



学位申請論文

川口隆雄

論文内容の要旨

報 告 番 号	甲 第 号	氏 名	川 口 隆 雄
論文調査担当者	主 査 町 田 茂 田 中 正 ・ 三 宅 弘 三		
(論 文 題 目) SU(4)対称性と深非弾性過程			
(論文内容の要旨) 高エネルギーの軽粒子(レプトン)と核子との散乱の実験は、一方のレプトンが内部構造を持たない相互作用のわかった点状粒子であるため、核子の構造さらに相互作用の性質を調べる上で重要な位置を占めている。 1960年代後半から加速器の進歩によって電子-核子非弾性散乱の実験が可能になり、蓄積されたデータはいくつかの重要な知見を生み出した。1969年 Bjorken によって提唱されたスケーリングは実験データによってその成立が確められ、最近その破れも明らかになったが、その後の理論の発展に大きな影響を与えている。その一つとして parton 模型があげられる。核子が多数の点状自由粒子(parton)から構成されていると考える Feynman の構想によってスケーリング現象を説明できることが			

Bjorken - Paschos により示され、その後 parton 模型は深非弾性散乱だけでなく広く高エネルギーのハドロン-ハドロン散乱にまで適用されている。

他方、スケーリングの現象は流れの積の光円錐上でのふるまいと密接に関連していることがわかり、parton 模型と比べてかなり抽象的な方法も発展した。これは深非弾性極限が座標空間では光円錐上に対応しているため、光円錐上での特定な形の特異性（自由 quark 場から導かれる特異性と一致）からスケーリングを説明しようというものである。この光円錐上での特異性に注目するという考え方は流れの積が現われる過程に適用でき、光円錐演算子展開の方法へと発展した。

初期のデータが示したスケーリングの特ちょうは以上のような重要な考え方を生み出したが、最近のさらに高エネルギーの実験は明らかに、その破れの存在をも示している。場の理論の進歩によって発見された漸近自由場は、parton の自由粒子的性質および光円錐上での自由 quark 的なふるまいを支持する一方スケーリングを破ることがわかっており興味ある性質を持っている。

申請者の主論文は、深非弾性散乱の現象と理論において重要な役割を果たす構造関数の間の関係式がどのような一般的な仮定と結びついているかを明らかにしたものである。

parton が強い相互作用の対称性をになり quark であると考え、quark - parton 模型、また、弱および電磁的流れの積が自由 quark 場の代数によって支配されると考える光円錐代数においては、種々の深非弾性構造関数の間に関係式をみちびくことができる。これらの関係式は運動量変数とはまったく独立に成立することが期待されるため、これらの関係式を

うるには quark - parton 模型および光円錐代数のなかで、どのような仮定が本質的なのかを明かにすることは重要である。

申請者は、抽出された一般的な仮定から逆に出発することにより、有効に構造関数の間の関係式をみらびくことができ、得られた関係式がスケーリングの破れの存在とは独立に成立することを明らかにし、その結果を、どのような実験をおこなえば、実験との直接の比較によって、弱および電磁的流れの形および強い相互作用の持つ対称性を、模型によらないで、知ることができるかを示している。

主論文

SU(4)対称性と深非弾性過程

理学研究科

物理学第二専攻

川口隆雄

Abstract

深非弾性散乱の *scaling* 現象を説明するために導入された *quark parton* 模型, 光円錐代数は, 種々の過程に対する核子の構造関数の間に関係式を導く。これらの関係式は本来 *scaling* の性質 (運動量変数の依存性) とは独立に得られるものであり, 最近の実験が示す *scaling* の破れを考えると, *quark parton* 模型, 光円錐代数の中で, どんな仮定が本質的な役割を持っているのか, 調べることは重要である。この様な模型から抽出された一般性のある仮定から出発すると, 種々の構造関数の間の関係式を, 有効に, 導くことができる。この事実を *charmed* 粒子を含む $SU(4)$ 対称性の場合について具体的に示し, 一般性のある仮定に基づく方法の重要性を強調する。この方法では, 仮定する内容 (*hadron* 状態の対称性, *t-channel non-exoticity*, *duality*) により様々な段階が考えられ, 各段階において興味ある多くの関係式を得る。そのいくつかの関係式は, すでに知られている $SU(2)$, $SU(3)$ の結果より強く制限されていることがわかる。最後に *quark parton* 模型, 光円錐代数と, この論文における一般的な方法との対応を議論し, 実際に, *quark parton* 模型, 光円錐代数は一般的な方法に含まれていることを示す。

目 次

I 章 序 論

II 章 非弾性構造関数と current-hadron 散乱振幅

§1 Lepton-核子 非弾性散乱と非弾性構造関数

§2 Current-hadron 散乱振幅

III 章 対称性に基く一般的方法

§1 拡張された荷電対称性

§2 t-channel 描像

(1) U 変換

(2) hadron vertex の対称性

§3 $SU(4)$ 対称性と duality

(1) $SU(4)$ 対称性のみによる関係式

(2) 2-成分 duality

§4 Symmetry scheme

IV 章 深非弾性過程の模型と symmetry scheme

§1 光円錐代数

§2 Quark parton 模型

V 章 ま と め

謝 辞

Appendix A

[A1] 不変振幅に対する positivity 条件

[A2] non-diffractive 成分に対する duality solution

[A3] 16-plet scheme における関係式

Appendix B

$SU(4)$ 対称 quark parton 模型における分布関数の positivity 条件

Appendix C

$SU(n)$ 対称性における meson $\otimes$ meson, baryon $\otimes$ meson, baryon $\otimes$ antibaryon に現われる表現

参考文献

第I章 序論

高エネルギー lepton-核子散乱の実験は、probeとしての leptonが内部構造を持たない相互作用のわかった点状粒子であるため、核子の構造さらに強い相互作用の性質を調べる上で重要な位置を占めている。

1960年代後半から加速器の進歩によって電子-核子非弾性散乱の実験が可能になり、蓄積された data はいくつかの重要な“物理”を生み出した。¹⁾ 1969年 Bjorken によって提唱された scaling は、実験 data²⁾ によってその成立が確かめられ、深非弾性過程におけるその後の理論の発展に重大な影響を与えている。その一つとして parton 模型があげられよう。核子が多数の点状自由粒子 (parton) から構成されていると考える Feynman の構想³⁾ によって scaling 現象を説明できることが、Bjorken-Paschos により示され、その後 parton 模型の定式化には多くの努力が費されることになった。⁴⁾ parton 模型は非常に具体的、且つ simple である⁵⁾ ため、その適用範囲は深非弾性散乱だけでなく広く高エネルギー hadron-hadron 散乱にまで及んでいる。

他方、scaling の現象は current-current 積の光円錐上でのふるまいと密接に関連していることがわかり、⁶⁾ parton 模型と比べてかなり抽象的な方法も発展した。これは深非弾性極限が座標空間では光円錐上 ($x^2=0$) に対応しているため、光円錐上での特定な形の特異性 (自由 quark 場から導かれる特異性と一致) から scaling を説明しようというものである。

7) この光円錐上での特異性に注目するという考え方は current-current の積が現われる過程に適用できる。^{8,9)} また、この考え方は光円錐演算子展開の方法へと発展していく。^{9,10)}

2) 初期の data が示した scaling の特徴は以上述べてきた様に重要な考え方を生み出す原動力になってきた。しかしながら、最近のさらに高エネルギー eN , μN の実験 data は明らかに scaling の破れを示している。¹¹⁾ この事実をどうとらえたら良いのか? 場の理論の進歩によって発見された Asymptotic freedom¹²⁾ は parton の自由粒子的性質、また光円錐での自由 quark 的なふるまいを支持する一方 scaling を破ることがわかっており興味深い。^{*} scaling の破れをどうとらえるかは、深非弾性過程における重要な課題の一つである。

この論文では scaling の破れについては述べてない。むしろ光円錐、parton 模型に立ち帰る。scaling の破れが存在しても、これらの模型の成否を考えると、全く捨てることはできない。特に parton が強い相互作用の対称性を荷う quark である^{14,15)} と考える quark parton 模型又弱及び電磁 current の積が自由 quark 場の代数によって支配されると考える光円錐代数^{7,16,17,18)} においては種々の深非弾性構造関数の間に関係式を導くことができる。これらの関係式は運動量変数とは全く独立に成立す

*) 他に scaling を破る可能性として紫外固定点を持つ様な便宜的な場の理論、また Muta 氏の指摘した場合がある (Ref. 13)。

ることが期待されるため、これらの関係式を得るには ¹⁹⁾ quark parton 模型
光円錐代数の中で、どのような仮定が本質的なのかを明らかにすることは
重要である。抽出された一般的な仮定から逆に出発することにより、有効
に構造関数の間関係式を導くことができ、得られた関係式が scaling
の破れの存在とは独立に成立することがわかるだけでなく、その結果
を実験と比較することによって弱及び電磁 current の形、また強い相互作用
の持つ対称性を、模型に依らないで、直接 check することを可能にする。

1974年の ψ 粒子の発見²⁰⁾により、p, n, π に次ぐ新しい量子数(charm)を、
持つ第4番目の quark, c, の存在が強く示唆され、さらに最近の charmed
粒子(D中間子)の発見により²¹⁾ c-quark の存在は確定的になった。strangeness
の発見が契機となった SU(3) 対称性の成巧を考えると、charm 量子数の
存在からは強い相互作用の SU(4) 対称性^{22~25)} が非常に強く示唆される。
もちろん charmed 粒子の質量はかなり重い(数 GeV)ため、対称性の破
れが重要になることは十分予想される。しかしながら深非弾性過程で
は、記述する運動量変数が十分大きい極限(深非弾性極限)を考察するた
め、質量による対称性の破れの影響は少ないと考えられる。従って
SU(4) 対称性によって得られる構造関数の間関係式は興味深い。

この論文では SU(4) 対称性の場合について、上述の観点か
ら、quark parton 模型、光円錐代数を含む一般的な仮定より種々の
構造関数の間関係式を導き、また実際に一般的な仮定に基づく方法

が quark parton 模型、光円錐代数を含むことを示す。

電磁 及び 弱 current は $SU(4)$ current で表わされると考える。これは、弱 current の vector ($\Delta S=0$) 部分が isospin current であること (CVC 仮説)、さらに $SU(3)$ current への拡張が成巧をおさめていることから、電磁 及び 弱 current が $SU(4)$ の変換性を持つ current であると考えことは自然であろう。この論文では current は hadron 状態に比べて、 $SU(4)$ 対称性がより良く成立していると考えて考察していこう。特に、charmed 粒子の質量が無視できる高エネルギー領域において current の $SU(4)$ 対称性を期待する。この論文を通して、電磁 及び 弱 current は、²⁶⁾

$$J^{\text{em}} = V^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}V^8 - \frac{\sqrt{2}}{3}V^{15} + \frac{\sqrt{2}}{3}V^0, \quad (1-a)$$

$$J_W^+ = (V-A)^{1+i2} \cos\theta + (V-A)^{4+i5} \sin\theta \\ - (V-A)^{11-i12} \sin\theta + (V-A)^{13-i14} \cos\theta, \quad (1-b)$$

$$J_W^- = (J_W^+)^{\dagger}, \quad (1-c)$$

の形を持つという前提の下に考察する。ここで $V^a (A^a)$ ($a=1, \dots, 15$) は $SU(4)$ の adjoint 表現として変換する vector (axial) current であり、 V^0 は $SU(4)$ singlet として変換する vector current である。 V^a ($a=0, 1, \dots, 15$) で 16-plet を形成する。またこの論文を通じて vector-vector と axial-axial からの寄与は等しいと仮定する。これは弱過程と電磁過程の構造関数の関係式を得るときにのみ必要である。

この論文は次の様に構成されている：

II章では lepton-hadron 非弾性散乱の断面積と、この論文で考察される構造関数を与える。さらに対称性の考察が具体的になされる current-hadron 散乱振幅と構造関数との間の一次関係を示す。この一次関係は種々の current-hadron 散乱振幅の間に導かれた関係式を構造関数の間の関係式に結びつける重要な式である。

III章では current-hadron 散乱振幅に付加する一般性のある仮定 (hadron 状態の対称性, t-channel non-exoticity, duality) に基づき、模型に依らない方法で、種々の構造関数の間の関係式を導く。最初に弱 current の特別な変換性に注目して、非常に一般的に得られる関係式を議論する。次に t-channel non-exoticity の仮定に基づく方法を示し、続いて $SU(4)$ 対称性と 2-成分 duality から多くの関係式が得られることを示す。最後に、これらの方法全体を統一的に整理して、各段階での結果が比較される。

IV章では深非弾性散乱における模型 (quark parton 模型, 光円錐代数) について、その代数的構造が議論され、抽出される。各模型が III章の scheme に位置づけられ、一般的な方法によっておきかえられることを示す。

Appendix A では $SU(4)$ 不変振幅の, positivity 条件, duality solution, BW 16-plet scheme により従う関係式を与える。

Appendix B では $SU(4)$ 対称 quark parton 模型の quark 分布

関数に対する positivity 条件を与える。

Appendix C において、 $SU(m)$ 対称性の場合の meson, baryon 等の積に現われる $SU(m)$ 規約表現を与える。

なお、筆者の既発表論文での寄与は第三章の §1 拡張された荷電対称性²⁷⁾、§2 (i) U 変換²⁷⁾、 BW 、§3 2-成分 duality²⁸⁾ と第四章 §2 quark parton 模型²⁸⁾、である。また、この論文での固有の寄与は序論で強調した観点から Symmetry scheme を統一的にまとめたことである。本文で誰の寄与であるのか、明瞭さを欠いてしまったことをお許し願いたい。

