

学位論文

$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / B(D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu)$ の測定及び
崩壊定数 f_{D_s} の決定

1997 年

小松 雅宏

名古屋大学図書	
和	1250575

目次

1	はじめに	1
1.1	現代素粒子物理学	1
1.2	クォークとレプトン	2
1.3	ハドロン：メソンとバリオン	2
1.4	カビボ・小林・益川行列 (CKM 行列)	3
1.5	$B^0 - \bar{B}^0$ mixing	4
1.6	Decay constant and form factor	5
1.6.1	leptonic and semi-leptonic decay	6
1.6.2	Decay constant : f_P	6
1.6.3	form factor : f_+, A_1, A_2, V	8
1.7	D_s^+ 中間子の leptonic decay	9
2	E653 実験	11
2.1	実験概要	11
2.2	ビーム	12
2.3	エマルジョンターゲット	12
2.4	シリコン半導体位置検出器	13
2.5	スペクトロメータードリフトチェンバー	14
2.6	スペクトロメーターマグネット	15
2.7	ミュー粒子検出システム	15
2.7.1	ミュー粒子・スペクトロメーター	15
2.7.2	ミュー粒子・ホドスコープ	15
2.7.3	ミュー粒子の検出効率	16
3	チャーム粒子の探索	17
3.1	イベントトリガー	17
3.1.1	条件 1	17
3.1.2	条件 2	17
3.2	イベントセレクション	18
3.3	エマルジョンの解析	20

3.3.1	反応点の探索 (location)	20
3.3.2	$\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ イベント (primary match)	20
3.3.3	emulsion only track の測定 (primary unmatched)	21
3.3.4	グラフィックスキャン 1 (graphic scan 1)	22
3.3.5	荷電粒子の崩壊点探索 (follow down)	23
3.3.6	中性粒子の崩壊点探索 (scan back)	24
3.3.7	グラフィックスキャン 2 (graphic scan 2)	24
4	エマルジョン解析の結果	27
4.1	チャーム粒子及びストレンジ粒子	28
4.1.1	1 prong 崩壊 (C1)	29
4.1.2	2 prong 崩壊 (N2)	29
4.1.3	multi prong 崩壊 (C3,N4)	29
4.2	B 粒子	29
4.3	γ 線によるミュー粒子対生成	29
4.4	2 次衝突	30
4.5	再構成の失敗	30
4.6	不明	30
5	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の探索	31
5.1	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 検出法	31
5.2	イベントカット	31
5.3	測定結果	32
6	検出効率の推定とシグナル数	35
6.1	チャーム粒子の生成	35
6.1.1	チャーム粒子生成の分布	35
6.1.2	チャーム粒子の生成断面積	36
6.2	粒子の崩壊	36
6.3	検出器の効率	37
6.4	kink 崩壊点検出効率	38
6.5	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 検出効率	38
6.6	シグナル数	40
7	バックグラウンド	41
7.1	2 体ミューオニック崩壊	41
7.2	多体ミューオニック崩壊	42
7.3	2 体ハドロニック崩壊	43
7.4	secondary interaction	44

目次	iii
8 解析結果	45
8.1 Normalization	45
8.2 $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ 及び崩壊定数 f_{D_s}	46
9 Discussion	49
9.1 比較検討	49
9.2 他方面での f_{D_s} 測定の意義	52
9.2.1 f_B 予測への寄与	52
9.2.2 ニュートリノ実験における意義	53
10 まとめ	55

Chapter 1

はじめに

1.1 現代素粒子物理学

今日、素粒子と呼ばれる基本粒子はもはや分子、原子、原子核、核子（陽子及び中性子）ではなく、さらに基本的な粒子である。現代素粒子物理学における素粒子の世界を記述する理論は標準理論と呼ばれるものであり、この標準理論の枠組みの中で素粒子の世界を構成している粒子は、大別してクォークとレプトン及びゲージボゾンである。歴史的にみて、様々な素粒子が発見された当時、これらすべてを基本粒子と考えるのでは無くて複合粒子であるとする複合模型が多数現れたなかで、1955 年坂田によって示された P, N, Λ を基本粒子とした複合模型 (坂田模型 [1]) は最も簡素な模型であり成功をおさめた。しかし、陽子、中性子を素粒子ではなくクォークの複合体とするクォーク模型が、1964 年に M. Gell-Mann と G. Zweig によって独立に提唱された [2]。

また、この宇宙に存在する力は 4 種類あると考えられており、それぞれの力は異なった素粒子によって媒介される。この 4 種類の力は、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用及び重力相互作用である。4 種類の力を表 1.1 に示す。

表 1.1: 自然界の相互作用

力		媒介する粒子
強い相互作用	強い	グルーオン (g)
電磁相互作用		光子 (γ)
弱い相互作用		ウィークボゾン (W^\pm, Z^0)
重力相互作用		重力子?

これらの相互作用のうちで、重力相互作用と電磁相互作用は古くから知られているが、強い相互作用と弱い相互作用が知られるようになったのは近代になってからである。

1.2 クォークとレプトン

M. Gell-Mann らによって提唱されたクォーク模型 [2] は当初、 u, d, s (アップ、ダウン、ストレンジ) の 3 種類であったが、同じ年に Bjorken、Glashow によって 4 番目の c (チャーム) が導入された [3]。このチャームクォークを含む粒子 (チャーム粒子) は、1971 年に丹生らによって、宇宙線の起こす高エネルギー反応の中で原子核乾板を用いた実験において検出された [4]。チャーム粒子は生成率が低く、短寿命で崩壊するためになかなか追試されなかったが、1974 年に加速器実験において c とその反粒子である \bar{c} クォークとが結合した粒子 (J/ψ) が発見され、チャームクォークの存在が確立された [5]。

表 1.2: クォーク

電荷	第一世代	第二世代	第三世代
$+\frac{2}{3}$	u	c	t
$-\frac{1}{3}$	d	s	b

表 1.3: レプトン

電荷	第一世代	第二世代	第三世代
-1	e^-	μ^-	τ^-
0	ν_e	ν_μ	ν_τ

現在ではクォーク、レプトンとも表 1.2, 1.3 の三世代、計 12 種の基本粒子とその反粒子と考えられており、 ν_τ 以外は実験的に確認されている。

1.3 ハドロン：メソンとバリオン

クォークによって構成される粒子は総称してハドロンと呼ばれ、3つの正クォーク (uud : 陽子, udd : 中性子) あるいは3つの反クォークによって構成されるものをバリオン、1つの正クォークと1つの反クォーク ($u\bar{d}$: π^+ 中間子) によって構成されるものをメソン (中間子) と呼ぶ。クォークはカラーという量子数をもち単体での存在は量子色力学 (QCD : Quantum Chromo Dynamics) によって禁止されている。本論文においては特にチャームクォークと反ストレンジクォークによって構成される D_s^+ 中間子とその反粒子が研究対象である。

1.4 カビボ・小林・益川行列 (CKM 行列)

ハドロンを構成しているクォーク $(u_i, d_i)(i = 1, 2, 3)$ は、質量の固有状態のクォークであり、弱い相互作用で崩壊する際のクォーク $(u_i^0, d_i^0)(i = 1, 2, 3)$ は、弱い相互作用の固有状態のクォークである。質量の固有状態にあるクォーク (u_i, d_i) は、一般に弱い相互作用の固有状態のクォーク (u_i^0, d_i^0) のある混合状態 (Flavour mixing),

$$u_i = \sum_k U_{ik}^u u_k^0, \quad d_j = \sum_l U_{jl}^d d_l^0 \quad (1.1)$$

(U^u, U^d) はユニタリー行列) で与えられる。

$$V = U^u U^{d\dagger} \quad (1.2)$$

で定義される行列 V ,

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} \\ V_{21} & V_{22} & V_{23} \\ V_{31} & V_{32} & V_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

は Flavour mixing の量を与えるカビボ・小林・益川行列 (CKM 行列) [6] と呼ばれ、弱い相互作用 (粒子の崩壊) の理解に不可欠な要素である。弱い相互作用を理解する上において最も重要な仕事は、式 1.3 のカビボ・小林・益川行列 (CKM 行列) [6] の決定である。しかしながら、この CKM 行列要素を直接的に測定する事ができず、その決定には様々な実験からの情報や理論値の手助けを必要とする。現時点では、ユニタリティーと世代数が 3 世代であると仮定した場合の 90% C.L. の値は式 1.4 である。

$$V = \begin{pmatrix} 0.9745 \text{ to } 0.9757 & 0.219 \text{ to } 0.224 & 0.002 \text{ to } 0.005 \\ 0.218 \text{ to } 0.224 & 0.9736 \text{ to } 0.9750 & 0.036 \text{ to } 0.046 \\ 0.004 \text{ to } 0.014 & 0.034 \text{ to } 0.046 & 0.9989 \text{ to } 0.9993 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

この CKM 行列のパラメーター化は 4 つの独立な変数 A, λ, ρ, η によって式 1.5 [7] の様に表される。

$$V \approx \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

λ は $s \rightarrow u$ 崩壊 (Strange particle decays) が $d \rightarrow u$ 崩壊 (Nuclear β -decay) に対してどれだけ抑制されるかによって表現され、その値は

$$\lambda = 0.2205 \pm 0.0018 = \sin\theta_c \quad (1.6)$$

と求められている。このパラメーター λ は u, d, s, c の左上の 2×2 の行列要素を決定するのに充分である。

ここに3世代目の b, t クォークを付け加えた場合には、更に3つのパラメーター A, ρ, η が必要になる。 $b \rightarrow c$ 崩壊 (b decays) から $A\lambda^2 = 0.0393 \pm 0.0028$ が得られ、よって

$$A = 0.808 \pm 0.058 \quad (1.7)$$

となる。更に $b \rightarrow u$ 崩壊 (Charmless b decay) から $V_{ub}/V_{cb} = \lambda(\rho - i\eta) = 0.08 \pm 0.016$ [8] が得られ、 ρ, η の関係として、

$$(\rho^2 + \eta^2)^{1/2} = 0.363 \pm 0.073 \quad (1.8)$$

が得られる。次に CKM 行列のユニタリティーから、

$$V_{ud}^* V_{td} + V_{us}^* V_{ts} + V_{ub}^* V_{tb} = 0 \quad (1.9)$$

が要求される。ここで $V_{ud}^* \approx 1, V_{us}^* \approx \lambda, V_{ts} \approx -A\lambda^2, V_{tb} \approx 1$ であることから、

$$V_{td} + V_{ub}^* = A\lambda^3 \quad (1.10)$$

となる。式 1.10 を $A\lambda^3$ で割ることにより、 $V_{cb}^*/A\lambda^3 = \rho + i\eta, V_{td}/A\lambda^3 = 1 - \rho - i\eta$ となる。

結局、CKM 行列要素すべてを決定するためには $V_{ub}/V_{cb}, V_{td}$ の残り2つを正確に決定すればよい事がわかる。 V_{ub}/V_{cb} に関しては b の崩壊によって精度を高めていくことができる。しかしながら V_{td} の決定には $t \rightarrow d$ 崩壊のような直接的な手法は t クォークが real W に崩壊してしまうので困難であり、 $B^0 - \bar{B}^0$ mixing を用いて調べる。

1.5 $B^0 - \bar{B}^0$ mixing

u, c, t を含んだ box diagram (図 1.1) の virtual $b\bar{d} \leftrightarrow d\bar{b}$ transition により B^0 と \bar{B}^0 の mixing が起こる。

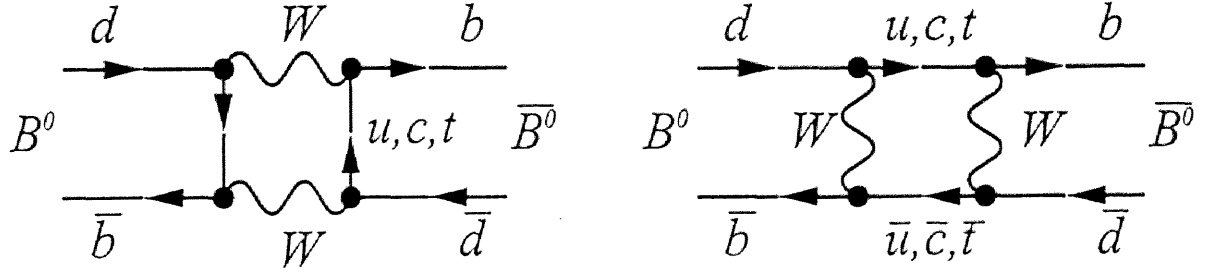
$B^0 - \bar{B}^0$ mixing を手がかりとして V_{td} を算出する為の関係式は、 $B^0 - \bar{B}^0$ の質量の固有状態の差 Δm として、

$$\Delta m = \frac{G_F^2}{6\pi^2} |V_{td}|^2 M_W^2 m_B f_B^2 B_B \eta_B S\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \quad (1.11)$$

ここで $S(x)$ は、

$$S(x) \equiv \frac{x}{4} \left[1 + \frac{3-9x}{(x-1)^2} + \frac{6x^2 \ln(x)}{(x-1)^3} \right] \quad (1.12)$$

G_F は fermi constant、 $M_W = 80.34 \pm 0.10 \text{ GeV}/c^2$ は W ボソンの質量、 $m_t = 175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$ は t クォークの質量、 $m_B = 5.2792 \pm 0.0018 \text{ GeV}/c^2, f_B, B_B, \eta_B$ はそれぞれ B メソンの質量、崩壊定数 (decay constant)、図 1.1 の box diagram がどれだけ $B^0 - \bar{B}^0$ mixing を引き起こすかの度合い ($B_B = 1.16 \pm 0.08$ [9]), QCD correction ($\eta_B = 0.55$) を表している。

図 1.1: $B^0 - \bar{B}^0$ mixing の Box diagram

実験的に測定される測定量との関係は CP-violation を無視した場合、

$$\Delta m = |m_{B_1} - m_{B_2}| = \frac{1}{\tau_B} \sqrt{\frac{2r}{1-r}} \quad (1.13)$$

ここで r は CP-violation を無視した場合に $r = \bar{r}$ として、

$$r = \frac{\Gamma(B^0(t=0) \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^0(t=0) \rightarrow B^0 \rightarrow f)} \quad (1.14)$$

$$r = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t=0) \rightarrow B^0 \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0(t=0) \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})} \quad (1.15)$$

であり、mixing の度合いを表している。

式 1.11, 1.13 から V_{id} を算出出来るわけだが、インプットとして用いる値の中で、最も不確かなパラメーターが崩壊定数 (decay constant) f_B である。現在、崩壊定数 (decay constant) f_B の理論予測は $75 \sim 290 \text{ MeV}$ [36] と大きな広がりを持っている。 f_B の決定精度によって CKM 行列要素 V_{id} の測定精度が決定されてしまう。

1.6 Decay constant and form factor

Pseudoscalar meson P の leptonic, semi-leptonic 崩壊は $P \rightarrow l\nu_l, P \rightarrow P'l\nu_l, P \rightarrow V'l\nu_l$ (l :lepton, P' :pseudoscalar meson, V :vector meson) の様な物がある。これらの崩壊様式を実験的に調べるにより、QCD の計算手法に対して重要な情報を得る事が可能である。leptonic, semi-leptonic 崩壊の研究によって得られる重要な量としてそれぞれ、decay constant, form factor が挙げられる。

1.6.1 leptonic and semi-leptonic decay

leptonic 及び semi-leptonic の遷移確率を得るためには quark 及び lepton current operator の複合で考えなければならない。Lepton に関しては非常によく理解されており、Dirac spinor の計算から直接的に求める事が出来る。しかしながら、hadronic current は quark が hadron の中に閉じこめられていることなどにより、簡単にはいかない。しかし、弱い相互作用を媒介する W ボソンの質量よりも十分エネルギーが低いプロセスにおいては、崩壊率に対する現象論的な式を $G_F/\sqrt{2} = g^2/(8M_W^2)$ を用いて得る事が可能である。ここで leptonic 崩壊及び semi-leptonic 崩壊に対して、式 1.16, 1.17 が得られる。

$$M(P_{Q\bar{q}} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qQ} f_P L^\mu q_\mu \quad (1.16)$$

$$M(P_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} l^- \bar{\nu}_l) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q'Q} L^\mu H_\mu \quad (1.17)$$

ここで、leptonic current L^μ は Dirac spinor u_l, v_ν を用いて、

$$L^\mu = \bar{u}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_\nu \quad (1.18)$$

式 1.17 中の hadronic current H_μ は

$$H_\mu = \langle X | \bar{q}' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) Q | M \rangle \quad (1.19)$$

と書き表されるが、容易には計算が可能ではない。この hadronic current H_μ は form factor と呼ばれる量によって書き表される。

1.6.2 Decay constant : f_P

荷電擬スカラー中間子の leptonic 崩壊においては、強い相互作用 (QCD) の効果は decay constant f_P と呼ばれるたった一つのパラメーターによって記述される。Decay constant f_P は、two-body bound state wave-function の原点での値 $\psi_P(0)$ に比例して与えられる。

$$f_P = \sqrt{\frac{6}{M_P}} |\psi_P(0)| \quad (1.20)$$

もしも、 ψ_P がどの P に対してもほぼ一定と見なせるならば、 $f_P \propto M_P^{1/2}$ となるが、事態はそう単純ではない。特に注目されている heavy meson decay constant (f_D, f_{D^*}, f_B 等) に関する理論予測 [36] は古くから多くの方法でなされているが、1.5章で示した様に大きな広がりを持っており十分な精度を持っているとは言いがたい。この理論予測を正確にするには、是非とも heavy quark を含む中間子の崩壊定数を一つでも実験的に測定して、QCD の理論計算手法を確立する必要がある。

現在、実験的に正確に測定されている崩壊定数は $f_{\pi^+} = 130.7 \pm 0.1 \pm 0.36 \text{ MeV}$, $f_{K^+} = 159.8 \pm 1.4 \pm 0.44 \text{ MeV}$ の様な軽粒子のもののみである。崩壊定数 (decay constant) を実

験的に正確に決定するための最も有望な手法は、荷電擬スカラー中間子のレプトンのみへの崩壊 (leptonic decay) である。 f_{π^+}, f_{K^+} 共に $\pi \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊により決定されている。leptonic decay が良い理由は崩壊の終状態にクォークを含まない為に、強い相互作用 (QCD) の寄与を考慮する必要が無い事である。荷電擬スカラー中間子の leptonic decay は、中間子内部のクォークと反クォークの対消滅により仮想 W ボソンができ、その W ボソンが荷電レプトンとニュートリノに崩壊するものとして表現される。図 1.2 参照。対消滅により仮想 W ボソンとなるレートは、クォークと反クォークとの重なり具合

