△領域より高いエネルギーでの
パイオン二重荷電交換反応の研究

渡辺 崇臣

平成 12 年

Contents

1 序論 **1**
- 1.1 パイオン 2 重電荷交換反応 (πDCX) . . . 1
- 1.2 本実験の目的 . . . 1

2 実験セットアップ **5**
- 2.1 概要 . . . 5
- 2.2 K6 ビームライン . . . 5
- 2.3 ビームスペクトロメータ . . . 8
- 2.4 SKS スペクトロメータ . . . 13
- 2.5 エアロジェルチェレンコフカウンター (EAC) . . . 17
- 2.6 実験標的 . . . 21
- 2.7 実験データ . . . 22

3 データ解析 **23**
- 3.1 概要 . . . 23
- 3.2 ビームスペクトロメータの解析 . . . 24
- 3.3 散乱粒子スペクトロメータの解析 . . . 26
- 3.4 散乱粒子の識別 . . . 27
- 3.5 散乱角と反応点 . . . 27
- 3.6 運動量の補正 . . . 28
- 3.7 (π^-, π^+) イベントの選別 . . . 29
  - 3.7.1 EAC,GC の解析上の検出効率 . . . 29
  - 3.7.2 (e^-, e^+) イベントについて . . . 33
  - 3.7.3 e^+ のバックグラウンド . . . 34
- 3.8 EAC と GC を除いたシステムの検出効率 . . . 36
- 3.9 SKS のアクセプタンス . . . 39
- 3.10 反応断面積 . . . 41

4 実験結果と考察 **43**
- 4.1 EAC の性能 . . . 43
- 4.2 (π^-, π^+) の反応断面積 . . . 43
- 4.3 考察 . . . 45

5 まとめ **47**

A SKS アクセプタンスのシミュレーション結果 **48**

List of Tables

2.1 ビームスペクトロメータの設計パラメータ 8
2.2 トリガーカウンターの特性 9
2.3 ドリフトチェンバーの特性 10
2.4 SKS のパラメータ 13
2.5 電磁石のパラメータ 13
2.6 EAC, BS の特性 20
2.7 本実験で使用した実験標的とその厚さ 21
2.8 (π^-, e^+) バックグラウンド測定のデータ 22
2.9 反応断面積測定のデータ 22

3.1 EAC, GC の解析上の検出効率 32
3.2 各条件下での検出効率 36
3.3 運動量と ΔT の対応 39

4.1 (π^-, π^+) の反応断面積 45

List of Figures

1.1 DCX の反応過程 2
1.2 $^{16}O(\pi^-, \pi^+)X$ の反応断面積 3
1.3 荷電交換反応の素過程の反応断面積 [7] 4

2.1 K6 ビームラインの概観 6
2.2 K6 と SKS ビームラインの概観 7
2.3 ビームスペクトロメータの概観 9
2.4 BH1 の概観 10
2.5 BH2 の概観 11
2.6 BDC 及び読みだし回路系の概観 12
2.7 ドリフトチェンバー (BDC1-4, SDC1-2) の構造 12
2.8 SDC4X,4Y のセル構造 14
2.9 TOF の概観 15
2.10 LC の概観 16
2.11 AC1 の概観 16
2.12 n=1.01 の時、チェレンコフ効果により放出される光電子数 17
2.13 核理研での実験の EAC の ADC スペクトル 18
2.14 EAC の断面図 (上) 及び概観 (下) 19
2.15 BS の概観 20
2.16 バックグラウンド測定時のターゲット周りの配置図 21

3.1 ビームの運動量分布と χ^2 分布 25
3.2 H_2O ターゲットでの χ^2_{SKS} 分布 26
3.3 散乱粒子の質量の 2 乗の分布 27
3.4 反応点のビーム方向の分布 28
3.5 EAC 及び GC の ADC スペクトル 29
3.6 BS によるイベント選別 30
3.7 粒子選別後の EAC 及び GC の ADC スペクトル 31
3.8 反応別の散乱角分布 33
3.9 e^+ のバックグラウンドレベル 35
3.10 SDC12 の検出効率 37
3.11 SDC34 の検出効率 38
3.12 $I_{SKS} = 320A$、反応断面積測定時のアクセプタンスマップ 40
3.13 散乱角 $4^\circ - 6^\circ$ の SKS アクセプタンス 42

4.1 本実験の $^{16}O(\pi^-, \pi^+)X$ の二重微分断面積 44
4.2 本実験の結果を加えた $^{16}O(\pi^-, \pi^+)X$ の反応断面積 46

A.1 SKS のアクセプタンスマップ (z=-335 mm) 49
A.2 SKS の全立体角 (z=-335 mm) 50

A.3 SKS のアクセプタンスマップ (z=-169 or 88 mm) 51
A.4 SKS の全立体角 (z=-169 or 88 mm) 52

Chapter 1

序論

1.1 パイオン 2 重電荷交換反応 (πDCX)

パイオン二重荷電交換反応 (πDCX) は、原子核内で少なくとも 2 つの核子が反応に関係するため、2 核子相関を研究する上で大きな役割を果たす。これまで πDCX の研究は、主に中間子工場で得られる 0.5 GeV 以下の比較的低いエネルギー領域で行われてきた。その研究により πDCX 反応の最も基本的な反応過程は Sequential single charge exchange(SSCX,Fig. 1.1(a)) だと分かった。このモデルは Glauber Model が適応できるより高いエネルギー領域で信頼性が高く、$\pi^{\pm}N \to \pi^{0}N$ の反応断面積が入射 π 中間子のエネルギーが高くなるにつれて小さくなる (Fig. 1.2) 事を反映し、GeV 領域での πDCX の反応断面積は急激に小さくなると予測する [3]。GeV 領域での πDCX 反応でこのモデルによる予想と異なった断面積が得られると、SSCX 以外の新しい反応過程が存在することを示す可能性がある。この反応過程として考えられているのは、中間状態として η 中間子等の別の中性中間子 (Fig. 1.1(b)) や 2π(Fig. 1.1(c)) を経由する過程、meson exchange current(Fig. 1.1(d)) による過程、または 2 個の核子が 6 クォークバッグ (Fig. 1.1(e)) のようになる過程がある [2]。πDCX は 2 核子が関係するこのようなエギゾティックな反応過程に敏感なので、高いエネルギーでの実験が期待されている。

近年 ITEP(Moscow) で初めて GeV 領域の πDCX 実験が行われ、Fig. 1.2 の黒丸に示す反応断面積が得られた [1]。T_0=0.75, 1.12 GeV では SSCX モデルより大きな断面積となり、Fig. 1.1(b),(c) の様な π 中間子の rescattering 効果等が議論されている [4]。一方で T_0=0.6 GeV では SSCX の理論値より低い値となっており、理論値と実験値の整合性がついていない。ITEP の実験はスパークチェンバーを用いて行われたため、カウンターを用いた磁気スペクトロメータによる系統的で高統計の実験が必要となっている。

1.2 本実験の目的

我々は、今後 πDCX 実験を KEK-PS の K6 ビームラインと SKS スペクトロメータ (Fig. 2.1) を用いて行っていこうと考えている。K6 ビームラインは約 2×10^{6} π/spill という πDCX 実験に十分な強度のビームを出す能力を持ち、SKS スペクトロメータは約 100 msr という大きな立体角を持つ。これらが GeV 領域の πDCX 実験に非常に適しているためである。

しかし、従来の SKS スペクトロメータの検出器系には、πDCX 反応からの散乱 π^{+} 中間子とそのバックグラウンドとなる e^{+} を完全に識別する能力が無かった。この e^{+}

は、中間状態の π^0 中間子が 2γ に崩壊し、$\gamma \to e^- e^+$ と対生成されたものである。そこで屈折率 $n = 1.01$ のエアロジェルを使用したチェレンコフカウンター (EAC) を新たに作り標的の直後に設置して、散乱 π^+ 中間子と e^+ の識別を可能にすることとした。

本実験の目的は EAC を作製し、EAC による π^+/e^+ 識別が実用に耐え得るかどうかを確かめると同時に、e^+ のバックグラウンドを定量的に測定し、将来 KEK-PS における系統的な π DCX 実験が可能であることを確かめることである。

また、もう 1 つの目的は πDCX 反応の反応断面積を数点の入射エネルギーにおいて高統計で測定し、新しい実験データとすることである。

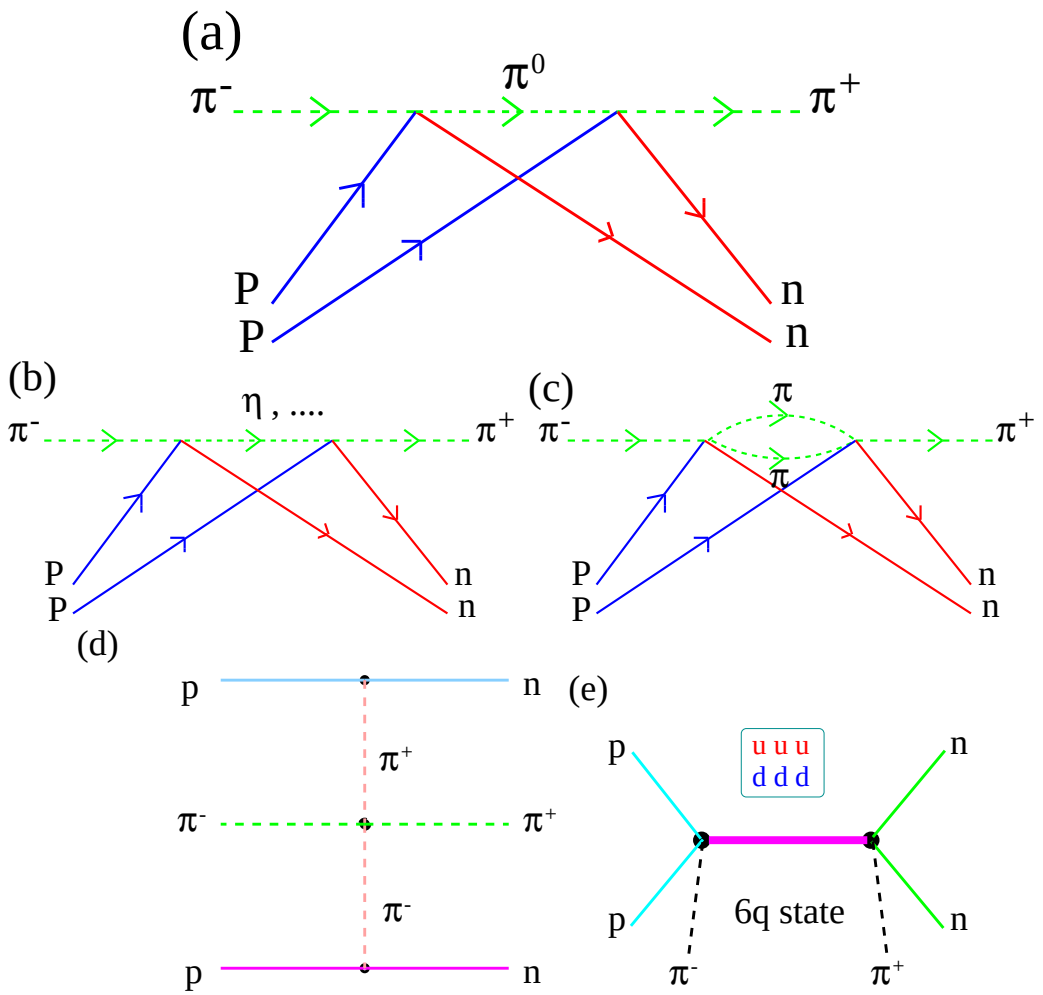

Figure 1.1:DCX の反応過程 (a)Sequential single charge exchange(SSCX) (b)quasielastic rescatterings (c)inelastic rescatterings(IR) (d)meson exchange current (e)6 quark state

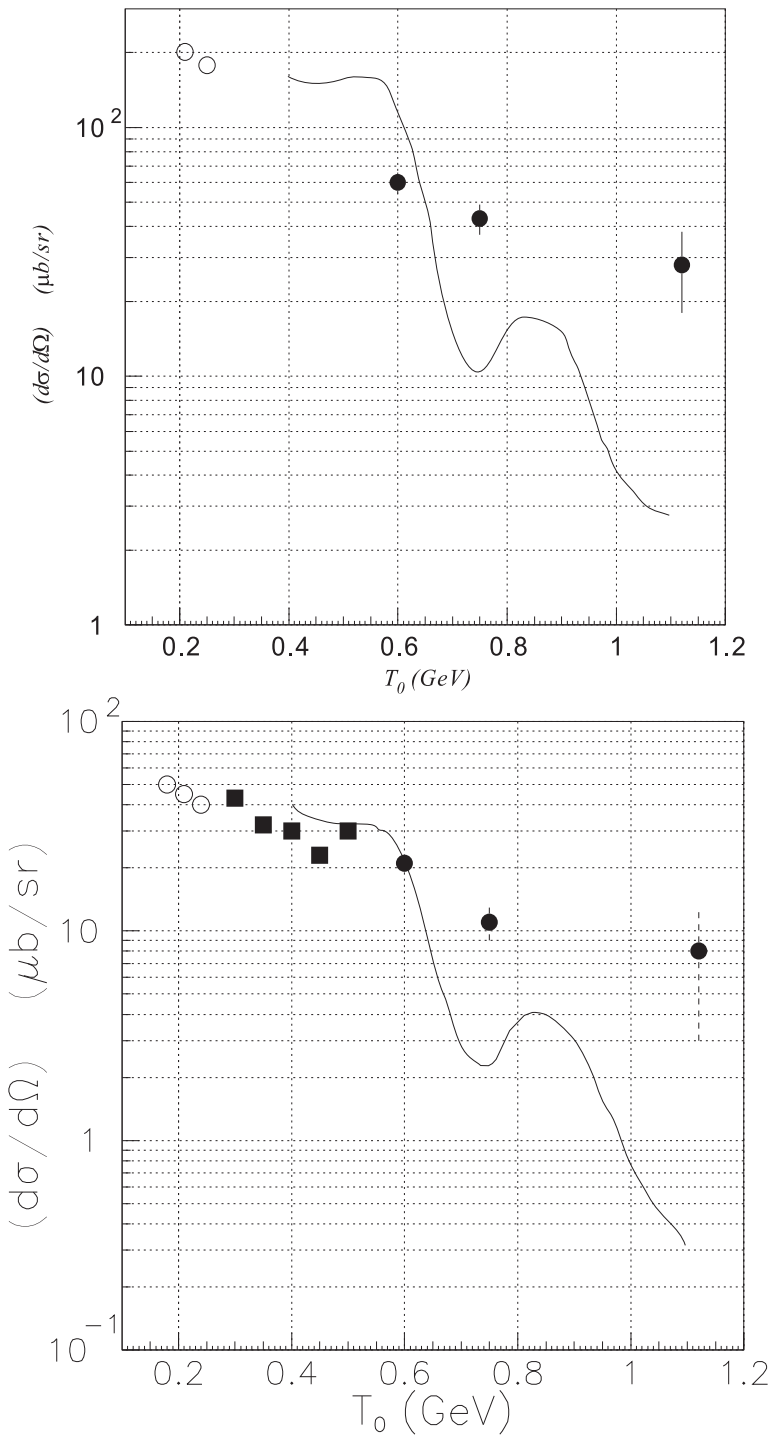

Figure 1.2:^{16}O(π^-, π^+)X の $0 \leq \Delta$T$\leq$140 MeV(上)、$0 \leq \Delta$T$\leq$80 MeV(下) での反応断面積 ($\theta = 5°$。実線:SSCX モデルによる理論値 [3]、○ :S. A. Wood 等による実験値 (LAMPF)[5]、■ : G. R. Burleson 等による実験値 (LAMPF)[6]、● : B. M. Abramov 等による実験値 (ITEP)[1]。)

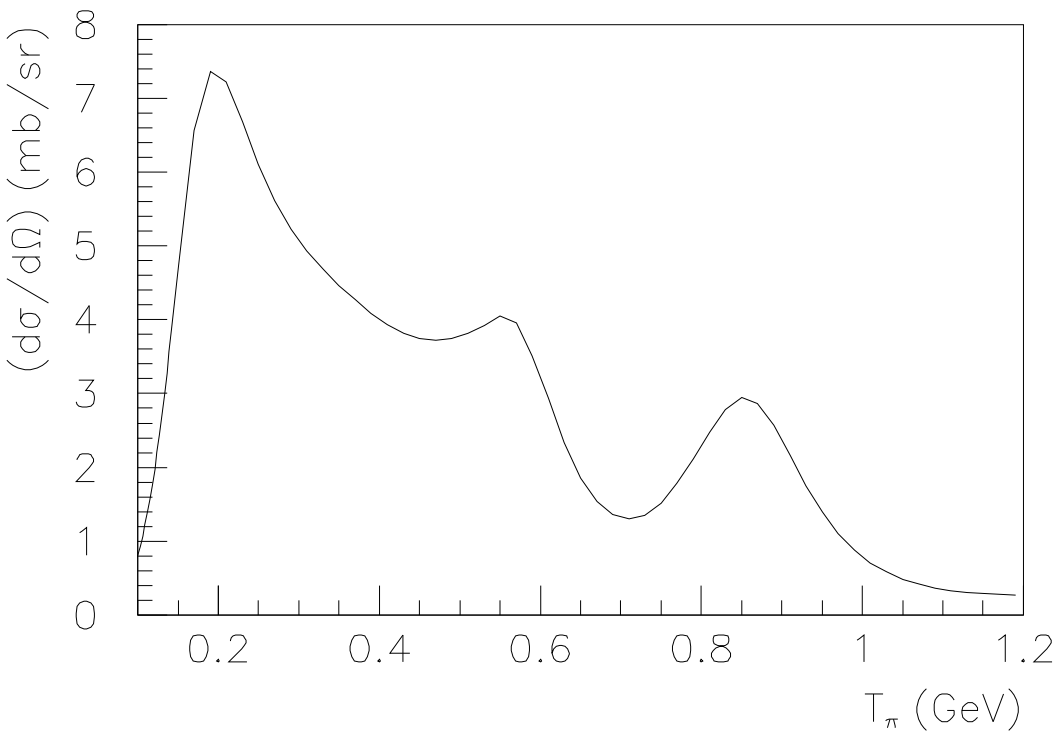

Figure 1.3: 荷電交換反応の素過程の反応断面積 [7]

Chapter 2

実験セットアップ

2.1 概要

この章では本実験のセットアップについて説明する。

本実験では KEK-PS K6 ビームラインから供給される中心運動量 0.624 GeV/c および 0.880 GeV/c の π^- ビームを使った。これは運動エネルギーに換算すると、π 中間子のときそれぞれ 0.50 GeV および 0.75 GeV である。K6 ビームラインについては 2.2 で説明する。

ビームスペクトロメータと SKS スペクトロメータは、Λ ハイパー核の束縛状態を分離して観測することを目的として、0.720 GeV/c の領域で 0.1 %(FWHM) の運動量分解能を実現するように設計されている。本実験では良い運動量分解能は必要ないので、標的を厚くしイベントを多く収集した。ビームスペクトロメータについては 2.3、SKS スペクトロメータについては 2.4 で説明する。K6 ビームライン、ビームスペクトロメータ及び SKS スペクトロメータの概観を Fig. 2.1 に示す。また、ビームスペクトロメータ及び SKS スペクトロメータの拡大した概観図を Fig. 2.2 に示す。

従来の SKS スペクトロメータ の検出器系は、πDCX 反応からの散乱 π 中間子とそのバックグラウンドとなる e を識別する能力を持っていない。そこで屈折率 $n = 1.01$ のエアロジェルを使用したチェレンコフカウンター (EAC) を新たに作製し標的の直後に設置して、散乱 π 中間子と e の識別をすることにした。このカウンターについては 2.5 で説明する。