第II章 非弾性構造関数と current-hadron 散乱振幅

§1 Lepton-核子非弾性散乱と非弾性構造関数

lepton-核子の非弾性散乱は図1の様に示され、その断面積は次の式で与えられる:

$$k'_0 \frac{d\sigma^e}{d^3k'} = \frac{2m\alpha^2}{(p \cdot k)} \left(\frac{1}{g^2} \right)^2 L_e^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^e \quad (2-a)$$

$$k'_0 \frac{d\sigma^\pm}{d^3k'} = \frac{G^2 m}{(2\pi)^2 (p \cdot k)} L_\pm^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^\pm \quad (2-b)$$

ここで e は電子, $+$ ($-$) は neutrino (antineutrino) 過程を表わす。 p は標的核子の4次元運動量, k (k') は入射 (散乱) lepton の4次元運動量であり $q_\mu \equiv (k - k')_\mu$ である。 また m は核子の質量, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ として G は弱結合定数である。 $L^{\mu\nu}$ は lepton 側の因子で

$$L_e^{\mu\nu} = k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu + (g^2/2) g^{\mu\nu}, \quad (3-a)$$

$$L_\pm^{\mu\nu} = k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu + (g^2/2) g^{\mu\nu} \pm i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_\rho k'_\sigma, \quad (3-b)$$

hadron 側については

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{e,\pm}(p,q) &= \frac{1}{2\pi} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p - p' - q) \langle N(p) | J_\mu^{e,\mp}(0) | X(q) \rangle \langle X(q) | J_\nu^{e,\pm}(0) | N(p) \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int dx e^{iqx} \langle N(p) | J_\mu^{e,\mp}(x) J_\nu^{e,\pm}(0) | N(p) \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

である。但し核子の spin については平均されているものとする。

$W_{\mu\nu}$ は一般的に

$$W_{\mu\nu}^e = (-g_{\mu\nu} + \frac{\partial_\mu \partial_\nu}{q^2}) W_1(\nu, q^2) + \frac{1}{m^2} (p_\mu - \frac{p_\mu q^2}{q^2}) (p_\nu - \frac{p_\nu q^2}{q^2}) W_2(\nu, q^2), \quad (5-a)$$

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^\pm = & -g_{\mu\nu} W_1^\pm(\nu, q^2) + \frac{1}{m^2} p_\mu p_\nu W_2^\pm(\nu, q^2) - \frac{i}{2m^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma W_3^\pm(\nu, q^2) \\ & + \frac{1}{m^2} q_\mu q_\nu W_4^\pm(\nu, q^2) + \frac{1}{2m^2} (p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) W_5^\pm(\nu, q^2) \\ & + \frac{i}{2m^2} (p_\mu q_\nu - p_\nu q_\mu) W_6^\pm(\nu, q^2), \end{aligned} \quad (5-b)$$

*) と表わすことができる。ここで $\nu \equiv \frac{p \cdot q}{m}$ である。 $W_i^{e,\pm}(\nu, q^2)$ は構造関数と呼ばれ非弾性散乱を記述する重要な量である。この構造関数によって断面積(式2)は次の様に書ける(実験室系)、

$$\frac{d\sigma^e}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[2 \tan^2 \frac{\theta}{2} W_1^e + W_2^e \right] \quad (6-a)$$

$$\frac{d\sigma^\pm}{d\Omega dE'} = \frac{G^2}{2\pi^2} E'^2 \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1^\pm + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2^\pm \mp \frac{E+E'}{m} \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3^\pm \right]. \quad (6-b)$$

**) 但し $m_\pm \ll m$ としている。ここで θ は実験室系での lepton の散乱角であり、 $E=p_0$ ($E'=p'_0$) は入射(散乱) lepton の energy である。散乱された lepton の角分布と energy 分布を測定することにより、この式から構造関数 W_i

*) Lorentz 共変性の他に電磁相互作用では P, T 不変性及び current 保存が成立する。弱相互作用で T 不変性があれば $W_6=0$ となる。

**) lepton の質量を無視すると $L^\mu q_\mu = 0$ となり W_4, W_5, W_6 は断面積には寄与しない。

を知ることができる。

深非弾性極限($\nu, q^2 \rightarrow \infty, \nu/q^2$; 固定)における scaling 現象を記述する便利な関数は

$$F_1^{e,\pm}(x, q^2) = 2m W_1^{e,\pm}(\nu, q^2) \quad (7-a)$$

$$F_2^{e,\pm}(x, q^2) = \nu W_2^{e,\pm}(\nu, q^2) \quad (7-b)$$

$$F_3^{\pm}(x, q^2) = \nu W_3^{\pm}(\nu, q^2) \quad (7-c)$$

でありこれも構造関数と呼ばれる。^{*} ここで $x = \frac{-q^2}{2m\nu}$ である。

Ⅲ章以下の考察ではこの $F_i(x, q^2)$ について 種々の過程の間との関係式を調べる。

さらに詳しい kinematics は Ref. 29 を参照していただきたい。

§2 current-hadron 散乱振幅

前節で与えられた $W_{\mu\nu}^{e,\pm}(p, q)$ は、current を質量 $\sqrt{s}$ の仮想的な vector (axial-vector) 粒子と考えることにより、hadron による current 吸収全断面積^{**}と考えることもできる(図 2)。 helicity λ の current については

*) scaling が成立しているときは $F_i(x, q^2) \rightarrow F_i(x)$ となる。

**) 電磁 current (仮想光子) において, on shell ($q^2=0$) のときには現実の光子吸収全断面積になる。

$$\sigma_\lambda = \frac{\pi}{\sqrt{\nu^2 - q^2}} \varepsilon_\lambda^{*\mu} \varepsilon_\lambda^\nu W_{\mu\nu}(\nu, q) \quad (8)$$

*)³⁰⁾

と与えられる。ここで $\varepsilon_\lambda^\mu(q)$ は仮想粒子の polarization vector であり current の運動量を $q_\mu = (q_0, 0, 0, q_3)$ とすると

$$\varepsilon_{R\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, -i, 0) \quad (9-a)$$

$$\varepsilon_{L\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0) \quad (9-b)$$

$$\varepsilon_{S\mu} = \frac{1}{\sqrt{q^2}}(q_3, 0, 0, q_0) \quad (9-c)$$

である。^{**)}

吸収全断面積を $W_i^{e,\pm}$ で表わすと

$$\sigma_R^e = \sigma_L^e = \frac{\pi}{\sqrt{\nu^2 - q^2}} W_1^e(\nu, q^2) \quad (10-a)$$

$$\sigma_R^\pm = \frac{\pi}{\sqrt{\nu^2 - q^2}} \left[W_1^\pm(\nu, q^2) + \frac{\sqrt{\nu^2 - q^2}}{2m} W_3^\pm(\nu, q^2) \right] \quad (10-b)$$

$$\sigma_L^\pm = \frac{\pi}{\sqrt{\nu^2 - q^2}} \left[W_1^\pm(\nu, q^2) - \frac{\sqrt{\nu^2 - q^2}}{2m} W_3^\pm(\nu, q^2) \right] \quad (10-c)$$

$$\sigma_S^{e,\pm} = \frac{\pi}{\sqrt{\nu^2 - q^2}} \left[-W_1^{e,\pm}(\nu, q^2) + \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) W_2^{e,\pm}(\nu, q^2) \right] \quad (10-d)$$

$$\sigma_T^{e,\pm} \equiv (\sigma_R^{e,\pm} + \sigma_L^{e,\pm})/2 = \frac{\pi}{\sqrt{\nu^2 - q^2}} W_1^{e,\pm}(\nu, q^2) \quad (10-e)$$

となる。

³⁰⁾

*) Hand が定義した σ_λ と一致させるためには $\sqrt{\nu^2 - q^2}$ を $\nu + \frac{q^2}{2m}$ で置きかえる。また弱及び電磁過程の統一性のために結合定数 e^2 , $\frac{G}{\sqrt{2}}$ はぬいた。

**) $\varepsilon_S^{*\mu} \varepsilon_{S\mu} = -\varepsilon_R^{*\mu} \varepsilon_{R\mu} = -\varepsilon_L^{*\mu} \varepsilon_{L\mu} = 1$, $\varepsilon_{S,R,L}^{*\mu} q_\mu = 0$

光学定理により, 式(10)は current-hadron 前方散乱振幅の虚部と構造関数 W_2 との間の一次関係と解釈することができる. 従って, 種々の current-hadron 散乱過程の間の関係式と対応する過程の構造関数の間の関係式とはこの意味において同等であり, 第三章以下の議論では両者を全く同一に扱う.

断面積の positivity から構造関数には

$$(\frac{1}{\nu} + \frac{1}{x}) F_2(x, q^2) \geq F_1(x, q^2) \geq 0 \quad (11-a)$$

$$F_1(x, q^2) \pm \sqrt{1+2mx/\nu} F_3(x, q^2) \geq 0 \quad (11-b)$$

の条件がつく(式(7)を使った). 深非弾性極限では

$$\frac{1}{x} F_2 \geq F_1 \geq 0 \quad (11-c)$$

$$F_1 \pm F_3 \geq 0 \quad (11-d)$$

となる.

第三章 対称性に基く一般的方法

この章では序論で強調された観点から、模型によらない一般的方法で種々の過程の構造関数の間の関係式を導く。quark parton 模型, 光円錐代数で得られる結果(IV章参照)が、一般性のある少数の仮定によってすでに得られてしまうという事実は驚くべき事である。

対称性に基く方法には付加する便宜的な仮定(hadronの状態の対称性, t-channel non-exoticity, duality)によって様々な段階が考えられる。最初に弱currentがSU(4)の特定の変換について簡単な性質を持っていることに注目し、物理的に興味深い関係式を求める。hadron状態については単にその変換についての性質を仮定するのみであり、対称性全体は仮定しないため、得られる結果は極めて一般的である。次に t-channel non-exoticity の仮定からさらに多くの関係式が得られることも示す。この段階では hadron状態の満す様々な対称性について詳細に議論可能であることが特徴である。またIV章で明らかにされるが、quark parton模型, 光円錐代数はこの段階に対応している。続いて current だけでなく hadron状態も SU(4)対称性が良いという立場から current-hadron散乱振幅に対して SU(4)対称性を考える。このSU(4)対称性のみのおいてもいくつかの関係式がすでに得られるが、さらに2成分 duality が成立している場合には強く制限された関係式が得られる。この段階は valence-sea quark parton模型

に対応している(IV章参照)。最後に、これらの各段階を統一的に整理して主な結果を比較する。またSU(3) currentの場合^(16,31)(charm数居値以下)とも比較する。

§1 拡張された荷電対称性

最初に charmed 粒子の数居値以下で考えよう。弱current $j_w^\pm$ (Cabibbo current)³²⁾ は荷電対称変換($T=e^{i\pi T_2}$)によって

$$T j_w^\pm T^\dagger = -j_w^\mp \quad (12)$$

となる(荷電対称条件)。但し Cabibbo 角は小さい($\sin^2\theta \sim 0.05$)ので無視した。hadron 状態 $\bar{h}$ が T によって $\bar{h}$ に変換されるとすると($\bar{h}$, $\bar{h}$ は isospin mirror state と呼ばれる。^{*})、式(12)より弱過程の構造関数に対してすぐに次の関係式が得られる、^{**) , 19)}

$$F_i^{\nu \bar{h}} = F_i^{\bar{\nu} \bar{h}} \quad (i=1,2,3) \quad . \quad (13) \quad ^{***)}$$

($\bar{h}, \bar{h}$)として(p, n)をとれば quark parton 模型, 光円錐代数で得られた荷電対称の関係式である。^{14, 15, 16)}

*) 例えば(π^+, π^-), (K^+, K^0), (p, n), (Σ^+, Σ^-), (Ξ^+, Ξ^0)である。

**) currentの形から、模型とは独立に得られてしまうことを注意する。

***) 具体的な過程を表わすときには入射粒子と標的粒子で示す。例えば
 $(\nu \bar{h}) \Rightarrow (\nu + \bar{h} \rightarrow \mu^- + X)$ である。

次に charmed 粒子の数値値以上を考えよう。弱 current は GIM (式(1))
 であり、²⁶⁾ もはや荷電対称条件 (式(2)) は成立しない。GIM current の charm 量
 子数を変化させる部分が式(2)を破るため、荷電対称の関係式(13)の破れに
 よって charmed 粒子の存在がわかると指摘されていた。³³⁾ しかしながら GIM
 current は荷電対称変換ではなく、“拡張された荷電対称変換”に対して
 簡単な性質を持っており、charmed 粒子が生成されても見かけ上 $F_i^{VP} = F_i^{VH}$,
 $F_i^{VP} = F_i^{VH}$ ($i=1,2,3$) は成立する。³⁴⁾ 以下にそれを示そう。

変換 U を考える,

$$U = e^{i\pi(I_2 + K_2)} \quad (14)$$

ここで K は λ, C -quark を doublet にする、isospin と同型の unitary spin を
 表わす。 K -spin 対称性は isospin 対称性に比べると良い対称性ではないと
 考えられるが、 λ, C -quark の質量差が無視できる高エネルギー領域におい
 て K -spin 対称性、特に U 対称性が成立することを期待する。

この変換 U によって GIM current は,

$$U J_W^\pm U^{-1} = -J_W^\mp \quad (15)$$

となり (拡張された荷電対称条件)、ただちに

$$F_i^{VH} = F_i^{VH} \quad (i=1,2,3) \quad (16)$$

ここで $H, \bar{H}$ は変換 U による mirror state であり表 1 に例を示す。isospin
 mirror state とは一般的に異なっていることを注意しておこう。これは quark の
 言葉で表現すると U は p, n -quark の入れかえだけでなく、同時に λ, C -quark
 を入れかえるためである。

ところが mirror state (p, n) については s, c -quark がいないため両方の変換について共通である。従って charmed 粒子の数値値以上でも

$$F_c^{\nu p} = F_c^{\bar{\nu} n}, \quad F_c^{\bar{\nu} p} = F_c^{\nu n} \quad (17)$$

