

# 重いクォークを含む重粒子のセミレプトニック崩壊

松 井 吉 光

Semileptonic Decay of a Baryon Including a Heavy Quark

Yoshimitsu Matsui

## 1 はじめに

我々の世界を構成するすべての物質は原子からできており、原子は中心に原子核、その周りにいくつかの電子という構造を持っている。原子核は正の電気、電子は負の電気を持っており、電磁力によって原子核と電子の間に引力が生じ、その引力によって結合されているのが原子という系である。原子核を詳しく見ていくとさらにその中に内部構造を持っていて、陽子と中性子がいくつかありそれらが「強い力」によって結合されている系になっていることがわかる。現代の素粒子論では、すべての力はそれを媒介する粒子の交換によって生じるとされており、電磁力では光子がそれにあたり、「強い力」では中間子はその媒介する粒子とされている。陽子・中間子の仲間である重粒子や、「強い力」の媒介粒子である中間子は総称してハドロンと呼ばれているが、ハドロンはさらにその中に内部構造を持っていることが知られている。ハドロンの中にはいくつかのクォークがあり、それらがグルーオン（糊粒子）によって媒介される強い相互作用と呼ばれている力によって結合されている。これが現代の素粒子物理の標準理論で見た、原子より小さい超マイクロな世界の描像となっている。

ハドロンを構成するクォーク間の強い相互作用を記述する基本理論として量子色力学(QCD)と呼ばれている理論が提唱されている。QCDの特徴の1つが、近づけば近づくほど(エネルギーが高くなるほど)力が弱くなり、逆に遠ざかれば遠ざかるほど(エネルギーが低くなるほど)力が強くなるという、いわゆる漸近的自由性を持っていることである。その漸近的自由性は、高エネルギー領域においてQCDが力が弱いときに適用可能な摂動論によって取り扱えることを保証しており、それによってQCDはその領域におけるハドロンの諸現象の解析に重要な役割を果たし、実験的にもその正しさが裏付けられている。しかし、低エネルギーの領域においてはQCDの力が強くなってしまうため、摂動論的手法を用いることが不可能となり、そのことがハドロンの強い相互作用の低エネルギーでの振舞いをQCDを用いて直接解析することを困難にしている。そこで、QCDの持つ対称性などの性質を基に有効理論(近似理論)が作られ、その有効理論が低エネルギー

におけるハドロンの物理の解析に重要な役割を果たしてきた。

本論文では QCD の有効理論である、重いクォークの有効理論 [1, 2, 3] とバリオンについての  $1/N_c$  展開理論 [4]–[8] を組み合わせた有効理論を用い、重いクォークを 1 個含む重粒子（ここからは重い重粒子と記述する）の弱い相互作用による崩壊（弱崩壊）の解析を行った。具体的に用いた模型は、重いクォークの有効理論と Skyrme 模型 [9, 10] を結合させたもので、重い重粒子を重いクォークを 1 個含む中間子（ここからは、重い中間子と記述する）と Skyrme 粒子（カイラルソリトン）の結合状態と考えるものであり [11]–[14]、この模型を用いてレプトン（電子の仲間）を放出する崩壊過程であるセミレプトニック崩壊における重い重粒子の形状因子と、重い重粒子のすべての崩壊過程の中でセミレプトニック崩壊過程が占める割合を表す分岐比の計算を行った。

## 2 重いクォークの有効理論

重いクォークの有効理論は QCD の近似理論で、扱う対象は QCD の典型的なエネルギースケール  $\Lambda_{QCD}$  ( $\Lambda_{QCD} \cong 100 \sim 300 \text{ MeV}$ ) より十分重いクォークを 1 個含むハドロンである [1, 2, 3]。そのようなハドロンは強い相互作用による重いクォーク、軽いクォーク及びグルーオンの束縛状態で、低エネルギー領域において軽いクォークとグルーオンの持つエネルギー ( $\Lambda_{QCD}$ ) は重いクォークであるチャームクォーク ( $c$ ) やボトムクォーク ( $b$ ) の質量  $m_c$ ,  $m_b$  に比べて十分小さいと考えられる。このとき、 $\Lambda_{QCD}/m_Q$  ( $m_Q$  は重いクォークの質量  $m_c$  や  $m_b$ ) はよい展開係数となるので、これを展開係数として QCD ラグランジアンを展開し、その結果得られたものが重いクォークの有効理論のラグランジアンである。クォークの質量を無限大にとる極限  $m_Q \rightarrow \infty$  (重いクォークの極限) では、重いクォークのスピンのフレーバー (種類) について理論は対称となり、この対称性が重いクォークを 1 個含むハドロンの物理の解析に大きな役割を果たしている。この節では、 $b$  クォークを 1 個含むハドロンから  $c$  クォークを 1 個含むハドロンへの弱い相互作用による崩壊という現象の解析に、この重いクォークの有効理論がどのように適用されるのかについて述べる。

まずはじめに、 $\bar{B}$  中間子のセミレプトニック崩壊  $\bar{B} \rightarrow D\ell\nu_\ell$ ,  $\bar{B} \rightarrow D^*\ell\nu_\ell$  について述べる。これらの崩壊の遷移行列要素はローレンツ対称性などの対称性の議論により、6 個の形状因子  $f_+(y)$ ,  $f_-(y)$ ,  $g(y)$ ,  $f(y)$ ,  $a_+(y)$ ,  $a_-(y)$  を用いて

$$\frac{\langle D(v') | \bar{h}_v^c \gamma_\mu h_v^b | \bar{B}(v) \rangle}{\sqrt{m_B m_D}} = f_+(y)(v + v')_\mu + f_-(y)(v - v')_\mu$$

$$\frac{\langle D^*(v', \varepsilon) | \bar{h}_v^c \gamma_\mu h_v^b | \bar{B}(v) \rangle}{\sqrt{m_B m_{D^*}}} = ig(y)\varepsilon_{\mu\alpha\beta}\varepsilon^{*\nu}v'^\alpha v^\beta$$

$$\frac{\langle D^*(v', \varepsilon) | \bar{h}_v^c \gamma_\mu \gamma_5 h_v^b | \bar{B}(v) \rangle}{\sqrt{m_B m_{D^*}}} = f(y)(1+y)\varepsilon_\mu^* - a_+(y)\varepsilon^* \cdot v' v_\mu - a_-(y)\varepsilon^* \cdot v v'_\mu \quad (1)$$

と表すことができる。ここで、 $y$  は始状態と終状態の重い中間子の4元速度の内積  $v \cdot v'$  であり、 $\varepsilon_\mu^*$  は終状態の  $D^*$  の偏極ベクトルである。また、左辺の分母は重い中間子の状態  $|P_Q(v)\rangle$ 、 $|V_Q(v, \varepsilon)\rangle$  の規格化による因子である。この6個の形状因子は、QCD の非摂動論的效果を含むもので、QCD のダイナミクスを解かない限り決まらない関数である。

