

回折矯正つきの Regge 極模型

渡 辺 恒 利

I はじめに

現在、素粒子間の相互作用には結合定数の大小に従って分類すると強い方から強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の四種類があるというのが定説である。

強い相互作用は強い相互作用をする粒子—重粒子（陽子、中性子、 Λ 粒子……）と中間子（ π 中間子、 K 中間子……）、合わせてハドロンという一から成り立つ。電磁相互作用は、光子が関与し、弱い相互作用は、一般には軽粒子（電子、陽電子、 μ 中間子、ニュートリノ等）が関与している。重力相互作用は重力子によって媒介されると考えられるが、相互作用が弱過ぎるので無視することになっている。

場の量子論の大きな成果は電磁相互作用領域での成功で非常に正確に実験値（ラムシフト等）を計算してみせるのであるが、それでも本来発散している量を、繰り込みという発散の部分を取り除く手続きをしているので不完全である。更に場の量子論は強い相互作用では結合定数が大き過ぎて、摂動が出来ないので無力である。

場の量子論を越える理論を建設する事が理論家に与えられた課題であるが、そのためにはこの強い相互作用に関する現象を理解する必要がある。

現状を見ると実験の方では、巨大加速器による高エネルギー実験データが続々と発表されていて、その殆んどが強い相互作用に関するものである。即ち加速された陽子とか π 中間子とか K 中間子を水素原子にぶっつけて、全断面積とか微分断面積とか分極とかを測定する。理論の面では、基礎のしっかりしたものがない状態ではあるが、現象論的理論としてRegge

極模型があつて、大部分の高エネルギー実験を説明することが出来る。しかしどうもうまく説明出来ない実験も出て来ており、そのデータが最近蓄積されている。

そこでこの論文では、Regge 極模型を改善する一つの試み—回折矯正つきの Regge 極模型—を述べる。

Ⅱでは Regge 極模型を簡単に説明し、

Ⅲでは回折矯正をつけて改善した理論を述べ

Ⅳでは荷電中間子の光生成にⅢの理論を適用し

ⅤではⅣの結果とまとめを述べる。

Ⅱ—a 予備知識 1 Regge の仕事¹⁾¹¹⁾

Regge 極模型を説明するには、更に準備があるが予備知識として2つに分けてまとめてみる。

2個の粒子が入射して2個の粒子になって出て行く散乱過程(2体散乱)は、素粒子の理論では非常に重要で又深く研究されている。Reggeはこの2体散乱を非相対論的世界を記述する Schrödinger 方程式を考察することによって、0, 1, 2...という整数値をとる角運動量²⁾を複素空間に拡張する理論を発表した³⁾。

スピンのない2体散乱を記述する散乱振幅 $T(E, \cos\theta)$ ⁴⁾ が分ると、実験との比較に都合の良い様にしばしばそれを部分波展開する。即ち

$$T(E, \cos\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(E) P_l(\cos\theta)$$

(Ⅱ—a—1)

ここで $P_l(\cos\theta)$ は変数 $\cos\theta$ の l 次ルジャンドルの多項式である。

(Ⅱ—a—1) は角運動量 $l=0, 1, 2, \dots$ という整数値で定義されているが、 $P_l(\cos\theta)$ の l が実数、複素数へ拡張された時の性質は既に分かっている。従つて部分波 $a_l(E)$ の l の複素数への拡張が分かれば、(Ⅱ—a—1) をコーシーの公式を使って積分路を適当に取ることによって複素 l 平面上に拡

張される。(ゾンマーフェルドーワトソン変換という) Regge の仕事は部分波 $a_l(E)$ が複素 l 平面に拡張され, そのとき $a_l(E)$ は l 平面上の特異点として, 極だけを持つことを示し, 更にこの複素 l 平面上の極 (Regge 極という), を α とすると α はエネルギーの関数 $\alpha = \alpha(E)$ であることを示した。その結果, 非相対論的世界では意味がないが, E を留めておいて $\cos\theta$ を非常に大きくしてみると, (II-a-1) の主要項は,

$$T(E, \cos\theta) \longrightarrow \beta(E)(\cos\theta)^{\alpha(E)}, \quad (\text{II-a-2})$$

となる。ここで $\beta(E)$ は Regge 極 $\alpha(E)$ の留数で, エネルギーの関数である。

(II-a-2) で $\cos\theta \rightarrow \infty$ は非現実的世界であるがもし相対性理論に移行すると, 解析接続という方法で $\cos\theta$ が散乱角からエネルギーの意味をもつ世界に移れて, (II-a-2) はその移った世界の高エネルギーの振舞いを表わしている。その点をもう少し詳しく次に説明しよう。