が成立する, 即ち見かけ上荷電対称性が良い様に見える。拡張された荷電対称性は Cabibbo 角を無視しなくても成立することを注意しておこう。GIM current の charm 量子数を変化させる部分は関係式 (17) を破るのでなく、むしろ回復させるのである。

弱 current の特別な変換性 (式 15) は final hadron 系が完全に観測される exclusive 反応、また final hadron 系が部分的に観測される semi-inclusive 過程にも適用できる (図 3)。この場合観測された hadron を crossing することにより複合標的 ($H, \bar{H}_f$) について U 変換を考える。

$$\sigma_T(\nu H \rightarrow \mu^+ H_f X) = \sigma_T(\bar{\nu} \bar{H} \rightarrow \mu^- \bar{H}_f X), \quad (18)$$

ここで σ_T は transvers cross section (註 10-c と同様) を表わし、 $H, \bar{H}$ は標的 hadron (U 変換の mirror pair), $H_f, \bar{H}_f$ は観測された hadron (U 変換の mirror pair) を示す。 X は exclusive 過程のときは真空であり、semi-inclusive 過程では観測されない hadron 系を表わす。 U 変換による mirror pair (表 1) を式 (18) に代入すると多くの関係式が得られる。興味ある一例をあげると

$$\sigma_T(\nu N \rightarrow \mu^+ C_1^{++} + \dots) = \sigma_T(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^- \Sigma^- + \dots) \quad (19)$$

*) 詳しくは Ref. 19) を参照。

であり、high energy neutrino 実験における charmed baryon^{*)} の生成断面積を与えている。ここで N は isoscalar target^{**)} を表わす。

この節で得られた関係式は、a) current の形 (式1) と、b) hadron 状態が ψ 変換により mirror state に移る、という仮定のみに基づいていることを強調しておこう。模型に全く依らないで、しかも非常に少ない仮定から、物理的に興味ある重要な関係式が得られたのである。将来の実験でこれらの関係式が精密に test されることにより、弱 B ψ 電磁 current の SU(4) 変換性 又 強い相互作用の満す対称性、特に ψ 対称性について非常に厳しい check が可能である。

§2 t-channel 描像

前節において一般性のある仮定から、十分意味のある関係式が得られる事を示した。この idea をさらに進めよう。^{19, 27)}

current-hadron 散乱に対して次の事を仮定する：

- a) t-channel には exotic 量子数は交換されない (この channel に交換される SU(4) 規約表現のうち 1, 15-次元表現を

*) C_1^{++} は (cpp)-quark で構成されている。charmed 粒子の名前は Gaillard et al. (Ref. 22) に従った。

**) 陽子と中性子が同数である核を意味する。

non-exotic とする^{*)})

b) 外部 current と t -channel 交換子との結合は $SU(4)$ に従い、且 $\rightarrow$ 16-plet scheme である (即ち $d^{0ab} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{ab}$)。

c) vector-vector と axial-axial からの寄与は等しい。

これらの仮定は quark parton 模型, 光円錐代数の様な広い範囲の模型で満たされており、特別な仮定ではないことを強調しておこう (IV 章参照)。また c) の仮定は弱過程と電磁過程の構造関数の間の関係を与える (両者の相対的な大きさが決まる。)

構造関数 (current-hadron 散乱振幅) は次の様に書ける (図 4):

$$(F_i)_{\alpha\beta}^{ab} = i f^{abc} F_{\alpha\beta}^c + d^{abc} D_{\alpha\beta}^c, \quad (a, b, c = 0, 1, \dots, 15). \quad (20)$$

ここで a, b は current, α, β は hadron を指定する。 f^{abc} , d^{abc} は $SU(4)$ の構造定数であり、 $F_{\alpha\beta}^c$, $D_{\alpha\beta}^c$ は hadron 側の vertex を表わす (代数構造について)。

式(20)は

$$(F_i)_{\alpha\beta}^{ab} = \sum_{\pm} (\mp i f^{abc} + d^{abc}) G_{\pm, \alpha\beta}^c \quad (21)$$

と表わすこともできる。ここで

$$G_{\pm, \alpha\beta}^c = \frac{1}{2} (\mp F_{\alpha\beta}^c + D_{\alpha\beta}^c) \quad (22)$$

である。この $G_{\pm, \alpha\beta}^c$ は Positivity 条件を考察するときに都合が良い。任意の標的、及び任意の current に対しても断面積が positive であることより

*) この論文を通して、non-exotic 表現は quark-antiquark (又は quark 3 体) の積に現われる表現を意味する。($q\bar{q}$ は meson, qqq は baryon に対応する)

構造関数に対しては(式(11-a)参照)

$$C_{\alpha}^{*a} (F_i)_{\alpha\beta}^{ab} C_{\beta}^b \geq 0 \quad (i=1,2) \quad (23)$$

が従う。ここで C_{α}^a は任意の複素 vector である。式(21)を代入すると

$$\Phi^{\pm} \equiv \frac{1}{2} \sum_c \pi^c G_{\pm, \alpha\beta}^c \quad (24)$$

が positive matrix (固有値が positive) であることが要求される。^{*}

hadron 状態の満す対称性を考えよう: d) 特定の变换 (U 変換) を仮定、d') SU(4) の部分群である SU(2), SU(3) または SU(4) 対称性、が考えられる。quark-parton 模型, 光円錐代数は 仮定 a)~c), d') に対応する(IV章)。

(1) U 変換³⁶⁾

ここでは hadron 側の vertex に対して U 変換を考える。式(20)を電磁及び弱 current について具体的に書くと

$$(F_1^{\gamma})_{\alpha\beta} = \frac{10\sqrt{2}}{9} D_{\alpha\beta}^0 + \frac{2}{3} D_{\alpha\beta}^3 - \frac{2}{3} D_{\alpha\beta}^A \quad (25-a)$$

$$(F_1^V)_{\alpha\beta} = 4(\sqrt{2} D_{\alpha\beta}^0 - F_{\alpha\beta}^3 + F_{\alpha\beta}^A) \quad (25-b)$$

$$(F_1^{\bar{V}})_{\alpha\beta} = 4(\sqrt{2} D_{\alpha\beta}^0 + F_{\alpha\beta}^3 - F_{\alpha\beta}^A) \quad (25-c)$$

ここで A 成分は $F_{\alpha\beta}^A \equiv -\frac{1}{\sqrt{3}} F_{\alpha\beta}^8 + \sqrt{\frac{2}{3}} F_{\alpha\beta}^{15}$ であり, $D_{\alpha\beta}^A$ についても同様である。弱過程の構造関数が Cabibbo 角 θ に依らないことを注意しておこう。

^{*} matrix $(\Phi^{\pm})_{\delta}^{\gamma}$ は、+ のとき $\gamma=(i,\alpha)$, $\delta=(j,\beta)$ であり、- のときは $\gamma=(i,\beta)$, $\delta=(j,\alpha)$ である。但し (i,j) は λ matrix の足である。

U 変換によって, $3, \bar{3}$ の A 成分の符号が^{*}変わり, singlet は符号を変えない。
 それ故, $\alpha = \beta = H$ または $\bar{H}$ (U 変換による mirror pair) とおき positivity
 条件(式24)を使うと

$$\frac{1}{4} \leq F_1^{\alpha H} / F_1^{\alpha \bar{H}} \leq 4 \quad (26-a)$$

$$F_1^{\alpha H} + F_1^{\alpha \bar{H}} = \frac{5}{18} (F_1^{\alpha H} + F_1^{\alpha \bar{H}}) \quad (26-b)$$

が得られる。式(26-a)は形式的には $SU(2)$ で得られた結果と同じで¹⁹⁾
 あるが, H と $\bar{H}$ は isospin mirror state ではなく, U 変換による mirror
 state (表1) であることに注意してほしい。また式(26-b)は, よく知られ
 た $SU(3)$ の対応する関係式が不等式であるのに対して等式³⁷⁾ になっている。
 これは $SU(4)$ が $SU(3)$ よりも強い関係式を与えることを示す良い例で
 ある。この等式(26-b)は $(H, \bar{H}) = (p, n)$ とするとき, 実験 data によって
 良く成り立っている。^{**), 38)} charmed 粒子の数値より十分 energy が高くなる
 と ($SU(3) \rightarrow SU(4)$) 等式(26-b)は, より良く成立することが期待される。

関係式(26-a, b)は, この章の §1 で行なった様に exclusive, semi-
 inclusive 過程に容易に拡張できる,

^{*}) 15次元表現の A -成分は次の様に定義されている,

$$\lambda^A \equiv -\lambda^8/\sqrt{3} + \sqrt{3}\lambda^{15}.$$

^{**}) Ref.(38) より高い energy においても比例関係は成立している。

(Ref.(39) を見よ。)

$$\frac{1}{4} \leq \frac{\sigma_T(\gamma H \rightarrow H_f X)}{\sigma_T(\gamma H \rightarrow \hat{H}_f X)} \leq 4 \quad (27-a)$$

$$\begin{aligned} & \sigma_T(\gamma H \rightarrow H_f X) + \sigma_T(\gamma \hat{H} \rightarrow \hat{H}_f X) \\ &= \frac{5}{18} [\sigma_T(\nu H \rightarrow \mu H_f X) + \sigma_T(\nu \hat{H} \rightarrow \mu \hat{H}_f X)] \end{aligned} \quad (27-b)$$

notation は III 章 §1 に従う。表 1 を使うと、実験と比較できる多くの関係式を得ることができる。

(2) hadron vertex の対称性

hadron 側の vertex に (代数学構造についての vertex であり、実際に t-channel に粒子が交換されるわけではない (図 4)), $SU(4)$ の部分群である $SU(2)$, $SU(3)$, $SU(4)$ を仮定しよう。 $G_{\pm, \alpha\beta}^c (F_{\alpha\beta}^c, D_{\alpha\beta}^c)$ はその部分群の不変振幅で表わすことができ、種々の hadron (α, β) B 及び t-channel 量子数 (c) の間に関係が得られる。またこの $G_{\pm, \alpha\beta}^c$ について positivity 条件 (式 24) を要請すると独立な不変振幅の間にいくつかの不等式を得ることができる。^{*} $SU(2)$, $SU(3)$ の場合について具体的に示そう。

i) $SU(2)$

$$G_{\pm, pp}^3 = -G_{\pm, nn}^3 \equiv a_{\pm}$$

$$G_{\pm, pp}^8 = G_{\pm, nn}^8 \equiv \sqrt{3} b_{\pm}$$

^{*} Ref. 16, 18) は光円錐代数に基づいて得られたものであるが、IV 章の §1 で明らかになる様に、全く同じ不等式を得る。

$$G_{\pm,pp}^{15} = G_{\pm,nm}^{15} \equiv \sqrt{6} C_{\pm}$$

$$G_{\pm,pp}^0 = G_{\pm,nm}^0 \equiv \sqrt{2} d_{\pm} \quad (A)$$

ここで $a_{\pm}, b_{\pm}, \dots, d_{\pm}$ は独立な parameter である。positivity 条件から

$$U_{\pm} \equiv \mp a_{\pm} + b_{\pm} + C_{\pm} + d_{\pm} \geq 0$$

$$V_{\pm} \equiv \pm 3a_{\pm} + b_{\pm} + C_{\pm} + d_{\pm} \geq 0$$

$$W_{\pm} \equiv -2b_{\pm} + C_{\pm} + d_{\pm} \geq 0$$

$$Y_{\pm} \equiv -3C_{\pm} + d_{\pm} \geq 0 \quad (B)$$

ii) SU(3)

$$G_{\pm,\alpha\beta}^c = i f_{\alpha\beta\gamma} A_{\pm} + d_{\alpha\beta\gamma} B_{\pm}, (\alpha, \beta, \gamma = 1, \dots, 8)$$

となり、特に

$$G_{\pm,pp}^3 = -G_{\pm,nm}^3 = A_{\pm} + B_{\pm}$$

$$G_{\pm,pp}^8 = G_{\pm,nm}^8 = \sqrt{3} (A_{\pm} - \frac{1}{3} B_{\pm})$$

$$G_{\pm,pp}^{15} = G_{\pm,nm}^{15} = 2\sqrt{\frac{2}{3}} C_{\pm}$$

$$G_{\pm,pp}^0 = G_{\pm,nm}^0 = \frac{2\sqrt{2}}{3} D_{\pm} \quad (C)$$

である。ここで $A_{\pm}, \dots, D_{\pm}$ は独立な parameter である。Positivity 条件より

$$U_{\pm} \equiv \mp 3A_{\pm} + B_{\pm} + C_{\pm} + D_{\pm} \geq 0$$

$$V_{\pm} \equiv \pm 3A_{\pm} - 5B_{\pm} + C_{\pm} + D_{\pm} \geq 0$$

$$W_{\pm} \equiv \pm 9A_{\pm} + 5B_{\pm} + C_{\pm} + D_{\pm} \geq 0$$

$$Y_{\pm} \equiv -3C_{\pm} + D_{\pm} \geq 0 \quad (D)$$

である。

得られた主な結果は表(3-4)^{*)}に示される。各場合における結果の議論は次の節でまとめてする。重要な事は, hadron状態の満たす対称性について様々な段階を考える事ができ, 各段階での結果を実験と比較することによって, hadron状態がどんな対称性について良く成立しているか分析することが可能であるという点である。

*) $SU(4)$ 対称の場合の結果は, IV章で $SU(4)$ 対称 quark parton 模型と, この方法が同等である事が示されるため IV章 §2 で得られた $SU(4)$ 対称 quark parton 模型の結果を記入した。

§3 SU(4)対称性と duality⁴⁰⁾

この節では SU(4) 対称性は current だけでなく, hadron 状態についても良い対称性であるという立場で考える。最初に duality に関する仮定はしないで単に SU(4) 対称性のみから構造関数の間の関係式を議論する。次に 2-成分 duality を仮定して関係式を調べる。