重いクォークの極限  $m_Q \rightarrow \infty$  では重いクォークの対称性が存在し、それによって6個の形状因子に

$$\begin{aligned} f_+(y) &= g(y) = f(y) = a_-(y) \equiv \xi(y) \\ f_-(y) &= a_+(y) = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

という関係がつく [1]。つまり、セミレプトニック崩壊  $\bar{B} \rightarrow D \ell \nu_\ell$ 、 $\bar{B} \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$  の形状因子は、唯一の統一関数  $\xi(y)$  で表すことが出来る。この統一関数  $\xi(y)$  は Isgur-Wise 関数と呼ばれ

$$\xi(y) = C_{cb}(y) \xi_A \xi_0(y) \quad (3)$$

のように分解される。 $\xi_0(y)$  は  $\xi_0(1) = 1$  で規格化された関数で、重いクォークのスピンのない。 $C_{cb}(y)$  は QCD の繰り込みから来る補正で

$$C_{cb}(y) = \left[ \frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha_s(m_c)} \right]^{-6/25} \left[ \frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(\mu)} \right]^{a_L(y)} \quad (4)$$

$$a_L(y) = \frac{8}{27} \left[ \frac{y}{\sqrt{y^2 - 1}} \ln(y + \sqrt{y^2 - 1}) - 1 \right]$$

で与えられ、この補正の繰り込み点  $\mu$  依存性は  $\xi_0(y)$  の  $\mu$  依存性によって打消されると考えられている [2]。また、 $\xi_A$  は  $1/m_Q$  展開の高次の項から来る補正で

$$\xi_A = 1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right) \quad (5)$$

のように書き表わすことができ、ボトムクォークの場合にはだいたい  $\xi_A \simeq 0.93$  程度の大きさの量である [15, 16]。

Isgur-Wise 関数  $\xi(y)$  を用いると、微分崩壊率は

$$\frac{d\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \ell \nu_\ell)}{dy} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{48\pi^3} m_B^2 m_{D^{(*)}}^3 \sqrt{y^2 - 1} |\xi(y)|^2 W(y, r_{D^{(*)}}) \quad (6)$$

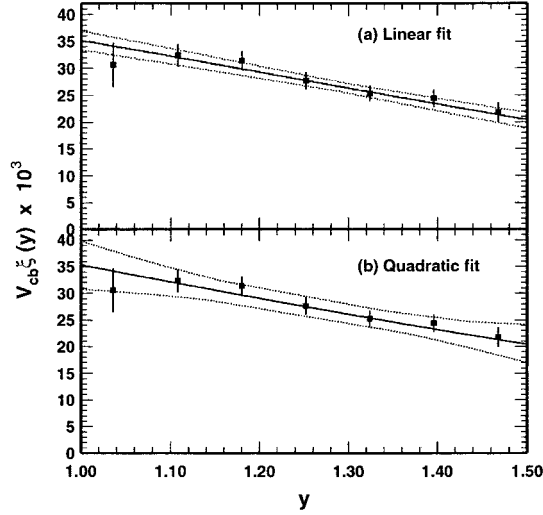


図 1: CLEO 実験グループによるセミレプトニック崩壊  $\bar{B} \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$  についての測定結果と、関数  $\xi(y)$  としてそれぞれ 1 次関数 (a) と 2 次関数 (b) を用いてフィッティングを行った結果。

となる [18]。ここで、 $G_F$  は Fermi 結合定数、 $V_{cb}$  は 3 行 3 列の小林・益川行列の (2,3) 行列要素を表す [17]。  $W(y, r_{D^{(*)}})$  は運動学的に決まる関数で、 $r_{D^{(*)}}$  は  $r_{D^{(*)}} = m_{D^{(*)}}/m_B$  である。この微分崩壊率は実験で測定されおり、CLEO 実験グループによる  $\bar{B} \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$  についての測定結果を図 1 に示す [19]。

$\xi_0(y)$  に適当なテスト関数を仮定し、この実験値からフィッティングを行いパラメータを決めると、関数の規格化条件  $\xi_0(1) = 1$  によって  $|V_{cb}|$  を決定することが出来る。この方法で得られた結果は

$$|V_{cb}| = (4.69 \pm 0.30) \times 10^{-3} \quad (7)$$

である [16]。この方法は小林・益川行列の行列要素  $|V_{cb}|$  の決定法の 1 つとして現在でも用いられている。また、この測定結果を使うと  $\xi_0(y)$  の関数形にある程度制限がつく。 $\xi_0(y)$  として

$$\begin{aligned} \xi_{01}(y) &= e^{-\rho_1(y^2-1)} \\ \xi_{02}(y) &= e^{-\rho_2(y-1)} \\ \xi_{03}(y) &= 1 - a^2(y-1) + b(y-1)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

という 3 つの形の関数を使ってフィッティングを行うと図 2 のようになる。図 2 のグラフは実験の中央値の最適フィッティングで、パラメータをそれぞれ  $\rho_1 = 0.4$ 、 $\rho_2 = 0.94$ 、 $a^2 = 0.92$ 、 $b = 0.15$  としたときのグラフである。

次に、重粒子  $\Lambda_b$  の重粒子  $\Lambda_c$  へのセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  について述べる。セミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の遷移行列要素は重い中間子の場合と

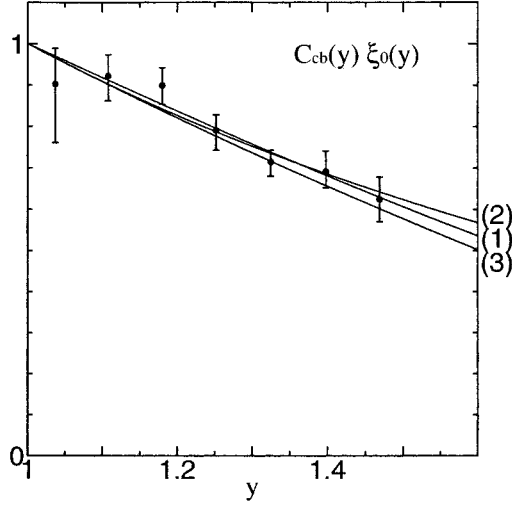


図 2: CLEO 実験グループによるセミレプトニック崩壊  $\bar{B} \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$  についての測定結果を、関数  $\xi_0(y)$  としてそれぞれ (1)  $\xi_{01}(y)$ 、(2)  $\xi_{02}(y)$ 、(3)  $\xi_{03}(y)$  を用いてフィッティングを行った結果。このグラフはその最適フィッティングで、そのときのパラメーターは  $\rho_1 = 0.4$ 、 $\rho_2 = 0.94$ 、 $a^2 = 0.92$ 、 $b = 0.15$  である。