2.6 では本実験で使用した標的について、2.7 では収集したデータについて説明する。

2.2 K6ビームライン

K6 ビームラインは 1 GeV/c 領域の大強度 2 次中間子ビームを利用するためのビームラインである。2 次ビームは KEK-PS により 12 GeV に加速された陽子を生成標的に照射して生成する。本実験では生成標的として $10^{\phi} \times 60\text{mm}^2$ の白金を使用した。

K6 ビームラインは、2 台の双極電磁石 (D1,D2)、10 台の 4 重極電磁石 (Q1-Q10)、1 台の 6 重極電磁石 (SX)、2 台の補正用電磁石 (CM1,CM2)、静電セパレーター (DC) と 4 台のスリットから構成される。スリットはそれぞれ、D1 と Q1 の間 (acceptance slit)、Q2 と Q3 の間 (intermediate focus slit)、DC と Q5 の間 (momentum slit)、Q6 と Q7 の間 (mass slit) に置かれる。

本実験では中心運動量 0.880 GeV/c 及び 0.624 GeV/c の π^- ビームを使用した。実験標的位置でのビーム強度は、高計数率によるビームスペクトロメータの検出効率及び運動量分解能の悪化をさけるため、約 $2\times10^6\pi$/spill に調節した。

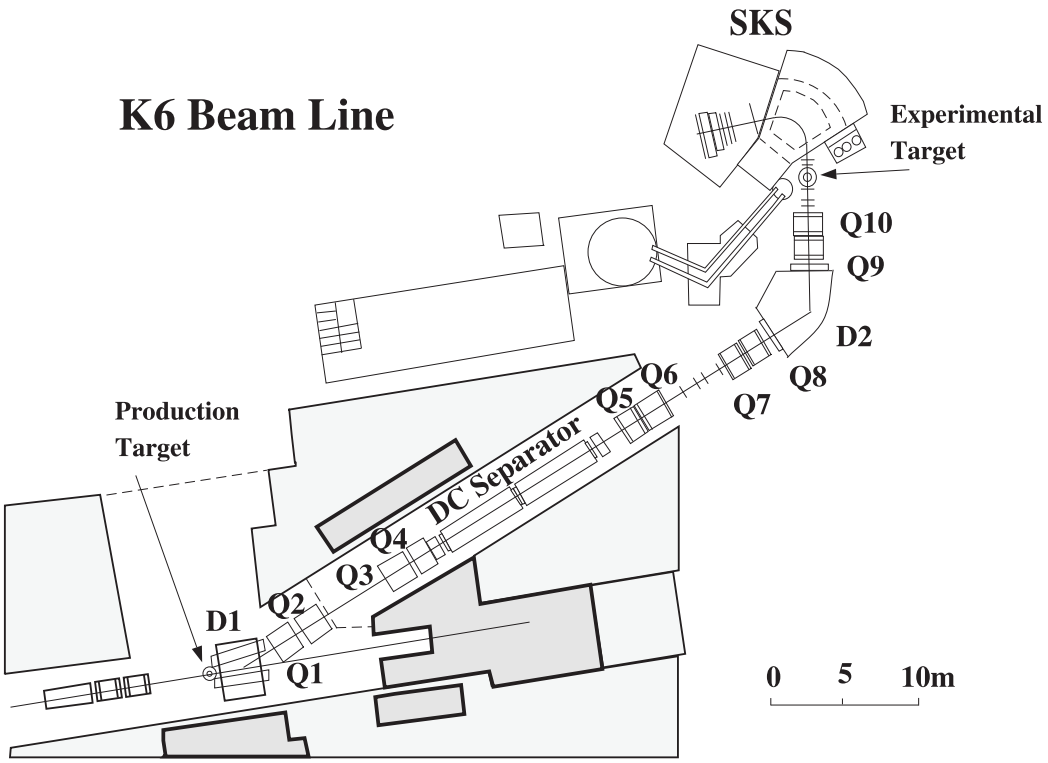

Figure 2.1: K6ビームラインの概観

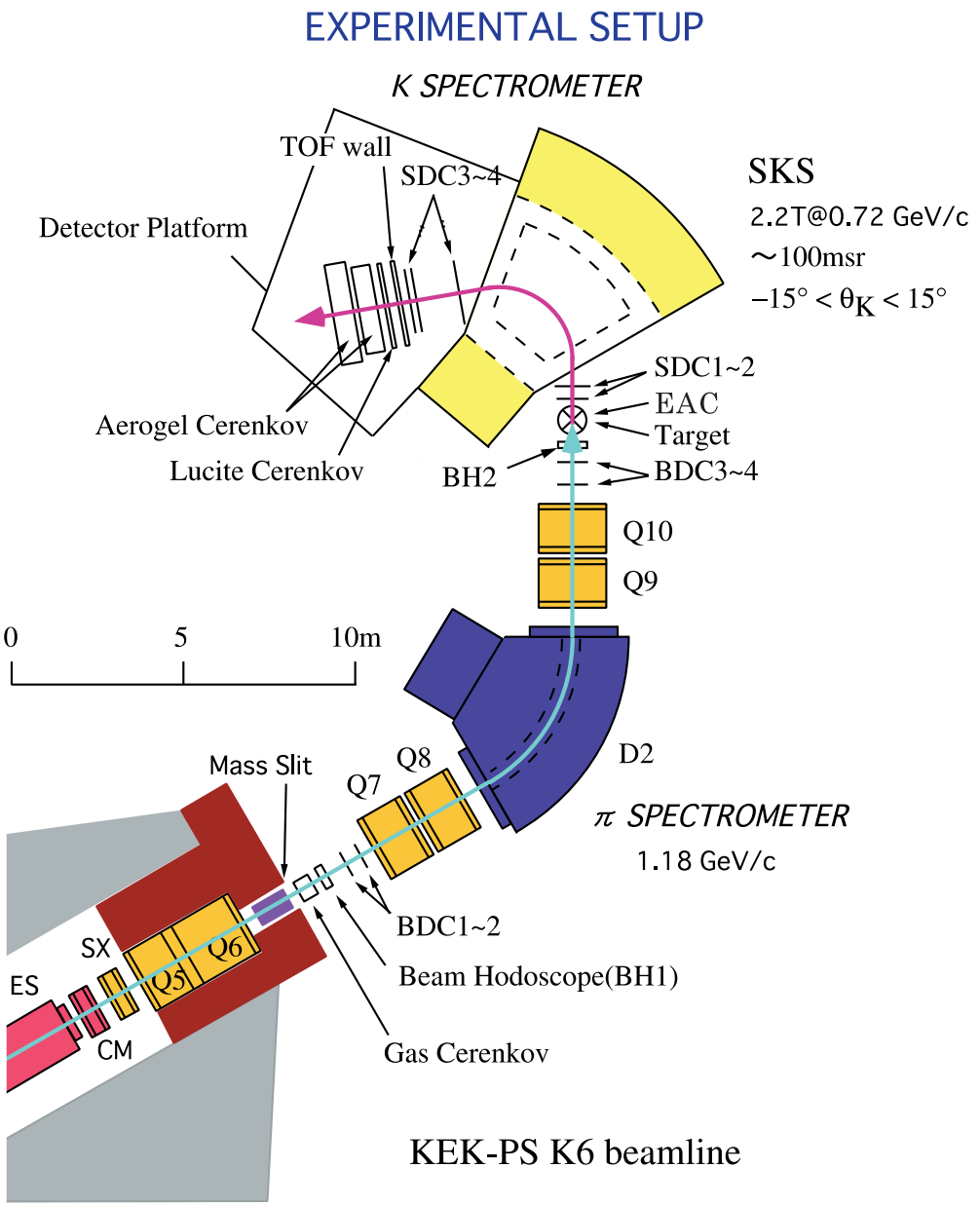

Figure 2.2: K6 と SKS ビームラインの概観

2.3 ビームスペクトロメータ

ビームスペクトロメータ (Fig. 2.3) は、QQDQQ 電磁石系 (Q7-Q10,D2) と、その前後に置かれた 4 台のドリフトチェンバー (BDC1-4)、及び 2 台のプラスチックシンチレーションカウンター (BH1,BH2) とフロンガスチェレンコフカウンター (GC) からなるトリガーカウンターで構成される。ビームスペクトロメータ概観を Fig. 2.3 に示す。

ビームスペクトロメータでは、荷電粒子を QQDQQ 電磁石により曲げ、その前後の軌道を BDC1-4 で決定しビームの運動量を決定している。最大 1.2GeV/c の運動量まで測定可能で、分解能は半値幅で 0.1 ビームスペクトロメータの設計パラメータを Table 2.1 示す。

ビームスペクトロメータのトリガーカウンターは BH1,BH2 および GC からなる。これらの特性を Table 2.2 上段に示す。

GC は mass slit の直後に設置されており、屈折率 n=1.00245 の Freon-12 ガスを使った閾値型のチェレンコフカウンターである。これはビーム中に含まれる電子をトリガー段階で取り除くために使う。

BH1 は GC の直後に設置されている。BH1 の概観を Fig. 2.4 に示す。高計数率により時間分解能が悪くなるのを避けるため、7 セグメントに分割されている。各セグメントには 3 段ブースター付きの光電子増倍管がとりつけられている。

BH2 はターゲットの直前に設置されており、トリガー系の時間原点を決めるために使われている。BH2 の概観を Fig. 2.5 に示す。BH2 はビームスペクトロメータと SKS スペクトロメータの間に置かれているので、ビームのエネルギー損失によるストラグリングを抑えるために 3 mm と薄く作られている。

BDC の性能を Table 2.3 の上段に示す。4 組の BDC は全て同じ構造をしており (Fig. 2.6)、それぞれの BDC は 6 層のセンスワイヤー面 xx′,uu′,vv′ で構成される。x,u,v はワイヤーの垂直からの傾きが、それぞれ 0,+15°,-15° となっている。′ 面のワイヤーは、ドリフト方向の左/右の任意性を解くために半セルずらして張られている。各センスワイヤー面にはセンスワイヤーとフィールドワイヤーが交互に張られている。各センスワイヤーは高計数率の下で使用するため短い間隔 (5 mm) で張られている。(Fig. 2.7)。センスワイヤーには金メッキしたタングステンワイヤー (12.5 μm$^{\phi}$)、フィールドワイヤーには金メッキした銅ベリリウムワイヤー (50 μm$^{\phi}$) を使っている。カソード面には 7.5 μm 厚のカプトン膜を 0.1 μm 厚のアルミニウムで覆い、さらにアルミニウムの酸化防止のために 0.0025 μm 厚でクロミウムメッキしたものを使っている。クーロン多重散乱によるビームの運動量分解能の悪化を出来るだけ避けるため、BDC の物質量は最小限に抑えられている。また実験期間中に BDC に流されたガスは、常温 1 気圧のもとで Ar(76%)+C_4H_{14}(20%)+Methylal(4%) である。

Table 2.1: ビームスペクトロメータの設計パラメータ

Momentum resolution	0.1%(FWHM)
Momentum bite	±3%
Maximum momentum	1.2 GeV/c
Bending angle	60°

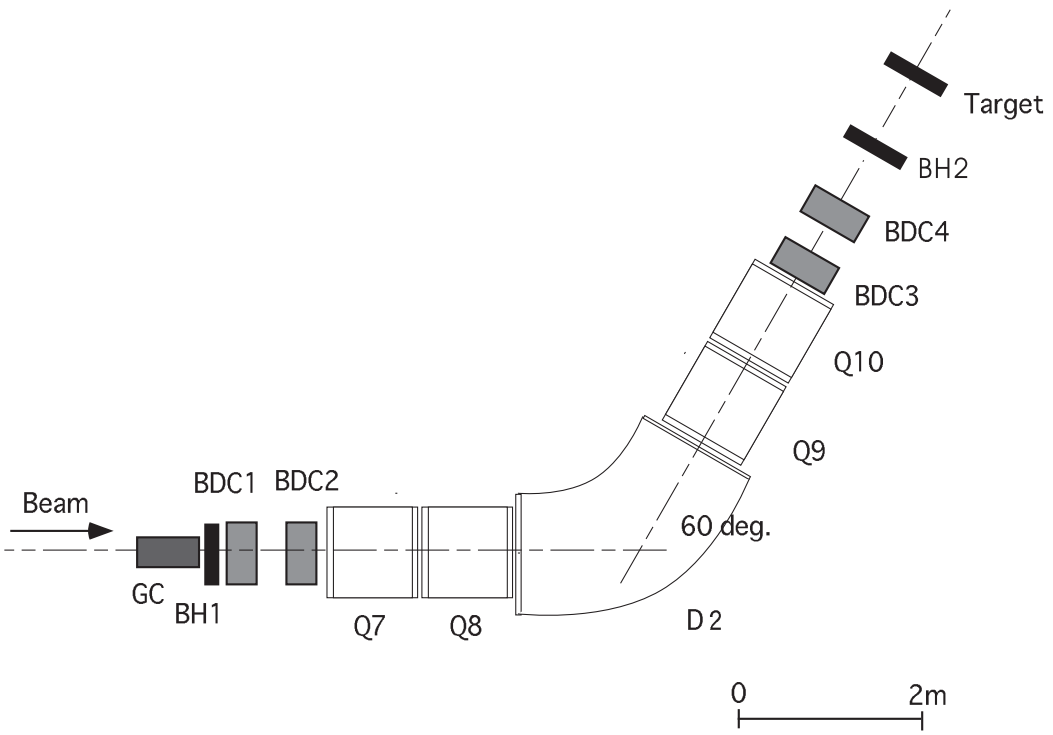

Figure 2.3: ビームスペクトロメータの概観

Table 2.2: トリガーカウンターの特性

Name	Sensitive area(cm)	PMT(Hamamatsu)	etc.
GC	$\phi 20 \times 29^{L}$	R1584-02×1	Freon-12,n=1.00245
BH1	$19^{W} \times 9^{H} \times 0.5^{T}$	R1450×14	7-segments,3-stage-booster
BH2	$14.8^{W} \times 10^{H} \times 0.3^{T}$	R5010×10	5-segments,2-stage-booster
TOF	$105^{W} \times 100^{H} \times 3^{T}$	H1949×30	15-segments
LC	$140^{W} \times 140^{H} \times 4^{T}$	H1949×28	14-segments,n=1.49
AC1	$105^{W} \times 120^{H} \times 9^{T}$	R1584-02×18	n=1.06
AC2	$140^{W} \times 140^{H} \times 12^{T}$	R1584-02×20	n=1.06

Table 2.3: ドリフトチェンバーの特性

Name	Area (cm)	Drift space (mm)	Wires	Thickness (in L_R)	Resolution (μm in r.m.s.)
BDC1-4	$23^W \times 15^H$	2.5	xx'yy'vv'	1.79×10^{-3}	300
SDC1	$40^W \times 15^H$	2.5	uu'vv'	1.79×10^{-3}	300
SDC2	$56^W \times 15^H$	2.5	xx'uu'vv'	1.79×10^{-3}	300
SDC3	$100^W \times 100^H$	21	xx'yy'	0.53×10^{-3}	250
SDC4X	$100^W \times 100^H$	21	x×6	1.05×10^{-3}	250
SDC4Y	$100^W \times 100^H$	21	y×6	1.05×10^{-3}	250

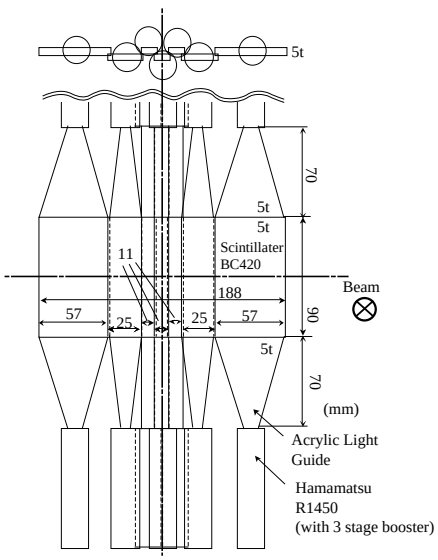

Figure 2.4: BH1 の概観

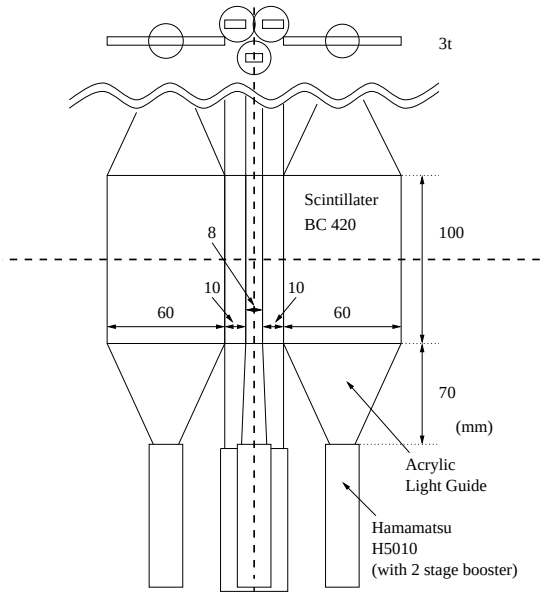

Figure 2.5: BH2 の概観

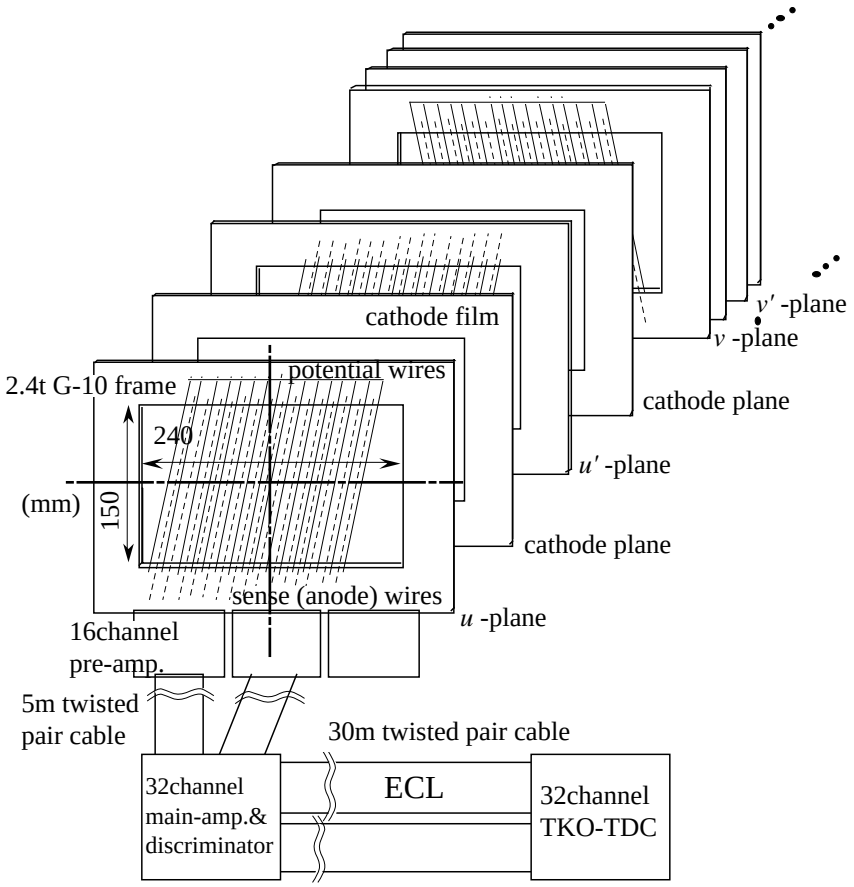

Figure 2.6: BDC 及び読みだし回路系の概観

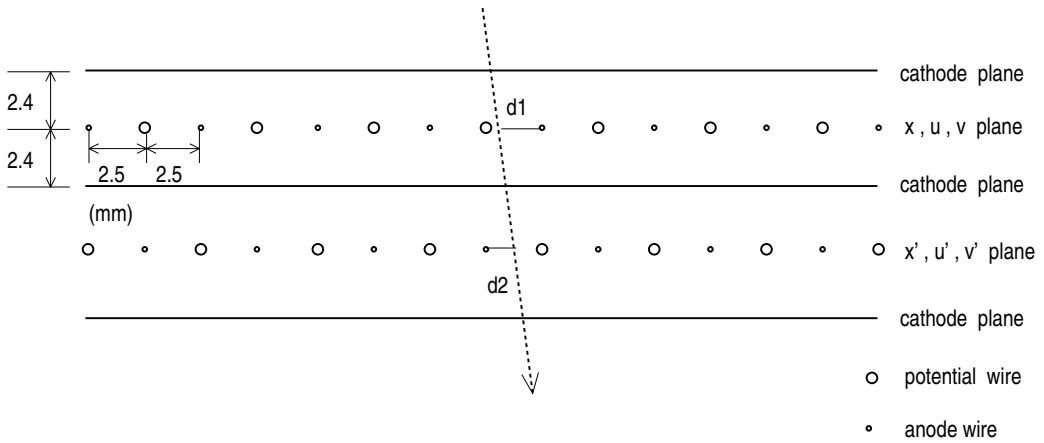

Figure 2.7: ドリフトチェンバー (BDC1-4, SDC1-2) の構造

2.4 SKS スペクトロメータ

SKS スペクトロメータは、大型の扇型双極電磁石、粒子の通過位置決定のための 5 組のドリフトチェンバー (SDC1-3,4X,4Y)、及び粒子識別用のトリガーカウンターからなる。SKS スペクトロメータのパラメータを Table 2.4, 2.5 に示す。その特徴は 1 GeV/c 領域で 0.1%(FWHM) の運動量分解能と 100 msr の立体角を両立していることにある。また K 中間子の崩壊から来る検出効率の低下を最小限に抑えるために、SKS の全長は中心軌道で 5 m に抑えられている。

