

# Nonleptonic Hyperon Decay in the Quark Model

宮 本 道 子

## § 1 序 論

Nonleptonic Decay には  $\Lambda^0$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Sigma^+$  がある。これは、弱い相互作用と強い相互作用の組み合わせで起る複雑な decay であると考えられる。この複雑な decay をスピン  $\frac{1}{2}$  を持った,  $p_0$ ,  $n_0$ ,  $\lambda_0$  という3個の Quarks からバリオンが構成されていると考える SU(6) Quark Model を仮定し, さらにメソンと Quark に対して普通の強い相互作用の他に,  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ ,  $|\Delta S| = 1$  を満す<sup>(A)</sup>弱い相互作用を仮定することによって, 説明できるかどうかを調べた。

すなわち弱い相互作用として,

$$H_w = \sum_{\alpha} \bar{q} (G_1 + G_2 \gamma_5) q \gamma_{\mu} [\lambda_6, \lambda_{\alpha}] \partial_{\mu} \varphi_{\alpha}$$

強い相互作用として,

$$H_s = \sum_{\alpha} g \bar{q} \gamma_5 \gamma_{\mu} \lambda_{\alpha} q \partial_{\mu} \varphi_{\alpha}$$

という相互作用を考えることにする。

## § 2 非相対論化と SU(6) モデルについて

もしバリオンが, 核子と同じ程度の質量を持つ粒子によって構成されているものとする, それら構成粒子を結びつけるポテンシャルの広りは, 大体核子のコンプトン・ウェィブレングス  $1/M_N$  に等しいことがわかる。不確定性原理によって,  $\Delta p \cdot \Delta x \sim 1$  だから,  $\Delta p$  は  $M_N$  の大きさであることがわかる。それ故, 運動エネルギー / 静止エネルギー  $\sim 1$  となるから, この場合は, バ

リオンの内部での構成素粒子は、相対論的にふるまうことがわかる。一方、もし静止質量が核子のそれよりも数倍大きい **Quark** を考えると、運動エネルギー / 静止エネルギーが、十分の一程度となり、この **Quark** のバリオン内での運動は、非相対論的となる。したがってここでは、**Quark** モデルをとって非相対論的に考えることにする。

$\langle \mu_x \rangle_p / \langle \mu_x \rangle_n = -3/2$  ( $\mu$  は マグネティックモーメント) という実験結果に、**SU(6) Quark Octet wave - function** を用いて計算した結果がよく合うので、**SU(6)** を採用する。

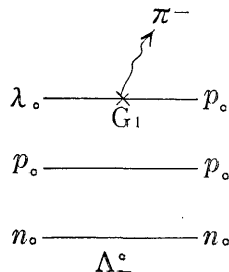
理論が **SU(6)** に従うかどうかについての問題と、ローレンツ・不変性に対する 2, 3 の批判があり、これに対して、最近は多くの注意がよせられた。そして、これらが間接的な刺激になってこの問題に関する論文が発表された。多くの仕事がなされたにもかかわらず、この問題に対する満足な解答は与えられなかった。実際、ローレンツ群を、部分群としてもつ **Lie** 群 **G** を構成する可能性については、それを証明することができなかった。また、ちがったいい方をすると、相互作用する粒子の系に対する相対論的不変なラグランジアンを、**SU(6)** のもとに構成することができないということである。われわれは、簡単に、非相対論的極限において **SU(6)** 対象性を保つことができるような相互作用を考えてゆくことにする。

**SU(3) Quark wave function** は Appendix B に、**SU(6) Quark wave function** は Appendix C に書いておく。

### § 3 Nonleptonic Decay Process

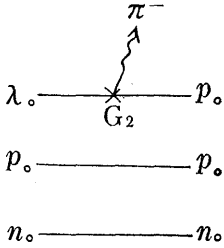
**S-wave** は、一次の相互作用だけを考えることによって、そのグラフは次のようになる。以下、 $\Lambda^0$  decay を例にとってグラフを書いてゆく。×は **weak interaction**,  $\cdot$  は **Strong interaction** を示す。まず、**S-wave** を考える。ただし、 $G_1$  は相互作用定数。

