

相対論的クォーク模型と共鳴散乱振幅について

織田 益穂*

Resonance Formation Amplitudes in the Relativistic Quark Model

By Masuho Oda*

Synopsis: Yukawa interactions of non-exotic baryon with a pseudo-scalar meson are investigated from a viewpoint in the relativistic harmonic oscillator quark model with the $\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ framework.

It is pointed out that the I -broken $SU(6)$ symmetry for decay vertices corresponds to take the most general effective interactions of our relativistic quark model. Moreover, possible forms of unified Yukawa interactions among hadrons in our scheme which are consistent with all relevant experiments are proposed.

要旨: $\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ の枠組を持つ相対論的調和振動子型クォーク模型の立場から non-exotic なバリオンの擬スカラーメソンの湯川相互作用が調べられている。

崩壊のヴァーテックスについての I -broken $SU(6)$ 対称性の理論は、我々の相対論的クォーク模型の有効相互作用の一般形に対応していることが指摘されている。さらに、関係する実験と矛盾しない我々のスキームでのハドロン間の統一的な湯川相互作用へ型が示されている。

§1. はじめに

素粒子は関与する相互作用により、ハドロン族、レプトン族及びフォトン族に大別される。このうちハドロン族は残りの2つの族が全く関与しない強い相互作用を中心に全ての相互作用を行い、その種類も実験技術の進歩に伴い毎年増加しており現在その数は数百に達している。これらハドロンの構造と運動法則を明らかにしてゆくことが素粒子論の中心課題となっている。

これら素粒子（以下ではハドロン族を意味する）と呼ばれているものが、実はさらにより基本的な少数の構成子から成っている、とする複合模型の考え方が1955年坂田¹⁾によって提唱された。この考え方はその後多少の修正を経て、現在クォーク模型^{2),3)}として広く一般に受け入れられている。この模型では全ての素粒子をスピンの1/2で $SU(3)$ 群（この群のジェネレーターをユニタリ・スピンという）の基本ベクトルをなす3種類の基本粒子（クォークと名づけられている）とその反粒子の結合系と考え、ハドロン族のうちバリオンは3個のクォーク、メソンはクォークと反クォークからなっているとする。またクォークのハドロン中の重心に対する相対運動については、クォークの振舞いが非相対論的であるとすれば、

この相対座標の自由度 ($O(3)$) は前述のスピン及びユニタリ・スピンの自由度 ($SU(6)$)^{4),5)} と分離して扱うことができる ($SU(6) \times O(3)$ スキーム^{6),7)})。実際、励起ハドロンは $O(3)$ の軌道角運動量 L に定まった値を与える。特に $O(3)$ に調和振動子を採用する調和振動子型クォーク模型はハドロンの静的性質をかなりうまく説明できることが示されている。中でも励起ハドロンを含む質量レベルの分類^{8),9)}での成功は広く認められている。

しかし、この単純なクォーク模型は次の困難を内包している。1つには、ハドロン内のクォークは非常に強く結合していると考えられるのに、その振舞いが殆んど静的に見えることである。いま1つは、種々の分析からクォークが“通常のスピンと統計”の関係からの要請に反して、スピンの1/2でしかもボーズ統計に従うように見えることである。これらの困難は、相対論的束縛状態を扱う技法の不充分さによる $SU(6) \times O(3)$ スキームの相対論的拡張の難しさ及びクォークが粒子として実験で確認されていないことに共に、著者にとってはハドロンをクォークの束縛状態とする描像に起因しているように思われる。

しかしながら束縛状態の描像を保持しつつ新自由度^{10),11),12)}（色と呼ばれる）の導入によって模型を修正し上で述べた困難を解決しようとする試みがある。これは“標準模型”と称され現在多くの人々の注目を集めている。

* 物理学教室専任講師
Instructor, Department of Physics.

一方これとは別に束縛状態の描像に把われず、ハドロンの静止系で $SU(6) \times O(3)$ スキームに戻る相対論的枠組として $\tilde{U}(12) \times O(3,1)^{13),14)}$ スキームがある。このスキームでは全ての (non-exotic な) メソンとバリオンは統一的にそれぞれ

$$\Phi_A^B(x; \xi\eta), \quad \Phi_{A_1 A_2 A_3}(x; \xi_1 \xi_2 \xi_3)$$

$$A \equiv (a, \alpha) \quad (a=1, 2, 3; \alpha=1, 2, 3, 4) \text{ etc.} \quad (1.1)$$

