

修士論文

J-PARC E15 実験のための中性子カウンターの検出効率評価



京都大学大学院理学研究科  
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二分野  
加藤司真

2016年3月15日

# 概要

J-PARC E15/E31 実験グループでは、入射運動量 1 GeV/c の  $K^-$  ビームを用いて  ${}^3\text{He}(K^-, n)$  反応により  $K^-pp$  束縛状態を探索する実験 (J-PARC E15 実験) や  $d(K^-, n)$  反応を用いて  $\Lambda(1405)$  共鳴を測定する実験 (J-PARC E31 実験) を計画している。反 K 中間子は原子核中において核子との間にアイソスピンが 0 のチャンネルに強い引力が働き、束縛状態が形成されることが予想され、その結果として密度が通常の原子核密度の数倍にもなることが理論的に計算されている。また、 $\Lambda(1405)$  はその特異な性質から  $\bar{K}N$  の束縛状態としての見方や、 $\Sigma\pi$  と  $\bar{K}N$  が結合した 2 つの極の重ね合わせという解釈もされている。しかし、 $\bar{K}N$  間の相互作用についてはまだまだ不定性が残っているのが現状である。そこで、最も軽い K 中間子原子核としての  $K^-pp$  束縛状態について研究することはハドロン物理における重要なテーマの一つとなっている。我々の実験グループでは、反応により生成された前方中性子を測定することで反 K 中間子が原子核に束縛された最も簡単な系である  $K^-pp$  状態や  $\Lambda(1405)$  を観測し、 $\bar{K}N$  間の相互作用について理解を深めることを目標にしている。

散乱される中性子はその名の通り電氣的に中性である。そのため、プラスチックシンチレーションカウンターを用いて中性子を検出する場合は、飛来した中性子がシンチレーター内の水素や炭素の原子核と反応し、反応によって生成された荷電粒子 (陽子や荷電  $\pi$  中間子) を測ることで間接的に中性子を検出する。そのため中性子の検出効率は、反跳荷電粒子の発するシンチレーション光に対する閾値と大きく関係する。中性子の単色ビームがあれば、これを用いて検出効率を較正することが可能であるが、これが困難であるため多くの場合にはシンチレーター内での中性子反応と反跳荷電粒子による発光をモンテカルロ法によりシミュレートすることにより計算で求めている。しかし、今回 E15 実験で測定するような 0.7-1.3 GeV/c という高い運動量領域での中性子-陽子、中性子-炭素原子核反応では  $\pi$  中間子生成も伴い、シミュレーションに頼ってはいけな大きな系統誤差が生じてしまう。

そのため、本論文では K1.8BR ビームラインにおける中性子検出器の検出効率を  $p(K^-, K_s^0)n$  反応を用いて測定した。前方 22 msr 以内に散乱される中性子の運動量と入射位置を、標的領域で再構成される  $K_s^0$  の運動量と運動学により推定する。液体水素を標的にするため  $p(K^-, K_s^0)n$  反応の運動学によりフェルミ運動量や終状態相互作用を考慮する必要がなく、いわば”中性子ビーム”を生成してこれによりシンチレーションカウンターでの中性子の検出効率を高精度で求めることができる。さらにこの得られた検出効率からこの過程の断面積を求め過去のデータと比較することによりその精度を調べた。

# 目次

概要		i
第 1 章	序章	1
1.1	K 中間子原子核	1
1.2	$K^-pp$ 束縛状態の理論計算	2
1.3	先行研究	3
1.3.1	FINUDA 実験	3
1.3.2	DISTO 実験	3
1.3.3	SPring-8 LEPS 実験	4
1.3.4	HADES 実験	5
1.3.5	J-PARC E27 実験	5
1.4	J-PARC E15 実験	6
1.4.1	実験の目的	6
1.4.2	実験方法	7
1.5	中性子の検出	8
1.5.1	中性子の検出方法	8
1.5.2	中性子の検出効率における問題点	8
1.5.3	本論文の目的	9
第 2 章	E15 実験の測定器系	11
2.1	J-PARC	11
2.1.1	J-PARC 概要	11
2.2	J-PARC K1.8BR ビームライン	12
2.3	E15 測定器系	13
2.4	ビームラインスペクトロメーター	13
2.4.1	ビームトリガーカウンター	14
2.4.2	ビームライン飛跡検出器	16
2.5	液体標的系	17
2.6	円筒型検出器系 (CDS)	18
2.7	前方検出器	20
2.7.1	中性子カウンター	20
2.8	データ取得トリガー	22