II-b 予備知識 2 Mandelstam⁵⁾の仕事

2体散乱では4個の粒子各々に対して4次元エネルギー運動量ベクター p_1, p_2, p_3, p_4 があり, 自然単位系²⁾ではこれらは

$$p_i = (p_{0i}, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi}), \\ i=1, 2, 3, 4. \quad (\text{II-b-1})$$

である。 $p_{0i} = E_i$ は i 番目の粒子のエネルギー, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi} は i 番目の粒子の運動量の x, y, z 方向の成分である, 従って変数の数は $4 \times 4 = 16$ 個ある。又これらの間には相対性理論の関係式

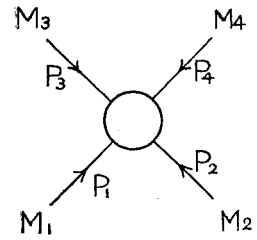
$$p_i^2 \equiv p_{0i}^2 - p_{xi}^2 - p_{yi}^2 - p_{zi}^2 = M_i^2, \quad (\text{II-b-2})$$

が成り立っている。

更にエネルギー運動量の保存則

$$p_{1i} + p_{2i} + p_{3i} + p_{4i} = 0, \quad (\text{II-b-3})$$

があり, 又4次元空間の回転に対する不変性から6個の条件が出るので, 16個の変数のうち独立なのは $16 - 4 - 4 - 6 = 2$ 個だけである。



第1図 散乱 $(s)(t)(u)$ を示す

この2個の独立変数として Mandelam 変数 (s, t, u) と呼ばれる便利な取り方を説明しよう。

p_1, p_2, p_3, p_4 を、第1図の様に取る。この図は次の6個の過程を表わしている；

$$1 + 2 \rightarrow \bar{3} + \bar{4}, \quad 3 + 4 \rightarrow \bar{1} + \bar{2}, \quad (s)$$

$$1 + 4 \rightarrow \bar{2} + \bar{4}, \quad 2 + 3 \rightarrow \bar{1} + \bar{3}, \quad (t)$$

$$1 + 4 \rightarrow \bar{2} + \bar{3}, \quad 2 + 3 \rightarrow \bar{1} + \bar{4}. \quad (u)$$

ここで例えば $\bar{1}$ は粒子1の反粒子を表わす。

Mandelstam 変数 (s, t, u) を次の様に定義する。

$$\left. \begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ t &= (p_1 + p_3)^2 = (p_2 + p_4)^2, \\ u &= (p_1 + p_4)^2 = (p_2 + p_3)^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}-b-4)$$

今、過程 (s) の重心系での4次元ベクトルを考えると、

$$\begin{aligned} p_1 &= (E_1, p_{s12}), \\ p_2 &= (E_2, -p_{s12}), \end{aligned} \quad (\text{II}-b-5)$$

となる。 $\vec{p}_{s,12}$ は粒子1の3次元運動量ベクトル、 E_1 はそのエネルギーである。同様に粒子3と4に対する式は、

$$\begin{aligned} p_3 &= (E_3, \vec{p}_{s,34}) \\ p_4 &= (E_4, -\vec{p}_{s,34}) \end{aligned} \quad (\text{II}-b-5)'$$

である。

そのとき、 $(\text{II}-b-4)$ から s は、

$$s = (E_1 + E_2)^2 = (E_3 + E_4)^2, \quad (\text{II}-b-6)$$

であり、過程 (s) での重心系での全エネルギーの2乗となる。同様に t は過程 (t) での、 u は過程 (u) での重心系での全エネルギーの2乗を表わしている、ここで変数 s, t, u は独立ではなく、 $(\text{II}-b-3)$ と $(\text{II}-b-4)$ から

$$s+t+u=M_1^2+M_2^2+M_3^2+M_4^2 \quad (\text{II}-b-7)$$

を得る。従って独立変数として例えば s と t とを採ればこの2変数で2体散乱は記述出来る。尚、過程 (s) , (t) , 及び (u) をそれぞれ s -チャンネル, t -チャンネル, u -チャンネルと呼ぶ。

Mandelstam^{5) 6)}によると, (s) , (t) , (u) の各反応は同一の, 複素 s , t , u 平面に特異点として分岐点と極を持つ複素関数散乱振幅 $T(s, t(u))$ で表わされ, 各チャンネルは各領域への $T(s, t)$ の解析接続で結ばれている。例えば s -チャンネルの反応が解析接続によって t -, u -チャンネルの反応と結びつくのである。

そこで先刻の非相対論的振幅 $T(E, \cos\theta)$ の漸近的振舞い (II-a-2) は, E が \sqrt{s} , $\cos\theta$ が t に対応すると考えて良いので, $\cos\theta \rightarrow \infty$ は $t \rightarrow \infty$ に相当し, t -チャンネルの高エネルギーの振舞いを表わすと考えられる。