この節では標的 hadron は核子のみに限る。核子は SU(4) の 20 次元表現に属している。弱及び電磁 current による current-hadron 散乱振幅の SU(4) 不変振幅展開は表(2)に与える。^{*} また SU(4) 不変振幅に対する positivity 条件は Appendix [A1] に与える。

(1) SU(4) 対称性のみによる関係式

不変振幅展開(表 2)と positivity 条件(Appendix [A1])を使うと直ちに次の関係式が得られる ($i=1, 2$),

$$F_i^{vp} / (4F_i^{nn} - F_i^{pp}) \leq 2 \quad (28-a)$$

$$F_i^{nn} \geq \frac{1}{4} F_i^{nn}, \quad (\theta=0) \quad (28-b)$$

$$F_i^{vp} = F_i^{nn}, \quad F_i^{nn} = F_i^{pp} \quad (28-c)$$

ここで N は isoscalar target^{**)} を表わし, θ は Cabibbo 角である。

不等式(28-a) は SU(2), SU(3) の結果より強く, この不等式は x のある range で F_i^{nn}/F_i^{pp} が $\frac{1}{4}$ に近づくととき, 重要な上限を F_i^{vp} に与える。

^{*}) SU(4) CG 係数は Refs. 43, 44) を見よ。

^{**}) P 20 の脚注を見よ。

t-channel exotic 交換が無いときには不等式(28-b)は Cabibbo 角に依存しないで成立する。また式(28-c)は ψ 変換によってすでに得られた関係(III章 §1)であり、(P,n)だけでなく ψ 変換による mirror pair (H,H')においても成立する。

(2) 2-成分 duality

current-hadron 散乱振幅は2つの成分から成っていると考える。1つは diffractive 成分であり、t-channel に SU(4) singlet を交換する。他は non-diffractive 成分であり、s, t-channel には exotic 交換はない、(t-channel に 1, 15 次元表現、s-channel には 4^* , 20, 20' 表現のみが⁴¹⁾ 寄与する。この仮定は、hadron-hadron 散乱で成り立つ 2-成分 duality^{*)} が、current-hadron 散乱についても成立すると考えるものである。

s, t-channel crossing 関係において⁴³⁾ exotic 振幅を零とすることにより duality solution が得られる。この解は Appendix [A2] で与えられる。また、外部 current と t-channel 交換子との結合は 16-plet scheme^{**) (III章 §2 参照)} に従うと仮定する。この仮定によって得られる不変振幅の

*) lepton-hadron 過程においても duality は言われている (Ref. 42)

**) t-channel には $15 \otimes 15$ から来る2つの 15 ($15_0, 15_F$) と、 $1 \otimes 15$ から来る 15 がある。16-plet scheme の仮定は $1 \otimes 15$ (15_0) から来る 15 を、 $15 \otimes 15$ から来る 15_0 (対称) と同等であると考えた事である。同様に $1 \otimes 15$ から来る 1 は $15 \otimes 15$ から来る 1 と同等であると考えた。(Appendix [A3] を見よ。)

間の関係は Appendix[A3]に示される。以上の事から

$$\frac{1}{4} \leq F_i^{m}/F_i^{p} \leq \frac{3}{2} \quad (29-a)$$

$$\frac{18}{5} F_i^{m} = F_i^{pN} = F_i^{pN} \quad (29-b)$$

$$F_i^{p}/(4F_i^{m} - 4F_i^{p}) = \frac{6}{5} \quad (29-c)$$

$$F_i^{p} - F_i^{m} = \frac{1}{6}(F_i^{pN} - F_i^{mN}) = \frac{1}{6}(F_i^{m} - F_i^{p}) \quad (29-d)$$

が得られる ($i=1,2$)。不等式(29-a)はSU(3)の場合と同じであり、一方式(29-b,c)はSU(3)の対応する関係式より強くなっている。特に式(29-b,c)はSU(3)の場合不等式であるのに対してSU(4)では等式になっている事を注意しよう。式(29-b)は部分的なSU(4)対称性の仮定ですでに得られたものである(Ⅲ章 §2)。また等式(29-d)は良く知られた関係式でありSU(3)からSU(4)に移っても変化しない。

§4 Symmetry scheme

この節では §1, 2, 3 で示された対称性に基く方法を整理して各段階での主な結果を比較する。この方法の全体の流れを図5に示す。 §1 で考察した current と hadron 状態の特別な変換性の仮定は最も弱く図の左端に位置する。この段階で、charmed 粒子が励起されても見かけ上荷電対称の関係式が成立する事が示される。

t-channel non-exotics に基く考察は (§2) 図の上の列に位置しており、hadron 状態の満す対称性として、U 変換, SU(2), SU(3), SU(4)

の場合の結果が得られている。実験との比較により hadron 状態がどんな対称性を良く満たしているのか探ることができる。SU(4)対称性が良い場合には t -channel non-exotics の仮定をしなくても構造関数に関係式が得られ (§3 (1))、これは図の下の方に位置している。単に SU(4) 対称性のみの仮定でも $F_1^{vp}/(4F_1^m - F_1^p)$ については (式28-¹⁶⁾a), SU(3) current で t -channel non-exotics を仮定した場合に比べて強い上限を与えている (表3-a 参照)。さらに 2-成分 duality を仮定すると (§3 (2)) 多くの関係式が得られ、これは図の右端に位置している。図5で右に行く程仮定が強くなっている。

表3 に上述の各段階で得られる主な関係式をまとめておこう。^{16,18,23,31)}

表3-a は charmed 粒子の数居値以下のときであり弱 current は通常の Cabibbo current ³²⁾ である。charmed 粒子が励起された時は表3-b ²⁶⁾ に示され、弱 current は GIM current (式1) ²⁶⁾ である。charmed 粒子の数居値以上、以下のそれぞれの場合について、hadron 状態の満す対称性が強くなると得られる関係式も強くなっていることがわかる。また SU(3) と SU(4) を比較すると一般に SU(4) が強い関係式を与える。特に F_1^m/F_1^N と $F_1^{vp}/(4F_1^m - F_1^p)$ については不等式が、SU(4) の場合に等式になるという劇的な変化を示している (duality approach ²⁸⁾ の場合)。これは単に charm という種類が増えただけでなく、SU(4) という通常の hadron 及び charmed 粒子までも含む大きな対称性を考えた

ためであり、 $SU(4)$ 対称性は *charmed* 粒子を直接に含まない関係式にも大きな制限を与えることがわかる。

最後に 等式 (29-c) (III章 §3 (2)) について comment しておこう。

最近の高エネルギー neutrino-陽子 深非弾性散乱の実験⁵⁰⁾によると、 $F_2^{\nu p}(x) \propto 4F_2^{\nu n}(x) - F_2^{\nu p}(x)$ が x の広い範囲にわたって成立している (Ref. 50, Fig. 3). 比例関係になっているのは $F_2^{\nu p}$ の絶対値がわかっていないためである。等式 (29-b, 26-b) と同様、 $SU(4)$ 対称性の特徴的な結果 (等式) が現在の data において満たされているということは興味深い。

第四章 深非弾性過程の模型と Symmetry scheme

この章の目的は前章で示された対称性に基く一般的方法と深非弾性過程の模型である光円錐代数と quark parton 模型との対応関係を明らかにすることである。両者は全く同じ関係式を導くため(以下参照)、光円錐代数と quark parton 模型は対称性に基く一般的方法で置き換えられる事が期待される。特に scaling の破れが確定的になり、scaling とは独立な、将来の理論で残る事が可能な部分を抽出することは重要であると考え、最初に光円錐代数について考察し、次に quark parton 模型を考察する。

§1 光円錐代数

自由 quark 場から導かれる、current-current の積についての、光円錐上における leading singularity は⁷⁾

$$[V_\mu^a(x), V_\nu^b(y)] \underset{z^2=0}{\cong} \left\{ \frac{1}{4\pi} \partial^\rho [\varepsilon(z_0) \delta(z^2)] \right\} \left[i f^{abc} \{ S_{\mu\nu\rho\sigma} (V^{\sigma c}(x, y) + V^{\sigma c}(y, x)) \right. \\ \left. + i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (A^{\sigma c}(y, x) - A^{\sigma c}(x, y)) \} + d^{abc} \{ S_{\mu\nu\rho\sigma} (V^{\sigma c}(x, y) - V^{\sigma c}(y, x)) \right. \\ \left. - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (A^{\sigma c}(y, x) + A^{\sigma c}(x, y)) \} \right] \quad (30-a)$$

$$[A_\mu^a(x), V_\nu^b(y)] \underset{z^2=0}{\cong} \left\{ \frac{1}{4\pi} \partial^\rho [\varepsilon(z_0) \delta(z^2)] \right\} \left[i f^{abc} \{ S_{\mu\nu\rho\sigma} (A^{\sigma c}(x, y) + A^{\sigma c}(y, x)) \right. \\ \left. + i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (V^{\sigma c}(y, x) - V^{\sigma c}(x, y)) \} + d^{abc} \{ S_{\mu\nu\rho\sigma} (A^{\sigma c}(x, y) - A^{\sigma c}(y, x)) \right. \\ \left. - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (V^{\sigma c}(y, x) + V^{\sigma c}(x, y)) \} \right] \quad (30-b)$$

$$[A_\mu^a(x), A_\nu^b(y)] = [V_\mu^a(x), V_\nu^b(y)] \quad (30-c)$$

ここで $S_{\mu\nu\rho\sigma} = -(\delta_{\mu\rho}\delta_{\nu\sigma} + \delta_{\nu\rho}\delta_{\mu\sigma} - \delta_{\mu\nu}\delta_{\rho\sigma})$, $z = x - y$ である。 また

$V_\mu^a(x, y)$, $A_\mu^a(x, y)$ は bilocal 演算子であり

$$V_\mu^a(x, y) = : \bar{\Psi}(x) \frac{\gamma_\mu^a}{2} \Psi(y) : \quad (31-a)$$

$$A_\mu^a(x, y) = : \bar{\Psi}(x) \frac{\gamma_\mu^a}{2} \gamma_5 \Psi(y) : \quad (31-b)$$

構造関数は

$$(W_{\mu\nu}^{VV})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{1}{2\pi} \int d^4z e^{i q \cdot z} \langle \alpha(p) | [V_\mu^a(x), V_\nu^b(y)] | \beta(p) \rangle \quad (32-a)$$

$$(W_{\mu\nu}^{VA})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{1}{2\pi} \int d^4z e^{i q \cdot z} \langle \alpha(p) | [A_\mu^a(x), V_\nu^b(y)] | \beta(p) \rangle \quad (32-b)$$

であり,

$$\langle \alpha(p) | V_\mu^c(y, x) - V_\mu^c(x, y) | \beta(p) \rangle \equiv \tilde{A}_{\alpha\beta}^c(p, z) p_\mu + \text{trace terms} \quad (33-a)$$

$$\langle \alpha(p) | V_\mu^c(y, x) + V_\mu^c(x, y) | \beta(p) \rangle \equiv \tilde{S}_{\alpha\beta}^c(p, z) p_\mu + \text{trace terms}, \quad (33-b)$$

また

$$\tilde{A}_{\alpha\beta}^c(p, z) \equiv \int e^{i \xi \cdot (p, z)} A_{\alpha\beta}^c(\xi) d\xi \quad (34-a)$$

$$\tilde{S}_{\alpha\beta}^c(p, z) \equiv \int e^{i \xi \cdot (p, z)} S_{\alpha\beta}^c(\xi) d\xi \quad (34-b)$$

と定義すると, 構造関数は $A_{\alpha\beta}^c$, $S_{\alpha\beta}^c$ を使って

$$(W_{\mu\nu}^{VV})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{+1}{4(p \cdot q)} S_{\mu\nu\rho\sigma} (q + x p)^\rho p^\sigma \left[i f^{abc} \tilde{S}_{\alpha\beta}^c(x) - d^{abc} A_{\alpha\beta}^c(x) \right] \quad (35-a)$$

$$(W_{\mu\nu}^{VA})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{-1}{4(p \cdot q)} i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (q + x p)^\rho p^\sigma \left[i f^{abc} A_{\alpha\beta}^c(x) - d^{abc} \tilde{S}_{\alpha\beta}^c(x) \right] \quad (35-b)$$

となる。ここで $x \equiv \frac{-q^2}{2(p \cdot q)} = \frac{-q^2}{2m_V}$ である。

Lorentz 構造から 構造関数 F_i について

$$(F_1^{VV})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{m}{2} (-f^{abc} g_{\alpha\beta}^c(x) + d^{abc} a_{\alpha\beta}^c(x)) \quad (36-a)$$

$$(F_2^{VV})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{m}{2} x (-if^{abc} g_{\alpha\beta}^c(x) + d^{abc} a_{\alpha\beta}^c(x)) \quad (36-b)$$

$$(F_3^{VA})_{\alpha\beta}^{ab} = \frac{m}{2} (if^{abc} a_{\alpha\beta}^c(x) - d^{abc} g_{\alpha\beta}^c(x)) \quad (36-c)$$

がわかる。 F^{AA}, F^{AV} についても同様である。

この式(36)を見るとその代数構造は、一般的な手法(III章)で t -channel non-exotics を仮定した場合(式(20))と全く同等である。 $SU(n)$ においても、構造定数 f^{abc}, d^{abc} を $SU(n)$ に拡張すればこの同等性は明らかである。 $a_{\alpha\beta}^c, g_{\alpha\beta}^c$ に対する対称性の仮定も III章の §2 と全く平行して行なうことができる。

光円錐代数独自の結論は、構造関数 F_i が共通の parameter $a_{\alpha\beta}^c, g_{\alpha\beta}^c$ で表わされるため

$$F_1 = \frac{1}{2} F_2, \quad (\text{Callan-Gross の関係式})^{45)} \quad (37)$$

及び

$$F_1 \mp F_3 = (\mp if^{abc} + d^{abc}) \left(\frac{m}{2} (\pm g_{\alpha\beta}^c + a_{\alpha\beta}^c) \right) \quad (38)$$