第 3 章	$p(K^-, n)K_s^0$ 反応の解析	23
3.1	データ解析の概要	23
3.2	$K^-$ ビームの解析	23
3.2.1	$K^-$ ビームの選別	23
3.2.2	$K^-$ ビーム飛跡の解析	24
3.2.3	チェンバーのトラッキング効率	25
3.2.4	$K^-$ ビームの運動量再構成	27
3.2.5	BLC2 - BPC 間の整合性	28
3.2.6	標的点におけるビームのルミノシティ	28
3.3	CDS を用いた $K_s^0$ の解析	29
3.3.1	$K_s^0$ の解析概要	29
3.3.2	CDS によるトラッキング	30
3.3.3	CDC のトラッキング効率	31
3.3.4	CDS における粒子識別	32
3.3.5	$K_s^0$ の選別	33
3.3.6	反応生成点の再構成	34
3.3.7	反応生成点の位置分解能	35
3.3.8	反応生成点の再構成効率	37
3.3.9	標識化された中性子事象の選別	37
第 4 章	中性子カウンターの検出効率評価	39
4.1	散乱中性子の NC への外挿	39
4.2	中性子事象の解析	40
4.2.1	NC における中性子事象の選別	41
4.2.2	NC における中性子検出数	44
	中性子ビームのヒット確率で規格化する方法	45
	NC の端から $2\sigma$ の範囲をカットして規格化する方法	47
	中性子事象の決定	49
4.2.3	過剰抑制効果	50
4.2.4	NC の検出効率	51
4.2.5	検出効率の NC 有感領域依存性と位置依存性	51
第 5 章	考察	53
5.1	荷電交換反応の断面積	53
5.1.1	標的での中性子吸収率	53
5.1.2	NC のアクセプタンス	53
5.1.3	CDS と NC のアクセプタンス	53
5.1.4	荷電交換反応の断面積の算出	54
第 6 章	まとめ	56
謝辞		57

---

参考文献	59
補遺 A カウンターで得られたデータの変換、補正方法 . . . . .	61
補遺 A.1 ADC データの変換 . . . . .	61
補遺 A.2 TDC データの変換 . . . . .	61
補遺 A.3 Time-walk の補正方法 . . . . .	61
補遺 B $1/\beta$ 分解能 . . . . .	62

# 表目次

1.1	$K^-pp$ 束縛状態の理論計算における束縛エネルギーと崩壊幅 . . . . .	2
3.1	各ワイヤーチェンバーのトラッキング効率 . . . . .	27
3.2	選別条件を課した際のイベントの残存率 . . . . .	29
4.1	各カウンターにおける過剰抑制効果 . . . . .	51
4.2	計算方法の違いによる NC 検出効率の差異 . . . . .	51
5.1	断面積計算における用いた各定数 . . . . .	54
5.2	本研究で得られた微分断面積と過去のデータにおける微分断面積 . . . . .	55

# 目次

1.1	赤石・山崎氏による軽い原子核中における反 $K$ 中間子の束縛エネルギーと崩壊幅 [6] . . .	2
1.2	FINUDA 実験にて得られた $\Lambda p$ 対の不変質量分布 [10] . . . . .	3
1.3	DISTO 実験で得られた欠損質量分布 [12] . . . . .	4
1.4	LEPS 実験における欠損質量分布 [14] . . . . .	5
1.5	HADES 実験で得られた不変質量分布 [15] . . . . .	5
1.6	E27 実験における欠損質量分布 [16] . . . . .	6
1.7	$N(K^-, N)K^-$ 反応の前方微分断面積の入射運動量依存性 [25] . . . . .	7
1.8	E15 実験の概略図 [25] . . . . .	7
1.9	ビーム運動量 $1\text{GeV}/c$ における中性子の飛行距離と速度分解能の相関 . . . . .	8
1.10	$p(K^-, n)K_s^0$ 反応の微分断面積 (青線) と CDS のアクセプタンスに入る $K_s^0$ の角度分布 (赤線) . . . . .	9
1.11	E15 実験の 1 回目のデータ取得ランで得られた ${}^3\text{He}(K^-, n)X$ スペクトル [30] . . . . .	10
2.1	J-PARC の航空図 [23] . . . . .	12
2.2	K1.8BR ビームラインの概略図 [30] . . . . .	12
2.3	K1.8BR スペクトロメータとその下流に設置した NC までの概略図 [30] . . . . .	13
2.4	K1.8BR ビームライン下流部のスペクトロメータの概略図 . . . . .	14
2.5	DEF カウンターの概略図 [30] . . . . .	15
2.6	粒子ごとの運動量と屈折率の違いによる発光の有無の相関 [30] . . . . .	15
2.7	AC の概略図 [30] . . . . .	16
2.8	BPC の概略図 [30] . . . . .	17
2.9	液体標的系の概略図 [30] . . . . .	17
2.10	液体標的系と CDS の概略図 . . . . .	18
2.11	K1.8BR ビームラインにおけるソレノイドマグネットの概要図 [30] . . . . .	19
2.12	CDC の概要図 [30] . . . . .	19
2.13	CDC の wire 構成の概要図 [30] . . . . .	20
2.14	NC の概略図 . . . . .	21
2.15	BVC の概略図 . . . . .	21
2.16	本論文で考察する反応の概略図 . . . . .	22
3.1	BHD-T0 の TOF スペクトル 破線内を $K^-$ と選別した。 . . . . .	24
3.2	BHD の多重度分布 . . . . .	24
3.3	T0 の多重度分布 . . . . .	24