Table 2.4: SKS のパラメータ

Momentum resolution	0.1% FWHM
Maximum central momentum	1.1 GeV/c
Momentum bite	±10%
Bending angle	100° for the central trajectory
Solid angle	100 msr
Flight path	~ 5 m for the central trajectory

Table 2.5: 電磁石のパラメータ

Maximum magnetic field	3T
Stored energy	10.6 MJ
Pole gap	49.75 cm
Conductor	NbTi/Cu
Ampere turns	2.1 MA・T
Maximum current	500 A
Total Weight	280 t
Heat leak	5W(4K)
Content of Liq. He	156 l

SKS のドリフトチェンバーの特性は Table 2.3 下段に示す。

SDC1,2 は SKS の入口に置かれており、ビームラインドリフトチェンバーと同じ構造を持つ。これは SDC1,2 がターゲットの直後にあるため π 中間子ビームが直接当たり、高計数率に耐える必要があるためである。

SDC3,4X,4Y は SKS の出口に置かれており、21 mm の広いドリフトスペースを持っている。SDC3 は XX′,YY′ の 4 面を持つ。X′Y′ 面のワイヤーは、BDC, SDC1,2 同様ドリフト方向の左/右の任意性を解くため半セルずらして張られている。SDC4X,4Y は 1 つのドリフトセルに 6 本ずつのセンスワイヤーを持つ。ドリフト方向の左/右の任意性を解くため、各センスワイヤーは交互に ±200 μm だけずらして張られている (Fig. 2.8)。センスワイヤーには金メッキしたタングステンワイヤー ($20\mu m^{\phi}$)、フィールドワイヤーには金メッキしたアルミニウムワイヤー ($80\mu m^{\phi}$) をそれぞれ使っている。また実験

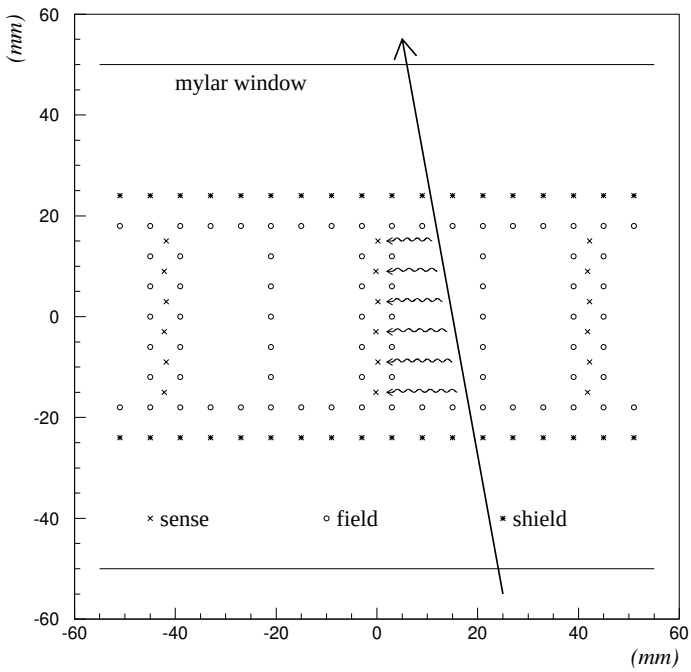

Figure 2.8: SDC4X,4Y のセル構造

期間中に SDC3,4X,4Y に流されたガスは、常温 1 気圧のもとで $\mathrm{Ar}(50\%)+\mathrm{C_2H_6}(50\%)$ である。

トリガーカウンターはシンチレーションカウンター (TOF)、ルサイトチェレンコフカウンター (LC) 及び 2 台のエアロジェルチェレンコフカウンター (AC1,AC2) からなる。カウンターの特性は Table 2.2 下段に示す。

TOF の概観を Fig. 2.9 に示す。TOF は 15 セグメントのプラスチックシンチレーターからなる。各セグメントの大きさは $7 \times 100 \times 3$ cm^3(W×H×T) で、その両端には光電子増倍管が取り付けられている。TOF は全ての荷電粒子に対し反応し、主に飛行時間測定法による粒子の同定に用いられる。

LC の概観を Fig. 2.10 に示す。LC は屈折率 n=1.49 のルサイトを発光体とする閾値型のチェレンコフカウンターで 14 セグメントからなる。各セグメントの大きさは $10 \times 140 \times 4\mathrm{cm}^3$(W×H×T) で、その両端には光電子増倍管が取り付けられている。ルサイトは陽子に対し 0.85 GeV/c の閾値を持つので、本実験での条件下では π,K 中間子に対しては発光する一方、陽子に対しては発光しない。

AC1 の概観を Fig. 2.11 に示す。AC2 も大きさ以外は AC1 と同じ構造をしている。AC は屈折率 n=1.06 のシリカエアロジェルを発光体とする閾値型のチェレンコフカウンターである。AC は π 中間子に対し 0.4 GeV/c、K 中間子に対し 1.4 GeV/c の閾値を持つので、発光の有無によって π と K 中間子を識別する出来る。

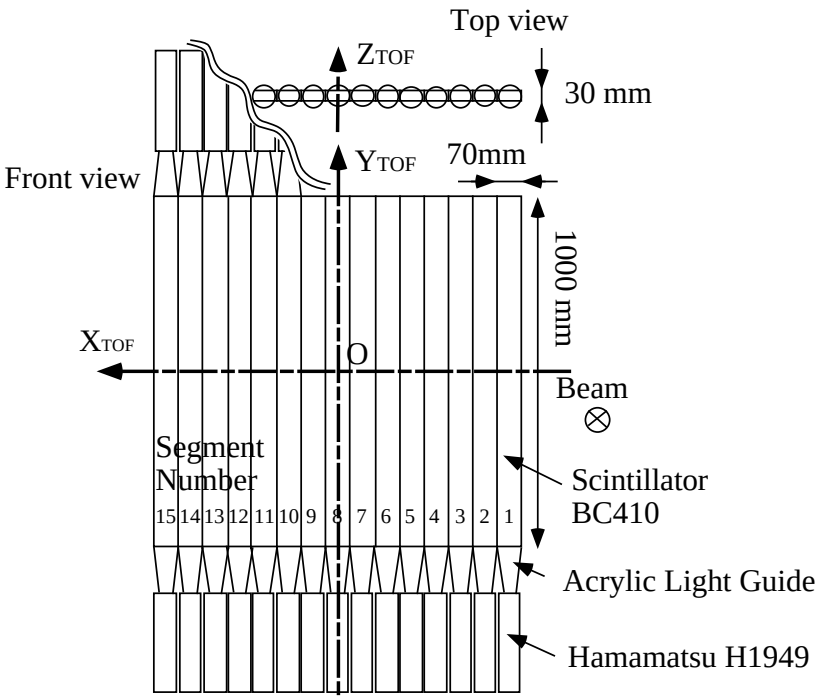

Figure 2.9: TOF の概観

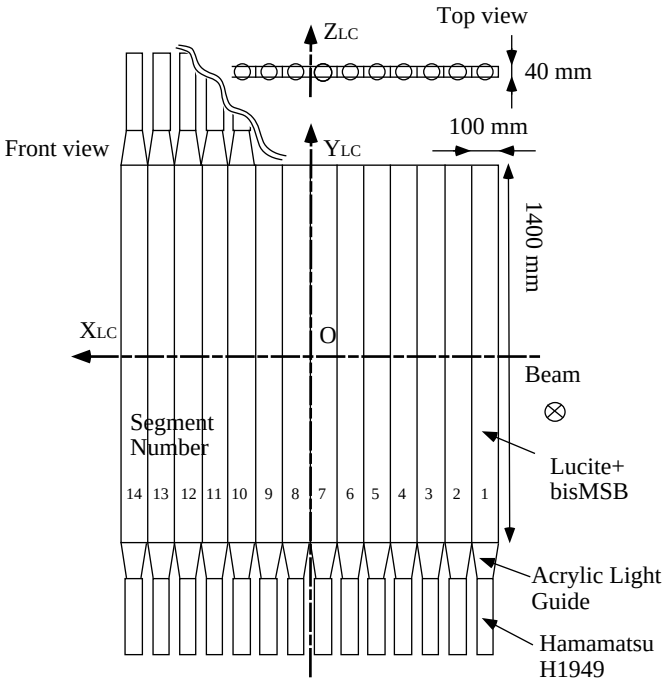

Figure 2.10: LC の概観

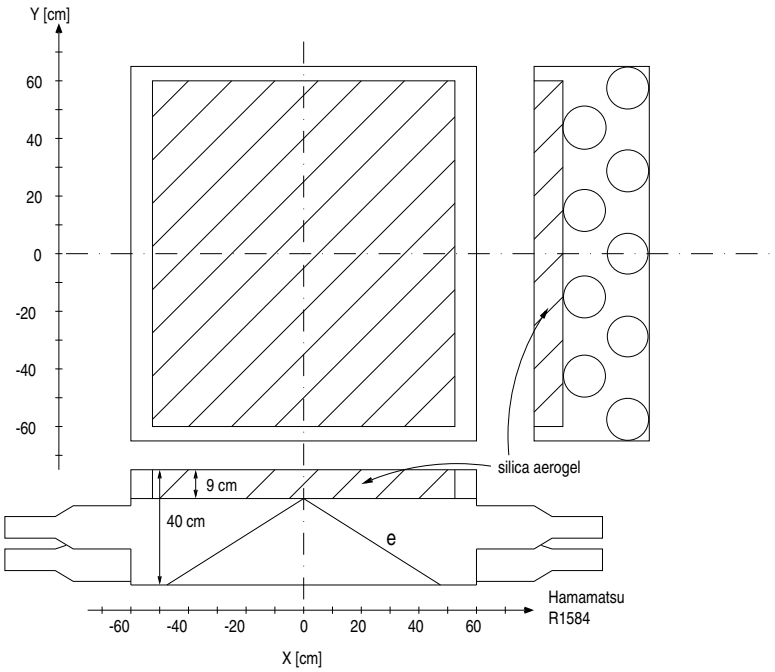

Figure 2.11: AC1 の概観

2.5　エアロジェルチェレンコフカウンター (EAC)

既存の SKS スペクトロメータでは π/e を完全に分離することは不可能なので、その識別を可能にする為に屈折率 n=1.01 のエアロジェルチェレンコフカウンター (EAC) を作りターゲットの下流に置いた。エアロジェルは $15.4 \times 15.4 \times 2.5$ cm^3($W \times H \times T$) のものを 4 個使い、ビーム方向に 10 cm の長さを持つ。

屈折率 $n = 1.01$ は、$T_\pi \leq 0.75$GeV($p \leq$0.880GeV) の時 π 中間子に対して光らず、e にたいして光るという条件から決定した (Fig. 2.12)。しかし、この屈折率では電子のときに出てくる光電子数は約 20 個と非常に少ないため、光電子増倍管で十分な量の光電子を検出できるかどうか不安があった。この性能確認は本実験に先立ち東北大核理研の運動量 200 MeV/c の電子ビームを使い行った。この運動量は本番の実験条件とは大きく違うが、既に電子の速度は十分光速に近くなっており、発光する光子数に変わりは無いので性能確認には十分である。

実験結果を Fig. 2.13 に示す。実線はビーム中の電子により発光した光子のうち、光電子増倍管にとらえられたものが作るスペクトルで平均値は 151 である。また、破線は電子 1 個によるスペクトルで、平均値は 13.3 である。これから電子により発光した光子のうち、平均約 11 個を光電子増倍管で検出している事がわかった。これは十分な量なので本実験でも屈折率 $n = 1.01$ を使用した。

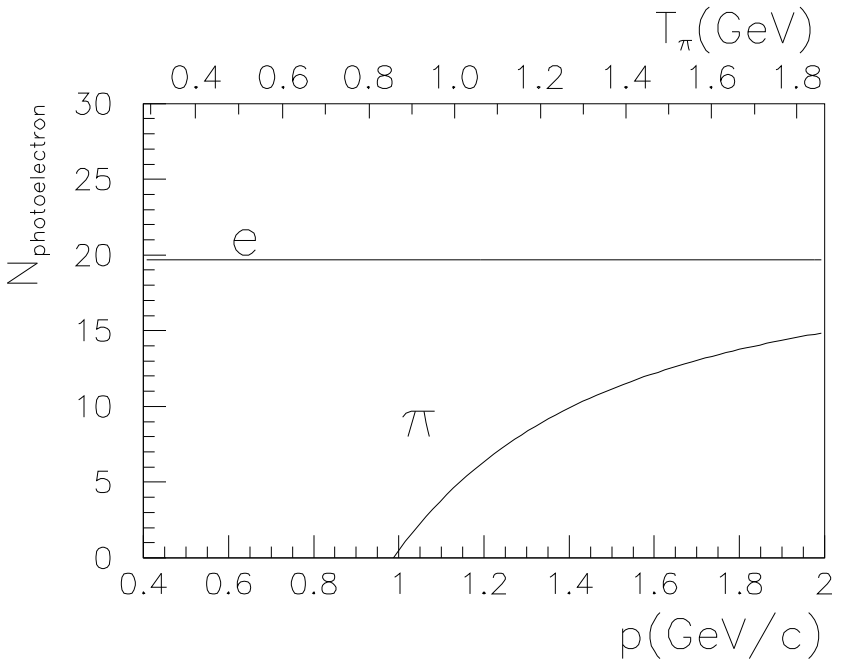

Figure 2.12: n=1.01 の時、チェレンコフ効果により放出される光電子数

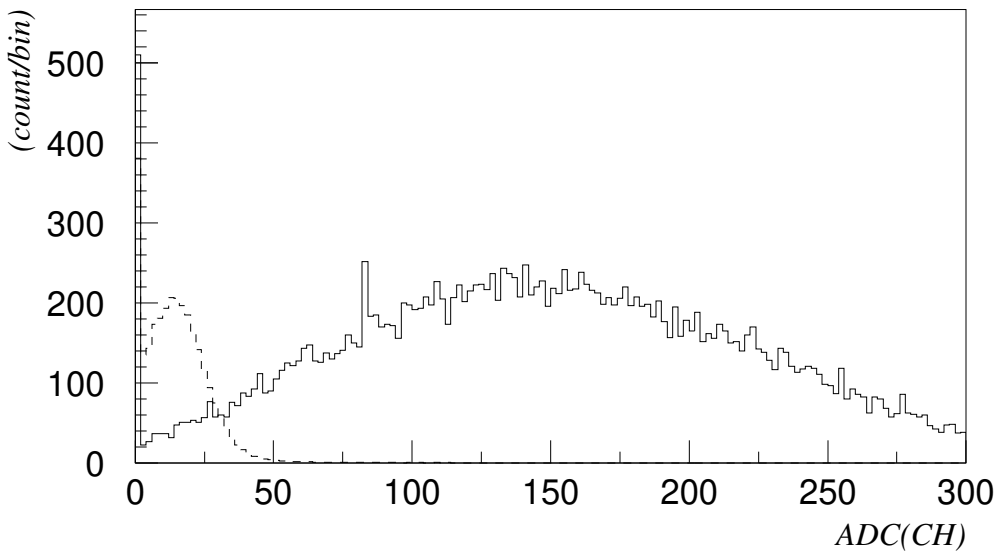

Figure 2.13:核理研での実験の EAC の ADC スペクトル (実線：電子による発光。破線：光電子 1 個のピーク)

EAC とそれに付属する光電子増倍管は SKS 電磁石の非常に近い場所に置くため、その漏れ磁場による性能の低下が気になった。この影響を軽減するために、EAC のおよび光電子増倍管は厚さ 6 mm の鉄製の磁気シールドで覆った。EAC 本体の大きさは $16.7 \times 16.7 \times 27.6$ cm^3($W \times H \times T$)、光電子増倍管の磁気シールドの大きさは 15.52×30 mm($\phi \times T$) である。ただし、ビーム粒子及び散乱粒子の通る位置は磁気シールドによる粒子の運動量損失と、バックグラウンドとなりかねない反応を無くすため、また光電子増倍管の入口は光子を効率よく検出するためにシールドは開けている。内側には反射材としてミリポア社の白色ろ紙をはっている。EAC の概観を Fig. 2.14 に示す。

またバックグラウンドイベントを減らすため、プラスチックシンチレーターを用いたトリガーカウンター (BS) も使用した。BS の概観を Fig. 2.15 に示す。また EAC および BS の特性を Table 2.6 に示す。

これら 2 つのカウンターは、本実験の目的の 1 つである (π^-, π^+) 中の (π^-, e^+) のバックグラウンドの測定には必要であるが、もう 1 つの目的である反応断面積を求める際にはバックグラウンドの原因となるので、実験の後半では取り除いた。実験前半でのターゲット及び 2 つのカウンターの配置を Fig. 2.16 に示す。