非相対論では反粒子は考えられないので, 1つのチャンネルしかないが相対論によって初めて異なるチャンネルの間の関係が解析接続によって結びつくのである。

II-c Regge 極模型¹⁾

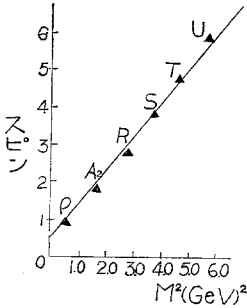
Regge の仕事 (II-a) と相対論に基づいて異なるチャンネル間の接続関係を求める仕事 (II-b) とを結びつけた一連の理論が表われた^{7) 8)}。これが Regge 極模型と呼ばれるものである。しかし相対論的世界では, 非相対論の Schrödinger 方程式に相当するものがないので, Regge 極の存在を仮定しなければならない。

Regge 極模型によると, 例えば s -チャンネルの前方方向の高エネルギー散乱振幅 $T(s, t)$ ($s \rightarrow \infty$, $t \approx 0$) は, Regge の留数 $\beta(t)$ と極 $\alpha(t)$ から,

$$T(s, t) = \beta(t) \frac{1 + \tau e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin \pi\alpha(t)} s^{\alpha(t)}, \quad (\text{II}-c-1)$$

と書ける。 τ はシグナチャ・ファクターと呼ばれ, 交叉対称性から部分波 a_l の複素 l 平面への拡張で表われる $\alpha(t)$ に固有な数で ± 1 と取る。又, $\alpha(t)$ は $t \leq 0$ の領域で考えられているが, $t > 0$ へ延ばして $\alpha(m^2) = n$ (n

は正の整数) となった時, 質量 m , スピン n の粒子を表わすと考えられる。(II-c-1) から $\alpha(t)$ はスピン $n, n+2, n+4, \dots$ の粒子の一家族を代表しており, その意味で Regge 軌跡と呼ばれる。 $\alpha(t)$ は第 2 図に示



第 2 図 ρ 軌跡のチュー・フラウチ
プロット

す様に横軸に質量の 2 乗, 縦軸にスピンを取ったグラフ (チュー・フラウチ・プロット) から, t の関数として 1 次関数

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (\text{II-c-2})$$

と考えられる。第 2 図で, ρ 中間子の軌跡を例として掲げたが, ハドロンはすべてどれかの Regge 軌跡にのっていると考えられる。チュー・フラウチ・プロットから, (II-c-2) の α' はすべての Regge 軌跡で共通と考えられ、

$\alpha' \approx 1 \text{ (GeV)}^{-2}$ 位の値であり, $\alpha(0)$ は, 全断面積の漸近的振舞から $\alpha(0) \leq 1$ に制限される。特に $\alpha(0) = 1$ の Regge 軌跡をポメラリオン軌跡 (P 軌跡) といい, 高エネルギー弾性散乱では主役を演じる。

(II-c-1) から分る様に Regge 極模型は $\alpha(0)$ と $\beta(t)$ をパラメーターにして, 実験を説明するという単純な模型にも拘わらず, 大部分の高エネルギー実験を, いくつかの Regge 軌跡を導入することによって一貫して説明する。しかし I でも述べた様に, この様な単純な Regge 模型では説明出来ないものもかなりの数にのぼる。そこで Regge 極模型では, 簡単にいかない問題点をいくつか次にまとめておく。

II-d Regge 極模型の問題点

i) P 軌跡は, 他の Regge 軌跡とはいくつかの点で違ふ, 例えば有限和則を使って実験を解析してみると, 他の Regge 軌跡の勾配 α' よりも α_p' は小さいことが分る。又他の Regge 極は共鳴状態の重ね合わせから生

ずると考えられるが、 P 軌跡は成因が違う様である⁹⁾。

ii) 分極 (例えば $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$) とか前方のピーク (例えば $\gamma p \rightarrow \pi^+n$ とか $pn \rightarrow np$) を Regge 極模型で説明するには、コンスピレーターという、実験では、見付からない Regge 極を加えなければならない¹⁰⁾。

iii) 微分断面積を t の関数で表わすとき、クロス・オーバー現象とかディップとか面白い形が、ある反応に表われるが、それを一貫して説明することは困難である。

これらの諸困難を解明する模型の一つとして、回折矯正つきの Regge 模型を次に述べよう。

III 回折矯正つきの Regge 極模型

P 軌跡に関する困難を解決する有力な一つの試みは、 P 軌跡を Regge 軌跡と考えず、回折散乱とみる考え方である。この模型の有力な点は P 軌跡を使わないで、10GeV かそれ以上の陽子陽子散乱実験をかなり良く説明する点である¹²⁾。そういう点から Regge 極模型に、回折項とそのユニタリー補正を加えて ($\mathbb{I}-d$) の諸困難を克服しようとする試みが表われた。

