

修士論文

J-PARCにおける K 中間子原子核探索実験に用いる
飛程検出器の性能評価



京都大学大学院理学研究科 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

江川 弘行

概要

$\bar{K}N$ 相互作用は、アイソスピン 0 を組むときに強い引力となる。 K^-pp 束縛状態は、核子と反 K 中間子との間の強い相互作用によって形成される束縛状態と考えられており、これまでに様々な理論的・実験的見地から探索が行われている。数々の理論計算において K^-pp は束縛状態として存在すると予想されているが、その束縛エネルギーと崩壊幅は $\bar{K}N$ 相互作用のモデルや少数系計算の取り扱いに依存する部分が多く、様々な値をとっている。また、実験的な立場では、DAΦNE の FINUDA 実験、及び SATURNE の DISTO 実験が K^-pp とと思われる信号を検出している。しかし、それらのスペクトルには、 K^-pp 以外の信号である可能性が残されており、まだ K^-pp の存在が確立したわけではない。したがって、異なる反応を用いた実験を行うことが、 K^-pp の存否を確かめる上で重要である。

そのような中、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて $d(\pi^+, K^+)$ 反応を用いて K^-pp を探索する実験が計画されている。本実験では、ビームラインスペクトロメータと SKS スペクトロメータにより、高分解能なミッシングマス分光を行うことが可能である。 $d(\pi^+, K^+)$ 反応では、 $\pi^+n \rightarrow \Lambda(1405)K^+$ 反応により生成される $\Lambda(1405)$ を中間状態とし、重陽子中の陽子と束縛することで K^-pp を生成すると考えられる。ただ、赤石、山崎による理論計算によれば、 $\Lambda(1405)$ と陽子が束縛して K^-pp 束縛状態を形成する確率はわずか 1% である。また、 $\Lambda(1405)$ 以外にも様々なハイペロン生成の準自由過程があり、包括的な測定で K^-pp を観測するのは非常に困難であると考えられる。そのため、E27 実験では飛程検出器を用いた排他的な測定を行うことで、 K^-pp を探索する。 K^-pp の崩壊モードには中間子を伴う崩壊 (中間子崩壊) と伴わない崩壊 (非中間子崩壊) の 2 通りが考えられるが、そのうち非中間子崩壊モード ($K^-pp \rightarrow \Lambda + p, \Sigma^0 + p$) では 2 つの高い運動量の陽子が放出される。一方、バックグラウンドとなる準自由過程では、片方の核子が傍観粒子なので低い運動量を持つ。そのため、反応の終状態で 2 つの高い運動量の陽子を飛程検出器で識別することで、バックグラウンドの少ないクリーンな測定をすることができると期待される。

我々は、E27 実験に必要な飛程検出器を設計し、2012 年 6 月のパイロット実験で実際に $d(\pi^+, K^+)$ 反応のデータを取得した。飛程検出器の粒子識別においては、荷電 π 中間子と陽子の誤認を抑える必要がある。そのため今回の実験では、 K^-pp 生成の測定とは別に、 π^+p 弾性散乱を用いた飛程検出器用のキャリブレーションランも測定した。非弾性散乱による影響は無視出来るため、弾性散乱後のどちらかの一方の粒子を検出すれば残りの粒子の運動量ベクトルが決定できるため、飛程検出器による粒子の検出・識別効率を精度よく決定できると考えられる。

本論文では、 π^+p 弾性散乱のデータを用いて行った飛程検出器の性能評価について記述する。

目次

第 1 章	K 中間子原子核	1
1.1	$\bar{K}N$ 相互作用	1
1.1.1	K 中間子水素原子	1
1.1.2	$\Lambda(1405)$	2
1.2	理論予想	2
1.2.1	K 中間子原子核の理論予想	2
1.3	K^-pp 探索実験	3
第 2 章	J-PARC E27 実験	6
2.1	J-PARC	6
2.2	K^-pp 生成	7
2.3	K1.8 ビームライン	7
2.3.1	ビームラインスペクトロメータ	7
2.3.2	SKS スペクトロメータ	9
2.3.3	トリガー	11
2.3.4	液体重水素標的	11
2.4	バックグラウンド	11
2.5	排他的測定	12
第 3 章	飛程検出器	15
3.1	要求	15
3.2	設計	15
3.3	テスト実験	19
第 4 章	実験・解析	21
4.1	パラメータ補正	21
4.2	宇宙線測定	22
4.3	E27 パイロット実験	27
4.3.1	データ取得	27
4.3.2	gain 調整	28
4.3.3	データの時間変動	28
4.4	飛程検出器用キャリブレーションラン	30
4.4.1	動機	30
4.4.2	概要	30
4.4.3	非弾性散乱の寄与	33
4.4.4	シミュレーション	33

4.5	解析	36
4.5.1	飛程	36
4.5.2	slewing 補正	38
4.5.3	入射位置の算出	40
4.5.4	エネルギー補正	40
4.5.5	PID 関数	45
4.5.6	飛行時間のオフセット	47
第 5 章	性能評価	50
5.1	陽子と π^+ の同定	50
5.2	シミュレーションとの検出数の比較	55
5.3	陽子の識別効率の見積もり	58
5.3.1	識別効率に対する考察	61
5.4	今後の課題	63
第 6 章	結論	64
付録 A	PID 関数	65
付録 B	シミュレーションとの違いの考察	66

目次

1.1	SIDDHARTA 実験により得られた、 K^- 中間子水素原子の $1s$ 軌道でのエネルギーシフトと崩壊幅	2
1.2	赤石・山崎によって計算された、 \bar{K}^-N と K^- -原子核のポテンシャル及び、 $\Lambda(1405)$, ${}^3_{\bar{K}}\text{H}$, ${}^4_{\bar{K}}\text{H}$ のエネルギー準位	3
1.3	FINUDA 実験で得られた不変質量分布	4
1.4	DISTO 実験で得られたミッシングマス分布	5
2.1	J-PARC 全体図	6
2.2	$d(\pi^+, K^+)$ 反応による K^-pp 生成のダイアグラム	7
2.3	K1.8 ビームラインの概略図	8
2.4	ビームラインスペクトロメータの概略図	8
2.5	SKS スペクトロメータの概略図	10
2.6	液体重水素ターゲット	12
2.7	$d(\pi^+, K^+)$ 反応におけるミッシングマスのヒストグラム	13
2.8	$d(\pi^+, K^+)$ 反応により生じる 2 つの陽子の運動量相関	14
2.9	ターゲットの周囲に設置された飛程検出器	14
3.1	飛程検出器に用いるシンチレータの概略図	16
3.2	飛程検出器の写真	16
3.3	陽子と π のプラスチックシンチレータ内での飛程と β の相関	17
3.4	飛程検出器のデザイン	17
3.5	K^-pp の崩壊から生じる 2 つの陽子の放出角度の相関	18
3.6	飛程検出器の位置及び各セグメントの名称	18
3.7	テスト実験のセットアップ	19
3.8	テスト実験での π の混入率の決定	20
4.1	光速及び減衰長測定のセットアップ	22
4.2	光速及び減衰長測定の回路図	23
4.3	slewing 補正の様子	24
4.4	シンチレータの両端における信号の到達時間の差	25
4.5	トリガーカウンターの位置とシンチレータ両端での信号の到達時間の差の相関	26
4.6	$\log(\text{ADC}_R/\text{ADC}_L)$ とトリガーカウンターの位置との相関	26
4.7	MIP イベントの ADC のランダウ関数によるフィット	28
4.8	pedestal の時間変化	29
4.9	gain の時間変化	29
4.10	弾性散乱による π^+ と陽子の放射角の相関	30

4.11	運動量と放射角の相関	31
4.12	最前方のユニットに π^+ が入射した際の陽子の放射角	31
4.13	左右の最前方のユニットで π^+p を検出した際の陽子の運動量	31
4.14	RC \times Beam トリガーの回路図	32
4.15	RC-1L に π^+ 、RC-1R に陽子が入射するイベントの陽子の運動量分布 (非弾性散乱)	33
4.16	シミュレーションで発生させたビームとデータの対応	34
4.17	π^+p 弾性散乱の微分断面積	35
4.18	stop の判定	36
4.19	すり抜け	36
4.20	stop5 のイベント	37
4.21	stop 判定されないイベント	37
4.22	slewing 補正後の TOF ADC 相関	39
4.23	飛程検出器上下の PMT の TDC の差	40
4.24	TDC の差から求めた入射位置の分布	40
4.25	stop4 における 3 層目と 4 層目の ADC 相関	41
4.26	4 層目で止まった陽子に対する 4 層目でのエネルギー損失	41
4.27	4 層目で止まった陽子に対する 3 層目でのエネルギー損失	42
4.28	4 層目で止まった陽子に対する 2 層目でのエネルギー損失	42
4.29	4 層目で止まった陽子に対する 1 層目でのエネルギー損失	42
4.30	RC-1L の stop1(a) の TOF 分布	43
4.31	stop1 における陽子の最大エネルギー損失	43
4.32	飛程検出器 1L の各ユニットでの ch-MeV 対応関数	44
4.33	PID 関数に対する角度による補正	45
4.34	PID 関数とエネルギー損失との相関	46
4.35	PID 関数とエネルギー損失の相関の χ^2 分布	46
4.36	飛程検出器と BH2 間の TOF 分布 (データ)	47
4.37	飛程検出器とターゲット間の TOF 分布 (シミュレーション)	47
4.38	RC-1L の stop3(b) における PID 関数の分布	48
4.39	左右のユニットの相方に陽子を要求したときの TOF 分布	48
4.40	反対側のユニットに陽子を要求したときの TOF 分布 (シミュレーション)	49
5.1	水素標的ランでの RC-1L の stop4 における $1/\beta$ と PID 関数の相関	50
5.2	empty ランでの RC-1L の stop4 における $1/\beta$ と PID 関数の相関	50
5.3	PID 関数と $1/\beta$ による陽子の識別	51
5.4	$1/\beta$ と PID 関数の相関 (stop2)	52
5.5	RC-1L の $1/\beta$ と PID 関数の相関 (stop3, 4)	53
5.6	RC-1R に陽子を要求した場合 RC-1L-1(a) の $1/\beta$ の分布	54
5.7	データとシミュレーションでの陽子識別	55
5.8	シミュレーションでの π^+ 識別	56
5.9	反対側のユニットに π^+ を要求した場合の陽子の $1/\beta$ 分布	56
5.10	RC-1L で陽子、RC-1R で π^+ を検出したイベント	57
5.11	反対側のユニットに π^+ を要求した場合の $1/\beta$ の分布	58
5.12	各 β 領域における陽子の識別効率	60

5.13	ハドロン相互作用による効果	61
5.14	反対側のユニットに π^+ を要求したときの陽子の β 分布	62
5.15	データとシミュレーションの識別効率の比較	62
B.1	RC-1L で陽子、RC-1R で π^+ を検出したイベントの y 分布	66
B.2	RC-1R で陽子、RC-1L で π^+ を検出したイベントの y 分布	66
B.3	反対のユニットに π^+ を要求したときの陽子の入射位置	67
B.4	BH1 のヒットパターン	68
B.5	RC-1R に π^+ を要求したときの、RC-1L で検出した陽子の y 分布	69

表 目 次

1.1	K^-pp に対する理論計算	4
2.1	各反応粒子を選ぶためのトリガー条件	11
3.1	飛程検出器の各層に用いたシンチレータのサイズと本数	16
4.1	飛程検出器の各シンチレータに対する光速及び減衰長	27
4.2	パイロット実験で得られたデータ	27
4.3	$T_\pi = 370$ MeV の π^+ を入射した際の π^+p 弾性散乱の微分断面積の値	35
4.4	slewing 補正後の時間分解能	38
4.5	エネルギー損失の比較に用いたイベント	43
4.6	定数 α の値	46
5.1	陽子と π^+ 中間子の識別条件	51
5.2	反対側のユニットに π^+ を要求した場合の陽子の検出数	56
5.3	陽子の識別効率	59

第1章 K 中間子原子核

K 中間子原子核とは、強い相互作用により反 K 中間子と原子核が束縛した系である。 $\bar{K}N$ 相互作用はアイソスピン 0 を組むとき強い引力になるため、核子間の反発に打ち勝ち通常の原子核よりも圧縮された状態が形成される可能性が指摘されている。そのなかでも K^-pp は K 中間子原子核の中で最も単純な系のため、これまでに数々の理論計算が行われその存在が予想されている。しかし、実験的にはまだ存在が確かになっておらず、現在も研究が進められている。

1.1 $\bar{K}N$ 相互作用

1.1.1 K 中間子水素原子

反 K 中間子はストレンジネス $S = -1$ を持つ中間子である。反 K 中間子が核子とどのような相互作用を持つのかは古くから研究の対象にされ、実験としては閾値近傍での陽子と反 K 中間子の散乱実験 [1] や K 中間子水素原子の X 線測定等が行われてきた。

K 中間子水素原子とは水素の原子軌道に負電荷を持つ反 K 中間子が束縛された系で、その $1s$ 基底状態は強い相互作用により、電磁相互作用のみから計算される準位からシフトする。よって、 $2p \rightarrow 1s$ 遷移の X 線を測定することで反 K 中間子と核子との間に働く強い相互作用に関する情報を引き出すことができる。しかし、散乱実験により得られた結果によると $\bar{K}N$ 相互作用は閾値付近では斥力的であるのに対し、1970–80 年代に行われた 3 つの実験では全て基底状態の束縛エネルギーが正の方向にシフトしており、反 K 中間子-核子間の相互作用が引力的に見えるという反対の結果になった [2, 3, 4]。この問題は K 中間子水素パズルと呼ばれ、約 30 年に渡り未解決のままであった。

1997 年に KEK PS-E228 実験で K 中間子水素の X 線についてシグナル-ノイズ比の高い測定が行われ、 X 線測定実験の中で初めて $1s$ 軌道の準位が斥力方向にシフトしているという結果を得た [5]。これは、散乱実験から知られていた閾値での斥力的振るまいと無矛盾である。 K 中間子水素原子の $1s$ 軌道のエネルギーシフトに対して、 $\Delta E(1s) = -323 \pm 63$ (stat) ± 11 (syst) eV, $\Gamma(1s) = 407 \pm 208$ (stat) ± 100 (syst) eV という値が測定された。その後、イタリアの DAΦNE で DEAR 実験が行われ、この実験においても $\bar{K}N$ 相互作用が斥力であるという結果になった [6]。 $\Delta E(1s) = -193 \pm 37$ (stat) ± 6 (syst) eV, $\Gamma(1s) = 249 \pm 111$ (stat) ± 30 (syst) eV という KEK PS-E228 実験よりも高精度な測定を行ったが、中心値が大きく異なっている。ただし DEAR 実験では X 線検出に CCD を用いており、標的に静止させる負 K 中間子と X 線のためのタイミングの相関を見ることが出来ない。このため、シグナル-ノイズ比は極めて悪い。そこで、エネルギー分解能は同程度で、時間分解能に優れたシリコンドリフト検出器が開発され、DAΦNE で SIDDHARTA 実験が行なわれた。更に高精度にエネルギーシフトと崩壊幅が求まり、 $\Delta E(1s) = -283 \pm 36$ (stat) ± 6 (syst) eV, $\Gamma(1s) = 541 \pm 89$ (stat) ± 22 (syst) eV という結果になった [7]。この結果は、KEK PS-E228 実験の結果と誤差の範囲で一致している (図 1.1)。

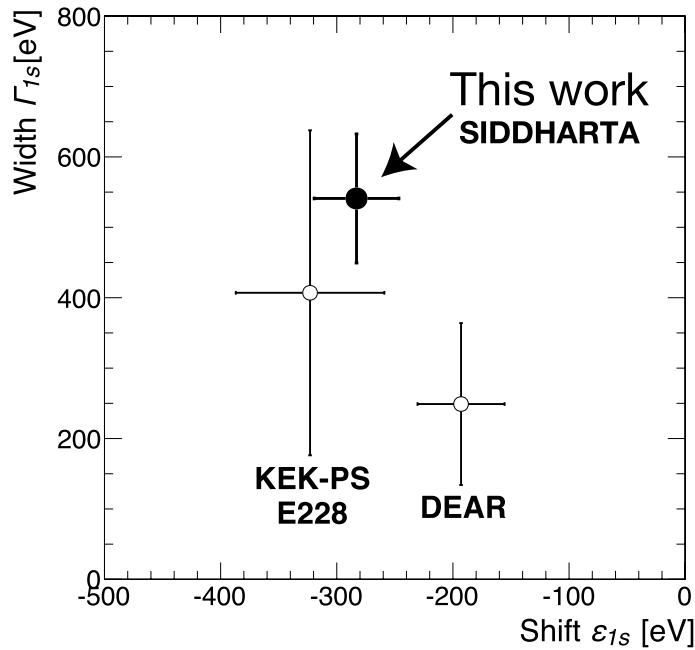


図 1.1: SIDDHARTA 実験により得られた、 K 中間子水素原子の $1s$ 軌道でのエネルギーシフトと崩壊幅 [7]。KEK PS-E228 実験、DEAR 実験よりも高精度に値が求まっている。

1.1.2 $\Lambda(1405)$

$\Lambda(1405)$ は Λ 粒子の励起状態の一つであり、 $S = -1$, $J^P = 1/2^-$ を持つ。しかし、ストレンジネスを含んでいるのにも関わらず u , d クォークのみから構成される同じ J^P を持つ $N^*(1535)$ よりも $100 \text{ MeV}/c^2$ 以上も軽いなど、 $SU(3)$ の構成クォーク模型では説明がつかない特性を持っている。その説明の一つとして、 $\Lambda(1405)$ を反 K 中間子と核子の束縛状態とみなす解釈がある。これについては 1.2.1 にて述べる。また別の立場では、この粒子は $SU_f(3)$ 基底状態の中間子-バリオンの散乱により動力学的に生成された共鳴としてカイラルユニタリ模型によって記述される。これにより、 $\Lambda(1405)$ は $\Sigma\pi$ と $\bar{K}N$ をそれぞれ主な成分として持つ、2つの極の重ね合わせとして扱われている [8]。

1.2 理論予想

1.2.1 K 中間子原子核の理論予想

K 中間子原子核の存在可能性は $\Lambda(1405)$ が発見された直後、1963年に Nogami によって初めて指摘された [9]。 $\Lambda(1405)$ が $\bar{K}N$ の束縛状態だとしたときに $\bar{K}NN$ が存在しうることを示唆し、核子同士がアイソスピン 0、全体がアイソスピン 1/2 に組むときに束縛エネルギーが約 10 MeV になるという結果になった。それ以降も K 中間子原子核の予想は行なわれ、1986年には Wycech によって \bar{K} が原子核中で崩壊幅 20 MeV の狭い束縛状態を持つという計算が行われた [10]。しかし、当時は K 中間子水素原子パズルの問題もあり $\bar{K}N$ 相互作用のことについて不明瞭なことが多かったため、それらの計算には不定性が残ってしまっていた。

そのような中、次第に実験によって $\bar{K}N$ 相互作用の情報が増え、2002 年には赤石・山崎によって少数系の K 中間子原子核の計算が行われた [11]。彼らは $\Lambda(1405)$ が $\bar{K}N$ のアイソスピン 0 の束縛状態と仮定した上で、そのエネルギーと崩壊幅、 $\bar{K}N$ 散乱実験のデータ、 K 中間子水素原子の X 線測定 of データを全て再現するような $\bar{K}N$ 相互作用のモデルを現象論的に構築した。その結果、軽い原子核に対して K^- 中間子が束縛エネルギー 108 MeV、崩壊幅 20 MeV 程の深く束縛された状態が存在する可能性を示した。崩壊幅が小さくなるのは $\Sigma\pi$ 崩壊の閾値よりも深く束縛するためである。図 1.2 は計算により求められた $\bar{K}-N$ と K -原子核のポテンシャル及び、 $\Lambda(1405)$, ${}^3_{\bar{K}}\text{H}$, ${}^4_{\bar{K}}\text{H}$ のエネルギー準位である。また K^-pp に対しては、束縛エネルギーは 48 MeV、崩壊幅は 61 MeV となり、 $\Lambda(1405)$ の束縛エネルギーよりは大きい、 $\Sigma\pi$ 崩壊の閾値よりは上になるという結果になった [12]。

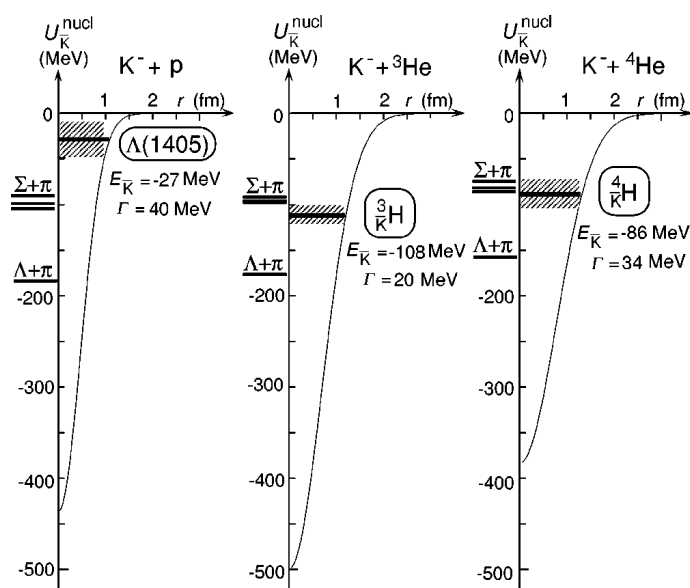


図 1.2: 赤石・山崎によって計算された、 $\bar{K}-N$ と K -原子核のポテンシャル及び、 $\Lambda(1405)$, ${}^3_{\bar{K}}\text{H}$, ${}^4_{\bar{K}}\text{H}$ の束縛準位 [11]。

それ以降も様々な理論計算が行なわれ、 K^-pp の存在が予言されている。しかし、それらの束縛エネルギー・崩壊幅は $\bar{K}N$ 相互作用のモデル、及び少数計算の取り扱いにより、異なる値をとっている (表 1.1)。そのため、実験によってその値を決定することが重要である。

1.3 K^-pp 探索実験

K^-pp 束縛状態の探索実験は、これまでに数々行われており、 K^-pp 由来と思われる信号を検出した実験もある。特筆すべきものとしては、FINUDA 実験 [20] と DISTO 実験 [21] があげられる。

FINUDA 実験

FINUDA 実験はイタリアの DAΦNE で行われた実験である。 e^+e^- 衝突により $\phi(1020)$ を生成し、その崩壊から生じる K^- を ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{51}\text{V}$ の薄い原子核標的の中で停止させ、 K^- 吸収

表 1.1: K^-pp に対する理論計算

	束縛エネルギー (MeV)	崩壊幅 (MeV)
T. Yamazaki and Y. Akaishi [12]	48	61
A. N. Ivanov, P. Kienle, J. Marton, and E. Widmann [13]	118	58
N. V. Shevchenko, A. Gal, J. Mares, and J. Révai [14]	50–70	100
Y. Ikeda and T. Sato [15]	60–95	45–80
A. Doté, T. Hyodo, and W. Weise [16]	20 ± 3	40–70
S. Wycech and A. M. Green [17]	56.5–78	39–60
N. Barnea, A. Gal, and E. Z. Liverts [18]	15.7	41.2
M. Bayar and E. Oset [19]	35	50

反応を測定した。その結果、 ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ 原子核から反対方向に放出される Λp 対が観測された (図 1.3)。これは K^-pp の崩壊によるものだと考えることができ、 Λp の不変質量分布から束縛エネルギーと崩壊幅はそれぞれ $115_{-5}^{+6}(\text{stat})_{-4}^{+3}(\text{syst})$ MeV、 $67_{-14}^{+11}(\text{stat})_{-3}^{+2}(\text{syst})$ MeV と決定された。だが、得られたヒストグラムのピークが K^- の二核子吸収と終状態相互作用によるものだという解釈も可能であるという反論がある [22]。

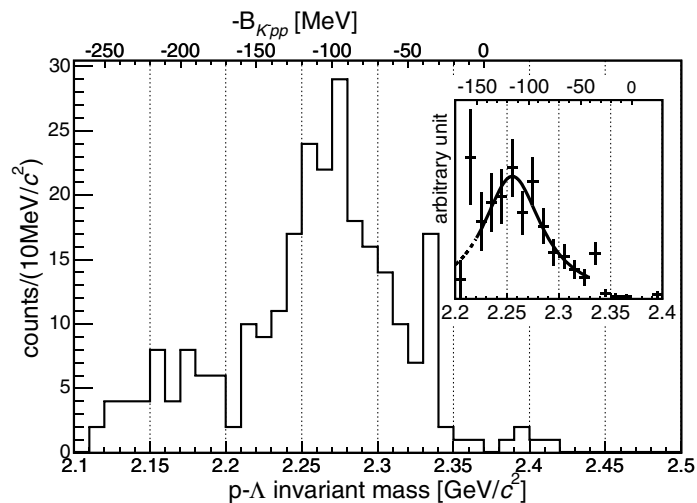


図 1.3: FINUDA 実験で得られた不変質量分布 [20]。Li, C 標的で、 Λ と陽子が反対方向に放出されたイベントを選んだときの Λp の不変質量。

DISTO 実験

フランスの SATURNE で行われた DISTO 実験の再解析において、 $p+p \rightarrow X+K^+$, $X \rightarrow \Lambda+p$ という一連の反応が調べられ、生成反応における X の欠損質量 (missing mass) 及び $\Lambda+p$ の不変質量 (invariant mass) の両方が測定された。横運動量の大きい陽子を選んで解析を行うと、質量が 2267 MeV/ c^2 の部分に崩壊幅の広いピーク構造が観測された (図 1.4)。これを K^-pp の信号だと解釈し

た場合に、その束縛エネルギーと崩壊幅は $103 \pm 3(\text{stat}) \pm 5(\text{syst})$ MeV、 $118 \pm 8(\text{stat}) \pm 10(\text{syst})$ MeV と求められた [21]。しかし、ヒストグラムの縦軸は位相空間に等方的に Λ , p , K^+ を発生させたシミュレーションとの比になっており、位相空間に従った分布との大きなずれがそのまま K^-pp 起因のものだとは断定できない。

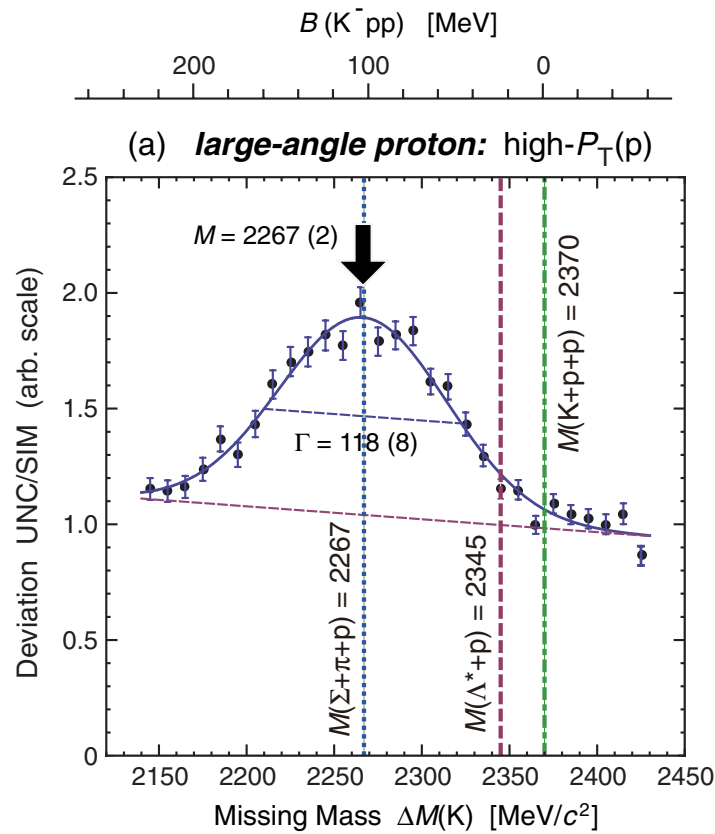


図 1.4: DISTO 実験で得られた、大きな横運動量を持つ陽子に対して解析を行ったミッシングマスの分布 [21]。縦軸は、等方な位相空間を仮定して行ったシミュレーションとの比になっている。

以上の通り、これまでの実験では K^-pp 以外の物理過程の寄与の可能性を排除できず、 K^-pp の存否が明らかになったわけではない。したがって、異なる反応を用いて引き続き探索実験を行うことが重要である。

これから行われる予定の K 中間子原子核探索実験としては、DISTO 実験と同様の反応を用いる FOPI 実験 [23]、静止 K^- 吸収反応を用いる AMADEUS 実験 [24]、 ${}^3\text{He}(K^-, n)$ 反応を用いる J-PARC E15 実験 [25]、そして $d(\pi^+, K^+)$ 反応を用いる J-PARC E27 実験 [26] 等がある。

第2章 J-PARC E27実験

2.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (原研) が共同で建設した世界最高峰の強度をもつ陽子ビームを出すことができる加速器実験施設である。図 2.1 がその全体像である。加速器は、リニアック・RCS (Rapid Cycling Synchrotron)・MR (Main Ring) の3台で構成されている。リニアックで 400 MeV、次に RCS で 3 GeV、最後に MR で 50 GeV (現在は 30 GeV) まで粒子を加速する。2011 年 3 月の震災の影響で強度の増強計画が見直されたが、RCS で 2015 年度内に 1 MW を達成することを目標にビーム強度の増強を行なっている。大強度の 1 次ビームを用いることで、中性子・ K 中間子・ π 中間子・ミュオン等の多彩な 2 次ビームを利用することができ、研究対象は素粒子物理、原子核物理、物質科学、生命科学、原子力等、多分野に広がっている。

我々は、その中のハドロン実験施設で実験を行なっている。J-PARC の MR からのビームの取り出しには速い取り出しと遅い取り出しがあり、ハドロン実験施設は遅い取り出しによってビームを利用している。遅い取り出しとは、メインリングを周回するビームを、静電セプタムによって外側からゆっくりとカンナがけをするように取り出す手法である。2012 年 6 月に行った E27 のパイロット実験では、6 秒周期で約 2 秒かけて 1 スピルあたり約 3 M の π を取り出して実験を行った。



図 2.1: J-PARC 全体図

2.2 K^-pp 生成

J-PARC の E27 実験では、1.7 GeV/c の π^+ ビームを用いて、 $d(\pi^+, K^+)$ 反応によって K^-pp を探索する。この反応では、重陽子中の中性子が反応して作られる $\Lambda(1405)$ を中間状態として K^-pp が生成されると期待される (図 2.2)。赤石・山崎の行った計算 [27] では、生成した $\Lambda(1405)$ と重陽子中の陽子が $\Lambda(1405)$ に束縛する確率はおおよそ 1% と見積もられており、そのほとんどが陽子を傍観粒子とする準自由過程による $\Lambda(1405)$ 生成である。