なる量で記述される。ここで a はユニタリ・スピン, α は Dirac スピノールの足を示す。 x はハドロンの重心座標であり, $\xi_1 \xi_2 \xi_3$ (ξ, η) はバリオン (メソン) を構成する 3 個のクォークと (反クォーク) の座標をハドロンの重心に相対的に測った内部座標で内部ローレンツ空間での 4 元ベクトルである。またバリオンの場合, 対称クォーク模型に対応して Φ は (A_i, ξ_i) の組の入れ替えについて完全対称とする。次に Φ を規定する運動方程式として一般化された Bargmann-Wigner 方程式を設定する。これはバリオンについては

$$(i\gamma_\mu p_\mu + m(\xi_1 \xi_2 \xi_3)) \Phi_{A_1 A_2 A_3}(p; \xi_1 \xi_2 \xi_3) = 0 \quad (j=1, 2, 3) \quad (1.2)$$

となる (メソンにも同様の方程式を設定する)。ここで p_μ はバリオンの 4 元運動量, γ_μ は Dirac の γ -行列そして $m(\xi_1 \xi_2 \xi_3)$ は ξ_i の微分演算子である。このスキームではハドロンの質量項はバリオンとメソンについてそれぞれ

$$m_B^2(\xi_1 \xi_2 \xi_3) = \sum_{i=1}^3 m^2(\xi_i) + S_B$$

$$m_M^2(\xi\eta) = m^2(\xi) + m^2(\eta) + S_M \quad (1.3)$$

なる形が仮定され, $m^2(\xi)$ には 3 次元の調和振動子型クォーク模型に対して 4 次元調和振動子^{15),16),17)}

$$m^2(\xi) = \omega a_\mu^+ a_\mu, \quad \omega \equiv \kappa \lambda$$

$$a_\mu \equiv -i(\partial/\partial \xi_\mu + \kappa \xi_\mu)/\sqrt{2\kappa}, \quad a_\mu^+ \equiv -i(\partial/\partial \xi_\mu - \kappa \xi_\mu)/\sqrt{2\kappa} \quad (1.4)$$

(λ, κ はパラメーター) を選ぶ。ところで, このスキームでは構成子のスピンと空間座標は独立な自由度として相対論化される。また (1.2) は各構成子の 4 元運動量や質量はハドロン自身のそれと等しいことを意味している。これらを束縛状態の描像で理解するのは難しいように見える。これは, $\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ スキームが構成子の概念を変えることで先に述べたクォーク模型の困難を積極的にとり入れて問題を解決してゆこうとする流れ (ここでは, ハドロンを拡張したある実質と想定^{18),19),18)} し構成子はその励起子に当るとする) に沿ったものであることを示しているように思われる。

著者達は数年来上の立場で, $\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ スキームを種々の素粒子現象に適用し興味ある結果^{20),17)} を得て

おり, このスキームが我々にとって次第に確かなものになってきているように思われる。

§2. 湯川バーテックスの取り扱い

最近実験データの蓄積に伴い $N\pi \rightarrow N\pi$ や $N\pi \rightarrow \Delta\pi$ 散乱の部分波解析が進んでいる。これにより励起バリオンを経由する共鳴散乱振幅の情報が増加し, ハドロンの内部構造を探る上で重要な手掛りを与えている。共鳴散乱振幅には通常 Breit-Wigner 型の振幅が仮定されるので, 重心系での始状態のエネルギーが共鳴粒子の質量に等しいとき, この振幅は

$$T_{if} = \pm i\sqrt{\Gamma_i \Gamma_f} / \Gamma \quad (2.1)$$

となる。ここで Γ_i (Γ_f) は共鳴粒子の始 (終) 状態への部分崩壊幅で, Γ はその全崩壊幅である。従って問題は図 1 の励起バリオンを含む湯川ヴァーテックスの取り扱いに帰着する。