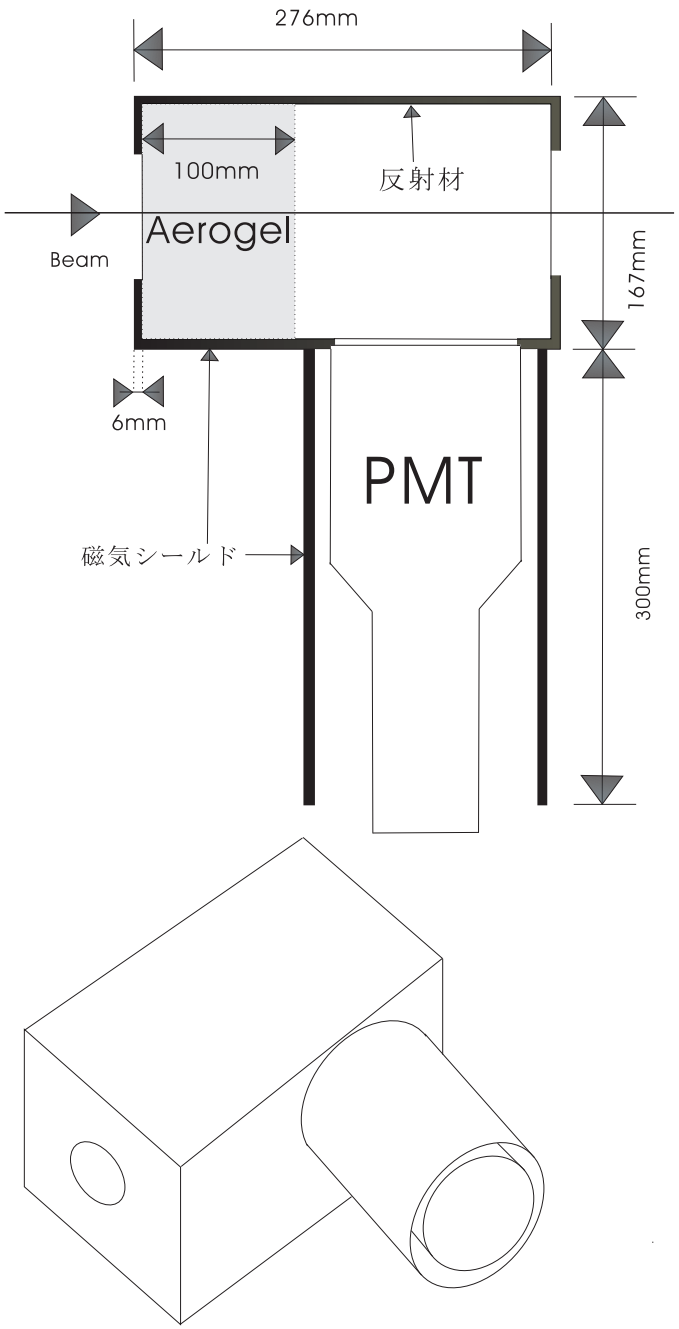

Figure 2.14: EAC の断面図 (上) 及び概観 (下)

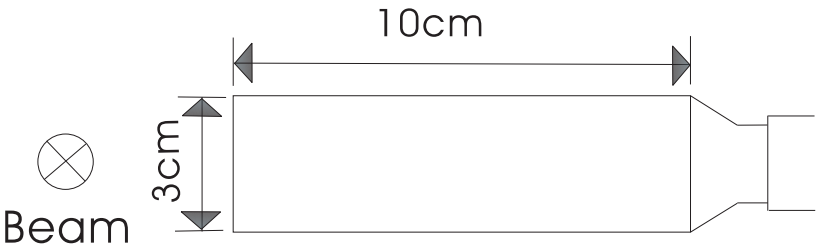

Figure 2.15: BS の概観

Table 2.6: EAC, BS の特性

Name	Sensitive area(mm)	PMT(Hamamatsu)	etc.
EAC	$154^W \times 154^H \times 25^T \times 4$	R1584-02×1	n=1.01
BS	$30^W \times 100^H \times 2^T$	H5010×1	

2.6 実験標的

Table 2.7 に本実験で使った実験標的の大きさと密度を示す。x は床に水平でビームに垂直な方向、y は床に鉛直な方向、z は床とビームに水平な方向を表す。

^{16}O 標的として水を用いた。また、重い原子核標的として ^{209}Bi も用いた。水標的は z 方向にカプトン膜による不純物を含むが、0.0364 g/cm^2 と水の 5 g/cm^2 に比べて十分小さく、これによる影響は無視できる。

標的は、EAC 及び BS を使うときは Fig. 2.16 のように配置した。EAC 及び BS をはずしたときは、SDC1 からビームの上流 359 mm($I_{SKS} = 145, 175, 320A$), 103 mm($I_{SKS} = 272A$) の位置に置いた。

Table 2.7: 本実験で使用した実験標的とその厚さ

Target	x (cm)	y (cm)	z (cm)	density (g/cm^3)
H_2O		ϕ=8	5.00	1.00
Bi	9.98	10.00	0.983	9.76

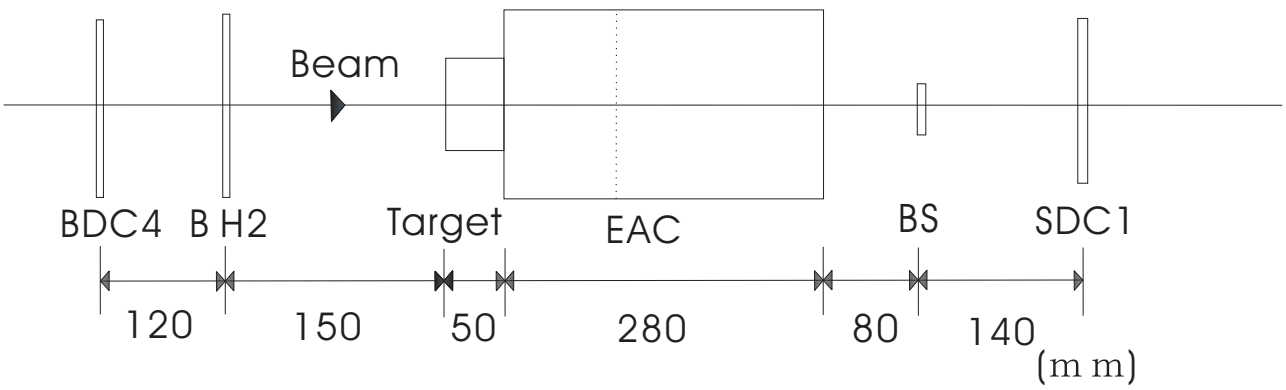

Figure 2.16: バックグラウンド測定時のターゲット周りの配置図

2.7 実験データ

本実験は、EAC,BS を用た (π^-, e^+) のバックグラウンド測定と、EAC,BS を用いない (π^-, π^+) の反応断面積測定を行った。

バックグラウンド測定のデータを Table 2.8 に、ターゲット周りの配置図を Fig. 2.16 に示す。ターゲットは ^{16}O として H_2O と、重い標的として ^{239}Bi を使った。ターゲット無しのデータは EAC と GC の検出効率を求めるため、ターゲット有りのデータは、ターゲット無しのデータから求めた EAC と GC の検出効率を用いて実際に (π^-, e^+) バックグラウンドを測定するためのデータである。

後半で測定したデータは Table 2.9 の通りである。このときターゲットは SDC1 から 359 mm($I_{SKS} = 145, 175, 320A$), 103 mm($I_{SKS} = 272A$) 上流に置いた。ターゲットは H_2O を用いた ^{16}O だけである。トリガー設定は $\overline{\text{GC}}\times$ BH1×BH2×TOF×LC とし、トリガー段階でビーム中の e^- を取り除いた。

同じビーム運動量で SKS 電磁石の電流を変えたデータをとっているのは、散乱粒子の運動量アクセプタンスを十分広くとるためである。

本論文で解析したデータはターゲットが Bi を除いた全データである。

Table 2.8: (π^-, e^+) バックグラウンド測定のデータ

ターゲット	トリガー	ビーム特性 p(MeV/c),T(MeV)	SKS 電磁石の電流 (中心運動量) A (MeV/c)
empty	BH1×BH2	624 (500)	145 (520)
empty	BH1×BH2	624 (500)	175 (580)
empty	BH1×BH2	624 (500)	320 (820)
empty	BH1×BH2	880 (750)	320 (820)
empty	BH1×BH2×TOF×LC	624 (500)	175 (580)
empty	BH1×BH2×TOF×LC	880 (750)	320 (820)
H_2O	BH1×BH2×TOF×LC	624 (500)	145 (520)
H_2O	BH1×BH2×TOF×LC	624 (500)	175 (580)
H_2O	BH1×BH2×TOF×LC	880 (750)	320 (820)
Bi	BH1×BH2×TOF×LC	624 (500)	175 (580)

Table 2.9: 反応断面積測定のデータ

ターゲット	ビーム特性 p(MeV/c),T(MeV)	SKS 電磁石の電流 (中心運動量) (A, MeV/c)	N_{π^-} ($\times 10^9$ π^-)
H_2O	624 (500)	145 (520)	7.2
H_2O	624 (500)	175 (580)	15.7
H_2O	880 (750)	272 (720)	25.2
H_2O	880 (750)	320 (820)	32.6

Chapter 3

データ解析

3.1 概要

本章では解析方法について述べる。

本実験では π 中間子の運動エネルギーの変化 $\Delta T = T_{\pi^-} - T_{\pi^+}$ について $0 \leq \Delta T \leq 140\mathrm{MeV}$ の微分断面積を求めている。$\Delta T \leq 140\mathrm{MeV}$ という制限は、反応により新しい π 中間子ができていないイベントを確実に選ぶためである。ΔT は次のように計算した。

$$\Delta T = T_{\pi^-} - T_{\pi^+} = (\sqrt{p_{K6}^2 + m_\pi^2} - m_\pi) - (\sqrt{p_{sks}^2 + m_\pi^2} - m_\pi)$$

p_{K6}, p_{sks} は K6 スペクトロメータ、SKS スペクトロメータで測られた π^-, π^+ 中間子の運動量であり、その決定方法については 3.2, 3.3 で述べる。

散乱粒子の識別方法については 3.4、散乱角と反応点については 3.5、ターゲットによるエネルギー損失の補正方法については 3.6 でそれぞれ述べる。EAC を使って (π^-, π^+) 反応に対する e^+ のバックグラウンドを決定するまでの一連の解析方法は 3.7 で述べる。ここでは EAC 及び GC の検出効率についても述べている。3.8 では EAC 及び GC 以外の検出効率について、3.9 では SKS のアクセプタンスの見積もり方法について、3.10 では反応断面積の導出方法について述べる。

3.2 ビームスペクトロメータの解析

ビーム粒子の運動量は次のような手順で計算される。

まず QQDQQ 電磁石系の入口 (出口) に設置されている BDC1,2(BDC3,4) から、最小二乗法を用いて部分的に入口 (出口) での直線トラックを決定する。この時ペアプレーンヒットの条件がかかっており、これはドリフト方向の左/右の任意性を各プレーン毎に解く事に相当する。

次に、QQDQQ 電磁石系の出入口でそれぞれ部分的に決定された直線トラックの組合せについて、3 次のビーム輸送行列を用いて最適の組合せを選ぶ。3 次のビーム輸送行列は ORBIT で計算されたものである。選別方法は、以下で定義される χ^2 が最小になるように運動量を含む 5 個のパラメータを決定し、χ^2 の最小値が最も小さくなる直線トラックの組合せを選ぶ。

χ^2 は次のように定義される。

$$\chi^2_{K6} = \frac{1}{n-5}\left(\sum_{i=1}^{12}\left(\frac{P_i - f_i(\vec{X}_{in})}{w_i}\right)^2 + \sum_{i=13}^{24}\left(\frac{P_i - g_i(\vec{X}_{out})}{w_i}\right)^2\right),$$

$$n = \sum_{i=1}^{24} H_i,$$

$$H_i = \begin{cases} 1 & \text{if } i\text{th plane has a hit,} \\ 0 & \text{if } i\text{th plane has no hit,} \end{cases}$$

$$\vec{X}_{out} = M(\vec{X}_{in}, \delta).$$

ここで、P_i, w_i はそれぞれ i 番目のセンスワイヤー面 (BDC1-4) における粒子の通過位置とその位置分解能、$f_i(\vec{X}_{in}), g_i(\vec{X}_{out})$ はビーム輸送行列 M を用いて推定された粒子の通過位置、$\vec{X}_{in}, \vec{X}_{out}$ は QQDQQ 電磁石の入口と出口での粒子の位置、δ は粒子の運動量の中心運動量からのずれをあらわすパラメータを示す。

ビームの χ^2 分布、運動量分布を図 3.1 に示す。

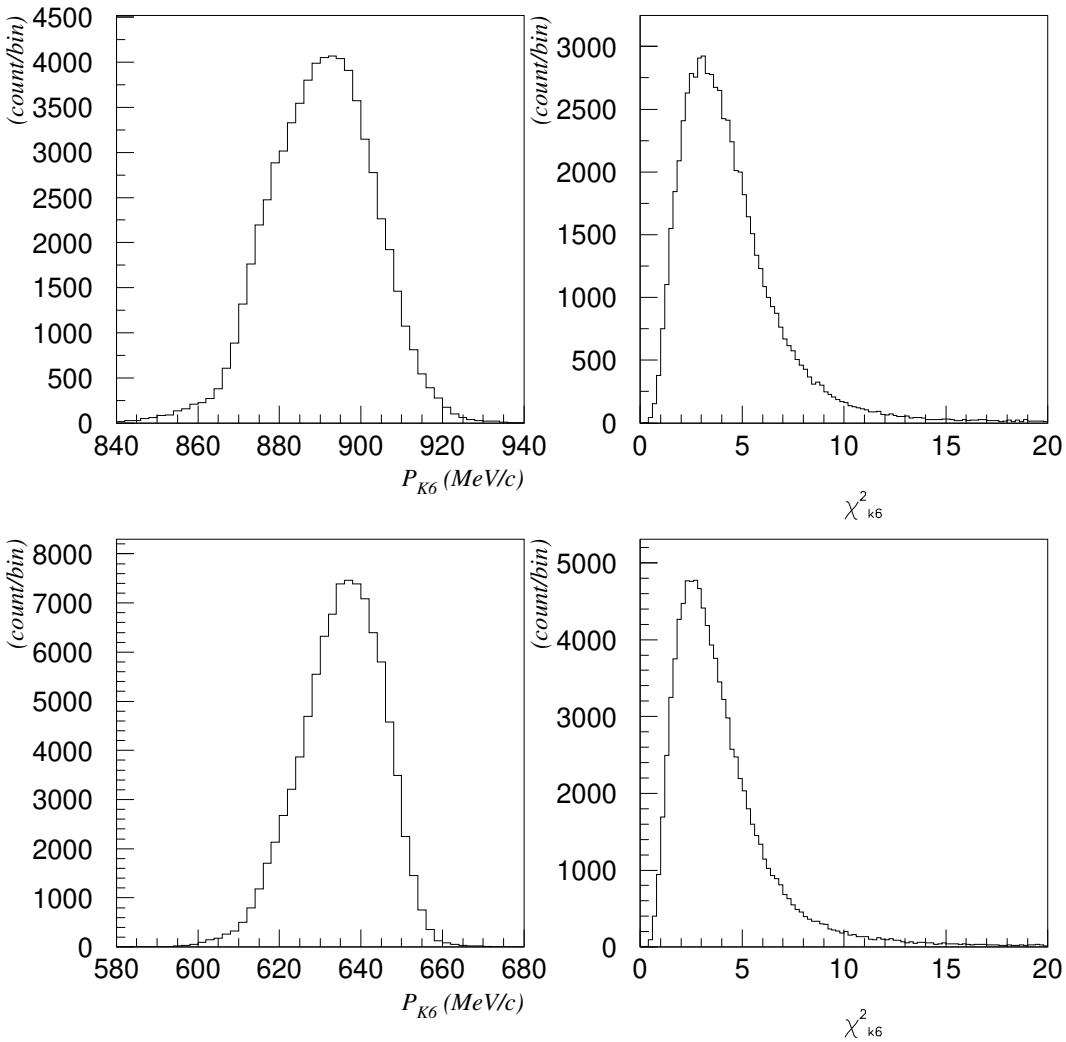

Figure 3.1:ビームの運動量分布と χ^2 分布 (上:T_{π^-}=0.75 GeV(p=880 MeV/c), 下:T_{π^-}=0.50 GeV(p=624 MeV/c))

3.3 散乱粒子スペクトロメータの解析

散乱粒子の運動量は、ドリフトチェンバー (SDC1-3,4X,4Y) のデータから次のような手順で計算される。

まず SKS 電磁石系の入口 (出口) に設置されている SDC1,2(SDC3,4X,4Y) から、最小二乗法を用いて部分的に入口 (出口) での直線トラックを決定する。散乱粒子はドリフトチェンバー面に対して大きな角度で入って来る可能性が有るので、SDC1,2 で直線トラックを決定するときには可能な組合せを全て調べる。また、SDC3,4X,4Y により決定された直線トラックは、TOF,LC のヒットセグメントとの一致をチェックされる。

散乱粒子の運動量は各ドリフトチェンバーの位置座標からその軌道を再構成する事で決定される。散乱粒子の軌道は、測定された磁場分布を用いて運動方程式をルンゲクッタ法で解いて各直線トラック毎に決定される。このとき以下で定義される χ^2 値が最小になるように、散乱粒子の運動量とその軌道が反復法により決定される。

χ^2 の定義は次の通りである。

$$\chi^2_{SKS} = \frac{1}{n-5}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{x_i^{tracking} - x_i^{data}}{w_i}\right)^2 .$$

ここで、n はヒットのあったセンスワイヤー面の数、x_i^{data} は i 番目のセンスワイヤー面での位置座標、$x_i^{tracking}$ は再構成された軌道から求まる i 番目のセンスワイヤー面での位置座標、w_i は各センスワイヤー面の位置分解能を示す。また、反復の収束基準は $d\chi^2 = (\chi^2_{i+1} - \chi^2_i)/\chi^2_i < 10^{-3}$ である。ここで、χ^2_i は i 回目の反復での χ^2 である。

典型的な χ^2_{SKS} 分布を Fig. 3.2 に示す。

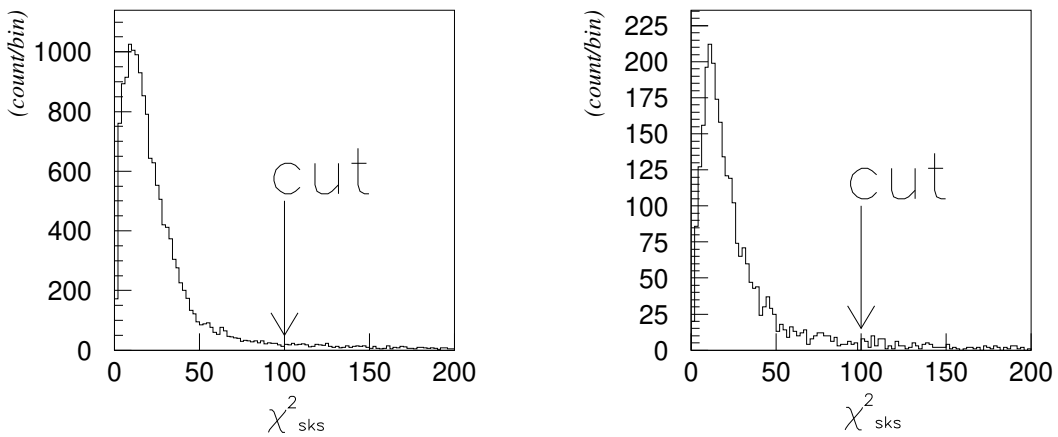

Figure 3.2: H_2O ターゲットでの χ^2_{SKS} 分布 (左:T_{π^-}=0.75 GeV, 右:T_{π^-}=0.50 GeV)

3.4　散乱粒子の識別

散乱粒子の質量は次の運動学的な関係式から計算した。

$$(M_{scattered})^2 = \frac{p^2(1-\beta^2)}{\beta^2}.$$

ここで、β は BH2 と TOF 間で飛行時間測定法から求めた散乱粒子の速度、p は 3.3 で求められた散乱粒子の運動量である。

散乱粒子の質量の 2 乗の分布を Fig. 3.3 に示す。陽子と π^+, e^+ ははっきりと分離されており、$(M_{scattered})^2 \leq 200 \times 10^3$ という条件で π^+, e^+ イベントのみを選んだ。しかし π^+ 中間子と e^+ は全く分かれていないのでこの 2 粒子の識別には EAC を使った。EAC を用いた π, e の識別方法については 3.7 で述べる。

