考えずに正しい磁気モーメントが得られるわけであるから、f_N のひろがりが実験値程度であることは、理論としてConsistent である。(但し、核子の中心部にCloud のSourceとしてのquark の集団があり、Mass, Moment, 核力、大角散乱等は芯とcloud の合作であるという描像では、このひろがりは大きすぎるかも知れない。これについては最後に述べる。)

独立粒子模型で正しい磁気モーメントが得られるのは、共通Potential の深さがquark mass にくりこまれ、そのeffective mass $M_0(\equiv M_q-V(0))$ を小さくするためである。Effective Mass M_0 のquark が半径aの井戸型Potential 内を運動するとき、One particle excitationによる複合系のLevel-spacing (Mass difference) δM はGround State 附近で、

$$\delta M \sim \delta\sqrt{M_0^2+\left(\frac{N}{a}\right)^2} \approx \frac{1}{2M_0}\frac{\delta N^2}{a^2} = \frac{3\,\delta N^2}{2M_N a^2} \qquad (4\text{-}29)$$

の程度であろう。(Radial or Azimuthal) quantum mumber の変化 $\delta N^2 \approx 1$ に対して、多くの場合 $\delta M \sim 2m_\pi$ 程度であるから、(4-29) から井戸のひろがりは

$$a \sim \frac{1}{3m_\pi} \qquad (4\text{-}30)$$

従つて、quark の波動函数のひろがりもこの程度と考えられる。これは大角散乱や磁気モーメントのひろがりから推定される quark 波動函数のひろがりと Consistent である。

以上一連の分析から、共通Potential の深さを quark mass にくりこむ独立粒子模型では、Mass Level, 磁気モーメント、そのForm Facter, 加算性、大角散乱などを、あまり多くのパラメーターをもち込まずに可成り統一的に記述出来ることがわかつたが、そのためには、共通Potential やquark 波動函数のひろがりを、いままでの予想よりは大きい $(2\sim3m_\pi)^{-1}$ 程度にとらなければならない。

一方同し quark model でも、quark は 10^{-14}cm 程度以下の中心領域に集中し、Mass Level, Moment, …… などの諸性質は Cloud と内部構造(芯)の合作であるとする立場があり、この方が、自然の累層的構造という哲学から、核力の芯の問題まで含めて、より自然な考え方と思われる。[4] そして、この立場から見ると、Cloud 程度のひろがりをもつ独立粒子模型という描像は奇異の観を与える。しかし、cloud と云つても、quark のLevelで見れば、quark の cluster であり、cluster として運動する quark を外から見れば、軽いMass で運動しているように見えるわけである。共通Potential 内を軽い effective mass で運動する独立粒子としての quark というのは、Cluster にもぐりこんで運動することまでを平均的に

考慮した描像と考えられないだろうか？ 少くとも、この理論は将来そのように定式化さるべきものであろう。そうすれば、Cloud を考えないことや、cloud 程度にひろがつた平均potential 波動函数というのも、そう不自然には見えなくなるだろう。(Feb. 28. 1967)

参 照

1) E.M.Levin and L.L.Frankfurt J.E.T.P.Letters 2 65(1965)
伊藤大介， 素研 32 217(1965)
H.J.Lipkin and F.Scheck P.R.Letters 16 71 (1966)

2) D.Itō and S.Kokuyama. preprint(unpublished) (1966)
殻山 滋； 北大M.C. 卒論 (1966)
Also see, E.Carrière, G.A.Armoudian & D.Itō. Nuov. Cim 39 368(1965)

3) 伊藤大介、森 健寿 素研(印刷中) (1967)；やり方はちがうが殆んど同じModel は既にBogoljubov, Weisskoff 等によつて提唱されている。このことを教えて下さつた武田暁氏に感謝致します。

4) 但し、あまり小さくて硬い芯をたてると、大角散乱を大きくしてこまる。Rutherford 散乱が原子核の存在を示したのと同じ理由で、大角散乱(今度はその確率が小さい)は硬くて小さい芯の存在にfavour でない。