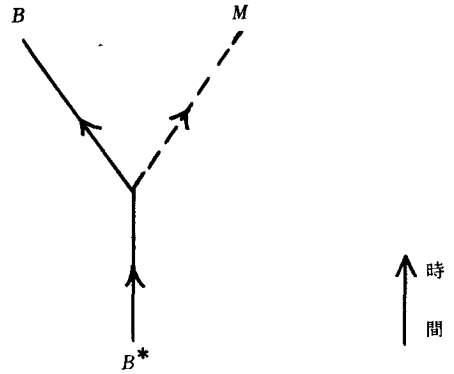


図 1 バリオンとメソンの湯川ヴァーテックス。
B*, B 及び M はそれぞれ励起バリオン,
基底バリオン及びメソンを示す。

相互作用は本来相対論的な扱いが必要である。 $SU(6)$ 対称性は本質的に静的な概念であり, これをそのままヴァーテックスの問題に持ち込む²¹⁾ことはできない。あえてこれを行うと, 結果は実験事実からほど遠いものになってしまう。そこで, これとは別に図 1 の 2 体崩壊のような共線過程の相互作用が有限の運動量の場合も不変であるように通常のスピン S を W スピン ($W_x \equiv \pm S_x, W_y \equiv \pm S_y, W_z \equiv S_z$ 符号は $+$ ($-$) がクォーク (反クォーク) である。終状態の粒子の運動量を z 軸向きにとる) で置き換える $SU(6)_w$ 対称性²²⁾ の理論が提唱された。この理論では, 上に述べた “ W - S 反転” のためのメソンの分離に不都合が生ずるにもかかわらず, ヴァーテックスの F/D 比に望ましい結果を与えることもあって, 近年励起バリオンの崩壊現象などに応用され注目を集めた。しか

し現在では、この理論はそのままの形では成立しないことが明らかになっており、この流れに沿った多くの研究は $SU(6)_w$ 不変でない項の寄与も考慮した “ l -broken $SU(6)_w$ ” スキーム^{(23), (24), (25)}に集約⁽⁹⁾されてきているようである。

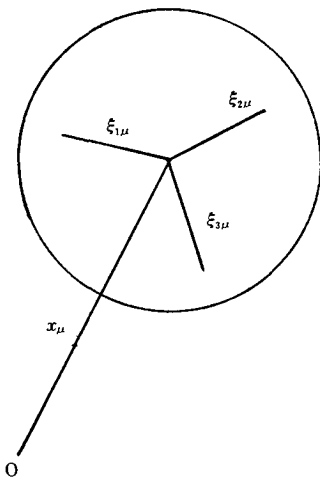
l -broken $SU(6)_w$ 模型とクォーク模型の同等性: l -broken $SU(6)_w$ スキームでは、励起バリオンから基底バリオンと擬スカラー中間（ここでは外場として扱われる）への崩壊のヴァーテックスは統一的に次の2つの既約な振幅

$$a_L^{(0)} \text{ と } a_L^{(\pm 1)} \quad (2.2)$$

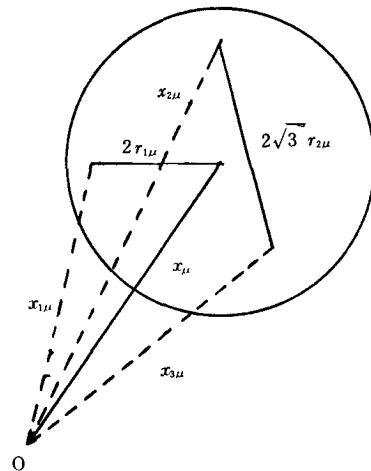
で記述される。ここでは L は始状態の励起バリオンの内部軌道角運動量である。また右肩の添字は W スピンの z 成分の変化 ΔW_z で、ここでは終状態の粒子の運動量を z 軸向きにとっているの、通常のスピンの z 成分の変化に等しい。(2.2) の第1項は $\Delta W_z = 0$ であるから $SU(6)_w$ 不変であり、第2項は $\Delta W_z \neq 0$ より $SU(6)_w$ 不変ではない。この取り扱いは上に述べたバリオンと擬スカラーメソンのヴァーテックスが $SU(6)_w = 35(8,3)$ の成分と同じに変換する“仮想粒子”を含むと仮定するのと同じである。

一方我々の相対論的クォーク模型 ($\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ スキーム) では、バリオンとメソンの湯川ヴァーテックスの有効相互作用は統一的に

$$\begin{aligned} H = & 3 \int d\Omega_x \bar{\Phi}^{(a\alpha) A_2 A_3}(x; x_1 x_2 x_3) M_{\alpha}^{\beta}(x; x_1) \\ & \Phi_{(b\beta) A_2 A_3}(x; x_1 x_2 x_3) \Pi_a^{b(+)}(x) \\ = & 3(2\pi)^4 \int d\Omega_p \delta^4(p - p' - q) \bar{\Phi}^{(a\alpha) A_2 A_3}(p'; x_1 x_2 x_3) \end{aligned}$$