次に **P-wave** としては一次の  $A_0$  タイプ相互作用。二次の  $A_1, A_2, B_1, B_2, C$

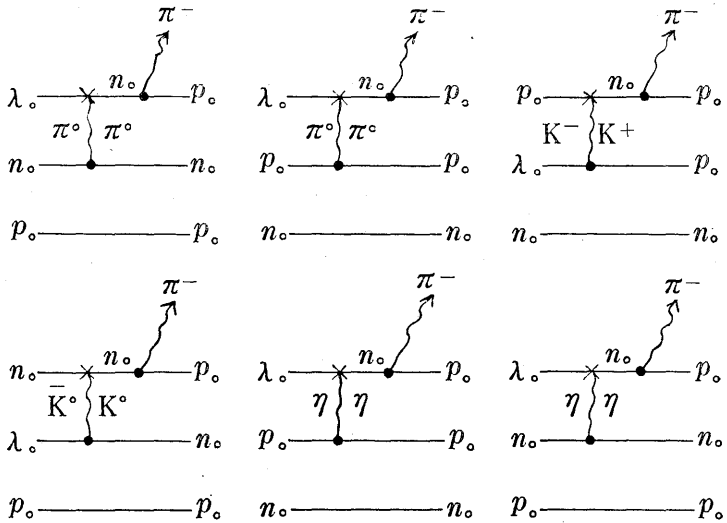


タイプの相互作用がある。

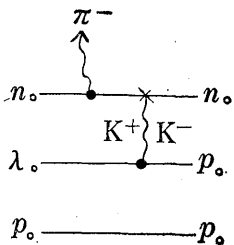
A<sub>0</sub> タイプのグラフ。



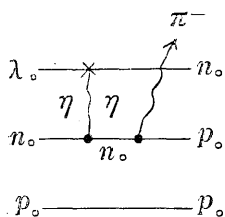
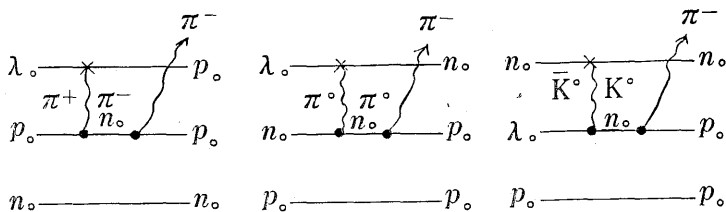
A<sub>1</sub> タイプのグラフ。(相互作用定数の全部の積を G<sub>3</sub> とする。)



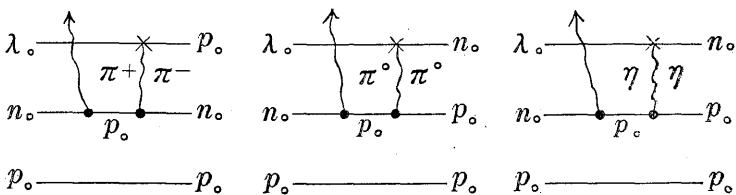
A<sub>2</sub> タイプのグラフ。(相互作用定数の全部の積を G<sub>3</sub> とする。)



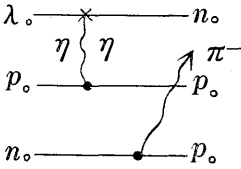
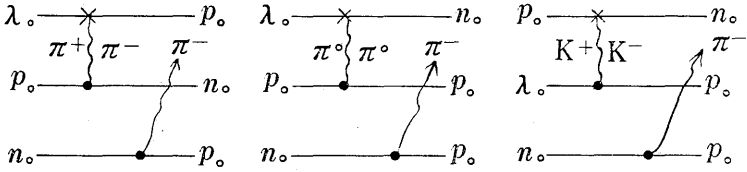
B<sub>1</sub> タイプのグラフ。(G<sub>4</sub>)



B<sub>2</sub> タイプのグラフ。(G<sub>4</sub>)



C タイプのグラフ。(G<sub>5</sub>)



§ 1 で述べたような  $H_w$  と  $H_s$  を基本的相互作用として用いているわけであるが、これらをまとめて、有効ハミルトニアンを書くと、つぎのようになる。\*