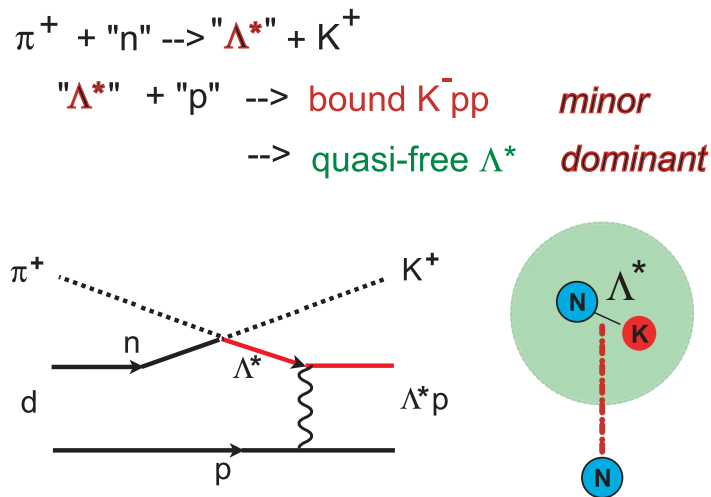


図 2.2: $d(\pi^+, K^+)$ 反応による K^-pp 生成のダイアグラム [27]

2.3 K1.8 ビームライン

K1.8 ビームラインはハドロン実験施設にあるビームラインの 1 つで、最大 2.0 GeV/c の中間子ビームを利用することができる。ビームラインスペクトロメータと SKS スペクトロメータの 2 つのスペクトロメータシステムから成り立っており、ターゲット上流のビームラインスペクトロメータで入射粒子の運動量、下流の SKS スペクトロメータで散乱粒子の運動量を測定し、ミッシングマス分光を行う。ミッシングマス分光に対する分解能は約 2 MeV/c² (FWHM) と見積もられている。K1.8 ビームラインの全体図を図 2.3 に記す。

2.3.1 ビームラインスペクトロメータ

ビームラインスペクトロメータは QQDQQ マグネットシステムとその上流と下流に置かれた測定器群から構成される。各検出器の配置は図 2.4 のようになっている。運動量分解能は $\Delta p/p = 3.3 \times 10^{-4}$ (FWHM) と見積もられている。個々の測定器について記述する。

- ・ GC (ガスチェレンコフカウンター)

有感領域は 340 mm [W] × 80 mm [H]。ビームライン最上流に設置されている。0.15 MPa のイソブタンガスを封入しており、電子、陽電子を検出して排除する。0.5 GeV/c 以上の電子に対して、~5 個の光電子を検出する。電子・陽電子に対する識別効率は横方向 ± 100 mm 縦方向 ± 20 mm

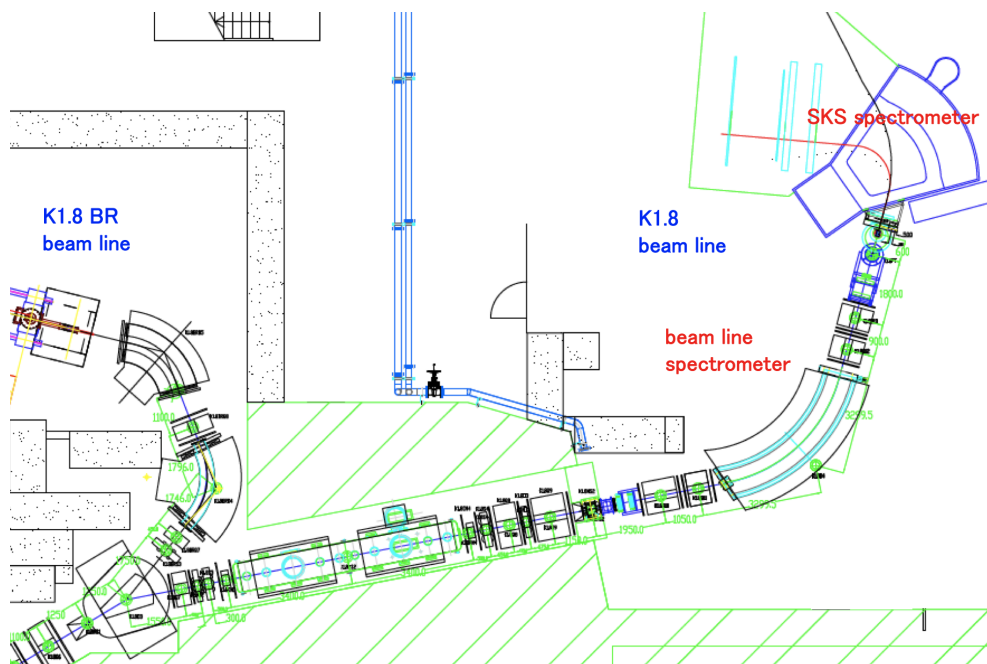


図 2.3: K1.8 ビームラインの概略図

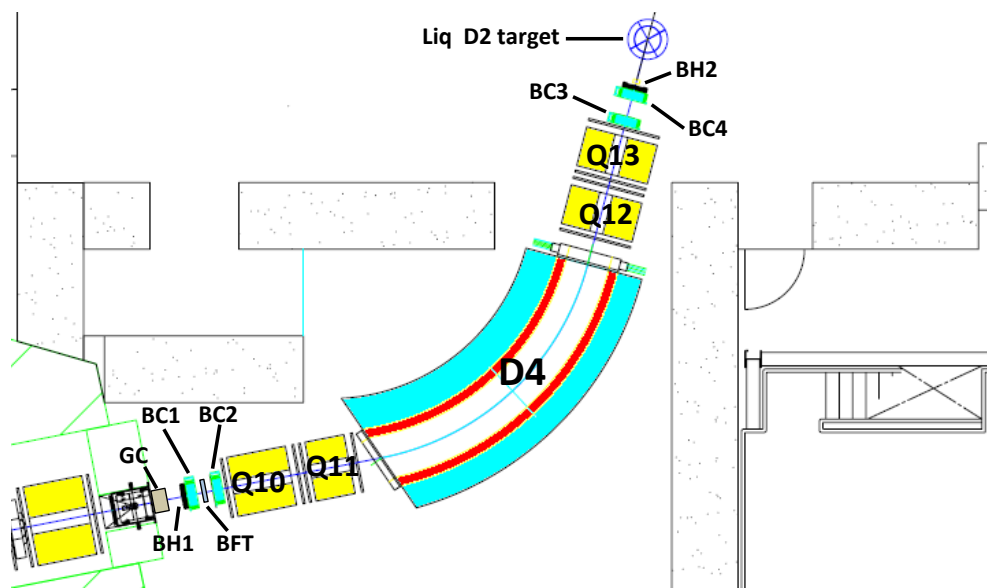


図 2.4: ビームラインスペクトロメータの概略図及び各検出器の位置

の範囲で 99.5 % を達成している。

・BH1 (ビームラインホドスコープ)

有感領域は 170 mm [W] × 66 mm [H]。厚さ 5 mm のプラスチックシンチレータで構成されている。ビームライン上流に位置しているため、高レート耐性のために水平方向に 11 セグメントに分割してある。不感領域を無くすために各セグメントは水平方向に 1 mm 重なるように設置されている。また、光電子増倍管 (PMT) に 3 段のブースターを取り付けて、ダイノードの電圧降下を防い

でいる。後述する BH2 との飛行時間から、オンラインレベルでビームライン上の粒子を識別する。

・BFT (ファイバートラッカー)

320本の $\phi 1$ mmのファイバーから構成されており、 x, x' の2面を持っている。今回の実験ではテスト段階でインストールされており、粒子の軌跡を再構築する補助に用いる。

・BC1, BC2 (多芯式比例計数管 (Multi-Wire Proportional Counter))

BC1の有感領域は256 mm [W] \times 150 mm [H]、BC2の有感領域は170 mm [W] \times 66 mm [H]。QQDQQマグネットの上流側に設置されている。それぞれ、 x, u, v の 15° ずつ傾きの違う3層の面を2面ずつ持っている。センスワイヤーには金メッキされた $\phi 15$ μm のタングステンが使われており、ピッチは1 mmとなっている。

・BC3, BC4 (ドリフトチェンバー (Multi-Wire Drift Chamber))

BC3の有感領域は192 mm [W] \times 150 mm [H]、BC4の有感領域は400 mm [W] \times 150 mm [H]。QQDQQマグネットの下流側に設置されている。それぞれ、 x, u, v の 15° ずつ傾きの違う3層の面を2面ずつ持っている。センスワイヤーには金メッキされた $\phi 12.5$ μm のタングステンが使われており、BC3は3 mmピッチ、BC4は5 mmピッチとなっている。

また、フィールドワイヤーには金メッキされた $\phi 75$ μm のベリリウム銅を用いている。BC1, BC2と合わせて計24面で粒子の軌跡をトラッキングし、運動量を求める。

・BH2 (ビームラインホドスコープ)

有感領域は133 mm [W] \times 60 mm [H]。厚さ5 mmのプラスチックシンチレータで構成されている。構成はBH1に似ており、BH2は7セグメントに分割されている。各セグメントは水平方向に2 mm重なるように設置されており、PMTにブースターが付いている。ターゲット位置の約1 m上流にあり、K1.8ビームラインのDAQ全体のTDCのスタートタイミングを決める役割を担う。補正後のBH1との飛行時間差の分解能は ~ 140 ps (rms)を達成しており、1.8 GeV/cの運動量で π 中間子と K 中間子を識別することができる。

2.3.2 SKS スペクトロメータ

SKS スペクトロメータは、大型超電導ダイポール磁石のSKSと、その上流、下流に置かれた検出器群から成る。各検出器の配置を図2.5に記す。立体角100 msrという大立体角と0.1%という高運動量分解能をあわせ持ち、これまで数々のハイパー核実験に用いられてきた。以下にそれぞれの検出器について記す。

・SDC1, SDC2 (ドリフトチェンバー)

SDC1の有感領域は192 mm [W] \times 150 mm [H]、SDC2の有感領域は400 mm [W] \times 150 mm [H]。SKS磁石の前面に設置されている。SDC1は u, u', v, v' の4面、SDC2は x, x', u, u', v, v' の6面で構成されている。各面の傾きは 15° となっている。センスワイヤーには金メッキされた $\phi 12.5$ μm のタングステンが使われており、SDC1は3 mmピッチ、SDC2は5 mmピッチとなっている。

また、フィールドワイヤーには金メッキされた $\phi 75$ μm のベリリウム銅を用いている。

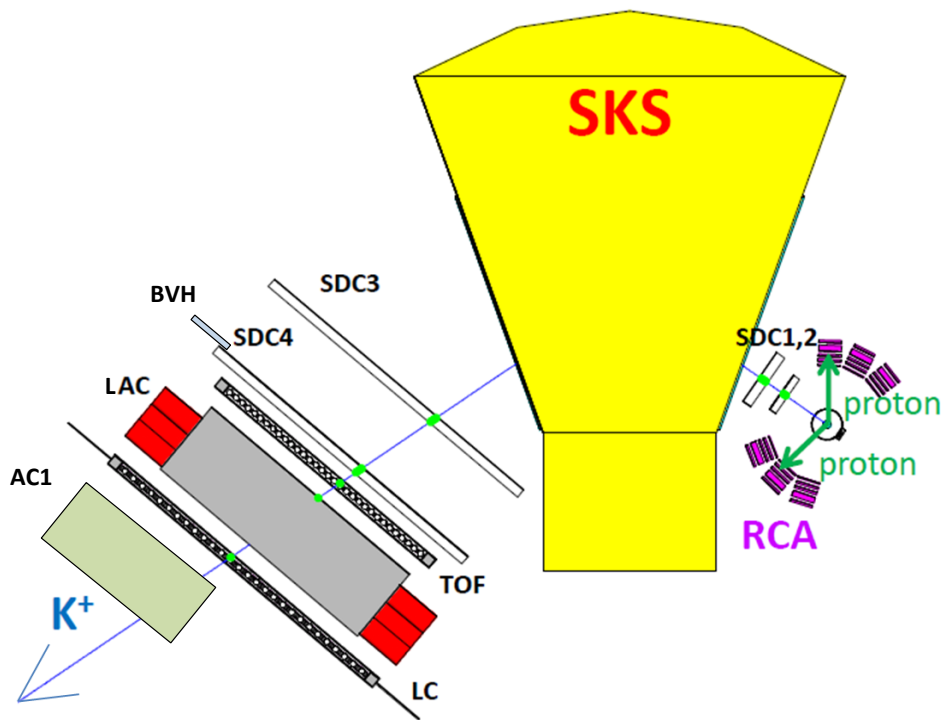


図 2.5: SKS スペクトロメータの概略図及び各検出器の位置

・ SDC3, SDC4 (ドリフトチェンバー)

SKS 磁石の後方に設置されている。運動量に対するアクセプタンスを大きくするため、 $2140 \text{ mm} \times 1140 \text{ mm}$ という広域を覆っている。センスワイヤーには金メッキされた $\phi 25 \mu\text{m}$ のタングステンが使われており、 10 mm のドリフトスペースを持つ。フィールドワイヤーとカソードワイヤーには金メッキされた $\phi 80 \mu\text{m}$ のベリリウム銅を用いている。カソードワイヤーのピッチは 2 mm となっている。それぞれ、 x, u, v の傾きの 30° 違う 3 層の面を 2 面ずつ持っている。SDC1, SDC2 と合わせて計 22 面で粒子の軌跡をトラッキングし、運動量を求める。

・ BVH (ビームベトホドスコープ)

4 セグメントのシンチレータで構成されている。SDC4 のフレームに設置し、標的で反応せずそのまま到達したビームがフレームで反応し下流の測定器を鳴らすことでトリガーを作るのを防ぐために、ベトカウンターとして使用した。

・ TOF wall

有感領域は $2240 \text{ mm [W]} \times 1000 \text{ mm [H]}$ 。32 セグメントのプラスチックシンチレータから成り立っている。BH2 との飛行時間の分解能は 150 ps (rms) と見積もられており、散乱された π, p, K を識別することができる。

・ LAC (大型エアロジェルチェレンコフカウンター)

エアロジェルを用いた閾値型チェレンコフ検出器。屈折率は 1.05 で、 $1.4 \text{ GeV}/c$ 以下の運動量領域で π 中間子と K 中間子を分離する。

・LC wall (ルサイトチェレンコフカウンター)

有感領域は 2800 mm [W] × 1000 mm [H]。28 本のルサイトで構成されている閾値型チェレンコフカウンター。屈折率は 1.49 で、0.85 GeV/c 以下の運動量領域で K 中間子と陽子を分離する。

・AC1 (エアロジェルチェレンコフカウンター)

有感領域は 1050 mm [W] × 1200 mm [H]。屈折率 1.05 のエアロジェルを用いた閾値型チェレンコフ検出器。屈折率は 1.05 で、1.4 GeV/c 以下の運動量領域で π 中間子と K 中間子を分離する。SKS 後方の反応によるバックグラウンドを落とすために設置した。トリガーには用いなかった。

2.3.3 トリガー

SKS スペクトロメータでは、粒子識別用のチェレンコフカウンターを組み合わせ、トリガー段階で反応を選別できる。トリガー条件を表 2.1 に記す。

表 2.1: 各反応粒子を選別するためのトリガー条件。

	π	K	陽子
TOF wall	○	○	○
LAC	○	×	×
LC	○	○	×

2.3.4 液体重水素標的

E27 実験では液体重水素ターゲットを用いる。ターゲットはクライオスタットの中に封入し、冷却状態で使用する (図 2.6)。クライオスタットの冷却システムには液体ヘリウムを用いている。ターゲットの容器のサイズは ϕ 67.3 × 120 mm となっており、3 mm 厚の PET (polyethylene terephthalate) で出来ている。ターゲットの周りは 3 mm のアルミニウム製の円筒で囲まれており、ビーム軸の窓には 0.25 mm のマイラーが張られている。中身を液体水素に変えることが可能で、今回の実験では液体水素標的も使用した。密度は温度・圧力によって変動するため、常にモニターされている。今回の実験では、液体重水素の密度は 155.7 ± 0.5 kg/m³、液体水素の密度は 70.36 ± 0.08 kg/m³ であった。

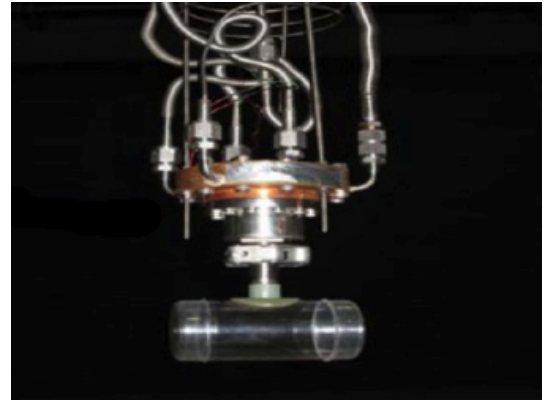
2.4 バックグラウンド

$d(\pi^+, K^+)$ 反応には $\Lambda(1405)$ 生成反応以外にも様々な反応があり、 K^-pp を探索する上でバックグラウンドとなる成分が多い。考えられるものとしては、

1. Λ や Σ 等のハイペロン生成
2. $\Lambda\pi$ や $\Sigma\pi$ の 3 体への崩壊
3. $\Lambda(1405)$ や $\Sigma(1385)$ 等のハイペロン生成の励起状態の生成



(i) クライオスタット



(ii) ターゲット容器

図 2.6: 液体重水素ターゲット。クライオスタットの中にターゲット容器が入っており、液体重水素、または液体水素を冷却しながら運用する。

が挙げられる。これらを考慮して GEANT4 を用いたシミュレーションによって得られた $d(\pi^+, K^+)$ のミッシングマスのスペクトラムが図 2.7 である。 K^-pp の崩壊幅は、FINUDA 実験で得られた 67 MeV を仮定し、 $\Lambda(1405)$ と陽子が束縛する確率を約 1% としてシミュレーションを行なっている。 K^-pp の信号がバックグラウンドに埋もれてしまうため、包括的な測定では K^-pp を観測するのは非常に困難であることが分かる。

2.5 排他的測定

E27 実験では、飛程検出器を用いた排他的な測定を行うことで、シグナル-ノイズ比を上げて測定を行う。 K^-pp の崩壊分岐比は分かっていないが、中間子を放出するモードと放出しないモードがあると考えられている。このうち、非中間子崩壊のモード ($K^-pp \rightarrow \Lambda + N, \Sigma + N$) では、反応の Q 値が大きくなるため、崩壊後の核子が大きな運動量をもつ。さらに続くハイペロンの崩壊でも大きな運動量を持つ核子が放出されるため、計 2 つの高運動量の核子が放出される。一方、バックグラウンドとなる準自由過程の反応では、核子の 1 つは傍観粒子であるため、フェルミ運動量程度の低い運動量を持つ核子が放出される。したがって、検出のしやすさを考慮に入れた上で、反応の終

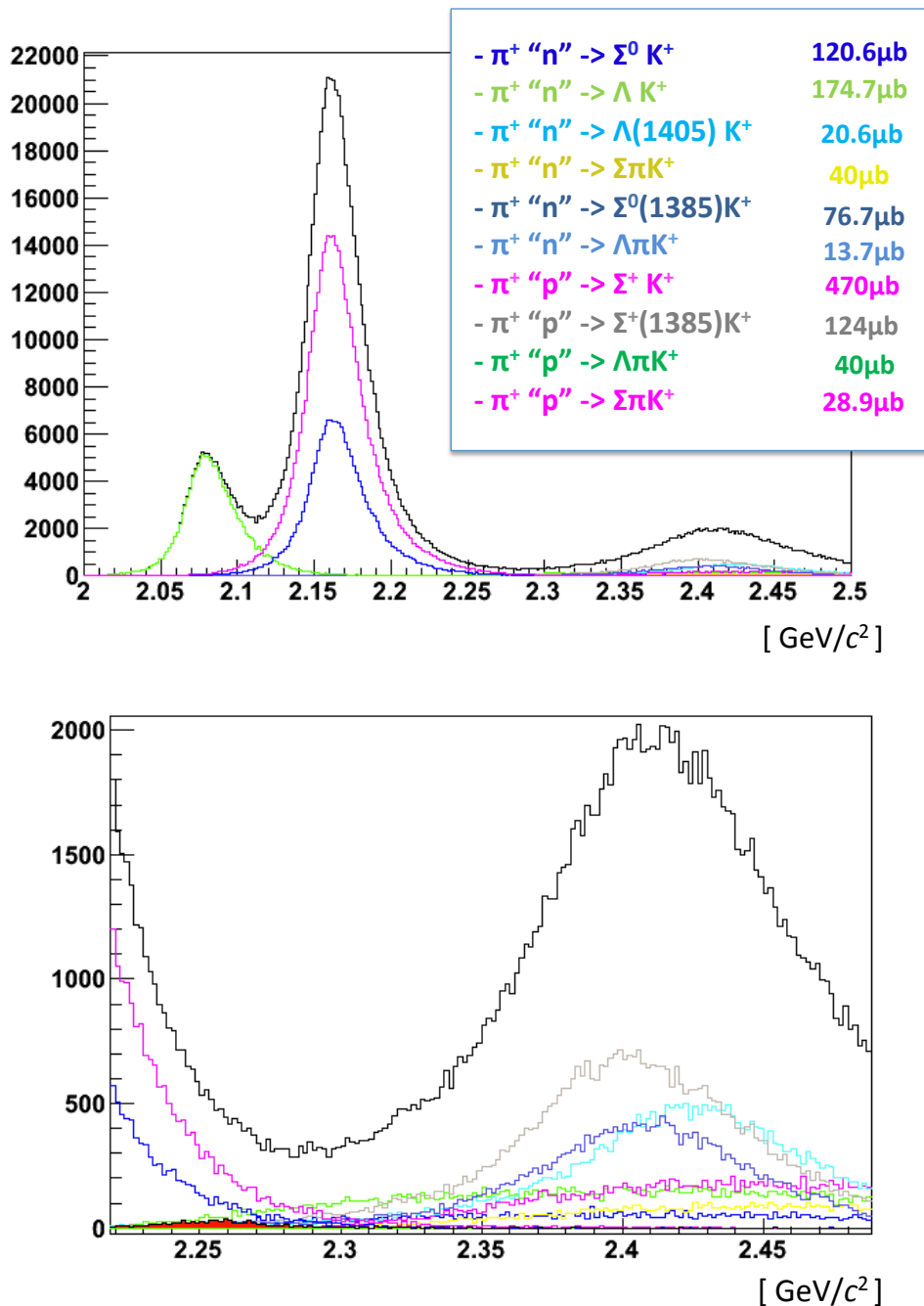


図 2.7: $d(\pi^+, K^+)$ 反応におけるミッシングマスのヒストグラム。下の図は上の図の拡大したもの。2.25 GeV/c^2 付近にある赤く塗られた部分が K^-pp の領域を表している。

状態で2つの高運動量の陽子を検出することで、バックグラウンドの少ない状態で測定ができることが期待される。図 2.8 が、 K^-pp の崩壊及び、バックグラウンドとなる準自由過程から放出される2つの陽子の運動量の相関図である。バックグラウンドのイベントでは、傍観粒子の陽子の運動量が小さいことが分かる。この高運動量の陽子を2つ検出するために、ターゲットの周りに飛程検出器を設置する (図 2.9)。今回の実験で用いる飛程検出器は、250 MeV/c 以上の陽子を識別できるように設計を行っている。

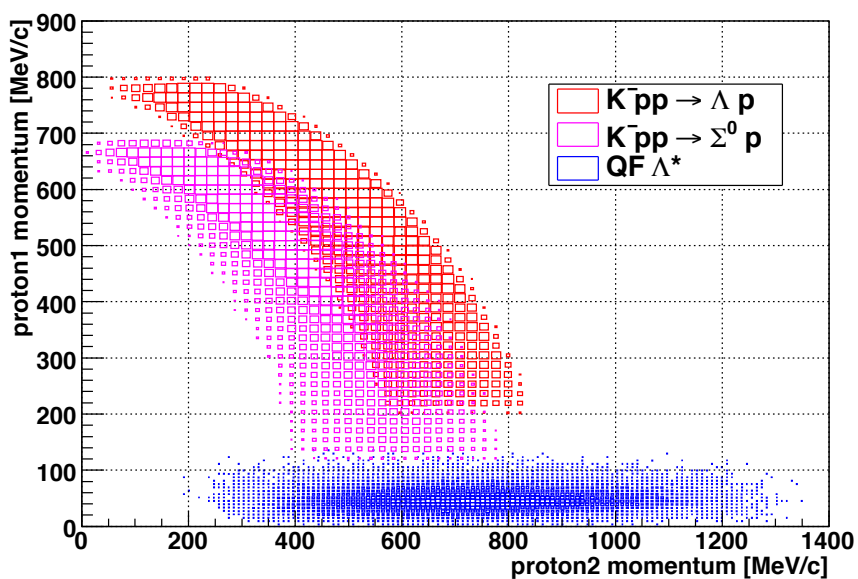


図 2.8: $d(\pi^+, K^+)$ 反応により生じる 2 つの陽子の運動量相関 [26]。赤色が $K^-pp \rightarrow \Lambda + p$ 崩壊、マゼンダが $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p$ 崩壊、青色が準自由過程の反応によるものを表している。

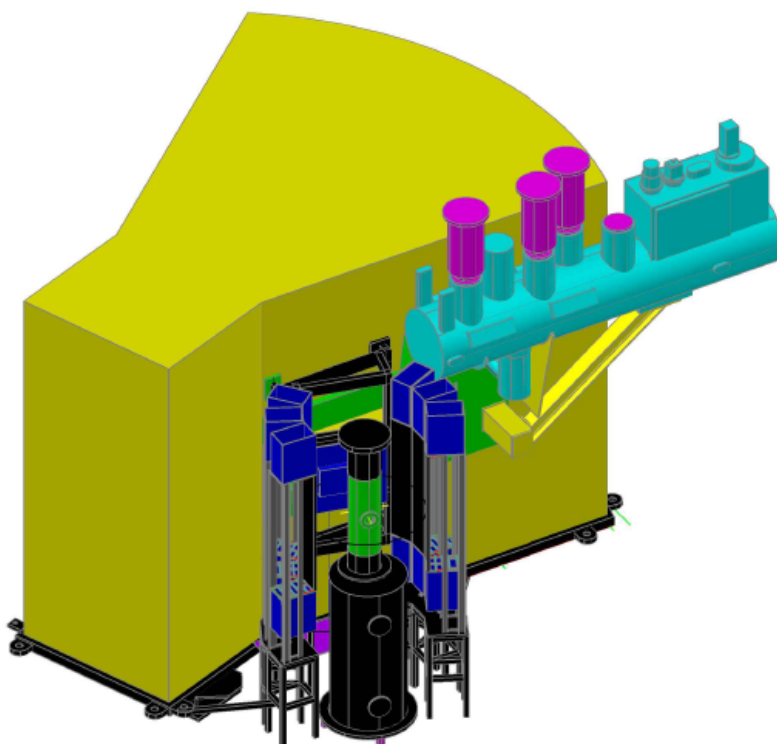


図 2.9: ターゲットの周囲に設置された飛程検出器及び SKS マグネット。飛程検出器を設置することで、 K^-pp の崩壊で生じる高運動量の陽子を検出する。

第3章 飛程検出器

3.1 要求

飛程検出器は、粒子のエネルギー損失、飛行時間、飛程を用いて、粒子を識別する検出器である。E27 実験で用いられる飛程検出器への要求は、 K^-pp の崩壊から生じる 250 MeV/c 以上の陽子を識別することで、準自由過程によるバックグラウンドを除去することである。ここで、 π 中間子の崩壊や原子核への吸収などの電磁相互作用以外に起因する、 π 中間子の陽子への誤認が問題となる。準自由過程では、陽子と π 中間子の対が放出されることが多いため、確度良く陽子を識別する必要がある。

3.2 設計

本実験で用いる飛程検出器の設計については先行研究があり、その内容に基づいて説明をする [28]。この飛程検出器は 5 層のプラスチックシンチレータから成り立っており、長さが 1 m、幅が 20 cm であり、厚さはターゲットに近い側から順にそれぞれ 1, 2, 2, 5, 2 cm となっている (図 3.1)。表 3.1 に飛程検出器の各層に用いたシンチレータのサイズ・総数を記す。厚さが異なっているのは、陽子と π を効率よく識別するためである。図 3.3 が、陽子と π の β と飛程の相関である。 β が大きくなるにしたがって飛程が急激に大きくなるのが分かる。そのため、手前の層は細かくセグメントに分け、後ろの層はその必要がないので厚く設計されている。また、角度分解能を高めるために、前面の 2 層は 2 セグメントに分けている。

信号の読み出しは両端に取り付けた PMT により行う。シンチレータの端にライトガイドを接着し、シンチレーション光を PMT に導く。各層のシンチレータを可能な限り近接させるため、ライトガイドは対称なものと同非対称なものを組み合わせて設計を行った。図 3.4 に、飛程検出器 1 ユニット当たりの形状を記す。PMT は、一層目は HAMAMATSU H1949 を使用し、それ以外は HAMAMATSU H6410 を用いている。この実験のセットアップでは、ターゲットのすぐ近くに大強度マグネットの SKS があるため、飛程検出器の PMT に SKS からの漏れ磁場の影響が出ると考えられる。そのため、飛程検出器の PMT 周りに鉄製の磁気シールドを設置することで磁場中でのオペレーションを可能にしている。

K^-pp の崩壊から生じる 2 つの陽子の放出角度の相関が図 3.5 である。2 つの陽子はどちらも前方に集中して放出されるため、ターゲットの前方を囲うように飛程検出器の各ユニットを設置すれば良いと考えられる。そのため、今回の実験では飛程検出器を 6 ユニット作成し、ビーム方向に対して対称となるように左右 3 ユニットずつをターゲット周りに設置することにした。他の検出器との兼ね合いから、ターゲットから 50 cm 離してビーム軸に対して左右それぞれ 39° – 122° を覆うように設置してある (図 3.6)。このとき K^-pp の崩壊から生じる 2 つの陽子を検出するアクセプタンスは約 9 % と見積もられている。架台は左右 3 ユニットずつを共通の土台に乗せて固定している。

また、飛程検出器の課題を周囲の検出器の架台と連結させることで、SKSの強い漏れ磁場における安定化を図っている(図3.2)。

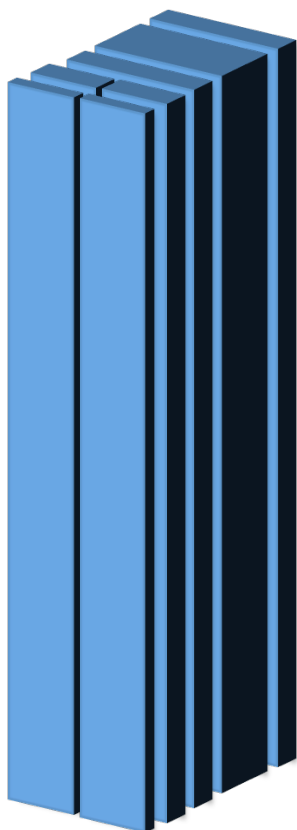


図 3.1: 飛程検出器に用いるシンチレータの概略図。幅 20 cm、長さ 1 m、厚さは手前側から 1 cm, 2 cm, 2 cm, 5 cm, 2cm となっている。前面の 2 層は 2 セグメントに分けており、1 ユニット当たり 7 つのシンチレータから成り立っている。