同様の議論により、QCD の非摂動的な効果を含む 6 個の形状因子  $F_i(y)$ 、 $G_i(y)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) を用いて

$$\frac{\langle \Lambda_c(v', s') | \bar{h}_v^c \gamma_\mu h_v^b | \Lambda_b(v, s) \rangle}{\sqrt{m_{\Lambda_b} m_{\Lambda_c}}} = \bar{u}_{\Lambda_c}(v', s') [F_1(y)\gamma_\mu + F_2(y)v_\mu + F_3(y)v'_\mu] u_{\Lambda_b}(v, s) \quad (9)$$

$$\frac{\langle \Lambda_c(v', s') | \bar{h}_v^c \gamma_\mu \gamma_5 h_v^b | \Lambda_b(v, s) \rangle}{\sqrt{m_{\Lambda_b} m_{\Lambda_c}}} = \bar{u}_{\Lambda_c}(v', s') [G_1(y)\gamma_\mu + G_2(y)v_\mu + G_3(y)v'_\mu] \gamma_5 u_{\Lambda_b}(v, s)$$

と書くことができる。一般的に重いクォークの極限  $m_Q \rightarrow \infty$  では、重いクォークの対称性により、この 6 個の形状因子の間に

$$F_1(y) = G_1(y) = \eta(y) \quad (10)$$

$$F_2(y) = G_2(y) = F_3(y) = G_3(y) = 0$$

という関係がつく [20, 21]。したがって、重い重粒子  $\Lambda_b$  のセミレプトニック崩壊の遷移行列要素も唯一の関数  $\eta(y)$  によって書くことができる。この関数  $\eta(y)$  は

重い中間子のとき同様、Isgur-Wise 関数と呼ばれている。この関数  $\eta(y)$  を用いるとセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  についての微分崩壊率は

$$\frac{d\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell)}{dy} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{12\pi^3} m_{\Lambda_b}^2 m_{\Lambda_c}^3 \sqrt{y^2 - 1} |\eta(y)|^2 W(y) \quad (11)$$

と書ける。ここで  $W(y)$  は運動学的に決まる関数で、 $r$  を質量比  $r = m_{\Lambda_c}/m_{\Lambda_b}$  とすると

$$W(y) = -4ry^2 + 3(r^2 + 1)y - 2r \quad (12)$$

となる。関数  $\eta(y)$  は重い中間子のセミレプトニック崩壊の場合の  $\xi(y)$  と同様、重いクォーク  $Q$  を含む重粒子  $\Lambda_Q$  についての QCD によるダイナミクスを解かない限り決めることはできない。しかし、 $d\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell)/dy$  を実験によって測定することにより、ある程度制限をつけることができる。重い重粒子  $\Lambda_Q$  のダイナミクスについての模型を構成する場合、その模型から  $\eta(y)$  を計算して、その結果が実験からの制限を満たすかどうかを調べることはその模型の良し悪しを判別する 1 つの基準となる。

### 3 重いクォークを含む重粒子の模型

この節では、本論文で扱う重いクォークを含む重粒子 (重い重粒子) の模型について述べる。本論文で扱うのは、重い重粒子を Skyrme 粒子 (カイラル  $SU(2)$  ソリトン) と重いクォークを 1 個含む中間子 (重い中間子) との結合状態と考える模型である。

この模型の有効ラグランジアンは、 $SU(2)_L \times SU(2)_R$  カイラル変換とパリティ変換に対する不変性を持つように構成され、

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{16} f_\pi^2 \text{tr}(\partial_\mu U^\dagger \partial^\mu U) + \frac{1}{32e^2} \text{tr} \left[ (\partial_\mu U) U^\dagger, (\partial_\nu U) U^\dagger \right]^2 \\ & - i \text{Tr} \bar{H}_a v_\mu \partial^\mu H_a + \frac{i}{2} \text{Tr} \left( \bar{H}_a H_b v^\mu (U^\dagger \partial_\mu U)_{ba} \right) \\ & + \frac{ig}{2} \text{Tr} \left( \bar{H}_a H_b \gamma^\mu \gamma_5 (U^\dagger \partial_\mu U)_{ba} \right) + \dots \end{aligned} \quad (13)$$

で与えられる [10]–[12]。ここで、 $\dots$  には  $U(x)$  の高次の微分を含んだ項や、 $1/m_Q$  についての高次の項が含まれる。 $U(x)$  は  $SU(2)$  カイラル場であり、 $H_a(x)$  は重い中間子をまとめて表現した場で

$$H_a(x) = \frac{1+\not{y}}{2} \left\{ P_{a\mu}^*(x) \gamma^\mu - P_a(x) \gamma_5 \right\} \quad (14)$$

で定義される。 $P_{a\mu}^*(x)$  と  $P_a(x)$  は、軽い自由度 (重いクォークを除いた重い中間子の構成要素) のスピン・パリティが  $S_\ell^p = 1/2^-$  の二重項を構成する、それぞれ

重いクォークを1個含むベクトル中間子、擬スカラー中間子の場を表し、 $a$  はカイラル変換についての添字である。この重い中間子の場  $H_a(x)$  についてのアイソスピン演算子  $I_H^k$  は

$$I_H^k H = -H \frac{\tau^k}{2} \quad (15)$$

で、重い中間子の軽い自由度についてのスピン演算子  $S_{\ell H}^k$  は

$$S_{\ell H}^k H = -H \frac{\sigma^k}{2} \quad (16)$$

である。また、 $-Tr \bar{H} H$  は重い中間子の個数演算子で、この模型が対象としている系では常に+1になる。

クォークのカラーの自由度  $N_c$  と重いクォークの質量  $m_Q$  が十分大きいとする極限をとると、有効ラグランジアンに含まれている  $U(x)$  の高次の微分を含んだ項や、 $\Lambda_{QCD}/m_Q$  についての高次の項は無視することができる。 $U(x)$  の時間微分は空間微分に比べて  $1/N_c$  のオーダーの大きさになるので、これもこの極限では無視することができる。したがって、この極限において、重い中間子の静止系  $(v^\mu) = (1, \vec{0})$  における相互作用ハミルトニアンは

$$H_I = -\frac{ig}{2} \int d^3\vec{x} Tr [\bar{H} H \gamma^j \gamma_5 (U^\dagger \partial_j U)] + \dots \quad (17)$$

と書ける。この相互作用ハミルトニアンにソリトン解

$$U(x) = A(t) U_0(\vec{x}) A^{-1}(t) \quad (18)$$

$$U_0(\vec{x}) = \exp[iF(r)\hat{\mathbf{x}} \cdot \vec{\tau}] \quad (19)$$

$$F(r) = -\pi + rF'(0) + \frac{1}{3!} r^3 F'''(0) + \dots \quad (20)$$

と式(15)、(16)を代入し、重い中間子が原点に、ソリトンが位置  $\vec{x}$  にあるとすると、相互作用ポテンシャル演算子

$$\begin{aligned} \hat{V}_I(\vec{x}) = & g S_{\ell H}^j I_H^k Tr [A \sigma_i A^{-1} \tau_k] \left[ \delta_j^i \left\{ F'(0) - \frac{2}{3} r^2 [F'(0)]^3 + \frac{1}{6} r^2 F'''(0) \right\} \right. \\ & \left. + x^i x_j \left\{ \frac{2}{3} [F'(0)]^3 + \frac{1}{3} F'''(0) \right\} + \varepsilon_{ijk} x^m [F'(0)]^2 \right] + \mathcal{O}(|\vec{x}|^3) \end{aligned} \quad (21)$$