$$\begin{aligned}
 H = & G'_1 \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 (\bar{q}_k \gamma_\mu [\lambda_6, \lambda_l] + q_k \partial_\mu \varphi_l) \\
 & + G'_2 \left\{ \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu [\lambda_6, \lambda_l] + q_k) \partial_\mu \varphi_l \right. \\
 & + \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 (\bar{q}_l \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\beta q_l \partial_\mu \varphi_\beta) \\
 & \quad \times (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\alpha q_k) (\partial_\mu \varphi_\alpha \partial_\nu \bar{\varphi}_\alpha) (\bar{q}_l \gamma_\nu \gamma_5 [\lambda_6, \lambda_\alpha] + q_l) \\
 & + \sum_{\beta=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{\alpha=1}^3 (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\alpha q_k) (\partial_\mu \varphi_\alpha \partial_\nu \bar{\varphi}_\alpha) (\bar{q}_l \gamma_\nu \gamma_5 [\lambda_6, \lambda_\alpha] + q_l) \\
 & \quad \times (\bar{q}_l \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\beta q_l \partial_\mu \varphi_\beta) \\
 & + \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\beta q_k \partial_\mu \varphi_\beta) (q_k \gamma_5 \gamma_\nu \lambda_\alpha q_k) (\partial_\nu \varphi_\alpha \partial_\lambda \bar{\varphi}_\alpha) \\
 & \quad \times (\bar{q}_l \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\alpha q_l) [\lambda_6, \lambda_\alpha] + q_l) \\
 & \left. + \sum_{\beta=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{\alpha=1}^3 (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\alpha q_k) (\partial_\mu \varphi_\alpha \partial_\nu \bar{\varphi}_\alpha) (\bar{q}_l \gamma_5 \gamma_\nu [\lambda_6, \lambda_\alpha] + q_l) \right\}
 \end{aligned}$$

\*  $\varphi_\alpha$  の定義は (I) を見よ

$$\begin{aligned} & \times (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\beta q_k) \partial_\mu \varphi_\beta \\ & + \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 (\bar{q}_j \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\beta q_j) \partial_\mu \varphi_\beta \\ & \times (\bar{q}_k \gamma_5 \gamma_\mu \lambda_\alpha q_k) (\partial_\mu \varphi_\alpha \partial_\nu \bar{\varphi}_\alpha) (\bar{q}_i \gamma_5 \gamma_\nu [\lambda_\beta, \lambda_\alpha]_+ q_i) \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G'_3 = G''_2 \times C_3 \quad G'_4 = G''_2 \times C_4 \quad G'_5 = G''_2 \times C_5 \\ \text{という記号を改めてとる。} \\ C_i = \langle B + \pi | V(1,2) | B \rangle_i^{(D)} \quad (i=3, 4, 5) \end{array} \right.$$

上のように定義した相互作用定数を用いて、ハミルトニアンを非相対論化するれば、逆に、S-wave, P-wave について、図に書いたようなグラフが得られる。

グラフに従って、次のような計算方法で、マトリックス・エレメントを計算する。

$$\begin{aligned} \langle B' | H | B \rangle &= \sum_{j', i, j, k} \langle B' | Q_i' Q_j Q_k \times Q_i' | H | Q_i \times Q_i Q_j Q_k | B \rangle \\ &+ \sum_{j', i, j, k} \langle B' | Q_i Q_j Q_k \times Q_j' | H | Q_j \times Q_i Q_j Q_k | B \rangle \\ &+ \sum_{k', i, j, k} \langle B' | Q_i Q_j Q_k \times Q_k' | H | Q_k \times Q_i Q_j Q_k | B \rangle \end{aligned}$$

ここで  $Q_1 = p_0 \alpha, Q_2 = p_0 \beta, Q_3 = n_0 \alpha, Q_4 = n_0 \beta, Q_5 = \lambda_0 \alpha, Q_6 = \lambda_0 \beta$ 。

一本線の場合を例に取れば、 $H = G'_1 (p_0 \lambda_0) E \pi$  が S-wave のハミルトニアン、P-wave のハミルトニアンは、 $H = G'_2 (p_0 \sigma \cdot p \lambda_0) c P \pi$  ここで  $G_1, G_2$  をカップリングコンスタントとすれば、 $G'_1 = G_1 \times \text{constant}$ ,  $G''_2 = G_2 \times \text{constant}$  である。また、 $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm}$  である。実験値から次のような関係がえられた。

$$\begin{aligned} G_2 &= 0.1976 G_1 & G_3 &= 0.0517 G_1 \\ G_4 &= -0.1876 G_1 & G_5 &= 0.1409 G_1 \end{aligned}$$

グラフに従って、マトリクス・エレメントを計算すると、次のような結果が得られた。一本線(一次の相互作用)のマトリクスエレメントを、Appendix G と Appendix H に書いておく。

計 算 結 果 (理論値)