(a) S型



(b) B型

図2 時空座標の取り方

(a) は殻型の時空座標の取り方を (d) は束縛型の取り方を示す。なお素粒子の拡がり円はを象徴的に表わすために描いてある。

$$M_{\alpha}^{\beta}(p' p x_1) \Phi_{(b\beta) A_2 A_3}(p; x_1 x_2 x_3) \Pi_a^{b(+)}(q) \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで $\Phi(\bar{\Phi})$ は始(終)状態のバリオンの波動関数で (1.1) で与えられている。 Π は8重項をなす擬スカラーメソンで、ここでは外場として扱う ((1.1) で ξ, η を無視する)。なお (2.3) 導く際に、通常用いられる相互作用の加法性とバリオンの波動関数の対称性を用いた。ところで4次元調和振動子の取り方には、“殻型”⁽¹³⁾ (S-型) と“束縛型” (B-型)^{(*) (14), (26)} があるが、ここでは物理的な状況を明らかにするためにS-型を選ぶ。この型では時空座標の取り方は (図2 a)

$$x_{i\mu} = x_{\mu} + \xi_{i\mu} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.4a)$$

また体積積分は

$$\begin{aligned} d\Omega_x &= d^4x d^4\xi_1 d^4\xi_2 d^4\xi_3 \\ d\Omega_p &= d^4p d^4p' d^4q d^4\xi_1 d^4\xi_2 d^4\xi_3 \end{aligned} \quad (2.4b)$$

である。ここで p, q' 及び q は対応するハドロン場む4元運動量である。次に静止極限での有効相互作用 (2.3) の型を検討する。この極限では始(終)状態のバリオンの3元運動量 $\mathbf{p}(\mathbf{p}')$ は0になり、独立なベクトル又は擬ベクトルは \mathbf{q} , (1.4) の4元振動子変数の空間成分 \mathbf{a}_1 及び Pauli 行列 $\boldsymbol{\sigma}_1$ である (添字1は1番目のクォークを示す)。従って、擬スカラーとして変換する $M(pp'x_1)$ の一般形は、関与する励起バリオンの内部軌道角運動量に応じて

$$\bar{M} = g_0 / M_0 (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q}); \quad L=0 \quad (2.5a)$$

*) B-型はS-型に比べ1つ自由度が少ない。しかし、この場合の相異は僅かの係数の差だけである。

$$\stackrel{(1)}{M} = f_0/M_0^2 \cdot (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q})(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q}) + f_1(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{a}_1); \quad L=1 \quad (2.5b)$$

$$\stackrel{(2)}{M} = d_0/M_0^3 \cdot (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q})(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q})^2 + d_1/M_0(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{a}_1)(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q}); \quad L=2 \quad (2.5c)$$

となる。ここで g_i, f_i 及び d_i は結合定数であり、 M_0 はこれを無次元量にするために導入したもので $M_0=1\text{GeV}$ とする。また \mathbf{a}_1 の個数は励起バリオンの L の値に対応している。(2.3) 及び (2.5) から、(2.5) は我々のスキームで“仮想粒子”の役割を果し、 $\text{SU}(6)$ と $\text{SU}(6)_w$ のいずれにおいても $35(8,3)$ の成分のように変換することがわかる。以上のことと、クォークには W - S 反転がなくバリオンの分類が $\text{SU}(6)$ と $\text{SU}(6)_w$ で同じになることから、 L -broken $\text{SU}(6)_w$ スキームのヴァーテックスの取り扱いとは静的近似をした我々の相対論的クォーク模型 ($\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ スキーム) での扱いと同等であることが明らかになった。

最近 Hey 達²⁵⁾ は L -broken $\text{SU}(6)_w$ スキームの立場から励起バリオンを経由する共鳴散乱振幅の精力的な分析を行っている。その分析から、彼等はヴァーテックスの扱いではこの近似的対称性が“非常にうまくゆく”との結論を下している。上で示した我々のスキームと L -broken $\text{SU}(6)_w$ との同等性から、その事情はそのまま我々の場合にも成り立つ。Hey 達が χ^2 検定を用いて定めたパラメーターと (2.1) の振幅の関係は励起バリオンの各々の値について

$$a_{L=1}^{(0)} \equiv -1/3 \cdot (S + 2D\mathbf{q}^2/M_0^2), a_{L=1}^{(\pm 1)} \equiv 1/3 \cdot (S - D\mathbf{q}^2/M_0^2) \quad (2.6a)$$

$$a_{L=2}^{(0)} \equiv -1/5 \cdot (|\mathbf{q}|/M_0)[2P + 3F(\mathbf{q}/M_0)^2], a_{L=2}^{(\pm 1)} \equiv \sqrt{3/5} \cdot (|\mathbf{q}|/M_0)[P - F(\mathbf{q}/M_0)^2] \quad (2.6b)$$