が得られる。

ソリトンの質量  $M_{sol}$  は  $f_\pi^2$  のオーダーの量、即ち  $N_c$  のオーダーの量なので、 $N_c$  が十分大きい極限をとると質量  $M_{sol}$  は無限大になる。そのとき、相互作用ポテンシャルに最も寄与するのは、ソリトンが重い中間子の位置にある場合であると考えられる。したがって、そのときの相互作用ハミルトニアンは

$$H_I = g S_{\ell H}^j I_H^k Tr [A \sigma_i A^{-1} \tau_k] F'(0) \quad (22)$$

のように簡単になる。この相互作用ハミルトニアン (22) は全アイソスピン演算子  $I$ 、ソリトンのスピンと重い中間子の軽い自由度のスピンを合わせたスピン演算子  $S_\ell$  と交換可能である。したがって、 $I$  と  $S_\ell$  の固有状態

$$|I, a, S_\ell, m; R, I_H, S_{\ell H}\rangle = |R, b, n\rangle |I_H, c, S_{\ell H}, p\rangle \begin{pmatrix} R & I_H & | & I \\ b & c & | & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R & S_{\ell H} & | & S_\ell \\ n & p & | & m \end{pmatrix} \quad (23)$$

を用いて議論することができる。ここで  $|R, b, n\rangle$  はスピン、アイソスピンが  $S = I = R$ 、 $I_3 = b$ 、 $S_3 = n$  のソリトンを表し、 $|I_H, c, S_{\ell H}, p\rangle$  はスピン、アイソスピンが  $I = I_H$ 、 $S = S_{\ell H}$ 、 $I_3 = c$ 、 $S_3 = p$  の重い中間子の軽い自由度を表す。また、右辺の後ろの 2 個の括弧は Clebsch-Gordan 係数を表す。このモデルでは、重い中間子として基底状態の二重項に属するものしか扱わないので、 $I_H = S_{\ell H} = 1/2$  の場合のみを考える。

相互作用ハミルトニアン (22) の状態 (23) についての行列要素をとると

$$\begin{aligned} & \langle I', a', S'_\ell, m'; R' I_H, S_{\ell H} | H_I | I, a, S_\ell, m; R, I_H, S_{\ell H} \rangle \\ &= gF'(0) \\ & \times \begin{pmatrix} R & I_H & | & I \\ b & c & | & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R & S_{\ell H} & | & S_\ell \\ n & p & | & m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R' & I_H & | & I' \\ b' & c' & | & a' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R' & S_{\ell H} & | & S'_\ell \\ n' & p' & | & m' \end{pmatrix} \\ & \times (R' b' n' | Tr A \sigma_j A^{-1} \tau_k | R b n) \{ I_H c' S_{\ell H} p' | I_H^k S_{\ell H}^j | I_H c S_{\ell H} p \} \end{aligned} \quad (24)$$

ようになる。行列要素の  $H$  についての部分は、 $SU(2)$  の生成子の既約表現についての行列要素だから

$$\{ I_H c' S_{\ell H} p' | I_H^k S_{\ell H}^j | I_H c S_{\ell H} p \} = T_{c'c}^{k(I_H)} T_{p'p}^{j(S_{\ell H})} \quad (25)$$

と書ける。ここで、 $T_{ba}^{k(R)}$  は、 $\dim R$  の既約表現における生成子であり、Wigner-Eckart の定理を使うと Clebsch-Gordan 係数を用いて

$$T_{ba}^{k(R)} = \sqrt{R(R+1)} \begin{pmatrix} R & 1 & | & R \\ a & k & | & b \end{pmatrix} \quad (26)$$

と書くことができる。

次に、行列要素のソリトンに関する部分を考える。演算子は随伴表現の表現行列を用いて

$$Tr [A \sigma_j A^{-1} \tau_k] = 2D_{kj}^{(1)}(A) \quad (27)$$

と書ける。2つの表現行列の積は

$$D_{ab}^{(R)}(A) D_{cd}^{(S)}(A) = \begin{pmatrix} R & S & | & T \\ a & c & | & e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R & S & | & T \\ b & d & | & f \end{pmatrix} D_{ef}^{(T)}(A) \quad (28)$$



のように1つの表現行列で表すことができ、表現行列の直交性は

$$\int_{SU(2)} D_{ab}^{(R)}(A) D_{cd}^{*(S)}(A) = \frac{1}{\dim R} \delta_{RS} \delta_{ac} \delta_{bd} \quad (29)$$

で与えられる。以上のことと随伴表現が実表現であることを用いると、ソリトンについての行列要素は

$$\begin{aligned} & \left( R' b' n' \left| \text{Tr} \left[ A \sigma_j A^{-1} \tau_k \right] \right| R b n \right) \\ &= 2(-1)^{R+n+R'+n'} \sqrt{\dim R \dim R'} \\ & \quad \times \int_{SU(2)} D_{b' -n'}^{(R')}(A) D_{b -n}^{*(R)}(A) D_{kj}^{(1)}(A) \\ &= 2 \sqrt{\frac{\dim R}{\dim R'}} \begin{pmatrix} R & 1 & R' \\ b & k & b' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R & 1 & R' \\ -n & j & -n' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (30)$$

となる。したがって、式(24)は、8個のClebsch-Gordan係数を使って表すことができ、それを6jシンボルを用いてまとめると

$$\begin{aligned} & \langle I', a', S'_\ell, m'; R' I_H, S_{\ell H} | H_I | I, a, S_\ell, m; R, I_H, S_{\ell H} \rangle \\ &= -2gF'(0)(-1)^{I+I_H+S_\ell+S_{\ell H}+2R} \\ & \quad \times \sqrt{\dim R \dim R' \dim I_H \dim S_{\ell H} I_H(I_H+1)S_{\ell H}(S_{\ell H}+1)} \\ & \quad \times \begin{Bmatrix} R & 1 & R' \\ I_H & I & I_H \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} R & 1 & R' \\ S_{\ell H} & S_\ell & S_{\ell H} \end{Bmatrix} \delta_{II'} \delta_{aa'} \delta_{S_\ell S'_\ell} \delta_{mm'} \end{aligned} \quad (31)$$