図 3.2: 実際にインストールされた飛程検出器。周りの検出器の架台と固定具で連結しており、安定化を図っている。

表 3.1: 飛程検出器の各層に用いたシンチレータのサイズと本数

層	幅	長さ	厚さ	本数
1 層目	10 cm	100 cm	1 cm	12 本
2 層目	10 cm	100 cm	2 cm	12 本
3 層目	20 cm	100 cm	2 cm	6 本
4 層目	20 cm	100 cm	5 cm	6 本
5 層目	20 cm	100 cm	2 cm	6 本

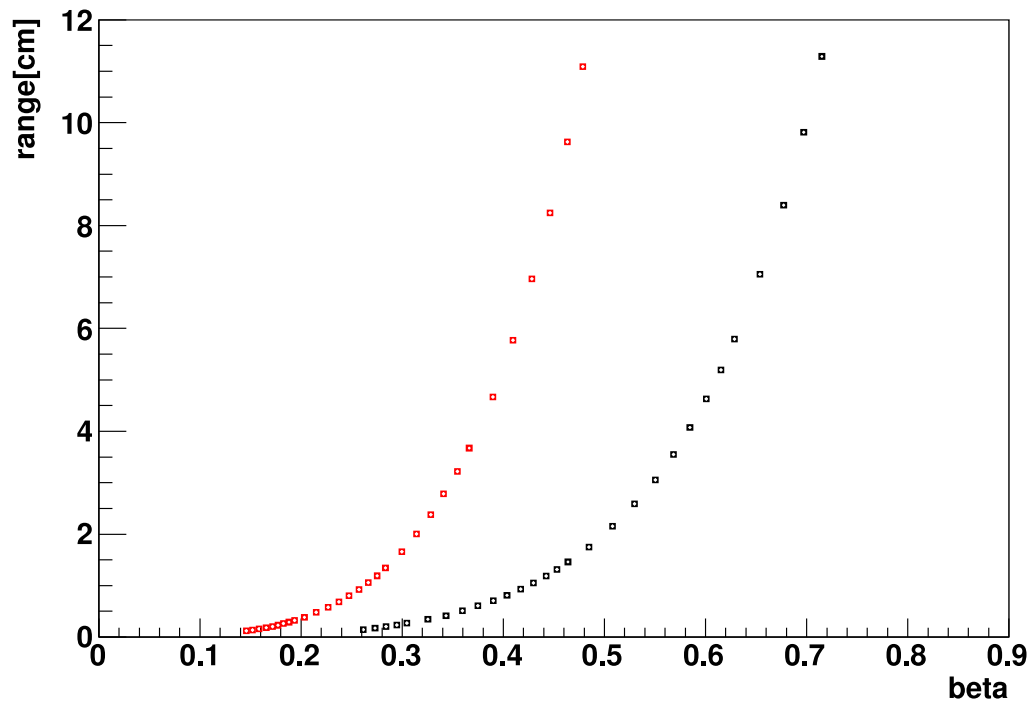


図 3.3: 陽子と π のプラスチックシンチレータ内での飛程と β の相関。。stopping range 計算ソフトの SRIM を用いて計算を行っている [29]。赤点が陽子で黒点が π である。

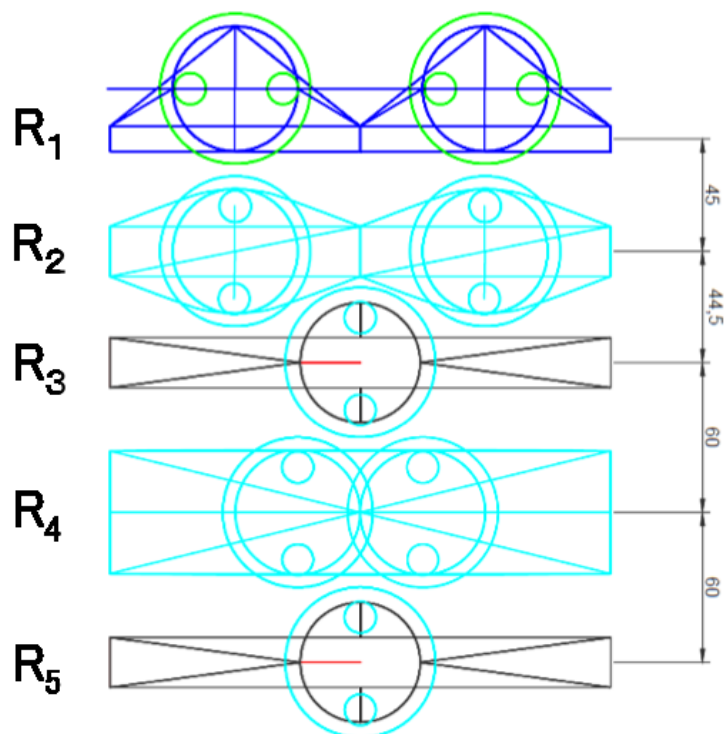


図 3.4: 飛程検出器のデザイン。各層に用いたシンチレータ、ライトガイド、PMT の位置と大きさを記している。

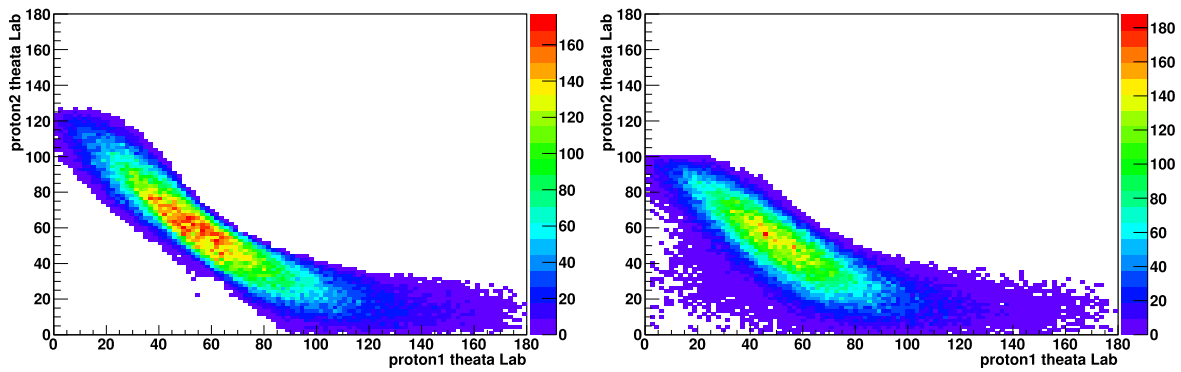


図 3.5: K^-pp の崩壊から生じる 2 つの陽子の放出角度の相関。左図が $K^-pp \rightarrow \Lambda + p$ の崩壊モードで、右図が $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 + p$ の崩壊モード。崩壊は等方を仮定している。

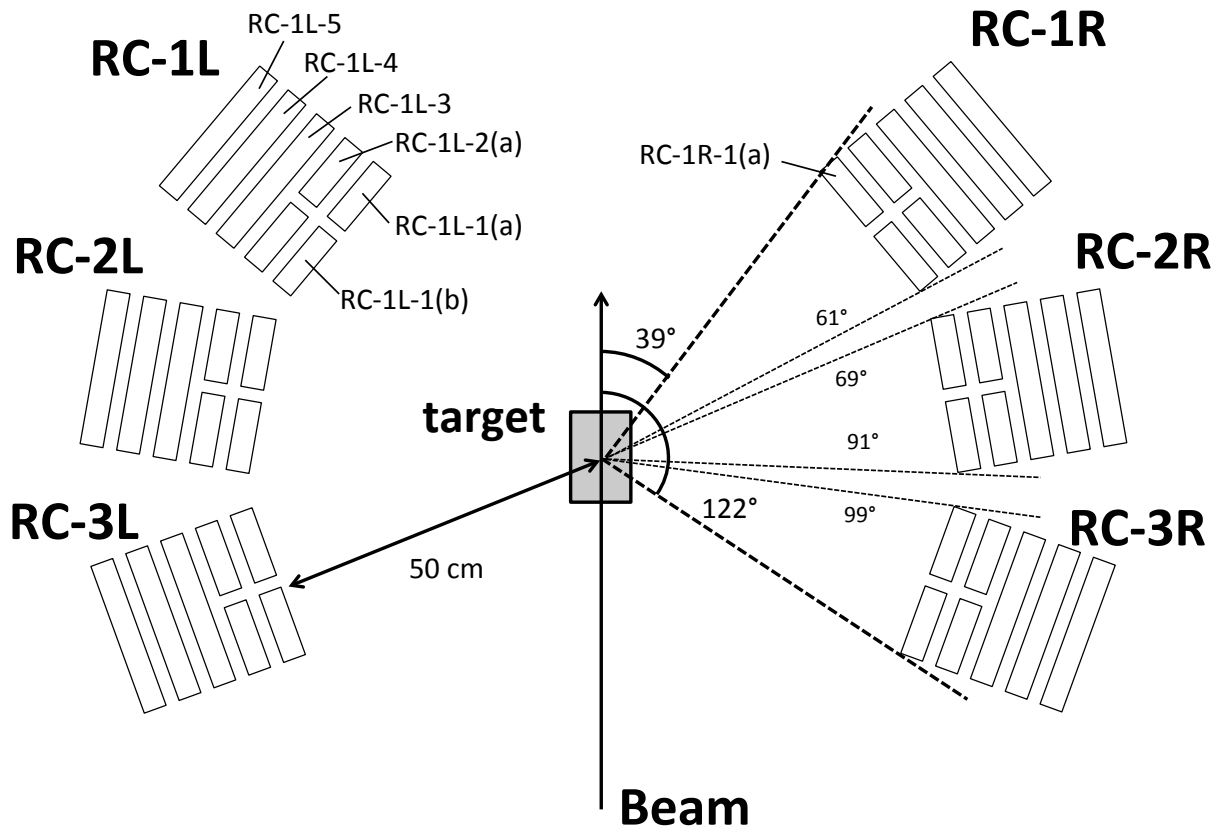


図 3.6: 飛程検出器の位置及び各セグメントの名称。飛程検出器は、ターゲット中心から 50 cm の距離にビーム軸に対して $39^\circ \sim 122^\circ$ を覆うように設置してある。 K^-pp の崩壊から生じる 2 つの陽子を検出する効率率は $\sim 9\%$ と見積もられている。高さの中心をターゲットの中心と合わせており、上下対称となっている。ユニットの名称は、ビーム上流から見て左側が、1L, 2L, 3L、右側が 1R, 2R, 3R になっている。番号が若い方がより前方となるようにしている。ユニット内の各セグメントに関してはユニット内の何層目かに対応して番号がついており、1, 2 層目に関しては前方側が (a)、後方側が (b) と命名している。

3.3 テスト実験

飛程検出器のテスト実験が実機の製作前に行なわれ、陽子を識別した際の π の混入率が測定された。図3.7がそのセットアップである。実験はK1.8 ビームラインで行なわれた。1.92 GeV/cの π^- ビームを液体標的に入射させ、標的の側方に出てくる粒子を2機の飛程検出器を用いて測定した。ここで用いた飛程検出器はまだ試作段階のものだが、構造自体は実機と同じになっている。また本実験とは異なり、飛程検出器の1 m 前方にスタートカウンターを設置することで粒子の飛行時間を決定している。

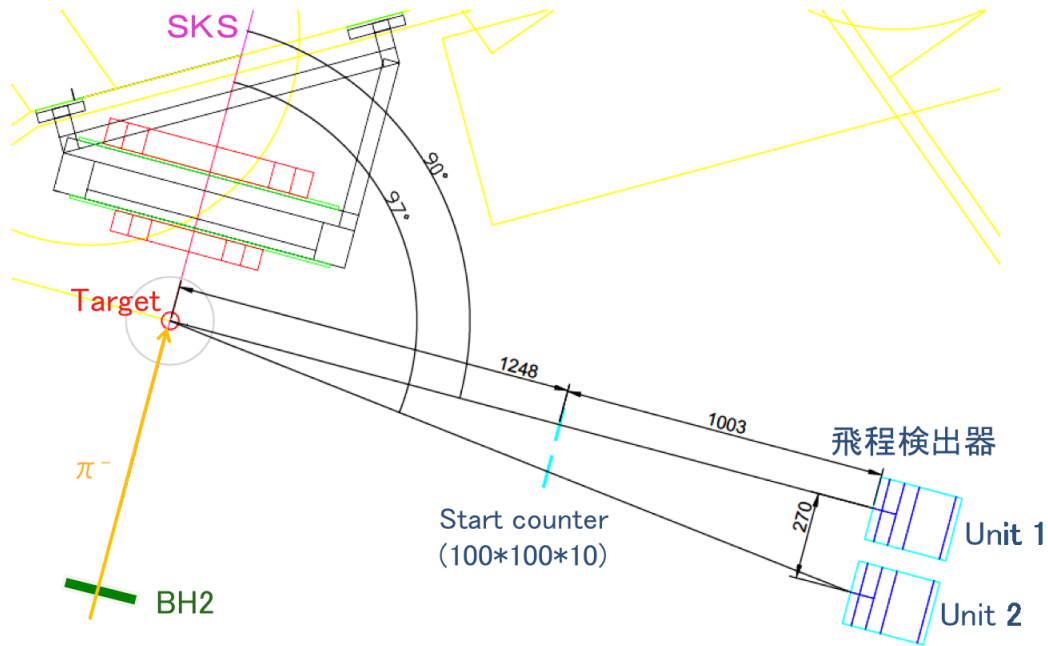


図 3.7: テスト実験のセットアップ。標的の側方 90° から 97° に出てくる粒子を二体の飛程検出器を用いて測定した。飛程検出器の1 m 前方にはTDC用のスタートカウンターを設置してある。

結果、粒子の飛程・速度・PID関数を用いた解析で精度よく陽子と π を識別できることが判明し、混入率は約1%と見積もられた(図3.8)。この時、テスト実験とE27の本実験におけるバックグラウンドの量の違いを考慮すると、本実験における混入率は約10%と見積もられている。

なお、テスト実験での試作機と実機との違いとしては、

1. 粒子が飛程検出器の中心を通ったものを選んでいる。
2. 飛程検出器用のスタートカウンターがある。
3. スタートカウンターから飛程検出との間の距離が1 m あり、 β による粒子の分離が良い。

等があげられる。今回行う実験では、これらの相違点に留意しつつ粒子識別の方法を確立する必要がある。

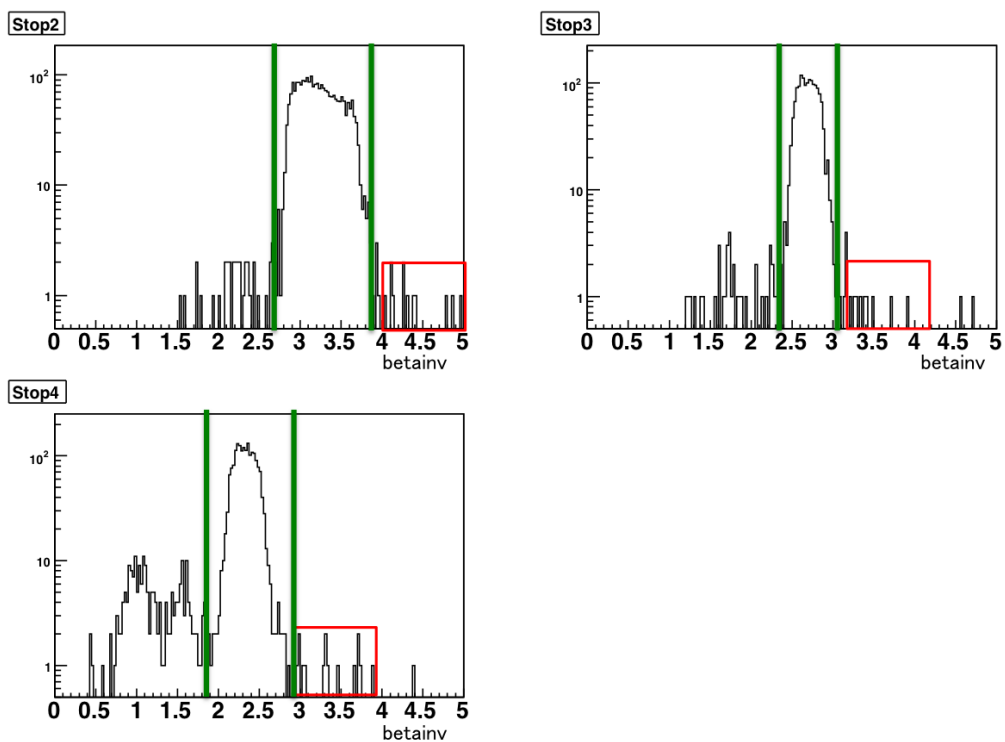


図 3.8: テスト実験での π の混入率の決定。この図は、飛程と PID 関数による識別を施した後の $1/\beta$ の分布を表している。粒子が何層目で止まったかによって場合分けをしている。図の緑の領域が陽子、赤い部分が π であり、 π の分布が一定であるとした時に陽子の領域にどれだけ混入しているかを評価した [28]。

第4章 実験・解析

今回行った実験は、以下の3つである。

- (i) 宇宙線測定
- (ii) E27パイロット実験
- (iii) π^+p 弾性散乱実験

この内、(i)は飛程検出器のシンチレータを架台に取り付ける前に行なっている。(ii), (iii)は、本実験と同じセットアップで実際に π^+ ビームを用いて実験を行った。

4.1 パラメータ補正

飛程検出器の解析によって粒子を識別するには、粒子の飛行時間 (TOF)、エネルギー損失 (dE)、飛程等が必要となる。実験により得られるのはPMTの信号によるADCとTDCの情報なので、解析によって必要な情報を構築する必要がある。それぞれの値は、以下の式によって与えられる。

$$dE = f_{dE}(\sqrt{g_u(\text{ADC}_u - \text{ped}_u)g_d(\text{ADC}_d - \text{ped}_d)}) \quad (4.1)$$

$$\text{TOF} = \frac{(t_u \text{TDC}_u - \tau_u) + (t_d \text{TDC}_d - \tau_d)}{2} - \frac{(t'_u \text{TDC}'_u - \tau'_u) + (t'_d \text{TDC}'_d - \tau'_d)}{2} - a \quad (4.2)$$

$$y = \frac{\{(t_u \text{TDC}_u - \tau_u) - (t_d \text{TDC}_d - \tau_d)\}v}{2} - b \quad (4.3)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{l^2 + y^2}}{\text{TOF} \cdot c} \quad (4.4)$$

ped : ADCのペDESTAL

f_{dE} : エネルギー補正関数

g : gainの係数

t : TDCの[ch] \rightarrow [ns]係数

τ : slewing補正による補正項

a : TOFのオフセット

y : 長手方向(y 方向)に対する粒子の入射位置

b : 入射位置のオフセット

v : シンチレーション光の速度

l : ターゲットと飛程検出器の中心の距離

c : 真空での光速

添字の u, d は、それぞれ上下の PMT を意味する。' のついている項は、それぞれ BH2 のものを意味する。飛程については、4.5.1 章で述べる。ここで、飛程検出器の TDC については 1 層目のものだけを用い、TOF, y, β はそれぞれ 1 層目に入射する粒子の飛行時間, y 方向の入射位置, 速度を表すものとする。

上記のパラメータの内、シンチレーション光の速度は宇宙線測定によって決定した。また、TDC の [ch] \rightarrow [ns] 係数はビームタイム前に予め time calibrator を用いて測定を行なった。その他については、E27 パイロット実験及び π^+p 弾性散乱実験のデータを解析して決定した。

4.2 宇宙線測定

本実験に先立ち、宇宙線を用いて飛程検出器に用いるシンチレータのシンチレーション光の伝達速度と減衰長の測定を行った。実験セットアップは図 4.1 のとおりである。飛程検出器に使用するシンチレータの各サイズについてそれぞれ 1 つを代表して重ねて並べ、その上下をトリガーカウンターで挟んで各シンチレータの両端に取り付けた PMT の信号に対して ADC と TDC の測定を行った。トリガーカウンターの位置をずらして、端から 10 cm, 30 cm, 50 cm, 70 cm, 90 cm の計 5 点にトリガーカウンターの中心を合わせて測定を行った。この測定に用いたトリガーカウンターは大きさ 10 cm \times 10 cm \times 1 cm のシンチレータで、上下のカウンターに同時に粒子が通過した事象を選ぶことで、シンチレータに垂直に入射した宇宙線を選んでいる。図 4.2 にこの測定における回路の概略図を記す。

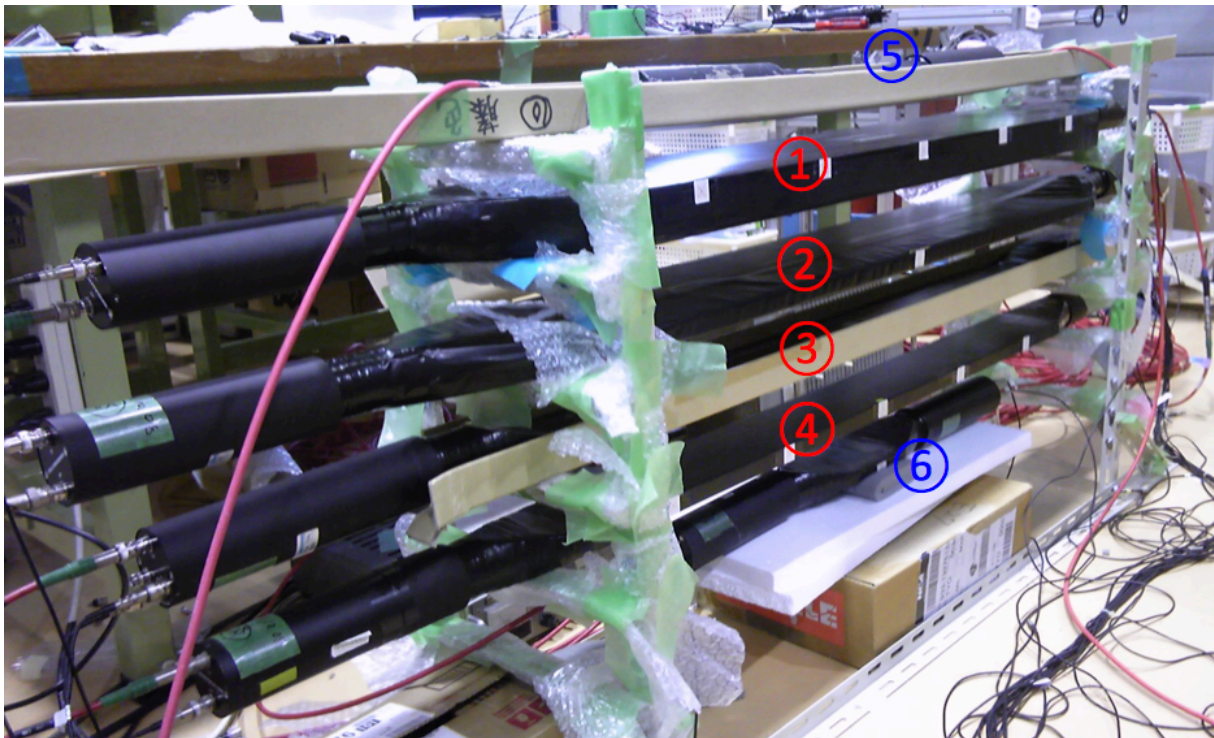


図 4.1: シンチレータ内の光速及び減衰長測定のセットアップ。幅・厚さはそれぞれ、1: 20 cm \times 5 cm, 2: 20 cm \times 2 cm, 3: 10 cm \times 1 cm, 4: 10 cm \times 2 cm, 5 と 6 はトリガーカウンターで、大きさは 10 cm \times 10 cm \times 1 cm。上下でコインシデンスを取ることで、シンチレータを垂直に入射した宇宙線を選ぶ。端から 10 cm, 30 cm, 50 cm, 70 cm, 90 cm の計 5 点について測定を行った。

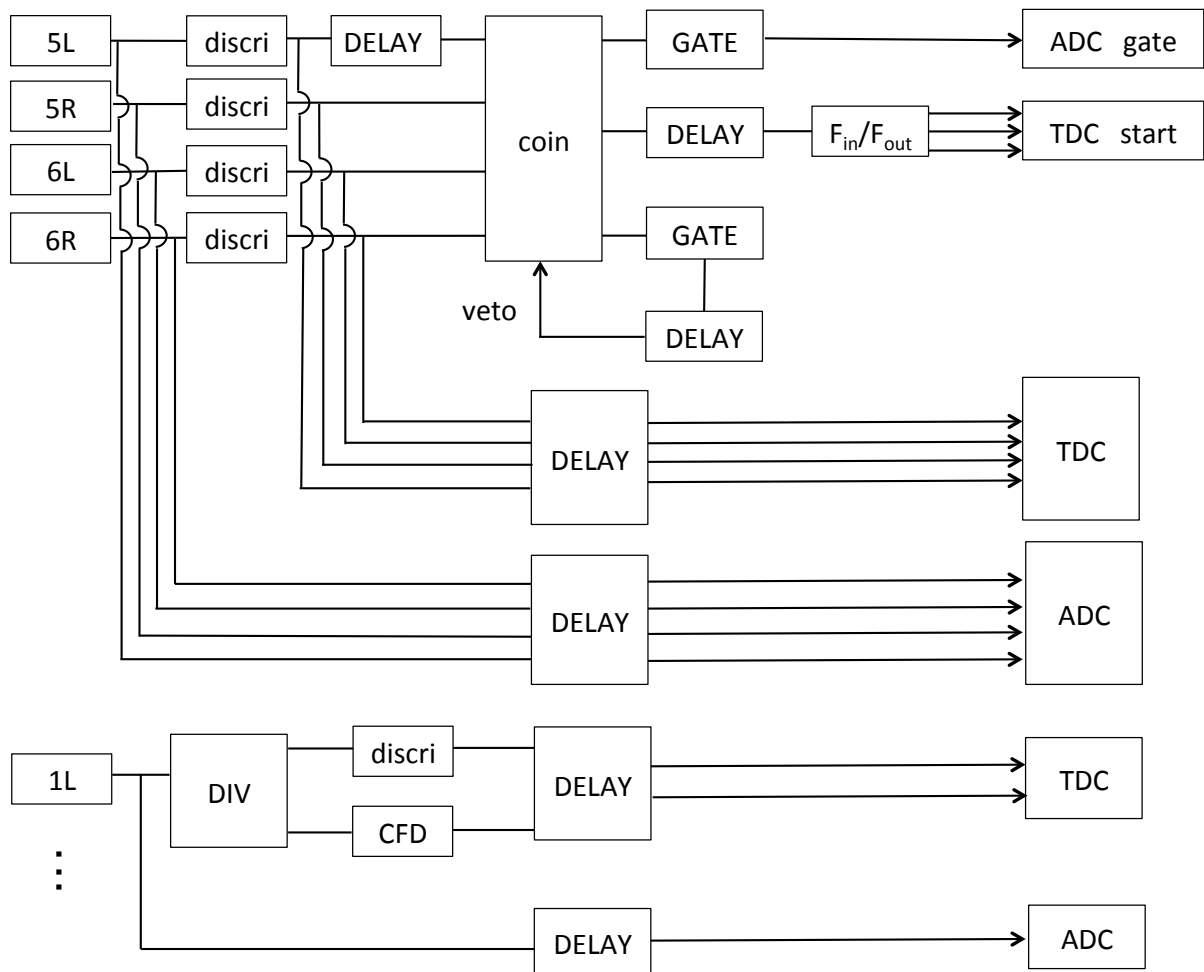


図 4.2: 光速及び減衰長測定の回路図。上下のトリガーカウンター (5, 6) でコインシデンスをとってトリガーを作る。トリガーのタイミングを 5L に決めるために、30 ns の遅延を行なっている。本実験で CFD (constant fraction discriminator) を用いる可能性があったためこの測定で CFD のテストを行なっている。しかし本実験では CFD は使わない事になったので、今回の解析では CFD は用いていない。

一般的に TDC の値は回路の Discriminator による time walk の影響を受ける。これは、Discriminator が信号の波高をある閾値で判別することに起因する。そのため、TDC と ADC との間に相関が生まれ、時間分解能が悪くなってしまふ。この影響を無くすために、ADC と TDC の情報を用いて slewing 補正を施す。今回の測定では宇宙線を使ってデータをとっているため、粒子の速度は $\beta \sim 1$ で揃っていると考えられる。また、垂直に入射した宇宙線を用いているため、飛行経路も揃っている。したがって、トリガーカウンターとの間の飛行時間が、各 PMT について ADC と相関を持たないように補正をかければ良い。図 4.3 が slewing 補正の様子である。PMT の波形を二次関数と考えると、TOF と ADC との間に下式のような相関がある。

$$\text{TOF} = a + \frac{b}{\sqrt{\text{ADC} - \text{ped}}} \quad (4.5)$$

そのため、相関図のプロファイルに対してこの関数でフィットを行い、ADC の項を無くすように補正を掛ける。4 つの PMT の ADC との相関を順次補正し、どの PMT の ADC に対しても相関が無いようにする。

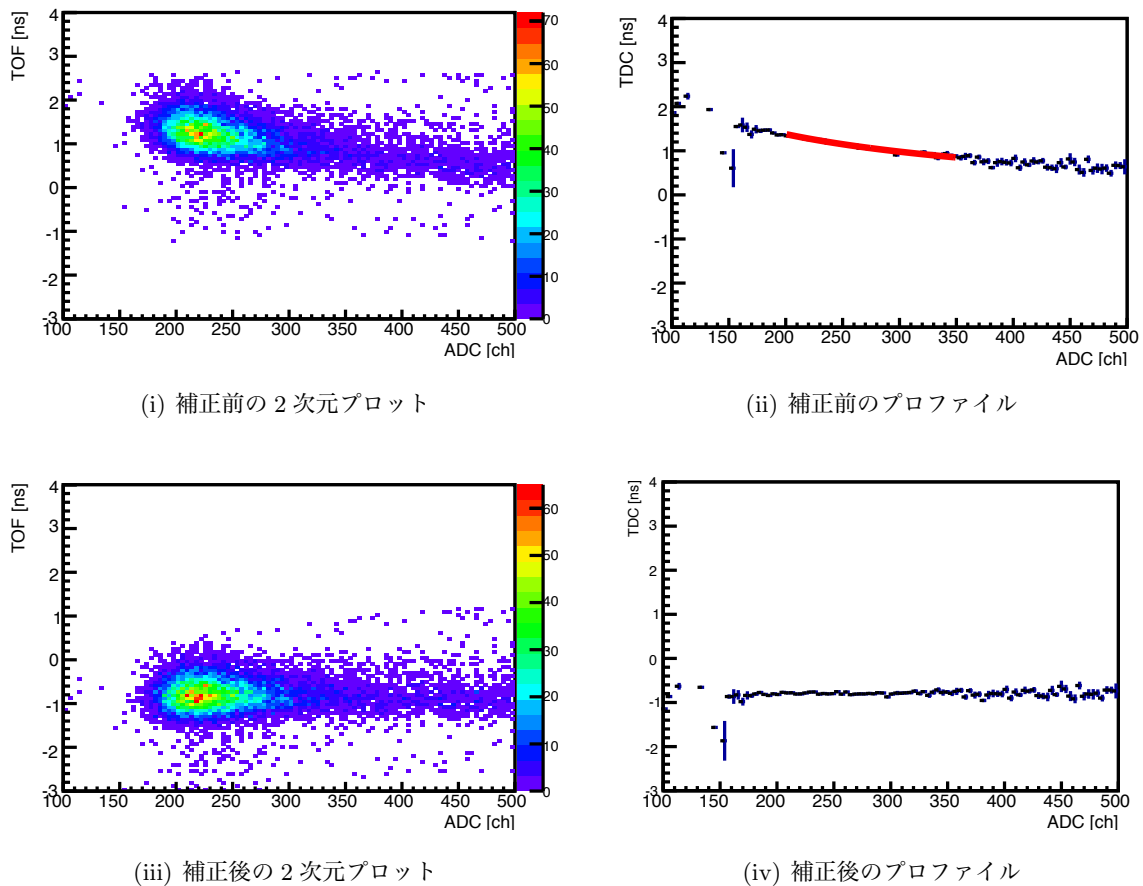


図 4.3: slewing 補正の様子。トリガーカウンターと飛程検出器用シンチレータの間の TOF と ADC との相関をプロファイルし補正している。4 つの PMT について、それぞれの ADC の値によって順次補正していく。

slewing 補正を施した値を基に、両端での信号の時間差を求める。シンチレーション光の速度を v [cm/ns]、粒子が入射した位置をシンチレータの中心から x [cm] とすると、シンチレーション光