	S-wave	P-wave
$\Lambda_0^-$	$20.3311G_1$	$7.4505G_1$
$\Xi_0^-$	$21.7951G_1$	$-4.8155G_1$
$\Sigma_0^+$	0	$14.1881G_1$
$\Sigma_0^-$	$19.6875G_1$	0
$\Lambda_0^0$	$-14.3125G_1$	$-5.4431G_1$
$\Xi_0^0$	$-15.1786G_1$	$3.3605G_1$
$\Sigma_0^+$	$-13.7548G_1$	$10.1318G_1$

実験値から次の四つの関係が満される,

$$\Lambda_0^- = -\sqrt{2} \Lambda_0^0$$

$$\Xi_0^- = -\sqrt{2} \Xi_0^0$$

$$\Sigma_0^- = -\sqrt{2} \Sigma_0^+ + \Sigma_0^+$$

$$2\Xi_0^- - \Lambda_0^- = -\sqrt{3} \Sigma_0^+$$

これらの関係を表の理論値は、よく満している。

(E)  
次に非対称因子を計算して、実験と比べてみると、つぎのようになった。

	理論値	実験値
$\Lambda^{\circ}$	0.646	$0.646 \pm 0.016$
$\Xi^{\circ}$	-0.42	$-0.42 \pm 0.3$
$\Sigma^{\circ}$	0	$0.018 \pm 0.039$
$\Sigma^{\circ}$	0	$-0.06 \pm 0.05$
$\Lambda^{\circ}$	0.665	$0.71 \pm 0.18$
$\Xi^{\circ}$	-0.42	$-0.37 \pm 0.08$
$\Sigma^{\circ}$	-0.955	$-0.955 \pm 0.070$

次に、もう一つ、 $r$  の値<sup>(F)</sup>を計算して、実験とくらべてみると、次のようになつた。

	理論値	実験値
$\Lambda^{\circ}$	0.76	0.75
$\Xi^{\circ}$	0.91	0.91
$\Sigma^{\circ}$	-1	-0.99
$\Sigma^{\circ}$	+1	0.90
$\Lambda^{\circ}$	0.75	/
$\Xi^{\circ}$	0.91	0.93
$\Sigma^{\circ}$	0.297	/



これもまた、実験とよく合っている。

#### § 4 Discussion

非対称因子と  $\gamma$  の値は、たいへんよく実験と合っているが、これはもちろん、 $G_2, G_3, G_4, G_5$  の値を実験値から定めたからでもあるが、 $\langle B + \pi | V$   
(1.2)  $|B\rangle$  を定数として計算したことが、少し気になる。今後は、この値を、  
マトリックスエレメントとして計算してゆきたい。

ここでは、 $F/D = 0$  としたが、 $F/D \neq 0$  ならばどうなるか、調べてみることも大切である。

(注) 文字の肩のところの(A), (B), (C) などの記号は Appendix を表わす。

#### 参照論文及び文献

- (1) "Quark Model and S-Wave Nonleptonic Hyperon Decays" F.C. Chan  
IL NUOVO CIMENTO
- (2) "Symmetries of Baryons and Mesons" Murray Gell-Mann  
Physical Review volume 125 No.3
- (3) "Nonleptonic Hyperon Decay in the Quark Model"  
Kimis Miure and Toshiyuki Minamikawa  
P. T. P. vol 38, No.4
- (4) "Refined Quark Model of Weak Hadron Decays"  
D. Tlamm and W. Majerotts  
IL NUOVO CIMENTO  
Vol LXVIA,N.4
- (5) "Is a non Relativistic Approximation Possible for the Internal  
Dynamics of "Elementary" Particles?"  
G. Morpurgo  
Physics Vol 2. No.2. pp.95-105

(6) Symmetries in Elementary Particle Physics  
 Edited by A. Zichichi

(7) 素粒子物理学

武田 暁 ・ 宮沢弘成 著

Appendix A

ストレンジネス(S)

素粒子間の衝突は非常に強い力で起こるのに対して、その崩壊は、弱い相互作用といわれる極めて小さな力による。ハイペロン、K中間子の崩壊の際のSの保存をしらべてみると、

$$\Lambda \rightarrow P + \pi^- \quad (\Delta S = +1)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (\Delta S = -1)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda + e^+ + \nu \quad (\Delta S = 0)$$