と書くことができる。

これにより、重いバリオンの基底状態を決めることができる。簡単のために、ここからは状態 $|I, a, S_\ell, m; R, I_H, S_{\ell H}\rangle$ を $|I, S_\ell; R\rangle$ と書き表し、 $R$ の異なる状態の線形結合を $|I, S_\ell\rangle$ で書き表す。また、重い中間子の軽い自由度を $\bar{q}$ で書き表す。核子と同じアイソスピン $I=1/2$ 、スピン $S=1/2$ を持つソリトン $N$ 及び、 $\Delta$ バリオンと同じアイソスピン $I=3/2$ 、スピン $S=3/2$ を持つソリトン $\Delta$ と、 $\bar{q}$ を合わせた状態のアイソスピンとスピンはそれぞれ

$$\begin{aligned} I &= 0, 1, \quad S_\ell = 0, 1 \quad \text{for } N \otimes \bar{q} \text{ state} \\ I &= 1, 2, \quad S_\ell = 1, 2 \quad \text{for } \Delta \otimes \bar{q} \text{ state} \end{aligned} \quad (32)$$

になる。 $N \otimes \bar{q}$ 状態の中の $I=1, S_\ell=1$ 以外の状態は相互作用ハミルトニアン(22)の固有状態なので固有値は簡単に求まり、状態 $|0, 0; 1/2\rangle, |1, 0; 1/2\rangle, |0, 1; 1/2\rangle$

についてそれぞれ  $-3gF'(0)/2$ 、 $gF'(0)/2$ 、 $gF'(0)/2$  となる。 $N \otimes \bar{q}$  状態の  $I = 1$ 、 $S_\ell = 1$  の状態は相互作用ハミルトニアン (22) の固有状態ではないので、相互作用ハミルトニアンによって  $\Delta \otimes \bar{q}$  の  $I = 1$ 、 $S = 1$  状態と混じり合う。それぞれ  $N \otimes \bar{q}$ 、 $\Delta \otimes \bar{q}$  の  $I = 1$ 、 $S = 1$  の状態である  $|1, 1; 1/2\rangle$ 、 $|1, 1; 3/2\rangle$  という基底をとると、相互作用ハミルトニアンは

$$H_I = -\frac{gF'(0)}{6} \begin{pmatrix} 1 & 4\sqrt{2} \\ 4\sqrt{2} & 5 \end{pmatrix} \quad (33)$$

のような行列になる。この行列を対角化すると

$$H_I = -\frac{gF'(0)}{2} \begin{pmatrix} 3 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (34)$$

となり、そのときの基底は

$$\begin{cases} |1, 1\rangle_0 = \sqrt{\frac{1}{3}}|1, 1; \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|1, 1; \frac{3}{2}\rangle \\ |1, 1\rangle_1 = \sqrt{\frac{2}{3}}|1, 1; \frac{1}{2}\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}}|1, 1; \frac{3}{2}\rangle \end{cases} \quad (35)$$

となる。したがって、 $|1, 1\rangle_0$ 、 $|1, 1\rangle_1$  についての固有値はそれぞれ  $-3gF'(0)/2$ 、 $gF'(0)/2$  となる。相互作用ハミルトニアンの固有値はソリトンと重い中間子の結合状態の結合エネルギーを表すと考えられる。したがって、ソリトン  $\otimes \bar{q}$  状態のうち、結合する状態は負の結合エネルギーを持つ状態、 $|0, 0; 1/2\rangle$  と  $|1, 1\rangle_0$  であると考えられる。 $|0, 0; 1/2\rangle$  状態と重いクォーク ( $Q$ ) と合わせた状態はスピンとアイソスピンがそれぞれ  $S = 1/2$ 、 $I = 0$  の  $\Lambda_Q$  バリオンに対応し、 $|1, 1\rangle_0$  状態と重いクォークと合わせた状態は、 $S = 1/2$ 、 $I = 1$  の  $\Sigma_Q$  バリオンと  $S = 3/2$ 、 $I = 1$  の  $\Sigma_Q^*$  バリオンの縮退した二重項に対応すると考えられる。

#### 4 セミレプトニック崩壊

重い重粒子の弱い相互作用によるセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  や  $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の遷移行列を考えるとき、一般に幾つかの形状因子を用いて書き表すことができる。その形状因子は重いバリオンのダイナミクスによって決まる関数である。前節で述べた重いクォークの有効理論と Skyrme 模型を結合させた模型では、その重いバリオンのダイナミクスを仮定しているので、形状因子を計算によって求めることができる。その計算によって求めた形状因子が実験と一致するかどうかを調べることは、この模型の良し悪しを判別する指標になると考えられる。ここでは、 $\Lambda_b$  のセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の形状因子について考える。

2節で述べたように、重いクォークの有効理論を用いるとセミレプトニック崩壊

$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の遷移行列要素は

$$\frac{\langle \Lambda_c(v', s') | \bar{h}_v^c \gamma_\mu (1 - \gamma_5) h_v^b | \Lambda_b(v, s) \rangle}{\sqrt{m_{\Lambda_b} m_{\Lambda_c}}} = \bar{u}_{\Lambda_c}(v', s') \eta(y) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_{\Lambda_b}(v, s) \quad (36)$$

と書くことができる。 $\eta(y)$  は  $\Lambda_Q$  バリオンに対する Isgur-Wise 関数で、 $y$  は  $y = v \cdot v'$  で定義される。 $\eta(y)$  の繰り込みからくる補正の部分を分離すると

$$\eta(y) = C_{cb}(y) \eta_0(y) \quad (37)$$

となる。 $C_{cb}(y)$  は (4) で与えられる。重いクォークの有効理論において、重いクォークの質量が大きい極限では、 $\Lambda_Q$  のスピン構造は

$$|1/2, 0\rangle_{\Lambda_Q} = |0, 0\rangle_\ell \otimes |1/2, 0\rangle_Q \quad (38)$$

と分解することができる。ここで、状態  $|S, I\rangle$  の  $S$  はスピンの大きさを表し、 $I$  はアイソスピンの大きさを表す。また、添字  $\ell$  は軽い自由度を表し、添字  $Q$  は重いクォークを表す。

この模型では、重いバリオン  $\Lambda_Q$  を核子と同じスピンとアイソスピンを持つソリトン  $N$  と重い中間子の結合状態と考えるから、重いバリオン  $\Lambda_Q$  の波動関数  $\Psi_{\Lambda_Q, v}(x)$  は

$$\Psi_{\Lambda_Q, v}(x) = \Phi_v^Q(\vec{x}) \psi_v^Q(x_H) \quad (39)$$

のように書けると考えられる。ここで、 $\Phi_v^Q(\vec{x})$  はソリトンと重い中間子の結合状態についての波動関数で、この波動関数を考えるとき、重い中間子は点状のものとする。そして、重い中間子の内部状態を波動関数  $\psi_v^Q(x_H)$  で表すものとする。また、波動関数  $\Psi_{\Lambda_Q, v}(x)$  のスピンとアイソスピンの状態は  $|1/2, 0\rangle_{\Lambda_Q}$  で、式 (38) のように分解でき、 $|0, 0\rangle_\ell$  は更に

$$|0, 0\rangle_\ell = \left[ |1/2, 1/2\rangle_N \otimes |1/2, 1/2\rangle_{\bar{q}} \right]_0 \quad (40)$$