が従う。¹⁶⁾ 式(22)を使うと

$$G_{\pm, \alpha\beta}^c = \frac{m}{4} (\pm g_{\alpha\beta}^c + a_{\alpha\beta}^c) \quad (39)$$

であり、 F_1 について定義された $G_{\pm, \alpha\beta}^c$ で F_3 も表わすことができる。

Unitary 対称性に基づく方法では Lorentz 構造の要な構造関数 F_1, F_2, F_3 の間の関係式は与えられないことを注意しておく。また scaling が $g_{\alpha\beta}^c(x), a_{\alpha\beta}^c(x)$ に成立していることも指摘しておく。

§2 Quark parton 模型⁴⁶⁾

核子は p, n, λ, c -quark から構成され, quark は点状自由粒子の様にふるまっていると考える。核子の運動量 P に対して xP ($0 \leq x \leq 1$) の運動量を持つ quark (anti-quark) の、陽子中の分布関数は

$$N_{q_i}(x) = \langle P | q_i^\dagger(x) q_i(x) | P \rangle \quad (40-a)$$

$$N_{\bar{q}_i}(x) = \langle P | \bar{q}_i^\dagger(x) \bar{q}_i(x) | P \rangle \quad (40-b)$$

で与えられる。⁴⁴⁾ ここで i は quark の種類を表わし, $q_i^\dagger q_i$ ($\bar{q}_i^\dagger \bar{q}_i$) は momentum fraction x を持つ quark (anti-quark) の number operator である。中性子中の分布関数は荷電対称によって陽子中の分布関数と簡単な関係がある:

$$\langle N | p^\dagger(x) p(x) | N \rangle = N_n(x) \quad (41-a)$$

$$\langle N | n^\dagger(x) n(x) | N \rangle = N_p(x) \quad (41-b)$$

$\bar{p}, \bar{n}$ についても上式(41)にそのまま bar をつけるだけで良い。 λ, c -quark については陽子中, 中性子中どちらにおいても全く等しい。即ち式(40)で $P \rightarrow N$ にそのまま書き換えれば良い。

核子を標的とする種々の過程の構造関数は, current が点状自由 quark に吸収されるとして, 上述の分布関数の一次結合で表われる。例えば, i 番目の quark (antiquark) の電荷を Q_i ($\bar{Q}_i$) とすると

$$F_1^{\gamma p} = \sum_i \{ Q_i^2 N_{q_i}(x) + \bar{Q}_i^2 N_{\bar{q}_i}(x) \}, \quad (42-a)$$

$$F_2^{\gamma p} = \sum_i \{ Q_i^2 x N_{q_i}(x) + \bar{Q}_i^2 x N_{\bar{q}_i}(x) \} \quad (42-b)$$

である。このとき各 quark からの寄与は incoherent sum をする。さらに詳しい説明は Refs. 4, 15) を参照していただきたい。

(A) この模型において対称性は次の様にとり入れることができる。¹⁴⁾
 即ち、SU(n) 対称性を考える時、quark 及び hadron 状態は SU(n) の規約表現に属しており、且つ分布を決める強い相互作用は SU(n) 不変であるとする：

$$\langle \alpha | g_i^+(x) g_j(x) | \beta \rangle = \langle \alpha \otimes g_i^* | \beta \otimes g_j^* \rangle \quad (43-a)$$

$$\langle \alpha | \bar{g}_i^+(x) \bar{g}_j(x) | \beta \rangle = \langle \alpha \otimes \bar{g}_i | \beta \otimes \bar{g}_j \rangle . \quad (43-b)$$

ここで右辺は代数構造を表わし、 g_i は quark の表現、 g_i^* はそれに conjugate な表現を表わす。行列 $\langle \alpha | g_i^+(x) g_j(x) | \beta \rangle$ ($\langle \alpha | \bar{g}_i^+(x) \bar{g}_j(x) | \beta \rangle$) に対して、分布が positive であることから、この行列が positive matrix (固有値が positive) になることがわかる。式 (43) の右辺で考えると positivity は SU(n) 不変振幅に対して正は零であることを要求しており、CG 係数を使うと N_{g_i} , $N_{\bar{g}_i}$ に対する positivity 条件は容易にわかる (SU(4) 対称性の場合を Appendix B に示す)。

SU(4) 対称 quark parton 模型では構造関数の間に

$$\frac{1}{4} \leq F_i^{xp} / F_i^{xp} \leq \frac{13}{7} \quad (44-a)$$

$$\frac{18}{5} F_i^{xN} = F_i^{yN} = F_i^{zN} \quad (44-b)$$

$$\frac{2}{5} \leq F_i^{yp} / (4F_i^{xm} - F_i^{xp}) \leq \frac{66}{35} \quad (44-c)$$

$$6(F_i^{xp} - F_i^{xm}) = F_3^{yp} - F_3^{ym} \quad (44-d)$$

が得られる。ここで $i=1, 2$ である。

quark parton 模型では F_i ($i=1,2,3$) について, quark 分布関数 $N_{q_i}, N_{\bar{q}_i}$ で表わすことができるため式(44-d)が得られた事を注意しておこう。

次に quark parton 模型において valence + sea 描像を考えよう (VSQPM)。これは構造関数が valence quark の分布関数と quark-antiquark の pair から成る SU(4) singlet の sea 分布関数で表わされるという描像である,

$$N_p = v_p + S, \quad (45-a)$$

$$N_n = v_n + S, \quad (45-b)$$

$$N_\lambda = N_c = N_{\bar{p}} = N_{\bar{n}} = N_{\bar{\lambda}} = N_{\bar{c}} = S. \quad (45-c)$$

この模型からは 2成分 duality を仮定した一般的な方法 (III章 §3) と同じ関係式が得られる (式 29 参照)。さらに*)

$$6(F_1^{vp} - F_1^{vn}) = F_3^{vp} - F_3^{vn}. \quad (46)$$

(B) Quark parton 模型と III章の一般的な方法との対応を考えよう。valence-sea 描像をとらない一般的な quark parton 模型は, t-channel non-exoticity に基く一般的な方法と同等であることがわかる。t-channel 描像 (III §2) における仮定をまとめると,

i) t-channel には exotic 量子数は交換されない。

*) 異なる種類の構造関数, F_1, F_2, F_3 の間の関係は Unitary 対称性に基く議論では得られない (IV章 §1 も参照)。

- ii) 外部 current と t-channel 交換子との結合は 16-plet scheme に従う。
- iii) hadron 状態は $SU(4)$ の部分群について対称である。
- iv) vector-vector と axial-axial からの寄与は等しい。

quark parton 模型では、current は各 parton (quark) に吸収され、構造関数への寄与は incoherent sum で与えられる(図6)。従って t-channel には non-exotic な寄与しかあり得ない。また、quark parton 模型では、15-plet と singlet current の両方が自由 quark 場で表わされるため 16-plet scheme が満足され、自由場であることから vector-vector と axial-axial の寄与が等しい事も明らかである。さらに $\Phi_{\alpha\beta}^{\pm}$ (式 24) において入-行列の足 i, j をそのまま quark, antiquark に対応させれば、quark (antiquark) の分布関数と $\Phi_{\alpha\beta}^{\pm}$ は全く同じ代数構造を持っていることがわかり、両者に対する $SU(4)$ の部分群の仮定、また positivity 条件についても同等である。この内容は $\Phi_{\alpha\beta}^{-(+)}ij$ を quark (antiquark) 散乱と考えると理解し易い、

$$i+\beta \rightarrow j+\alpha,$$

i, j は quark (antiquark) である。quark (antiquark) 分布関数の代数的構造を示す式(43)は、この散乱に対する振幅と考えることが許され、一方 positivity 条件はこの quark (antiquark) 散乱の断面積が positive である条件と理解できる。

これらの考察から、quark parton 模型と t-channel 描像とは同等であり、従って全く同じ結果を与えることがわかる。

quark parton 模型と光円錐代数との対応も、この章の §1 を考慮すると明らかであり、この場合には異なる構造関数 F_1, F_2, F_3 の間の関係式 (式 37, 38) についても同等であることがいえる。¹⁶⁾

(C) 次に valence-sea quark parton 模型と duality に基づく一般的な方法が同等であることをいおう。2-成分 duality の方法は次の仮定に基づいている、

- i) current-hadron 散乱振幅には 2 つの type の寄与がある。
一つは diffractive 成分であり、他は non-diffractive 成分である。
- ii) diffractive 成分は、t-channel に $SU(4)$ singlet を交換する寄与であり、non-diffractive 成分は s, t-channel に exotic な寄与を含まない。
- iii) 外部 current と t-channel 交換子との結合は 16-plet scheme に従う。
- iv) vector-vector と axial-axial からの寄与は等しい。

ii) の中で t-channel non-exotics の仮定と、iii), iv) については、上述の議論により、quark parton 模型で満たされている。図 7 を見るとわかる様に、diffractive 成分は $SU(4)$ singlet sea の寄与に対応しており、non-diffractive 成分は valence quark の寄与に対応

している。さらに valence quark の寄与の diagram (図 7-a) を見ると s-channel にも exotic 状態はない事がわかる。従って 2-成分 duality に基づく方法と valence-sea quark parton 模型は全く同等である。

実際に、SU(4) 対称の場合、不変振幅と valence, sea quark の分布関数の間に次の関係式を得ることができ、

$$v_p = \frac{61}{12} d_2 \quad (47-a)$$

$$v_n = -2d_1 + \frac{23}{12} d_2 \quad (47-b)$$

$$S = \frac{1}{10\sqrt{3}} A_t^{\text{diff.}}(1) = A_s^{\text{diff.}}(20,0) \quad (47-c)$$

ここで v_p と v_n は valence quark, S は sea quark の分布関数であり(式 45), diff. は各振幅の diffractive 成分を表わす。 d_1, d_2, A_t, A_s については Appendix A を参照。

式(47) は sea の寄与が duality による方法における diffractive 成分であることを示し、2つの分布関数 v_p, v_n は non-diffractive 散乱過程を記述する 2つの振幅、 d_1, d_2 に変換できることを示している。さらに、式(47)を使うと valence-sea quark parton 模型における positivity 条件と、duality に基づく方法の positivity 条件 (Appendix [A1]) が同等である事がわかる。従って上述した様に両者は全く同じ関係式を導く。

(D) (c) の後の議論を SU(n) で考える。ここで n は flavour の数である。

最初に current と baryon の non-diffractive 散乱を考えよう。
 この場合 $s(t)$ -channel には 9 個の独立な $SU(n)$ 不変振幅があり、
 s - t crossing 関係で 2 両 channel の振幅はつながっている。各 channel に non-exoticity の仮定をすると non-diffractive 散乱過程では 2 個の独立な振幅が残る (Appendix C を参照)。従って、残った 2 個の独立な振幅と、valence-sea quark parton 模型における 2 個の分布関数 ψ_p , ψ_n の間に変換が存在していることは明らかである。この事情は $SU(4)$ の場合と全く同じである。diffractive 成分については、(C) で明らかにされた様に $SU(n)$ singlet sea の寄与と同等である。従って $SU(n)$ 対称性の場合においてさえも、valence-sea quark parton 模型は duality に基づく一般的な方法と同等であることがわかる。

ここで上述の $SU(n)$ の議論が、 $SU(3)$ の場合に適用できない事を注意しよう。この場合には s, t -channel non-exotics の仮定は 2 個ではなく、3 個の独立な振幅を残す (Appendix C を参照)。よって両者の対応を完全にするためには、 ϕ が核子と結合しないという ^{*) 31)} もう一つの仮定が必要になる。

*) $SU(4)$ 対称性の場合には、duality に基づく方法 (III §3 (2)) において ϕ, ψ が核子と結合しない事を示すことができる。

第V章 まとめ

初期の電子-核子非弾性散乱の実験が示した Bjorken scaling²⁾ は、最近の高エネルギー電子、 μ 中間子-核子非弾性散乱の実験において明らかに破れている。¹¹⁾ 即ち、光円錐、parton模型の最初の発想が覆えされたのである。ここにおいて、これらの模型の必要性を問うことは充分意味があると考える。この論文では、光円錐代数、quark parton 模型の代数的側面に着目して、この側面が模型に依らない一般的な考察により置き換えられることを示した。

この論文で得られた結果は次の様になる、

- a) 光円錐代数と quark parton 模型は III 章 §2 で議論された t -channel 描像で置き換えることができる。
- b) valence-sea quark parton 模型は III 章 §3 で議論された 2-成分 duality の方法で置き換えることができる。

各対応は単に構造関数の間に同一の関係式を導くだけでなく、理論的対応も完全である。またこれらの置き換えは $SU(4)$ 対称性の場合だけでなく、 n 個 ($n \geq 4$) の quark flavour が存在する $SU(n)$ の場合にも成立することが確かめられた。最近の弱過程の研究から、6 個の quark flavour の可能性も指摘されており、⁴⁷⁾ $SU(6)$ 対称性の場合も興味深い。

対称性に基く一般的な方法は、III 章で示した様に、多くの実験と

比較できる種々の過程の間の関係式を導く。この方法は一般的な仮定(hadron状態の対称性, t-channel non-exoticity, duality)に基づいているため、光円錐代数, quark parton模型を含むだけでなく(IV章参照)、将来の多くの模型をも含む可能性が十分あり、重要である。特に光円錐代数, quark parton模型と異なり、この一般的な方法はscalingの様な運動力学変数に対する依存性とは独立な議論であるため、この論文で得られた結果はscaleした構造関数だけでなく、 q^2 -依存性を持つ構造関数 $F_2(x, q^2)$ についても成立する事が注目される。