$$S=3.9, D=-18.2; P=4.3, F=17.8 \quad (2.7)$$

である。ここで S, D, P 及び F はそれぞれ対応する部分波の既約な固有振幅であり、 $M_0=1\text{GeV}$ である。Hey 達と我々の取り扱いを詳しく比較してみると、彼等のパラメーターと我々の結合定数の間には

$$f_1 + 1/3 \cdot f_0 \mathbf{q}^2/M_0^2 = -1/3 \cdot \sqrt{\pi/8} \cdot S, f_0 = -\sqrt{\pi/8} \quad (2.8a)$$

$$d_1 + 2/5 \cdot d_0 \mathbf{q}^2/M_0^2 = 3/5 \cdot \sqrt{\pi/15} \cdot P, d_0 = 3/2 \cdot \sqrt{\pi/15} \cdot F \quad (2.8b)$$

なる関係がある*)。なお (2.8) に現われる \mathbf{q}^2 依存性は、 $\text{SU}(6) \times O(3)$ の極限では各多重項内の粒子の質量は全て等しくなるので、本質的な役割は果さない。(2.7) と (2.8) より我々の結合定数の値は

$$f_0=10, f_1=-1.0; d_0=11, d_1=-0.03 \quad (2.9)$$

となる。(2.9) を求める際に \mathbf{q}^2 の値として各多重項の

“対称極限での質量” $m_{L=0}=1.3\text{GeV}$, $m_{L=1}=1.7\text{GeV}$ 及び $m_{L=2}=2.0\text{GeV}$ より求めた値 $\mathbf{q}_{L=1 \rightarrow L=0}^2 = (0.3)^2\text{GeV}^2$ 及び $\mathbf{q}_{L=2 \rightarrow L=0}^2 = (1.3)^2\text{GeV}^2$ を用いた。また定数 g_0 の値は直接 $\Delta(1232)$ の崩壊幅の実験値 $\Gamma=110\text{MeV}$ を用いて

$$g_0=7.9 \quad (2.10)$$

と定められる。(2.9) 及び (2.10) で求めた我々の結合定数の値は、我々のスキームでの実験値の役割を果すものであり表 1 にまとめてある。

表1 結合定数の値 (理論値と実験値の比較)

実験では (f_0, f_1) と (d_0, d_1) の符号だけが意味を持つ

結合定数	g_0	f_0	d_0	f_1	d_1
実験値	7.9	10	11	-1.0	-0.03
理論値					
S 型; $4k = \begin{cases} 3 \text{ GeV}^2 \\ 2 \text{ GeV}^2 \\ 1 \text{ GeV}^2 \end{cases}$	実験値に合せる	6.5 7.9 11.2	2.6 2.4 7.9	実験値に合せる	
B 型; $\Omega=1.1 \text{ GeV}^2$	実験値に合せる	-13.0	10.8	実験値に合せる	

次に B-型調和振動子の場合であるが、この場合の時空座標の取り方は (図 2 b)

$$x_{1\mu} = x_\mu - 2r_{1\mu}, x_{2\mu} = x_\mu + r_{1\mu} - \sqrt{3} r_{2\mu}, x_{3\mu} = x_\mu + r_{1\mu} + \sqrt{3} r_{2\mu} \quad (2.11a)$$

また体積積分は

$$d\Omega_x = d^4x d^4r_1 d^4r_2, d\Omega_p = d^4p d^4p' d^4q d^4r_1 d^4r_2 \quad (2.11b)$$

である。ここで x_μ はハドロンの重心座標であり、 $r_{2\mu}$ は構成子の相対座標である。(2.5) に対応する B-型での結果を得るには、(2.5) で振動子変数 \mathbf{a}_1 を

$$\mathbf{a}_1 \longrightarrow \sqrt{2/3} \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_1 \equiv -i(\partial/\partial \mathbf{r}_1 + \Omega \mathbf{r}_1)/\sqrt{2\Omega} \quad (2.12)$$

に置き換えればよい。ここで Ω は質量レベルから定まる定数で、 $\Omega=1.1\text{GeV}^2$ である。なお (2.12) の置き換えによって (2.9) 及び (2.10) で得られた結合定数の値は変らない。

§3. 相対論的クォーク模型と統一的湯川相互作用

前節で、我々は励起バリオンの基底バリオンと擬スカラー中間子への崩壊を記述する相互作用の一般形として (2.5) を得た。しかしながら (2.5) の記述方法では、異なる L の値に対してはそれぞれ新しい結合定数が必要となる。この点から (2.5) は統一的な相互作用として充分なものとなっていない。