Regge 極項と、回折項とを足し合わせた混合模型は多くの人に研究され、その結果、 P 軌跡やコンスピレーターを導入することなしに、 πN 弾¹³⁾ 性散乱、荷電交換散乱や NN 、 $N\bar{N}$ 弾性散乱に成果をあげ、($\mathbb{I}-d$) の諸困難は除かれた¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾。

回折矯正つき Regge 極模型は Regge 極模型に、 S 行列のユニタリー性を使って回折散乱の効果を含ませる仕方である¹⁶⁾¹⁷⁾。以下具体的にその方法を述べよう。 S 行列のユニタリー性をその成分で書くと

$$\sum_n \langle f | S | n \rangle \langle n | S^+ | i \rangle = \delta_{fi} - \sum_m \langle f | S | m \rangle \langle m | S^+ | i \rangle. \quad (\text{III}-1)$$

ここで $|i\rangle$ 、 $|f\rangle$ は夫々散乱の始めと終りの状態、 $|n\rangle$ は 2 粒子中間状態を $|m\rangle$ は 3 粒子以上の中間状態を表わす。

2 体散乱行列を S_2 で書くと、(III-1) は行列の形で次の様に表わされる。

$$S_2 S_2^+ = 1 - F. \quad (\text{III}-2)$$

ここで F は多体中間状態のチャンネルの行列で、普通の Regge 極模型では F の効果を見無視している。(III-2) を行列の方程式とみて、その解を次の様に仮定する。

$$S_2 = (A+1) M (A+1). \quad (\text{III}-3)$$

ここで A は回折散乱の効果を表わす対角行列であり、 M は Regge 極項を表わす 2 体散乱のユニタリ行列である。

2 体散乱 ($a+b \rightarrow c+d$) の運動学から、 $T^{18)}$ 行列、 A 行列、及び M 行列を夫々次の様に定義する。

$$\begin{aligned} \langle cd | T | ab \rangle &= 2i (2\pi)^4 \delta^{(4)} (p_c + p_d - p_a - p_b) (p_a^0 p_b^0 p_c^0 p_d^0)^{-1/2} \\ &\quad \times \langle cd | T | ab \rangle, \end{aligned} \quad (\text{III}-4)$$

$$\begin{aligned} \langle cd | A | ab \rangle &= 2i (2\pi)^4 \delta^{(4)} (p_c + p_d - p_a - p_b) (p_a^0 p_b^0 p_c^0 p_d^0)^{-1/2} \\ &\quad \times \langle cd | M | ad \rangle, \end{aligned} \quad (\text{III}-5)$$

$$\begin{aligned} \langle cd | M | ad \rangle &= 2i (2\pi)^4 \delta^{(4)} (p_c + p_d - p_a - p_b) (p_a^0 p_b^0 p_c^0 p_d^0)^{-1/2} \\ &\quad \times \langle cd | M | ad \rangle. \end{aligned} \quad (\text{III}-6)$$

(III-4), (III-5) 及び (III-6) を (III-3) に代入すると、次の式を得る。

$$\begin{aligned} \langle c, d | T | a, b \rangle &= \langle c, d | \frac{A}{2i} | a, b \rangle + \langle c, d | \frac{A}{2i} | a, b \rangle \\ &\quad + \langle c, d | \frac{M-1}{2i} | a, b \rangle + 2i \sum' \langle c, d | \frac{A}{2i} | e, f \rangle \times \\ &\quad \langle e, f | \frac{A}{2i} | a, b \rangle + 2i \sum' \langle c, d | \frac{A}{2i} | e, f \rangle \langle e, f | \frac{M-1}{2i} | a, b \rangle \\ &\quad + 2i \sum' \langle c, d | \frac{M-1}{2i} | e, f \rangle \langle e, f | \frac{A}{2i} | a, b \rangle \\ &\quad + (2i)^2 \sum' \langle c, d | \frac{A}{2i} | e, f \rangle \langle e, f | \frac{M-1}{2i} | g, h \rangle \langle g, h | \frac{A}{2i} | a, b \rangle. \end{aligned} \quad (\text{III}-7)$$

ここで $|a, b\rangle$, $|c, d\rangle$, $|e, f\rangle$ 及び $|g, h\rangle$ は、状態を指定するのに必