III章§1で得られた関係式は非常に弱い仮定、即ちcurrentの形とhadron状態の部分的な対称性(U 変換)に基づいており、これはcurrentの形をcheckするときには有効である。実際、強い相互作用が $SU(4) \otimes SU(3)_{\text{color}}$ に対して対称であり、弱 B 及び電磁currentがcolor singlet⁴⁸⁾且つ式(1)で与えられる様な模型でも、III章で得られた関係式は成立し、実験でこれらの関係式、特に、弱い仮定によって得られたIII章§1の関係式⁴⁹⁾が確かめられるならば、弱currentがcolor singletでない様な模型は除外されることになる。逆に実験でこれらの関係式が大きく破れれば弱currentがcolor singletである様な模型は否定されるか、又は $SU(4)$ 対称性が深非弾性極限に近づいても成立していない。特に U 変換について、 $u \leftrightarrow c$ quarkの入れ換えができない可能性がある。

flavourの数の多い場合($SU(4)$, $SU(6)$, ...), quark相互の質量

差が大きくなると考えられるため、対称性の破れの考察は重要になる。
この論文で得られた関係式は charmed 粒子の数居が十分開け、charmed 粒子と通常の hadron の質量差が無視できる程度の高エネルギーにおいて成立することが期待される。現在利用できるエネルギー領域で実験と比較するときには、質量差による対称性の破れは何らかの形で考慮される必要がある。

謝 辞

長い間 御指導を続けて下さった町田先生に感謝いたします。
また、この原稿を読み 貴重な御意見、助言をちえて下さった宗像先生に
感謝します。 この原稿は 中川寿夫氏、小西憲一氏 との共同研究におい
てなされた議論に多くのものを負っており、これらの方々に感謝いた
します。 また研究室の他の方々にも多くの事を教わり謝意を表します。

Appendix A

[A1] 不変振幅に対する positivity 条件

Unitarity から、対角振幅の虚部は positive である事が要求される,

$$A_S(R) \geq 0, \quad (R=140, 60^*, 36^*, 20', 4'), \quad (A-1)$$

また非対角振幅については

$$[A_S(20_{\gamma,\gamma'}) + A_S(20_{\gamma',\gamma})]^2 \leq 4 A_S(20_{\gamma,\gamma}) A_S(20_{\gamma',\gamma'}). \quad (A-2)$$

ここで $\gamma, \gamma' = 0, 1, 2$ ($\gamma \neq \gamma'$) であり、 $A_S(R_{\gamma,\gamma'}) \equiv \langle {}^{\text{out}}R_{\gamma} | M_S | R_{\gamma'}^{\text{in}} \rangle$ は $SU(4)$ 不変振幅の虚部を表わす。 R は $SU(4)$ 規約表現の次元を表わし $\gamma(\gamma')$ は $15 \otimes 20$ ($\gamma, \gamma' = 1, 2$) と $1 \otimes 20$ ($\gamma, \gamma' = 0$) に現われる独立な 20 次元表現を表わす (Refs 43, 44) を見よ)。

2-成分 duality を要求した時には、positivity 条件 (A-1, 2) は

$$\begin{aligned} -\frac{33}{8} &\leq d_1/d_2 \leq \frac{23}{24}, \\ d_2 &\geq 0 \end{aligned} \quad (A-3)$$

となり、ここで d_1, d_2 は Appendix [A2] で定義されたものである。

[A2] non-diffractive 成分に対する duality solution

current-hadron 散乱振幅の non-diffractive 成分に対する duality solution ($15+20 \rightarrow 15+20$ 振幅) は

$$\begin{aligned}
A_s(4^*) &= \frac{5}{3}d_1 + \frac{55}{8}d_2 \\
A_s(20_{2,1}) &= A_s(20_{1,2}) = \frac{44}{13\sqrt{3}}d_1 + \frac{177}{52\sqrt{3}}d_2 \\
A_s(20_{1,1}) &= -\frac{16}{13}d_1 + \frac{56}{13}d_2 \\
A_s(20_{2,2}) &= \frac{23}{156}d_1 + \frac{475}{104}d_2 \\
A_s(20') &= -3d_1 + \frac{23}{8}d_2
\end{aligned} \tag{A-4}$$

$$\begin{aligned}
A_t(1) &= -\frac{15}{2\sqrt{3}}d_1 + \frac{105}{4\sqrt{3}}d_2 \\
A_t(15_{1,F}) &= -\frac{2}{3}\sqrt{\frac{61}{2}}d_1 \\
A_t(15_{2,F}) &= -2\sqrt{\frac{61}{6}}d_2
\end{aligned} \tag{A-5}$$

ここで

$$\begin{aligned}
d_1 &\equiv \sqrt{\frac{6}{61}} A_t(15_{1,D}) \\
d_2 &\equiv \sqrt{\frac{2}{61}} A_t(15_{2,D})
\end{aligned} \tag{A-6}$$

また, $A_s(R_Y, r') = \langle {}^{\text{out}}R_Y | M_s | R_{Y'}^{\text{in}} \rangle$, $A_t(R_Y, r') = \langle {}^{\text{out}}R_Y | M_t | R_{Y'}^{\text{in}} \rangle$,
Appendix [A1]を参照されたい。

[A3] 16-plet scheme における関係式

外部 current と t -channel 交換子との結合に 16-plet scheme を仮定したときの、不変振幅の間の関係式を求める。

本文式(20)で, $1 \otimes 15$ から来る 15 と $15 \otimes 15$ から来る 15_0 を区別して前者の振幅を $D_{\alpha\beta}^c$, 後者の振幅を $D_{\alpha\beta}^{\text{c}_0}$ と書く。また

$1 \otimes 1$ から来る 1 の振幅を $D_{\alpha\beta}^0$, $15 \otimes 15$ から来る 1 の振幅を $D_{\alpha\beta}^0$ とする。

16-plet scheme の仮定は $d^{\alpha\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{\alpha\beta}$ であるから, $D_{\alpha\beta}^c = D_{\alpha\beta}^{'c}$ ($c=0,1,\dots,15$) が従う。hadron側のvertexに $SU(4)$ 対称性を考慮すると $D_{\alpha\beta}^c, D_{\alpha\beta}^{'c}$ は $SU(4)$ 不変振幅 $A_t(R, r')$ で表わすことができ,

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2\sqrt{3}} A_t(1_0) &= \frac{1}{\sqrt{2}} D_{pp}^0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} D_{pp}^3 &= -\frac{3}{2} \sqrt{\frac{2}{61}} A_t(15_{1,0}) - \frac{19}{24} \sqrt{\frac{6}{61}} A_t(15_{2,0}) \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} D_{pp}^8 &= -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{6}{61}} A_t(15_{1,0}) + \frac{7}{4} \sqrt{\frac{2}{61}} A_t(15_{2,0}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} D_{pp}^{15} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{61}} A_t(15_{1,0}) - \frac{7}{4} \sqrt{\frac{1}{61}} A_t(15_{2,0}) \end{aligned} \quad (A-7)$$

$$\begin{aligned} -\sqrt{\frac{15}{2}} D_{pp}^0 &= -\frac{1}{2\sqrt{3}} A_t(1) \\ -\sqrt{3} D_{pp}^3 &= -\frac{3}{2} \sqrt{\frac{2}{61}} A_t(15_{pp}) - \frac{19}{24} \sqrt{\frac{6}{61}} A_t(15_{2,0}) \\ \sqrt{3} D_{pp}^8 &= -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{6}{61}} A_t(15_{1,0}) + \frac{7}{4} \sqrt{\frac{2}{61}} A_t(15_{2,0}) \\ -\sqrt{3} D_{pp}^{15} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{61}} A_t(15_{1,0}) - \frac{7}{4} \sqrt{\frac{1}{61}} A_t(15_{2,0}) \end{aligned} \quad (A-8)$$

ここで $A_t(1_0), A_t(15_{1,0}), A_t(15_{2,0})$ は $1+20 \rightarrow 1+20$ と $1+20 \rightarrow 15+20$ の t -channel 不変振幅であり, $A_t(1), A_t(15_{1,0}), A_t(15_{2,0})$ は $15+20 \rightarrow 15+20$ のものである。A成分について $D_{pp}^A=0, D_{pp}^{'A}=0$ となっていることを注意しよう(III §2 (1))。

$$D_{pp}^c = D_{pp}^{'c} \text{ より}$$

$$A_t(15_{1,0}) = -\sqrt{6} A_t(15_{1,0})$$

$$A_t(15_{2,0}) = -\sqrt{6} A_t(15_{2,0})$$

$$A_t(1) = -\sqrt{15} A_t(1_0) \quad (A-9)$$

$1+20 \rightarrow 1+20$ と $1+20 \rightarrow 15+20$ の crossing 関係を使い, Appendix [A2] の d_1, d_2 を用いると

$$\begin{aligned} A_s(20_{0,0}) &= -\frac{1}{4} d_1 + \frac{7}{8} d_2 \\ A_s(20_{1,0}) &= -\frac{4}{\sqrt{13}} d_1 - \frac{5}{4\sqrt{13}} d_2 \\ A_s(20_{2,0}) &= \frac{5}{4\sqrt{39}} d_1 - \frac{12}{\sqrt{39}} d_2 \end{aligned} \quad (A-10)$$

を得る.

Appendix B SU(4) 対称 quark parton 模型における分布関数の positivity 条件

通常の quark (p, n, λ) の他に charge $\frac{2}{3}$ の charmed quark, c を考える. 本文 IV §2 (A) の

$$\begin{aligned} N_{g_i} &= \langle P | g_i^+ g_i | P \rangle = \langle g_i^* \otimes P | g_i^* \otimes P \rangle \\ N_{\bar{g}_i} &= \langle P | \bar{g}_i^+ \bar{g}_i | P \rangle = \langle g_i \otimes P | g_i \otimes P \rangle \end{aligned} \quad (B-1)$$

において $i=1, \dots, 4$ であり g_i^* は g_i の conjugate な表現である.

SU(4) 対称性を考えると, quark は 4次元, 陽子は 20次元表現に属するから

$$\begin{aligned} 4^* \otimes 20 &= 64 \oplus 10 \oplus 6 \\ 4 \otimes 20 &= 45 \oplus 20'' \oplus 15 \end{aligned} \quad (B-2)$$

なる SU(4) 構造を持っており

$$N_p = \frac{8}{15} N(64) + \frac{1}{6} N(10) + \frac{3}{10} N(6)$$

$$N_n = \frac{2}{3} N(64) + \frac{1}{3} N(10)$$

$$N_\lambda = N(64)$$

$$N_c = N(64) \quad (B-3)$$

また antiquark 分布関数に対しては

$$N_{\bar{p}} = N(45)$$

$$N_{\bar{n}} = \frac{1}{2} N(45) + \frac{1}{2} N(20')$$

$$N_{\bar{\lambda}} = \frac{3}{8} N(45) + \frac{1}{4} N(20') + \frac{3}{8} N(15)$$

$$N_{\bar{c}} = \frac{3}{8} N(45) + \frac{1}{4} N(20') + \frac{3}{8} N(15) \quad (B-4)$$

が得られる。ここで $N(R)$ は $SU(4)$ 不変分布関数 (行列 $\langle \alpha | g_\alpha^\dagger g_\beta | \beta \rangle$ の固有値) である。

分布の positivity より ($N(R) \geq 0$),

$$N_\lambda = N_c \geq 0$$

$$3N_n - 2N_\lambda \geq 0$$

$$10N_p - 5N_n - 2N_\lambda \geq 0 \quad (B-5)$$

$$N_{\bar{c}} = N_{\bar{\lambda}}$$

$$N_{\bar{p}} \geq 0$$

$$2N_{\bar{n}} - N_{\bar{p}} \geq 0$$

$$8N_{\bar{\lambda}} - 4N_{\bar{n}} - N_{\bar{p}} \geq 0 \quad (B-6)$$

となる。 antiquark 分布関数において, $N_c = N_f$ を除けば $SU(3)$ 対称の場合と同じ結果を与えている。 quark 分布関数では $SU(3)$ 対称の場合より強い結果である。

Appendix C $SU(n)$ 対称性における meson $\otimes$ meson, baryon $\otimes$ meson, baryon $\otimes$ antibaryon に現われる表現

基底状態の meson, baryon について

meson : adjoint 表現
(current)

$$\left\{ \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \vdots \\ \square \end{array} \right\}_{n-1}, \quad \text{次元} = n^2 - 1$$

$$\text{baryon} : \begin{array}{cc} \square & \square \\ \square & \end{array}, \quad \text{次元} = \frac{n(n-1)}{3}$$

と考える。

meson $\otimes$ meson

$$\begin{array}{c} \square \\ \square \\ \vdots \\ \square \end{array}_{n-1} \otimes \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \vdots \\ \square \end{array}_{n-1} = \begin{array}{c} \square & \square \\ \square & \square \\ \vdots & \vdots \\ \square & \square \end{array}_{n-1} \oplus \begin{array}{c} \square & \square \\ \vdots & \square \end{array}_{n-2} \oplus \begin{array}{c} \square & \square \\ \vdots & \square \end{array}_{n-1} \oplus \begin{array}{c} \square \\ \vdots \\ \square \end{array}_{n-2} \oplus 2 \times \begin{array}{c} \text{hatched} \\ \vdots \\ \text{hatched} \end{array}_{n-1} \oplus \begin{array}{c} \text{hatched} \\ \vdots \\ \text{hatched} \end{array}_n$$

参考文献

- 1) J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- 2) W.K.H. Panofsky, rapporteur's talk in Proceedings of the 14'th International Conference on High Energy Physics, Vienna, Austria (CERN Scientific Information Service, Geneva, Switzerland, 1968), p.23.
J.S. Poucher et al., Phys. Rev. Letters 32 (1974) 118.
G. Miller et al., Phys. Rev. D5 (1972) 528.
- 3) R.P. Feynman, The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies. High Energy Collisions, Third International Conference. (Gordon and Breach, New York, 1969) p. 237-258; Photon-Hadron Interactions (W.A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts 1972).
- 4) J.D. Bjorken and E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975.
- 5) S.D. Drell, D.J. Levy and T.M. Yan, Phys. Rev. Letters 22 (1969) 744.
P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne and R.D. Short, Nucl. Phys. B28 (1971) 225.
J. Kuti and V.F. Weisskopf, Phys. Rev. D4 (1971) 3418.
Z.F. Ezawa, Nucl. Phys. B26 (1971) 195.
- 6) R.A. Brandt, Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1260.