が発生してから両端に到達する時間はそれぞれ

$$T_L = \frac{l+x}{v} \quad (4.6)$$

$$T_R = \frac{l-x}{v} \quad (4.7)$$

と表される。ここで、 l はシンチレータの長さの半分である。したがって、速度 v は

$$v = \frac{2x}{T_L - T_R} \quad (4.8)$$

となり、時間差と位置 x の関係よりシンチレーション光の速度が求められる。左右の PMT の時間差の分布をガウス分布でフィットし、その中心値を左右の時間差とする (図 4.4)。図 4.5 が実際に得られた各点での到達時間の差である。一次関数でフィットし、その傾きから伝達速度を求める。

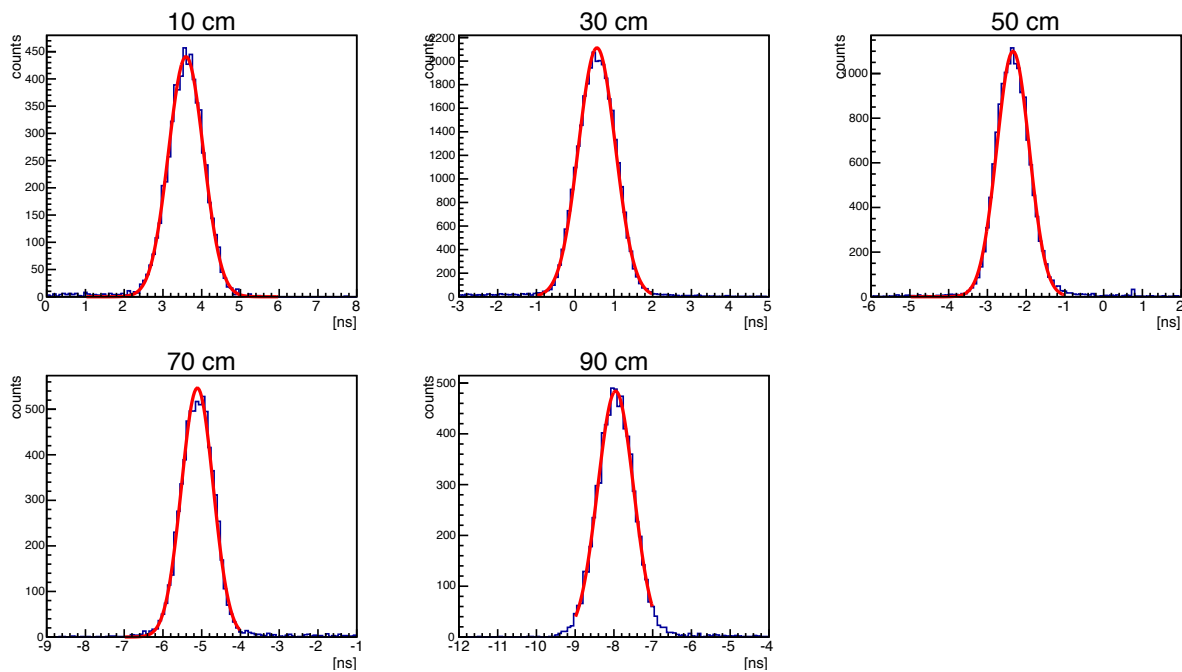


図 4.4: トリガーカウンターの各位置における、シンチレータの両端における信号の到達時間の差。ガウス分布でフィットし、中心値を求めている。この図は、10 cm × 100 cm × 1 cm のシンチレータの結果を表している。

また、シンチレーション光の減衰長 λ も求める。シンチレータに荷電粒子が入射した際に発生するシンチレーション光は、シンチレータの内部を進むにつれて次第に減衰する。これは、進んだ距離 x に対して指数関数的に作用し、発生点での光量を N_0 とすると光量 N と x との関係は

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.9)$$

と表される。このとき、中心から x [cm] 離れた位置に入射した粒子に対する、シンチレータの両端での PMT の ADC の値は、

$$\text{ADC}_R = G_R N_0 e^{-\frac{l+x}{\lambda}} \quad (4.10)$$

$$\text{ADC}_L = G_L N_0 e^{-\frac{l-x}{\lambda}} \quad (4.11)$$

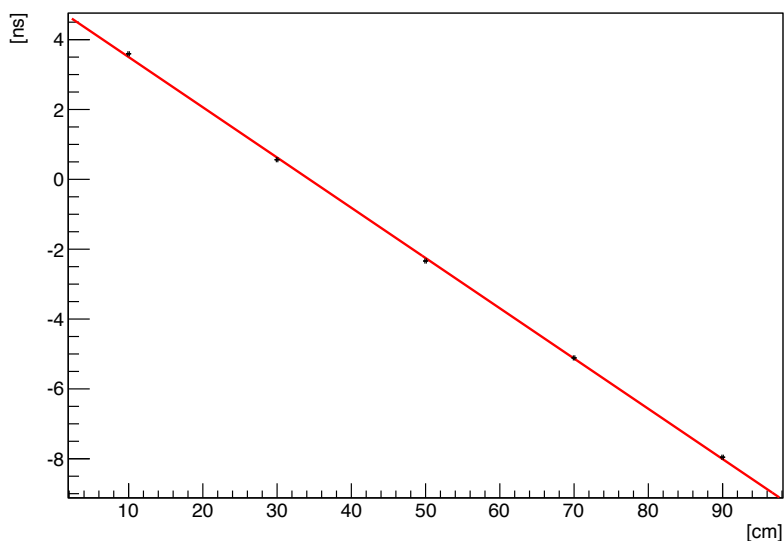


図 4.5: トリガーカウンターの位置とシンチレータ両端での信号の到達時間の差の相関。直線でフィットし、その傾きからシンチレータ内での光速を求める。この図は、10 cm × 100 cm × 1 cm のシンチレータの結果を表している。

と表される。 G_R, G_L は PMT の増幅率で、 l はシンチレータの長さの半分である。したがって、

$$\log \frac{\text{ADC}_R}{\text{ADC}_L} = -\frac{2x}{\lambda} + \log \frac{G_R}{G_L} \quad (4.12)$$

という関係が成り立ち、 $\log(\text{ADC}_R/\text{ADC}_L)$ と x の関係より減衰長が求められる (図 4.6)。

測定の結果を表 4.1 にまとめる。

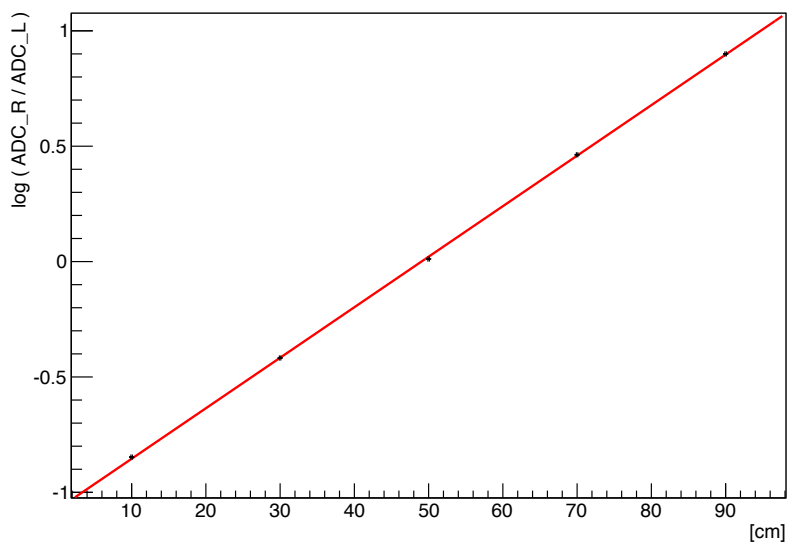


図 4.6: $\log(\text{ADC}_R/\text{ADC}_L)$ とトリガーカウンターの位置との相関。直線でフィットし、傾きから減衰長を求める。この図は、10 cm × 100 cm × 1 cm のシンチレータの結果を表している。

表 4.1: 飛程検出器の各シンチレータに対する光速及び減衰長

幅×厚さ	光速	減衰長
10 cm × 1 cm	13.9 ± 0.1 cm/ns	91.4 ± 0.5 cm
10 cm × 2 cm	13.7 ± 0.1 cm/ns	155 ± 7 cm
20 cm × 2 cm	13.8 ± 0.1 cm/ns	207 ± 10 cm
20 cm × 5 cm	14.5 ± 0.1 cm/ns	505 ± 56 cm

4.3 E27 パイロット実験

2012年6月にE27実験のパイロット実験が行なわれ、実際に飛程検出器を用いて K^-pp の探索を行った。ここでは本実験である 1.7 GeV/ c の $d(\pi^+, K^+)$ 反応の測定だけではなく、 0.5 GeV/ c の π^+ ビームを用いて飛程検出器の陽子に対する識別効率を見積もるためのキャリブレーション実験もおこなった。

4.3.1 データ取得

今回のパイロット実験で取得したデータを、表 4.2 にまとめる。ここに記している有効 π^+ ビーム量とは、スケーラーを用いて数えた π^+ ビームの数にDAQシステムのefficiencyを掛けたものになっている。 K^-pp 生成ランである $d(\pi^+, K^+)$ ランの他に重水素中の水素の寄与を調べるために $p(\pi^+, K^+)$ ランも行った。その他、スペクトロメータのキャリブレーションのためのランも行なっている。また、 0.5 GeV/ c の π^+ ビームを用いて、飛程検出器のキャリブレーションランを行った。飛程検出器のキャリブレーションランについては4.4章で詳細を述べる。水素ターゲット、重水素ターゲット、emptyターゲットを用いて測定を行った。この内、チェンバーの発振により、水素ターゲットのランではビームラインスペクトロメータのチェンバーのデータを取ることが出来ず、直接ビームのプロファイルを得ることが出来なかった。そのため、重水素ターゲット及びemptyターゲットのランで測定したビームプロファイルで代用した。

表 4.2: パイロット実験で得られたデータ

ラン	時間	有効 π^+ ビーム量
π^+p at 0.5 GeV/ c	40 分	1.3×10^7
$p(\pi^+, K^+)$ at 1.7 GeV/ c	0.6 日	1.4×10^{10}
π^+d at 0.5 GeV/ c	90 分	2.0×10^7
$d(\pi^+, K^+)$ at 1.7 GeV/ c	7.6 日	3.0×10^{11}
empty at 0.5 GeV/ c	60 分	1.3×10^7

4.3.2 gain 調整

ビームタイムが始まる前に、各ユニット間での ADC の値を同じにするため ^{60}Co 線源を用いて PMT に掛ける HV を調整した。 ^{60}Co の崩壊から生じる γ 線 (1.33 MeV) のコンプトンエッジをオシロスコープで確認し、その波形の積分値が同じになるように調整を行った。その際、陽子のエネルギー損失に対するダイナミックレンジを大きくするため、各シンチレータの厚さ毎に ^{60}Co のコンプトンエッジと陽子の最大エネルギー損失の比を見積もり、ADC のフルレンジに陽子の最大エネルギー損失が対応するように調整を行った。

4.3.3 データの時間変動

今回の測定では、飛程検出器の全セグメントに関して、健全なデータを取ることが出来た。だが、二週間にも渡る長期間オペレートし続けたため、その時々条件によって信号に時間変動が生じていると考えられる。そのため、定期的に各々の PMT について pedestal と gain を確認し時間変動が無いように調整を施した。PMT の gain は、MIP イベントのランダウピークから pedestal を引いた値で判断した。MIP イベントは飛程検出器を 5 層目まで貫通したイベントの内 5 層目までエネルギー損失の小さいイベントという条件で選んだ。MIP イベントのランダウ関数によるフィットの様子を図 4.7 に記す。pedestal と gain の確認は約 2 時間分のデータ毎に行い、同程度の統計のデータを用いて比較を行なっている。pedestal と gain の時間変化の例を図 4.8、図 4.9 に記す。

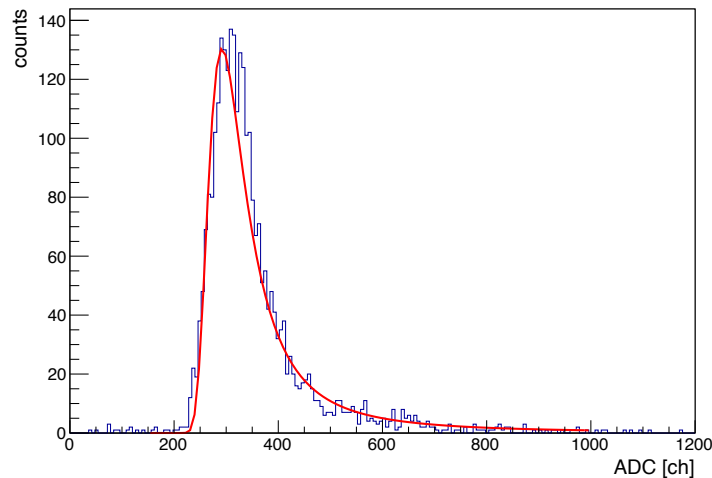


図 4.7: MIP イベントの ADC のランダウ関数によるフィット。この図は RC-1L-1(a) の上側の PMT の ADC をフィットしている。データは $1.7 \text{ GeV}/c$ の $d(\pi^+, K^+)$ ランのものを使用している。

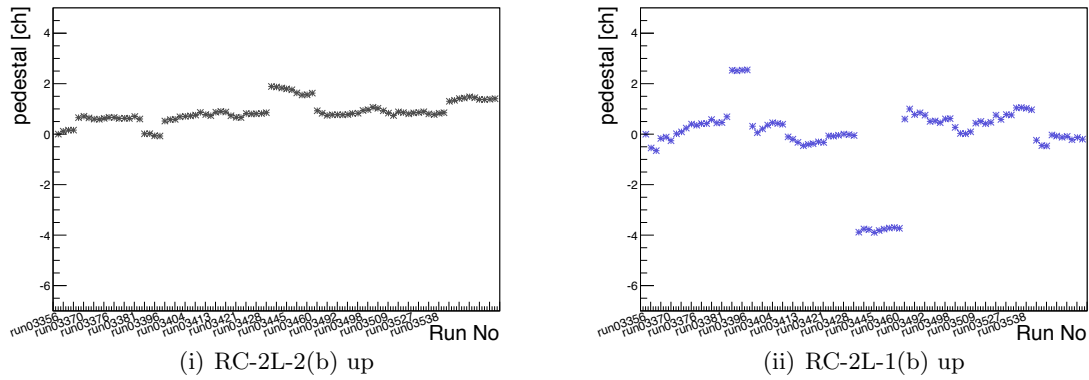


図 4.8: pedestal の時間変化の例。横軸はランナンバー、縦軸は最初のランからの pedestal の変化になっている。不連続に変化している箇所がある。

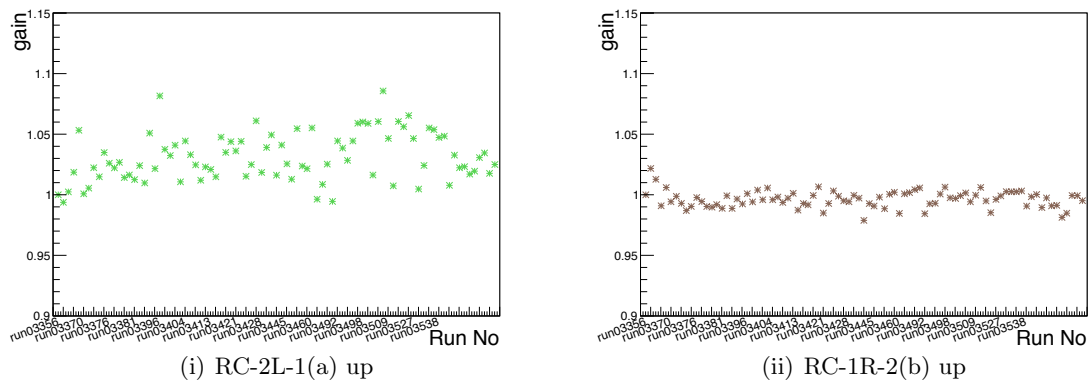


図 4.9: gain の時間変化の例。横軸はランナンバー、縦軸は最初のランの gain からの比となっている。変化の大きいセグメントでは、値が 10 % 前後変化している。

4.4 飛程検出器用キャリブレーションラン

4.4.1 動機

E27 実験において、飛程検出器とのコインシデンス測定における断面積を求めるために、飛程検出器の陽子に対する識別効率が必要な情報である。しかし、 $d(\pi^+, K^+)$ 反応のデータでは、ターゲットから様々な粒子が飛程検出器に入射するため、それらを飛程検出器の情報、及び入射ビームと SKS に入射する散乱粒子の情報のみで反応を完全に理解するのは困難である。そのため、本実験のセットアップのまま飛程検出器に陽子が入射する反応として、 $0.5 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビームを用いた π^+p の弾性散乱を測定することにした。 π^+p の弾性散乱は断面積が既知の反応であり、イベント数をシミュレーションと比較することで飛程検出器の検出効率・識別効率を評価できると考えられる。

4.4.2 概要

π^+p 弾性散乱はターゲットに液体水素を用いて測定する。シミュレーションで発生させた π^+p 弾性散乱のデータを基に、どのような運動学になるかを説明する。図 4.10 が、 $0.5 \text{ GeV}/c$ の π^+ を入射したときの π^+ と陽子の放出角度の相関である。また、 π^+ と陽子それぞれの角度と運動量の相関を示したものが図 4.11 である。このとき、飛程検出器の最前方のユニットに π^+ が入射する場合、ビーム軸を挟んで反対側の陽子の放射角は図 4.12 のようになる。飛程検出器の最前方のユニットはビーム軸に対して $39^\circ\text{--}61^\circ$ の範囲を覆っているため、 π^+ と陽子の両方を左右のユニットで検出できる事がわかる。 π^+ と陽子の両方を検出した際の陽子の運動量の分布は図 4.13 のようになる。この運動量領域は、飛程検出器の 2 層目から 4 層目の間で止まる領域であり、陽子の識別効率を測定するのに適した条件となっている。この方法では最前方以外のユニットについては測定はできないが、基本的なセットアップは全ユニットについて統一しているため、ユニットによる違いはあまり影響がないと考えられる。

なお、 π^+p 弾性散乱の測定では SKS スペクトロメータに粒子が入射しないため、ターゲット内での反応点を求めることが出来ない。そのため、ビームの上流で反応を起こしたイベント等の、ターゲット起因以外のバックグラウンドを見積もるため、empty ターゲット (容器だけ設置し、中身を空にする) のデータも取り比較を行うことにした。図 4.14 に π^+p 弾性散乱測定における飛程検出器を含めたトリガーの回路図を記す。

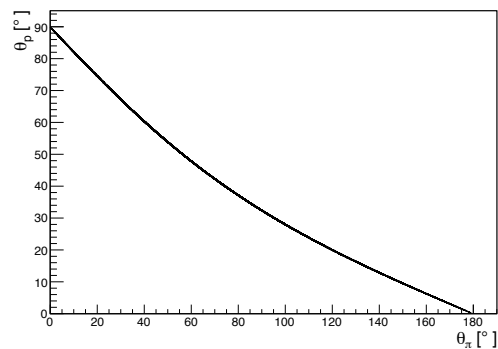


図 4.10: $0.5 \text{ GeV}/c$ の π^+ を入射したときの、弾性散乱による π^+ と陽子の実験室系での放射角の相関。横軸が π^+ で縦軸が陽子を表している。

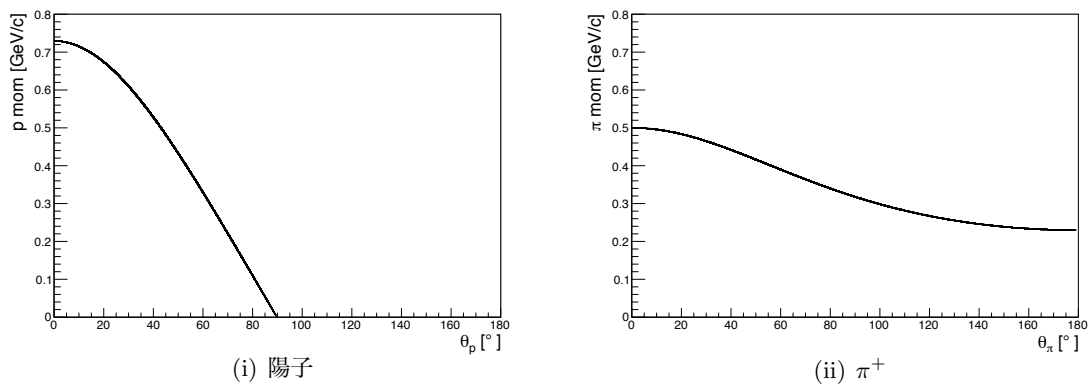
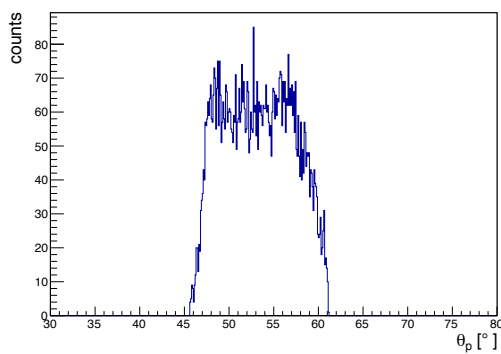
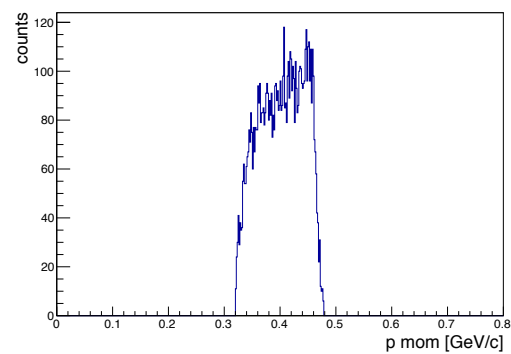


図 4.11: 運動量と放射角の相関。

図 4.12: 最前方のユニットに π^+ が入射した際の、ビーム軸を挟んで反対側に放出される陽子の放射角。飛程検出器が覆っている 39° – 61° の領域内に陽子が入射するのが確認できる。図 4.13: 左右の最前方のユニットで π^+p を検出した際の陽子の運動量。 β が 0.32 – 0.46 の領域に相当し、飛程検出器の 2–4 層目で陽子が止まると期待される。

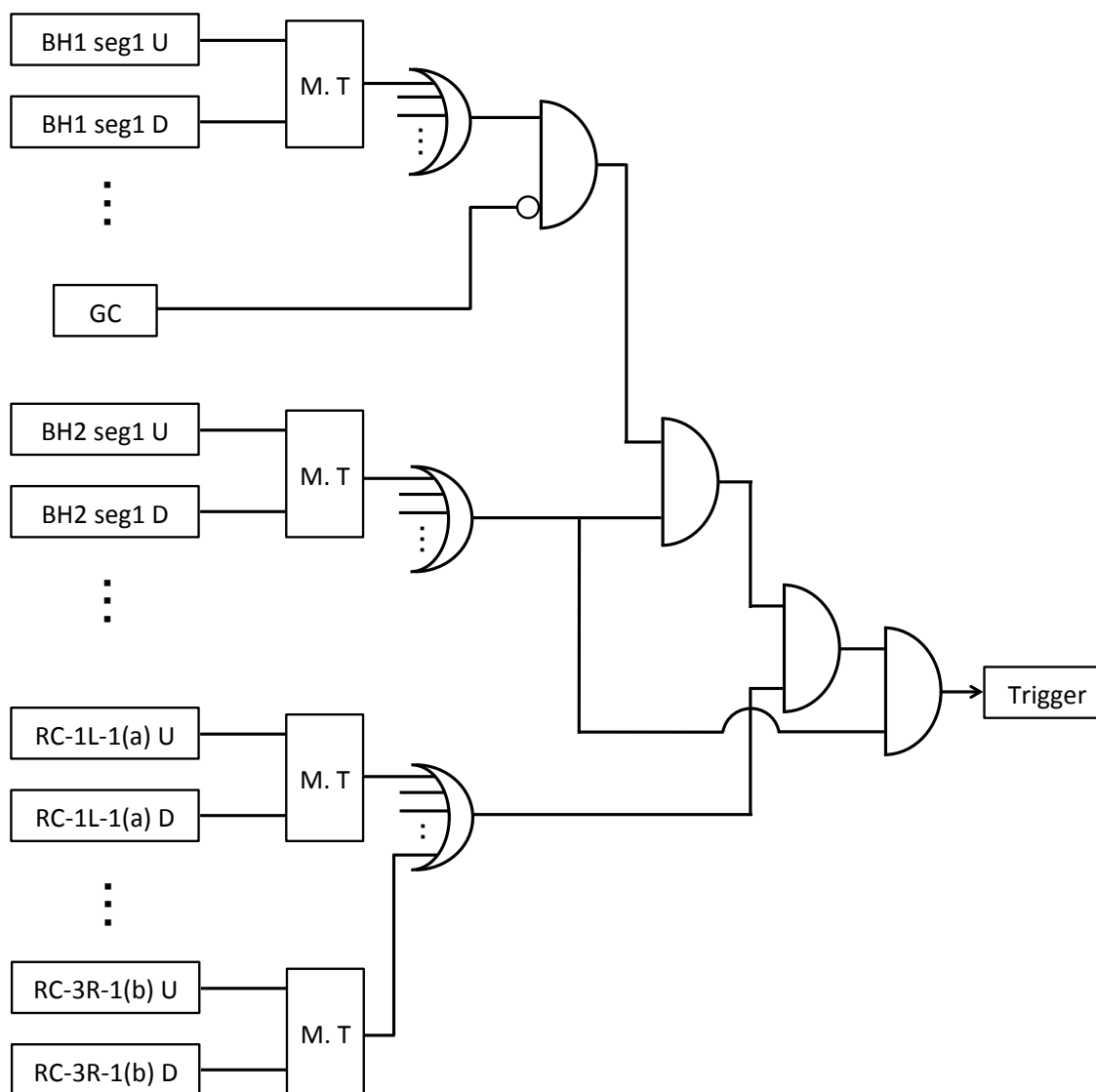


図 4.14: RC × Beam トリガーの回路図。飛程検出器の1層目の信号の論理和をとり、BH1 × BH2 × \overline{GC} から成る Beam トリガーと論理積をとることでトリガーを作っている。BH2 でタイミングを決めるために、トリガーの最終段で BH2 と論理積をとっている。

4.4.3 非弾性散乱の寄与

0.5 GeV/cの π^+ を陽子に入射すると、弾性散乱だけではなく $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^0$ の非弾性散乱も起こる。そのため、 π^+ と陽子を飛程検出器の両方で検出した際の非弾性散乱の寄与を定量的に見積もる必要がある。図4.15が、飛程検出器のRC-1Lで π^+ を要求した際に、反対側のRC-1Rに入射する陽子の運動量分布である。図4.13と比較すると、 π^+p 弾性散乱で飛程検出器に入射する陽子の運動量と同じ領域にもイベントがあることが分かる。 $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^0$ 反応の断面積は $T_p = 420$ MeVで0.05 mb/srとなっているので[30]、 π^+p 弾性散乱の値(表4.3)と比較すると多く見積もっても混入率は1/10程だと考えられる。この値は π^+p 弾性散乱の微分断面積が最も小さい領域での値であり、実際の混入率は更に小さいため今回の測定では問題にならないと考えられる。

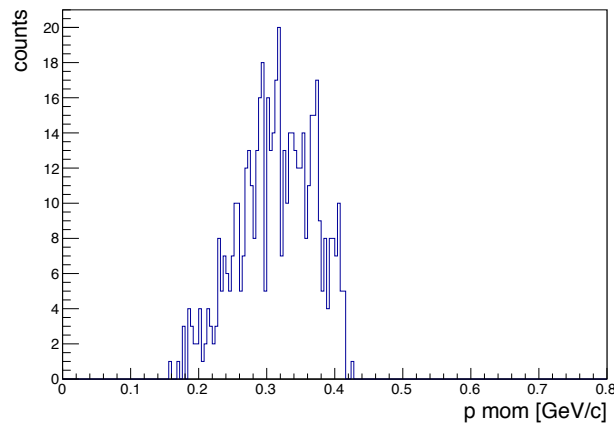


図 4.15: RC-1L に π^+ 、RC-1R に陽子が入射するイベントの陽子の運動量分布 (非弾性散乱)。非弾性散乱の場合でも、 π^+p 弾性散乱でRC-1LとRC-1Rに π^+ と陽子が入射する場合と同じ運動量領域の陽子があることが分かる。

4.4.4 シミュレーション

今回の実験で得られた π^+p 弾性散乱のデータの健全性を確かめるため、GEANT4を用いたシミュレーションを行った。実験時のビームの状態を再現するため、emptyターゲットのランを用いてビームラインスペクトロメータの解析を行い、ターゲットに入射するビームの運動量、スペクトロメータ出口での入射位置、ビームの傾きをそれぞれ求めた。その分布に従うように π^+p 弾性散乱イベントを発生させ、実際の状況に合うようにターゲット及び飛程検出器を配置してシミュレーションを行った。図4.16が実験により得られたビーム情報とシミュレーションで発生させたビームの対応である。ビームの中心軸が x 方向に傾いていることが分かる。

また散乱後の π^+ と p の角度分布については、Ogden (1965)の $T_\pi = 370$ MeVでの微分断面積の値[31]に従って発生させた(図4.17, 表4.3)。