要なすべての量子数も表わし、 Σ' は T 行列の規格化に基づく位相体積も含んでいる。高エネルギーで $\langle c, d | A/2i | a, b \rangle$ は対角成分しか持たないと仮定する。又 Regge 極項は $\langle c, d | \frac{M-1}{2i} | a, b \rangle$ に含まれると仮定する。

(Ⅲ-7) は 2 体散乱 T 行列を回折散乱の項と Regge 極の項 (右辺 1, 2, 3 項) 及びそれらの初期と終期相互作用としての回折項つき補正項 (右辺 4 項以後) で表現している。

(Ⅲ-7) の具体的応用例として 2 体散乱 $\gamma N \rightarrow \pi N$ を考えてみよう。 γ は光子で N は核子を示す。右辺第 1, 2 項は $\gamma \neq \pi$ から対角成分がないので消える。即ち

$$\begin{aligned} \langle \pi N | T | \gamma N \rangle &= \langle \pi N | \frac{M-1}{2i} | \gamma N \rangle + i \langle \pi N | \frac{A}{2i} | \pi N \rangle \times \\ &\langle \pi N | \frac{M-1}{2i} | \gamma N \rangle + \frac{i}{2} \langle \pi N | \frac{M-1}{2i} | \gamma N \rangle \langle \gamma N | \frac{A}{2i} | \gamma N \rangle \\ &+ \frac{i^2}{2} \langle \pi N | \frac{A}{2i} | \pi N \rangle \langle \pi N | \frac{M-1}{2i} | \gamma N \rangle \langle \gamma N | \frac{A}{2i} | \gamma N \rangle. \quad (\text{Ⅲ-8}) \end{aligned}$$

更に実験から分る様に、 $\langle \gamma N | A/2i | \gamma N \rangle$ は $\langle \pi N | A/2i | \pi N \rangle$ に比べて小さいので無視する¹⁹⁾。その結果 (Ⅲ-8) は

$$\begin{aligned} \langle \pi N | T | \gamma N \rangle &= \langle \pi N | \frac{M-1}{2i} | \gamma N \rangle + i \langle \pi N | \frac{A}{2i} | \pi N \rangle \times \\ &\langle \pi N | \frac{M-1}{2i} | \gamma N \rangle, \quad (\text{Ⅲ-9}) \end{aligned}$$

となる。

光子や核子の様にスピンを持つ粒子の散乱を取り扱う時、決った軸のスピン成分を考えるよりも、ヘリシティと呼ばれる粒子の運動方向のスピン成分を考える方が、回転に対する不変性等がはっきりしており、高いスピンの粒子も一般的に扱える利点を持つ。ヘリシティによる散乱振巾の表現をヘリシティ散乱振巾という。

そこで (Ⅲ-9) をヘリシティ散乱振巾で表わしてみると、

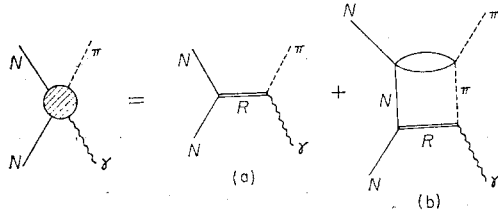
$$T_{0a;al}(s, \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_f) = R_{0a;ab}^s(s, \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_f) + \frac{i}{2\pi} \int d\Omega$$

$$\times f_{0d;0d}^{\pi N}(s, \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_f) R_{0d;ad}^s(s, \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_i) \varphi_{0d;ab}(s, \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_f, \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_i, \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_f). \quad (\text{III}-10)$$

ここで b と d は核子のヘリシティを a は光子のヘリシティを表わす。 \mathbf{p}_i と \mathbf{p}_f は最初と最後の状態での単位運動量ベクトルで、 \mathbf{p} は中間状態での単位運動量ベクトルである。

$R_{0d;ab}^s$ は M から得られる Regge 化された散乱振幅であり、 $f_{0d;0d}^{\pi N}$ は高エネルギー πN 微分断面積と全断面積のデータから決定される回折項 A から得られる。 $\varphi_{0d;ab}$ はヘリシティの軸（散乱が起る平面に垂直な方向）が中間状態では動いてしまうために生ずる位相関数である。

(III-10) を図で表わしてみると第 3 図のようになる。



第 3 図 (III-10) に対応するグラフ (a) Regge 極交換を表わす図 (b) 回折矯正つきの図

これで、形式化の準備が終ったので、次にこれを $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ のいわゆる荷電 π 中間子の光生成に適用してみよう。