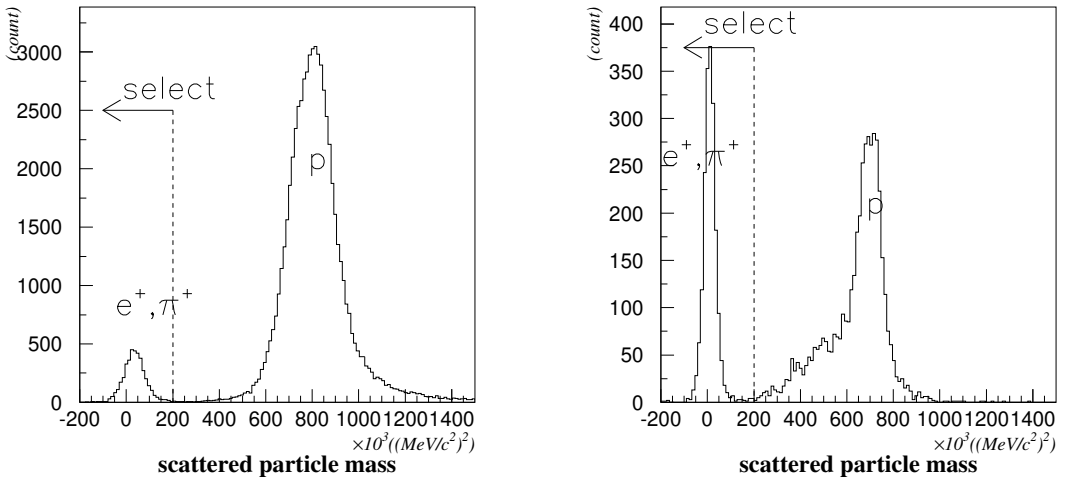

Figure 3.3: 散乱粒子の質量の 2 乗の分布 (左:T_{π^-}=0.75 GeV, 右:T_{π^-}=0.50 GeV)

3.5　散乱角と反応点

散乱角と反応点は、BDC3,4 で部分的に決定されたビーム粒子の直線トラックと、SKS で最終的に決定された散乱粒子のトラックから決定される。

散乱角が 4° のイベントは 2 つの理由から切捨てた。4° という選別条件の理由については 3.7.2 で述べる。

1 つ目の理由は散乱角が 0° に近くなるにつれ反応点の分解能は悪くなることである。このため反応点が標的位置にあるイベントを選んでも標的以外からのバックグラウンド イベントが混じってくる事になる。小さい散乱角を除く事による反応点分解能の改善をを Fig. 3.4 に示す。

もう 1 つの理由は (e^-, e^+) イベントのバックグラウンドの影響を減らすことである。ビームスペクトロメータにはビーム中の e を取り除くための GC があるが、その検出

効率は 100%ではないので多少の e が π ビーム中に混じる。この e^- による (e^-, e^+) イベントが大きなバックグラウンドとなるが、非常に前方にピークをもつイベントなので、4° 以下の散乱角をカットして影響を減らすことができた。これについての詳しいことは $3.7.2$ で述べる。

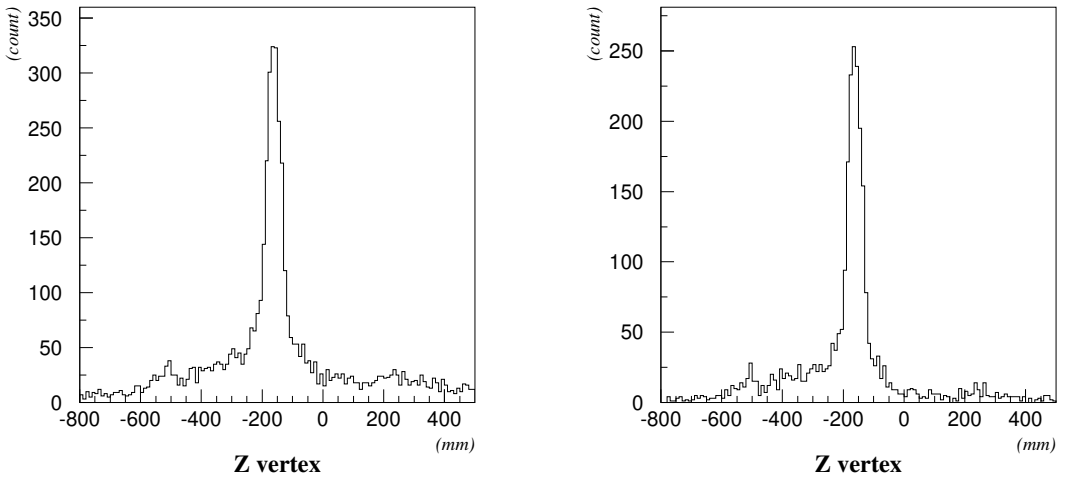

Figure 3.4:反応点のビーム方向の分布 (左：散乱角による選別前, 右：散乱角による選別後 ($\theta \geq 4^\circ$))

3.6 運動量の補正

標的中でのエネルギー損失のため、反応時の π^-,π^+ 中間子の運動量はビームスペクトロメータ及び SKS スペクトロメータにより再構成された運動量とは異なる。本実験でこの補正は、ターゲットによる運動量損失を Bethe-Bloch の式を使い計算した。この時、反応はターゲットの中心で起こったとし、ビーム運動量、散乱粒子の運動量共に、2.5cm 分の補正をかけた。EAC を置いた時のデータでは、EAC による運動量損失も散乱粒子の運動量補正に含めた。

また、トラッキングによる運動量は磁場分布の誤差とドリフトチェンバーの幾何学的位置の誤差からくる系統誤差を持っているので、ビームスペクトロメータと SKS スペクトロメータで測定された運動量にこの誤差についての補正をかける必要がある。このためには、既に知られている反応のピークが正しいエネルギーを示すように補正をかけるが、これについてはまだ調整中である。過去の実験でのこの補正値は数 MeV 程度あり、本実験でもこの程度の補正は必要だと思われる。

3.7 (π^-, π^+) イベントの選別

3.7.1 EAC,GC の解析上の検出効率

EAC,GC の典型的な ADC スペクトルを Fig. 3.5 に示す。このスペクトルに対し T_{π^-}=0.50 GeV の場合は、EAC については 40ch、GC については 80ch を閾値とし、閾値以上の粒子は e、以下の粒子は π 中間子と判断することにした。また T_{π^-}=0.75 GeV の場合の閾値は EAC, GC 共に 100ch とした。これはデータ収集時の設定の違いによるものである。

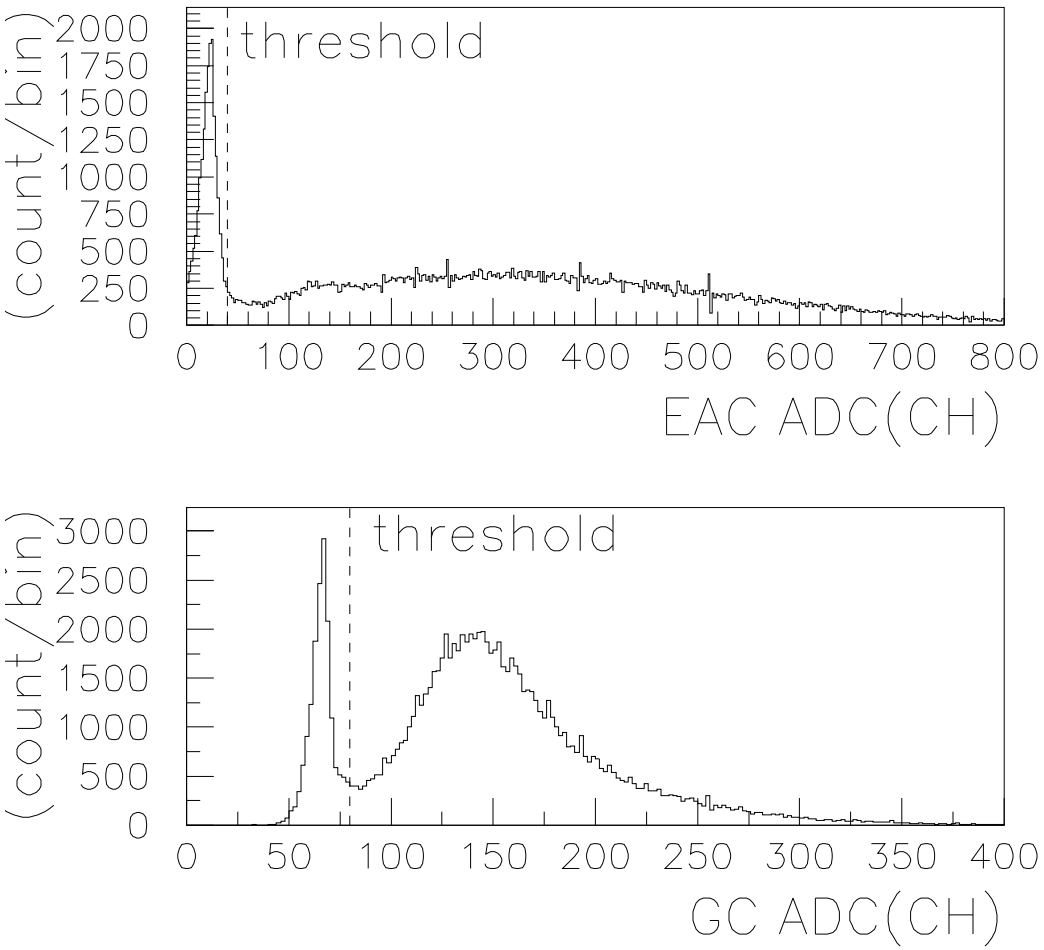

Figure 3.5: EAC(上) 及び GC(下) の ADC スペクトル (T_{π^-}=0.50GeV,I_{SKS}=175A)

閾値を使って粒子を選別した後の EAC 及び GC の ADC スペクトルを Fig. 3.7 に示す。e, π 中間子に対する解析上の検出効率 (以下単に検出効率) は次の様に求めた。

まず散乱などが起こっていないイベントを BS を使い選んだ。条件は ADC スペクトルから 1 粒子が通過に対応する ADC 値のものを選び、かつ BS と BH2 の時間差の TDC スペクトルから BH2 とタイミングの合っているものを選んでアクシデンタルイベントを除いた (Fig. 3.6)。

EAC の e に対する検出効率は、GC の ADC スペクトルから全てが e と思える ADC 値が十分高い領域を選び (250ch 以上)、その領域のイベントから求めた。同様に、EAC の ADC 値が十分高いイベント (EAC ADC≥600) を用いて、GC の e に対する検出効率を求めた。

$$\epsilon_e^{EAC} = \frac{N(GC \geq 250 \& EAC > 40)}{N(GC \geq 250)},$$

$$\epsilon_e^{GC} = \frac{N(EAC \geq 600 \& GC > 80)}{N(EAC \geq 600)}.$$

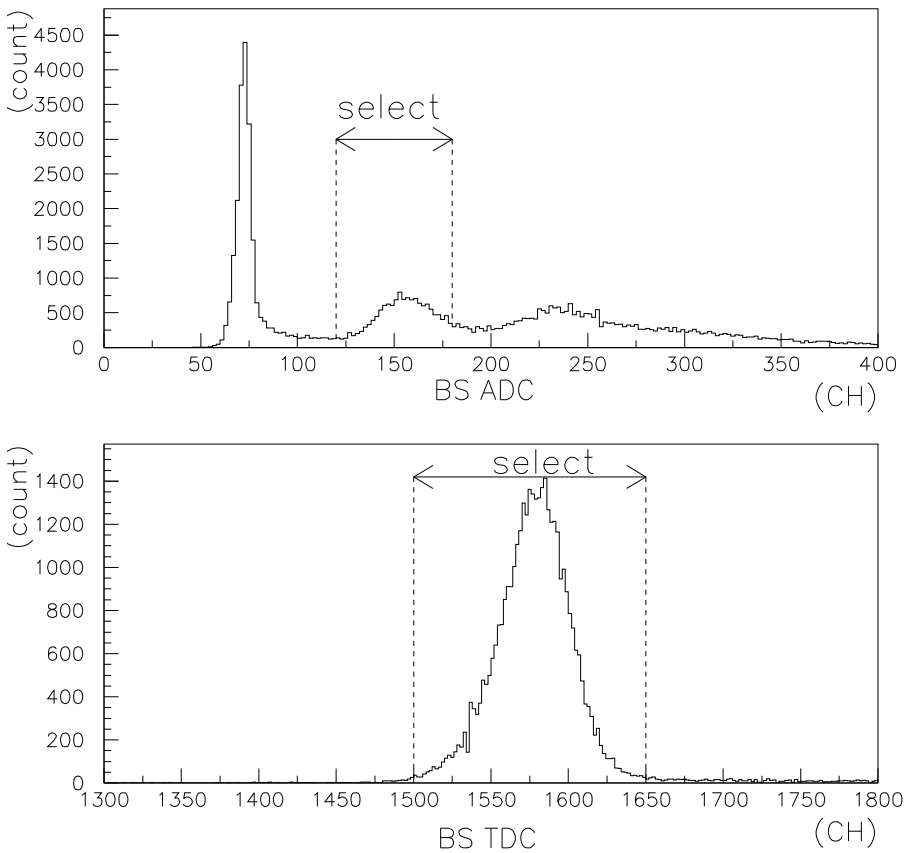

Figure 3.6:BS によるイベント選別。ADC スペクトル (上) からは 1 粒子通過イベントを選別。TDC スペクトル (下) からは正しいタイミングのイベントを選別。

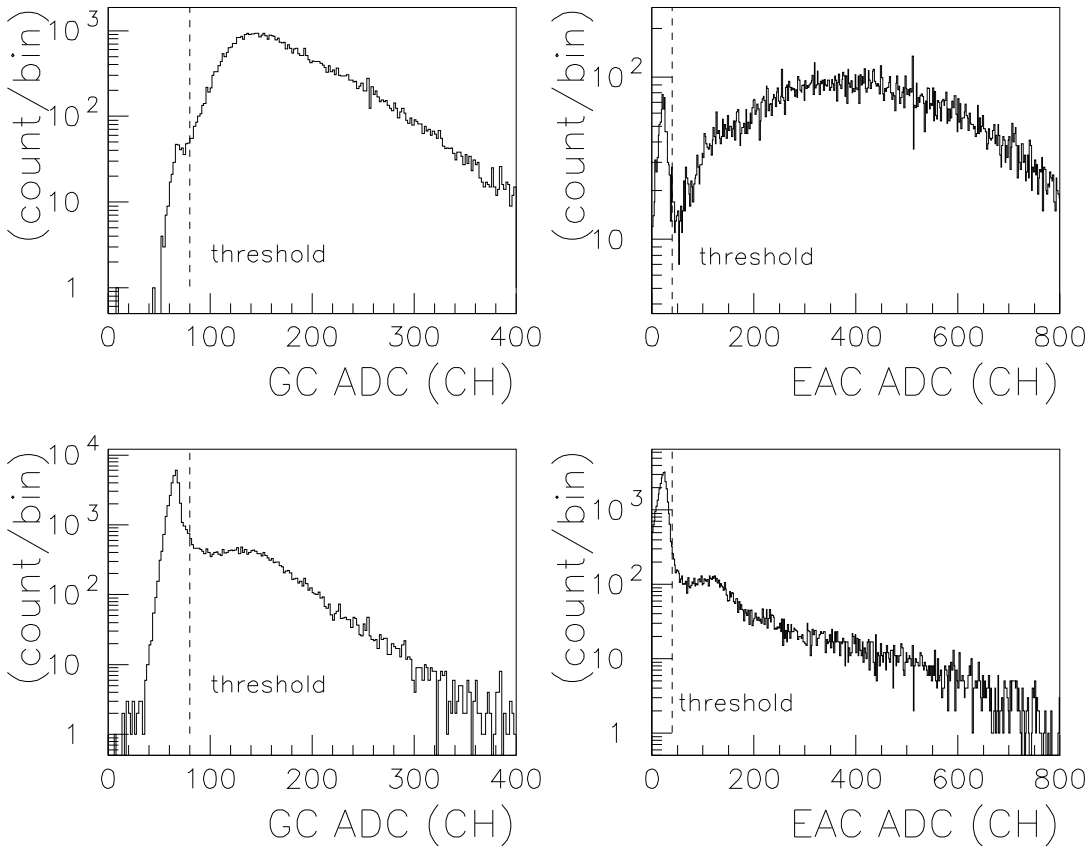

Figure 3.7:粒子選別後の EAC 及び GC の ADC スペクトル (上：e に対するスペクトル、下：π 中間子に対するスペクトル。)

π 中間子に対する検出効率は次の方法で求めた。

(1)GC の ADC スペクトルで閾値以下のイベントを全て π 中間子と思い EAC の検出効率 ϵ_π^{EAC} を、同様に EAC の ADC スペクトルから GC の検出効率 ϵ_π^{GC} を求める

$$\epsilon_\pi^{EAC} = \frac{N(GC \leq 80 \& EAC > 40)}{N(GC \leq 80)},$$

$$\epsilon_\pi^{GC} = \frac{N(EAC \leq 40 \& GC > 80)}{N(EAC \leq 40)}.$$

(2)(1) で選んだイベントには e が混じっているのでその数を求める

(a)GC の閾値以上の π 中間子の数 $(N_\pi(GC > 80))$、及び GC の閾値以上の π 中間子の数 $(N_\pi(EAC > 40))$ を次の方程式から求める

$$\frac{N_\pi(GC > 80)}{N_\pi} = \frac{N_\pi(GC > 80)}{N(EAC \leq 40)} = \epsilon_\pi^{GC},$$

$$\frac{N_\pi(EAC > 40)}{N_\pi} = \frac{N_\pi(EAC > 40)}{N(GC \leq 80)} = \epsilon_\pi^{EAC}.$$

(b)GC 及び EAC の閾値以上の e の数を求める

$$N_e(GC > 80) = N(GC > 80) - N_\pi(GC > 80),$$

$$N_e(EAC > 40) = N(EAC > 40) - N_\pi(EAC > 40).$$

(c)GC の閾値以下の e の数 ($N_e(GC \leq 80)$)、及び EAC の閾値以下の e の数 ($N_e(EAC \leq 40)$) を次の方程式から求める

$$\frac{N_e(GC > 80)}{N_e} = \frac{N_e(GC > 80)}{N(EAC \geq 600)} = \epsilon_e^{GC},$$

$$\frac{N_e(EAC > 40)}{N_e} = \frac{N_e(EAC > 40)}{N(GC \geq 250)} = \epsilon_e^{EAC}.$$

(3)(2) で求めた閾値以下に混じっている e の数 $N_e(GC \leq 80), N_e(EAC \leq 40)$ を使い $\epsilon_\pi^{EAC}, \epsilon_\pi^{GC}$ を求め直す

$$\epsilon_\pi^{EAC} = \frac{N(GC \leq 80 \& EAC > 40) - N_e(GC \leq 80) \times \epsilon_e^{EAC}}{N(GC \leq 80) - N_e(GC \leq 80)},$$

$$\epsilon_\pi^{GC} = \frac{N(EAC \leq 40 \& GC > 80) - N_e(EAC \leq 40) \times \epsilon_e^{GC}}{N(EAC \leq 40) - N_e(EAC \leq 40)}.$$

(4)(2)(3) を収束するまで繰り返す。
このようにして求めた結果を Table 3.1 に示す。

Table 3.1: EAC, GC の解析上の検出効率

T_{π^-}(GeV)	ϵ_e^{GC}	ϵ_e^{EAC}	ϵ_π^{GC}	ϵ_π^{EAC}
0.50	0.992	0.960	0.233	0.199
0.75	0.944	0.867	0.095	0.139

3.7.2 (e^-, e^+) イベントについて

3.7.1 での閾値を用いて各反応毎の角度分布を見ると Fig. 3.8 の様になる。

これをみると、(π^-, e^+) イベントとしたものの中には (e^-, e^+) イベントを GC でミス ID したものが混じっていて、大きなバックグラウンドとなっている。これは GC の検出効率は十分良いが (Table 3.1)、(π^-, e^+) イベントに対して (e^-, e^+) イベントが非常に多いためである。このバックグラウンドによる影響を除くため、散乱角が 4° 以下のイベントを切り捨てた。(e^-, e^+) イベントは非常に前方散乱だからである。4° 以上での (π^-, e^+) イベントに対する (e^-, e^+) イベントの影響は 1 割以下である。