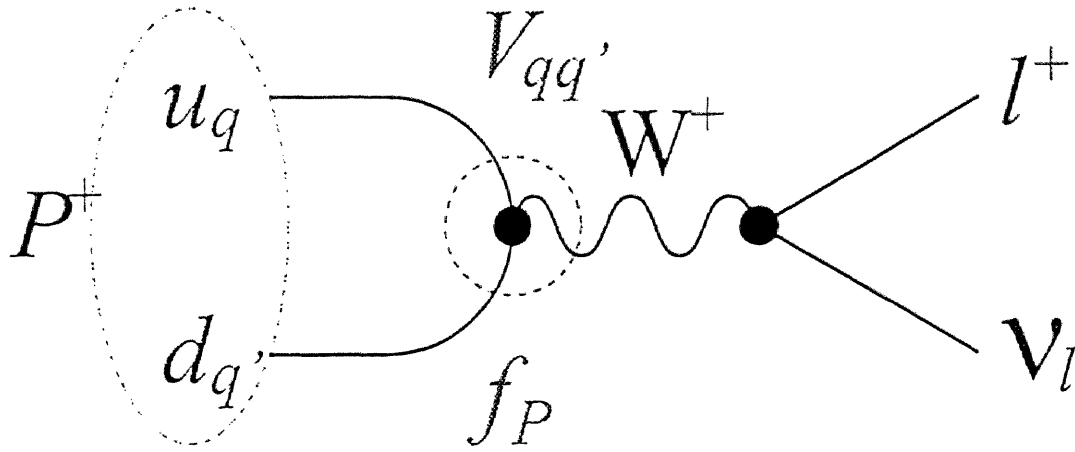


図 1.2: 擬スカラー中間子の leptonic 崩壊

として測られる擬スカラー中間子 (P) 崩壊定数 f_P の二乗に比例している。式 1.21 参照。

$$\Gamma(P^+ \rightarrow l^+ \nu_l) = \frac{B(P^+ \rightarrow l^+ \nu_l)}{\tau_P} = \frac{G_F^2}{8\pi} f_P^2 m_P m_l^2 |V_{qq'}|^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_P^2}\right)^2 \quad (1.21)$$

ここで、 m_P は擬スカラー中間子の質量、 m_l はレプトンの質量、 $V_{qq'}$ は CKM 行列要素である。 m_l^2 の term は helicity suppression を表し、軽いレプトンへの崩壊は抑制される。式 1.21 から、我々は擬スカラー中間子の leptonic decay の分岐比 $B(P^+ \rightarrow l^+ \nu_l)$ を測定することにより、

$$f_P^2 |V_{qq'}|^2 \quad (1.22)$$

の値を測定していることになる。特に式 1.4 に示されている様に、 V_{ud}, V_{cs}, V_{tb} の様な精度の高いものに関しては、崩壊定数 f_P^2 を測定している事になる。

擬スカラー中間子の leptonic decay は、式 1.21 によって書き表されるが、この式から以下の事がわかる。第一に、 $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の分岐比の比 $\frac{B(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{B(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}$ を考えると

$$\frac{B(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{B(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{m_e^2(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{m_\mu^2(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} = 1.2 \times 10^{-4} \quad (1.23)$$

の様に 10^{-4} という大きな違いがある。位相体積から期待される比とはまったく逆の結果は、ヘリシティ保存による抑制のために起こる。結局軽いレプトンへの崩壊ほど強い抑制を受ける。第二に、spectator diagram による $P^+ \rightarrow X l^+ \nu_l$ 崩壊の崩壊幅は、クォークの崩壊幅として式 1.24 の様に表される。

$$\Gamma(P_Q \rightarrow X_q l \nu) = \Gamma(Q \rightarrow q l \nu) = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_Q^5 |V_{qQ}(Qq)|^2 f_{QCD} f_{ps} \quad (1.24)$$

ここで、 $f_{QCD} \simeq 0.9$ は QCD correction factor であり、 f_{ps} は phase space factor ($f_{ps} \simeq 0.48(b \rightarrow c), f_{ps} \simeq 0.92(c \rightarrow s)$) である。式 1.21, 1.24 から $P^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ 崩壊は m_P に比例しているのに対して、 $P^+ \rightarrow X l^+ \nu_l$ 崩壊では $m_Q^5 (\simeq m_P^5)$ に比例している為に m_P が大きい程希崩壊となり、実験的な測定が困難になる。表 1.4 からわかるように、いずれも希崩

表 1.4: The ratio $B(P^+ \rightarrow l^+ \nu_l)/B(P^+ \rightarrow X l^+ \nu_l)$

P^+	unknown	$\mu^+ \nu_\mu$	$\tau^+ \nu_\tau$
D^+	$(f_D/f_\pi)^2 \times$	0.00041	0.00094
D_s^+	$(f_{D_s}/f_\pi)^2 \times$	0.0093	0.085
B^+	$(f_B/f_\pi)^2 V_{ub}/V_{cb} ^2 \times$	0.00016	0.035
B_c	$(f_{B_c}/f_\pi)^2 \times$	0.00019	0.0046

壊である。特に D^+, B^+ ではそれぞれ CKM suppression factors $|V_{cd}|^2, |V_{ub}|^2$ がかかるため、比は非常に小さな値に押さえられている。また、先に述べたように、ヘリシティ保存による抑制を受けるため表 1.4 の $\tau^+ \nu_\tau$ の値はいずれも $\mu^+ \nu_\mu$ よりも大きい。しかしながら、実験的には $\tau^+ \nu_\tau$ 崩壊は、カスケード崩壊をおこし、最低でも 2 つのニュートリノを放出するために、幾何学的及び力学的解析が困難である。

以上の理由から heavy quark を含む中間子の内で最も崩壊定数の測定に適しているのは $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ であることがわかる。

1.6.3 form factor : f_+, A_1, A_2, V

Semi-leptonic 崩壊の hadronic current は運動量 (momenta) とスピン偏極ベクトル (spin-polarization vectors) によって構成される。Lorentz vector あるいは axial vector 量は q^2 の関数である Lorentz 不変量 (form factor) を形成する。

$P \rightarrow P'l\nu$ 崩壊の場合には、 $p + p', q = p - p'$ の 2 つの独立な four vector が有るのみである。ここで p は P の momenta、 p' は P' の momenta である。pseudoscalar meson への崩壊では axial vector の寄与が無いため、 $m_l \rightarrow 0$ の極限 $l = e, \mu$ の場合には一つの form factor $f_+(q^2)$ を用いて、式 1.19 は、

$$\langle P'(p') | V^\mu | P(p) \rangle = f_+(q^2)(p + p')^\mu \quad (1.25)$$

と書ける。 $f_+(q^2)$ は $J^P = 1^-$ の交換に関係する。

$P \rightarrow V l \nu$ の様な vector meson の場合には、polarization vector ε が入ってくる。ここでも $l = e, \mu$ の場合には q^μ の入る項は無視でき、3 つの form factor $A_1(q^2), A_2(q^2), V(q^2)$ を用いて、式 1.19 は、

$$\langle V(p', \varepsilon) | V^\mu - A^\mu | P(p) \rangle = \frac{2i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{M + m_V} \varepsilon_\nu^* p'_\alpha p_\beta V(q^2) - (M + m_V) \varepsilon^{*\mu} A_1(q^2) + \frac{\varepsilon^* \cdot q}{M + m_V} (p + p')^\mu A_2(q^2) \quad (1.26)$$

と書ける。 $A_1(q^2), A_2(q^2)$ は $J^P = 1^+$ の粒子交換、 $V(q^2)$ は $J^P = 1^-$ の粒子交換に関係する。

軽い lepton への semi-leptonic 崩壊では $f_+(q^2), A_1(q^2), A_2(q^2), V(q^2)$ 、これら 4 つの form factor が関係しており、これらも、QCD 計算の重要な課題として、実験による測定と計算による予測の比較によって検証されるべき量である。

実験的には、 $f_+(q^2)$ は pseudoscalar meson への崩壊 $D \rightarrow \bar{K} l^+ \nu_l$ 等によって測定され、 $A_1(q^2), A_2(q^2), V(q^2)$ は vector meson への崩壊 $D \rightarrow \bar{K}^* l^+ \nu_l$ によって測定される。現在の form factor 測定に関する実験の平均値を表 1.5 に示す。この form factor の平均には

表 1.5: Experimental Average of Form Factors

	$f_+(0)$	$A_1(0)$	$A_2(0)$	$V(0)$
Experimental Average	0.76 ± 0.03	0.56 ± 0.04	0.39 ± 0.08	1.1 ± 0.2

Fermilab E653 における結果も大きく貢献しており、現在では Fermilab E791 が 2000 以上の semi-leptonic decay の候補を持っており、その結果が待たれる。

1.7 D_s^+ 中間子の leptonic decay

heavy quark を含んだ荷電擬スカラー中間子としては D^+, D_s^+, B^+, B_c^+ 等があるが、この中で最もこの崩壊様式の探索が容易なものは D_s^+ 中間子である。

D_s^+ のレプトンのみへの崩壊には、electronic, muonic, tauonic の三通りの可能性がある。それぞれの分岐比は式 1.21 によって表される。この三通りの内では muonic 崩壊が崩壊定数の決定には最も適している。なぜならば、電子への崩壊はミュー粒子への崩壊率に

比べて、5桁ほどヘリシティー保存により抑制され非常に稀な崩壊となってしまふ。これに対して逆に、タウ粒子への崩壊はミュー粒子への崩壊率に比べて、9.7倍の分岐比となる。しかしながら、この崩壊を実験的に検出することは非常に困難である。 D_s^+ 中間子とタウ粒子の質量差が小さく、 $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 崩壊の Q value が小さい為、実験室系での崩壊による角度差が小さい為である。さらにこの崩壊様式は最低でも二つのニュートリノを放出するために、運動学的な解析も困難である。

D_s^+ 中間子の崩壊定数 f_{D_s} の最初の測定は、本実験と同様の Emulsion-Counter 複合実験である CERN WA75 において 1993 年に行われた。原子核乾板標的中において観測された荷電チャーム粒子の崩壊に含まれるミュー粒子の横向き運動量 (P_T) の解析によって $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を検出する事に成功し、 D_s^+ 中間子の崩壊定数は $f_{D_s} = (238 \pm 47 \pm 21 \pm 43) \text{ MeV}$ [11] と報告された。また、カウンター実験である CLEO II [12, 14], BES [13], L3 [15] においても近年、崩壊定数測定の報告がある。表 1.6 にまとめる。また、

表 1.6: heavy meson decay constant の実験結果

Experiment	$f_{D_s} \text{ (MeV)}$
WA75 [11] (1993)	$238 \pm 47 \pm 21 \pm 43$
BES [13] (1995)	$430^{+150}_{-130} \pm 40$
CLEOII [14] (1995)	$278 \pm 35 \pm 30 \pm 16$
L3 [15] (1996)	$338 \pm 66 \text{ (Preliminary)}$
Experiment	$f_D \text{ (MeV)}$
BES [20] (1996)	$300^{+180+80}_{-150-40}$

ARGUS [19] では QCD の理論計算を用いて $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ の分岐比から崩壊定数を計算しているが、これは QCD の計算が入っているために理論との比較の対象とはならない。しかしながら、いずれの測定も大きな誤差をもっており、また大きなばらつきを持っている為、どの理論予測がもっとも信頼できるかを議論するためには不十分である。本論文では Fermilab E653 実験において我々が行った新しい f_{D_s} の測定結果 [18] について報告する。

Chapter 2

E653 実験

2.1 実験概要

Fermilab E653 実験はアメリカのフェルミ国立加速器研究所において、1985 年 5 月から 8 月 (1st RUN) と 1987 年 8 月から 9 月 (2nd RUN) の二回にわたって B 粒子の物理を主な目的として行われた。本論文の解析には 2nd RUN のサンプルを用いている。

E653 実験は、チャーム粒子 ($D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c^+$) の寿命測定に成功したエマルジョン・カウンター複合実験 (Fermilab E531) [10] を発展させたものである。高エネルギーハドロン反応における B 粒子対の生成率はおおよそ 10^{-6} と非常に低く大量の反応の解析が要求される。E653 実験においては B 粒子対よりは生成率がおおよそ 1000 倍ほど高いチャーム粒子対が大量に生成される。本実験の検出器は B 粒子と同様にチャーム粒子の検出にも適している。チャーム粒子の寿命は $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 秒 ($c\tau = 300 \sim 30\mu m$) 程度と大変短く、その生成や崩壊を調べる為には高精度の位置分解能をもつ位置検出器が必要となる。E653 実験では位置検出器として、エマルジョン (原子核乾板) とシリコン半導体位置検出器を用いている。エマルジョンは、位置検出器かつ反応標的として用いられ、荷電粒子の飛跡を $1\mu m$ の精度で三次元的に記録することができる検出器である。この $1\mu m$ の位置分解能は崩壊する前のチャーム粒子及び B 粒子の飛跡をとらえるのに十分な分解能である。特に崩壊する前の粒子の飛跡をとらえることが可能なことは、崩壊に際してニュートリノを放出するようなセミレプトニック崩壊に対して非常に有効である。エマルジョンの下流には、シリコン半導体検出器や磁場、ドリフトチェンバー等があり、生成された 2 次粒子の位置と運動量を測定している。さらに下流にはミュー粒子を識別するための検出器があり、トリガーにも利用している。エマルジョンの計測は時間を要するため、これらのカウンター群の情報をを用いて反応を選別した後に探索領域を限定して計測を行っている。図 2.1 は E653 実験 2nd RUN の set up [21] である。この章では E653 実験の set up の説明をする。

E653 Elevation View

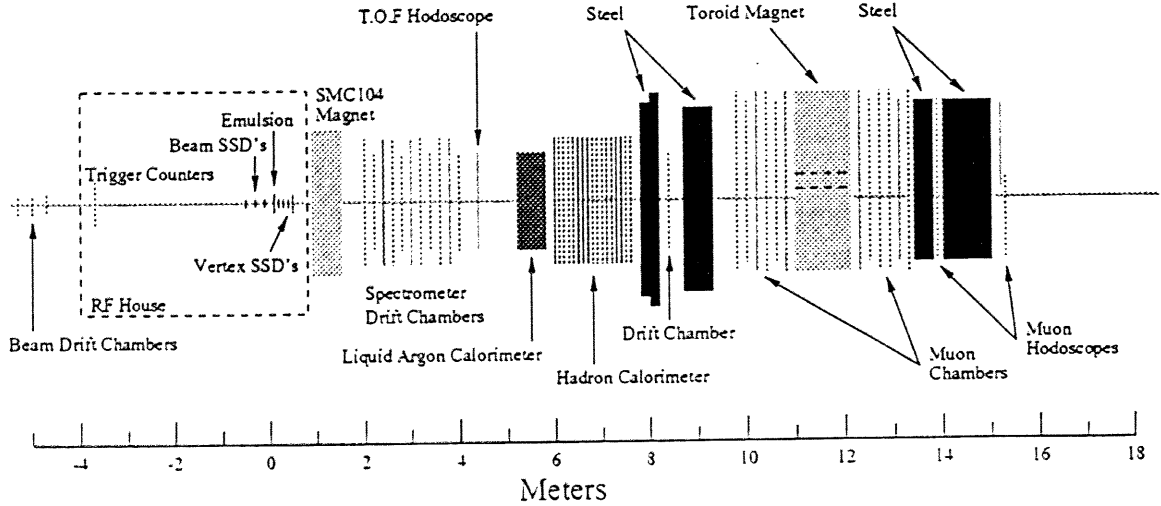


図 2.1: Fermilab E653 2nd RUN set up

2.2 ビーム

照射は、フェルミ国立加速器研究所 (Fermilab) の Neutrino Area-East beamline にある Lab D で行った。1st RUN では $800\text{GeV}/c$ の陽子を用いたが、 B 粒子対の検出には成功しなかった。そのため 2nd RUN ではビームに $600\text{GeV}/c$ の π^- を使い、 $u\bar{u} \rightarrow g \rightarrow b\bar{b}(c\bar{c})$ の diagram を増やす事によって生成率を上げることをころみた。 $600\text{GeV}/c$ の π^- は、フェルミ国立加速器研究所のテバトロンによって $800\text{GeV}/c$ に加速された陽子をターゲットに照射して作られる。1パルスあたりの陽子の数は 10^{12} 個で、それによって作られる $600\text{GeV}/c$ の π^- の数は 2×10^5 である。パルスの繰り返し時間は 5.7 秒で、スピン時間は 2.0 秒間である。

2.3 エマルジョンターゲット

エマルジョン（原子核乾板）は写真乾板の一種であり、荷電粒子の飛跡を $1\mu\text{m}$ の精度で三次元的に記録できる検出器である。この実験では Fuji ET-7B というエマルジョンを用いた。エマルジョンターゲットの構成を図 2.2 に示す。我々が用いたエマルジョンターゲットは大きさが $25 \times 25\text{cm}$ で、厚さ $70\mu\text{m}$ のポリスチレンベースの両面に、 $330\mu\text{m}$ ずつのエマルジョンを塗布したものである。これをプレートと呼ぶ。このプレートを 20 枚重

ね、厚さを 1.47cm にし 1cm のハニカムをはさみ analysis plate と呼ばれる $500\mu\text{m}$ のポリスチレンの薄板の両面に $70\mu\text{m}$ ずつのエマルジョンを塗布したものを配置し、ターゲットかつ位置検出器として用いた。この 20 枚のプレート（厚型乾板）とハニカム、analysis plate をまとめてモジュールと呼ぶ。この 1.47cm という値は、我々の用いるエネルギー領域では B 粒子やチャーム粒子の飛程が、相対論効果により数 mm となることを考慮して決定された。E653 2nd RUN では 31 のモジュールで 25.6l のエマルジョンを用いた。

ビームは図 2.2 に示されるように、エマルジョンプレートに対して垂直に照射した。照射密度はモジュールによって異なるが、 $2 \sim 5 \times 10^5/\text{cm}^2$ である。 $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ の領域に一樣にビームを照射するために、エマルジョンターゲット全体を上下左右に動かしながら照射した。