IV 荷電 π 中間子の光生成への応用¹⁷⁾

この反応では、微分断面積が前方で鋭いピークを持つのが特徴である。単純な Regge 極モデルでは、 π 軌跡が前方で消えてしまうので、ピークは出ない。従って π 軌跡のコンスピレーターを導入して説明している。我々は回折矯正の項（第 3 図(b)) を使って説明しよう。

最近の実験解析から π^-/π^+ 比²⁰⁾ は t -チャンネルに正負両方の G パリティ交換を必要とすることが知られており、又微分断面積の s 依存は、 ρ 軌跡より π 軌跡の方が重要であることを示している。それ故、我々は π と B Regge 軌跡を考慮しよう。 B と π 軌跡は $\bar{f}_{1/2,1/2;10}^{\pi}$ だけに寄与する。 $\bar{f}_{ab,cd}^{(-)}$

は t -チャネルのバリテイの決まったヘリシティ散乱振幅である。

$$\overline{f}_{1/2,1/2;10}^{(-)t} = f_B + f_\pi \quad (\text{IV-1})$$

f_B と f_π をバリテイの決ったヘリシティ散乱振幅と不変散乱振幅との間の関係や、アダー²¹⁾等の単純な Regge 極模型で試みた仕事を考慮して次の様に決める。

$$\begin{aligned} f_B &= \sqrt{2} p_t k_t t a_2^B \xi_1^B, \\ a_2^B &= 34(\mu b)^{1/2} (\text{GeV}/c)^{-3}, \\ \xi_1^B &= \alpha_B(t) \gamma_B(t) \left[\frac{1 - e^{-i\pi\alpha_B(t)}}{\sin \pi\alpha_B(t)} \right] (s/s_0)^{\alpha_B(t)-1} \\ \alpha_B(t) &= -0.3 + t, \\ \gamma_B(t) &= (\alpha_B + 1) (\alpha_B + 2) (\alpha_B + 3), \\ p_t &= \frac{\sqrt{t - 4m^2}}{2}, \quad k_t = \frac{t - \mu^2}{2\sqrt{t}}. \end{aligned} \quad (\text{IV-2})$$

ここで m , μ は夫々核子と π 中間子の質量であり, s_0 は $1 (\text{GeV})^2$ である。

$$\begin{aligned} f_\pi &= p_t k_t \frac{t}{t - \mu^2} a_2^\pi \xi_\pi, \\ s_0 a_2^\pi &= 7.8 (\mu b)^{1/2} (\text{GeV}/c), \\ \xi_\pi &= \alpha_\pi(t) \gamma_\pi \left[\frac{1 + e^{-i\pi\alpha_\pi(t)}}{\sin \pi\alpha_\pi(t)} \right], \\ \gamma_\pi(t) &= (\alpha_\pi + 1) (\alpha_\pi + 2) (\alpha_\pi + 3) \\ \alpha_\pi(t) &= -0.02 + t, \end{aligned} \quad (\text{IV-3})$$

$\overline{f}_{1/2,1/2;10}^{(-)t}$ を (III-10) の $R_{0a;ab}^s$ で表わすには, t -チャネルから, s -チャネルへの解析接続によって得られる関係を使う, 高エネルギー ($s \rightarrow \infty$) では,

$$R_{0-1/2;11/2}^s = R_{0,1/2;1-1/2}^s \cong -\frac{\sin \theta_t}{2} \overline{f}_{1/2,1/2;10}^{(-)t} \times \frac{2m}{\sqrt{t + 4m^2}}. \quad (\text{IV-4})$$

ここで θ_t は t -チャネル散乱角である。

又高エネルギー πN 散乱の実験から, 我々は $f_{0a;0a}^{\pi N}$ として, 次の形を採用した。

$$f_{0a;0a}^{\pi N} = i (s/s_0) \times 7.8 e^{5t}. \quad (\text{IV-5})$$

(Ⅲ—10) の等 2 項 (回折矯正つきの項) は,

$$F_{0-1/2;1-1/2}^{(B)c} = -\frac{1}{4\pi} \int d\Omega f_{0-1/2;0-1/2}^{\pi N}(s, t_2) R_{0-1/2;1-1/2}^{(B)s}(s, t_1) \times \varphi_{0-1/2;1-1/2}(s, t, t_1, t_2), \quad (IV-6)$$

$$F_{0-1/2;1-1/2}^{(\pi)c} = -\frac{1}{4\pi} \int d\Omega f_{0-1/2;0-1/2}^{\pi N}(s, t_2) R_{0-1/2;1-1/2}^{(\pi)s}(s, t_1) \times \varphi_{0-1/2;1-1/2}(s, t, t_1, t_2), \quad (IV-7)$$