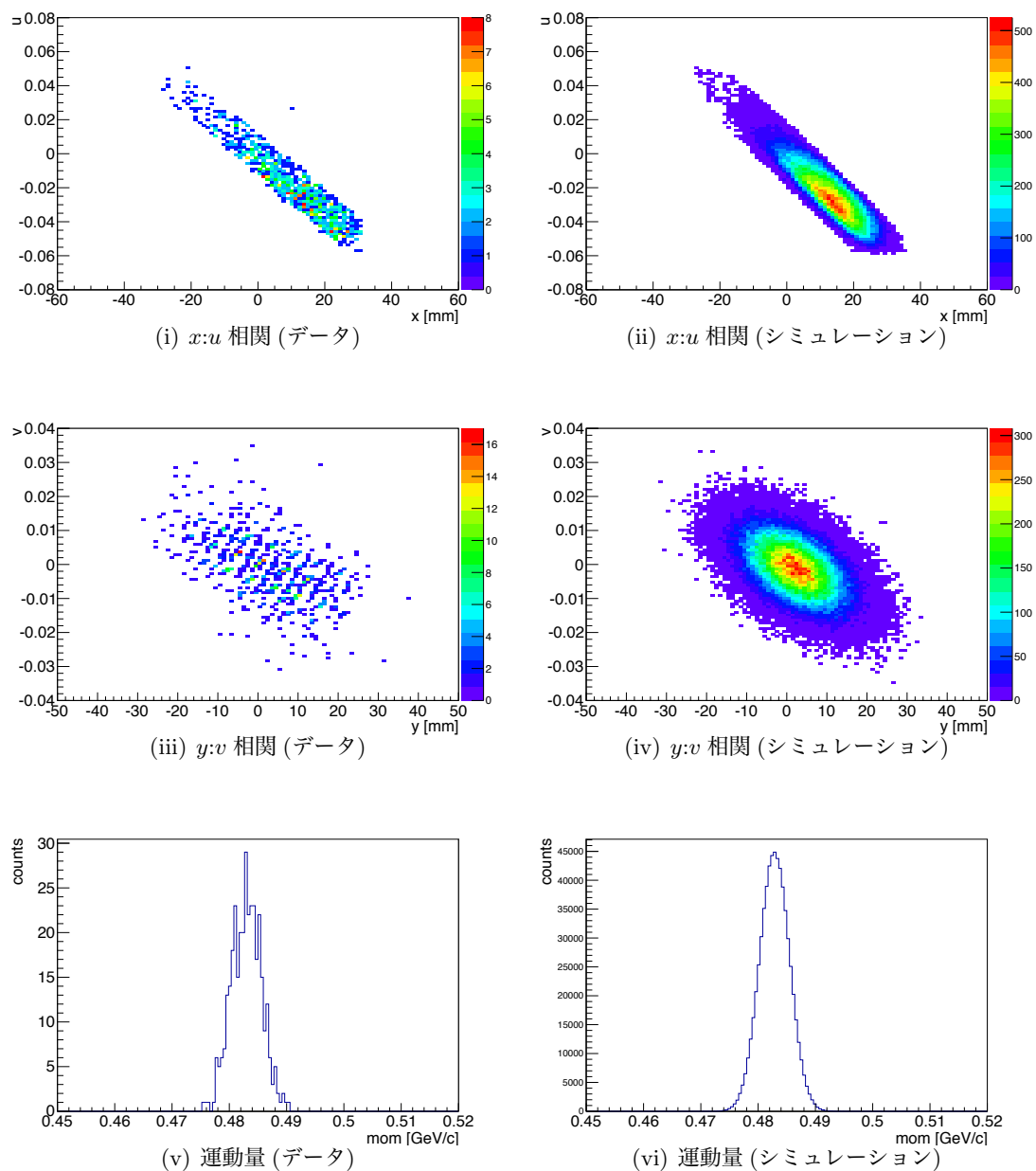


図 4.16: シミュレーションで発生させたビームとデータの対応。 x 座標及び y 座標は、ビームラインスペクトロメータの出口でのものになっている。座標系はビームラインの中心を通るビームの進行方向が z 、地面に垂直な方向が y となっている。傾き u は、ビームの運動量の p_x/p_z を表し、 v は p_y/p_z を表す。(i) の $x:u$ 相関の分布より、ビーム軸が中心からずれており、 x 方向に傾いていることが分かる。

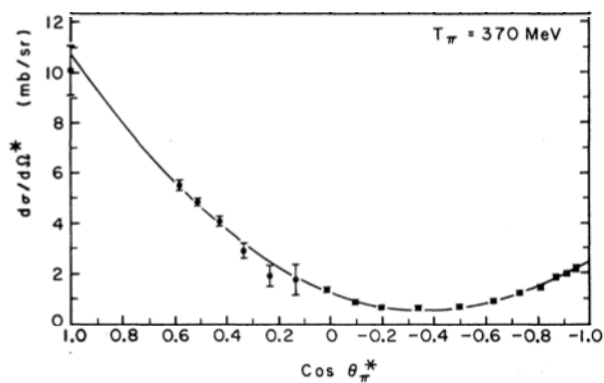


図 4.17: $T_\pi = 370$ MeV における π^+p 弾性散乱の π^+ の微分断面積 [31]。

表 4.3: $T_\pi = 370$ MeV の π^+ を入射した際の π^+p 弾性散乱の微分断面積の値

$\cos\theta$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left[\frac{mb}{sr} \right]$
1.000	10.040 ± 1.000
0.584	5.524 ± 0.160
0.510	4.845 ± 0.157
0.425	4.045 ± 0.212
0.328	2.933 ± 0.291
0.228	1.918 ± 0.404
0.130	1.744 ± 0.585
0.014	1.349 ± 0.070
-0.098	0.869 ± 0.056
-0.204	0.653 ± 0.050
-0.336	0.596 ± 0.036
-0.496	0.629 ± 0.038
-0.632	0.910 ± 0.050
-0.735	1.219 ± 0.065
-0.811	1.448 ± 0.081
-0.868	1.848 ± 0.098
-0.908	1.995 ± 0.113
-0.949	2.199 ± 0.108

4.5 解析

ビームタイムで取得したデータを解析し、粒子識別に必要なパラメータを作成する。

4.5.1 飛程

飛程検出器の飛程は直接測定できないため、その代わりに5層あるシンチレータのどの層まで粒子がエネルギーを落としたかで判別する。下図がその概念図になる。

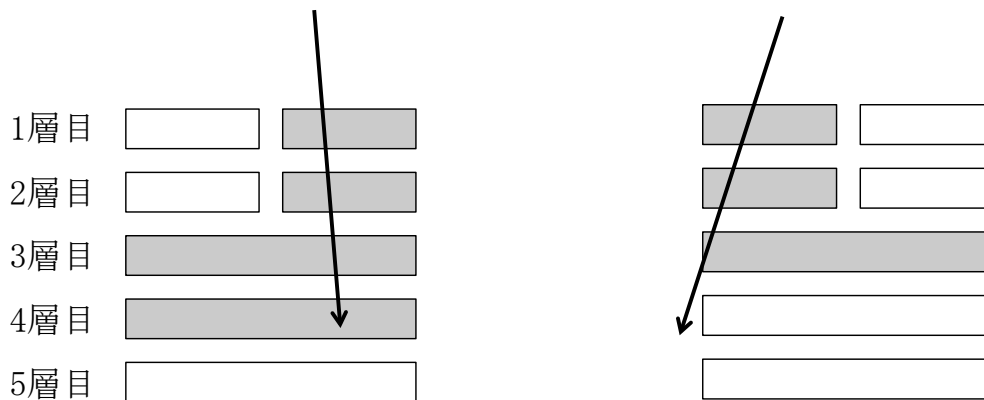


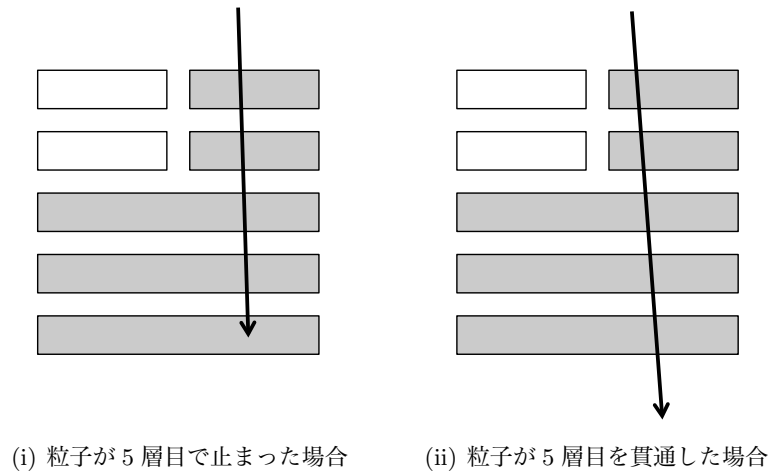
図 4.18: stop の判定。4 層目で粒子が止まった場合を示している。飛程検出器を上から見た図になっており、厚さの違いは省略している。色付きのカウンターが、信号がある場合を表している。

図 4.19: すり抜けのイベント。飛程検出器の端に当たった場合、粒子が止まっていなくても後ろのカウンターにエネルギーを落とさない場合がある。

飛程検出器の前面の層から順番にセグメントに信号があるかを確認し、信号が無い層の手前の層で粒子が止まったと判断する。図 4.18 の場合、1, 2, 3, 4 層目まで信号があって 5 層目の信号が無いため、4 層目で粒子が止まったと判別できる。便宜上、以降粒子が止まった層が n 層目のイベントを stop n のイベントとし、stop2, stop3, stop4 のイベントを中心に解析を行なっていく。また、1 層目と 2 層目に関して (a), (b) のどちら側のユニットに粒子が入射したかを区別する場合は、stop n (a), stop n (b) と記述する。

このとき、粒子が後ろのカウンターをすり抜けてしまうイベントが問題になる。飛程検出器は上下の PMT の信号の時間差により長手方向 (y 方向) の入射位置は判別できるが、シンチレータの幅の向きについての情報は分からない。そのため、粒子の入射角度についての情報がないため図 4.19 のような 3 層目まで信号があり 4 層目以降は無い場合は、3 層目で粒子が止まったと誤認してしまう。このようなイベントも stop3 として解析を行う。

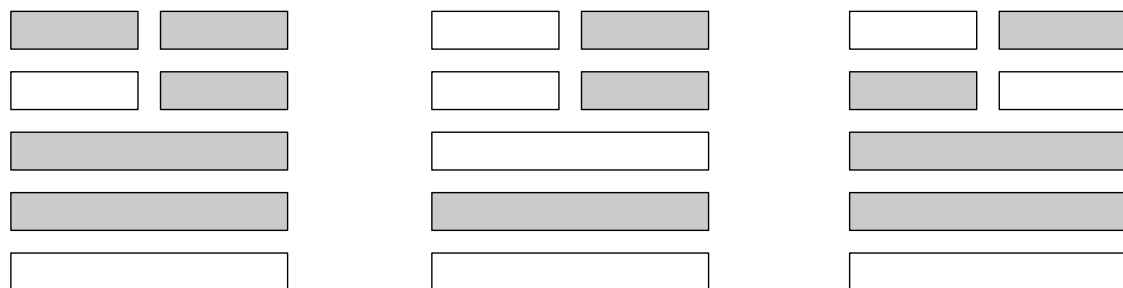
また、5 層目は veto カウンターであり、5 層全部のセグメントに信号がある場合は粒子が止まっているかの判別が出来ない (図 4.20)。このような場合は全て stop5 とするが、粒子が止まったとはみなさず、陽子の識別には用いない。なお、ターゲットからなるべく真っ直ぐ入射したイベントだけを選ぶため、図 4.21 の様なイベントは stop 判定からは除外し解析には用いない。



(i) 粒子が5層目で止まった場合

(ii) 粒子が5層目を貫通した場合

図 4.20: stop5 のイベント。5層目が最後方のため、粒子が止まっているかは判別できない。



(i) 1, 2層目の同じ層での2セグメントに関して両方に信号がある場合

(ii) 間に信号が無いセグメントがある場合

(iii) 1, 2層目のセグメントで、粒子の軌道が斜めになっている場合

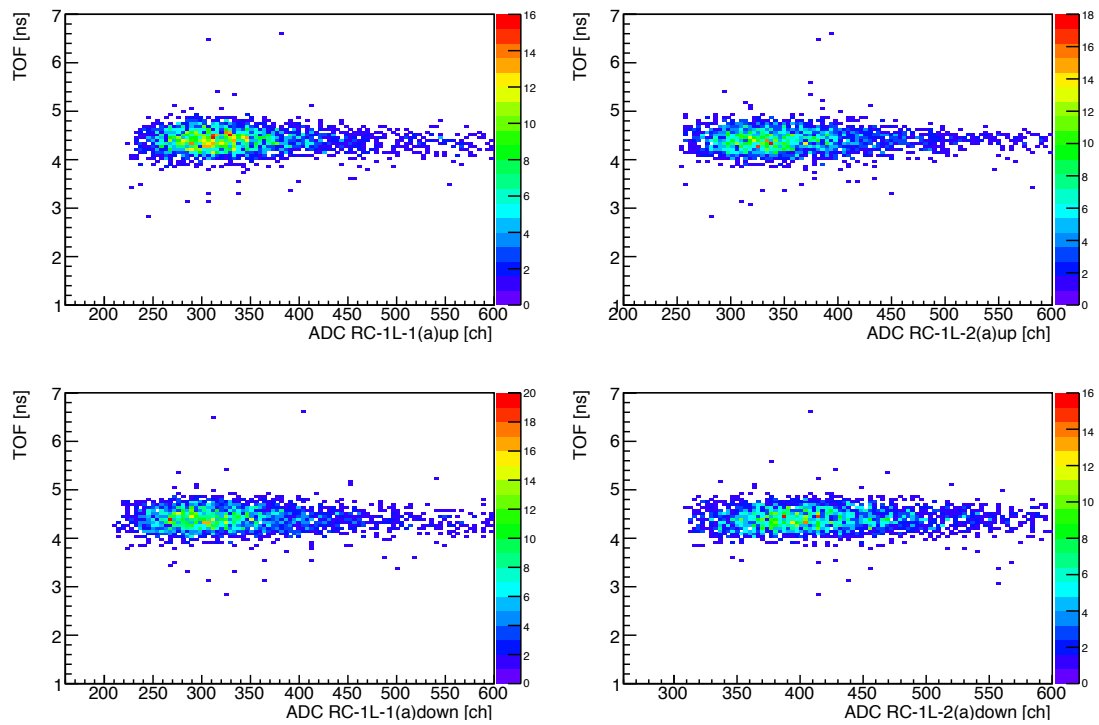
図 4.21: stop 判定されないイベント。ターゲットから放出された粒子からは期待されない当たり方をしているため、飛程検出器内で stop したイベントからは除外する。

4.5.2 slewing 補正

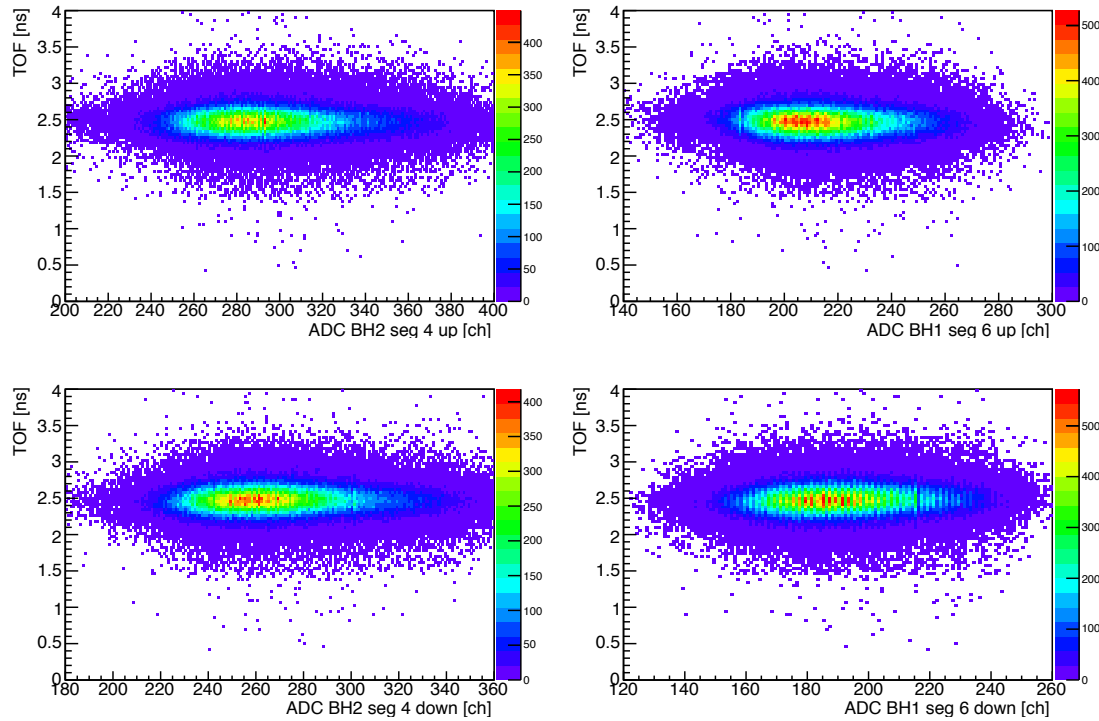
飛程検出器に入射する粒子の飛行時間は、飛程検出器の1層目のTDCとBH2のTDCの差を用いて求める。4.2章と同様に、time walkの効果を無くするためにslewing補正を行う。slewing補正はTOFの値自体がADCと無関係で一定の値になっていることが望ましいので、飛程検出器に対しては5層目まで貫通した $\beta \sim 1$ のMIPを用いて1, 2層目間のTOF、BH2に対してはビームの π^+ 中間子を用いてBH1, BH2間のTOFを補正するようにパラメータを作成した。補正後のTOFとそれぞれのPMTのADCとの相関を図4.22に記す。パラメータは、1.7 GeV/cの $d(\pi^+, K^+)$ のランを用いて作成した。また、slewing補正により得られた個々のシンチレーション検出器の時間分解能を表4.4に記す。なお時間分解能は、補正に用いた一对の検出器が同じ分解能を持っているものとして、TOFの分解能を $\sqrt{2}$ で割ったものとしている。

表 4.4: slewing 補正後の時間分解能

ユニット	時間分解能
RC-1L-1(a)	139 [ps]
RC-1L-1(b)	105 [ps]
RC-1R-1(a)	104 [ps]
RC-1R-1(a)	101 [ps]
BH2	112 [ps]



(i) 飛程検出器 1 層目、2 層目



(ii) BH1、BH2

図 4.22: slewing 補正後の TOF と 4 つの PMT の ADC の相関。

4.5.3 入射位置の算出

補正後の飛程検出器の上下の TDC の差から、飛程検出器の y 方向の入射位置を求める。ターゲットから放出される粒子は上下方向に对称に飛程検出器に入射すると考えられるので、上下の TDC の差の分布の中心を、シンチレータの中心に対応づける。図 4.23 が TDC の差の分布である。中心付近をガウス分布でフィットすることで中心の値を求めている。中心が求まると、4.2 章で測定したシンチレーション光の速度を用いることで、TDC の差から粒子の入射位置が分かる。図 4.24 が TDC の差から求めた入射位置の分布である。シンチレータの長さに対応するおおよそ ± 50 cm の範囲に入射しているのが確認できる。

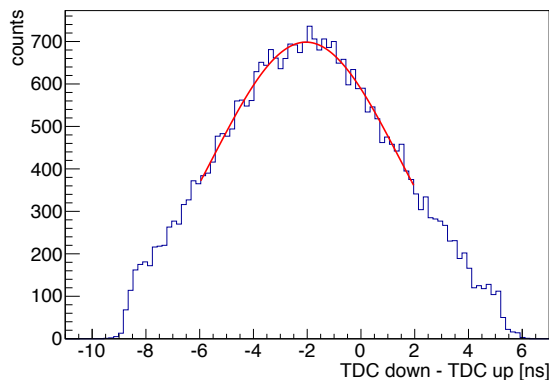


図 4.23: 飛程検出器上下の PMT の TDC の差。中心付近をガウス分布でフィットし、中心値を求める。

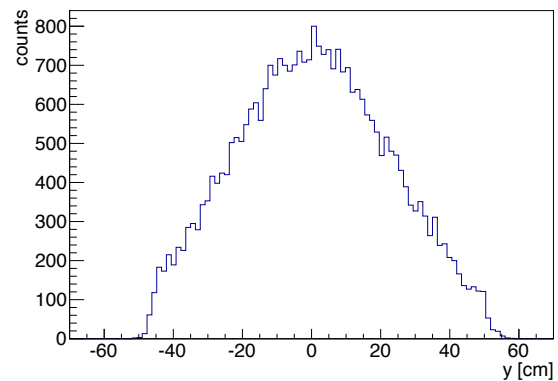


図 4.24: TDC の差から求めた入射位置の分布。中心からの差を、シンチレーション光の速度を用いて計算することで位置をもとめている。

4.5.4 エネルギー補正

ADC の値を実際のシンチレータで落としたエネルギーに変換する。エネルギー損失 (dE/dx) が大きい場合には Birks の式で知られるようにシンチレーション光がクエンチングを起こす。今回の実験では、エネルギーが決定できる条件を複数用いて、ADC とエネルギーの換算の式を作った。pedestal、MIP のエネルギー損失、陽子の最大エネルギー損失を比較することにした。

pedestal と MIP に関しては問題はないが、陽子の最大エネルギー損失を求めるためには陽子のイベントを選び出さなければならない。そのため、飛程検出器の 2 層間の ADC 相関を用いて、予めある程度陽子を選び出す作業を行った。例として、stop4 のイベントを考える。3 層目と 4 層目の ADC 相関は図 4.25 のようになっており、陽子と π^+ 中間子それぞれに強い相関が表れていることが分かる。この図から、陽子が全エネルギーを落として静止したと思われる部分をフィットして選び、更に TDC の分布によるカットを施して、陽子のイベントを選んだ。また、垂直入射した陽子を選ぶために 1 層目の入射位置が ± 10 cm 以内のものを選んだ。

これらのイベントについて、各層で落とす最大のエネルギーを GEANT シミュレーションにより見積もった。陽子を $\beta = 0.1 - 0.8$ の範囲で一様分布で発生させ、飛程検出器に対して垂直に入射させている。図 4.26 は、4 層目のエネルギー損失をデータとシミュレーションで示したものである。それぞれのエネルギー分布の右側を $\frac{\alpha}{1+d} \{d + \tanh(b(-x+c))\}$ という関数でフィットし、傾斜の中心となる値を最大エネルギー損失として比較を行った。同様に、図 4.27 は 3 層目でのエネルギー損

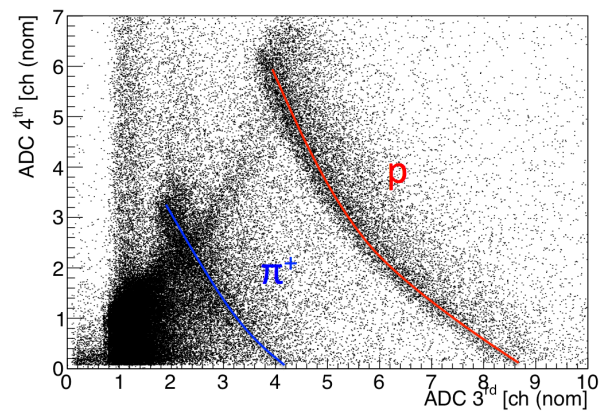


図 4.25: stop4 における 3 層目と 4 層目の ADC 相関。陽子及び π^+ が 4 層目で止まったイベントが見えている。

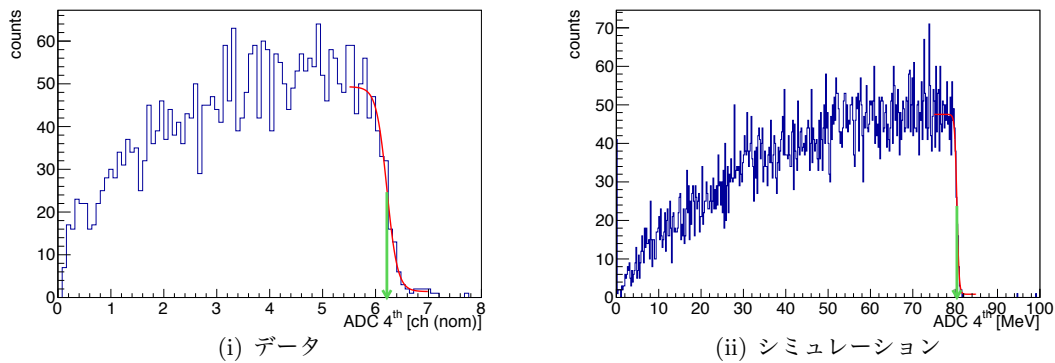


図 4.26: 4 層目で止まった陽子に対する 4 層目でのエネルギー損失。陽子のエネルギー損失は止まった層で最大となる。

失の比較である。3 層目ではエネルギーの最大値の判別が困難なので、今回は比較対象として使っていない。1 層目, 2 層目では最大値がはっきりしているため、比較に用いた。(図 4.28, 4.29)

stop2, 3 についても同様の解析を行い、最大エネルギー損失の比較を行った。また、stop1 のイベントは ADC だけでは陽子の判別が出来ない。TOF の分布から陽子を識別し (図 4.30)、その中で見えている最大値を求めた (図 4.31)。図 4.32 は、各セグメントについての結果である。2 次関数でフィットし、換算式を決定した。表 4.5 に、飛程検出器各層のシンチレータのエネルギー補正に用いたイベントを示した。5 層目は veto カウンターであり、エネルギー補正の必要がないため行っていない。

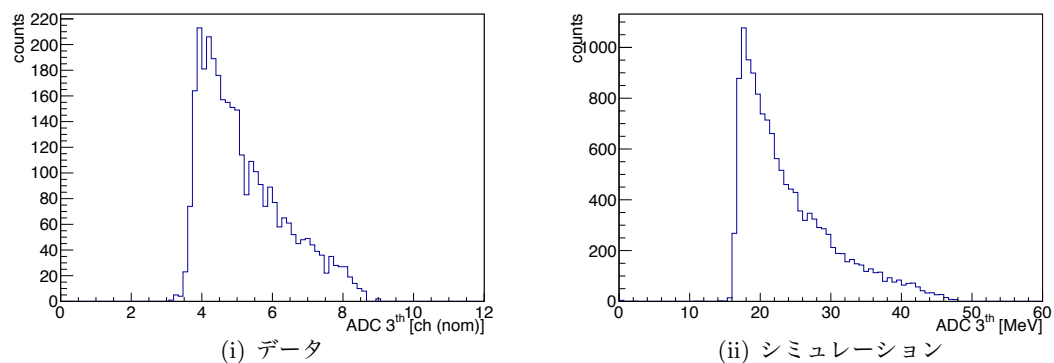


図 4.27: 4層目で止まった陽子に対する3層目でのエネルギー損失。エネルギーが大きい側にテールを引いており、最大値を判別することが困難である。

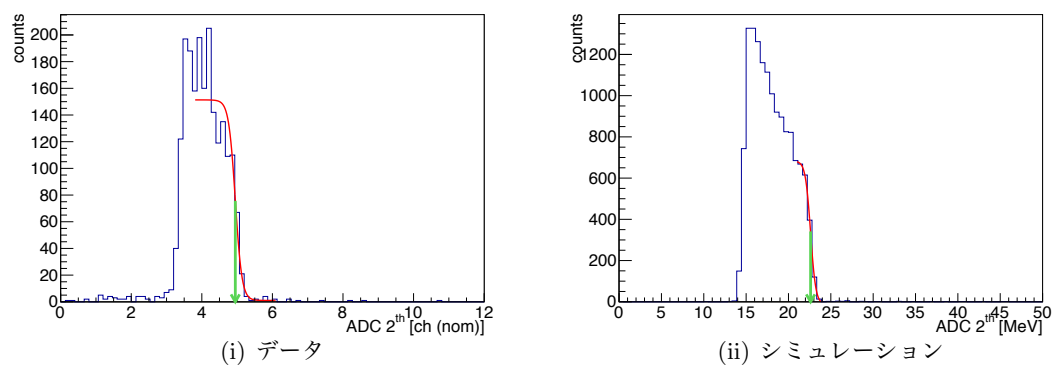


図 4.28: 4層目で止まった陽子に対する2層目でのエネルギー損失。

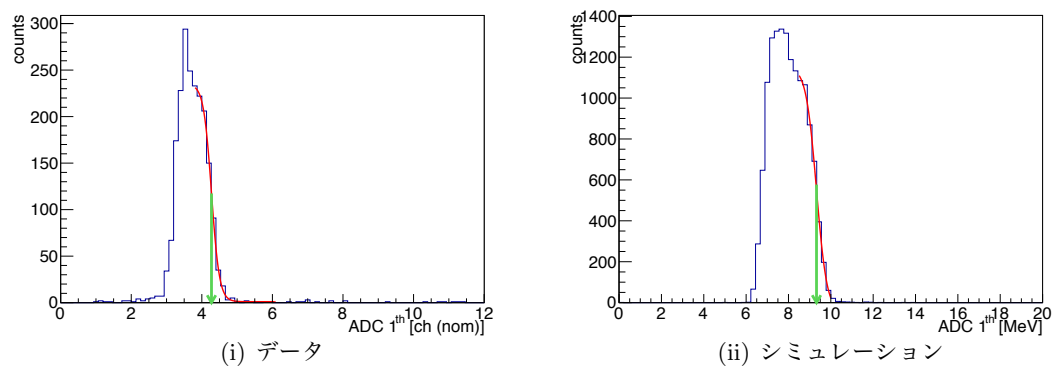


図 4.29: 4層目で止まった陽子に対する1層目でのエネルギー損失。

表 4.5: エネルギー損失の比較に用いたイベント

層	イベント
1層目	pedestal, MIP, stop4 の陽子, stop3 の陽子, stop1 の陽子
2層目	pedestal, MIP, stop4 の陽子, stop2 の陽子
3層目	pedestal, MIP, stop3 の陽子,
4層目	pedestal, MIP, stop4 の陽子

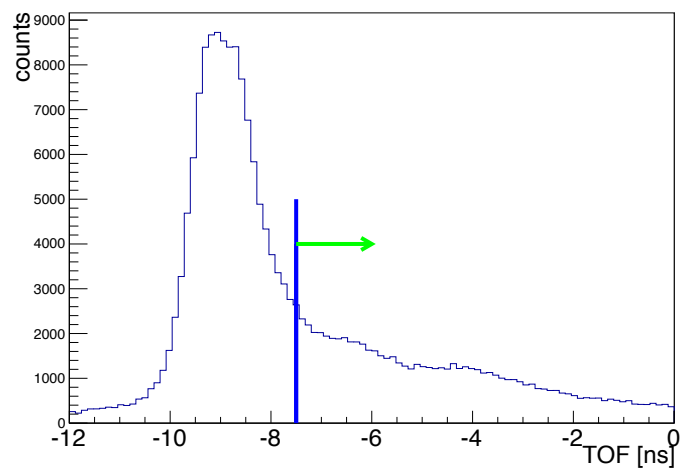


図 4.30: RC-1L の stop1(a) の TOF 分布。この TOF 分布から速い粒子の成分を排除することで、ある程度陽子を識別する。

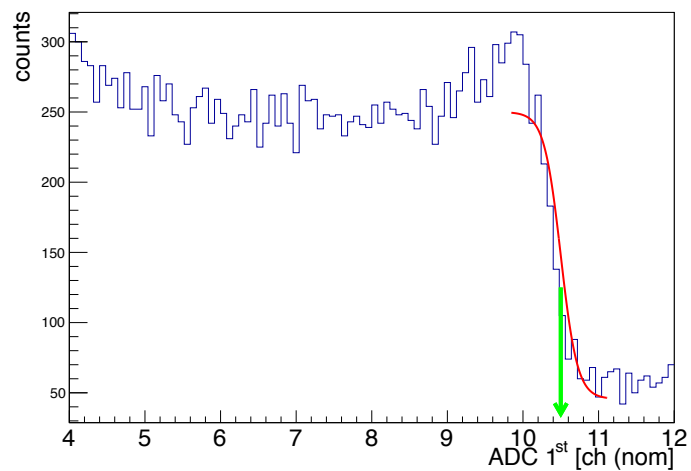


図 4.31: stop1 における陽子の最大エネルギー損失。図 4.30 で選んだ領域の中で、ADC の値が急激に落ちるところをフィットし、陽子の最大エネルギー損失を決定する。