のように、 $\Delta S=0, \pm 1$  で必ずしもSの保存はみたされない。また、軽粒子の関与していない現象では  $\Delta S=\pm 1$  である。そこでSは

$$\begin{cases} \Delta S = 0 & \text{強い相互作用} \\ \Delta S = \pm 1, 0 & \text{弱い相互作用} \end{cases}$$

という選択則が成立しているようにみえる。すなわち、Hyperon の Nonleptonic Decay は、弱い相互作用である。

バリオンナンバー ( $N_B$ ) と、ストレンジネス (S) は保存量なので、 $Y=S + n_B$  も、Hypercharge といわれる保存量であるストレンジネス、Hypercharge を表にすると、

	S		S
p, n	0	$\bar{p}, \bar{n}$	0
$\Lambda, \Sigma^{\pm, 0}$	-1	$\bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}^{\pm, 0}$	+1
$\Xi^{0, -}$	-2	$\bar{\Xi}^{0, -}$	+2
$K^{+, 0}$	+1	$K^-, \bar{K}^0$	-1

	Y
p, n	+1
$\Lambda^0, \Sigma^{\pm, 0}$	0
$\Xi^0, \Xi^-$	-1
$\pi^{\pm, 0}$	0
$K^{\pm, 0}$	+1
$K^-, \bar{K}^0$	+1

## Appendix B

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_{112} - T_{121}) \quad n = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_{212} - T_{221})$$

$$\wedge = \frac{1}{\sqrt{12}} (T_{123} - T_{213} + T_{231} - T_{132} + 2T_{321} - 2T_{312})$$

$$\Sigma^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_{131} - T_{113}) \quad \Sigma^0 = \frac{1}{2} (T_{123} + T_{213} - T_{132} - T_{231})$$

$$\Sigma^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_{223} - T_{232}) \quad \Xi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_{331} - T_{313})$$

$$\Xi^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_{323} - T_{332})$$

## Appendix C

文中の  $Q_1 = 1$ ,  $Q_2 = 2$ ,  $Q_3 = 3$ ,  $Q_4 = 4$ ,  $Q_5 = 5$ ,  $Q_6 = 6$  と、書くこととする。

$$P = \frac{1}{\sqrt{18}} \text{Perm} \{ |114\rangle - |132\rangle \}$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{18}} \text{Perm} \{ |134\rangle - |233\rangle \}$$

$$\wedge = \frac{1}{\sqrt{12}} \text{Perm} \{ |145\rangle - |235\rangle \}$$

$$\Sigma^+ = \frac{1}{\sqrt{18}} \text{Perm} \{ |116\rangle - |125\rangle \}$$

$$\Sigma^- = \frac{1}{\sqrt{18}} \text{Perm} \{ |345\rangle - |336\rangle \}$$

$$\Xi^0 = \frac{1}{\sqrt{18}} \text{Perm} \{ |156\rangle - |255\rangle \}$$

$$\Xi^- = \frac{1}{\sqrt{18}} \text{Perm} \{ |455\rangle - |356\rangle \}$$

## Appendix D

核子の作る中間子の場合は、

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{f \cdot \hbar}{4\pi\mu c} \tau_\alpha^{(1)} \left( \sigma^{(1)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{\exp -\mu c |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1| / \hbar}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}$$

また、核子1, 2の間に働くポテンシャルは、

$$V(1,2) = -\frac{f^2 \cdot \hbar^2}{4\pi\mu^2 c^2} (\tau^{(1)} \tau^{(2)}) \left( \sigma^{(1)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \left( \sigma^{(2)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{\exp -\mu c |\mathbf{r} - \mathbf{r}_2| / \hbar}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}$$

あるいは微分を実行して、

$$V(1,2) = \mu c^2 \frac{f^2}{4\pi \hbar c} (\tau^{(1)} \tau^{(2)}) \left[ \frac{1}{3} (\sigma^{(1)} \sigma^{(2)}) + \left( \frac{1}{x^2} + \frac{1}{x} + \frac{1}{3} \right) S_{12} \right] Y(x)$$

$x \neq 0$

$$S_{12} = \frac{3 (\sigma^{(1)} x) (\sigma^{(2)} x)}{x^2} - (\sigma^{(1)} \sigma^{(2)})$$

$$Y(x) = \exp(-x) / x$$

$$x = \frac{\mu c \mathbf{r}}{\hbar}, \quad x = |x|, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$$