のように分解することができる。ここで添字  $N$  はソリトンを表し、添字  $\bar{q}$  は重い中間子の軽い自由度を表す。この分解は、重いクォークの有効理論の場合の分解 (38) のように、ソリトンの質量  $m_N$  が大きい極限で正確に成り立つと考えられる。この極限は前節で述べたように  $N_c$  が大きい極限に対応している。

この模型を用いると、波動関数  $\Phi_v^Q(\vec{x})$  の具体的な形を与えることができる [13]。前節において、ソリトンと重い中間子の結合状態の相互作用ポテンシャルは式 (21) で与えられることを示した。重い重粒子  $\Lambda_Q$  の場合に限ると、ソリトンとして核子  $N$  と同じスピンとアイソスピンを持つ状態  $|1/2, 1/2\rangle_N$  だけを考えればいから、相互作用ポテンシャル演算子 (21) は

$$\hat{V}_I(\vec{x}) = \hat{V}_I^{(0)} + \hat{V}_I^{(1)}(\vec{x}) + \hat{V}_I^{(2)}(\vec{x}) + \dots \quad (41)$$

と書くことができる。ここで、 $\hat{V}_I^{(n)}$  は相互作用ポテンシャルの中の  $r^n$  のオーダーの項で

$$\begin{aligned}\hat{V}_I^{(0)} &= -\frac{8}{3}gF'(0) (\vec{I}_H \cdot \vec{I}_N) (\vec{S}_{\ell H} \cdot \vec{S}_N) \\ \hat{V}_I^{(1)}(\vec{x}) &= \frac{8}{3}g [F'(0)]^2 (\vec{I}_H \cdot \vec{I}_N) \vec{x} \cdot (\vec{S}_{\ell H} \times \vec{S}_N) \\ \hat{V}_I^{(1)}(\vec{x}) &= -\frac{8}{3}g (\vec{I}_H \cdot \vec{I}_N) \left\{ (\vec{S}_{\ell H} \cdot \vec{S}_N) \left[ -\frac{2}{3}r^2 [F'(0)]^3 + \frac{1}{6}r^2 F'''(0) \right] \right. \\ &\quad \left. + (\vec{S}_{\ell H} \cdot \vec{x}) (\vec{S}_N \cdot \vec{x}) \left[ \frac{2}{3}r^2 [F'(0)]^3 + \frac{1}{6}r^2 F'''(0) \right] \right\}\end{aligned}\quad (42)$$

である。この相互作用ポテンシャルの対角化を行うと、波動関数  $\Phi_v^Q(\vec{x})$  は

$$\Phi_v^Q(\vec{x}) = \left[ 1 - F'(0) \vec{x} \cdot (\vec{S}_{\ell H} \times \vec{S}_N) \right] |1/2, 0\rangle_{\Lambda_Q} \phi_v^Q(\vec{x}) \quad (43)$$

となり、そのときの相互作用ポテンシャルエネルギーは

$$\hat{V}_\Lambda(\vec{x}) = -\frac{3}{2}gF'(0) + \frac{1}{2}\kappa r^2 \quad (44)$$

となる。ここで、 $\kappa$  は

$$\kappa = g \left[ \frac{1}{3} [F'(0)]^3 - \frac{5}{6} F'''(0) \right] \quad (45)$$

とおいた。この対角化を行うとき、相互作用ポテンシャル演算子 (41) の... で表した  $r$  の高次の項を小さいと考えて無視したので、波動関数と相互作用ポテンシャルエネルギーも  $r$  の高次の項を無視した。

$N_c$  が大きい極限ではソリトンの質量は無限大になり、ハミルトニアンの中のソリトンの運動量についての項は無視できる。このとき、基底状態の波動関数は  $\phi_v^Q(\vec{x}) = \delta^3(\vec{x})$  となり、空間的な広がりを持つことができない。そこでハミルトニアンの中の  $1/N_c$  のオーダーの項である、ソリトンの運動量についての項まで考える。すると、波動関数  $\phi_v^Q(\vec{x})$  は空間的な広がりを持つことができる。そのソリトンの運動量についての項は

$$H_{kin} = \frac{\vec{p}^2}{2m_N} - \frac{4}{3}F'(0) (\vec{I}_H \cdot \vec{I}_N) \frac{\vec{S}_N \cdot \vec{p}}{m_N} \quad (46)$$

で与えられる。第1項は普通の運動エネルギーの項で、第2項は有効ラグランジアン (13) の第4項から導き出される項である。したがって、Schrödinger 方程式は

$$[H_{kin} + V_\Lambda(\vec{x})] \Phi_v^Q(\vec{x}) = E \Phi_v^Q(\vec{x}) \quad (47)$$

で与えられる。これにより、波動関数  $\phi_v^Q(\vec{x})$  が満たすべき方程式

$$\left[ -\frac{\nabla^2}{2\mu_Q} + V_\Lambda(\vec{x}) \right] \phi_v^Q(\vec{x}) = E \phi_v^Q(\vec{x}) \quad (48)$$

が導き出される。ここで、 $\mu_Q$  は換算質量

$$\mu_Q = \frac{m_N \bar{m}_H}{m_N + \bar{m}_H}, \quad \bar{m}_H = \frac{1}{4} (m_{P_Q} + 3m_{P_Q^*}) \quad (49)$$

で、これを用いるのは重いクォークの極限においても重い中間子の質量は有限値をとると考えるからである。式 (48) を解くと、基底状態の固有値は

$$E = -\frac{3}{2}gF'(0) + \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\kappa}{\mu_Q}} \quad (50)$$

で、固有波動関数は

$$\phi_v^Q(\vec{x}) = Y_0^0(\theta, \varphi) R_Q^0(r) \quad (51)$$

$$R_Q^0(r) = \left(\frac{\mu_Q \kappa}{\pi^2}\right)^{3/8} \exp\left(-\frac{\sqrt{\mu_Q \kappa}}{2} r^2\right) \quad (52)$$

となる。また、第 1 軌道励起状態の固有値は

$$E = -\frac{3}{2}gF'(0) + \frac{5}{2}\sqrt{\frac{\kappa}{\mu_Q}} \quad (53)$$

となる。

以上により、重い重粒子  $\Lambda_Q$  の波動関数は

$$\Psi_{\Lambda_Q, v}(x) = \phi_v^Q(\vec{x}) \psi_v^Q(x_H) |1/2, 0\rangle_{\Lambda_Q} \quad (54)$$

と書くことができる。ここで  $\Lambda_Q$  のスピン、アイソスピンの状態  $|1/2, 0\rangle_{\Lambda_Q}$  は式 (38) と式 (40) より

$$|1/2, 0\rangle_{\Lambda_Q} = \left[ |1/2, 1/2\rangle_N \otimes |1/2, 1/2\rangle_{\bar{q}} \right]_0 \otimes |1/2, 0\rangle_Q \quad (55)$$