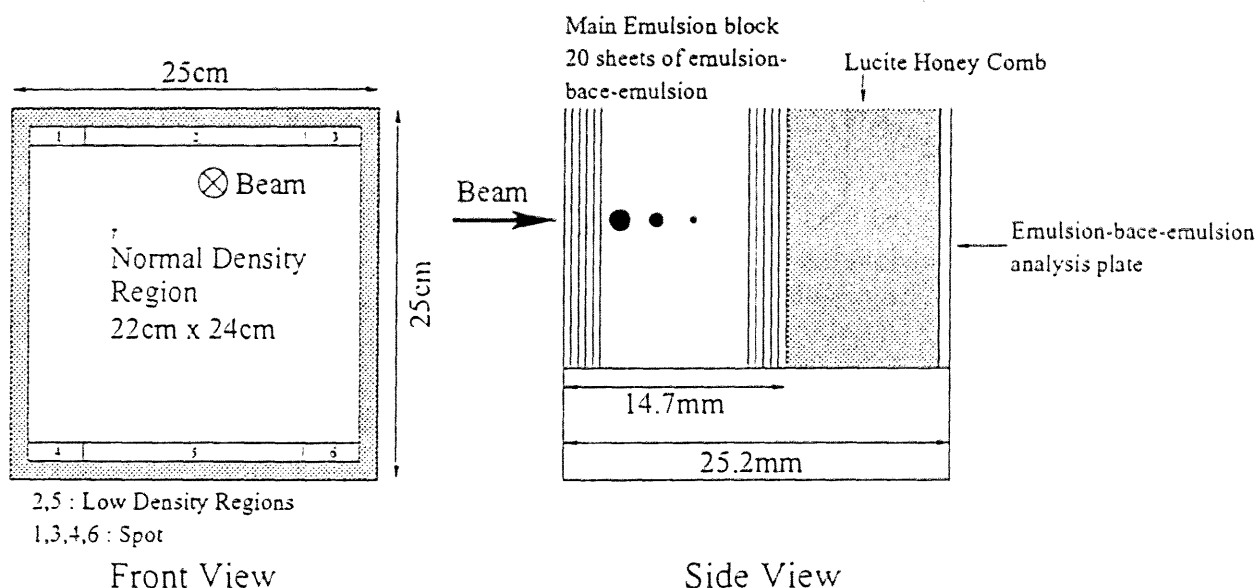


図 2.2: Emulsion target

2.4 シリコン半導体位置検出器

$600\text{GeV}/c$ の π^- とエマルジョンターゲットの衝突によって作られる 2 次粒子は、前方にジェット状に集中する (half angle は 56mrad)。これらの 2 次粒子をそれぞれ分解し、位置と角度を正確に決定するためにエマルジョンターゲットの下流 47mm の位置に 18 層の Silicone Strip Detector を組み合わせて Vertex Silicone Strip Detector (VSSD) を構成している。図 2.3 に構成を示す。18 層の SSD は 6 層ずつの 3 方向の読み出しに

分割されている。それぞれの読み出し方向は3次元的に再構成するために60度ずつ回転しX, U, Vの読み出し方向を構成している。上流の3層は、 $3 \times 3\text{cm}$ の大きさとストリップのピッチは $12.5\mu\text{m}$ 、中央の12層は $5 \times 5\text{cm}$ の大きさと $50\mu\text{m}$ ピッチ、再下流の3層は $9.5 \times 9.5\text{cm}$ の大きさと、 $50\mu\text{m}$ ピッチである。

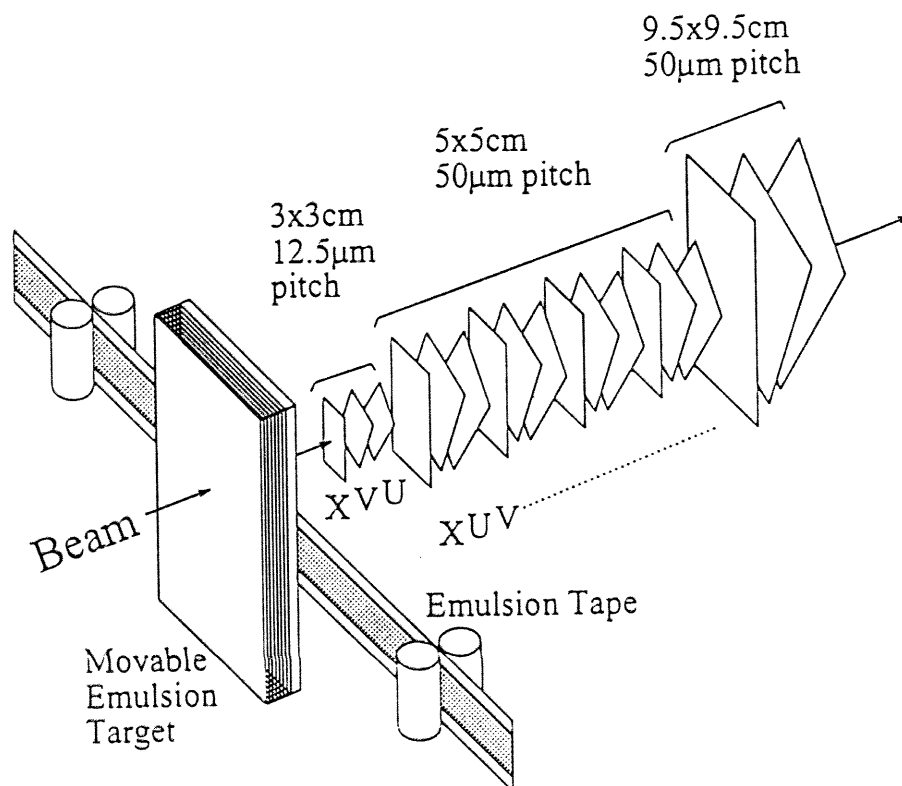


図 2.3: シリコン半導体検出器

2.5 スペクトロメータードリフトチェンバー

このスペクトロメータードリフトチェンバーはスペクトロメーターの下流部分の角度測定用であり、11枚のベクトルドリフトチェンバーによって構成されている。11枚のベクトルドリフトチェンバーはビーム軸方向に5本のセンスワイヤーを持っており、55枚の通常のドリフトチェンバーに相当する。5本のセンスワイヤーで捉えることにより角度情報を用いて "left-right ambiguities" を解消できる。チェンバーは $1.7 \times 1.7\text{m}$ の大きさがあり、3方向の読み出しによって構成されている。X, U, Vの読み出し方向があり、Xはマグネットの曲げる方向である水平方向に、U, Vは水平に対して ± 30 度傾いている。最下流の位置で 240mrad のアクセプタンスがある。

このドリフトチェンバーの位置分解能は $65\mu\text{m}$ で、接近した2本のトラックの分離限界は $600\mu\text{m}$ である。

1.7m のうちトラック密度の高い中央の 50.8cm はワイヤーの密度が高く ("fine cell",

最大ドリフト長 2.54cm)、その外は密度が低い ("coarse cell", 最大ドリフト長 5.08cm) である。この中央部 (fine cell) での角度精度は $45 \sim 50\mu\text{rad}$ で外側 (coarse cell) ではその2倍である。

2.6 スペクトロメーターマグネット

運動量測定用マグネットは荷電粒子の運動量を測定する為に VSSD の後方に配置されている。図 2.1 参照。このマグネットは二重極マグネットで、その開口部は 50.8cm である。運転時の電流 2400A の時に 1.12Tesla-meter の磁束密度となり、 $0.336\text{GeV}/c$ の横向き運動量を与える。上述のシリコン半導体検出器によって測定された荷電粒子の角度とスペクトロメータードリフトチェンバーとで測定された角度の差を検出する事により荷電粒子の運動量を知ることができる。この横向き運動量による運動量測定誤差は次式で与えられる：

$$\sigma_p/p = \sqrt{(0.01)^2 + (0.00023p)^2} \quad (p \text{ in } \text{GeV}/c) \quad (2.1)$$

最初の項は多重散乱による誤差であり、次の項は角度測定誤差によるものである。 $100\text{GeV}/c$ の荷電粒子に対して 2.5% の誤差で測定可能である。

2.7 ミュー粒子検出システム

2.7.1 ミュー粒子・スペクトロメーター

このスペクトロメーターは、磁石とその前後に6層ずつ設置されたドリフトチェンバーから成る。磁石は鉄心のトロイド磁石で、エマルシオンターゲットの下流 11.5m に設置してある。磁石の半径は 180cm で、厚さは 133cm であり、中心には半径 12.7cm の穴があいている。このデッドスペースをミュー粒子の密度が低い領域へもって行くために、磁石の中心はビーム軸から 0.5m 上方に設置してある (図 2.1 参照)。ドリフトチェンバーの有効面積は、 $3 \times 3\text{m}$ で、鉛直方向 (y) と水平方向から ± 12 度傾いた (u', v') の3つの方向に設置してある。位置の測定精度は $400\mu\text{m}$ である。運動量の測定誤差は

$$\sigma_p/p = \sqrt{(0.31)^2 + (0.008p)^2} \quad (p \text{ in } \text{GeV}/c) \quad (2.2)$$

である。第一項は多重散乱と磁場の測定誤差によるものであり、第二項はドリフトチェンバーでの測定誤差によるものである。

2.7.2 ミュー粒子・ホドスコープ

ミュー粒子・スペクトロメーターの下流には、2層のミュー粒子・ホドスコープがある。上流のホドスコープは、エマルシオンターゲットの 13.8m 下流に設置されている。有効面積は、水平方向が 3.6m 、鉛直方向が 2.9m である。下流のホドスコープは、エマルシ

ンターゲットの $15.2m$ 下流に設置してある。有効面積は、水平方向が $3.5m$ で、鉛直方向が $3m$ である。エマルジョンターゲットからみた acceptance は、水平方向が $230mrad$ で鉛直方向が $200mrad$ である。

この実験のトリガー条件の一つが、この両方のホドスコープにヒットがあることである。エマルジョンターゲットと下流のホドスコープとの間には、 $3900g/cm^2$ (30 hadronic interaction length) の物質があるため、このトリガー条件は運動量が $6GeV/c$ 以上のミュー粒子を伴った反応を選び出す事に相当する。

2.7.3 ミュー粒子の検出効率

通過したミュー粒子が、磁石の前後のドリフトチェンバーで再構成され、一本のトラックとして認識される確率は 91.8% である。また、運動量が $8GeV/c$ 以上のミュー粒子が上流のスペクトロメーターとの接続に成功する確率は 96.5% で、残りの 3.5% は多重散乱が大きいために接続が出来ない。上流のスペクトロメーターの効率は 93% である。このロスの原因は、トラックの密集した領域で再構成の為のソフトウェアが、再構成に失敗する為である。よって全体の効率は 81.7% である。

Chapter 3

チャーム粒子の探索

Fermilab E653 2nd RUN ではエマルジョンターゲット中に 2.5×10^8 反応を蓄積した。この中からいかにしてチャーム粒子を検出したかをこの章において述べる。

3.1 イベントトリガー

イベントトリガーの条件は以下の二つである。この条件によって 2.5×10^8 反応中から 8.2×10^6 反応をトリガーした。

条件1 ビームがエマルジョンターゲット中で反応を起こした。

条件2 $6\text{GeV}/c$ 以上の運動量を持ったミュー粒子がある。

このトリガー条件により、B 粒子やチャーム粒子が生成されたイベントを濃縮する事が出来る。

3.1.1 条件1

ビームはエマルジョンターゲットの約 3900,3700,900mm 上流に配置された、3つの円形シンチレーター (S_1, S_2, S_3) の coincidence と、中心に円形の穴があいた3つのシンチレーター (H_0, H_1, H_2) の anticoincidence で確認される。図 3.1 参照。

エマルジョンターゲットの上流にはシリコンの検出器があり、これが最小電離粒子3本分以上の信号を出した場合には、これよりも上流において反応が起こったとして、そのイベントは捨てられる。エマルジョンターゲットの下流には同様の検出器が2層あり、これが最小電離粒子3本分以上の信号を出した場合は、反応がエマルジョンターゲットで起こったとしている。この場合には条件1を満たすことになる。

3.1.2 条件2

Fermilab E653 2nd RUN は B 粒子の寿命及び生成断面積を求める為に計画された実験である。そのため、B 粒子対には約 40%の確率でミュー粒子を伴う事を利用して、ミュー

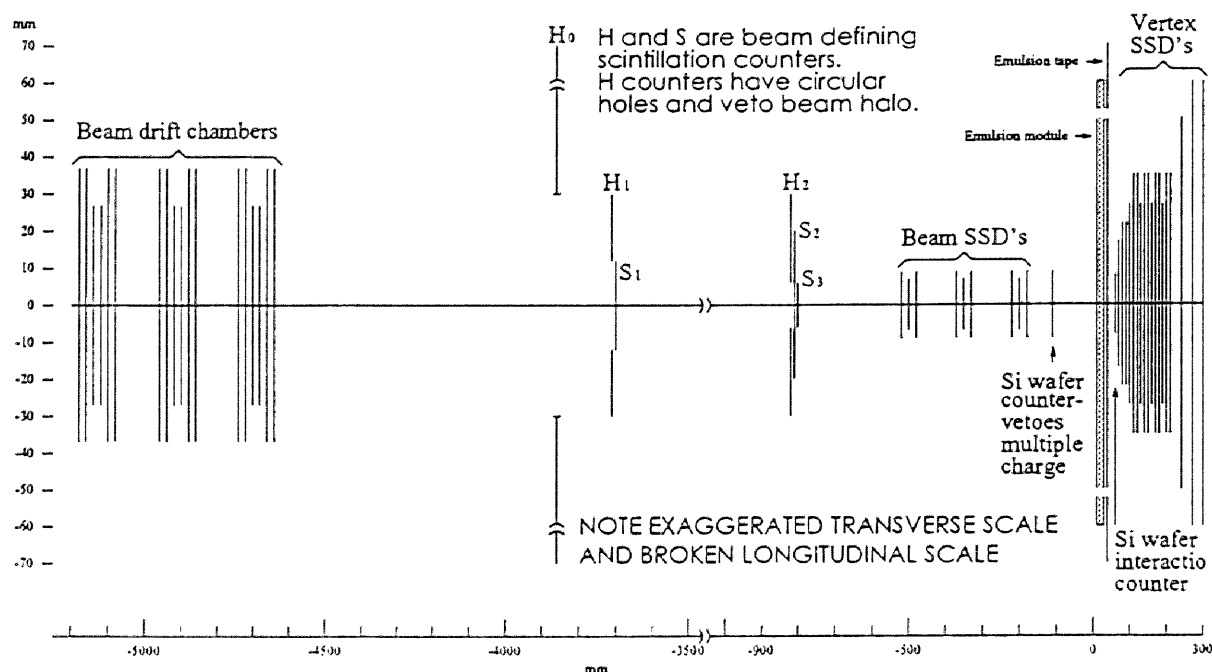


図 3.1: beam defining scintillation counters

粒子を伴っていることをトリガーの条件にしている。チャーム粒子対にも約 20% の確率でミュー粒子を伴う。また、通常のハドロンの強い相互作用での反応においてミュー粒子が生成される反応（Drell-Yan 過程のミュー粒子対生成）は稀であり、他のミュー粒子源は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊によるものがほとんどである。

ミュー粒子・スペクトロメーターの下流には、2 層のホドスコープがある。エマルジョンターゲットとこのホドスコープとの間には 3900 g/cm^2 (30 hadronic interaction length) の物質があるので、生成時の運動量が $6 \text{ GeV}/c$ 以上のミュー粒子以外は到達しない（2.7.3 参照）。（オンラインのセレクションにおいて、ミュー粒子の運動量が $8 \text{ GeV}/c$ 以下のイベントは捨てられる。）この 2 層のホドスコープの両方に信号がでた場合には条件 2 を満たす事になる。

3.2 イベントセレクション

トリガーされたミュー粒子の大部分は、初期反応点 (primary interaction) で生成された π^\pm の娘のミュー粒子である。これらを排除するためにビーム軸に対する横向き運動量 (P_T) を利用する。強い相互作用におけるハドロン群の P_T 分布と B 粒子やチャーム粒子からのミュー粒子の P_T 分布が違いため、目的とする反応を濃縮して取り出す事が可能である。期待されるビーム軸に対する横向き運動量 (P_T) の分布を図 3.2 に示す。

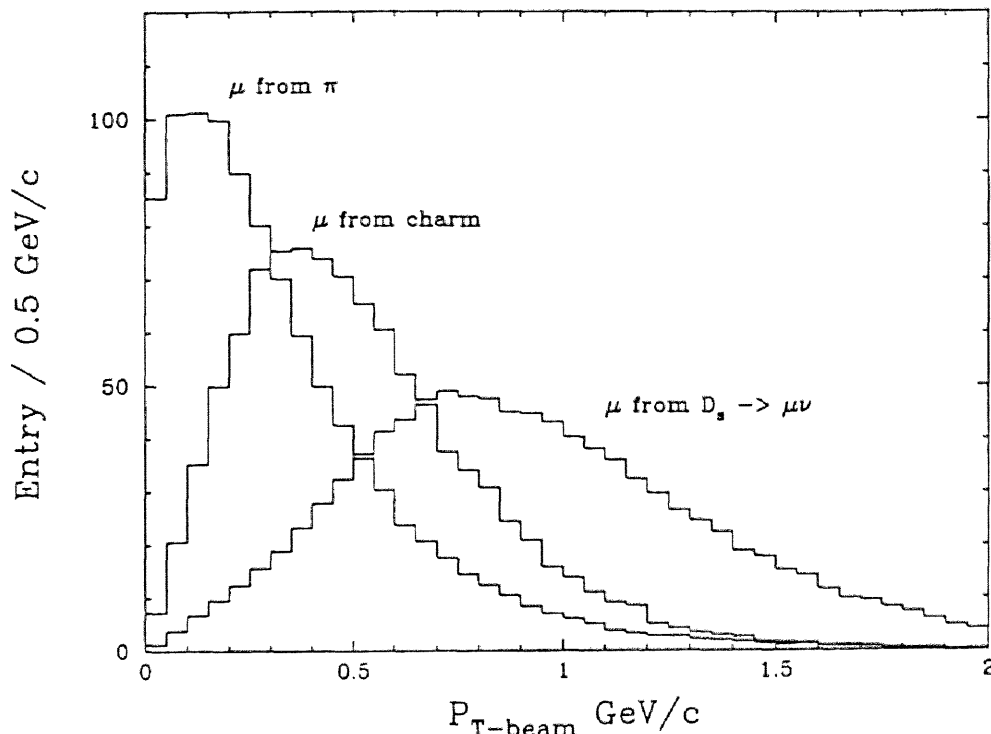


図 3.2: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊 (DATA)、チャーム粒子の崩壊 (M.C.) と $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊 (M.C.) からのミュオン粒子のビーム軸に対する横向き運動量 (P_T) 分布。いずれも 1000 イベントで normalize されている。実際の数比は 45,000 : 250 : 1 程度であり、 μ tag rate = 3.3%, $\sigma_{\pi p} = 25 \text{ mbarn}$, $\sigma_{c\bar{c}} = 50 \mu\text{barn}$, $\sigma_{D_s} = 5.1 \mu\text{barn}$, $B(D \rightarrow \mu \text{ anything}) = 10\%$, $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = 0.4$ から計算された。

セレクションには2つのパラメーターを使っている。1つは、ミュオン粒子の P_{T_μ} で、1例に2個以上のミュオン粒子がある場合には、その中で最大の P_{T_μ} をパラメーターとして用いる。2つ目は、ハドロンの P_{T_h} である。同様にその中で最大の P_{T_h} をパラメーターとして用いる。解析には3つのセレクションを用いた。今回用いたセレクションの条件は表 3.1 の様なものである。