これとよく似ていると考えて、Quark 1, 2の間に働くポテンシャルを、

$$V(1,2) = -\frac{f^2 \cdot \hbar^2}{4\pi\mu^2 c^2} (\lambda^{(1)} \lambda^{(2)}) \left( \sigma^{(1)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \left( \sigma^{(2)} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{\exp -\mu c |\mathbf{r} - \mathbf{r}| / \hbar}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}$$

であると考えことにする。

## Appendix E

非対称因子  $\alpha$

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}$$

## Appendix F

$$\gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2}$$

Appendix G

	$\langle 1 H 5 \rangle$	$\langle 2 H 6 \rangle$	$\langle 3 H 5 \rangle$	$\langle 4 H 6 \rangle$	total
$\Lambda^-$	$G_1 \frac{\sqrt{6}}{2} E\pi$	0	0	0	$G_1 \frac{\sqrt{6}}{2} E\pi$
$\Xi^-$	$G_1 \frac{\sqrt{6}}{3} E\pi$	$G_1 \frac{\sqrt{6}}{6} E\pi$	0	0	$G_1 \frac{\sqrt{6}}{2} E\pi$
$\Sigma^+$	0	0	0	0	0
$\Sigma^-$	$G_1 \frac{1}{3} E\pi$	$G_1 \frac{2}{3} E\pi$	0	0	$G_1 E\pi$
$\Lambda^0$	0	0	$-G_1 \frac{\sqrt{3}}{2} E\pi$	0	$-G_1 \frac{\sqrt{3}}{2} E\pi$
$\Xi_0^0$	0	0	$-G_1 \frac{\sqrt{3}}{3} E\pi$	$-G_1 \frac{\sqrt{3}}{6} E\pi$	$-G_1 \frac{\sqrt{3}}{2} E\pi$
$\Sigma_0^+$	0	0	$-G_{13} \frac{1}{\sqrt{2}} E\pi$	$-G_{13} \frac{2}{\sqrt{2}} E\alpha$	$-G_1 \frac{1}{\sqrt{2}} E\pi$

S-wave マトリックス・エレメント

	$\langle 1   H   5 \rangle$	$\langle 2   H   6 \rangle$	$\langle 2   H   5 \rangle$	$\langle 3   H   5 \rangle$	$\langle 4   H   6 \rangle$	$\langle 4   H   5 \rangle$	total	total $\times \sqrt{\frac{8\pi}{3}}$ $\times$ 規格化定数
$\Lambda^-$	$-G_2 \frac{3}{\sqrt{6}} c p_\pi$	0	$-G_2 \frac{6}{\sqrt{6}} c p_\pi$	0	0	0	$-G_2 \frac{9}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{\sqrt{6}}{2} c p_\pi$
$\Xi^-$	$-G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{1}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	0	0	0	$-G_2 \frac{3}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{\sqrt{6\pi}}{6} c p_\pi$
$\Sigma^+$	0	0	0	0	0	0	0	0
$\Sigma^-$	$-G_2 \frac{1}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	0	0	0	$G_2 \frac{3}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{\sqrt{\pi}}{3} c p_\pi$
$\Lambda^0$	0	0	0	$G_2 \frac{3}{\sqrt{6}} c p_\pi$	0	$G_2 \frac{6}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{9}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{\sqrt{3\pi}}{2} c p_\pi$
$\Xi^0$	0	0	0	$G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{1}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{3}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$G_2 \frac{\sqrt{3\pi}}{6} c p_\pi$
$\Sigma^0$	0	0	0	$G_2 \frac{1}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{2}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{3}{\sqrt{6}} c p_\pi$	$-G_2 \frac{\sqrt{2\pi}}{6} c p_\pi$

P-wave マトリックス・エレメント

Appendix I

$$\Sigma \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{\alpha} \varphi_{\alpha} = \left[ \begin{array}{ccc} \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^{\circ} + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta & \pi^{+} & K^{+} \\ \pi^{-} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \pi^{\circ} + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta & K^{\circ} \\ K^{-} & \bar{K}^{\circ} & -\frac{2}{\sqrt{6}} \eta \end{array} \right]$$

Miyamoto, Michiko

## **Nonleptonic Hyperon Decay in the Quark Model**

### Résumé

Nonleptonic Hyperon decays are usually discussed in the nonrelativistic Quark model and the SU (6) theory. Now, we take these views and also take the scalar-meson exchange model. Then, we can have good data which are in good agreement with present experimental data.