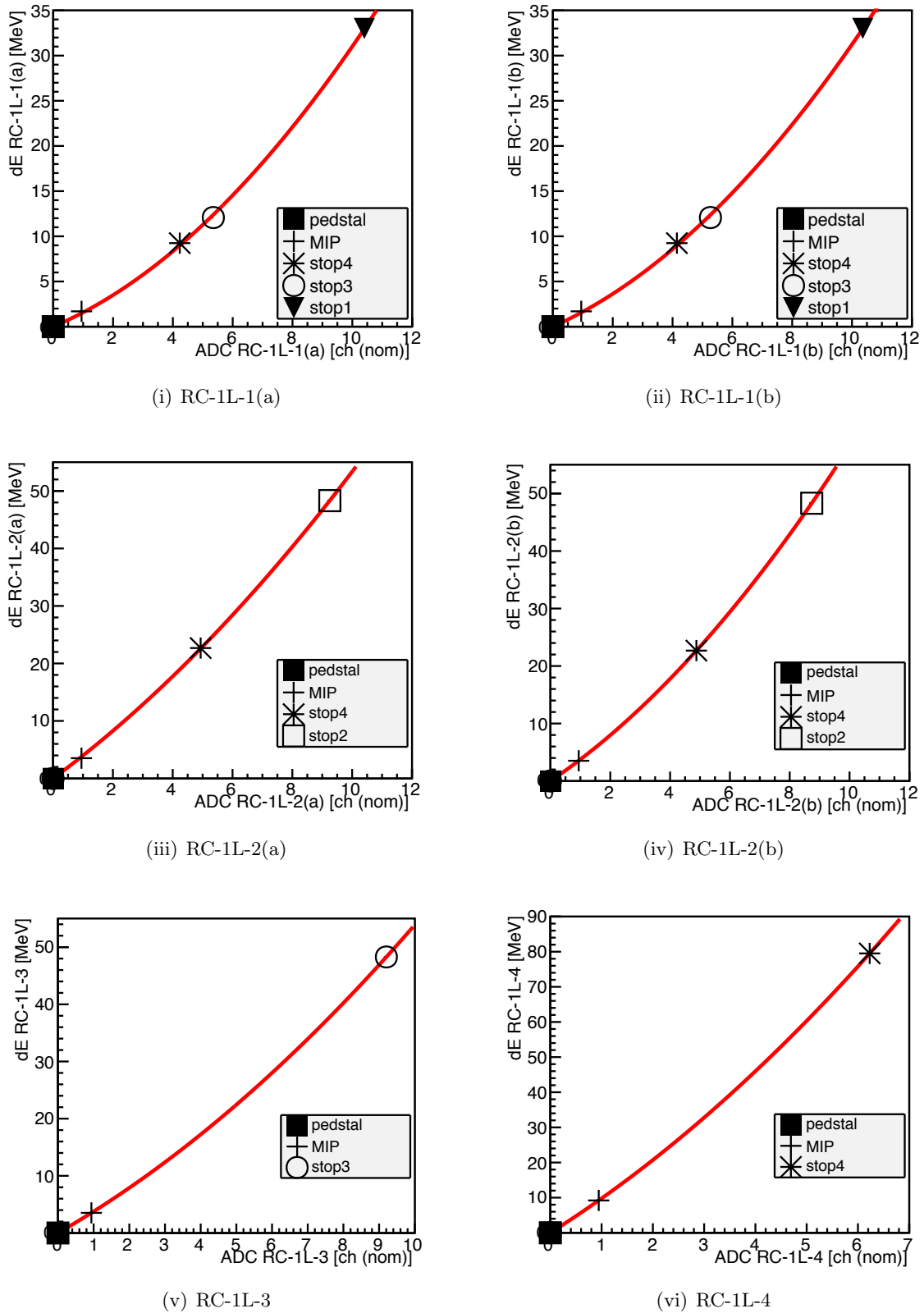


図 4.32: 飛程検出器 1L の各ユニットでの ch-MeV 対応関数。各図に、データとシミュレーションとの比較に用いた測定点を記している。セグメント名は図 3.6 参照。

4.5.5 PID 関数

図 4.25 のようにエネルギー損失の 2 次元の相関から粒子を識別することは可能である。ここでは、PID 関数を定義し、両者の相関を消してから粒子識別を行う。飛程検出器の先行研究では、

$$\text{PID function} = (dE_{i-1} + dE_i)^\alpha - dE_i^\alpha \quad \begin{array}{l} i : \text{粒子が止まった層} \\ \alpha : \text{定数} \end{array}$$

という式を用いた。この式で表される PID 関数は粒子が止まる 1 つ前の層での飛程に相当する物理量で、電荷・質量によって異なる値を持つ。付録 A で詳細を述べる。式に現れる定数 α は経験的に得られる定数で、一般には 1.75 が用いられるが、エネルギー損失との相関を無くすように決定する必要がある。ここで、飛程検出器に対して斜めに入射した場合は粒子の角度に応じて飛程が大きくなってしまい PID 関数の値が大きくなってしまうという問題がある。そのため、その補正のために $\cos \theta$ を掛けることで角度による効果を消している (図 4.33)。ここで、 θ は飛程検出器の y 方向の位置から求めた粒子の入射角である。式で表すと以下の様になる。

$$\text{PID function}_{\text{correction}} = \{(dE_{i-1} + dE_i)^\alpha - dE_i^\alpha\} \cdot \cos \theta \quad (4.13)$$

$$\cos \theta = \frac{l}{\sqrt{(y^2 + l^2)}} \quad (4.14)$$

y : 粒子の入射位置

l : ターゲットと飛程検出器の中心の距離

この論文ではこの PID 関数を用いる。

図 4.34 は定数 α を変えた場合のエネルギー損失と PID 関数の相関を表している。飛程検出器の各々の層について定数 α を変えて PID 関数を求め、エネルギー損失との相関を PID 関数が一定となる縦線でフィットし、その χ^2 を用いてエネルギー相関と PID 関数の相関の強弱を評価した。そして、 χ^2 が最も小さくなる α を採用した (図 4.35)。表 4.6 がこの方法で決定した定数 α の一覧である。

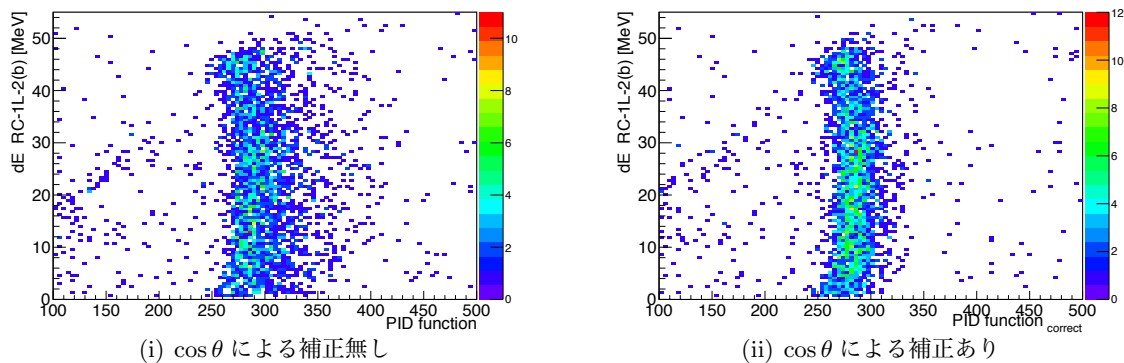


図 4.33: PID 関数に対する角度による補正。RC-1L の stop2(b) のイベントに対して、RC-1L-2(b) の dE と補正前後の PID 関数の相関をみている。補正により PID 関数が細くなっているのが分かる。

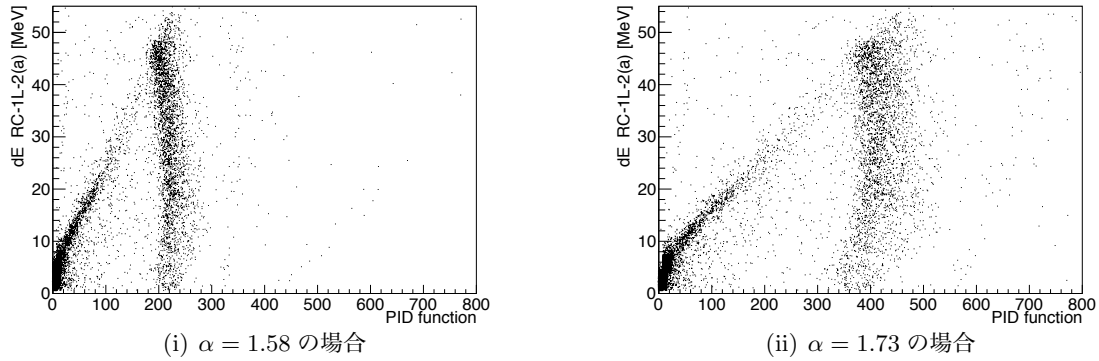


図 4.34: PID 関数とエネルギー損失との相関図。この例は stop2 における、RC-1L-2(a) のエネルギー損失と PID 関数を表している。 α の値によって相関が変わるので、PID 関数が一定となる直線でフィットした際の χ^2 で相関の度合いを評価する。

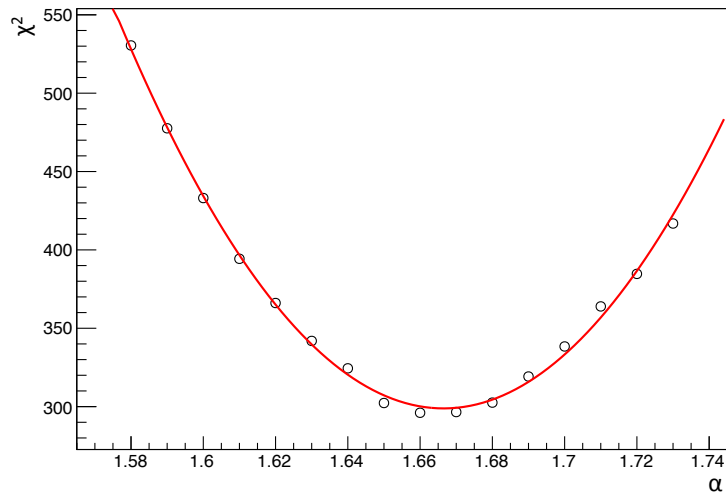


図 4.35: PID 関数とエネルギー損失の相関の χ^2 分布。二次関数でフィットし、値が最も小さくなる α を採用した。この図は、RC-1L の stop2(a) のイベントの結果を示している。

表 4.6: 定数 α の値。表中の (a)(b) は 1 層目で当たったセグメントを表している。

(a) RC-1L		(b) RC-1R	
stop したセグメント	α	stop したセグメント	α
2 層目 (a)	1.677	2 層目 (a)	1.703
2 層目 (b)	1.646	2 層目 (b)	1.692
3 層目 (a)	1.636	3 層目 (a)	1.627
3 層目 (b)	1.649	3 層目 (b)	1.617
4 層目	1.679	4 層目	1.689

4.5.6 飛行時間のオフセット

π^+p 弾性散乱のデータを用いて飛行時間のオフセットを求める。図 4.36 が、飛程検出器最前方のユニットと BH2 の TOF の分布である。左にあるピークが π^+ で、右に見えているピークが陽子だと考えられる。一方、図 4.37 はシミュレーションにより得られた、ターゲットからの TOF の分布である。

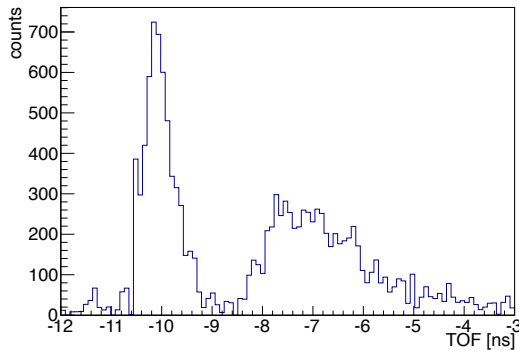


図 4.36: RC-1L-1(a)における飛程検出器とBH2間のTOF分布(データ)。ターゲット起因以外のバックグラウンドを除去するため、emptyターゲットによる測定データを照射ビーム量でノーマライズして引いてある。

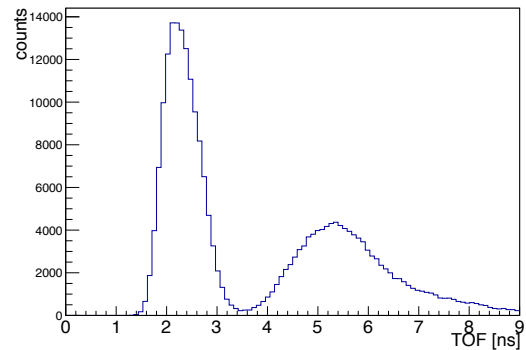


図 4.37: 飛程検出器とターゲット間のTOF分布(シミュレーション)。図 4.36と同じセグメントのものを記している。

シミュレーションと形が似通っており、 π^+p 弾性散乱のイベントを測定できていることが確認できる。今回の解析では、左右の飛程検出器で π^+ と陽子の両方を検出したイベントを用い、 π^+ に対応するイベントのピークの中心をシミュレーションでのピーク位置と合わせるようにオフセットを求めた。図 4.38 は、RC-1L の stop3 イベントにおける PID 関数の分布である。3 層目で止まった陽子を正しく選ぶことができる。このように、飛程と PID 関数により陽子を識別できるので、その反対側のユニットを見ることで、 π^+ のピークの位置をシミュレーションと合わせる事が出来る。図 4.39、図 4.40 がそれぞれのヒストグラムである。 π^+p 弾性散乱のイベントによる π^+ のピークがはっきりと見えているのが分かる。このデータの π^+ のピークをシミュレーションに合わせることで TOF のオフセットを決定する。

また、得られた TOF を基に各イベント毎の入射粒子の速度を算出する。シンチレータ両端の TDC の差から得た y 方向の入射位置より粒子の飛行経路を求め、TOF で割ることで粒子の速度を計算できる。なお、今回の測定では放射粒子のトラッキングは行なっていないため、反応点はターゲットの中心と近似している。

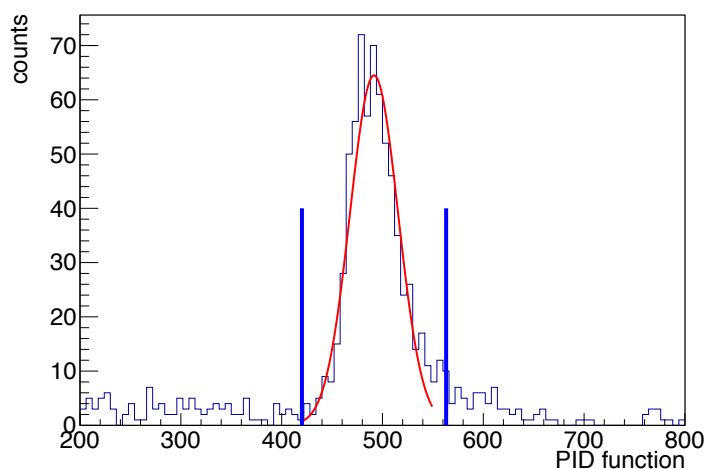


図 4.38: RC-1L の stop3(b) における PID 関数の分布。ピークの部分をガウス分布でフィットし $\pm 3\sigma$ の範囲を陽子とみなす。

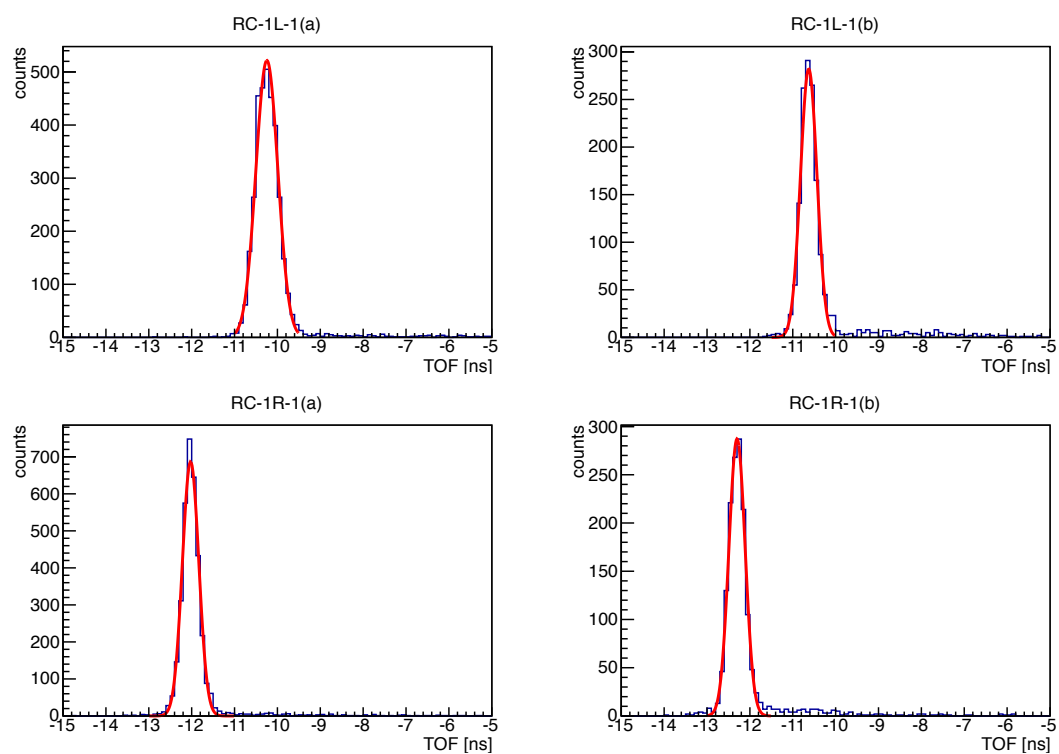


図 4.39: 反対側のユニットに陽子を要求したときの飛程検出器と BH2 と間の TOF 分布。オフセットを行う前なので TOF は負の値になっている。それぞれの図は、左上: RC-1L-1(a), 右上: RC-1L-1(b), 左下: RC-1R-1(a), 右下: RC-1R-1(b) のものを表している。弾性散乱による π^+ のピークがはっきりと見えている。ガウス分布でフィットすることにより、中心値を求める。

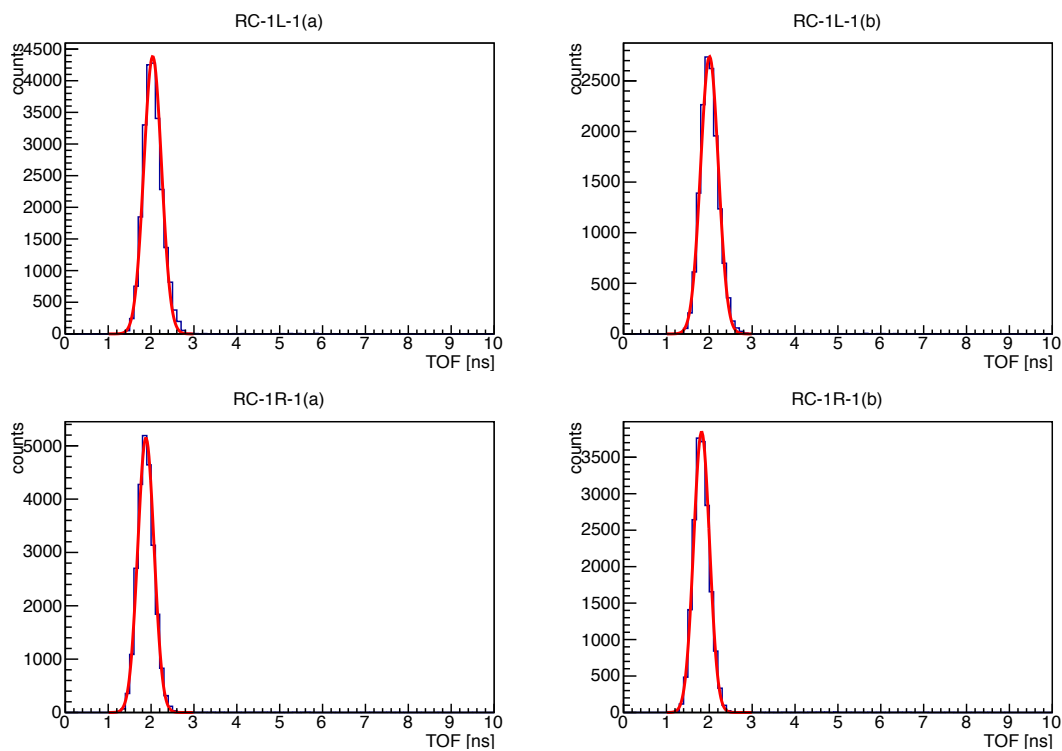


図 4.40: シミュレーションによる、反対側のユニットに陽子を要求したときの飛程検出器とターゲットと間の TOF 分布。それぞれの図は、左上: RC-1L-1(a), 右上: RC-1L-1(b), 左下: RC-1R-1(a), 右下: RC-1R-1(b) のものを表している。データと同じように、PID 関数を用いて相手の陽子を判別している。ガウス分布でフィットすることにより、中心値を求める。データの TOF にオフセットを加え、ピーク値がそれぞれシミュレーションと同じ値になるように調整する。

第5章 性能評価

4章で求めた各シンチレーション検出器に対するパラメータを用いて π^+ と陽子をそれぞれ識別する条件を決定する。その後、飛程検出器による識別でどれだけ陽子を識別できているかを評価する。

5.1 陽子と π^+ の同定

飛程検出器の各ユニットごとに測定値から得られる速度 β 、PID関数の値を基にして粒子識別を行う。粒子の飛程は速度 β の関数であるため、粒子が止まった層を選ぶと粒子毎に速度は一定の範囲に分布する。そのため、4章で議論したPID関数だけでなく $1/\beta$ の情報も組み合わせることで、 π 中間子と陽子をよりはっきりと識別できるようになる。図5.1が飛程検出器の前方のユニットRC-1Lに対してstop4のイベントを選んだ時の $1/\beta$ とPID関数の相関図である。

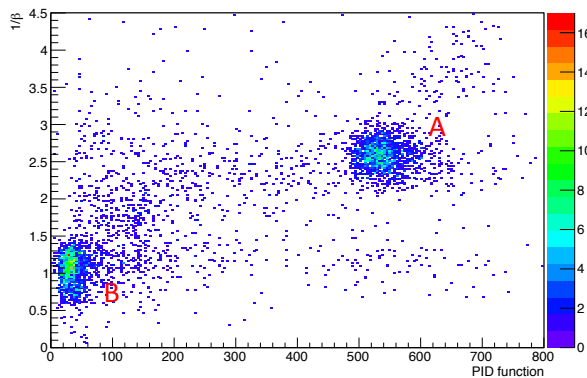


図 5.1: 水素標的ランでの RC-1L の stop4 における $1/\beta$ と PID 関数の相関

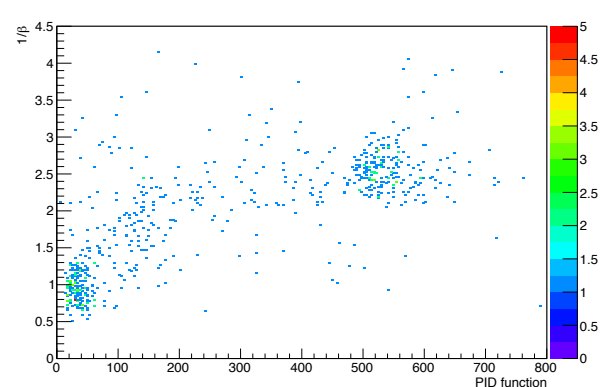


図 5.2: empty ランでの RC-1L の stop4 における $1/\beta$ と PID 関数の相関

A の部分が4層目で止まった陽子のイベントである。Bは $\beta \sim 1$ の速い π 中間子であるが、4層目で静止したのではなく、5層目をすり抜けたものである。 $1/\beta$ とPID関数のそれぞれの値でカットを行い、各stopイベント毎に陽子を識別する(図5.3)。ここで、それぞれのピークをガウス分布でフィットし、 $\pm 3\sigma$ 以内を選択した。

ここで得られた分布には標的以外に起因するバックグラウンドが含まれるため、emptyターゲットで測定したデータでも同様の解析を行い $1/\beta$ とPID関数の相関図を調べる(図5.2)。なお、飛行時間のオフセット及びPID関数の定数は標的ありのデータと同じ値を使用した。各stop条件でのemptyランのデータを引いたものとシミュレーションとの比較を図5.4、図5.5に記す。また π^+ に関しては、 π^+p 弾性散乱では運動量が高く飛程検出器内で静止しないため、PID関数を定義できない。そのため、 $1/\beta$ 分布のみを用いて識別を行うことにした。まず、左右両側のユニットで粒子を検出したデータを基にカット条件を決定する。例えばRC-1Rで上述のカットにより陽子を選んだ

場合には、左側のユニットには π^+ が入射すると期待される。図 5.6 は RC-1L を例にとった場合で、 $1/\beta$ 分布に π^+ 中間子以外の寄与が無視できるほど小さいことが分かる。ガウス分布でフィットして $\pm 3\sigma$ 以内を π^+ 中間子とみなす。表 5.1 に各ユニット毎の陽子、 π^+ の判定条件を示す。以降この条件を用いて陽子の識別効率 (飛程検出器に入射した陽子が飛程検出器によって正しく陽子と識別される割合) を論じる。

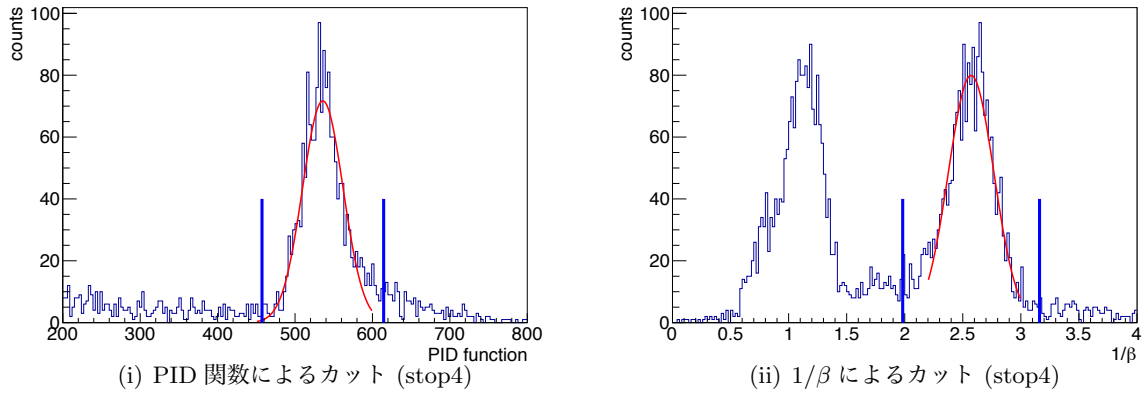
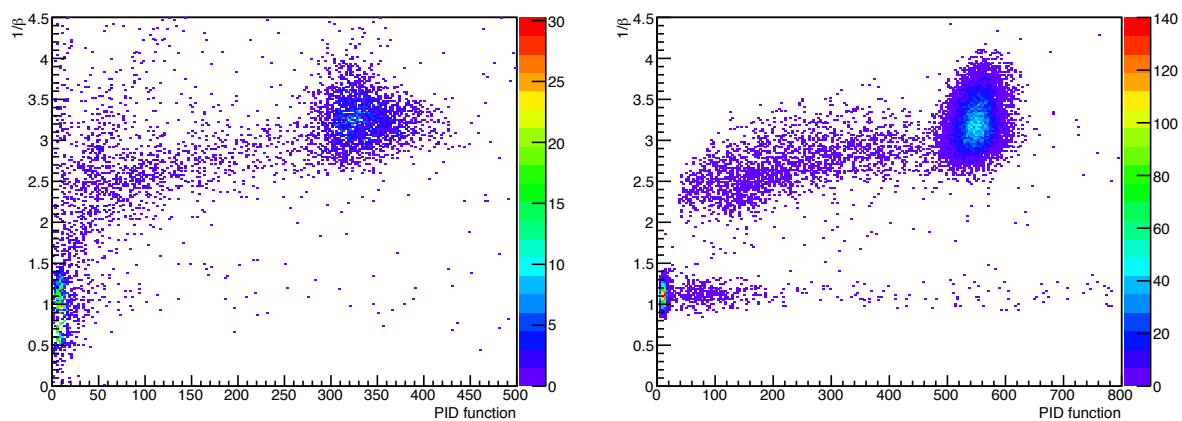


図 5.3: PID 関数と $1/\beta$ による陽子の識別。それぞれガウス関数を仮定して $\pm 3\sigma$ でカットしている。

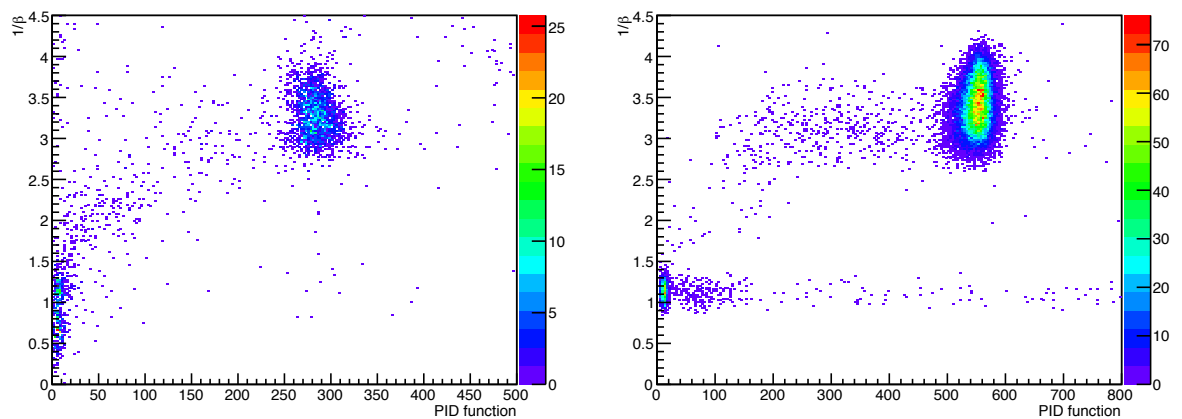
表 5.1: 陽子と π^+ の識別条件

(a) RC-1L (陽子)			(b) RC-1R (陽子)		
stop	$1/\beta$	PID 関数	stop	$1/\beta$	PID 関数
stop2(a)	2.51–3.99	249–409	stop2(a)	2.22–3.63	312–448
stop2(b)	2.55–4.03	241–325	stop2(b)	2.32–3.86	310–415
stop3(a)	2.38–3.37	428–561	stop3(a)	2.05–3.01	388–586
stop3(b)	2.34–3.29	450–577	stop3(b)	2.11–3.11	402–517
stop4	2.04–3.13	455–620	stop4	1.79–2.78	489–713