) (2.8) は正確には $B^ \rightarrow N\pi$ についてのみ成立し $B^* \rightarrow \Delta\pi$ では N, Δ の質量比 (~ 1.3) だけ修正される。

そこで、以下で (2.5) が3つの結合定数のみを含む1つの相互作用にまとめられることを示す。まづ前節と同じくS型調和振動子で考える。相互作用は

$$M^S = [c_1^S(\sigma_1 \cdot \mathbf{q}) + c_2^S(\sigma_1 \cdot \mathbf{a}_1) + c_3^S(\sigma_1 \cdot \mathbf{a}_1)(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q})] e^{-i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\xi}_1} \quad (3.1)$$

与えられる。ここで c_i^S は結合定数である。最後の因子 $e^{-i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\xi}_1}$ は、図3に示されるようにバリオンとメソンの相互作用がバリオンの重心から $\boldsymbol{\xi}_1$ のところの構成子と外場（点粒子）として扱われるメソンの相互作用を通じて起るとの仮定からくる。また最初の括弧内の因子は、 \mathbf{q} については1次そして \mathbf{a}_1 については双1次形式であるとの制限から決まっている。そこで (3.1) を (2.5) と比べると、 c^S と g, f 及び d の関係が容易に導かれ

$$g_0/M_0 = c_1^S, f_0/M_0 = c_1^S \cdot 1/\sqrt{2k}, d_0/M_0 = c_1^S \cdot 1/4k \quad (3.2a)$$

$$f_1 = c_2^S, d_1/M_0 = c_2^S \cdot 1/\sqrt{2k} + c_3^S \quad (3.2b)$$

となる。ここで $e^{-i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\xi}_1}$ が

$$e^{-i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\xi}_1} = \exp[-1/4k \cdot \mathbf{q}^2] \exp[-1/\sqrt{2k} \cdot (\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q})] \exp[1/\sqrt{2k} \cdot (\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q})] \quad (3.3)$$

と変形できること及び $4k \approx 1 \sim 3 \text{ GeV}^2$ 程度であるので我々が扱っている過程では $\exp[1/4k \cdot \mathbf{q}^2] \approx 1$ であることを用いた。一方B型の調和振動子の場合には (3.2) に対応する相互作用は

$$M^B = [c_1^B(\sigma_1 \cdot \mathbf{q}) + c_2^B(\sigma_1 \cdot \mathbf{b}_1) + c_3^B(\sigma_1 \cdot \mathbf{b}_1)(\mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{q})] e^{i2\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_1} \quad (3.4)$$

与えられる。ここで振動子変数の置き換え (2.12) と $e^{i2\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_1}$ の $e^{-i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\xi}_1}$ と同じ扱いに留意すると

$$g_0/M_0 = c_1^B, f_0/M_0 = -\sqrt{3/\Omega} \cdot c_1^B,$$

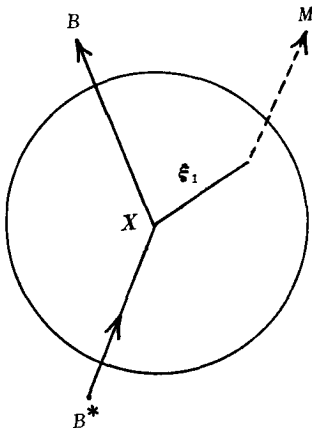


図3 $B^* \rightarrow BM$ 過程

外場としてのメソンがバリオンの重心 X かい $\boldsymbol{\xi}_1$ だけ離れた1番目のクォークと相互作用しているのを表わしている。

$$d_0/M_0 = 3/2\Omega \cdot c_1^B \quad (3.5a)$$

$$f_1 = \sqrt{3/2} c_2^B, d_1/M_0 = -\sqrt{2/\Omega} \cdot c_2^B + 3/2 \cdot c_3^B \quad (3.5b)$$

なる結合定数の間の関係が得られる。(3.2) 及び (3.5) から明かなようにS型B型いずれの場合にも、 f_1 と d_1 は c_2, c_3 を適当に選べば必ず実験値と一致されられ、一方 g_0, f_0 及び d_0 は唯一つのパラメーター c_1 のみで関係づけられている。