- R. Jackiw, R. Van Royen and G.B. West, Phys. Rev. D2 (1970) 2473.
- 7) H. Fritzsch and M. Gell-Mann, Scale Invariance and the Light Cone. Coral Gables Conference on Fundamental Interactions at High Energy, ed. by M.D. Cini, G.J. Iversen and A. Perlmutter (Gordon and Breach, New York, 1971) Vol.2 p.1.
- 8) D.J. Broadhurst, Nucl. Phys. B85 (1975) 189.
- 9) K.G. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499.
- 10) Y. Frishman, Ann. Phys. 66 (1971) 373.
- 11) R.E. Taylor, Inelastic Electron-Nucleon Scattering Experiments, Proceedings of the 7th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energy held at SLAC (1975), p.679.
- E.M. Riordan et al., SLAC-PUB-1634 (1975).
- W.B. Atwood, Ph. D. Thesis, SLAC Report No. 185 (1975).
- W.B. Atwood et al., SLAC-PUB-1758 (1976).
- H.L. Anderson et al., Phys. Rev. Letters 37 (1976) 4.
- 12) D.J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Letters 30 (1973) 1343 ; Phys. Rev. D8 (1973) 3633 ; Phys. Rev. D9 (1973) 980.
- H.D. Politzer, Phys. Rev. Letters 30 (1973) 1346 ; Phys. Reports 14C (1974) 130.

- 13) T. Muta , Prog. Theor. Phys. 55 (1976) 983.
- 14) O. Nachtmann, Nucl. Phys. B38 (1972) 397.
- 15) C.H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. B17 (1970) 277.
 R. Budny , Phys. Letters 39B (1972) 553.
 M. Chaichian and S. Kitakado, Nucl. Phys. B59 (1973) 285.
 V. Barger and R.J.N. Phillips, Nucl. Phys. B73 (1974) 269.
- 16) C.G. Callan , M. Gronau , A. Pais , E. Paschos and S. B. Treiman,
 Phys. Rev. D6 (1972) 387.
- 17) H.J. Lipkin and E. A. Paschos, Phys. Rev. D6 (1972) 817.
 Riazuddin and Fayyazuddin, Phys. Rev. D6 (1972) 2032.
 R. Budny and P.N. Scharbach, Phys. Rev. D6 (1972) 3651.
- 18) P.N. Scharbach, Nucl. Phys. B49 (1972) 52 .
- 19) H.J. Lipkin and E. A. Paschos, Phys. Rev. Letters 29 (1972) 525.
- 20) J.J. Aubert et al. , Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1404 .
 J.E. Augustin et al. , Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1406 .
 C. Bacci et al. , Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1408.
- 21) G. Goldhaber et al. , Phys. Rev. Letters 37 (1976) 255.
- 22) M.K. Gaillard , B.W. Lee and J.L. Rosner, Rev. Mod. Phys. 47
 (1975) 277.
- 23) S. Okubo, V.S. Mathur and S. Borchardt, Phys. Rev. Letters 34

(1975) 236 and 38.

- 24) D. Amati, H. Bacry, J. Nuyts and J. Prentki, Nuovo Cim. 34 (1964) 1732.
- 25) M. Kobayashi, M. Nakagawa and H. Nitto, Prog. Theor. Phys. 47 (1972) 982.
- 26) S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
S. Weinberg, Phys. Rev. D5 (1972) 1412.
Z. Maki and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 1647.
B.J. Bjorken and S.L. Glashow, Phys. Letters 11 (1964) 255.
- 27) T. Kawaguchi, K. Konishi and H. Nakagawa, Prog. Theor. Phys. 56 (1976) 1659, 参考論文(3).
- 28) T. Kawaguchi and H. Nakagawa, preprint KUNS 377 HE(TH) 76/14, 主論文, Prog. Theor. Phys に掲載予定.
- 29) S.D. Drell and J.D. Walecka, Ann. Phys. 28 (1964) 18.
物理学論文選集 192. 非弾性レプトン・ハドロン散乱 (日本物理学会, 東京, 1976) p. 209.
- 30) L.N. Hand, Phys. Rev. 129 (1963) 1834.
J.D. Bjorken and E.A. Paschos, Phys. Rev. D1 (1970) 3151.
- 31) S. Pallua and B. Renner, Phys. Letters 38B (1972) 105; Nucl.

Phys. B43 (1972) 331.

M. Chaichian, S. Kitakado, S. Pallua, B. Renner and J. De Azcárraga, Nucl. Phys. B51 (1973) 221.

M. Chaichian and S. Pallua, Nucl. Phys. B51 (1973) 461.

32) N. Cabibbo, Phys. Rev. Letters 10 (1963) 531.

33) A. De Rujula and S.L. Glashow, Phys. Rev. D9 (1974) 180; Phys. Letters 46B (1973) 381.

M. A. B. Bég and A. Zee, Phys. Rev. D8 (1973) 2334.

A. Zee, Phys. Rev. D9 (1974) 1572.

34) この部分は参考論文(3)の小西氏, 中川氏との共著 Ref. 27)の仕事に基_づくものです。

35) Z. Maki, T. Maskawa and I. Umemura, Prog. Theor. Phys. 47 (1972) 1682.

R. Budny and P.N. Scharbach, Ref 17).

36) この部分は参考論文(3)の小西氏, 中川氏との共著 Ref. 27)の仕事に基_づくものです。

37) 特別な模型 又は考察からも得られている。

M. Green, M. Jacob and P.V. Landshoff, Nuovo Cim. 29A (1975) 123.

W. F. Palmer, W.W. Wada, Phys. Rev. D12 (1975) 1975.

38) H. Deden et al., Nucl. Phys. B85 (1975) 269.

- 39) B.C. Barish et al., Phys. Rev. Letters 31 (1973) 565.
- 40) この小節は, 主論文の中川氏との共著 Ref. 28) に基くものです。
- 41) H. Harari, Phys. Rev. Letters 20 (1968) 1395.
- 42) E.D. Bloom and F.J. Gilman, Phys. Rev. Letters 25 (1970) 1140;
Phys. Rev. D4 (1971) 2901.
V. Rittenberg and H.R. Rubinstein, Phys. Letters 35B (1971) 50;
Nucl. Phys. B39 (1972) 421.
- 43) T. Kawaguchi, K. Konishi and H. Nakkagawa, Prog. Theor. Phys.
55 (1976) 992, 参考論文(2).
- 44) V. Rabi, G. Cambell Jr. and K.C. Wali, J. Math. Phys. 16 (1975)
2494.
- 45) C.G. Callan Jr. and D.J. Gross, Phys. Rev. Letters 22 (1969) 156.
- 46) この小節は主論文の中川氏との共著 Ref 28) に基くものです。
- 47) A. De Rujula, H. Georgi and S.L. Glashow, Phys. Rev. Letters 35
(1975) 69 ; Phys. Rev. D12 (1975) 3589.
H. Fritzsch, M. Gell-Mann and P. Minkowski, Phys. Letters 59B
(1975) 256.
F. Wilczek, A. Zee, R. Kingsley and S.B. Treiman, Phys. Rev.
D12 (1975) 2768.
R.L. Kingsley, F. Wilczek and A. Zee, Phys. Letters 61B (1976) 259.

R.M. Barnett, Phys. Rev. Letters 34 (1975) 41.

- 48) C. Bouchiat, J. Iliopoulos and Ph. Meyer, Phys. Letters 38B
(1972) 519.

J.C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D8 (1973) 1240.

- 49) M.A.B. Bég and A. Zee, Phys. Rev. Letters 30 (1973) 675.

Y. Achiman, Heidelberg report (1973) (unpublished)

- 50) J.P. Berge et al., Phys. Rev. Letters 36 (1976) 639.

Table I

$$\begin{aligned}
 & (P, n), \quad (\Sigma^+, C_1^0), \quad (\Sigma^0, C_1^+), \quad (\Sigma^-, C_1^{++}), \\
 & (\Xi^0, X_d^+), \quad (\Xi^-, X_u^{++}), \quad (\Lambda, C_0^+), \quad (X_s^+, T^0), \\
 & (\pi^+, \pi^-), \quad (\pi^0, \pi^0), \quad (D^+, K^-), \quad (D^0, \bar{K}^0), \\
 & (F^+, F^-), \quad (D^-, K^+), \quad (\bar{D}^0, K^0), \\
 & (\Psi(3,1), \phi), \quad (\omega, \omega), \quad (\rho^+, \rho^-), \quad (\rho^0, \rho^0)
 \end{aligned}$$

表1 $\mathcal{U}$ 変換によるmirror pairの例. $(H, \bar{H}), (\bar{H}, H)$ の
 どちらにも読むことができる. $\mathcal{U}$ 変換により生ずるphase
 については考慮されていない.

表2 current-hadron散乱振幅の s-channel SU(4)不変振幅
展開. θ はCabibbo角である(式1). 不変振幅の定義につ
いては Appendix [A1]を参照($A_S(R_{\bar{s}s}) \equiv \langle \text{out} R_{\bar{s}} | M_S | R_s^{\text{in}} \rangle$).

invariant amplitudes process	140	60^*	36^*	$20'$	$20_{2,2}$	$20_{1,1}$	$20_{1,2}$ ($20_{2,1}$)	$20_{0,0}$	$20_{0,2}$ ($20_{2,0}$)	$20_{0,1}$ ($20_{1,0}$)	4^*
γp	$\frac{61}{72}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{2}{39}$	$\frac{121}{936}$	$\frac{11}{78\sqrt{3}}$	$\frac{2}{9}$	$-\frac{2}{3\sqrt{39}}$	$-\frac{11}{18\sqrt{13}}$	0
γn	$\frac{61}{72}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{2}{39}$	$\frac{121}{936}$	$\frac{11}{78\sqrt{3}}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{2}{3\sqrt{39}}$	$\frac{11}{18\sqrt{13}}$	0
νp ($= \bar{\nu} n$)	$\frac{25}{6}\cos^2\theta$ $+\frac{181}{36}\sin^2\theta$	$\cos^2\theta$ $+\frac{3}{4}\sin^2\theta$	$\frac{3}{2}\cos^2\theta$ $+\frac{3}{4}\sin^2\theta$	$\frac{4}{3}\cos^2\theta$ $+\frac{4}{9}\sin^2\theta$	$\frac{16}{39}\sin^2\theta$	$\frac{289}{468}\sin^2\theta$	$-\frac{34\sqrt{3}}{117}\sin^2\theta$	0	0	0	0
νn ($= \bar{\nu} p$)	$\frac{47}{18}\cos^2\theta$ $+\frac{26}{9}\sin^2\theta$	$2\cos^2\theta$ $+\frac{5}{2}\sin^2\theta$	$\frac{3}{2}\cos^2\theta$ $+\frac{3}{5}\sin^2\theta$	$\frac{4}{9}\cos^2\theta$ $+\frac{2}{9}\sin^2\theta$	$\frac{16}{39}\cos^2\theta$ $+\frac{32}{39}\sin^2\theta$	$\frac{121}{117}\cos^2\theta$ $+\frac{133}{234}\sin^2\theta$	$\frac{44}{39\sqrt{3}}\cos^2\theta$ $+\frac{10}{39\sqrt{3}}\sin^2\theta$	0	0	0	$\frac{2}{5}\sin^2\theta$

表3 t-channel 描像 及び duality に基く方法による主な関係式

a) charm 数居値以下における古い current の結果

b) charm 数居値以上における SU(4) current の結果

表3 a)

current	SU(3) (弱 current は Cabibbo ($\theta=0$))		
hadron 対称性 関係式	SU(2)	SU(3)	SU(3) duality
F_1^{VN}/F_1^{YN} $\equiv \alpha$	$0 \leq \alpha \leq \frac{18}{5}$	$0 \leq \alpha \leq \frac{18}{5}$	$3 \leq \alpha \leq \frac{18}{5}$
$F_1^{\bar{V}N}/F_1^{\bar{Y}N}$ $\equiv \beta$	$\alpha = \beta$	$\alpha = \beta$	$\alpha = \beta$
F_1^{m}/F_1^{np} $\equiv \gamma$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq 4$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq 3$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq \frac{3}{2}$
$F_1^{np}/(4F_1^m - F_1^{np})$ $\equiv \delta$	$0 \leq \delta \leq \frac{12}{5}$	$0 \leq \delta \leq \frac{48}{23}$	$1 \leq \delta \leq \frac{6}{5}$

表3 b)

current	SU(4) (弱 current は GIM (式1))			
hadron 対称性 関係式	SU(2)	SU(3)	SU(4)	SU(4) duality
F_1^{VN}/F_1^{YN} $\equiv \alpha$	$0 \leq \alpha \leq 18$	$0 \leq \alpha \leq \frac{138}{17}$	$\alpha = \frac{18}{5}$	$\alpha = \frac{18}{5}$
$F_1^{\bar{V}N}/F_1^{\bar{Y}N}$ $\equiv \beta$	$\alpha = \beta$	$0 \leq \beta \leq 18$	$\alpha = \beta$	$\alpha = \beta$
F_1^{m}/F_1^{np} $\equiv \gamma$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq 4$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq 3$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq \frac{13}{7}$	$\frac{1}{4} \leq \gamma \leq \frac{3}{2}$
$F_1^{np}/(4F_1^m - F_1^{np})$ $\equiv \delta$	$0 \leq \delta \leq 6$	$0 \leq \delta \leq \frac{18}{7}$	$\frac{2}{5} \leq \delta \leq \frac{66}{35}$	$\delta = \frac{6}{5}$

図 1

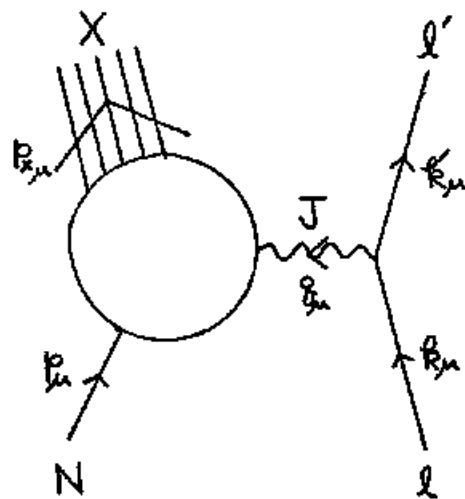


図 1 lepton-核子非弾性散乱.

l (l') は入射 (散乱) lepton を
表わし, N は標的核子である.