(c) RC-1L (π^+ 中間子)		(d) RC-1R (π^+ 中間子)	
セグメント	$1/\beta$	セグメント	$1/\beta$
RC-1L-1(a)	0.761–1.55	RC-3L-1(a)	0.770–1.37
RC-1L-1(b)	0.875–1.44	RC-3L-1(b)	0.718–1.38

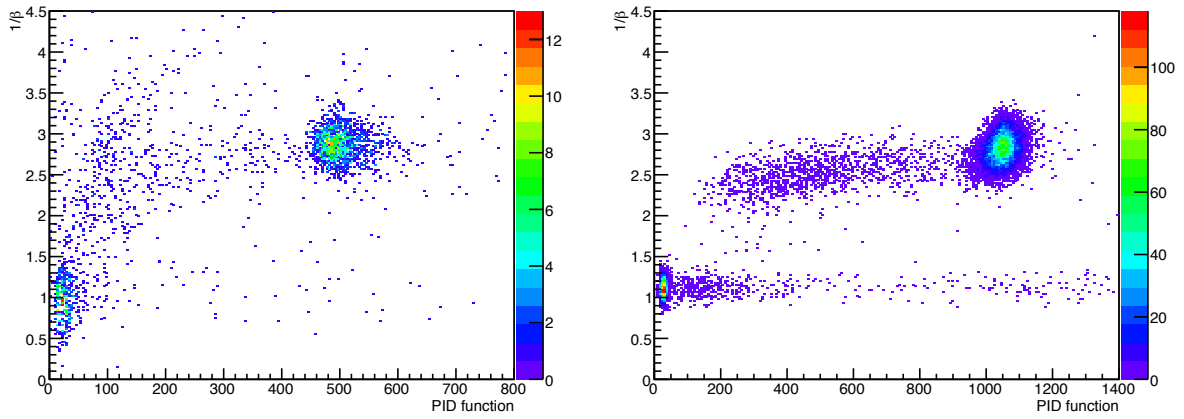


(i) stop2(a)

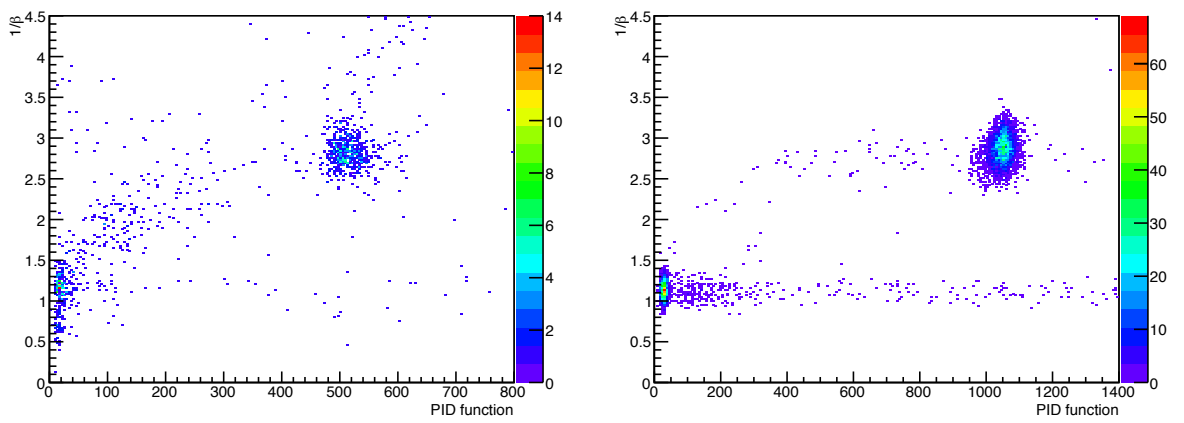


(ii) stop2(b)

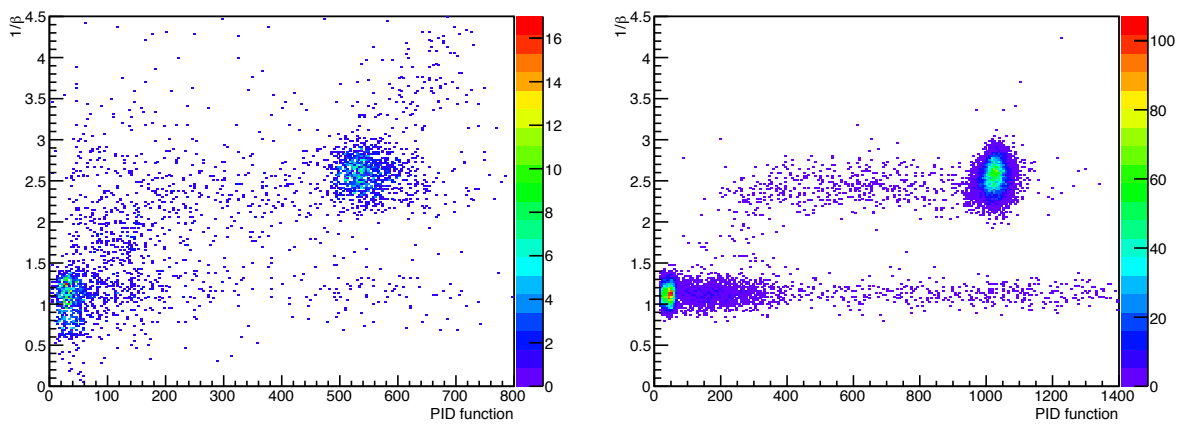
図 5.4: RC-1L の $1/\beta$ と PID 関数の相関 (stop2)。左図はデータで、empty ランのデータを用いてバックグラウンドを引いている。また右図はシミュレーションの結果である。データの方にはシミュレーションには無い成分が残っているが、全体的な振る舞いは一致している。



(i) stop3(a)



(ii) stop3(b)



(iii) stop4

図 5.5: RC-1L の $1/\beta$ と PID 関数の相関 (stop3, 4)。図 5.4 と同様。

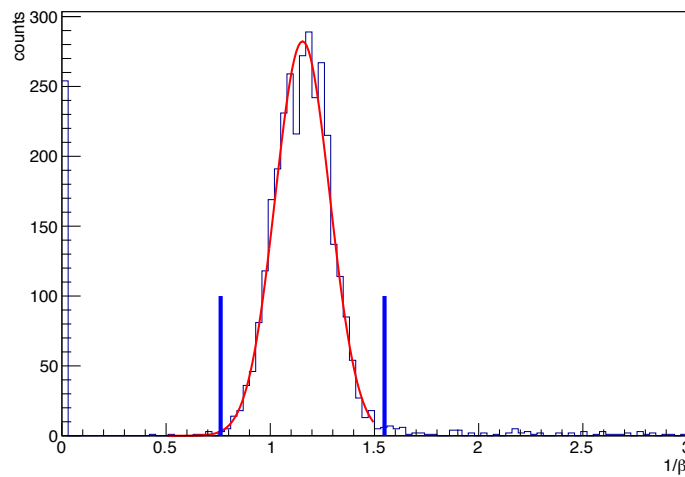


図 5.6: RC-1R に陽子を要求した場合 RC-1L-1(a) の $1/\beta$ の分布。ガウス分布でフィットを行い、 $\pm 3\sigma$ でカット範囲を決める。

5.2 シミュレーションとの検出数の比較

ユニット毎に陽子ないし π^+ を同定できるようになったため、文献値の断面積を基にシミュレーションを行い、飛程検出器による陽子の検出数をデータと比較した。シミュレーションで発生させるイベント数は、次の式に従ってデータと揃えた。

$$N_{sim} = \sigma \cdot d \cdot \rho \cdot A \cdot N_{\pi^+} \quad (5.1)$$

N_{sim} : シミュレーションで発生させたイベント数

σ : π^+p 弾性散乱の全断面積

d : ターゲットの有効的な厚さ

ρ : 液体水素の密度

A : アボガドロ数

N_{π^+} : 有効 π^+ ビーム量

ここでターゲットの有効的な厚さは、ビームが必ずしも標的に真っ直ぐ入射しないことから、実際のビーム分布を使って平均通過距離を算出した。また液体水素の密度については、この測定時にモニターされていた値である $7.038 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^3$ を用いている。また有効 π^+ ビーム量は 4.3.1 章の場合と同様で、 π^+ ビームをスケーラーで数えたものに DAQ の efficiency を掛けたものになっている。

シミュレーションにおいても 5.1 章と同様に、陽子については PID 関数と $1/\beta$ 、 π^+ については $1/\beta$ を用いて粒子の識別を行う。図 5.7 は $1/\beta$ と PID 関数とによる陽子の識別の例である。また、図 5.8 が陽子を識別した上での、反対側のユニットの $1/\beta$ の分布で、ここから π^+ のカット範囲を求める。

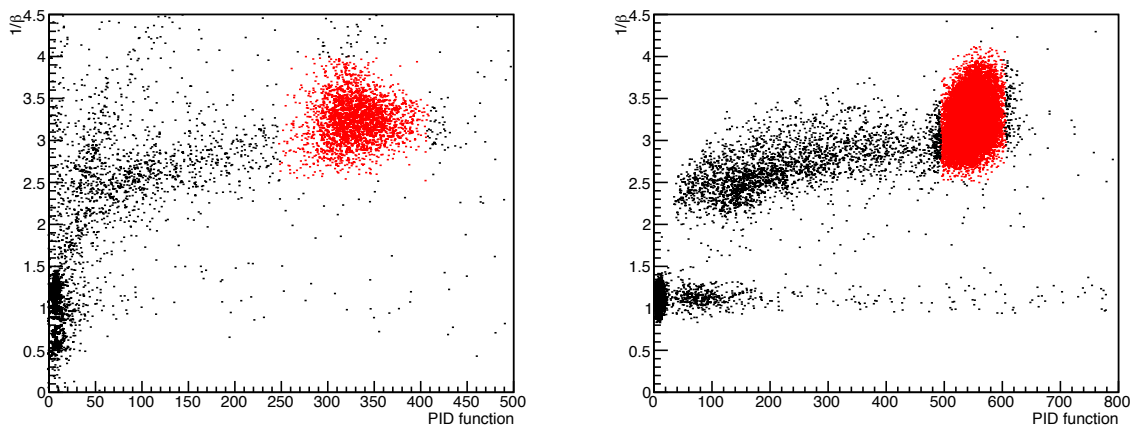


図 5.7: データとシミュレーションでの陽子識別。左がデータで、右がシミュレーションである。データについては empty ランを用いてバックグラウンドを引いている。赤い部分が識別された陽子を表している。データとシミュレーションで条件が同じになるように、シミュレーションにおいても stop を選んだ時の PID 関数と $1/\beta$ の分布から陽子を識別している。この図は RC-1L の stop2(a) のイベントを記している。

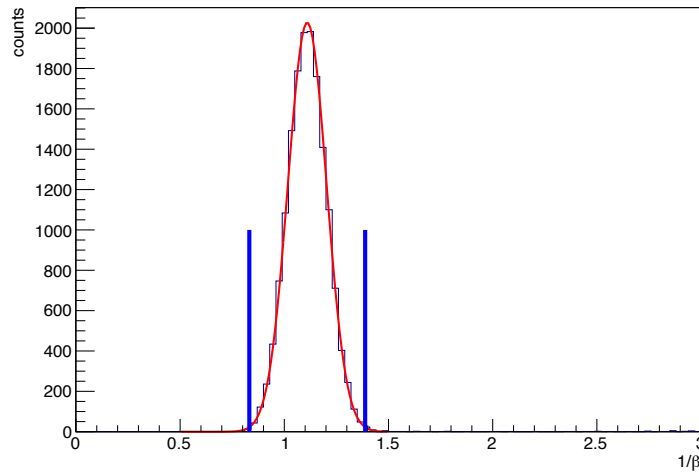


図 5.8: シミュレーションでの π^+ 識別。PID 関数と $1/\beta$ から陽子を識別し、その反対側のユニットの $1/\beta$ から π^+ を識別する。ガウス分布でフィットし、 $\pm 3\sigma$ の領域でカットしている。

シミュレーションでもデータと同様の手法で π^+ と陽子を識別できたため、左右のユニットに π^+ と陽子の両方を要求し、 π^+p の弾性散乱が飛程検出器により観測されるイベント数を比較する。図 5.9 がビームから見て反対側のユニットに π^+ を要求した場合の陽子の $1/\beta$ 分布で表 5.2 がそれを積分した全イベント数である。

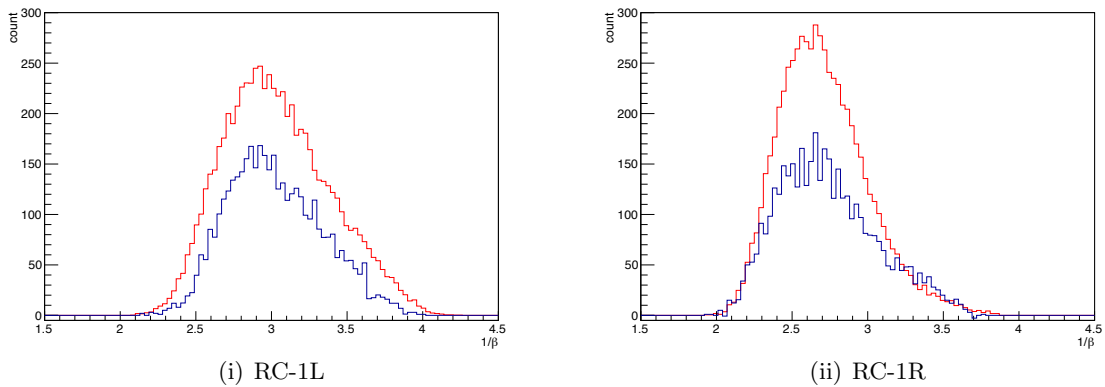


図 5.9: 反対側のユニットに π^+ を要求した場合の陽子の $1/\beta$ 分布。青い線がデータで、赤い線がシミュレーション。シミュレーションの方がイベント数が多くなっている。

表 5.2: 反対側のユニットに π^+ を要求した場合の陽子の検出数

陽子を検出したユニット	データ	シミュレーション
RC-1L	4125	6971
RC-1R	4155	6475

結果、 $1/\beta$ の分布の形状自体は似ているが、数の面で見るとシミュレーションの方が 1.6 倍ほど

多く π^+p イベントを検出してしまっている。また、1層目をセグメント (a), (b) それぞれに分割し、4通りの組み合わせについて同様の $1/\beta$ 分布を作成したところ図 5.10 のようになった。それぞれの分布で、データとシミュレーションの検出数の比が異なっていることが分かる。原因については、5.4 章及び付録 B で考察する。

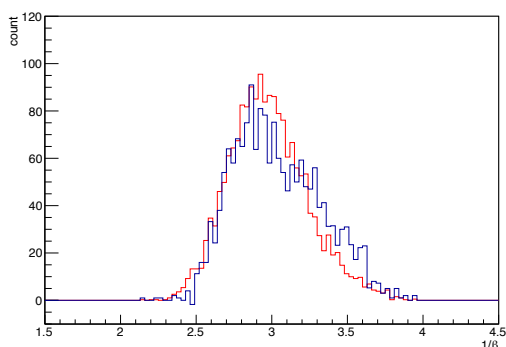
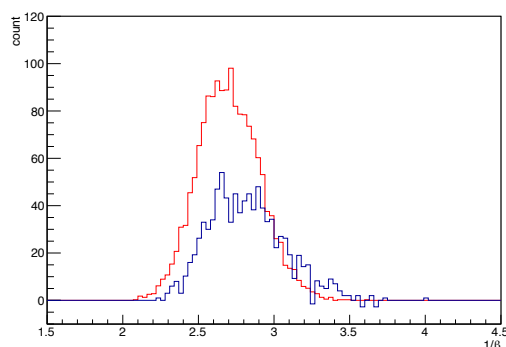
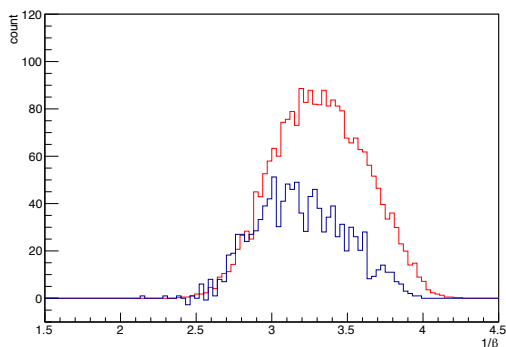
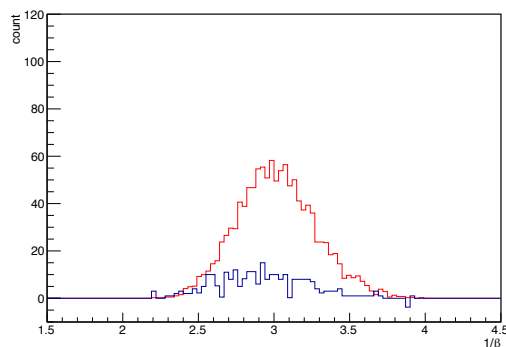
(i) RC-1L-1(a) で陽子、RC-1R-1(a) で π^+ を検出(ii) RC-1L-1(a) で陽子、RC-1R-1(b) で π^+ を検出(iii) RC-1L-1(b) で陽子、RC-1R-1(a) で π^+ を検出(iv) RC-1L-1(b) で陽子、RC-1R-1(b) で π^+ を検出

図 5.10: RC-1L-1 で陽子、RC-1R-1 で π^+ を検出したイベント。青い線がデータで、赤い線がシミュレーションを表している。それぞれ (a), (b) どちら側で検出したかで分類している。分布の割合が違っていることが分かる。

5.3 陽子の識別効率の見積もり

シミュレーションでは実際に得られた分布を完全に再現できなかったため、データだけを用いて飛程検出器の識別効率の評価を試みた。今回の測定では、飛程検出器の左右のユニットの両方に粒子が入射するのは π^+p の弾性散乱によるイベントのみだと考えられるので、あるユニットに π^+ を要求した時に、ビームに対して反対側のユニットに入射する粒子は陽子だけである。すなわち、一層目のシンチレータだけで陽子を同定することができる。図5.11が反対側のユニットに π^+ を要求したときの、1層目に入射する粒子の $1/\beta$ の分布である。1層目だけで陽子を検出した場合と、飛程、 $1/\beta$ 、PID関数を用いて総合的に陽子を検出した場合とを比較して、飛程検出器の陽子に対する識別効率を見積もる。識別効率の β 依存性を見るため、 β をある範囲で区切ってその領域に含まれる陽子の検出数を調べる。また、emptyランのデータを用いて、標的起因でないバックグラウンドとなる成分を除く。

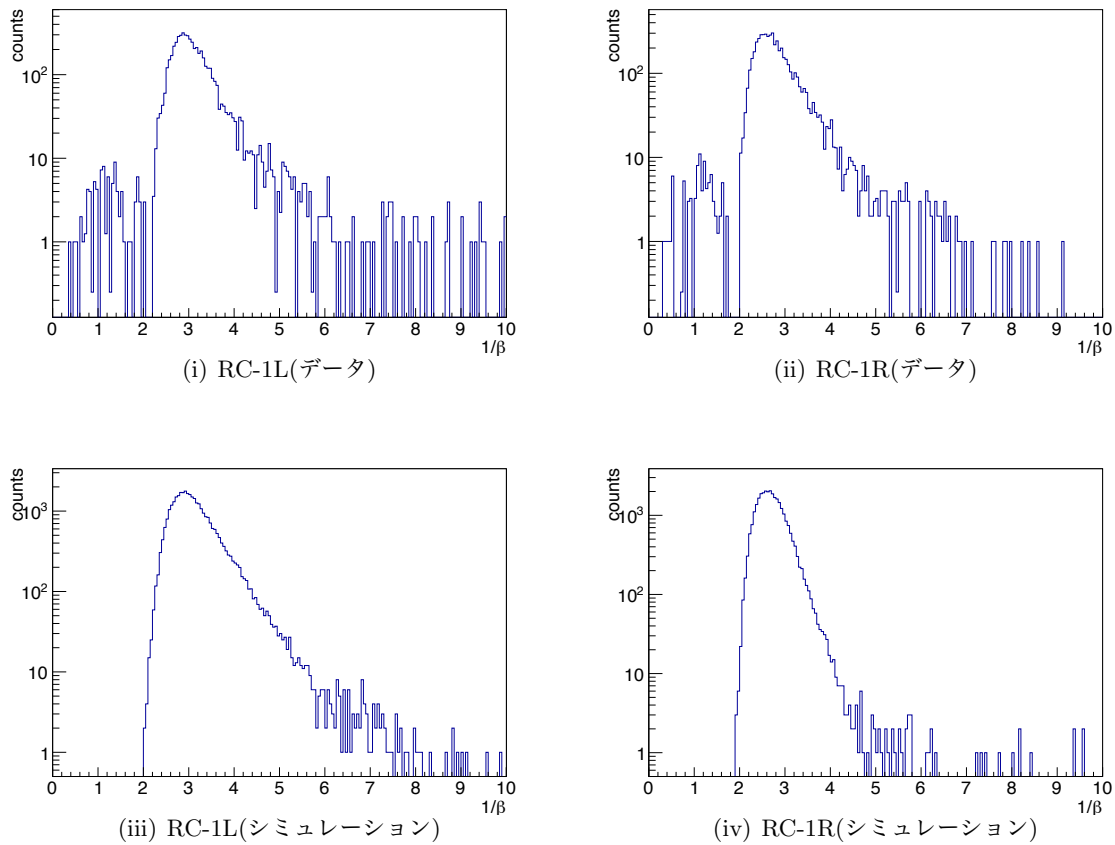


図 5.11: 反対側のユニットに π^+ を要求した場合の $1/\beta$ の分布。縦軸は対数スケールになっている。データでは $1/\beta$ の小さい領域に若干バックグラウンドが残っているが、ほとんどが陽子であることが分かる。

表 5.3 が、実験で得られた各 β の領域で陽子の検出数、及び識別効率である。検出数が少なすぎて正しく評価されていないと思われるイベントは除いている。グラフにしたものを図 5.12 に記す。

表 5.3: 陽子の識別効率

(a) RC-1L

β	1層目のヒット数	PID 関数により陽子と識別された数	識別効率
0.24-0.26	247 ± 11	52 ± 4	21 ± 3 %
0.26-0.28	539 ± 15	438 ± 13	81 ± 2 %
0.28-0.30	927 ± 15	864 ± 15	93 ± 1 %
0.30-0.32	982 ± 15	915 ± 14	93 ± 1 %
0.32-0.34	1792 ± 20	1568 ± 18	87 ± 1 %
0.34-0.36	1278 ± 15	1075 ± 11	84 ± 1 %
0.36-0.38	779 ± 16	623 ± 12	80 ± 2 %
0.38-0.40	250 ± 13	173 ± 10	69 ± 4 %
0.40-0.42	157 ± 11	78 ± 7	50 ± 6 %

(b) RC-1R

β	1層目のヒット数	PID 関数により陽子と識別された数	識別効率
0.24-0.26	166 ± 8	1 ± 0	1 ± 1 %
0.26-0.28	302 ± 11	115 ± 5	38 ± 3 %
0.28-0.30	461 ± 11	389 ± 10	84 ± 2 %
0.30-0.32	500 ± 9	443 ± 8	89 ± 2 %
0.32-0.34	1103 ± 15	1022 ± 12	93 ± 1 %
0.34-0.36	1228 ± 15	1130 ± 14	92 ± 1 %
0.36-0.38	1357 ± 17	1184 ± 15	87 ± 1 %
0.38-0.40	889 ± 11	730 ± 9	82 ± 1 %
0.40-0.42	1040 ± 15	847 ± 12	81 ± 1 %
0.42-0.44	388 ± 12	319 ± 10	82 ± 3 %
0.44-0.46	187 ± 13	148 ± 9	79 ± 5 %
0.46-0.48	78 ± 12	47 ± 7	61 ± 11 %

誤差評価について

今回の測定では、水素ターゲットでの測定で検出した陽子の個数から、empty ターゲットで検出した陽子の個数を、照射ビーム量でノーマライズした上で引いている。そのため、陽子の数については empty ターゲットで得られた陽子の数をポアソン分布だと仮定した場合の誤差のみを含めて

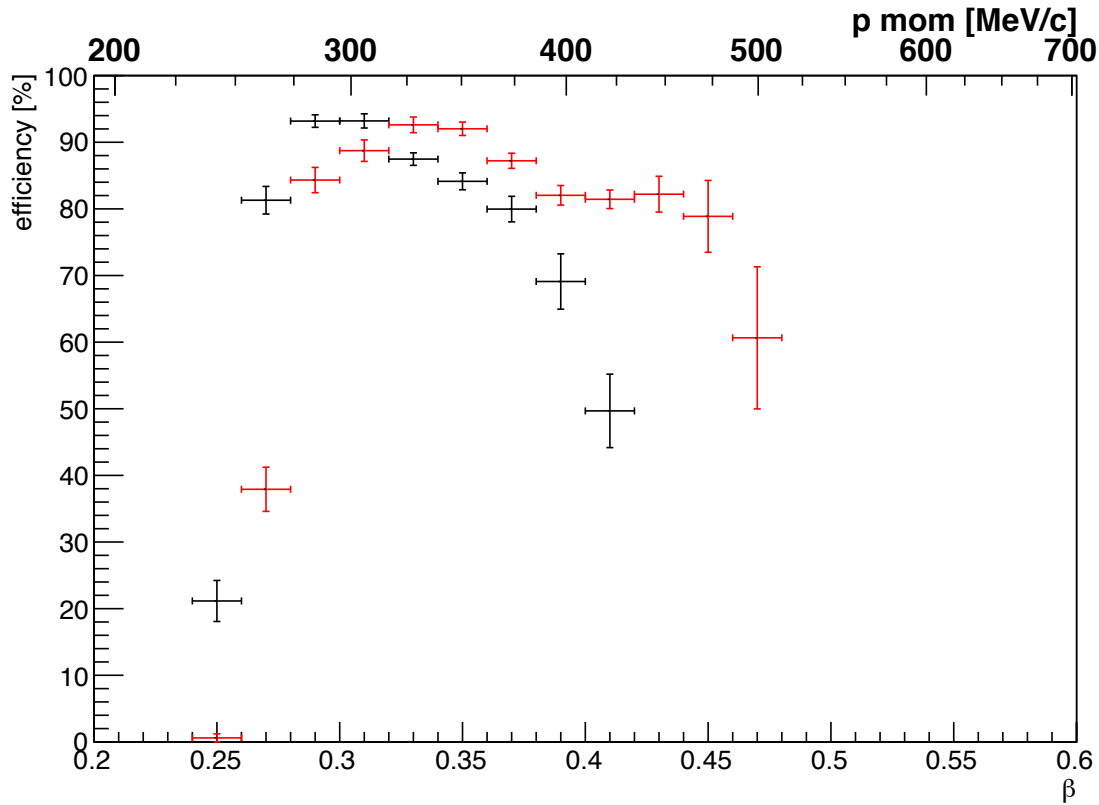


図 5.12: 各 β 領域における陽子の識別効率。黒線が RC-1L で、赤線が RC-1R を示している。上軸に β を運動量に変換した値を記す。

いる。また、識別効率については、

$$\begin{aligned}
 N_H &: \text{水素ターゲットでの陽子の検出数 (1層目のヒット数)} \\
 n_H &: \text{水素ターゲットでの陽子の検出数 (PID 関数により陽子と識別された数)} \\
 \epsilon_H &: \text{水素ターゲットでの陽子の識別効率} \\
 N_{emp} &: \text{emptyターゲットでの陽子の検出数 (1層目のヒット数)} \\
 n_{emp} &: \text{emptyターゲットでの陽子の検出数 (PID 関数により陽子と識別された数)} \\
 \epsilon_{emp} &: \text{emptyターゲットでの陽子の識別効率} \\
 \alpha &: \text{ビーム量を揃えるための normalization factor}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

とすると、求めたい識別効率 ϵ は

$$\epsilon = \frac{n_H - \alpha n_{emp}}{N_H - \alpha N_{emp}} \tag{5.3}$$

$$= \frac{\epsilon_H N_H - \alpha \epsilon_{emp} N_{emp}}{N_H - \alpha N_{emp}} \tag{5.4}$$

と表される。 $\epsilon_H, \epsilon_{emp}$ の誤差は二項分布を用いて

$$\sigma_{\epsilon_H} = \frac{\sqrt{N_H \epsilon_H (1 - \epsilon_H)}}{N_H}, \quad \sigma_{\epsilon_{emp}} = \frac{\sqrt{N_{emp} \epsilon_{emp} (1 - \epsilon_{emp})}}{N_{emp}} \tag{5.5}$$

と表される。また N_{emp} の誤差は $\sqrt{N_{emp}}$ である。したがって識別効率 ϵ の誤差は、式 5.4 に対して ϵ_H , ϵ_{emp} , N_{emp} それぞれの誤差を伝搬させたもので評価している。

5.3.1 識別効率に対する考察

今回の測定の結果、左右で値が違うが $\beta \sim 0.3$ 付近では陽子の識別効率が約 90 %、陽子が検出されている範囲では平均的には 80 % 程という結果になった。

飛程検出器全体での識別効率が低くなっている原因の1つとして、ハドロン相互作用による効果が挙げられる。陽子がシンチレータ内の原子核中の中性子と散乱して運動エネルギーを失うと、シンチレータ毎のエネルギー損失の合計が小さくなってしまふと考えられる。その影響で、PID 関数によるカットで陽子ではないと誤認してしまう。この効果を確認するため、電磁相互作用のみを用いた場合とハドロン相互作用を入れた場合について、GEANT4 を用いて飛程検出器に速度が一定の陽子を垂直に入射させるようシミュレーションを行った。図 5.13 に dE と PID 関数の相関を示す。電磁相互作用のみでは PID 関数がほぼ一定の値、ハドロン相互作用を入れると小さい側に裾を引くのが分かる。 $\beta = 0.42$ の場合では、PID 関数の値が陽子の識別のカット範囲にある割合は 94.9 % となっており、5.1 % の陽子を取りこぼしてしまうことになる。

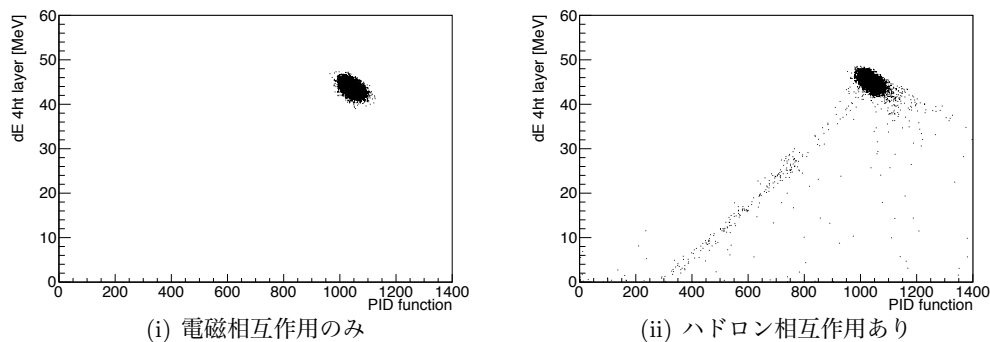


図 5.13: ハドロン相互作用による効果。4 層目のシンチレータのエネルギー損失と PID 関数の相関を表している。 $\beta = 0.42$ の陽子を飛程検出器に垂直に入射している。ハドロン相互作用によって PID 関数の分布が変化しているのが分かる。