表1では (3.2) 又は (3.5) から得られる理論値と実験値が比較されている。ところで現在の実験の分析からは (2.1) の共鳴散乱振幅の符号は定まるが、その絶対値にはあいまいさがある。我々の相互作用 (3.1) 及び (3.4) は共鳴散乱振幅の符号については実験を再現する。これらの状況とここで我々が行った近似の程度に留意すれば、表1の結果 (S型の $4k=1 \text{ GeV}^2$ の場合とB型の場合) は現在我々の利用しうる実験データと矛盾してないといえる。

§4. まとめと議論

この小稿で我々はヴァーテックスの扱いでは “t-broken $\text{SU}(6)_w$ ” スキームが静的近似した $\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ スキームに等しいことを示した。このことから $\text{SU}(6)_w$ 対称性の理論は当初言われたようなクォーク模型の相対論的拡張ではないといえよう。同時に $\tilde{U}(12) \times O(3,1)$ の枠組を持つ相対論調和振動子型クォーク模型が励起ハドロンを含む湯川ヴァーテックスの扱いにおいても有効な枠組であることを示している。

相互作用 (2.5) で注目すべきは、振動子変数 \mathbf{a} が運動量遷移 \mathbf{q} のみでなく構成子のスピン σ と結合する相互作用が必要となることである。 $\text{SU}(6)_w$ では後者は $\Delta L_z = \pm 1$ の項つまり構成子の (\mathbf{q}) に垂直方向の運動を考慮しなければならないことを意味する。また (2.5) から判るように振動子変数と構成子のスピンの結合する相互作用は励起バリオンが関与する相互作用で本質的役割を果たす。このような項が必要であることは励起バリオンの崩壊だけでなく、励起メソンBの ω メソンと π メソンへの崩壊のヘリシティ依存性の分析²⁷⁾や相対論的調和振動子型クォーク模型での保存電流^{(4), (20), (20), (20)}においても示されている。このような内部変数に本質的に依存した新しい型の相互作用は、素粒子の内部構造を知る上で重要な手掛かりを与えるもので今後一層詳しい分析が必要である。

この小稿では主として静止近似での有効相互作用に注目して議論してきたが、(3.1) 及び (3.4) で与えられた相互作用に対応した non-exotic なバリオンの関与する一般的な湯川ヴァーテックスの相対論的なラグランジアン密度は容易に導くことができる。これはS型では

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_I^S &= \sum_{i=1}^3 [\bar{\Phi}(x; \xi_1 \xi_2 \xi_3) M_i^S \Phi(x; \xi_1 \xi_2 \xi_3) \cdot \\ &\quad \Omega_i^S \Pi(x + \xi_i)], \\ M_i^S \cdot \Omega_i^S &= G_0^S i \gamma_5 \gamma_\mu \cdot \partial / \partial x_\mu \\ &\quad + \left\{ G_1^A i \gamma_5 \gamma_\mu \xi_{i\mu} \cdot 1 \right. \\ &\quad \left. + G_1^T i \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \partial / \partial \xi_{i\mu} \cdot \partial / \partial x_\nu \right. \\ &\quad \left. + \left\{ G_2^A i \gamma_5 \gamma_\mu \xi_{i(\mu)} \cdot \partial / \partial x_{\lambda} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + G_2^T i \gamma_5 \gamma_\mu \partial / \partial \xi_{i(\mu)} \cdot \partial / \partial \xi_{i\lambda} \cdot \partial / \partial x_\lambda \right. \right. \quad (4.1)\end{aligned}$$

となる。ここで $\tilde{\partial} / \partial \xi_\mu$ は $\bar{\Phi} \left(\frac{\partial}{\partial \xi_\mu} \Phi \right) - \left(\frac{\partial}{\partial \xi_\mu} \bar{\Phi} \right) \Phi$ を、 $\{\mu, \lambda\}$ は添字についての対称化 ($A_\mu B_\lambda + A_\lambda B_\mu$) を意味する。また B 型では、

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_I^B &= \sum_{i=1}^3 [\bar{\Phi}(x_1 x_2 x_3) M_i^B \Phi(x_1 x_2 x_3) \Omega_i^B \Pi(x_i), \\ M_i^B \cdot \Omega_i^B &= G_0^B i \gamma_5 \gamma_\mu \cdot \partial / \partial x_{i\mu} + G_1^B i \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \partial / \partial x_{i\mu} \cdot \\ &\quad \partial / \partial x_{i\nu} + G_2^B i \gamma_5 \gamma_\mu \partial / \partial x_{i(\mu)} \partial / \partial x_{i\nu} \cdot \partial / \partial x_{i\nu} \quad (4.2)\end{aligned}$$