これらのセレクション条件は主に B 粒子検出の為に設定された。 $P_{T_\mu} > 0.8 \text{ GeV}/c$ は原子核乾板の解析数として、当時限界量と思われた 10 万反応を目安として P_{T_μ} の大きいものから積分していき、およそ 10 万反応となる値として設定された。selection 1 では解析数を 1/1000、selection 2 までで 1/200、selection 3 を終了した total で 1/100 にしている。このセレクションによって $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の約半数を失うことになるが、50 倍に濃縮している。今回報告するデータは selection 3 までを終了した結果であるので、セレクション条件としては $P_{T_\mu} > 0.8 \text{ GeV}/c$ のみである。

表 3.1: イベントセレクション条件

	P_{T_μ}	P_{T_h}	イベント数
selection 1	1.5GeV/c 以上	条件なし	7000
selection 2	0.8 ~ 1.5GeV/c	1GeV/c 以上	32000
selection 3	0.8 ~ 1.5GeV/c	1GeV/c 以下	55000
total	0.8GeV/c 以上	条件なし	94000

3.3 エマルションの解析

エマルションの解析は、ミュー粒子の起源をすべて確かめることを目標として、精密ステージと光学顕微鏡、CCDカメラをコンピューターによって制御する半自動解析装置を用いて行った。ここでは、原子核乾板の解析手法について説明する [22]。

原子核乾板は荷電粒子の飛跡を $100\mu\text{m}$ 辺り 30 ~ 40 個の直径 $0.8\mu\text{m}$ の銀粒子の並びとして記録する。その並びの Standard deviation は $0.25\mu\text{m}$ であり、測定に用いられる光学顕微鏡の光学限界に近い値である。通常我々の用いる解析装置は、CCD のデジタイズサイズとして $1.2\mu\text{m}$ の測定装置を用いている。この測定装置により $1.2/\sqrt{12} \simeq 0.4\mu\text{m}$ の位置測定が可能である。また角度測定精度として $\tan(\theta) = 0.4/\text{BASELINE}$ の測定が可能である。原子核乾板の構造 ($330\mu\text{m emul.} - 70\mu\text{m base} - 330\mu\text{m}$) から BASELINE として $330\mu\text{m}$ と $400\mu\text{m}$ を最低値として用いる。この原子核乾板とベースの境界面、及び次のプレートの境界面を測定面とした。図 3.4 参照この場合の角度測定精度として、 1.3mrad , 1.0mrad を得る事ができる。また、後に述べる解析では $\text{BASELINE} > 500\mu\text{m}$ を要求しているために、 $\sigma_\theta < 0.8\text{mrad}$ の測定精度を確保している。

3.3.1 反応点の探索 (location)

VSSD のデータを用いて、ビームの反応点の位置を予測して、エマルション中においてその反応点を探す。エマルションターゲットには多数の反応が蓄積されており、予測精度の範囲内にトリガーあるいはセレクションにかからなかったイベントが存在することがある。しかし、VSSD で再構成された荷電粒子の角度と、反応点から出ている荷電粒子の角度とを比較することによって、どれが探しているイベントかが判別出来る。反応点を検出出来なかった反応が 78 反応あったが、反応点検出効率としては 99.85% と非常に高い。

3.3.2 $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ イベント (primary match)

先に述べたが、トリガーされたミュー粒子のほとんどは、反応点で生成された π^\pm の崩壊に伴うミュー粒子である。 π^\pm の崩壊はほとんどが VSSD よりも下流で起こるので、VSSD によって再構成されたトラックは π^\pm の飛跡である。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊では、 π^\pm とミュー粒

子の角度や運動量がほとんど変化しないため、下流のミュー粒子スペクトロメーターとつながり、VSSD で再構成された π^\pm のトラックをミュー粒子と誤認してしまう。 K^\pm の場合も同様の事が起こるが、この場合には K^\pm とミュー粒子の運動量がかなり違うため π^\pm に比べて誤認率は低い。これらのイベントは、ミュー粒子と判断されたトラックと同じ角度をもったトラックが初期反応点にあるはずである。VSSD で測定されたミュー粒子の角度(θ_μ)が 40mrad 以内の場合には、 θ_μ と 2mrad の誤差内で一致あるいは、角度(θ_μ)が 40mrad よりも大きい場合には、 $\theta_\mu \pm 0.05\theta_\mu$ の5%誤差内で角度が一致しているならば第一段階として $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ のカテゴリーにいれ、そのイベントの解析は終了する(primary match)。セレクションされたイベント全体の約94%は、この $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ イベントである。詳しくは次章にて解説する。ミュー粒子以外のトラックについても、VSSD で再構成された角度と初期反応点から出ているトラックの角度を比較して、同様の条件によって再構成されたトラックが反応点にあるかどうかを判断する。

初期反応点においてミュー粒子に対応するトラックが無い場合(primary unmatched)には以下に述べる、さらなる解析を継続する。

3.3.3 emulsion only track の測定 (primary unmatched)

トラックには下の表の3種類がある。"matched track"とは、VSSD で再構成されておりエマルシオン中で3.3.2章のカテゴリーで対応するトラックが見つかったものである。"emulsion only track"は、エマルシオン中にはあるがVSSD に再構成された対応するトラックが無いものである。"counter only track"はその逆で、VSSD には再構成されたトラックがあるがエマルシオン中には対応するトラックが無いものである。表3.2にトラックのカテゴリーをまとめたものを示す。

表 3.2: トラックのカテゴリー

	エマルシオン	VSSD
matched track	有り	有り
emulsion only track	有り	無し
counter only track	無し	有り

初期反応点で生成されたトラックの中に emulsion only track があれば角度の測定を行う。荷電B粒子や荷電チャーム粒子が初期反応点で生成されている場合には、本実験のエネルギー領域では $\langle \gamma\beta c\tau \rangle \sim 5\text{mm}$ 程度と寿命が短いのでVSSD に到達せずに崩壊する。このためVSSD 中に対応するトラックを作らない為 emulsion only track となる。この emulsion only track に対して、先に述べた角度精度により、primary vertex の下流における最初の測定面から 1.5mm 下流の測定面までの間で位置及び角度の測定を行う。

3.3.4 グラフィックスキャン 1 (graphic scan 1)

反応点の解析が終わると、次に「グラフィックスキャン」を行う。グラフィックスキャンとは、コンピューターの画面上に VSSD のヒット、matched track、emulsion only track、counter only track を表示させ、様々なチェックを行う事である。図 3.3 参照。

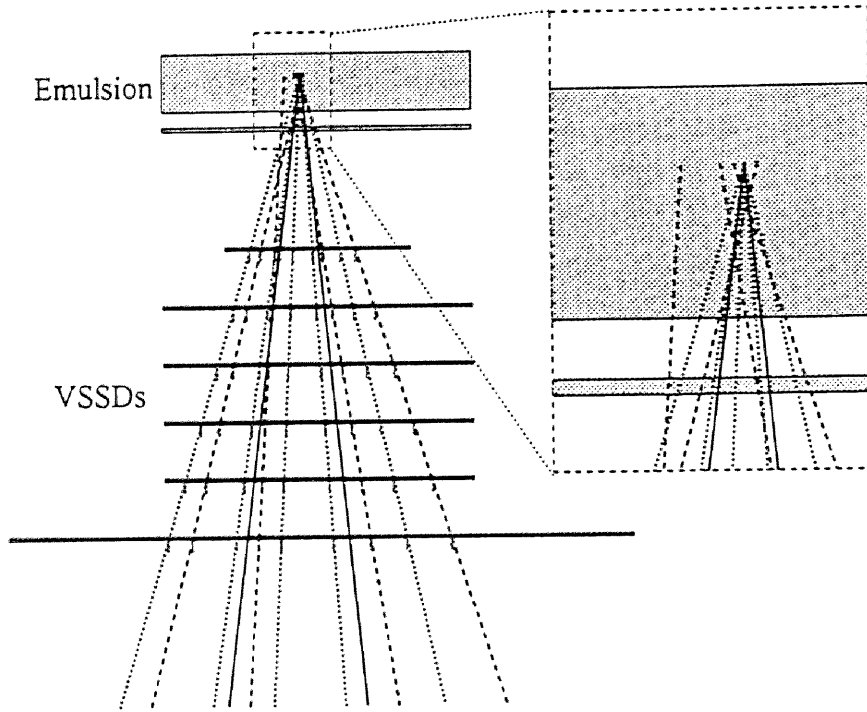


図 3.3: グラフィックスキャン: 点線、実線、破線はそれぞれ matched track、emulsion only track、counter only track である。

この段階のチェックではまず emulsion only track を調べる。emulsion only track の正体は以下の 3 つである。

- (1) 初期反応点と VSSD との間での崩壊、または secondary interaction を起こしている粒子
- (2) VSSD での再構成に失敗した粒子
- (3) VSSD で再構成はされたが、多重散乱によって角度が変わった粒子

グラフィックディスプレイを見て eye scan を行い、再構成プログラムのミスによって再構成されなかった VSSDs のヒットのチェックを行う。(2) に対しては、VSSDs の X,U,V それぞれの projection において、emulsion only track とヒットの角度差及び位置ズレ ($\Delta\theta_{EH}, \Delta D_{EH}$) に対して、

$$\Delta\theta_{EH} = 0.002\text{rad}(\text{for } \theta_E < 0.04\text{rad}) \quad (3.1)$$

$$\Delta\theta_{EH} = 0.05 \times \theta_E\text{rad}(\text{for } \theta_E > 0.04\text{rad}) \quad (3.2)$$

$$\Delta D_{EH} = \sqrt{(25)^2 + (\Delta\theta_{EH}\Delta Z)^2}\mu\text{m} \quad (3.3)$$

ここで θ_E は X,U,V projection での角度、式 3.3 の位置ズレの最初の項は VSSDs の位置精度からの寄与、次の項は emulsion only track 測定精度からの寄与であり、 ΔZ は primary vertex から VSSDs までの距離である。(VSSDs はエマルシオンターゲットの $47,000\mu m$ 下流に設置されている) 式 3.1,3.2,3.3 の範囲内に、3 次元的にトラックを構成するヒットが有れば (2) の再構成の失敗と判断する。(3) に対しては、emulsion only track と counter only track との角度差及び位置ズレ ($\Delta\theta_{EC}, \Delta D_{EC}$) に対して、

$$\Delta\theta_{EC} = \sqrt{(\Delta\theta_{EH})^2 + (3 \times \frac{13.6 MeV}{p} \sqrt{x/X_0})^2} \quad (3.4)$$

$$\Delta D_{EC} = \sqrt{(25)^2 + (\Delta\theta_{EC} \Delta Z)^2} \mu m \quad (3.5)$$

ここで式 3.4 の初項 $\Delta\theta_{EH}$ は式 3.1,3.2 の定義による、次の項は多重散乱の 3σ の領域であり、 p は counter only track の運動量、 x は scatter length、 X_0 は radiation length であり、エマルシオンターゲットの X_0 は $3cm$ である。式 3.4,3.5 の範囲内に入る emulsion only track と counter only track の組は (3) の多重散乱と判断する。(2) でも (3) でも無い場合は、(1) の可能性があるので、次節のさらなる解析 (follow down) を行う。

3.3.5 荷電粒子の崩壊点探索 (follow down)

3.3.4 章において崩壊、secondary interaction の親粒子のトラックの可能性があると判断されたトラックに対して、以下に述べる "follow down" と呼ばれる解析を行う。"follow down" とは primary vertex において生成された粒子の飛跡を反応点から下流方向へ向かってエマルシオンプレートを順に追い下げて行き、vertex(decay, secondary interaction) の探索を行う事である。初期反応点で発生した emulsion only track には、この "follow down" を行う。その粒子がエマルシオン中で崩壊したり、secondary interaction を起こしていれば、この過程で発見される。

原子核乾板の通常の解析においては impact parameter にして、先に述べた、原子核乾板の銀粒子のばらつき ($0.25\mu m$)、解析装置の CCD のデジタイズサイズ ($1.2\mu m$) より、位置精度として $1.2/\sqrt{12} \simeq 0.4\mu m$ という性能をもつ。親粒子の角度測定精度 $\delta\theta_{parent} = 0.4/BASELINE$ はその BASELINE となる flight length に依存する。図 3.4 の 1,2,3,4,5 の順に位置を測定し、

$$\delta x_i > 3 \times \frac{1.2\mu m}{Z_{i-1}} \times (Z_i - Z_{i-1})$$

BASELINE となる Z_{i-1} と δx_i によって角度変化を検出する。この角度変化が崩壊によるものであるか、secondary interaction によるものであるかは、反応点での原子核の破片の有無、反応点でのリコイルプロトンの有無、オージェー電子の有無、電荷保存則によって検証する。約 2% の確率で secondary interaction が崩壊と誤認される。検出効率には崩壊による角度差及び flight length の依存性があるが、チャーム粒子の 1 prong 崩壊に対して全体として 92.5% である。詳しくは 6.4 章で解説する。

エマルシオン中の荷電 B 粒子や荷電チャーム粒子の崩壊はこの様にして発見される。

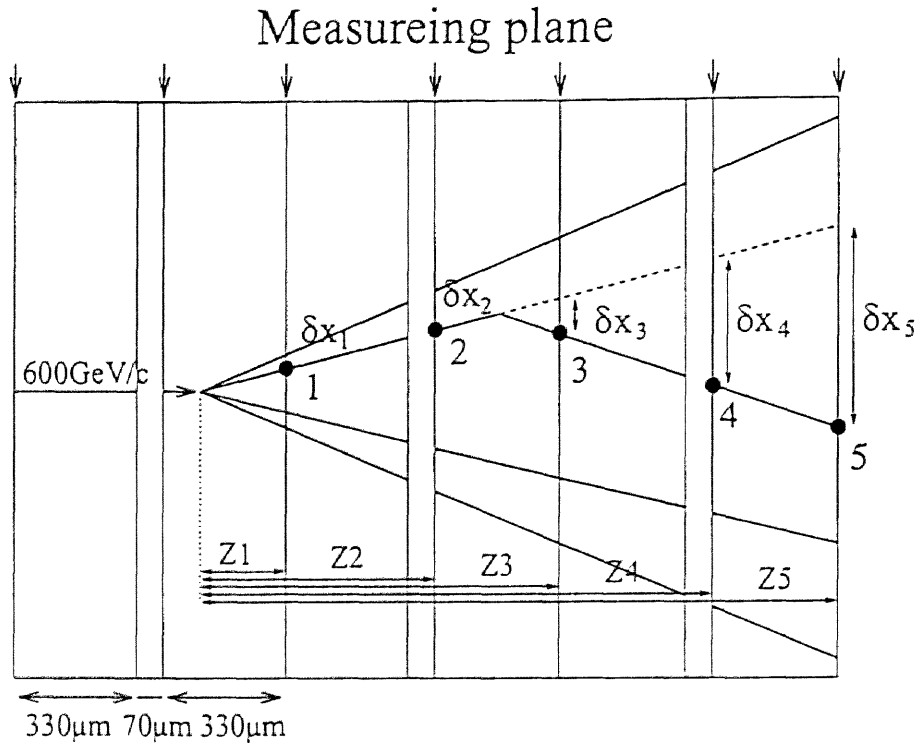


図 3.4: 原子核乾板の構造及び測定面

3.3.6 中性粒子の崩壊点探索 (scan back)

"scan back"とは、counter only track を最下流のエマルシヨンプレートで探索し、counter only track と3.3.2章の角度範囲で一致する角度のトラックを発見した場合にはそのトラックをエマルシヨンプレートを順に上流方向へ追いつけて行き、崩壊点探索を行う事である。counter only track には、この"scan back"を行う。その親粒子がエマルシヨン中で崩壊したり、secondary interaction を起こしていれば、この過程で発見される。エマルシヨン中の中性粒子の崩壊や、電子対生成、親が中性の secondary interaction はこの過程で発見される。中性粒子の muonic 崩壊では最低でも2つの荷電粒子が生成される、この場合 1 prong 崩壊の様な崩壊角による非効率率は起こらない。

3.3.7 グラフィックスキャン2 (graphic scan 2)

エマルシヨン中での崩壊や secondary interaction は、"follow down"、"scan back"で発見されるが、エマルシヨンよりも下流において起こった崩壊や secondary interaction は発見出来ない。これらに対しては、VSSD の情報を用いて探索する。解析すべき emulsion only track, counter only track は平均多重度 14 中 1.3, 4.6 である。counter only track の正体は以下の3つである。

- (1) エマルションよりも下流で起こった崩壊の娘粒子
- (2) エマルションよりも下流で起こった secondary interaction の娘粒子
- (3) 再構成の間違いで、実際には存在しないトラック

また、"follow down"によって確認の出来なかった emulsion only track の正体は次の2つである。

(A) エマルションより下流で起こった荷電粒子の崩壊の親粒子

(B) エマルションより下流で起こった荷電粒子の secondary interaction の親粒子

(3) はグラフィックスキャンで判断する。この様なトラックは、matched track のヒットを重複して使用する事によって構成されている。よって VSSDs のヒットを X,U,V それぞれの projection において、いずれか1つの projection においてもヒットを重複して使用している場合には、再構成のミスと判定する。残った counter only track 及び emulsion only track は、崩壊や secondary interaction に関係したもので、VSSD の精度で vertex を組むかどうかによって崩壊や secondary interaction を探す。

vertex 位置 X_V, Y_V, Z_V を $\Sigma \Delta D_i^2$ を最小とする位置を以下の式 3.6によって定義する。

$$\Delta D_i = \sqrt{(x_i - X_V)^2 + (y_i - Y_V)^2} \quad (3.6)$$

ここで x_i, y_i はトラック i のビーム軸方向の位置 Z での x, y 座標である。secondary interaction は、この vertex 位置の定義により得られた Z 座標の値がトリガーカウンター等の物質の存在する位置から $750\mu m$ 以内 (VSSDs の Z 軸方向の精度) であれば、その vertex は secondary interaction とし、それ以外であれば運動学的解析を行いチャーム、B,K の崩壊であるかの判定をする。(崩壊のカテゴリーは次章に詳しく述べる。) 1 prong (kink) の場合には

$$\Delta D_{EC} = \sqrt{(25)^2 + (\Delta\theta\Delta Z)^2}\mu m \quad (3.7)$$

emulsion only track と counter only track との最接近距離 ΔD_{EC} が式 3.7の値よりも小さい場合は vertex を組んでいるとする。最初の項は counter only track の精度によるもの、2 番目は emulsion only track の測定に起因する項で、 $\Delta\theta = 0.002rad(\theta < 0.04), = 0.05\theta rad(\theta > 0.04)$ 、 ΔZ は emulsion only track の発生点から vertex 位置までの Z 軸方向の距離である。2 prong (vee) の場合には

$$\Delta D_{CC} = \sqrt{(25)^2 + (25)^2}\mu m \quad (3.8)$$

2 本の counter only track 同士の最接近距離 ΔD_{CC} が式 3.8の値よりも小さい場合には vertex を組んでいるとし、運動学的解析を行う。