さらに別の原因として粒子のすり抜けの問題がある。1 層目のシンチレータで陽子を検出しても後ろの層をすり抜ける粒子があるため、その分識別効率が悪くなってしまふ。粒子のすり抜けが何層目で起こるかは基本的には散乱角によって決まるが、飛程検出器内での飛程にも依存する。そのため、すり抜けが起こる割合を正確に評価するためには粒子の運動量分布と散乱角分布を知る必要がある。だが、仮に粒子が標的中心から実験室系で等方に放出されるとすると、立体角の計算により 2 層目をすり抜ける粒子は全体の約 10 % となる。各層ですり抜ける立体角を比較すると、2 層目ですり抜けるイベントが一番多いと考えられるため、この概算は大きく異なることはないと言える。

図 5.12 において速度が大きくなると識別効率が悪化している要因は π^+p 弾性散乱の運動学により運動量と散乱角の間に相関があり、陽子が飛程検出器の下流の端に片寄って入射し、すり抜けを起こしているためだと考えられる。E27 実験においては陽子の散乱角と運動量にそれほど強い相関はないが、すり抜けの効果は別途定量的に評価する必要がある。また、低運動量側で識別効率が下がるのは 2 層目に到達することなく陽子が 1 層目で静止するためである。そのような陽子は E27 実験では必要ないため、問題は生じない。

また、左右のユニットで若干分布が異なっているのはビームの中心軌道に対する非対称性を反映しているものと思われる。図5.14が、 π^+ と陽子を飛程検出器の両方で検出したときの陽子の β 分布である。左右で、検出された β の領域が異なっていることが分かる。これはシミュレーションにおいても確認できる。

また、シミュレーションにおいても陽子の識別効率を求めて比較を行った。図5.15がその結果である。一番良い識別効率の値もほぼ再現でき、また、低運動量領域におけるカットオフもコンシステントである。高運動量領域において速度依存性が一致しないのは、これまで見てきたようにシミュレーションで発生させた陽子の分布が実験データとずれていることと関係していると考えられる。

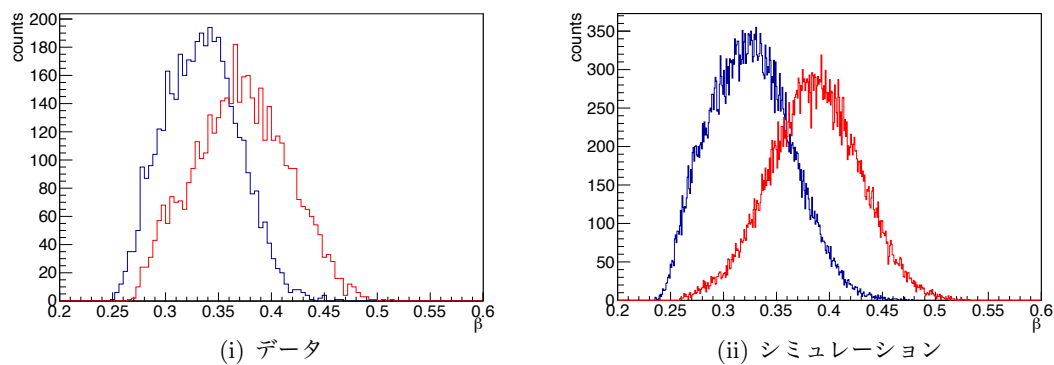


図 5.14: 反対側のユニットに π^+ を要求したときの陽子の β 分布。青線と赤線はそれぞれRC-1LとRC-1Rにおける β 分布である。左右で陽子の β 分布が違っているのが分かる。

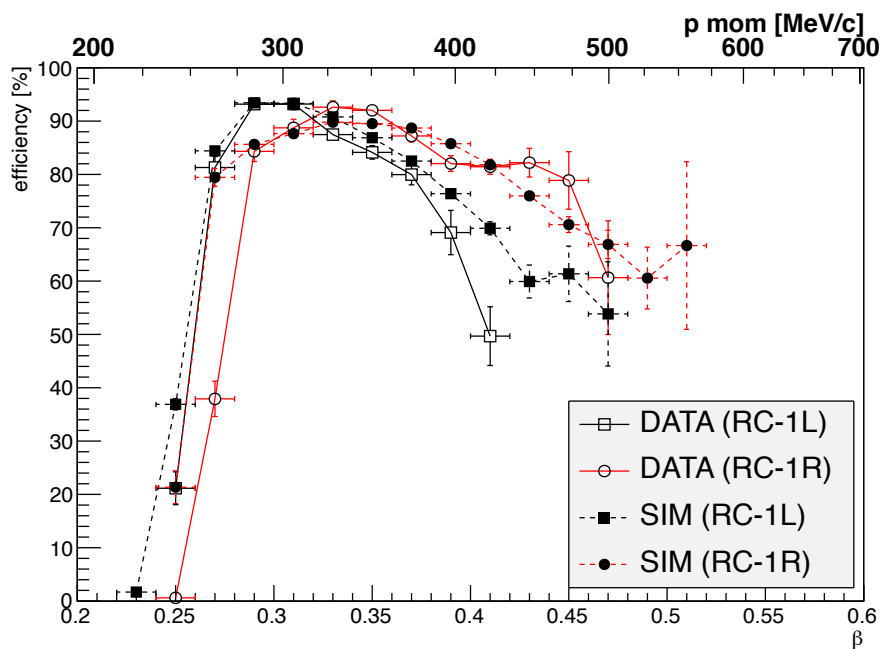


図 5.15: データとシミュレーションの識別効率の比較。実線がデータ、破線がシミュレーションを示しており、黒線がRC-1L、赤線がRC-1Rを示している。左右のユニット間のピークのずれ、識別効率の最大値、低運動量領域でのカットオフ等、データがシミュレーションで理解できている。

5.4 今後の課題

全体的な振る舞いとしてはデータとシミュレーションはおおむね一致しているが、5.2章で示したように収量及び粒子が入射する分布が異なっている。考えられる原因を列挙する。

- (i) ビームの構造
- (ii) ビームの個数
- (iii) 検出器の位置
- (iv) ターゲットの位置

(i) 水素標的を用いたキャリブレーション測定ではビームスペクトロメータによるビームの解析ができなかった(4.3.1章)。そのため、同じビーム設定を用いた empty ターゲットのランでは問題なくビームの解析が可能のため、それを用いて水素標的ランにおけるビームの構造をシミュレーションで再現したが、これが現実とは異なっている可能性がある。

(ii) ビームの個数はトリガーカウンターの信号をスケーラーによって数えているのだが、ビーム中に π^+ 以外の粒子が混入しているということが考えられる。特に、 π^+ が飛行中に μ^+ に崩壊することが考えられるので、実際のイベント数よりも多く見積もってしまっていることになる。今後 Decay Turtle を用いて μ^+ の混入率を評価する予定である。

(iii) 検出器の設置には細心の注意を持って臨んでいるが、実験時の検出器の位置がずれていた可能性がある。

(iv) ターゲットはクライオスタットの中に入っており、外からは正確な位置を確認できない。E27 実験では (π^+ , K^+) 反応等を用いて反応点の分布から標的のプロファイルを調べることができるので、今後標的の正確な位置を考慮する予定である。

これらは今後の課題とし、原因の究明に務める。なお、付録 B でこれらに関する現在の解析状況を掲載する。

第6章 結論

我々は、J-PARC K1.8 ビームラインで $1.7 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビームを用いて $d(\pi^+, K^+)$ 反応によって K 中間子原子核を探索する実験 (J-PARC E27 実験) を計画している。 $d(\pi^+, K^+)$ 反応では準自由過程の反応が支配的であり包括的な測定では K^-pp の信号はバックグラウンドに埋もれてしまうため、2 個の高運動量の陽子を同時検出する排他的な測定により K^-pp を探索する。そのための飛程検出器の開発を行い、2012 年 6 月に実験を行った。ターゲットの周囲に 6 台の飛程検出器を設置し、約 2 週間に渡ってデータを取得した。

パイロット実験では K^-pp 探索の測定とは別に飛程検出器の識別効率を評価するための π^+p 弾性散乱の測定を行った。 $0.5 \text{ GeV}/c$ の π^+ ビームを液体水素ターゲットに照射し、2 台の飛程検出器に π^+ と陽子が入射したイベントの解析を行った。実験データから粒子識別に必要な情報を構築し、飛程、エネルギー損失、飛行時間を組み合わせた解析により陽子と π^+ を識別するためのカット条件を求めた。その中で、実際に飛程検出器の 2 つのユニットで π^+ と陽子が同時に検出できていることを確認した。

ビームラインのスペクトメータの解析でビームプロファイルを決定し、実験を再現するようにシミュレーションを行った。過去に測定されている π^+p 弾性散乱の断面積をもとに陽子の収量を見積もったが、今回のデータとは 1.6 倍ほど収量が異なっていた。原因はまだ分かっておらず、引き続き解析を続ける。

また、飛程検出器全体の陽子に対する識別効率を評価した。その際には調べたいユニットとはビームを挟んで逆の位置にあるユニットで π^+ 中間子を要求している。 $\beta = 0.26\text{--}0.4$ の範囲で、識別効率は約 80 % – 90 % となり、十分な性能を達成していることを確認した。この結果はシミュレーションによって理解できている。

今後は、 π^+p 弾性散乱の解析が終わり次第、本実験である $d(\pi^+, K^+)$ 反応での測定の解析に着手する予定である。 π^+p 弾性散乱の解析結果を基に、異なる陽子の分布において、ユニット毎に陽子を識別するためのカット条件を最適化していく。

付録A PID関数

粒子の飛程は運動エネルギーに関係する量で質量 m , 電荷 Z , 運動エネルギー T の粒子の飛程 R には

$$R \propto \frac{T^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{A.1})$$

という関係がある。 α は一般的に 1.75 という値が使われる。この時、粒子がシンチレータの層を何層か進んで i 層目で止まったとする。 $i-1$ 層目のシンチレータの厚さを d , i 層目で粒子が進んだ距離を x とし、 $i-1$ 層目でのエネルギー損失を dE_{i-1} , i 層目でのエネルギー損失を dE_i とすると、

$$d + x \propto \frac{(E_{i-1} + E_i)^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{A.2})$$

$$x \propto \frac{E_i^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{A.3})$$

がそれぞれ成り立つ。そのため、式 A.2, 式 A.3 を両辺引くと

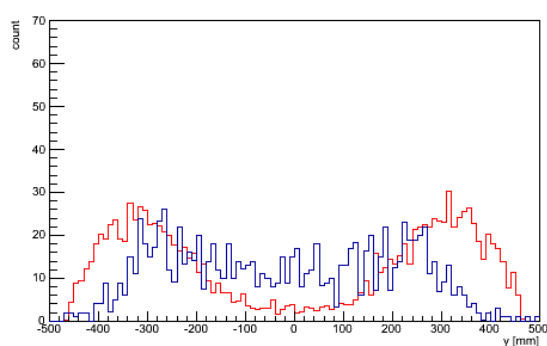
$$d \propto \frac{(E_{i-1} + E_i)^\alpha - E_i^\alpha}{mZ^2} \quad (\text{A.4})$$

$$dmZ^2 \propto (E_{i-1} + E_i)^\alpha - E_i^\alpha \quad (\text{A.5})$$

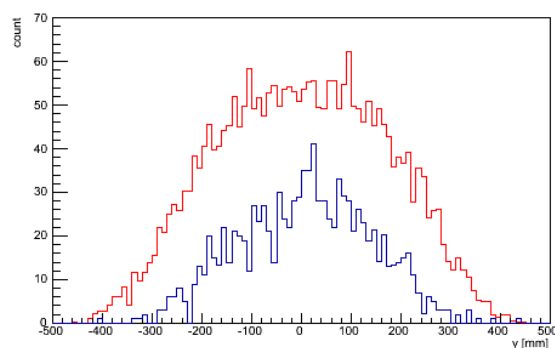
となり、PID 関数 $(E_{i-1} + E_i)^\alpha - E_i^\alpha$ は粒子の質量と電荷によって異なる値をとることが分かる。

付録B シミュレーションとの違いの考察

データとシミュレーションの違いについて考察する。5.2章で示したとおり、全体の収量だけでなく収量の分布が実験とシミュレーションで違ってしまっている。そこで、粒子の入射位置に関する情報を得るために飛程検出器の y の入射位置の分布について調べてみた。図 B.1 が、RC-1R に π^+ を要求した際の、RC-1L に入射する陽子の y の分布である。なおこの考察では、データは empty を引いたもののみを用いる。



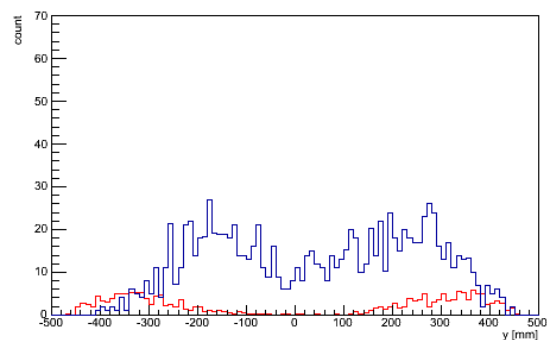
(i) RC-1L-1(a) に陽子、RC-1R に π^+



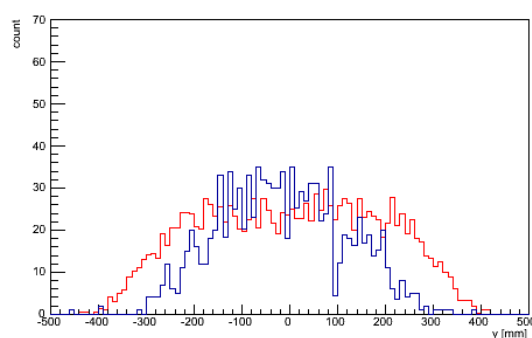
(ii) RC-1L-1(b) で陽子、RC-1R に π^+

図 B.1: RC-1L で陽子、RC-1R で π^+ を検出したイベントの y 分布。赤がシミュレーションで青がデータ。RC-1L は stop2 を選んでいる。

一方、反対に RC-1L に π^+ を要求した際の、RC-1R に入射する陽子の y の分布は図 B.2 の様になる。



(i) RC-1R-1(a) に陽子、RC-1L に π^+



(ii) RC-1R-1(b) に陽子、RC-1L に π^+

図 B.2: RC-1R で陽子、RC-1L で π^+ を検出したイベントの y 分布。赤がシミュレーションで青がデータ。RC-1R は stop2 を選んでいる。

これらを比べると、シミュレーションでは左右ユニットで大きな違いがあるが、データの方ではあまり差が無いのが分かる。なお、 y 方向の分布が2山あるのは、図 B.3 を見れば理解できる。これは、反対側のユニットに π^+ を要求した場合の、飛程検出器に対する陽子の入射位置である。

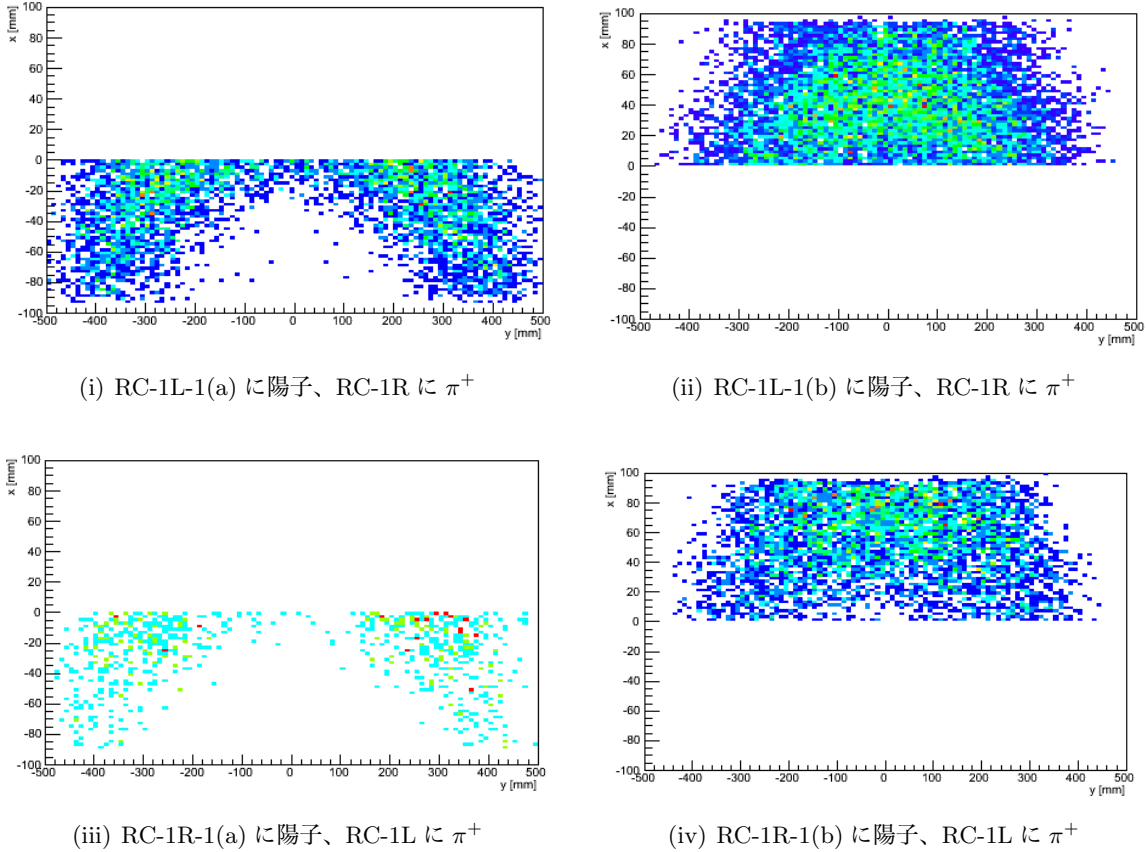


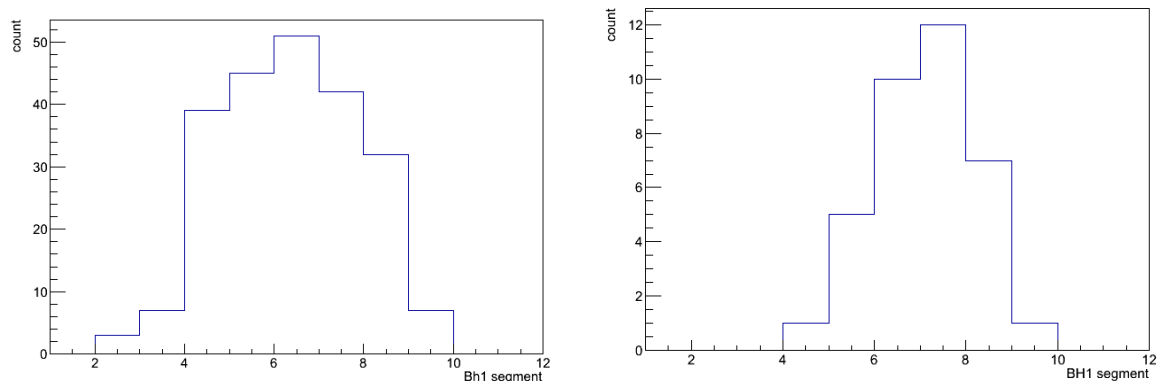
図 B.3: 反対のユニットに π^+ を要求したときの陽子の入射位置 (シミュレーション)。縦軸が x (横方向)、横軸が y (高さ方向) になっている。stop2 のイベントを選んでいる。

飛程検出器で飛程を選んだ場合、それは粒子の運動量を制限したことに相当する。 π^+p 弾性散乱は2体反応なので、運動量が決まれば散乱角も一意に決まる。そのため、飛程検出器の表面に弧を描くように陽子が分布する。これを y 方向に射影すると、場合によっては2山に見えることになる。

シミュレーションと実験で分布が異なっている原因としては、ビームのプロファイルが違ってしまっているということがまず考えられる。そのため、水素ターゲットのランではチェンバーのデータが無いのでスペクトロメータの解析は出来ないが、BH1 のヒットパターンを確認してビームの情報を得ることにした。図 B.4 がそれぞれのヒットパターンである。

その結果、empty ランと水素ターゲットのランで BH1 のヒットパターンが異なっていることが判明した。従って、empty ランを用いて再構成したビームの構造が水素ターゲットのランと異なっていることがシミュレーションとデータとの差異の一因になっているということが考えられる。

また、実験で得られたデータを再現するような条件を、シミュレーションの設定を変えて比較することで探索した。図 B.1, B.2 を見る限り、データの方は左右の違いがあまり無いように見えるので、まずビーム軸の傾きを無くすことにした。そうした上で、ビームの入射運動量を低くすると y の分布がデータに近づくことが分かったため、運動量を細かく変えてシミュレーションを行った。



(i) 水素ターゲットのラン

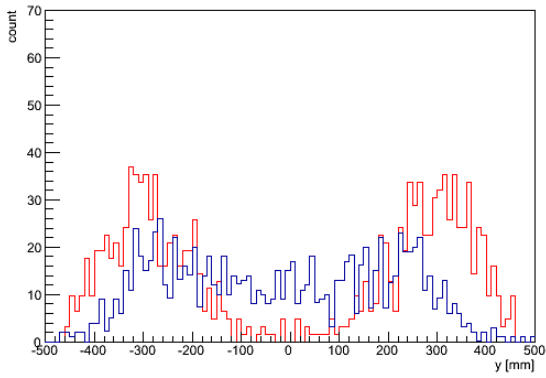
(ii) empty ターゲットのラン

図 B.4: BH1 のヒットパターン。両者で分布が違っているのが分かる。

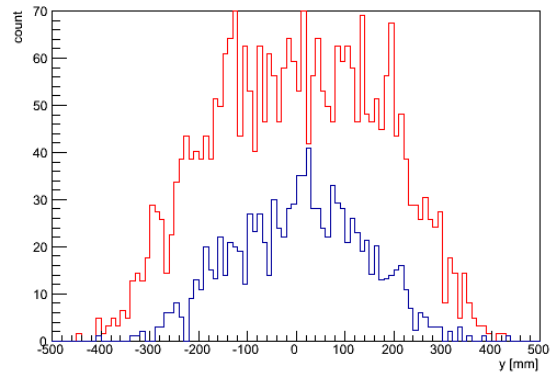
その結果、 π^+ の運動量が $450 \text{ MeV}/c$ のときにデータとシミュレーションの整合性がよくなった。図 B.5 がそのときの y の分布である。

しかし、まだ完全に合わせられているわけではなく、入射運動量の変化だけではこれ以上は合わせられなかった。それに加え、運動量が $30 \text{ MeV}/c$ も違うというのも現実的では無いように思われる。しかし、粒子の運動量を下げた場合にデータに近づくのは確かなので、シミュレーションで再現出来ていない部分でエネルギー損失を起こしている等の可能性は考えられる。

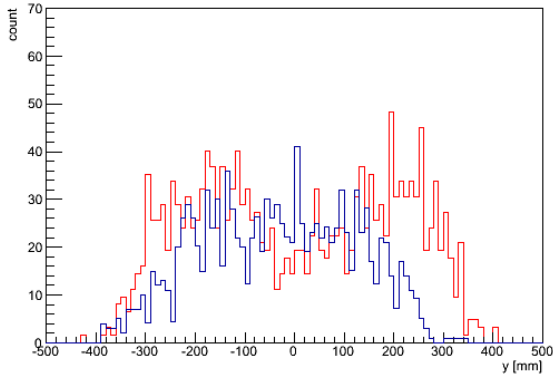
現在の状況ではこれ以上のことは分かっていないため、今後の解析で原因を究明する。



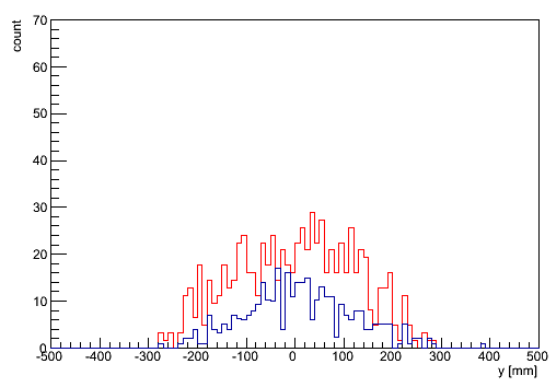
(i) stop2(a)



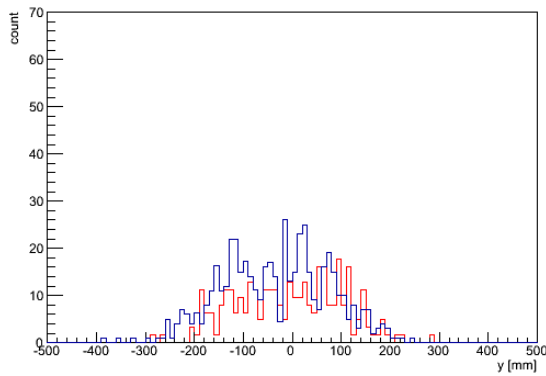
(ii) stop2(b)



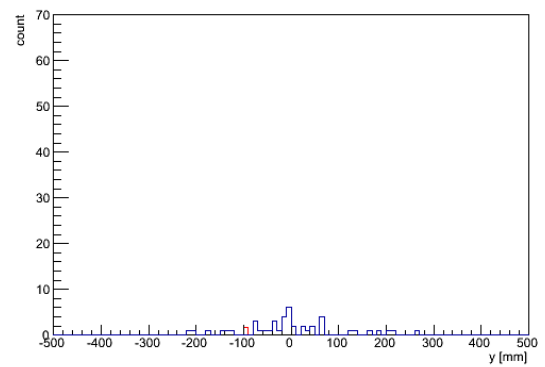
(iii) stop3(a)



(iv) stop3(b)



(v) stop4(a)



(vi) stop4(b)

図 B.5: RC-1R に π^+ を要求したときの RC-1L で検出した陽子の y 分布。各 stop イベント毎に記している。

謝辞

この修士論文を書くに当たり、本当に多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げたいと思います。

指導教官の永江知文教授は私に物理学実験の道を与えてくださいました。今、自分がJ-PARCという素晴らしい実験施設で研究ができるということはとても恵まれた環境だと思っていますし、ありがたいことだと思っています。それに加え、解析について助言を下さったり、提出書類があるたびに添削を下さったり、お忙しい中でも私のことも気にかけて下さって大変感謝しています。藤岡宏之助教には私が学部の4年生のときからお世話になっています。藤岡助教の豊富な知識と鋭い洞察力にはいつも驚かされるばかりで、常に自分の目標となっています。時に厳しく、時に優しく、解析や発表のことについてアドバイスを頂き、私のような未熟者の面倒を見てくださいました。藤岡助教がいなかったならば、この修士論文も書くことは出来なかったと思います。川畑貴裕准教授、村上哲也講師、新山雅之助教には研究室内での発表の度に助言を頂きました。

同室の時安敦史さんには、解析で困っている時によく助言を頂きました。私が勉強不足なばかりに初歩的なところで分からない事があっても、いつも丁寧に教えて下さってとても勉強になりました。森津学さんには研究者としての心構えを教えて頂きました。杉村仁志さんにはJ-PARCでの生活や現場作業でお世話になりました。

また、同期の金築俊輔君、水谷圭吾君、橋本敏和君、角谷朋亮君、渡邊英知君には一緒に談笑したり、気軽に相談したりいつもお世話になっています。特に、同じJ-PARCで実験をしている金築君とは現場作業を一緒にすることも多く、飛程検出器の作成の際にはよく手伝ってもらいました。

J-PARC K1.8ビームラインでは色々な方にお世話になりました。白鳥昂太郎助教には実験の基礎となる部分を教えて頂きました。その妥協を許さない姿勢は私も見習いたいと思います。東北大学の鶴養美冬助教・小池武志助教・三輪浩司助教・細見健二さん・山本剛士さん・本多良太郎さん、ソウル大学のYang Seongbaeさんとは実験の時は皆で一丸になって作業をしました。実験の楽しさを肌で感じました。同期である東北大学の松本祐樹君、大阪大学の太田良亮君・早川修平君とは共に行動することも多く、実験中も楽しく作業が出来ました。

この修士論文の執筆に当たって、私は市川裕大さんに一番お世話になりました。飛程検出器の仕事を市川さんから引き継いだこともあり、私は配属が決まってからは市川さんの指導のもと研究を行ってきました。実験のことや解析のこと等、まだ右も左も分からなかった私は何度も市川さんに助けてもらいました。共に現場作業を行ったり、解析に関して助言を頂いたり、いつもお世話になっています。

この欄には書ききれませんが、今回の私の研究に関わった全ての人に感謝の意を表したいと思います。最後になりましたが、こんな私を支えてくれた両親に感謝しています。

参考文献

- [1] A.D. Martin, Nucl. Phys. **B179**, 33 (1981).
- [2] J.D. Davies *et al.*, Physics Letters **B83**, 55 (1979).
- [3] M. Izycki *et al.*, Z. Phys. **A297**, 11 (1980).
- [4] P.M. Bird *et al.*, Nuclear Physics **A404**, 482 (1983).
- [5] M. Iwasaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3067 (1997).
- [6] G. Beer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 212302 (2005).
- [7] M. Bazzi *et al.*, Physics Letters **B704**, 113 (2011).
- [8] D. Jido *et al.*, Nucl. Phys. **A725**, 181 (2003).
- [9] Y. Nogami, Phys. Lett. **7**, 288 (1963).
- [10] S. Wycech, Nucl. Phys. **A450**, 399c (1986).
- [11] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **65**, 044005 (2002).
- [12] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. **B535**, 70 (2002).
- [13] A. N. Ivanov *et al.*, nucl-th/0512037
- [14] N. V. Shevchenko *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 044004 (2007).
- [15] Y. Ikeda and T. Sato, Phys. Rev. C **76**, 035203 (2007).
- [16] A. Doté, T. Hyodo, and W. Weise, Nuclear Physics **A804**, 197 (2008).
- [17] S. Wycech and A. M. Green, Phys. Rev. C **79**, 014001 (2009).
- [18] N. Barnea, A. Gal and E.Z. Liverts, Phys. Lett. **B712** 132 (2012).
- [19] M. Bayar and E. Oset, arXiv:1207.1661[hep-ph].
- [20] M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 212303 (2005).
- [21] T. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 132502 (2010).
- [22] A. Ramos, V. K. Magas, E. Oset, H. Toki, Nucl. Phys. **A804**, 219 (2008).
- [23] FOPI Collaboration, Experimental proposal to GSI.

- [24] AMADEUS Collaboration, Letter of Intent (2006).
- [25] M. Iwasaki, T. Nagae *et al.*, J-PARC E15 proposal.
- [26] T. Nagae *et al.*, J-PARC E27 proposal.
- [27] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Rev. C **76**, 045201 (2007).
- [28] Y. Ichikawa (Master Thesis, Kyoto, 2011).
- [29] <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
- [30] J.F. Detoeuf *et al.*, Phys. Rev. Lett. **16**, 860 (1966).
- [31] P.M. Ogden *et al.*, Phys. Rev. **137**, B1115 (1965).