X は観測されない hadron 系を示す.

J は 弱 または 電磁 current である.

図 2

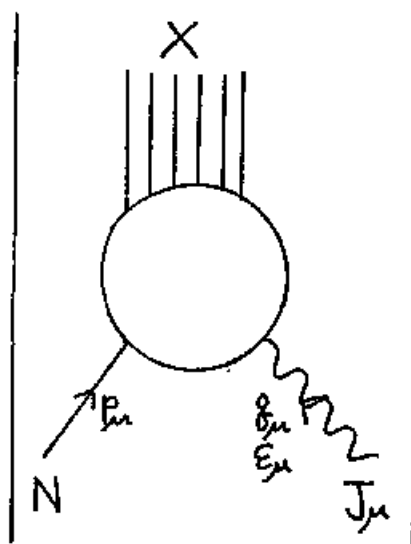


図 2 核子による current 吸収又

断面積. J は current を,

N は核子を表わす. X は任意の

終状態である. これは図 1 の

hadron 側に対応する.

図3

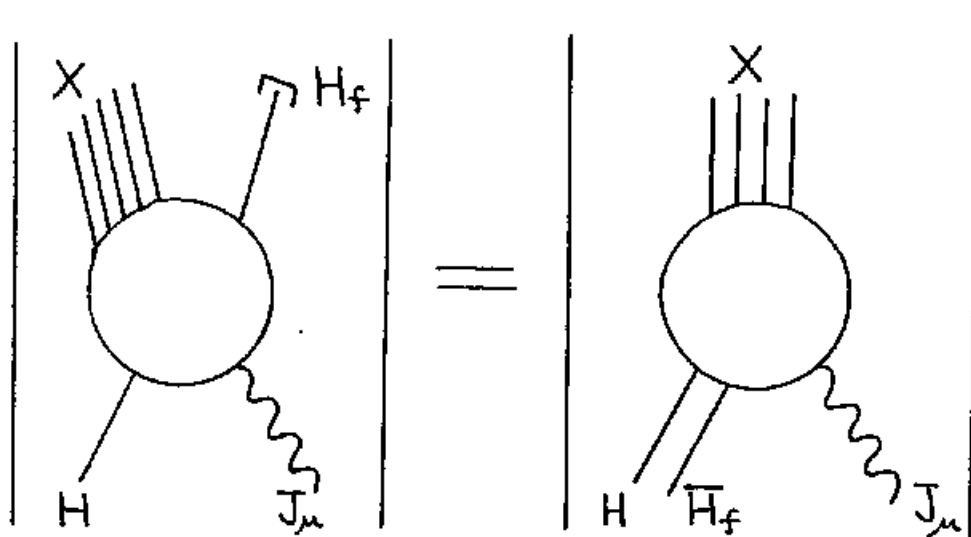


図3 Semi-inclusive過程. H_f は観測されるhadronを表わしており、始状態にCrossされる(右辺). H, H_f を複合標的と考えると図2に還元する.

図4

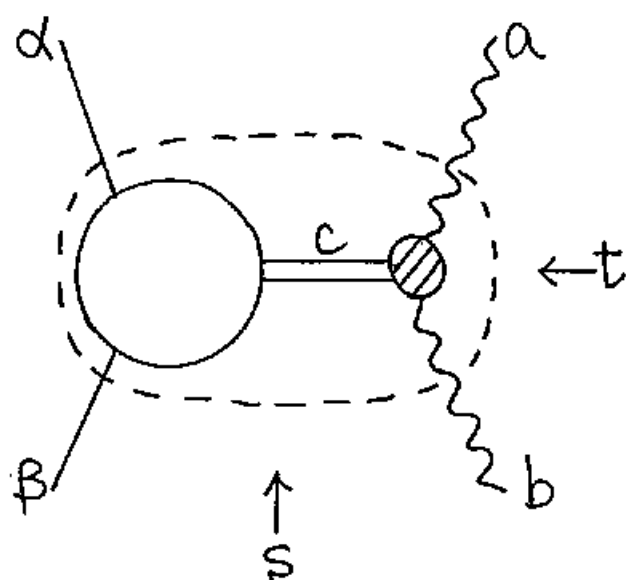


図4 t-channel 描像.

a, b は current を, α, β は hadron を示す. c は t-channel に交換される量子数である.
 a, b 及び c の結合は $SU(4)$ 構造定数で表わされる(斜線).

図5

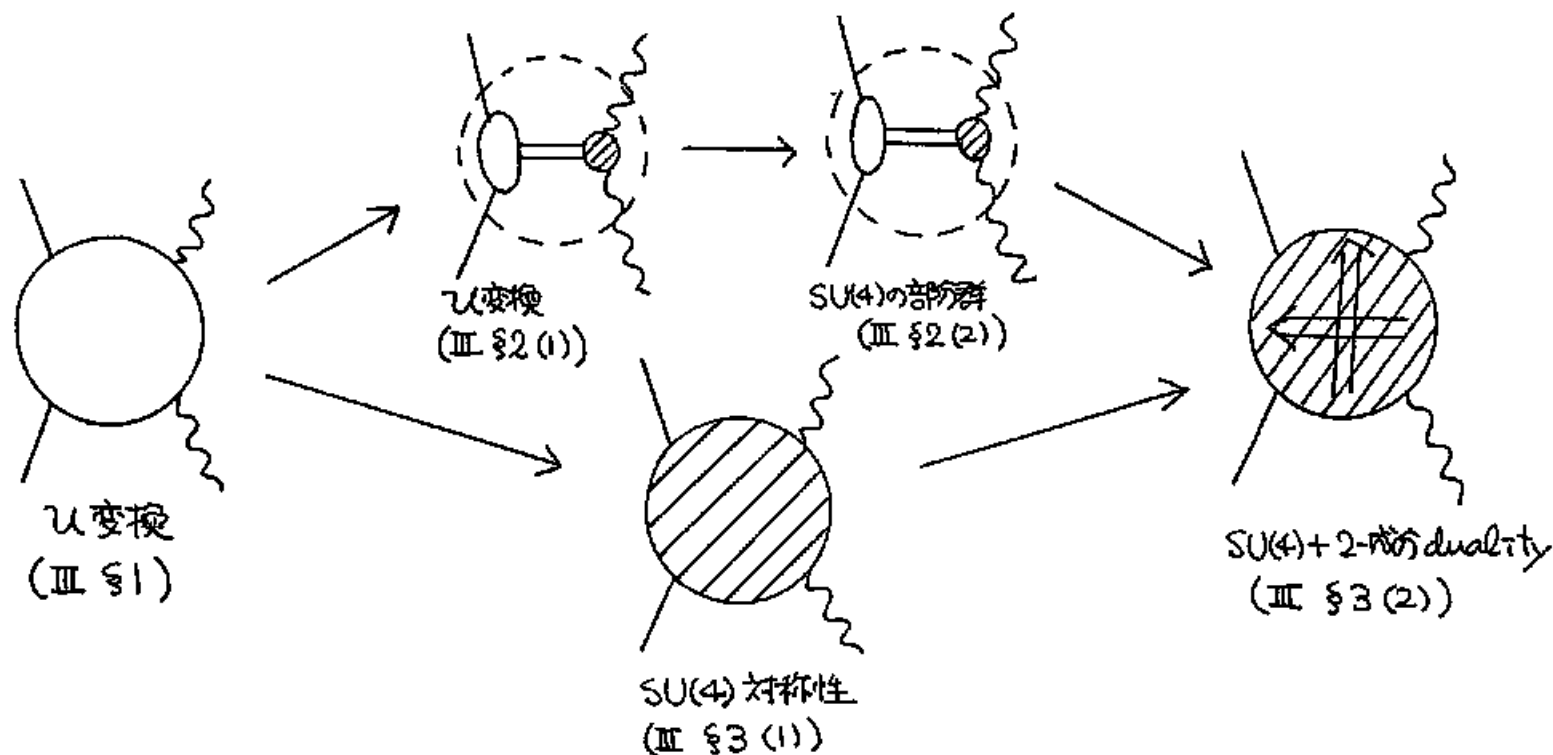


図5 Symmetry scheme. 図の斜線はSU(4)の仮定を示し、2本線はnon-exoticsを示す。
また括弧内は本文中の場所を表す。U変換の仮定はSU(n) ($n \leq 4$)の仮定より弱いとした。

図6

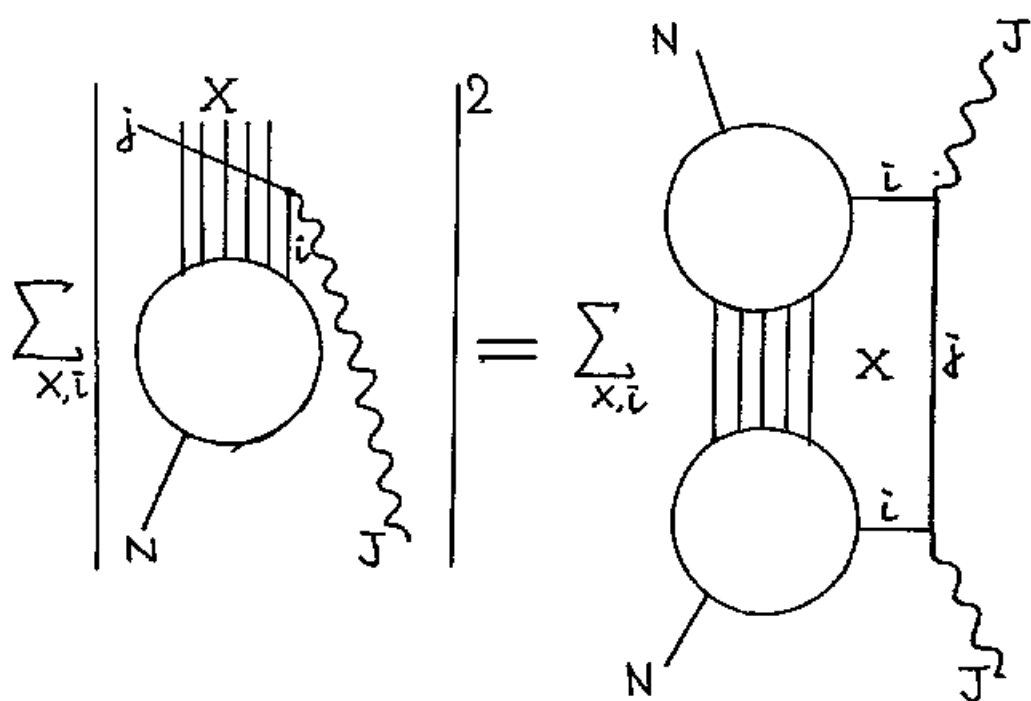


図6 Quark parton模型. i, j は quark 又は antiquark を示す。絶対値をとってから sum していることに注意 (incoherent sum)。右辺の図から t-channel に exotic 量子数が交換されないことがわかる。

- 例 17 current-hadron 散乱に対する quark diagram
- a) valence quark の寄与
 - b) quark-antiquark sea の寄与

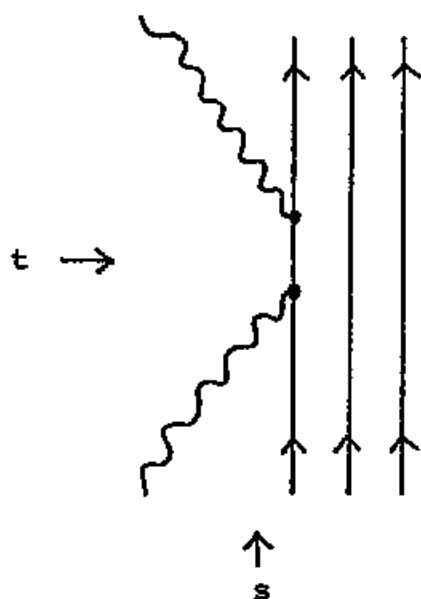


Fig. 1a

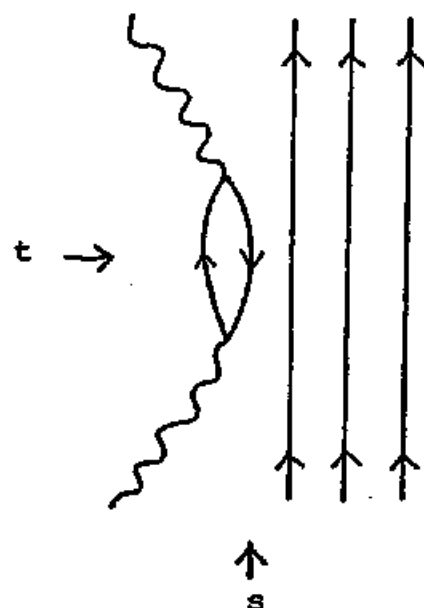


Fig. 1b