以上の解析過程により、全ミュー粒子の 99.9% の起源をカテゴリー化した。次章にその内訳を詳しく述べる。

Chapter 4

エマルション解析の結果

Fermilab E653 2nd RUN では、先に述べたセレクションにおいて、selection 3 までの解析を終了した場合には、セレクション条件はミュー粒子のビーム軸に対する横向き運動量 ($P_{T\mu}$) が $0.8\text{GeV}/c$ 以上という条件のみとなる。selection 3 までの解析を終了した反応数は、53,502 反応である。この内、初期反応点解析においてミュー粒子の起源が 3.3.2 章の $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 反応 (primary match) と判断されなかった反応 (primary unmatched) は 4,458 反応である。この時点において $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の様な単純なバックグラウンドミュー粒子の 98% が取り除かれ、チャーム粒子の崩壊等を含む全体の 8.3% が 3.3.3 章以降の更なる解析の対象となった。これら 4,458(8.3%) の反応の解析によって、多数のチャーム粒子生成反応が得られた。これらのミュー粒子の起源をカテゴリー分けしたものを表 4.1 に示す。

表 4.1: ミュー粒子の起源

ミュー粒子の起源	反応数
Charm 粒子	1193
B 粒子	15
Strange 粒子	1134
2 次衝突	1147
γ 線によるミュー粒子対生成	26
再構成ミス	257
不明	78
合計	4458

4.1 チャーム粒子及びストレンジ粒子

この実験においては、中性粒子（ニュートリノ）の運動量を検出することが出来ないため、崩壊の親粒子の種類を特定する事が困難である。しかし、荷電の娘粒子の運動量から親粒子の最低質量 (M_{min}) を求める事が出来るので、推定する事はできる。

$$M_{min} = \sqrt{M_{vis}^2 + P_{Tsum}^2} + \sqrt{M_{miss}^2 + P_{Tsum}^2} \quad (4.1)$$

M_{vis} は、ミュー粒子以外の荷電の娘粒子をパイ中間子と仮定して計算した不変質量である。

$$M_{vis} = \sqrt{E_{sum}^2 - P_{sum}^2} \quad (4.2)$$

E_{sum} 、 P_{sum} はそれぞれ、荷電の娘粒子のエネルギーと運動量の合計である。 P_{Tsum} は P_{sum} の親粒子の方向に対する横向き成分である。 M_{miss} は見えていない中性粒子の不変質量であるが、ミューオニック崩壊の場合には、ニュートリノ質量を仮定しているため 0 である。チャーム粒子、ストレンジ粒子である条件は表 4.2 のように規定した。この条件設定により、今回解析に用いた muonic C1(kink), N2(vee) に関しては、C1 では 12.9% が Strange のカテゴリーに入ってしまう為に inefficiency があるが、N2 では 0.2% の inefficiency である。

表 4.2: ミュー粒子の条件

	Charm(muonic)	Charm(hadronic)	Strange
C1	$P_{T\mu} > 0.28 \text{ GeV}/c$	$P_T > 0.28 \text{ GeV}/c$	$P_T < 0.28 \text{ GeV}/c$
C3	$M_{min} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$	$M_{min} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$	$M_{min} < 0.5 \text{ GeV}/c^2$
C5	条件なし。	条件なし。	
N2	$M_{min} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$	$M_{min} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$	$M_{min} < 0.5 \text{ GeV}/c^2$
N4	$M_{min} < 2.0 \text{ GeV}/c^2$	$M_{min} < 2.0 \text{ GeV}/c^2$	

ここで、C1, C3, C5 は荷電粒子の 1, 3, 5 prong 崩壊、N2, N4 は中性粒子の 2, 4 prong 崩壊である。

4,458 反応中でミュー粒子の起源が表 4.2 の条件によりチャーム粒子と同定されたものは、1,193 反応であった。この 1,193 反応中で Pair の hadronic 崩壊したチャーム粒子も検出されたものは 695 反応、muonic 崩壊のみが検出されているものは 498 反応あった。今回の解析においては、セミレプトニック崩壊を扱うので、以後チャーム粒子として取り扱うものは、ミューオニック崩壊のサンプルのみとする。この 1,193 個のチャーム粒子のミューオニック崩壊の内訳を表 4.3 に示す。また secondary interaction の contamination に付いては 7.4 章で述べる。

表 4.3: ミューオニック崩壊

崩壊様式	C1(kink)	N2(vee)	C3	N4	Total
統計数	565	536	88	4	1,193

4.1.1 1 prong 崩壊 (C1)

荷電粒子が一つの荷電粒子と中性粒子のみに崩壊するものである。以後「kink」とよぶ。kink となる主な崩壊は $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ 等である。今回探索している $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊も kink である。

4.1.2 2 prong 崩壊 (N2)

中性粒子が二つの荷電粒子と 0 個または複数の中性粒子に崩壊するものである。以後「vee」とよぶ。Vee となる主な崩壊は $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ 等である。

4.1.3 multi prong 崩壊 (C3,N4)

荷電粒子が三つの荷電粒子と 0 個または複数の中性粒子に崩壊するもの、あるいは中性粒子が四つの荷電粒子と 0 個または複数の中性粒子に崩壊するものである。これらの崩壊様式は今回の解析には用いない。

4.2 B 粒子

ミュー粒子の起源が B 粒子または、その娘のチャーム粒子であると思われる反応が 15 反応あった。B 粒子対と判断する条件は次の様なものである。

1. M_{min} が $2\text{GeV}/c$ 以上の崩壊が一つ以上存在する。
2. チャーム粒子の条件を満たす崩壊が $M_{min} > 2\text{GeV}/c$ の崩壊を含め 3 つ以上存在する。

B 粒子については吉田勝一氏の学位論文 [23] を参照。

4.3 γ 線によるミュー粒子対生成

γ 線が物質中を通過すると電子対生成を引き起こすが、極稀にミュー粒子対生成も引き起こす。電子対生成とミュー粒子対生成の頻度の比は、およそ $(m_e/m_\mu)^2 \simeq 1/40000$ である。ミュー粒子対生成は原子核乾板中ではトポロジカルには電子対生成とまったく同じである。本実験において、FCNC(Flavour Changing Neutral Current) によってチャーム粒子がミュー粒子対とハドロンに崩壊する様式 ($D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- X^0$) の研究 [24] も行われたが、 γ 線によるミュー粒子対生成をし、そのミュー粒子のいずれもミュー粒子として ID

された場合にはバックグラウンドとなる。今回観測されたミュー粒子対生成は γ 線による生成と考えて矛盾の無い数であった。

4.4 2次衝突

ミュー粒子の起源が2次衝突と判断された反応は、2次反応点からミュー粒子が発生しているわけではなく、2次反応点で生成されたパイ中間子の崩壊からのミュー粒子である。これは、初期反応点からミュー粒子が生成されているように見える反応と同様である。2次衝突を崩壊と区別するために、以下の様な情報を用いた。

1. 反応点での原子核の破片の有無。
2. 反応点でのリコイルプロトンの有無。
3. オージェー電子の有無。
4. 電荷保存則

チャーム粒子への混入のバックグラウンドについては7.4において述べる。

4.5 再構成の失敗

トラックの再構成は VSSD の X,U,V それぞれのプロジェクションで粒子の軌道を求め、次に立体的に粒子の軌道を求める。 $600\text{GeV}/c$ の π^- とエマルジョンの反応においては、荷電粒子の数は平均で 14 個にもなり、立体的な再構成の段階で少なからずミスは避けられない。ミュー粒子についても、実際には存在しない位置と角度の粒子として再構成されることがある。このような再構成の失敗は、先に述べたグラフィックスキャンによって判断される。このような event が 257 個あった、よって再構成を失敗する確率は $257/53,502 = 0.0048$ であり 0.48% である。

4.6 不明

ミュー粒子の起源がわからない event が 78 あった。この起源がわからないものは、location に失敗したイベントであるが、その原因は原子核乾板モジュールを動かしているターゲットムーバーの座標読みとりに失敗したためであり、解析対象の event をバイアスしないので event 数を減らすだけである。よってミュー粒子の起源を確かめる効率としては、 $(53,502 - 78)/53,502 = 0.9985$ であり 99.85% という高い効率でミュー粒子の起源を確かめている。

Chapter 5

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の探索

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊は kink になるため、kink 反応について更なる解析を行う。また、システムティックチェックの為に、同様な解析を ν_e に対しても行う。如何にして $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を検出するかを、この章で説明する。

5.1 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 検出法

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の探索にはこの二体崩壊の特徴である崩壊による横向き運動量 (P_T) を用いる。崩壊による横向き運動量 P_T は以下のように定義する。

$$P_T = P_\mu \times \sin(\theta) \quad (5.1)$$

P_μ はミュー粒子の運動量、 θ は親粒子と娘粒子の角度差である。

この方法は過去に行われた、E653 と同様の Emulsion-Counter 複合実験である WA75 [11] においても用いられた。

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊は二体崩壊であるために、その P_T の限界値 $0.981 \text{ GeV}/c$ にピークを形成するが、kink の主たる成分は $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ であり、こちらは 3 体崩壊であるために、 P_T の分布が限界値付近にピークを形成するようなものではなく、その限界値も $0.865 \text{ GeV}/c$ と小さいために、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊のシグナルは P_T 分布の違いを利用し、分布の形を解析することにより目的とする崩壊 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ のシグナル数を算出する。

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の検出を行う為に用いる物理量は、その崩壊による P_T のみである。他のハドロンの運動量や運動量バランス等の複雑なカットをせずに、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を ID するので、システムティックな誤差を最小限に抑えている。

5.2 イベントカット

この解析法においては、 P_T の分解能が非常に重要である。そこで、測定精度の悪い反応を取り除くため、及び flight length の短い部分での検出効率の低下を防ぐために以下の様なイベントカットを加える。

1. Decay length $> 500\mu m$
2. 崩壊点が原子核乾板中にある。(N2 についてのみ)

1. は親粒子の角度測定精度を確保して、 P_T のエラーを減少させるためである。2. も親粒子の角度測定精度を確保するためであるが、kink に関しては親粒子の角度を原子核乾板中で測定出来るが、vee の場合には原子核乾板の外に崩壊点がある場合には、親粒子の角度は VSSD の測定精度になってしまうために、vee に関しては崩壊点を原子核乾板中で測定出来るもののみを用いる。このカットによって、統計数は表 5.1 のようになった。このカットにより、 P_T の測定精度として kink に対しては $\sigma_{P_T} = 0.033 GeV/c$ 、vee に対

表 5.1: イベントカット

	kink	vee
カット前	565	536
カット後	531	276

しては $\sigma_{P_T} = 0.040 GeV/c$ となった。kink と vee の違いは以下の理由によって起こる。kink,vee いずれも運動量測定誤差は 0.008, 0.007 とほぼ等しいが、角度測定からの誤差は flight length によって異なる為に kink,vee でそれぞれ 0.032, 0.039 である。

5.3 測定結果

図 5.1 に P_T の測定結果を示す。

kink 反応では $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の P_T の限界値 $0.865 GeV/c$ を越えた部分に 19 個の反応がバンプを形成している。このバンプが測定誤差や 2 次反応等のバックグラウンドに起因するものならば、vee 反応にも同様のバンプがみられるはずであるが、vee 反応にはそのようなバンプはみられないことから、このバンプはバックグラウンドとは考えられない。このバンプは $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の P_T スペクトラムと一致している。

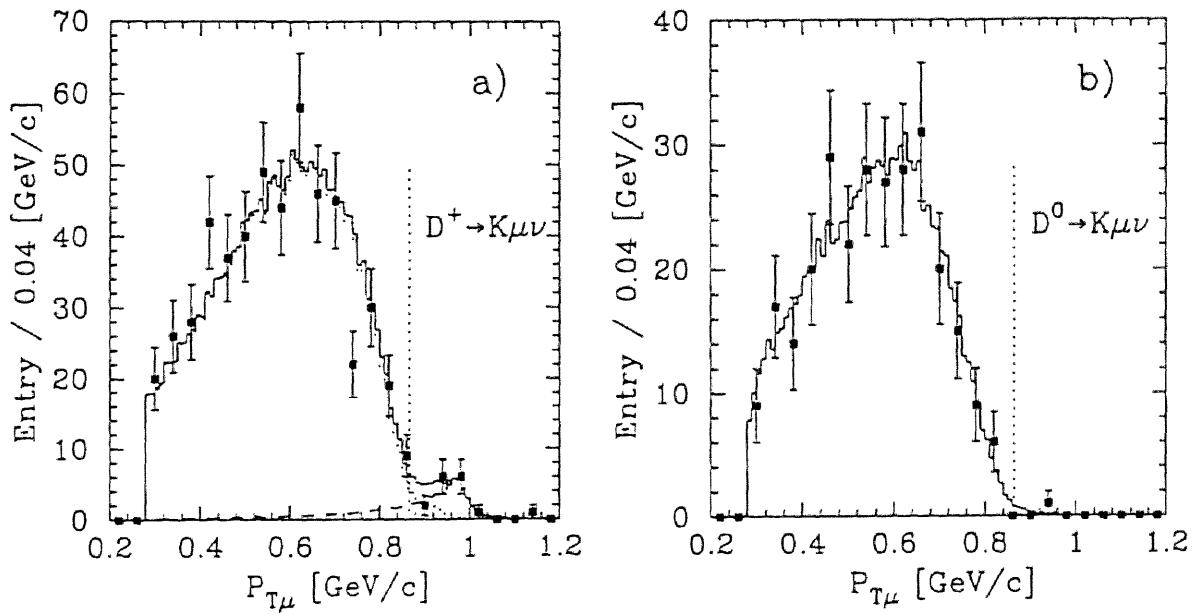


図 5.1: a) 531 の KINK 反応と b) 276 の VEE 反応の $P_{T\mu}$ 分布: エラーバー付きでプロットされているプロットマークは実験データ、ヒストグラムで表されているのはモンテカルロのデータである。縦の点線は主たるセミレプトニック崩壊の $P_{T\mu}$ の限界値を示している。a) での実線、点線、破線のヒストグラムはそれぞれ、最終的な fit の結果、バックグラウンドの合計、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ のシグナルを表している。b) での実線のヒストグラムは D^0 のミュー粒子への崩壊の $P_{T\mu}$ スペクトラムである。

Chapter 6

検出効率の推定とシグナル数

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の崩壊率を計算するためには、その崩壊様式の検出効率を知る必要がある。この検出効率を求める為に、モンテカルロ法による検出効率の推定を行った。モンテカルロ法では、計算機上で反応を発生させ、その内の検出にかかった反応の割合を調べることによって、検出効率を推定する。また、 P_T の分布の形状からシグナル数の算出も行う。この章では如何にして検出効率を推定したかと、シグナル数の算出について説明する。

6.1 チャーム粒子の生成

まず、計算機内でチャーム粒子を発生させる部分について説明する。チャーム粒子の発生メカニズムは、まだ完全にわかっているわけでは無いために、実験式と実験値を用いる。また、荷電チャーム粒子は $D^\pm, D_s^\pm, \Lambda_c^\pm$ 、中性チャーム粒子は D^0, \bar{D}^0 がある。これらの生成断面積も必要である。

6.1.1 チャーム粒子生成の分布

チャーム粒子の発生に付いては実験的に調べられており、そのビーム軸方向とビーム軸に垂直な方向への運動は以下の様な微分断面積の式で表される。

$$\frac{d^2\sigma}{dX_F dP_T^2} \propto (1 - |X_F|)^n \cdot \exp(-bP_T^2) \quad (6.1)$$

ここで、 X_F はファイマン X と呼ばれる量であり、重心系での軸方向の運動量を -1 から 1 で表した量である。 n と b は実験的に求められるパラメーターである。このパラメーターとしてはこの実験で D^\pm, D^0 に対して求められた以下の値 [26] を用いた。

$$n = 4.25 \pm 0.24 \pm 0.23$$

$$b = 0.76 \pm 0.03 \pm 0.03 (\text{GeV}/c)^{-2}$$

6.1.2 チャーム粒子の生成断面積

チャーム粒子の生成断面積はバックグラウンドを議論する際には必要であるが、検出効率の計算には直接はかかわってこない。特に Λ_c^\pm の生成断面積はよくわかっていないが、ミューオニック崩壊は $B(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \nu_l) = (2.3 \pm 0.5)\%$ [37] と $B(D^+ \rightarrow e^+ \text{ anything}) = (17.2 \pm 1.9)\%$ [37] と比較して小さいために影響は少ない。

表 6.1 にバックグラウンド量の推定に用いた生成断面積を示す。

表 6.1: チャーム粒子の生成断面積

$\sigma(D^\pm; x_F > 0)$	$8.66 \pm 0.46 \pm 1.96 \text{ } \mu\text{b/nucleon}$ [26]
$\sigma(D^0; x_F > 0)$	$22.05 \pm 1.37 \pm 4.82 \text{ } \mu\text{b/nucleon}$ [26]
$\sigma(D_s^\pm; x_F > 0)$	$5.1 \pm 1.3 \pm 1.3 \text{ } \mu\text{b/nucleon}$ [27, 37]
$\sigma(\Lambda_c^\pm; x_F > 0)$	$15.3 \pm 1.7 \pm 2.6 \text{ } \mu\text{b/nucleon}$ [28]

6.2 粒子の崩壊

粒子の崩壊には JETSET 7.4 を用いた。また、それぞれの崩壊モードの分岐比は PDG [37] の値を用いた。バックグラウンドの考察において詳しく議論するが、現在実験データは無いが考慮すべき崩壊様式として $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ がある。この崩壊の分岐比はわかっていないが、理論予測として $f_{D^+}/f_{D_s} = 0.90$ [25] を仮定した。この仮定から $B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ は $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ を用いて以下の様な関係になる。

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \frac{f_{D^+}^2}{f_{D_s}^2} \cdot \frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D_s}} \cdot \frac{m_{D^+}}{m_{D_s}} \cdot \frac{|V_{cd}|^2}{|V_{cs}|^2} \cdot \frac{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D^+}^2}\right)^2}{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)^2} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (6.2)$$

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = 0.090 \times B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (6.3)$$

また、同様に分岐比はわからないが考慮しなければならない崩壊として、 $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 崩壊がある。 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ との関係は以下のようになる。

$$B(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = \frac{m_\tau^2}{m_\mu^2} \cdot \frac{\left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2}\right)^2}{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)^2} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (6.4)$$

$$B(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = 9.7 \times B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (6.5)$$

以上の $B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ 及び $B(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ の分岐比には以上の関係を用いた。

6.3 検出器の効率

検出効率を出す際には、検出器の効率を考慮しなければならない。この検出器の効率はモンテカルロにたよっている。モンテカルロでは $600\text{GeV}/c \pi^- \text{--nucleon}$ 反応は FRITIOF を用いて作られた。これによって生成された粒子は GIANT に基づいた simulation によって、VSSDs、スペクトロメータードリフトチェンバー、ミュー粒子スペクトロメータの信号を作り、実際の実験時に用いられた software によって解析された。本解析において重要な量はミュー粒子の検出効率である。特に角度 (geometrical acceptance)、運動量依存性である。図 6.1 に示す。 P_μ 依存性の低エネルギー部分に効率が無いのは、ミュー粒子は $3900\text{g}/\text{cm}^2$ (30 hadronic interaction length) の物質があるためである。またミュー粒子ホドスコープの acceptance は水平方向に 230mrad , 垂直方向に 200mrad である。