で与えられる。(4.1) 及び (4.2) を導く際に、相互作用の加法性、関与する場についての微分は内部座標また重心座標について高々一階であることそして静止極限では、(4.1) は (3.1) ((4.2) は (3.4)) へ帰着するとの仮定を用いた。なお B 型ではラグランジアン密度が一意的に定まるのは、この場合加法則性を満すのが内部座標についての微分だけであることによるものである。通常仮定されている相互作用¹⁴⁾ は (4.2) の G_1^B の項のみであるが、この相互作用では $L=1, 2$ のいずれのバリオンの共鳴散乱振幅の符号も反 SU(6)_w 的^{9), 30)} であるが

実験では $L=2$ のバリオンでは SU(6)_w 的となる。現在 (4.1) 及び (4.2) を用いた詳細な計算を行っているが、(3.1) 及び (3.4) の結合定数 L への依存性が弱いことから、ここで得た結論は本質的に変らないことが期待される。

最後になりましたが、この小稿は日本大学理工学部の石田晋助教授及び男沢淳助教授との共同研究の成果に基づくものであり、本稿の作成に際しての両氏との有益な議論と両氏からの適切な助言に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **16** (1956), 686.
- 2) M. Gell-Mann, Phys. Letters **8** (1964), 214.

- 3) G. Zweig, Symmetries in Elementary Particle Physics, Academic Press, New York p. 192 (1965).
- 4) B. Sakita, Phys. Rev. **136** (1964), B 1756.
- 5) F. Grúsey and L. A. Radicati, Phys. Rev. Letters **13** (1964), 173.
- 6) O. W. Greenberg, Phys. Rev. Letters **13** (1964), 598.
- 7) J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. **35** (1966), 117, 309.
- 8) N. P. Samios, M. Goldberg and B. T. Meadows, Rev. Mod. Phys. **46** (1974), 49.
- 9) J. L. Rosner, Phys. Reports. **11** (1974), 189.
- 10) M. Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev. **139** (1965), B 1006.
- 11) Y. Miyamoto, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra No. 187 (1965).
- 12) T. Tati, Prog. Theor. Phys. **36** (1966) 131.
- 13) S. Ishida, Prog. Theor. Phys. **46** (1971), 1570, 1905. S. Ishida, M. Oda and Y. Yamazaki, Prog. Theor. Phys. **50** (1973), 2000.
- 14) R. P. Feynman, M. Kislinger and F. Ravndal, Phys. Rev. **D 3** (1971), 2706.
- 15) H. Yukawa, Phys. Rev. **91** (1953) 416.
- 16) T. Takabayashi, Nuovo Cimento **33** (1964) 668.
- 17) S. Ishida and J. Otokozaawa, Prog. Theor. Phys. **47** (1972), 2117.
- 18) Suppl., Prog. Theor. No. 41 (1968) by H. Yukawa and by others 参照.
- 19) O. Hara and T. Goto, Prog. Theor. Phys. **44** (1970), 1383.
- 20) S. Ishida, K. Nakamura and M. Oda, Prog. Theor. Phys. **47** (1972), 304, S. Ishida, K. Konno and Y. Yamazaki Prog. Theor. Phys. **47** (1972), 317. S. Ishida and M. Oda, Phys. Rev. **D8** (1973), 921. S. Ishida and J. Otokozaawa, Prog. Theor. Phys. **50** (1973), 1028. S. Ishida and J. Otokozaawa, Prog. Theor. Phys. **53** (1975), 217. K. Furuya, S. Ishida and M. Oda, Prog. Theor. Phys. **54** (1975), 542.
- 21) S. Ishida and P. Roman, Phys. Rev. **172** (1968), 1684.
- 22) H. J. Lipkin and S. Meshkov, Phys. Rev. **143** (1966), 1269.
- 23) W. P. Petersen and J. L. Rosner, Phys. Rev. **D6** (1972), 820.
- 24) D. Fairman and D. E. Plane, Nucl. Phys. **B50** (1972), 379.
- 25) A. J. Hey, P. J. Litchfield and R. J. Cashmore, Nucl. Phys. **B 95** (1975), 516.
- 26) K. Fujimura, T. Kobayashi and M. Namiki, Prog. Theor. Phys. **43** (1970), 73.
- 27) M. Oda, 素粒子論研究 **49** (1974), C 77.
- 28) R. G. Lipes, Phys. Rev. **D5** (1972), 2849.
- 29) M. Namiki and S. Saito, Prog. Theor. Phys. **53** (1975), 1465.
- 30) R. G. Moorhouse and N. Parsons, Phys. Letters **478** (1973), 24.