のように分解される。しかし、ソリトンと重い中間子の結合状態の波動関数を決定するとき、 $1/m_N$  の項まで考慮にいられているので、式 (40) の分解は成り立たないと考えられる。よってこのとき、重いクォークの極限における分解 (38) のみが成り立つことになるので、 $\Lambda_Q$  の波動関数は

$$\Psi_{\Lambda_Q, v}(x) = \phi_v^Q(\vec{x}) \psi_v^Q(x_H) |0, 0\rangle_\ell \otimes |1/2, 0\rangle_Q \quad (56)$$

のように書くことができる。

セミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  についての Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  は、重い重粒子  $\Lambda_b$  の波動関数  $\Psi_{\Lambda_b, v}(x)$  と重い重粒子  $\Lambda_c$  の波動関数  $\Psi_{\Lambda_c, v'}(x)$  の重なり積分と考えられる。したがって、まず  $\phi_v^b(\vec{x})$  と  $\phi_{v'}^c(\vec{x})$  の重なり積分  $\zeta_0(y)$  を考える。 $\Lambda_b$  の静止系において  $\Lambda_c$  についての相対論的効果を考慮すると [22, 23]、 $\zeta_0(y)$  は

$$\zeta_0(y) = \int d^3\vec{x} R_c^0(r) R_b^0(r) j_0\left(\mu_c r \sqrt{y^2 - 1}\right) \quad (57)$$

と書くことができ、積分を実行すると

$$\zeta_0(y) = \left\{ \frac{4\sqrt{\mu_c\mu_b}}{(\sqrt{\mu_c} + \sqrt{\mu_b})^2} \right\}^{3/4} \exp \left\{ -\frac{\mu_c^2}{2\sqrt{\kappa}(\sqrt{\mu_c} + \sqrt{\mu_b})} (y^2 - 1) \right\} \quad (58)$$

となる。この  $\zeta_0(y)$  には、パラメーター  $\kappa$  が含まれている。この  $\kappa$  は式 (45) で表される量でソリトンの形を表す関数  $F(r)$  から決まる量である。しかし、この関数  $F(r)$  はソリトンの模型によって決まる関数なので、 $\kappa$  はその模型に依存してしまうことになる。ここでは模型に依存しない決定法である、 $\Lambda_Q$  の励起状態の励起エネルギーの実験値から決める方法を採用する。実験で  $\Lambda_c$  の励起状態  $\Lambda'_c$  が見つかっており [24]、この  $\Lambda'_c$  を第 1 軌道励起状態であるとする、実験値と式 (50) と (53) より

$$m_{\Lambda'_c} - m_{\Lambda_c} = \sqrt{\frac{\kappa}{\mu_c}} \simeq 340 \text{ MeV} \quad (59)$$

となり、この式から  $\kappa$  を

$$\kappa \simeq \mu_c \times (340 \text{ MeV})^2 \simeq 7.4 \times 10^7 [\text{MeV}]^3 \quad (60)$$

のように決めることができる。ここで  $\mu_c$  の値として、式 (49) より求めた  $\mu_c = 6.4 \times 10^2 \text{ MeV}$  を用いた。

次に、 $\psi_b^b(x_H)$  と  $\psi_c^c(x_H)$  の重なり積分についてであるが、これは重い中間子  $\bar{B}$  のセミレプトニック崩壊  $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \ell \bar{\nu}_\ell$  の遷移行列要素に現れる Isgur-Wise 関数  $\xi(y)$  の中の  $\xi_0(y)$  に一致していると考えられる。この  $\xi_0(y)$  の関数形を理論的に決定するためには、更に重い中間子についての模型を導入する必要がある [23]。しかし、この関数  $\xi_0(y)$  の関数形は 2 節で述べたように実験から制限をつけることができるので、ここでは模型を導入せずにその結果を用いることにする。

以上により、重い重粒子についての Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  は

$$\eta(y) = C_{cb}(y) \zeta_0(y) \eta_A \xi_0(y) \quad (61)$$

と書くことができる。ここで、 $\eta_A$  は  $1/m_Q$  展開の高次の項から来る補正である。この Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  の関数形は、 $\xi_0(y)$  として具体的な関数

$$\begin{aligned} \xi_{01}(y) &= e^{-\rho_1(y^2-1)} \\ \xi_{02}(y) &= e^{-\rho_2(y-1)} \\ \xi_{03}(y) &= 1 - a^2(y-1) + b(y-1)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

を用いると図 3 のようになる。ここでは、パラメーターはそれぞれ  $\rho_1 = 0.4$ 、 $\rho_2 = 0.94$ 、 $a^2 = 0.92$ 、 $b = 0.15$ 、 $\eta_A = 1$  とおいた。重い中間子の内部構造を考慮して  $\xi_0(y) = \xi_{01}(y)$  とおいた場合、 $y = 1$  の近傍において関数  $\eta(y)$  は

$$\eta(y) \sim 1 - 1.7(y-1) \quad (62)$$

で近似することができ、考慮しなかった場合、即ち  $\xi_0(y) = 1$  とした場合、 $y = 1$  の近傍において関数  $\eta(y)$  は

$$\eta(y) \sim 1 - 0.88(y - 1) \quad (63)$$

で近似することができる。図4を見てもわかるように、両者を比較すると重い中間子の内部構造を考慮した方が  $y = 1$  の近傍における傾きが大きくなっていることがわかる。また、図5を見ればわかるように、Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  の関数形は  $y = 1$  の近傍において、重い中間子についての Isgur-Wise 関数  $\xi(y)$  に比べ、傾きが大きくなっている。これは、重いバリオンと重い中間子の軽い自由度の広がりの違いによるものと考えられる。

ここで求めた Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  を用いると、式(11)より微分崩壊率を求めることができ、その結果から  $\Lambda_b$  崩壊におけるセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の分岐比を求めると

$$\frac{\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell)}{\Gamma_{\Lambda_b}} \sim 7\% \quad (64)$$

になった。ここでは  $\eta_A \simeq \xi_A$  という近似を行った。この結果は、 $\xi_0(y) = 1$  とし、中間子の内部構造を考慮しなかった場合の結果 10% に比べて 3% 程度小さいものであった。これは、中間子の内部構造を考慮した場合の方が  $y$  の増加に対して Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  の値がより急激に減少していることによるものである。

実験ではまだこの崩壊の分岐比は測定されていないが、 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell + \text{anything}$  という崩壊の分岐比は測定されており、測定結果は [24]、

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell + \text{anything}) = (7.7 \pm 1.8)\% \quad (65)$$

である。この崩壊のほとんどが  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  であると考えられるので、この模型の結果(64)はよく実験に整合していると言えるであろう。