また (e^-, π^+) としているイベントは、スペクトルの形が (e^-, e^+) と同じで、イベント数も EAC の検出効率による miss ID の割合とほぼ一致するため、(e^-, e^+) を EAC でミス ID したものとした。(e^-, π^+) もありえない訳ではないが、その反応断面積は小さいため、本実験に影響を与える程観測されることは無い。

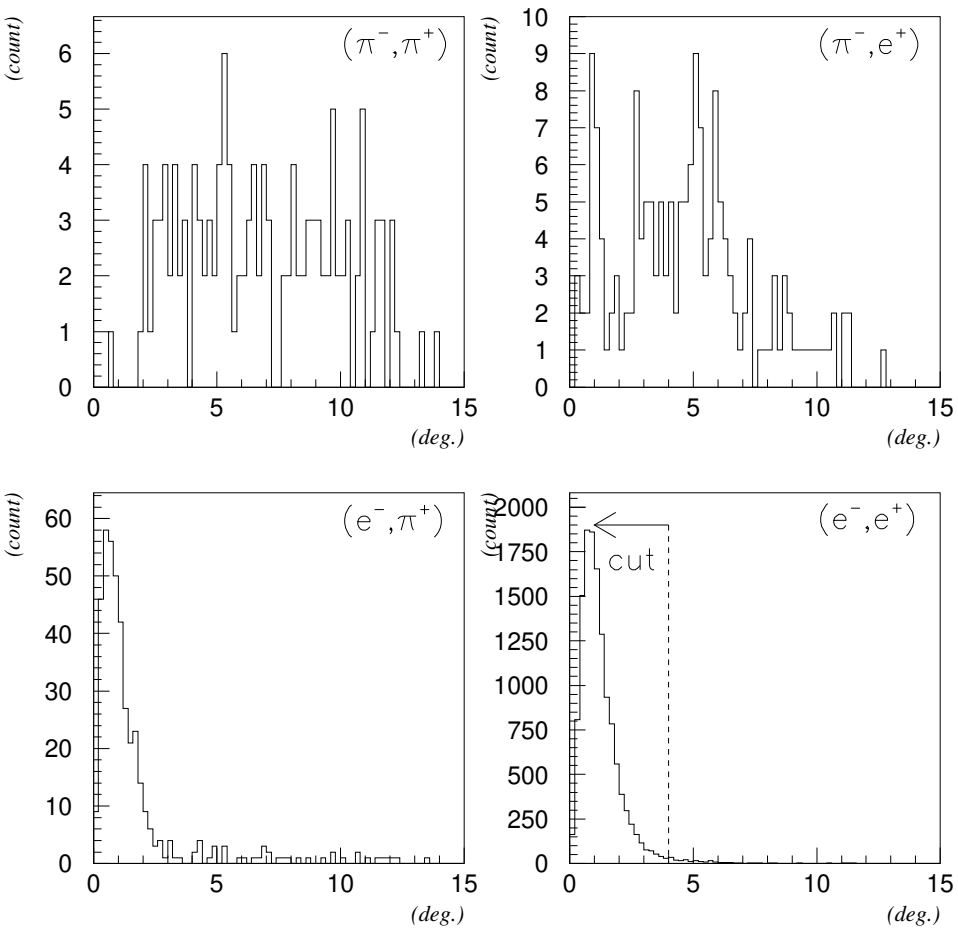

Figure 3.8:反応別の散乱角分布。cut は (e^-, e^+) イベントの影響を減らすために切捨てた領域。(p_{π^-}=0.50 GeV,I_{SKS}=175 A)

3.7.3 e^+ のバックグラウンド

(π^-, π^+) イベントに対する (π^-, e^+) イベントのバックグラウンドは、EAC、ターゲットの両方を置いたデータを使い次のように求めた。

ビーム粒子が π^- 中間子であるイベントは、GC の ADC データが 3.7.1 で使った閾値以下として選んだ。この中に混入している e^- による影響はは、散乱角が 4° 以上のイベントを使うことで無視できる程小さくした (3.7.2)。

散乱角は $4 \leq \theta \leq 6^\circ$ を選んだ。上の理由から 4° は e^- のイベントを減らすため、6° はその上で平均角度を 5° にする条件から決めた。ここで 5° というのは、他の実験データや理論と比較するためである。

これらの条件をかけたイベントに対し、EAC の ADC データから 3.7.1 の閾値を使って π^+ 中間子と e^+ の選別をした。このままでは missID したイベントが多いため、3.7.1 で求めた EAC の検出効率による補正をかけた。補正方法は、まず (π^-, π^+) を (π^-, e^+) と missID した数 $N_{\pi,missID}$ を

$$\frac{N_{(\pi^-,\pi^+),missID}}{N_{(\pi^-,\pi^+)} + N_{(\pi^-,\pi^+),missID}} = \epsilon_\pi^{EAC}.$$

から求めた。次に、この数で補正した (π^-, e^+) イベント数 $N_{(\pi^-,e^+),true} = N_{(\pi^-,e^+)} - N_{(\pi^-,\pi^+),miss}$ から、(π^-, e^+) を (π^-, π^+) と missID した数 $N_{(\pi^-,e^+),missID}$ を

$$\frac{N_{(\pi^-,e^+),true}}{N_{(\pi^-,e^+),missID} + N_{(\pi^-,e^+),true}} = \epsilon_e^{EAC}.$$

から求めた。最終的に $(\pi^-, \pi^+), (\pi^-, e^+)$ イベントの真の数は、2 つの missID したイベントの数を用いて、それぞれ

$$N_{(\pi^-,\pi^+),true} = N_{(\pi^-,\pi^+)} + N_{(\pi^-,\pi^+),missID} - N_{(\pi^-,e^+),missID},$$

$$N_{(\pi^-,e^+),true} = N_{(\pi^-,e^+)} + N_{(\pi^-,e^+),missID} - N_{(\pi^-,\pi^+),missID}.$$

と計算した。

missID の補正をした後の e^+ のバックグラウンドの量を Fig. 3.9 に示す。反応断面積を求める $0 \leq \Delta T \leq 140\mathrm{MeV}$ でのバックグラウンドの積分値は

$$f_{e^+} = \begin{cases} 0.54 \pm 0.08 & (T_{\pi^-} = 0.50\mathrm{GeV}) \\ 0.35 \pm 0.06 & (T_{\pi^-} = 0.75\mathrm{GeV}) \end{cases}$$

である。

この量は (π^-, π^+) の反応断面積を求めるとき、無視できないほど大きな値である。この値を使った補正の方法は 3.10 で述べる。

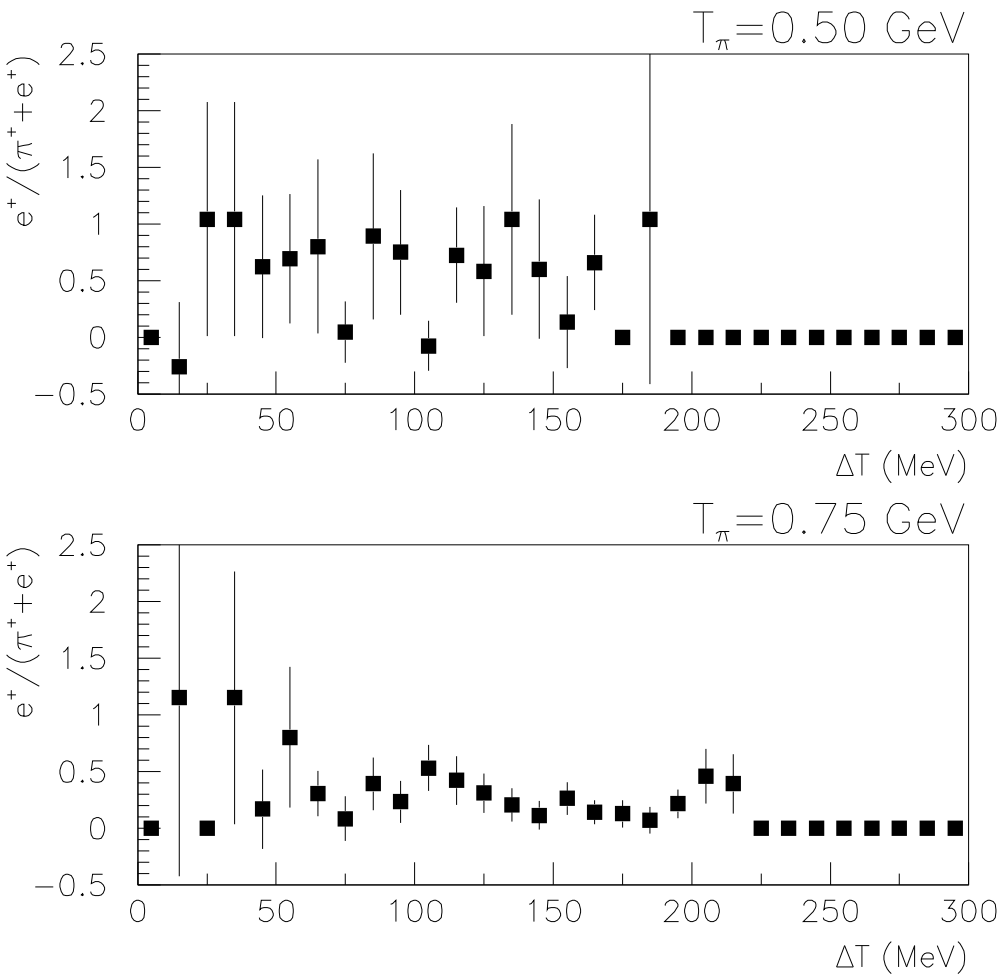

Figure 3.9: e^+ のバックグラウンドレベル

3.8 EACとGCを除いたシステムの検出効率

本解析でのGC, EACを除く検出効率は、それぞれ次のように求めた。各条件での具体的な数値はTable 3.2にまとめる。

データ収集の効率ϵ_{daq}は、トリガーにかかったイベントに対し、データ収集システムが実際に受け入れることが出来たイベントの割合から求めた。

beam normalization factor f_{beam}は、ビームの粒子数に対するπ^-中間子の数に関する値である。これは、BH1, BH2により偶発的にトリガーにかかった割合f_{acc}と、μ粒子の混入率f_μを用いて、$f_{beam} = (1 - f_\mu) \cdot (1 - f_{acc})$と求めた。$f_\mu$は本実験で直接測定することは出来ないので、過去に測定されたデータを使った[8]。

ビーム運動量を再構成するときの検出効率ϵ_{K6}は、accidentalイベントを除いた良いイベントを使い次の2つから求めた。BDCの検出効率ϵ_{BDC}は、BDC12又はBDC34でそれぞれ局所的に直線が引けたイベントと、その直線がQQDQQ電磁石の出入口の領域に入っているという解析上の検出効率から求めた。K6のtracking effciency,$\epsilon_{K6track}$は、BDC12,34でそれぞれ求めた直線を用いて、ビームの運動量を再構成することの出来たイベントの割合から求めた。これらから$\epsilon_{K6} = \epsilon_{BDC} \cdot \epsilon_{K6track}$とした。

TOF,LCの検出効率$\epsilon_{TOF}, \epsilon_{LC}$は、本解析では1イベント中にTOFまたはLCに2セグメント以上のヒットがあったイベントは除いていることから、その割合を検出効率とした。

SDC12に対する検出効率ϵ_{SDC12}は、ビームスペクトロメータで軌跡が再構成された粒子を使い、そのうちSDC12で直線を引くことが出来た割合とした。ϵ_{SDC12}はビームが直接あたる場所では悪くなるため、その効果はSDC1x上での水平方向(x)の位置依存性をGaussianでフィッティングすることで求めた(Fig. 3.10)。

SDC34に対する検出効率ϵ_{SDC34}は、TOF,LC,SDC4X1,6及びSDC4y1,6を用いてトラッキングされたイベントに対し、SDC34で直線フィットを行うことの出来た割合とした。ϵ_{SDC34}も位置依存性があるため、SDC3X上での水平方向の位置xとその位置での検出効率を4 Gaussianでフィッティングすることで求めた(Fig. 3.11)。

SKSのtracking effciency ϵ_{SKS}は、SKSで運動量を再構成することの出来たイベントに対し、χ_{SKS}による選別で切られたイベントの割合とした。

崩壊率(f_{decay})は、SKSにより再構成された運動量と飛行距離を使い各イベント毎に計算した。

Table 3.2: 各条件下での検出効率

要素	T_{π^-}=0.50 GeV(%)	T_{π^-}=0.75 GeV(%)
ϵ_{daq}	96.1±0.1	84.5±0.0
f_{Beam}	80.1	75.3
ϵ_{K6}	82.7±0.0	75.3 ±0.1
$\epsilon_{TOF,LC}$	80.8±0.1	87.2 ±0.1
ϵ_{SDC12}	85.2	86.4
ϵ_{SDC34}	90.1	88.3
$\epsilon_{SKStrack}$	92.8±0.6	85.9±0.5
f_{decay}	86.5	90.2

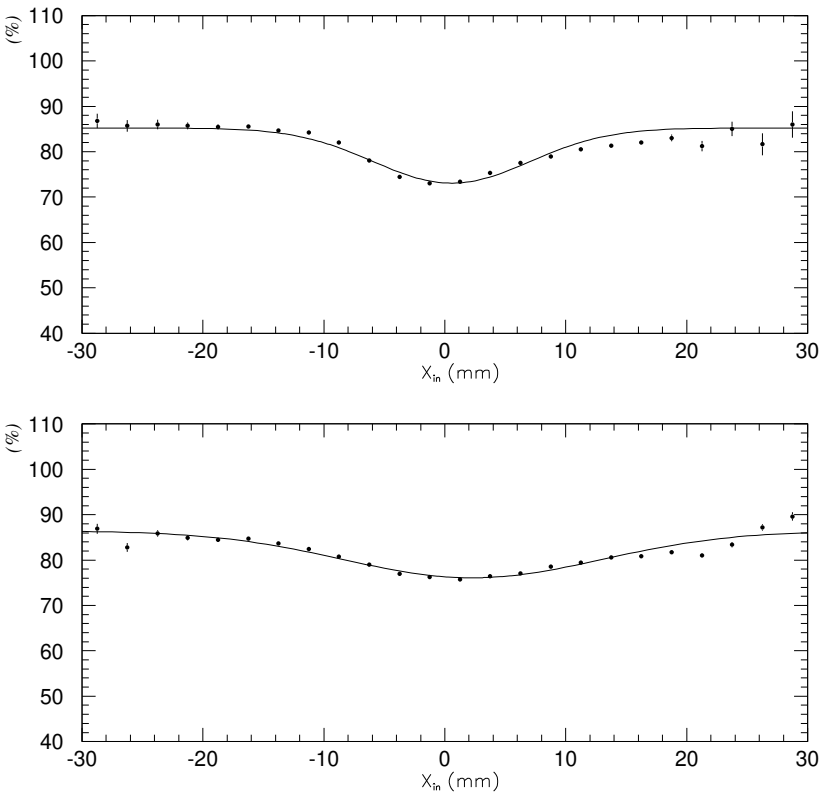

Figure 3.10: SDC12 の検出効率 (上:T_{π^-}=0.75 GeV, 下: T_{π^-}=0.50 GeV)

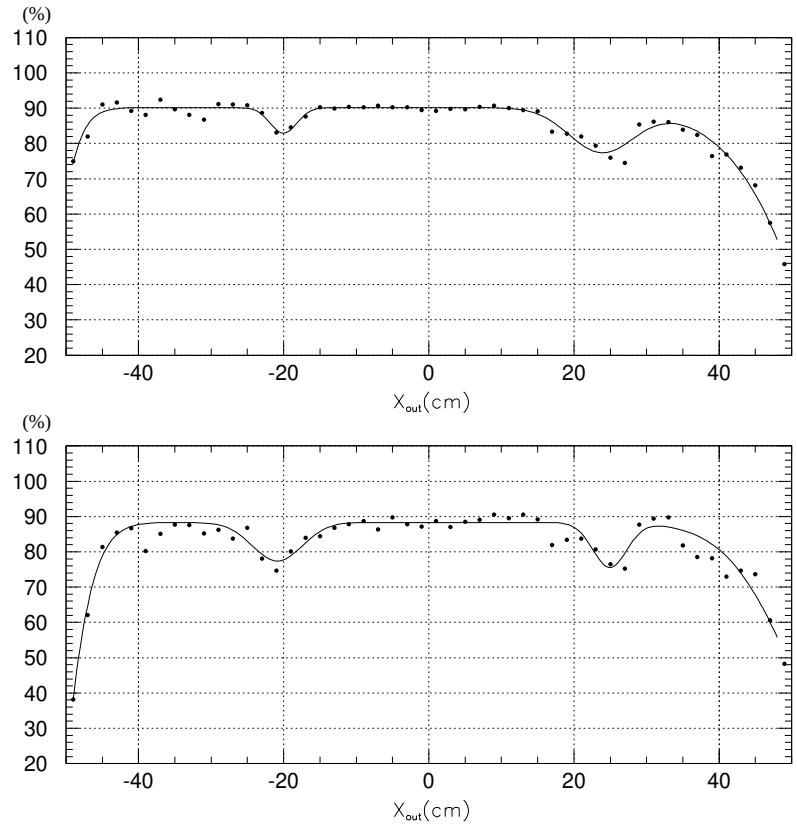

Figure 3.11: SDC34 の検出効率 (上:T_{π^-}=0.75 GeV, 下: T_{π^-}=0.50 GeV)

3.9 SKSのアクセプタンス

SKSの有効立体角はGEANTのMonte-Carloシミュレーションコードを用いて計算した。イベント発生点のビーム方向の位置はターゲットの中心とし、水平方向、垂直方向の入射位置および入射角度の分布は実験データを再現するように発生させた。また散乱粒子の角度分布は0-30°で一様に発生するようにした。有効立体角$\Delta\Omega_{eff}$は、このように発生させたイベントを使い、発生点による効果は考えず運動量pと散乱角θの関数として次のように求めた。

$$\Delta\Omega_{eff}(p,\theta) = 2\pi \int_{\theta-\frac{1}{2}\Delta\theta}^{\theta+\frac{1}{2}\Delta\theta} d\cos\theta \times \frac{\text{検出したイベント数}}{\text{発生したイベント数}}.$$

典型的なアクセプタンスマップをFig. 3.12に示す。また散乱角が$4-6°$のときの、SKS電磁石のそれぞれの電流値についてのアクセプタンスをFig. 3.13に示す。また、アクセプタンスが一定の運動量領域が、失った運動エネルギーΔTのどの領域に対応するかをTable 3.3に示す。この角度では反応断面積を求める$0 \leq \Delta T \leq 140$MeVという領域を、アクセプタンスが十分覆っていることが分かる。

Table 3.3:運動量とΔTの対応。I_{SKS}=145, 175Aはp_{π^-}=624 MeV、I_{SKS}=272, 320Aはp_{π^-}=880 MeVとして計算