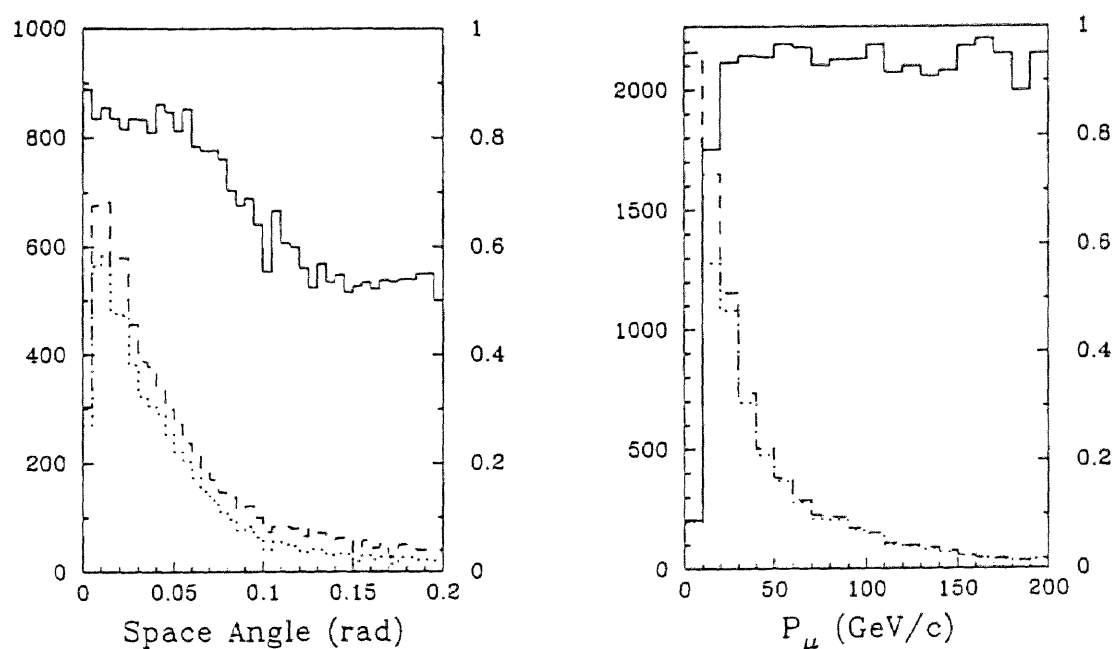


図 6.1: ミュー粒子検出効率の角度、運動量依存性:破線、点線 (左軸) はモンテカルロの $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 生成時とミュースペクトロメータで検出されたミュー粒子のスペクトラム。実線 (右軸) は検出効率

この検出器の検出効率は共同研究者である M. Aryal によって GIANT に基づいたモンテカルロ法によって算出された。しかし問題点としては、検出効率の絶対値を求めるために適当な崩壊モード等が無い事である。本実験 E653 は $600\text{GeV}/c \pi^-$ と原子核乾板中の核子との反応である。原子核乾板は H,C,N,O,S,Ag,Br 原子の複合体であり生成断面積の A-dependence 等により生成断面積の算出を困難にしている。よってこのモンテカルロにおいても、効率の絶対値に信頼をおくべきではない。

しかしながら、上記の不確かさは効率の絶対値に対する物であるため、目的とする崩壊モード(1)の分岐比を算出する際に同時に分岐比のわかっている崩壊モード(2)との比を用いる事によって相殺させる手法が用いられる。例えば式 6.6において、

$$\frac{N_1^{obs}}{N_2^{obs}} = \frac{\sigma_1 A \epsilon_1 B_1}{\sigma_2 A \epsilon_2 B_2} \quad (6.6)$$

$N^{obs}, \sigma, \epsilon, B$ はそれぞれ観測されたイベント数, 生成断面積, 正確な検出効率, 分岐比であるが、1,2 いずれの ϵ にもかかるファクター A がここで言う絶対値に対する不確かな部分であるが、式 6.6 では相殺される。この論文においても上記の手法を用いる。

6.4 kink 崩壊点検出効率

kink の崩壊点の検出には、崩壊による親粒子と娘粒子との角度差が必要である。この角度差が小さい場合には kink の検出効率が減少してしまう。ここでは、検出効率の崩壊による角度依存性についてのみ議論する。E653 では原子核乾板中で探索したミュー粒子の 99.85%の起源を確かめているが、チャーム粒子の muonic kink の場合でも崩壊による親粒子と娘粒子との角度差が小さい場合には primary vertex にミュー粒子が行き着く場合がある。これは明らかな inefficiency であり考慮を要する。実際のデータの崩壊による角度差とモンテカルロで kink 検出効率を角度依存性の無いフラットなものとした場合の角度差の分布を図 6.2a) に示す。データとモンテカルロは $kink\ angle > 0.02rad$ で normalize した。0.02rad の角度差は 5.2 で要求している Decay length $> 500\mu m$ のために、最低でも $10\mu m$ のインパクトパラメーターを持つため原子核乾板の空間分解能で確実に検出可能である。そのために $kink\ angle > 0.02rad$ では kink 検出効率を 100%として normalize した。

角度差が $20mrad$ よりも小さい部分において、データの統計数がモンテカルロよりも減少していることがわかる。図 6.2b) の四角は a) の $DATA/SML$ を表しており、角度差に対する検出効率を表すはずであるが、統計数が不十分であるためにばらつきが大きい。そのために検出効率曲線を式 6.7 と仮定して最適な Θ を決定した。

$$1 - \exp(-\theta/\Theta) \quad (6.7)$$

検出効率曲線推定の計算とデータから、検出効率の角度差依存性として式 6.7 の Θ は $0.0043rad$ と算出された。積分表示として表した図 6.2b) のデータ (×) と計算 (実線) は良い一致を見せている。全体としての kink の検出効率は 0.925 と算出された。

6.5 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 検出効率

これらの一連の作業によって得られた kink と vee の P_T 分布は図 5.1 にヒストグラムとして示した。kink の実線は D^+, D_s^+, Λ_c^+ のすべてのミューオニック崩壊からの合計、破

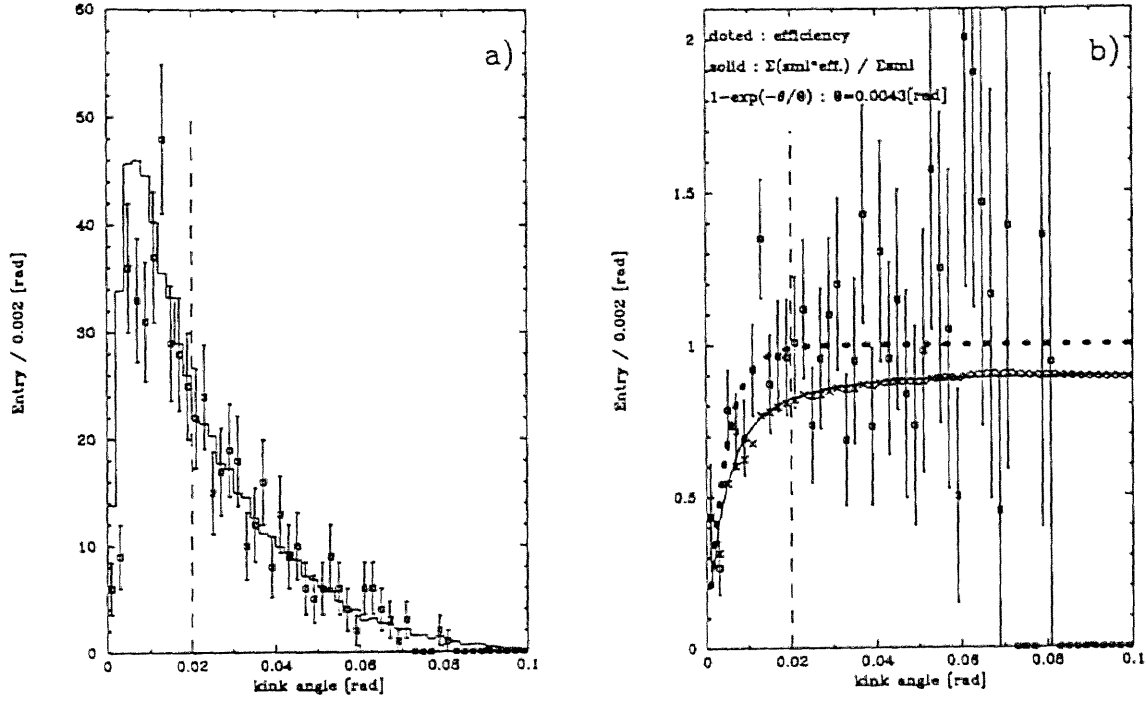


図 6.2: a) kink による親粒子と娘粒子の角度差分布；エラーバー付きのプロットマークはデータ、ヒストグラムはモンテカルロ。b) kink 検出効率；box は a) でのデータとモンテカルロの比、cross はその積分値。点線は仮定した検出効率カーブ、実線はその積分値である。

線は $D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊から期待される分布、点線は $D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の分を差し引いた分布である。vee の実線は D^0 のすべてのミューオニック崩壊からの合計である。どちらの分布においてもモンテカルロ法による推定と実験データは非常によく一致しており、モンテカルロ法による推定の確かさを示している。

このモンテカルロによって得られた、 $D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の検出効率 $\epsilon_{D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}$ は $\epsilon_{D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu} = 0.146$ となった。その内訳は表 6.2¹の通りである。

同時に $D^0 \rightarrow \mu^+ \text{ anything}$ の検出効率も $\epsilon_{D^0 \rightarrow \mu^+ \text{ anything}} = 0.018$ と算出された。この検出効率の大きな違いは、オフラインセクションにおける、ビーム軸に対するミュー粒子の横向き運動量 $P_T > 0.8 \text{ GeV}/c$ に起因している。図 3.2 を参照。 $D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊では、崩壊による P_T のみで $0.8 \text{ GeV}/c$ を越えるのに対して、 $D^0 \rightarrow \mu^+ \text{ anything}$ ではチャーム粒子生成時に大きな P_T を持っている必要がある為である。

¹各項目は独立な効率ではなく、表の上から順番にセクションやカットが加えられた場合の数字である。

表 6.2: 検出効率の内訳

トリガー及び再構成	0.817
オフラインセクション ($P_{T_\mu} > 0.8 \text{ GeV}/c$)	0.416
解析率	0.570
有効面積 (Edge loss and Beam spot loss)	0.956
イベントカット ($FL > 500 \mu m$)	0.855
kink 検出効率	0.925
Total	0.146

6.6 シグナル数

シグナル数は実験で得られた P_T の分布 (図 5.1 のプロット) とモンテカルロで得られた、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ からの P_T の分布とそれ以外の成分 (図 5.1 の破線と点線) とを混合してベストフィットすることによって求められた。ここでは図 5.1 に示されるデータの中に $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊がはたしていくつ含まれているかを算出する事が目的である。フィットパラメーターとして、チャーム粒子の生成断面積 $\sigma_{D^\pm}, \sigma_{D_s^\pm}, \sigma_{\Lambda_c^\pm}, N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}$ を用いた。生成断面積は表 6.1 の値の誤差範囲で float させた。検出数 N^{obs} は $N^{obs} = N_{int} \sigma \epsilon B$ であるので、生成断面積と検出効率を同時に変化させることはせずに、検出効率 ϵ の相対値を信頼し絶対値の誤差を生成断面積で吸収させていることになる。これは次章 7 で検討している他の崩壊モードを含めて行った。 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 以外の分布を構成する成分の中には、先に述べた $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ の寄与があるが、これらは式 6.3, 6.5 の関係を用いて $N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}$ に連動させて同時にフィットを行った。フィットは以下のパラメータ χ^2 を最小とする値を採用した。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(F_i(P_T) - f_i(P_T))^2}{f_i(P_T)} \quad (6.8)$$

ここで $F_i(P_T)$ は実験値、 $f_i(P_T)$ はモンテカルロの値である。図 5.1 のモンテカルロの実線、破線、点線はこのフィットの結果である。

このフィットから $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ のシグナル数として、以下の様な結果が得られた。

$$N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu} = 23.2 \pm 6.0^{+1.0}_{-0.9} \quad (6.9)$$

最初のエラーはシグナル数の統計数からの統計エラー成分、2 番目のエラーはチャーム粒子の生成の不確かさ (n, b の不確かさ) からの成分である。統計数の算出に大きく寄与している部分は、図 5.1 の $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ の P_T 限界値を越えた部分の統計数である。また、注意すべきは、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の場合にはミュー粒子のビーム軸に対する横向き運動量 P_T の主たる原因は崩壊からのものであり、チャーム粒子の生成時の P_T の寄与は少ない為に、生成の不確かさによる影響は少ない。

Chapter 7

バックグラウンド

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を探索する際に、実際には $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊で無い崩壊を $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊と誤認してしまい、シグナル数を増やしてしまうようなバックグラウンド反応を考慮する必要がある。この章では、そのようなバックグラウンドについて考察する。

7.1 2体ミューオニック崩壊

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊は2体崩壊であり、その P_T 分布が他のミューオニック崩壊と異なる性質を利用して $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の分離を試みているため、他のチャーム粒子のミュー粒子を伴う2体崩壊はバックグラウンドとなりうる。チャーム粒子のミュー粒子を伴う2体崩壊は2つしかない。 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊と $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊のみである。 $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の P_T の限界値は $0.932 \text{ GeV}/c$ でありバックグラウンドとなりうる。しかし、 $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊は Cabibbo suppressed decay であるため、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊に比べて小林-益川行列要素の V_{cd}, V_{cs} の違いによって $|V_{cd}|^2 / |V_{cs}|^2$ の抑制を受けるため、その分岐比は小さくなる。また、不明なパラメーターとして D^\pm の崩壊定数があるが、理論予測として $\frac{f_{D^+}}{f_{D_s}} = 0.90$ がある。実際にどの程度と予想されるかは以下の式で決まる。

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \frac{f_{D^+}^2}{f_{D_s}^2} \cdot \frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D_s}} \cdot \frac{m_{D^+}}{m_{D_s}} \cdot \frac{|V_{cd}|^2}{|V_{cs}|^2} \cdot \frac{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D^+}^2}\right)^2}{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)^2} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (7.1)$$

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = 0.090 \times B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (7.2)$$

$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ の 0.09 倍と分岐比は小さいと予想されるが D^\pm の生成数は D_s^\pm よりも大きいと、無視は出来ない。先の章において説明した通り、この崩壊様式はモンテカルロの中で考慮されている。フィットの結果から、 $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊のシグナル数は 4.5 ± 1.6 反応と推定された。図 5.1 の拡大図を図 7.1 に示す。

図 7.1 の点線の $0.9 \text{ GeV}/c$ を越える部分の主成分はこの $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ である。

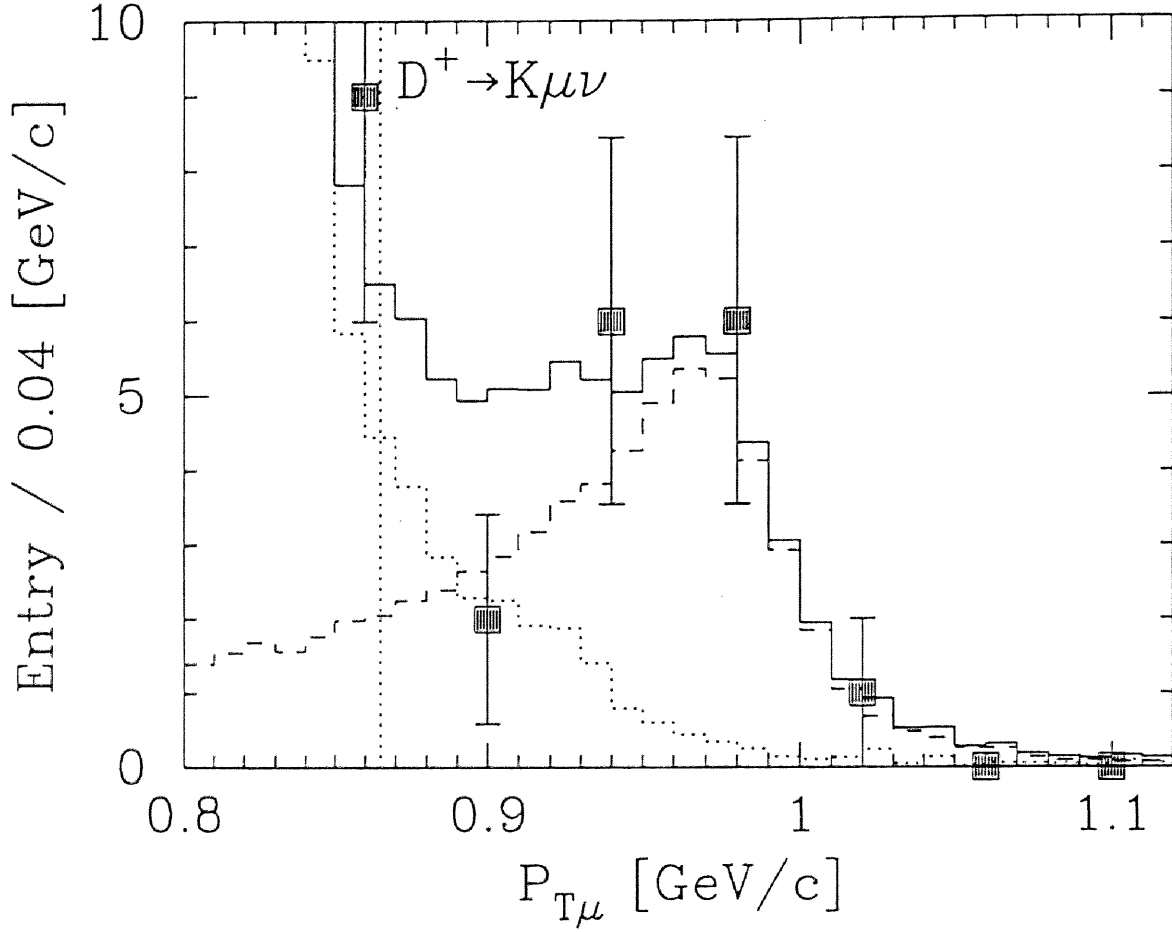


図 7.1: KINK $P_{T\mu}$ 分布の拡大: エラーバー付きのプロットは実験データ、縦の点線は $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ の $P_{T\mu}$ 限界値 ($0.865 \text{ GeV}/c$)。実線、点線、破線のヒストグラムはそれぞれ、最終的な fit の結果、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 以外の muonic kink と $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ のシグナル