3.4	BPC の $\chi^2/ndf$ スペクトル分布 . . . . .	25
3.5	BLC1 の $\chi^2/ndf$ スペクトル分布 . . . . .	25
3.6	BLC2 の $\chi^2/ndf$ スペクトル分布 . . . . .	25
3.7	BPC の時間情報スペクトルのヒストグラム . . . . .	26
3.8	左図の時間ゲートの違いによる飛跡の数 . . . . .	26
3.9	BLC1 の時間情報スペクトルのヒストグラム . . . . .	26
3.10	左図の時間ゲートの違いによる飛跡の数 . . . . .	26
3.11	BLC2 の時間情報スペクトルのヒストグラム . . . . .	26
3.12	左図の時間ゲートの違いによる飛跡の数 . . . . .	26
3.13	BLC1 と BLC2 で再構成した Track の $\chi^2/ndf$ のヒストグラム . . . . .	27
3.14	BLC1 と BLC2 の Track から再構成した D5 における運動量 . . . . .	27
3.15	BHD のセグメントごとで見たときの再構成された運動量 . . . . .	28
3.16	x 方向の外挿座標の残差分布 . . . . .	28
3.17	y 方向の外挿座標の残差分布 . . . . .	28
3.18	BPC track を標的位置に外挿したときのビームプロファイル . . . . .	29
3.19	CDC の多重度分布 . . . . .	30
3.20	CDC の $\chi^2/ndf$ 分布 . . . . .	31
3.21	T0-CDH 間の飛行時間分布 $\pi$ 中間子と思われる範囲を選別した . . . . .	31
3.22	CDH でのエネルギー損失分布 $\pi$ 中間子と思われる範囲を選別した . . . . .	32
3.23	CDS で PID できた粒子のプロット . . . . .	33
3.24	CDS で識別した粒子の質量と運動量の相関 . . . . .	33
3.25	CDS で識別した粒子の質量と運動量の相関を運動量の正負でプロジェクションした図 . . . . .	34
3.26	$\pi^+\pi^-$ の不変質量分布 . . . . .	34
3.27	反応生成点の再構成の方法 . . . . .	35
3.28	再構成した反応生成点の図 . . . . .	35
3.29	各方向のカットを考慮したときの反応生成点の図 . . . . .	35
3.30	反応生成点の XY 分布を x 方向にプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数で フィットしたときの図 . . . . .	36
3.31	反応生成点の XY 分布を y 方向にプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数で フィットしたときの図 . . . . .	36
3.32	反応生成点の ZY 分布を z 方向にプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数で フィットしたときの図 . . . . .	37
3.33	再構成された欠損質量分布 . . . . .	38
3.34	$K_s^0$ と sideband 事象を選んだときの欠損質量のヒストグラム . . . . .	38
4.1	前方散乱された中性子の座標 . . . . .	40
4.2	NC の範囲を選んだ場合の前方散乱された中性子の座標 . . . . .	40
4.3	実験室系における中性子の角度分布 . . . . .	41
4.4	重心系における中性子の角度分布 . . . . .	41
4.5	$1/\beta$ の分布 . . . . .	42
4.6	$S/(S+B)$ のヒストグラム . . . . .	42