I_{SKS}	145A	175A	272A	320A
p_{SKS}(MeV/c)	450∼570	515∼650	655∼830	710∼900
ΔT(MeV)	53∼170	-25∼106	49∼221	-20∼167

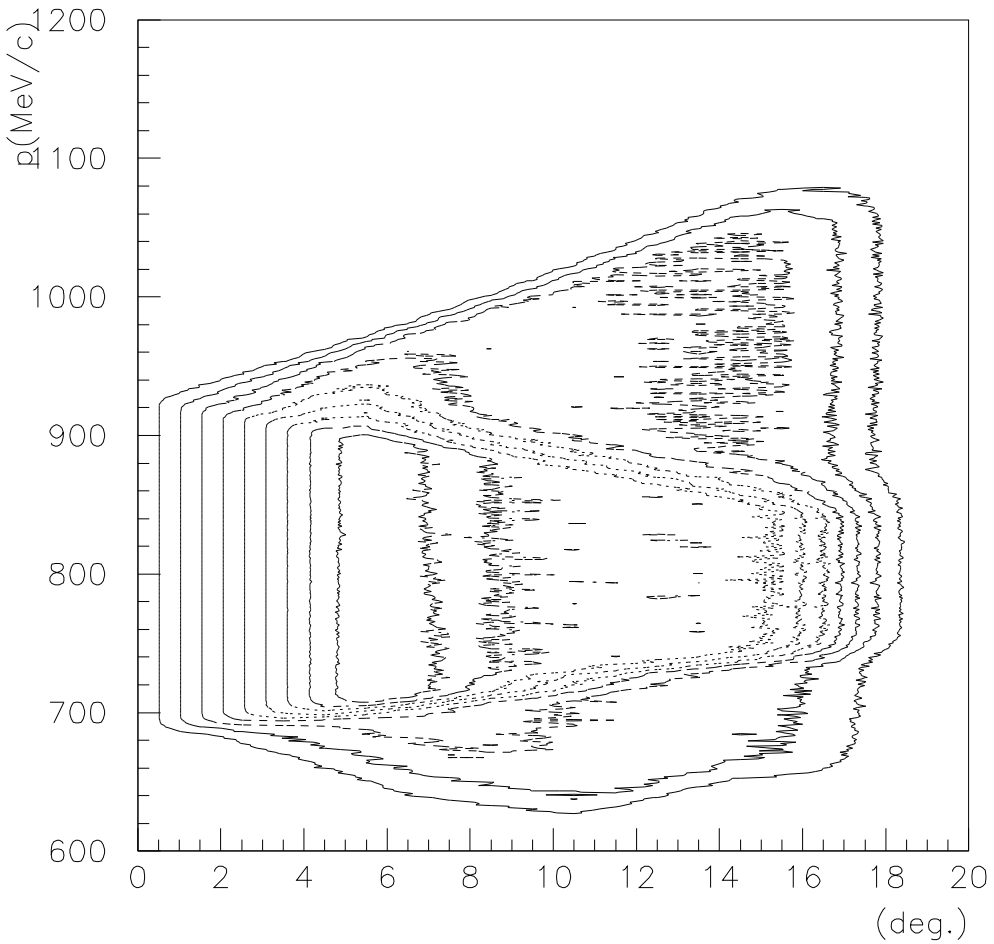

Figure 3.12: $I_{SKS} = 320A$、反応断面積測定時のアクセプタンスマップ

3.10 反応断面積

反応断面積は EAC 無しのデータから次の様に求めた。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \frac{A}{(\rho x)N_A}\frac{1}{N_{\pi^-}}\sum_{i=1}^{N_{\pi^+}}\frac{1}{\epsilon_{exp}\Delta\Omega_{eff}}.$$

ここで、A はターゲットの質量数、ρx はターゲットの厚さ $(\mathrm{g/cm^2})$、N_A はアボガドロ数、N_{π^-} はビームの粒子数、N_{π^+} は (π^-, π^+) イベントの数、ϵ_{exp} は 3.8 で求めた検出効率、$\Delta\Omega_{eff}$ は 3.9 で計算した SKS の有効立体角である。

反応断面積は EAC が無いデータから求めているので、(π^-, π^+) イベントとしたものには (π^-, e^+) イベントが混じっている。このバックグラウンド分は 3.7.3 で求めた e^+ バックグラウンドの割合 f_{e^+} を用いて補正する。補正は次の計算によりおこなった。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DCX} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} \times (1 - f_{e^+}).$$

結果は Fig. 4.1 に示す。

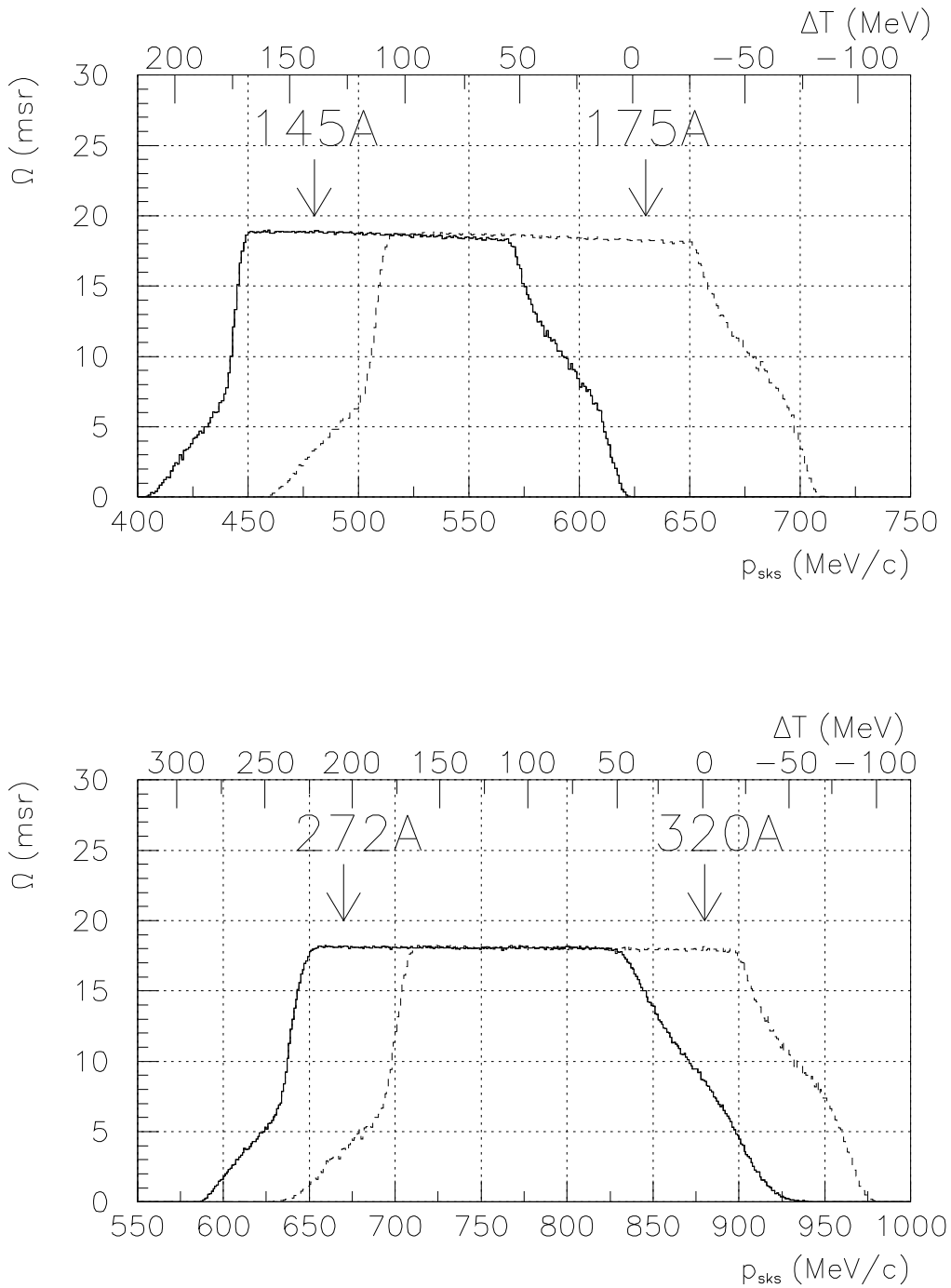

Figure 3.13:散乱角 $4-6^\circ$ **の** SKS **アクセプタンス** (**上：** T_{π^-} =0.50 GeV、**下：** T_{π^-} =0.75 GeV)

Chapter 4

実験結果と考察

4.1 EACの性能

EACのSKSの漏れ磁場中での検出効率はTable 3.1である。

eに対する検出効率は十分高かった。一方、π中間子に対する検出効率は理想的には0であって欲しいが、無視できない有限値となってしまった。これはパイルアップによるものと考えられる。π中間子により実際にカウンターがなったと思われるピークもあるが、これとパイルアップによるものを完全に分けることは出来ない。そのため検出効率は両者の合計となっている。

π中間子に対する検出効率の値は、粒子の同定を誤った場合を考慮に入れた補正を行って対処すれば済む程度なので、実際に(π^-, π^+)の反応断面積を得る上では十分な性能である。

4.2 (π^-, π^+)の反応断面積

$^{16}\mathrm{O}(\pi^-, \pi^+)$の反応断面積はEAC及びBSを取り外した実験データを用いて3.10の計算式より導出した。結果をFig. 4.1に示す。

$\Delta T \geq 140$MeVでは、反応断面積が急激に増加している。これは$(\pi^-, \pi\pi)$というπ中間子を新たに生成する反応過程の影響である。この影響を除き確実にπDCXイベントを見るために、$0\leq \Delta T \leq$140 MeVという条件をかけている。

反応断面積の測定ではEACが無いのでπ, eの識別が不可能で、3.10で述べた方法で補正をかけた。Fig. 4.1は各bin毎にこの補正をかけた結果である。また、$0\leq \Delta T \leq$140 MeVのπDCXの反応断面積の積分値を求めるときは、反応断面積の実験値、e^+のバックグラウンドの割合の両方とも、$0\leq \Delta T \leq$140 MeVでの積分値を使って補正した。$0\leq \Delta T \leq$140 MeVでのπDCXの反応断面積をTable 4.1に示す。

ここに示してある誤差は統計誤差のみでまだ系統誤差は入っていない。系統誤差としては各検出器の検出効率の誤差、トラッキングによる運動量は磁場分布の誤差及びドリフトチェンバーの幾何学的位置の誤差がある。これらを求めることは今後の課題である。

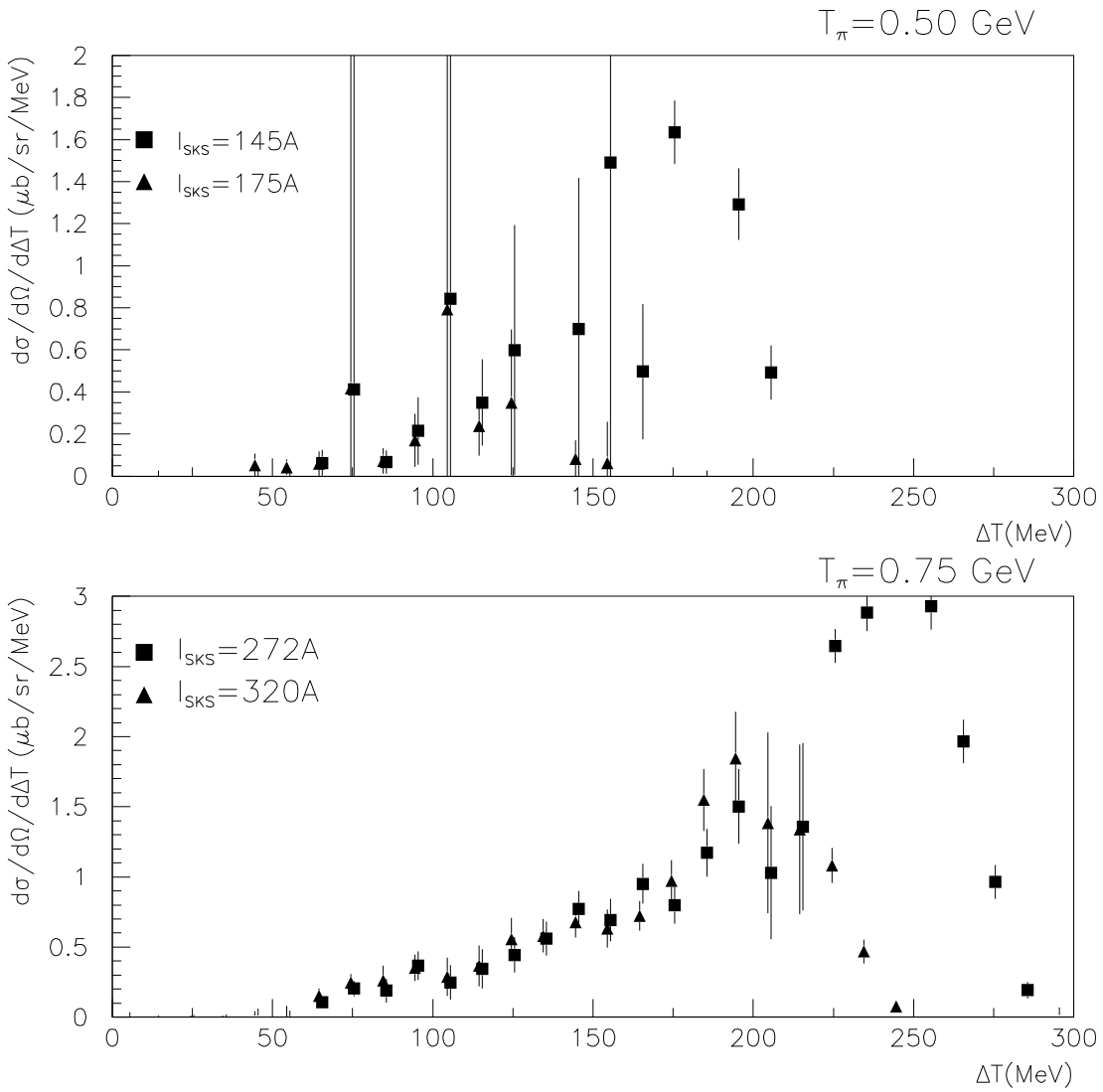

Figure 4.1:本実験の $^{16}\mathrm{O}(\pi^-,\pi^+)\mathrm{X}$ の二重微分断面積 (e^+ バックグラウンドの補正後。$4 \leq \theta \leq 6°$)

Table 4.1: (π^-, π^+) の反応断面積。誤差は統計誤差のみ。$(0\leq \Delta T \leq 140$ MeV,$4 \leq \theta \leq 6^\circ)$

T_{π^-}(GeV)	微分断面積 (μb/sr)
0.50	38.9±8.0
0.75	30.4±2.9

4.3 考察

本実験の結果と理論及び ITEP の実験値の比較したものを Fig. 4.2 に示す。

^{16}O(π^-, π^+) 反応の反応断面積は、T_{π^-}=0.75 GeV では ITEP の実験値に近く、SSCX モデルの計算値より大きいことが確かめられた。$\Delta T_{\pi^-} \geq$0.75 GeV では ITEP の実験を含め、SSCX+IR による予想値内に収まっている。一方 T_{π^-}=0.50 GeV では SSCX+IR の予想値とも合っていない。

3.8 で述べた通り運動量にはまだ不定性がある。仮に本実験と同じ時期に行った E438 と同じ程度の約 10 MeV の誤差 [9] があるとすると、反応断面積にして $5\mu b$/sr 程度増減する。これは今回求めた反応断面積の 1 割以上にあたり無視することのできない大きな誤差であるが、SSCX モデルの計算値と一致するまで大きくはない。

運動量の不定性により反応断面積はまだ変わり得るが、それを考えても SSCX モデルは実験値を再現していない。SSCX の理論計算の見直しや、エキゾチックな反応過程を含めたさらなる理論研究が必要だろう。

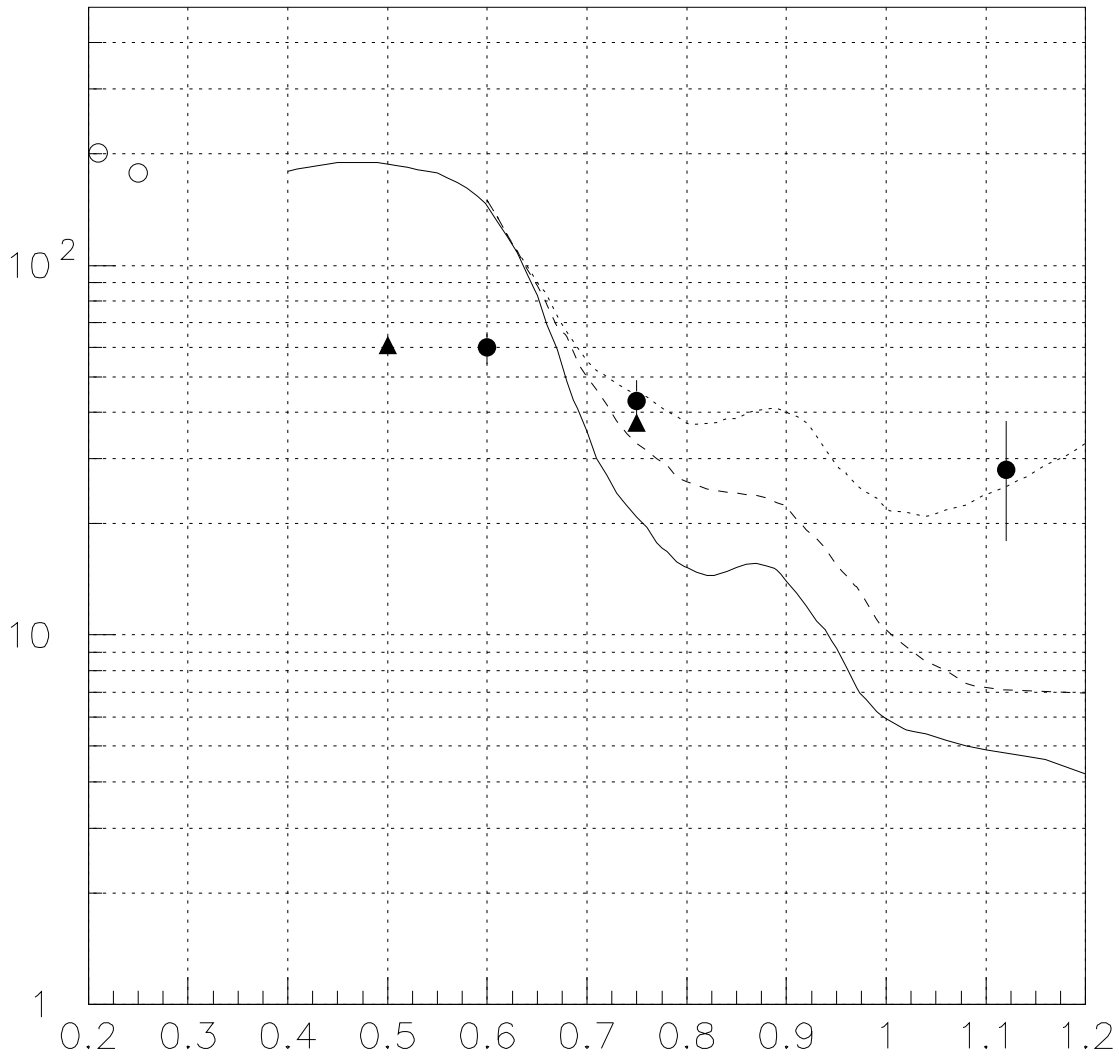

Figure 4.2:本実験の結果を加えた $^{16}\mathrm{O}(\pi^-,\pi^+)\mathrm{X}$ の反応断面積。▲ : 本実験の結果 (誤差は統計誤差のみ)、○ : S. A. Wood 等による実験値 (LAMPF)[5]、● : B. M. Abramov 等による実験値 (ITEP)[1]。実線 : SSCX モデルによる理論値 [3]、破線 (点線) : SSCX+IR モデルによる理論下限 (上限) 値 [4] ($\theta = 5°, 0 \leq \Delta\mathrm{T} \leq 140$ MeV)

Chapter 5

まとめ

本実験は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の K6 ビームラインを使い、3 つの目的について Δ 領域より上の運動量領域でのパイオン 2 重荷電交換反応 (πDCX) の実験を行った。