7.2 多体ミューオニック崩壊

基本的に多体ミューオニック崩壊の P_T 分布は 2 体崩壊の場合と異なり、 P_T の限界値にピークを形成する事が無いため、ほとんどバックグラウンドとはならない。しかし、あえて考慮するならば、 $D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ や $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ をあげることが出来る。それぞれの P_T の限界値は $0.930 \text{ GeV}/c$ と $0.885 \text{ GeV}/c$ であり、どちらも $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の P_T の限界値 $0.865 \text{ GeV}/c$ を越えている。

$D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊は $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊と同様に Cabibbo suppressed decay であるためにその分岐比は $(5.7 \pm 2.2) \times 10^{-3}$ [37] と小さい。

$D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ では、 D_s^+ から τ^+ への崩壊の際に受ける P_T は質量差が小さい為に $0.182 \text{ GeV}/c$ であり小さなものである。本実験のエネルギー領域において、角

度差は $\sim 1 - 2 \text{ mrad}$ となり、我々の通常の解析手法ではこの角度差を検出出来ない為、ミュー粒子への崩壊点だけが観測されており kink 反応の中に含まれている。この崩壊の分岐比も実験的には求められていないが、理論的には式 7.4 の様な関係が得られる。

$$B(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau + \nu_\tau) = \frac{m_\tau^2}{m_\mu^2} \cdot \frac{\left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2}\right)^2}{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)^2} \cdot B(\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau) \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (7.3)$$

$$B(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau + \nu_\tau) = 1.7 \times B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (7.4)$$

$D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$, $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau + \nu_\tau$ の2つの崩壊様式もモンテカルロの中には考慮されており、 $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の P_T の限界値 $0.865 \text{ GeV}/c$ を越えた部分に、フィットの結果、それぞれ 0.34 と 0.28 反応期待される。 $23.2 \pm 6.0_{-0.9}^{+1.0}$ と比較して十分小さく無視出来る程度である。図 5.1 点線を参照。

7.3 2体ハドロニック崩壊

2体ハドロニック崩壊した D^+ の娘粒子のミューオニック崩壊によるバックグラウンドが考えられる。2体崩壊であるため、 P_T の分布は限界値付近にピークを作るわけで、バックグラウンドとして考慮すべきである。比較的 P_T の大きな2体ハドロニック崩壊には、表 7.1 の様な崩壊がある。

表 7.1: ハドロニック崩壊の崩壊様式

Decay mode	Fraction	P_T limit (GeV/c)
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	$(2.74 \pm 0.29)\%$	0.862
$D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$(2.5 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	0.925
$D_s^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$	$(3.5 \pm 0.7)\%$	0.850

これらのうち、 $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ の P_T の限界値である $0.865 \text{ GeV}/c$ を越えるものは、 $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ のみである。この崩壊の分岐比は Cabbibo suppress decay であるためにその分岐比は $B(D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-3}$ [37] である。 $B(D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu)$ の分岐比と比較した場合、 $\frac{B(D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}{B(D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu)} = 0.44$ と半分以下である。さらに π^+ の崩壊によってミュー粒子と誤認識される確率 $P_\pi = 0.04/p$ (p in GeV/c) をかけなければならない。ちなみに K^\pm の場合には $P_K = 0.08/p$ (p in GeV/c) である。この場合の確率 P_π は約 0.0011 であり、分岐比としては 10^{-6} に相当しバックグラウンドにはならない。

7.4 secondary interaction

原子核乾板をターゲット兼検出器として用いる場合、原子核乾板は物質質量が大きい
ため、ハドロンの2次反応を引き起こす可能性がある。原子核乾板の hadronic interaction
length は約 40cm である。この実験における原子核乾板ターゲットの厚さは 1.47cm であ
り、多数の2次反応がみられる。本実験においては4章の表 4.1 においてミュー粒子の起源
が secondary interaction であるものが 1147 例検出された。この解析においては kink の
みを取り扱っているため、secondary interaction の多重度が1の場合のみ問題となる。本
実験における secondary interaction 時の多重度が1の確率はデータから 8.8% であった。
また、secondary interaction は基本的に物質中（原子核乾板中）で起こるため、ほとんどの
場合は原子核の破片やオージェー電子の放出を原子核乾板中で検出する事により取り除
く。しかしながら、原子核の破片やリコイル、オージェー電子の放出を伴わない確率が 2%
程度存在し、これらはチャーム粒子の崩壊と区別がつかない。しかしながら、secondary
interaction による P_T が $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$ の P_T の限界値である $0.865\text{GeV}/c$ を越えない
場合には、バックグラウンドにはならない。本実験の $600\text{GeV}/c$ π^- と原子核乾板との
hadronic interaction での π^\pm 起源のミュー粒子の P_T 分布（図 3.2）から $0.865\text{GeV}/c$ を
越える確率は 6.2% であった、これは実験データであり検出効率も含んだ値である。よっ
て、バックグラウンドとしては、 $1147 \times 0.088 \times 0.02 \times 0.062 = 0.13$ 反応と十分小さく無
視出来る程度である。

Chapter 8

解析結果

この章では、先の章で得られた結果から、目的とする $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ 及び崩壊定数 (decay constant) f_{D_s} を算出するために行った、 $D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu$, $D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0$ による normalize の結果を述べる。

8.1 Normalization

先のモンテカルロから $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ のシグナル数として、 $N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu} = 23.2 \pm 6.0^{+1.0}_{-0.9}$ 及び、その検出効率 $(14.64 \pm 0.39)\%$ が得られた。本実験における研究成果としてすでに出版されている $D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu$ の分岐比の測定 [27] から、 $N_{D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu} = 18.7 \pm 4.9^{+0.4}_{-0.7}$ 及び、検出効率 $(1.86 \pm 0.40)\%$ が得られている。また同様に $D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0$ のシグナル数として、 $N_{D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0} = 266.9 \pm 16.3$ 及び、検出効率 $(1.75 \pm 0.14)\%$ をモンテカルロから得た。

$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の検出効率が他の崩壊様式と比べて非常に高いのは、反応のセレクションにおいてミュー粒子のビーム軸に対する横向き運動量 $P_{T_\mu} > 0.8 \text{ GeV}/c$ のみを要求している為である。図 3.2 参照。 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊ではビーム軸に対する横向き運動量 $P_{T_\mu} > 0.8 \text{ GeV}/c$ を崩壊による横向き運動量のみで得ることが出来る。しかしながら、他の semi-muonic 崩壊では、selection 条件をクリアするためには、チャーム粒子の生成時に大きな横向き運動量を持たなければならない。また、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ の検出効率の推定に対する、チャーム粒子生成分布 (n, b) の不確かさの寄与は他の semi-muonic 崩壊と比べて小さい。なぜならばミュー粒子の横向き運動量の主たる原因はその崩壊による為であり、チャーム生成時の横向き運動量ではない為である。また検出効率の誤差はチャーム粒子生成分布 (式 6.1 の n, b の不確かさ) からの誤差であり、生成断面積の誤差は生成断面積の中に含まれている。なぜならば、 $D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu$ による normalize をする場合には完全に相殺されるべき誤差であるので、検出効率とは分離した。

これらの結果から、2 つの結果が得られた。

一つ目は、 $D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を用いた normalization である。

$$\frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{\epsilon_{D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu}}{\epsilon_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}} \cdot \frac{N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}}{N_{D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu}} = 0.16 \pm 0.06 \pm 0.03 \quad (8.1)$$

二つ目は、 $D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0$ 崩壊を用いた normalization である。

$$\frac{\sigma_{D_s}}{\sigma_{D^0}} \cdot \frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0)} = \frac{\epsilon_{D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0}}{\epsilon_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}} \cdot \frac{N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}}{N_{D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0}} = (1.04 \pm 0.28 \pm 0.09) \times 10^{-2} \quad (8.2)$$

ここで、 ϵ, N, σ はそれぞれ検出効率、統計数、生成断面積である。一つ目の誤差は統計誤差、二つ目はチャーム粒子生成過程の不確かさ等によるシステムティック誤差である。

式 8.1 の $D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu$ による normalization では D_s^\pm 中間子の生成断面積の不確かさは相殺されており、分岐比を求めるには適した量である。式 8.2 の $D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0$ による normalization は 1993 年に行われた CERN WA75 の測定においてもなされた。その結果は $(1.25^{+0.55+0.24}_{-0.44-0.20}) \times 10^{-2}$ [11] であり、今回の結果と誤差の範囲内でよく一致している。

8.2 $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ 及び崩壊定数 f_{D_s}

式 8.1, 8.2 の結果から二つの方法で $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ と崩壊定数 f_{D_s} を求めることが出来る。

式 8.1 から、 $B(D_s^+ \rightarrow \phi l^+ \nu_l) = (1.9 \pm 0.5)\%$ [37] を用いることによって、

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (0.30 \pm 0.12 \pm 0.06 \pm 0.08)\% \quad (8.3)$$

を得た。また、式 8.2 から、 $B(D^0 \rightarrow \mu^+ \text{anything}) = (6.8 \pm 1.0)\%$ [37], $\sigma_{D^0}/\sigma_{D_s} = 4.33 \pm 1.14 \pm 1.86$ [27, 26, 37] を用いることによって、

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (0.31 \pm 0.08 \pm 0.03 \pm 0.16)\% \quad (8.4)$$

を得た。ここで、一つ目の誤差は統計誤差、二つ目はシステムティック誤差、三つ目は外部からの入力値によるシステムティック誤差である。二つの normalization からの値はよく一致しており、本論文の統計数、検出効率の推定等の正当性を示している。

以上の結果を用いて、崩壊定数 f_{D_s} は以下の式から求めることが出来る。

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D_s}^2 \tau_{D_s} m_{D_s}^2 m_\mu^2 |V_{cs}|^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)^2 \quad (8.5)$$

ここで、 G_F はフェルミ定数、 τ_{D_s} は D_s^\pm 中間子の寿命、 m_{D_s}, m_μ はそれぞれ D_s^\pm, μ^\pm の質量、 V_{cs} は小林-益川行列要素である。それぞれに対して、 $\tau_{D_s} = 4.67 \pm 0.17 \times 10^{-13} \text{s}$, $m_{D_s} = 1968.5 \pm 0.6 \text{ MeV}/c^2$, $|V_{cs}| = 0.9745 \pm 0.0007$ [37], と、本論文の結果の $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ の値を用いて、式 8.3 から、

$$f_{D_s} = 195 \pm 35 \pm 20 \pm 24 \text{ MeV} \quad (8.6)$$

式 8.4 から、

$$f_{D_s} = 198 \pm 25 \pm 8 \pm 46 \text{ MeV} \quad (8.7)$$

ここで、一つ目の誤差は統計誤差、二つ目はシステマティック誤差、三つ目は外部からの入力値によるシステマティック誤差である。

Chapter 9

Discussion

9.1 比較検討

本論文の結果とこれまでの他の実験における結果との比較を以下の表 9.1 に示す。

表 9.1: 他の実験結果との比較

Experiment / Theory	f_{D_s} (MeV)
E653 (This work, $D_s^+ \rightarrow \phi l^+ \nu_l$) [18]	$195 \pm 35 \pm 20 \pm 24$
E653 (This work, $D^0 \rightarrow \mu^+ anything$)	$198 \pm 25 \pm 8 \pm 46$
WA75 [11] (1993)	$238 \pm 47 \pm 21 \pm 43$
CLEO II [12] (1994)	$344 \pm 37 \pm 52 \pm 42$
BES [13] (1995)	$430^{+150}_{-130} \pm 40$
CLEO II [14] (1995)	$278 \pm 35 \pm 30 \pm 16$
L3 [15] (1996)	338 ± 66 (Preliminary)
ICHEP '96 [16]	255 ± 37
L3 [17] (1996)	$309 \pm 58 \pm 33 \pm 38$

本実験と同様の Emulsion-Counter 複合実験である CERN WA75 [11] の decay P_T 解析の結果と本実験の結果とはよく一致している。また、本実験よりも大きな値を与えている CLEO II [12, 14], BES [13], L3 [15, 17] とともに約 10% のレベルの信頼度では一致している。本実験の結果を含めた現時点での f_{D_s} の平均値は、ICHEP '96 において $255 \pm 37 \text{ MeV}$ [16] と報告されている。

しかしながら、 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を検出する上で本質的に困難なことはニュートリノを放出するために、親粒子をフルリコンストラクションする事が出来ないという点である。この点に関してはいずれの実験も同じ立場に有るが。しかし $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の様な 1 prong 崩壊において Fermilab E653, CERN WA75 の様な原子核乾板を用いた実験で

は、崩壊点を検出可能な点が他の実験とは異なる。このことが P_T による解析を可能にしている。

しかし、CERN WA75 では最終的な normalization に際して、 D^0, D_s^\pm の生成断面積の値が必要であるが、実際問題として hadro production における charm production cross section は精密にはかられていないのが現状である。WA75 では他の実験 NA32(ACCMOR collaboration) による生成断面積測定値を用いているためシステムティックなズレが起こる可能性がある。

CLEO II の結果は統計数の上では本実験よりも上であるが、本実験及び CERN WA75 では $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊の検出に、その崩壊による P_T のみを用いているのに対して、CLEO II では全運動量のバランスからエスケープしたニュートリノの運動量を推定する手法 (neutrino reconstruction) などの方法を用いている。彼らの用いた decay chain は $D_s^{*+} \rightarrow \gamma D_s^+, D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ であるが、シグナル検出の為に用いている量は neutrino reconstruction のシステムティックエラーを極力除くために $M(\gamma\mu\nu) - M(\mu\nu)$ を用いているが、他のセミレプトニック崩壊のバックグラウンドが大量にあり、 $M(\gamma\mu\nu) - M(\mu\nu)$ のバックグラウンドとシグナルのスペクトラムはほぼ同じでありその評価が難しい。実際バックグラウンド量は $D_s^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ は helicity suppression によってほぼ観測されないことから、 $M(\gamma e\nu) - M(e\nu)$ から推定しており、 μ, e の検出効率のシステムティックによって大きくバックグラウンド量は変化する。また彼らの 1994 [12] の結果から 1995 [14] の結果に修正された大きな原因として fake muon rate (muon miss ID) の見積りに誤りがあったとしている。

BES は加速器のエネルギーを 4.03GeV で運転している。この 4.03GeV とは $D_s^+ D_s^-$ 生成の臨界エネルギーよりもわずかに高く、 $D_s^{*+} D_s^-$ 生成の臨界エネルギーよりも低い値である。よって、一方で D_s^\pm を full reconstruction で Tag すればもう一方は確実に D_s^\pm であることが確かめられる。よってフルリコンストラクションされた D_s^\pm のほかに μ^\pm, e^\pm のみがあれば、それは $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ か $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow l^+ \nu_l \bar{\nu}_\tau$ のいずれかということになる。しかしながら、 D_s^\pm Tag における full reconstruction において、ピークに対する約半数は continuum のバックグラウンドがある。また、統計数が 3 イベントと少ないので、統計数を上げた解析が待たれる。

LEP における L3 も decay constant f_{D_s} の報告をしている。彼らの用いた decay chain は $D_s^{*+} \rightarrow \gamma D_s^+, D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow l^+ \nu_l \bar{\nu}_\tau$ といった非常に複雑な neutrino を 3 つ missing するようなモードである。かれらの解析には様々な cut (γ energy, hadron momenta) が入っており多量のシステムティックスを抱えており、この崩壊様式に対する検出効率は 2% と小さくバックグラウンドに対して非常にセンシティブである。実際、ICHEP における Preliminary result [15] から 1996 Dec. に発表された結果 [17] ではシステムティックスが見直されている。

総合的にみて、CLEO II, L3 はバックグラウンド及びシステムティックエラー (検出効率 2 ~ 3%) に問題があり、BES は統計数に問題がある。WA75 はその normalization に問題があるが、本実験 E653 は非常にシンプルなセレクション及び解析手法により 14.6% の高い検出効率でバックグラウンドフリーな解析を行ったシステムティックスの小さな解

析を行っており、最も信頼出来る測定といえる。

理論的な f_{D_s} の予測 [29, 30, 31, 32] は 130 から 350 MeV という広がりを見せているが、最近の QCD sum rule(193 ± 12 MeV) [33], independent quark model(205 MeV) [34], lattice($195(3)(16)$ MeV) [35] 計算による値と我々の結果とはよく一致している。以上の結果及び他の理論計算 [36] を図 9.1 にまとめる。

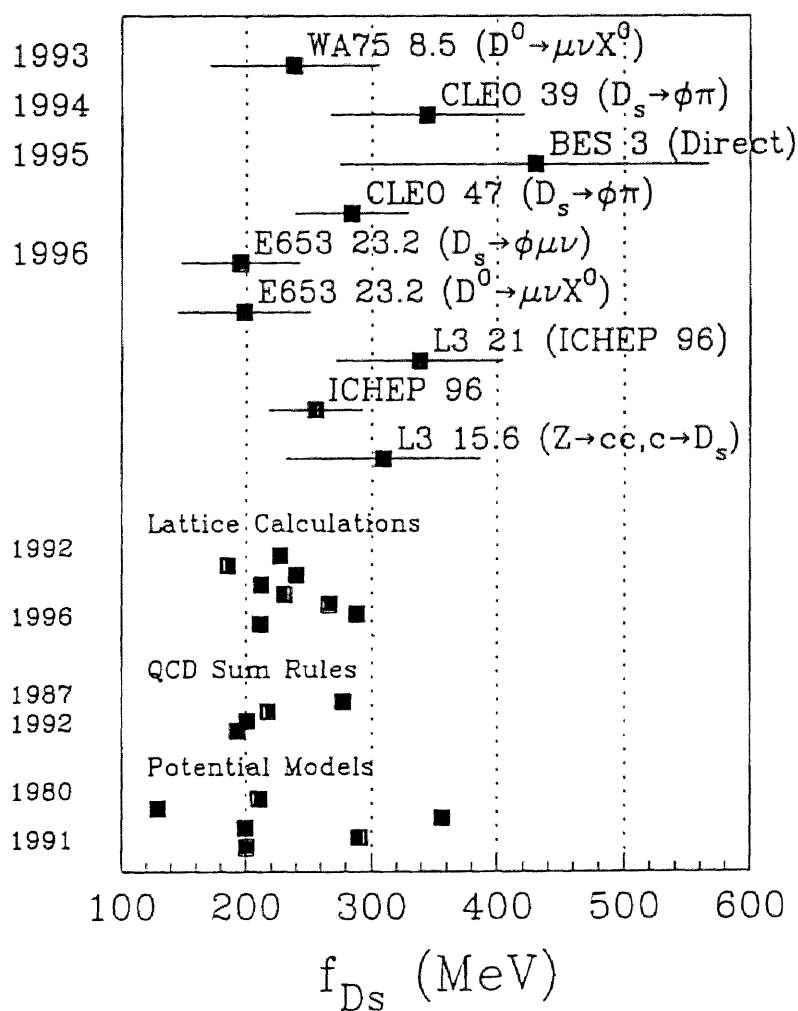


図 9.1: f_{D_s} 測定の実験データ及び理論予測

崩壊定数決定及び理論検証のために、今後のより多くの実験結果が待たれる。

9.2 他方面での f_{D_s} 測定の意義

9.2.1 f_B 予測への寄与

Decay constant f_B を直接測定する事は困難であることは先に述べた通りであるが、1996 Dec. に L3 [17] によって最新の結果が得られている。L3 では $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, $b \rightarrow B \rightarrow \tau\nu_\tau$, $\tau \rightarrow X\nu_\tau$ の decay chain での測定により、 $B(B \rightarrow \tau\nu_\tau) < 5.7 \times 10^{-4}$ と報告されている。しかしながら、未だ f_B の実験的測定値は無く、 f_B に対しては理論予測に頼らざるを得ない。しかしながら、1993 年から今日 1997 年までに WA75 [11], CLEO II [12, 14], BES [13], E653 (This work) [18], L3 [17] の実験的な測定によって、これらの結果から $f_{D_s} = 255 \pm 37 \text{ MeV}$ [16] の結果が得られている。この実験結果を基に heavy meson の崩壊定数に関する、QCD の理論計算の基点とすべきである。しかしながら、絶対値に対する計算よりもまず f_D/f_{D_s} , f_B/f_{D_s} といった比に対しての方が、より簡単はずである。これらを、図 9.2 に示す。