となる。 $F_{0-1/2;1-1/2}^{(B)c}$ と $F_{0-1/2;1-1/2}^{(\pi)c}$ も同様な式となる。

前方附近では ($t \approx 0$), $\varphi_{0;ab}(s, t, t_1, t_2)$ は, 次の振舞いをする。

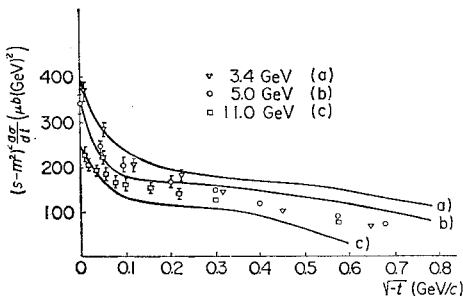
$$\varphi_{0-1/2;1-1/2}(s, t, t_1, t_2) \cong \left(\frac{t}{s}\right)^2, \quad (IV-8)$$

$$\varphi_{0-1/2;1-1/2}(s, t, t_1, t_2) \cong 1 + \frac{t}{2s} \cong 1. \quad (IV-9)$$

それ故, $F_{0-1/2;1-1/2}^{(B)c}$ は $F_{0-1/2;1-1/2}^{(\pi)c}$ に比べて, 前方附近を考察する時には無視することが出来る。

V 結果とまとめ

(IV) で与えた式から, 実験と比較される量をすべて計算してみた。即ち微分断面積²²⁾, Σ^+ , $\Sigma^{-24)}$ と π^-/π^+ 比²⁰⁾である。

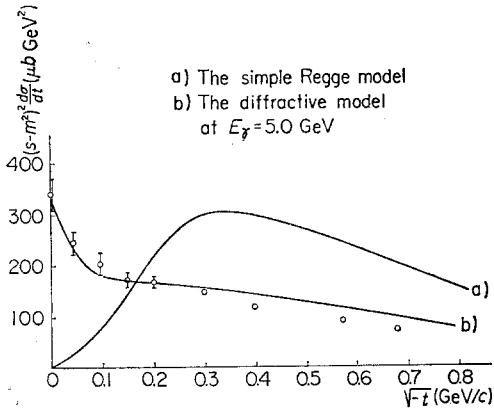


第 4 図 荷電 π 中間子の光生成の 3.4, 5.0 と 11.0 GeV での微分断面積曲線は計算値点は実験値

微分断面積は $\sqrt{s} = 3.4,$

5, と 11 GeV で計算し, その結果は第 4 図に書いている。前方附近の各エネルギーで, 結果はかなり良く実験と一致する。第 5 図では荷電中間子の光正成の微分断面積に対して, 我々の模型と単純な Regge 極模型

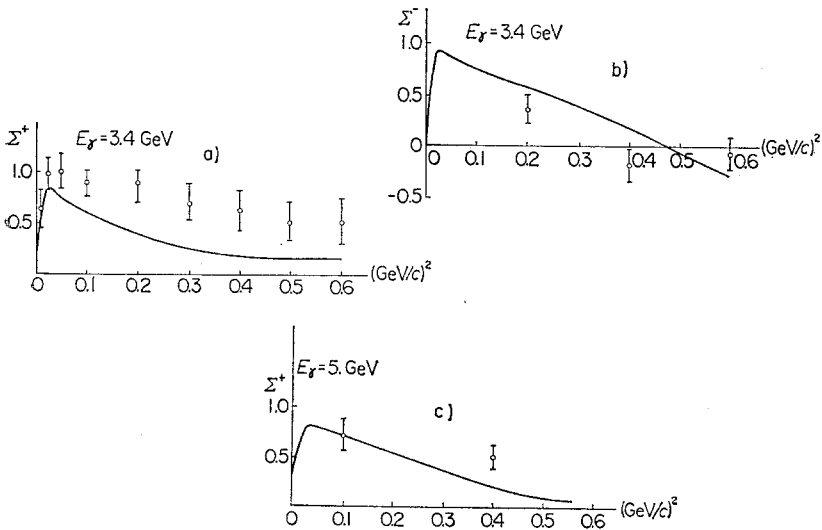
との違いを示した。 $t=0$ で回折矯正つきの項が消えないで, Regge 極項