KEK-PS K6 ビームラインと SKS を使った πDCX 実験は、散乱 π^+ 中間子と e^+ を識別するチェレンコフカウンターを追加することで可能となることが確かめられた。

e^+ のバックグラウンドの測定は、T_{π^-}=0.50GeV では統計が少なかったものの、EAC により定量的な測定を行うことが出来た。e^+ のバックグラウンドは無視できる量ではなく、それを考慮に入れて πDCX の反応断面積を求める必要がある。

反応断面積の測定からは、$0.5 \leq T_{\pi^-} \leq 1.0$GeV 程度の高エネルギー領域では SSCX による計算とはエネルギー依存が明らかに異なることが分かった。SSCX 以外の反応過程による寄与があることも予想される。これを知るためには系統的な実験が必要である。

Appendix A

SKSアクセプタンスのシミュレーション結果

今回の実験条件でのアクセプタンスのシミュレーション結果について示す。

Fig. A,A.2はバックグラウンド測定時の条件でイベント発生点はpibotより335 mm上流、Fig. A,A.4は反応断面積測定時の条件でイベント発生点はpibotより88 mm下流 (I_{SKS} =272 A)、169 mm上流 (I_{SKS}=272 A以外)、のシミュレーション結果である。

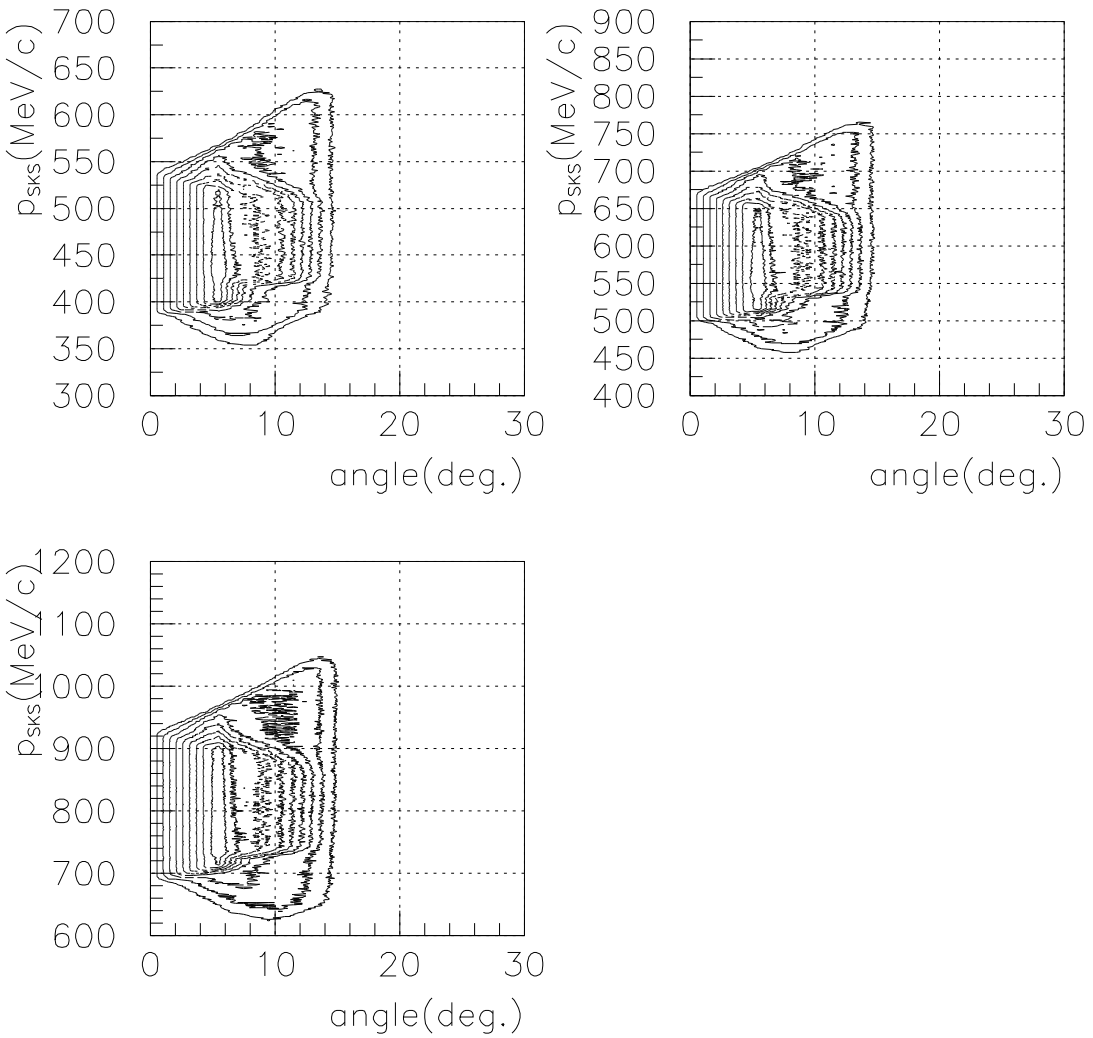

Figure A.1:アクセプタンスマップ。z=-335 mm。(左上：I_{SKS}=145 A、右上：I_{SKS}=175 A、左下：I_{SKS}=320 A)

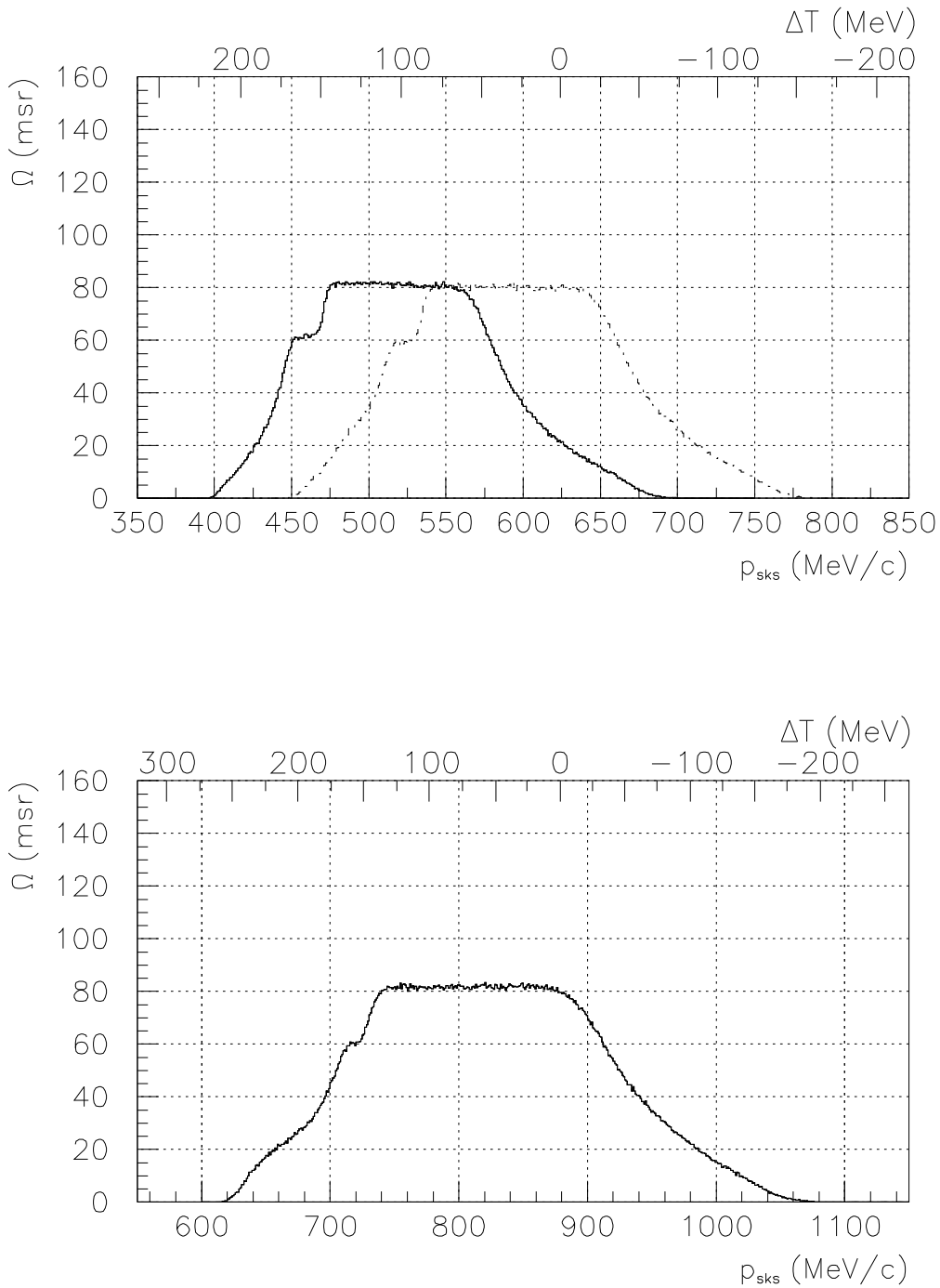

Figure A.2:SKS の全立体角。ターゲットの位置は z=-335 mm。ΔT は上は p_{K6} =624 MeV/c、上は p_{K6} =880 MeV/c として計算。(上実線：I_{SKS}=145 A、上破線：I_{SKS}=175 A、下実線：I_{SKS}=320 A)

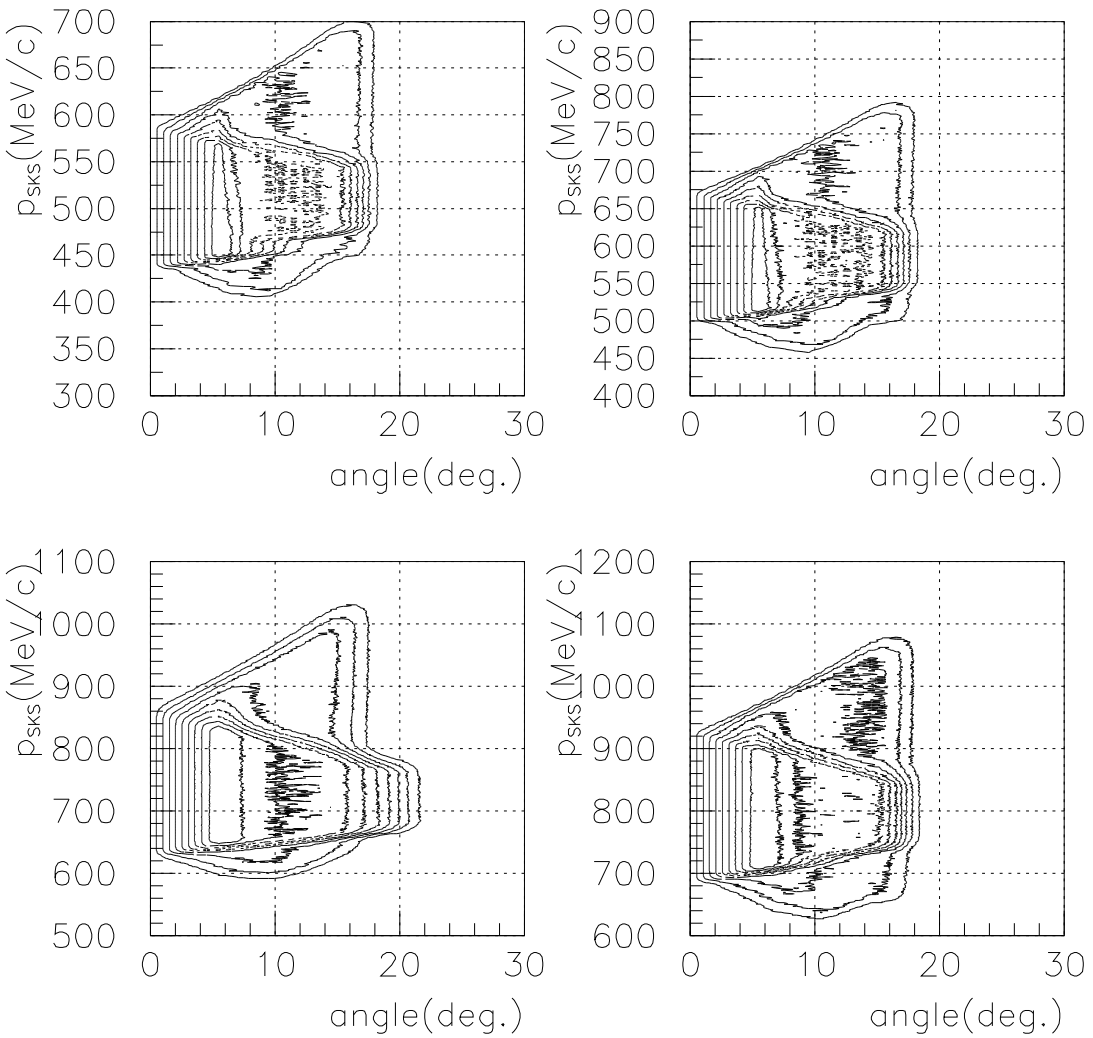

Figure A.3:アクセプタンスマップ。z=88 mm(I_{SKS}=272 A),z=-169 mm(他)。(左上:I_{SKS}=145 A、右上:I_{SKS}=175 A、左下:I_{SKS}=272 A、右下:I_{SKS}=320 A)

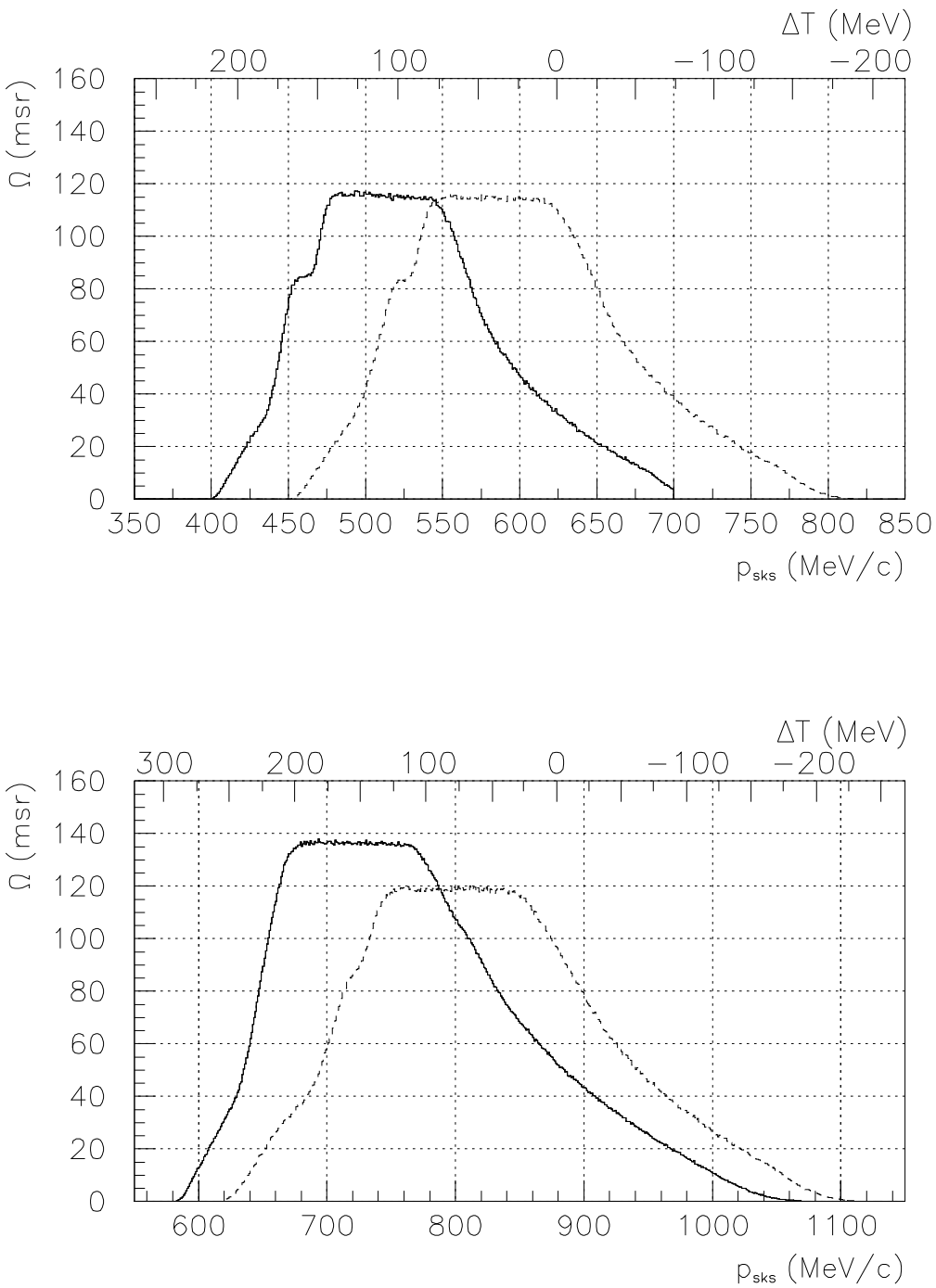

Figure A.4:SKS の全立体角。ターゲットの位置は z=88 mm(I_{SKS}=272 A),z=-169 mm(他)。ΔT は上は p_{K6} =624 MeV/c、上は p_{K6} =880 MeV/c として計算。(上実線：I_{SKS}=145 A、上破線：I_{SKS}=175 A、下実線：I_{SKS}=272 A 下破線：I_{SKS}=320 A)

謝辞

指導教官である橋本治教授にはKEKで行われた本実験に参加する機会をいただき、またデータ解析・物理の議論について助言をいただき、大変深く感謝します。

本実験のスポークスパーソンであるロシアITEPのA. Krutenkova助教授には本実験への参加を許可していただき、またデータ解析・物理の議論について助言をいただき、大変深く感謝します。

KEKの野海博之助手には本実験への参加を許可していただき、また実験準備における助言、論文をまとめるさいのデータ解析・物理の議論等について御指導いただき、大変深く感謝します。

KEKの応田治彦氏には検出器・データ解析・物理の議論について助言をいただき、またKEKでの生活について面倒をみていただき、深く感謝致します。

東京大学の中村美玲氏、総合研究大学院大学のP. K. Saha氏、東北大学の阿部大輔氏には、本実験全般にわたって色々な助言をいただき、大変深く感謝します。

KEKの永江知文助教授、福田共和助教授、関本美知子助手、青木香苗助手、垣口豊技官、東北大学の田村裕和助教授、東北大学核理研の斎藤悌二郎教授、中国CIAEのS. H. Zhou教授、H. C. Guo教授、韓国ソウル大学のJ. H. Kim氏には本実験全般に渡り貴重な御意見、御指導をいただきました。皆様のおかげで本研究を行う事ができました。深く感謝致します。

東北大学の中村哲助教授、高橋俊行助手、藤井優助手には、原子核物理について貴重な御指導と助言をいただき、深く感謝致します。

東北大学の院生の皆さんには日常生活の助言・励まし等をいただき深く感謝します。

東北大学理学部原子核物理講座の加藤守男氏、理学部物理事務の川村直子氏には学生生活を支えていただき、また励ましもいただき、深く感謝します。

Bibliography

[1] B. M. Abramov et al., Phys. Atomic Nucl. 59, 376(1996)

[2] M. B. Johnson and C. L. Morris, Annu. Rev. Nucl 43, 165(1993)

[3] E. Oset and D. Strottman, Phys. Rev. Lett. 70, 146(1993)

[4] A. B. Kaidalov and A. P. Krutenkova, Phys. Atom. Nuclei 60, 1206(1997)

[5] S. A. Wood et al., Phys. Rev. C46, 1903(1992)

[6] R. G. Burleson, *Pion Nucleus Double Charge Exchange*, W. R. Gibbs and M. J. Leitch,Eds., Singapore:World Sci., p.377(1990)

[7] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and M. M. Pavn, Phys. Rev. C 52, 2120(1995)

[8] T. Takahashi, Doctor Thesis, Kyoto University, INS-J-183(1995)

[9] M. Nakamura, Master Thesis, University of Tokyo(2000)