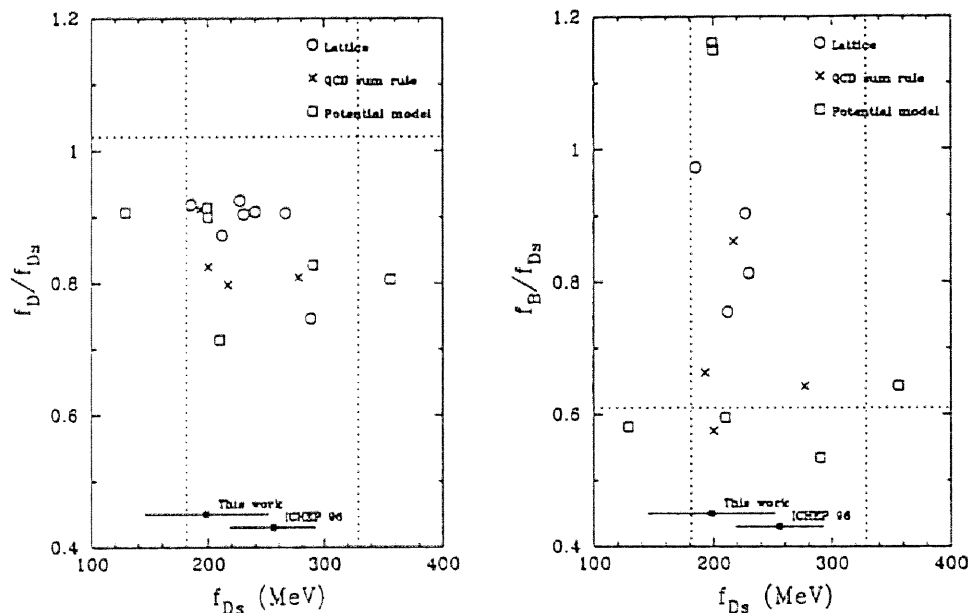


図 9.2: f_D/f_{D_s} , f_B/f_{D_s} : 横軸は f_{D_s} , 縦軸はその比である。横の点線はそれぞれ質量差から予測される値である。縦の点線は ICHEP 96 での平均値の 2σ 領域である。実験値は縦軸での意味は無い

f_D/f_{D_s} に対してはおよそ $f_D/f_{D_s} \approx 0.9$ の一致が見られるが、 f_B/f_{D_s} では理論予測の間で大きなばらつきがみられる。特に初期の QCD sum rule, Potential model では lattice 計算よりもかなり小さな値を示しているが、いくつかの新しい QCD sum rule の結果で

は、heavy-quark effective theory(HQET) の計算では radiative correction が f_B を増加させるような結果を示している。いずれにしても現時点での f_B 予測はいずれも Theory dependent になってしまう。今後 f_B の実験的測定と、さらなる f_{D_s} の測定が heavy flavour physics における課題である。

9.2.2 ニュートリノ実験における意義

本実験の結果の一つである $D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0$ 崩壊を用いた normalization の結果、

$$\frac{\sigma_{D_s}}{\sigma_{D^0}} \cdot \frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0)} = (1.04 \pm 0.28 \pm 0.09) \times 10^{-2} \quad (9.1)$$

は CERN WA95 CHORUS [38, 39], CERN WA96 NOMAD [40, 41], Fermilab NuMI project [42], Fermilab E803 COSMOS [43] といった短基線ニュートリノ振動実験を目的としたニュートリノビームラインでの prompt ν_τ のバックグラウンドを計算する際や、 ν_τ 反応の直接検出を目的とした Fermilab E872 [44] における、 ν_τ の flux を計算する際に、不確かな D_s^\pm 中間子の生成断面積ではなく、 D^0 中間子の生成断面積を用いて計算が可能なために有効な量である。実際、CERN SPS Wide Band neutrino Beam(WBB) における prompt ν_τ の混入率は ICHEP '96 のサマリーを用いて 3.3×10^{-6} [39] と計算され、 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動の短基線ニュートリノ振動実験において探索可能な領域に制限を加えている。

Chapter 10

まとめ

Fermilab E653 2nd RUN において D_s^\pm 中間子のミュー粒子とニュートリノのみへの分岐比に関して、

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / B(D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu) = 0.16 \pm 0.06 \pm 0.03 \quad (10.1)$$

$$\frac{\sigma_{D_s}}{\sigma_{D^0}} \cdot \frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X^0)} = (1.04 \pm 0.28 \pm 0.09) \times 10^{-2} \quad (10.2)$$

式 10.1, 10.2 の二つの結果を得た。この結果に対して、最新の $B(D_s^+ \rightarrow \phi l^+ \nu_l) = (1.9 \pm 0.5)\%$, $B(D^0 \rightarrow \mu^+ \text{anything}) = (6.8 \pm 1.0)\%$ [37]、本実験によって得られた生成断面積 $\sigma_{D^0}/\sigma_{D_s} = 4.33 \pm 1.14 \pm 1.86$ [27, 26, 37] を用いて、

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (0.30 \pm 0.12 \pm 0.06 \pm 0.08)\% \quad (10.3)$$

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (0.31 \pm 0.08 \pm 0.03 \pm 0.16)\% \quad (10.4)$$

式 10.3, 10.4 の二つを得た。この結果から D_s^\pm 中間子の崩壊定数をそれぞれ

$$f_{D_s} = 195 \pm 35 \pm 20 \pm 24 \text{ MeV} \quad (10.5)$$

$$f_{D_s} = 198 \pm 25 \pm 8 \pm 46 \text{ MeV} \quad (10.6)$$

と算出した。

他のカウンター実験に対してシンプルな解析を行うことによりシステムティックな誤差を小さくおさえ、統計数の少なかった CERN WA75 に対して 2.5 倍の統計数で解析を行うことにより、最も誤差の小さい過去最高の結果を得た。

また、 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動実験のための、CERN SPS WBB(Wide Band neutrino Beam) のニュートリノビームに含まれる $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ 崩壊からの prompt ν_τ の混入量に対して、本論文の結果を用いて 1.1×10^{-6} という結果を得た。

謝辞

この論文をまとめる機会を与えて下さった Fermilab E653 の共同研究者の皆様、また膨大な量の原子核乾板の解析を長年にわたって手伝って下さったスキャナーの皆様に深く感謝いたします。

この論文及び投稿論文をまとめるにあたり、様々な助言を与えて下さった丹生潔名誉教授、丹羽公雄教授、星野香助教授、中村光廣先生をはじめ、F 研の皆様に深く感謝いたします。

実験装置の開発においては、河合利秀さんをはじめ、理学部物理金工室の皆様の助力をいただきまして、深く感謝いたします。また実験遂行に伴う、様々な事務においては、加藤朝子さんをはじめ、名古屋大学理学部物理CD館事務室の皆様には大変お世話になりまして、深く感謝いたします。

また、実験遂行の為に尽力下さった政府機関の皆様に感謝いたします。

We gratefully acknowledge the efforts of the Fermi National Accelerator Laboratory staff in staging this experiment. This work was supported in part by US Department of Energy; the US National Science Foundation; the Japan Society for the Promotion of Science; the Japan-US Cooperative Research Program for High Energy Physics; the Ministry of Education, Science and Culture of Japan; the Korea Science and Engineering Foundation; and the Basic Science Research Institute Program, Ministry of Education, Republic of Korea.

Fermilab E653 Collaboration

K. Kodama⁽¹⁾, S. Torikai⁽¹⁾, N. Ushida⁽¹⁾, A. Mokhtarani^{(2),(a)}, V.S. Paolone⁽²⁾, J.T. Volk^{(2),(a)}, J.O. Wilcox^{(2),(b)}, P.M. Yager⁽²⁾, R.M. Edelstein⁽³⁾, A.P. Freyberger^{(3),(c)}, D.B. Gibaut^{(3),(d)}, R.J. Lipton^{(3),(a)}, W.R. Nichols^{(3),(e)}, D.M. Potter⁽³⁾, J.S. Russ⁽³⁾, C. Zhang⁽³⁾, Y. Zhang^{(3),(f)}, H.I. Jang⁽⁴⁾, J.Y. Kim⁽⁴⁾, B.R. Baller⁽⁵⁾, R.J. Stefanski⁽⁵⁾, K. Nakazawa⁽⁶⁾, S.H. Chung⁽⁷⁾, M.S. Park⁽⁷⁾, I.G. Park⁽⁷⁾, J.S. Song⁽⁷⁾, C.S. Yoon⁽⁷⁾, M. Aryal⁽⁸⁾, N.W. Reay⁽⁸⁾, R.A. Sidwell⁽⁸⁾, N.R. Stanton⁽⁸⁾, S. Yoshida⁽⁸⁾, M. Chikawa⁽⁹⁾, T. Hara⁽¹⁰⁾, S. Aoki^{(11),(g)}, K. Hoshino⁽¹¹⁾, M. Kobayashi⁽¹¹⁾, M. Komatsu⁽¹¹⁾, M. Miyanishi⁽¹¹⁾, M. Nakamura⁽¹¹⁾, S. Nakanishi⁽¹¹⁾, K. Niwa⁽¹¹⁾, M. Nomura⁽¹¹⁾, K. Okada⁽¹¹⁾, H. Tajima^{(11),(h)}, K. Teraoka⁽¹¹⁾, J.M. Dunlea^{(12),(i)}, S.G. Frederiksen^{(12),(h)}, S. Kuramata^{(12),(j)}, B.G. Lundberg^{(12),(a)}, G.A. Oleynik^{(12),(a)}, K. Reibel⁽¹²⁾, G.R. Kalbfeisch⁽¹³⁾, P. Skubic⁽¹³⁾, J.M. Snow⁽¹³⁾, S.E. Willis^{(13),(k)}, K. Nakamura⁽¹⁴⁾, T. Okusawa⁽¹⁴⁾, T. Yoshida⁽¹⁴⁾, H. Okabe⁽¹⁵⁾, J. Yokota⁽¹⁵⁾, N. Ihara⁽¹⁶⁾, M. Kazuno⁽¹⁶⁾, T. Koya⁽¹⁶⁾, E. Niu^{(16),(l)}, S. Ogawa⁽¹⁶⁾, H. Shibuya⁽¹⁶⁾, S. Watanabe^{(16),(m)}, N. Yasuda⁽¹⁶⁾, K. Ehara⁽¹⁷⁾, K. Horie⁽¹⁷⁾, Y. Sato⁽¹⁷⁾, K. Suzuki⁽¹⁷⁾, and I. Tezuka⁽¹⁷⁾

Scanner

石川純子、伊藤知子、植村由里子、沖田邦代、児玉里咲、小林みさを、嶋野洽子、白井剛、中條康子、富田孝子、中村有子、成田敦子、若松達子

Address and Present Address

- 1) Aichi University of Education, Kariya 448, JAPAN
- 2) University of California (Davis), Davis, CA 95616, USA
- 3) Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, USA
- 4) Chonnam National University, Kwangju 500-757, KOREA
- 5) Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510, USA
- 6) Gifu University, Gifu 501-11, JAPAN
- 7) Gyeongsang National University, Jinju 660-300, KOREA
- 8) Kansas State University, Manhattan, KS 66506, USA
- 9) Kinki University, Higashi-Osaka 577, JAPAN
- 10) Kobe University, Kobe 657, JAPAN
- 11) Nagoya University, Nagoya 464, JAPAN
- 12) The Ohio State University, Columbus, OH 43210, USA
- 13) University of Oklahoma, Norman, OK 73019, USA
- 14) Osaka City University, Osaka 558, JAPAN
- 15) Science Education Institute of Osaka Prefecture, Osaka 558, JAPAN
- 16) Toho University, Funabashi 274, JAPAN
- 17) Utsunomiya University, Utsunomiya 321, JAPAN

^a Fermilab, Batavia, IL 60510, USA.

^b Northeastern University, Boston, MA 02115, USA.

^c CEBAF, 12000 Jefferson Avenue Newport News, VA 23606, USA.

^d Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24060, USA.

^e Westinghouse Electric Corp., Pittsburgh, PA 15230, USA.

^f Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA.

^g Kobe University, Kobe 657, JAPAN.

^h University of Tokyo 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113 JAPAN.

ⁱ University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA.

^j Hirosaki University, Hirosaki 036, JAPAN.

^k Northern Illinois University, DeKalb, IL 60115, USA.

^l CERN, CH-1211, Geneva, SWITZERLAND.

^m University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA.

Bibliography

- [1] S. Sakata, Z. Maki and Y. Ohnuki, Remarks on a New Concept of Elementary Particles and the Method of the Composite Model, Suppl. Prog. Theor. Extra No. (1965).
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **8** (1964) 214.
- [3] B. J. Bjorken and S. L. Glashow, Phys. Lett. **11** (1964) 255.
- [4] K. Niu, E. Mikumo and Y. Maeda, Prog. Theor. Phys. **46** (1971) 1644.
- [5] J. J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404.
- [6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
M. Kobayashi, T. Masukawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [7] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [8] A. Ali and D. London, DESY report DESY 96-140 [hep-ph/9607392], presented at High Energy Physics International Euroconference on QCD (QCD 96), Montpellier, France, July 4-12, 1996.
- [9] A. Abada *et al.*, Nucl. Phys. **B376** (1992) 172.
- [10] N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1049.
N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1053.
N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 844.
H. Shibuya, PhD Thesis, Nagoya Univ. JAPAN (1982).
N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 2362.
M. Miyanishi, PhD Thesis, Nagoya Univ. JAPAN (1983).
N. Ushida *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. **224** (1984) 50.
N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1767.
N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1771.
N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2897.

- [11] S. Aoki *et al.*, Progress of Theoretical Physics Vol. **89**, No. 1, pp. (1993) 131
The WA75 value was based on the 1992 PDG value of $B(D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+) = (3.9 \pm 0.4)\%$ and $B(D^0 \rightarrow \mu \nu_\mu X) = (8.8 \pm 2.5)\%$. Using the new PDG [37] value of $B(D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+) = (4.8 \pm 0.7)\%$ and $B(D^0 \rightarrow \mu \nu X) = (7.6 \pm 1.7)\%$, the corrected value is $f_{D_s} = (238 \pm 47 \pm 21 \pm 43) \text{ MeV}/c^2$.
- [12] D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. D **49** (1994) 5690.
- [13] J.Z. Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4599.
- [14] D. Gibaut *et al.*, EPS0184, CLEO CONF 95-22, 1995.
- [15] A. Kunin, New results on leptonic decays of charm and beauty mesons, Talk presented at ICHEP'96(Warsaw), PA-05, 1996
- [16] J. Richman, Progress in understanding heavy flavour decays, Talk presented at ICHEP'96(Warsaw), 1996. , hep-ex/9701014
- [17] M. Acciarri *et al.*, CERN-PPE-96-198, Dec 1996. 18pp. , Submitted to Phys.Lett.B
- [18] K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. **B 382** (1996) 299.
- [19] H. Albrecht *et al.*, Z. Phys. C **54** (1992) 1.
- [20] J.Z. Bai *et al.*, SLAC-PUB-7147, Apr 1996. 12pp.
Submitted to Phys. Rev. D
- [21] K. Kodama *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. **A 289** (1990) 146.
- [22] K. Kodama *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. **B 93** (1994) 340.
- [23] S. Yoshida, PhD Thesis, Nagoya Univ. JAPAN (1994).
- [24] K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. **B 345** (1995) 85.
- [25] C.W. Bernard, J.N. Labrenz, A. Soni, Phys. Rev. D **49** (1994) 2536.
- [26] K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. **B 284** (1992) 461.
- [27] K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. **B 309** (1993) 483.
- [28] S. Barlag *et al.*, Phys. Lett. **B 247** (1990) 113.
K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. **B 286** (1992) 187.
- [29] M. Suzuki, Phys. Lett. **B 162** (1985) 392.
- [30] S.N. Sinha, Phys. Lett. **B 178** (1986) 110.

- [31] S. Narison, Phys. Lett. **B 198** (1987) 104.
- [32] P. Colangelo, G. Nardulli, and M. Pietroni, Phys. Rev. **D 43** (1991) 3002.
- [33] K. Schilcher, Y.L. Wu, Z. Phys. **C 54** (1992) 163.
- [34] N. Barik, P.C. Dash, Phys. Rev. **D 47** (1993) 2788.
- [35] C. Bernard *et al.*, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **42** (1995) 388.
- [36] Jeffrey D. Richman, Patricia R. Burchat, Rev. Mod. Phys. **67**, (1995) 893-976,(TABLE IV).
- [37] Particle Data Groupe, Phys. Rev. **D 54**, (1996) 1-720.
- [38] CHORUS Collaboration, M. de Jong *et al.*, CERN-PPE-93-131, Jul 1993. 57pp.
- [39] CHORUS Collaboration, B. Van De Vyver *et al.*, CERN-PPE-96-113, Aug 1996. 15pp. Submitted to Nucl.Instrum.Methods.
- [40] NOMAD Collaboration, Nucl.Phys.Proc.Suppl.**48** (1996) 188.
- [41] NOMAD Collaboration, M.C. Gonzalez-Garcia *et al.*,ERN-PPE-96-114, Aug 1996. 31pp. Submitted to Phys.Rev.D
- [42] NuMI Beam Group, D.A. Crane *et al.*, FERMILAB-TM-1946, Jul 1995. 149pp.
- [43] <http://roo.physics.lsa.umich.edu/www/e803/e803.html>
- [44] Fermilab E-872, R. Ramieka, spokesperson