4.7	NCでのエネルギー損失分布 . . . . .	42
4.8	エネルギー損失と $1/\beta$ の 2次元プロット . . . . .	43
4.9	$1/\beta$ とエネルギー損失でカットしていないときの中性子運動量分布 . . . . .	43
4.10	$1/\beta$ とエネルギー損失でカットしたときの中性子運動量分布 . . . . .	44
4.11	$p(K^-, n)X$ 反応における欠損質量分布のヒストグラム . . . . .	45
4.12	x 方向における検出座標と外挿座標の 2次元プロット . . . . .	46
4.13	y 方向における検出座標と外挿座標の 2次元プロット . . . . .	46
4.14	x 方向の検出座標と外挿座標を差分した分布 . . . . .	47
4.15	y 方向の検出座標と外挿座標を差分した分布 . . . . .	47
4.16	x 方向の座標の検出座標と外挿座標の相関における中性子ビームの選択領域 . . . . .	48
4.17	y 方向の検出座標と外挿座標の相関における中性子ビームの選択領域 . . . . .	48
4.18	$2\sigma$ の範囲をカットした後の x 方向の検出座標と外挿座標の 2次元プロット . . . . .	49
4.19	$2\sigma$ の範囲をカットした後の y 方向の検出座標と外挿座標の 2次元プロット . . . . .	49
4.20	外挿位置を考慮した $p(K^-, n)X$ 反応における欠損質量分布のヒストグラム . . . . .	50
4.21	NC で検出した中性子の数 . . . . .	50
4.22	NC のカットする範囲と検出効率の相関 . . . . .	52
4.23	NC カウンターでのヒット位置を選んだ場合の各領域による検出効率のばらつき . . . . .	52
5.1	CDS のアクセプタンスの図 . . . . .	54
5.2	過去のデータにおける $K^- + p \rightarrow K^0 + n$ の全断面積の分布 [32] . . . . .	55
1	$1/\beta \gamma$ ピークのラン依存性 . . . . .	62
2	$1/\beta \gamma$ ピークの $\sigma$ のラン依存性 . . . . .	62
3	$1/\beta \gamma$ ピークのセグメント依存性 . . . . .	63
4	$1/\beta \gamma$ ピークの $\sigma$ のセグメント依存性 . . . . .	63

# 第 1 章

## 序章

### 1.1 K 中間子原子核

中間子原子核とはその名の通り原子核中に中間子が強い相互作用によって束縛した系のことである。中間子が核子と束縛状態を作ることにより原子核がどのような性質を持つのかという観点から、古くより関心を集める研究対象である。その中で反 K 中間子が束縛した K 中間子原子核に関する研究は、その一番単純な系である  $K^-NN$  の 3 体系の計算が 1963 年に Nogami 氏 [1] によってなされ、束縛エネルギーが 11.5 MeV という浅い状態の存在が示唆された。その後  $\bar{K}N$  相互作用については泡箱を用いた低エネルギーでの  $K^-p$  散乱データや  $K^-$  中間子原子の X 線観測によるエネルギー準位のシフトと幅の測定などの実験データにより理解が深まっていった [2]。特に K 中間子原子のデータ解析からは、比較的深いポテンシャルが導かれ [3][4]、K 中間子原子核の存在が議論されるようになった [5]。そのなかで 2002 年に赤石義紀・山崎敏光両氏により K 中間子原子核の少数多体系の計算が行われた [6]。図 1.1 に示されるように、 $K^-pp$  で 48 MeV の束縛エネルギー、 ${}^3_{K^-}\text{H}$  で 108 MeV という束縛状態の存在が示唆されたことで K 中間子原子核の実験的探索に注目が集まるようになった。

この予言は、 $\Lambda$  の励起状態の一つである  $\Lambda(1405)$  を  $K^-p$  の束縛状態と仮定して計算が行われた。 $\Lambda(1405)$  は u,d,s クォークから成り、ストレンジネス  $S = -1$ 、 $J^P = 1/2^-$  [7] の性質を持つ。 $\Lambda(1405)$  はストレンジネスクォークを含んでいるにも関わらず、同じ  $S = -1$ 、 $J^P = 1/2^-$  の  $N^*(1535)$  と比較しても  $100\text{MeV}/c^2$  以上も軽いという特異な性質があり、これまでの構成クォーク模型では説明することができなかった。そこで、赤石-山崎両氏はこの  $\Lambda(1405)$  を  $K^-p$  の束縛状態と考え、そのエネルギーと崩壊幅、さらには  $K^-$  と陽子の K 中間子水素の X 線測定の実験データや  $K^-N$  散乱実験のデータを用いることで  $K^-N$  間の相互作用モデルを現象論的に構築した。このモデルにより、いくつかの軽い原子核中 ( $pp$ ,  ${}^3\text{He}$ ) に反 K 中間子が束縛したときの計算結果が図 1.1 である。それによると、反 K 中間子が  ${}^3\text{He}$  と束縛エネルギーが 108 MeV、崩壊幅が 20 MeV の深い束縛状態を形成する可能性を示唆している。また束縛エネルギーが 108 MeV と、 $\Sigma\pi$  崩壊の閾値よりも下にあるため主な崩壊モードがエネルギー的に禁止されることが、崩壊幅が小さくなった原因と考えられる。