第5図 我々の模型と単純な Regge 極模型の違い

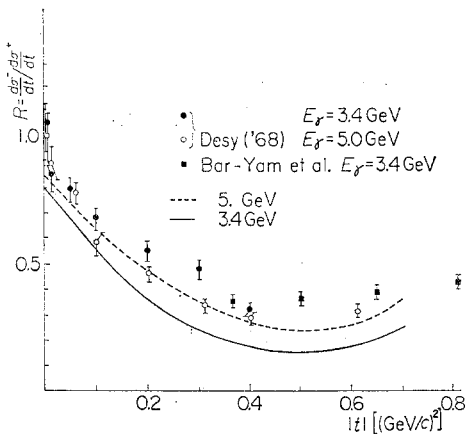
と逆の位相を持つことから前方のピークが出る。

第6図から、 Σ^+ と Σ^- も前方の近くで、かなり良く実験データと一致している。



第6図 Σ^+ と Σ^- の計算値と実験データ

a) 3.4GeVの Σ^+ , b) 3.4GeVの Σ^- c) 5.0GeVの Σ^+



第7図 3.4GeVと5.0GeVの比の π^-/π^+ 計算値と実験値

第7図の π^-/π^+ 比も実験値とかなり良く合っている。我々の模型では π^-/π^+ 比の1からのずれは、 π と B 中間子が逆の荷電共役数を持つため、 π^- と π^+ では異なる干渉項となり相違が生じる。我々の模型は特に前方附近の散乱の状態を研究するには適している。 $|t|$ が大きくなると、今迄が小さいとして無視した部分の影響が

大きくなるので、 W の計算は余り良い近似とはならなくなる。計算は $|t|$ が大きい所では、非常に複雑になる。この模型は前方附近の πN 弾性散乱、荷電交換散乱、 NN 荷電交換散乱とこの荷電 π 中間子の光生成で一応成功している。この模型が、かなり大きな t まで応用することが出来るかどうかは残されている問題である。

参考文献と注釈

- 1) S. C. Frautschi, Regge Poles and S-Matrix Theory (Benjamin, New York.)
- 2) 自然単位系即ち光速 $c=1$, プランク定数 $\hbar/2\pi=1$, を以後採用する。
- 3) T. Regge, Nuovo Cimento 18 (1960) 947
A. Bottino, A. M. Longoni and T. Regge Nuovo Cimento 23 (1962) 954
- 4) E は重心系での入射粒子のエネルギー、 θ は散乱角で2体散乱は E と $\cos\theta$ で完全に記述される。
- 5) G. F. Chew, S-Matrix Theory of Strong Interactions (Benjamin, New York, 1962)
- 6) S. Mandelstam, Physical Review 112 (1958) 1344.
- 7) G. F. Chew, S. C. Frautschi and S. Mandelstam, Physical Review 126 (1962) 1202.

- 8) S. C. Frautshi, M. Gell-Mann and F. Zachariasen, *Physical Review* 126 (1962) 2204.
- 9) H. Harari, *Phys. Rev. Lettrs* 20 (1968) 1395.
F. Gilman, H. Harari, and Y. Zarmi, *Ibid* 21, (1968) 323.
- 10) L. Bertocchi, *Proceedings of the Heiderberg Conference* (1967).
- 11) Ⅱを通じて, V. D. Barger and D. B. Cline, *Pheno-menological Theories of High Energy Scattering* (Benjamin) 参照.
- 12) T. T. Chou and C. N. Yang, *Physical Review* 170 (1968), 305.
- 13) 陽子, 中性子を同一粒子(核子)と考え, N で表わす。
- 14) C. B. Chiu and J. Finkelstein, *Nuovo Cimento* 57 (1968), 648.
- 15) K. Gottfried and J. D. Jackson, *Nuovo Cimento* 34 (1964), 735.
- 16) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel and H. Navelet, *Nuovo Cimento* 48A (1968), 1075.
- 17) M. Biyajima, S. Sakai and T. Watanabe, *Prog. Theor. Phys.* 42(1969) 282. 尚Ⅳの詳細は17)参照.
- 18) \mathbf{T} は $S_2 = \mathbf{T} - 1$ で定義される。
- 19) J. Ballam et al., *Phys. Rev. Letters* 21 (1968), 1544.
- 20) C. Geweniger et al., *Physics Letters* 28B (1968), 155.

$$\pi^-/\pi^+ \text{ 比は } \frac{\frac{d\sigma}{dt}(pn \rightarrow \pi^-p)}{\frac{d\sigma}{dt}(pn \rightarrow \pi^+n)} \text{ で定義される。}$$

- 21) J. P. Ader, M. Capdeuille and P. Salin, *Nucl. Phys.* B3 (1967), 407.
- 22) P. Heide et al., *DESY* 68/22.
- 23) Boyarski et al., *Phys. Rev. Letters* 20 (1968), 300.
- 24) Σ^+ は π^- の光生成に対して次の式で定義される。

$$\Sigma^+ = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\perp - (d\sigma/dt)_\parallel}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\perp + (d\sigma/dt)_\parallel}, \quad \Sigma^- \text{ は } \pi^- \text{ に対して同じ式で定義される。}$$

(筆者は本学講師・物理・数学)