## 5 まとめ

本論文では、重いクォークの有効理論と Skyrme 模型を結合させた模型を用いて重いバリオンのセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の遷移行列要素に現れる形状因子の計算を行った。重いクォークの有効理論と Skyrme 模型を結合させた模型では、重いバリオン  $\Lambda_Q$  を重い中間子とソリトンの結合状態としたことで、重いクォークの有効理論ではひとまとまりものとして扱った軽い自由度に、更に重い中間子の軽い自由度とソリトンを構成している部分、即ちバリオン数を担う部分があるという情報を与えることができた。それによって、重いクォークの有効理論では計算することができなかった関数  $\eta(y)$  を、計算することができた。特に、重いバリオン  $\Lambda_Q$  の波動関数を、重い中間子とソリトンの結合状態を表す波動関数と、重い中間子の内部状態の波動関数の積に分離したことが、関数  $\eta(y)$  の計算を可能にした最も大きな要因である。

この模型を使って計算した  $\Lambda_b$  の崩壊におけるセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の分岐比は、実験結果と矛盾しないものである。しかし実験ではまだ、セミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  についての微分断面積の測定はなされていない。したがって、この Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  はまだ実験によって検証されているとは言えない。これを調べることは、この模型が現実を反映したものであるのかどうかを判断する上で不可欠である。 $\Lambda_b$  は既に実験によって発見されているので、実験の進展によって近い将来、セミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  の詳しい測定が行われるものと期待される。

## 謝辞

本研究にあたりご助言をいただいた、沢田昭二先生、北門新作先生、伊藤稔明先生、高村明先生に心から感謝いたします。また、レフェリーの有意義な注意に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] N. Isgur and M.B. Wise, Phys. Lett. **B232** (1989) 113; **B237** (1990) 527
- [2] M. Neubert, Phys. Rep. **245** (1994) 259
- [3] N. Isgur and M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1130
- [4] G. 'tHooft, Nucl. Phys. **B72** (1974) 461
- [5] E. Witten, Nucl. Phys. **B160** (1979) 57
- [6] R. Dashen, and A.V. Manohar, Phys. Lett. **B315** (1993) 425,438
- [7] E. Jenkins, Phys. Lett. **B315** (1993) 431,441,447
- [8] R. Dashen, E. Jenkins and A.V. Manohar, Phys. Rev. **D49**(1994) 4713
- [9] T.H.R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. **A260** (1961) 127
- [10] G.S. Adkins, C.R. Nappi and E. Witten, Nucl. Phys. **B228**(1983) 552
- [11] Z. Guralnik, M. Luke and A.V. Manohar, Nucl. Phys. **B390**(1993) 474
- [12] E. Jenkins, A.V. Manohar and M.B. Wise, Nucl. Phys. **B396**(1993) 27
- [13] E. Jenkins, A.V. Manohar and M.B. Wise, Nucl. Phys. **B396**(1993) 38
- [14] C. K. Chow, Phys. Rev. **D51** (1995) 1224



- [15] M. Neubert, Phys. Lett. **B264** (1991) 455
- [16] M. Neubert in BaBar Physics Book, P.F. Harrison and H.R. Quinn(ed.), SLAC-R-504(1998)
- [17] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**(1973) 652
- [18] T. Ito, 学位論文 (1994)
- [19] CLEO Collaboration, Phys. Rev. **D51** (1995) 1014; Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 081803
- [20] N. Isgur and M.B. Wise, Nucl. Phys. **B348** (1991) 276
- [21] H. Georgi, Nucl. Phys. **B348** (1991) 293
- [22] A. Ali, T. Ohl and T. Mannel, Phys. Lett. **B298** (1993) 195
- [23] T.B. Suzuki, T. Ito, S. Sawada and M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **91** (1994) 757
- [24] K. Hagiwara, et al., (Particle Data Group), Rhys. Rev. **D66** (2002) 010001

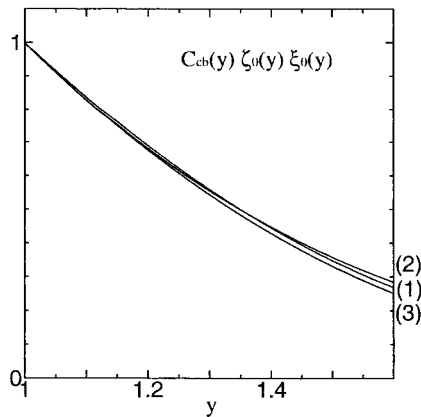


図 3:  $\Lambda_b$  バリオンのセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  における Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  の関数形。グラフは、関数  $\xi_0(y)$  としてそれぞれ (1)  $\xi_{01}(y)$ 、(2)  $\xi_{02}(y)$ 、(3)  $\xi_{03}(y)$  を用いたときのものである。パラメーターはそれぞれ  $\rho_1 = 0.4$ 、 $\rho_2 = 0.94$ 、 $a^2 = 0.92$ 、 $b = 0.15$  ととった。

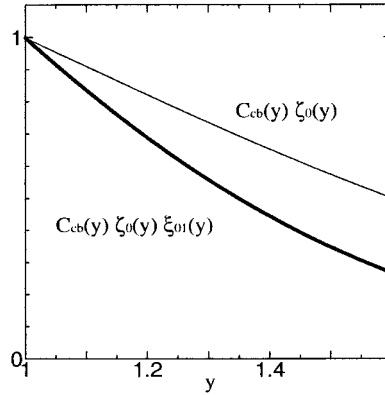


図 4:  $\Lambda_b$  バリオンのセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  における Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  の関数形。太線は重い中間子の内部構造を考慮した場合（ここでは、 $\xi_0(y) = \xi_{01}(y)$  とおいた）の  $\eta(y)$  の関数形で、細線はそれを無視した場合（即ち、 $\xi_0(y) = 1$  とおいた場合）の  $\eta(y)$  の関数形である。

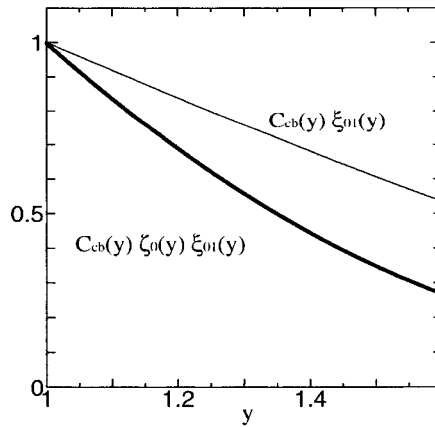


図 5: 太線は  $\Lambda_b$  バリオンのセミレプトニック崩壊  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$  における Isgur-Wise 関数  $\eta(y)$  の関数形を表したグラフで、細線は  $\bar{B}$  中間子のセミレプトニック崩壊  $\bar{B} \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$  における Isgur-Wise 関数  $\xi(y)$  の関数形を表したグラフである。このとき、関数  $\xi_0(y)$  として  $\xi_{01}(y)$  を用いた。