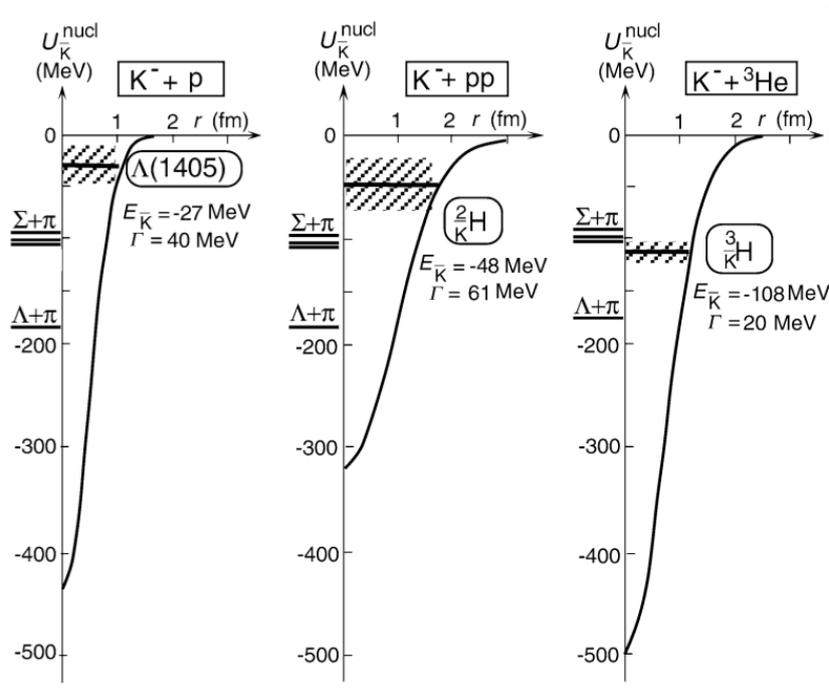


図 1.1 赤石・山崎氏による軽い原子核中における反 K 中間子の束縛エネルギーと崩壊幅 [6]

## 1.2 $K^-pp$ 束縛状態の理論計算

理論において  $K^-pp$  束縛状態を Faddeev 計算や変分法などの少数多体系計算により計算することが行われている。そこで得られた束縛エネルギー (B.E) と崩壊幅 ( $\Gamma$ ) についていくつかの例を表 1.1 に示す。多くの計算が  $K^-pp$  束縛状態の存在を支持している。しかし、束縛エネルギーの大きさは同じ束縛状態を研究しているにも関わらず値が大きく異なっている現状がある。これは主に  $\bar{K}N$  間の相互作用のエネルギー依存性の有無など、相互作用に関する取り扱いの違いから生じている [8]。また、 $\Lambda(1405)$  が  $\bar{K}N$  の閾値以下に存在するため、この粒子の取り扱いも  $\bar{K}N$  間の相互作用の不定性の要因となっている。このような背景からも  $K^-pp$  の束縛状態や  $\Lambda(1405)$  についてのさらなる実験データが必要である。

表 1.1  $K^-pp$  束縛状態の理論計算における束縛エネルギーと崩壊幅

	B.E (MeV)	$\Gamma$ (MeV)
Akaishi, Yamazaki [17]	48	61
Dote, Hyodo, Weise [18]	17-23	40-70
Shevchenko, Gao, Mares [19]	50-70	90-110
Ikeda, Sato [20]	60-95	45-80
Wycech, Green [21]	40-80	40-85
Ivanov, Kienle, Martin, Widmann [22]	118	58

## 1.3 先行研究

### 1.3.1 FINUDA 実験

イタリアの DAΦNE 実験施設 [9] で FINUDA 実験により  $K^-pp$  束縛状態がされた。電子・陽電子対を衝突させることで  $\phi(1020)$  をまず生成し、その  $K^+K^-$  崩壊で生じる低エネルギーの  $K^-$  を  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  などの原子核標的に静止・吸収させる。その結果として  $\Lambda p$  対が反対方向に放出される事象を観測した。これが  $K^-pp$  の崩壊から生じたものであるという仮定の下で、束縛エネルギーが  $115_{-5}^{+6}(\text{stat})_{-4}^{+3}(\text{syst})\text{MeV}$ 、崩壊幅は  $67_{-11}^{+14}(\text{stat})_{-3}^{+2}(\text{syst})\text{MeV}$  という値が得られた [10]。このときの  $\Lambda p$  の不変質量分布が図 1.2 である。しかし、このピークが  $K^-$  の二核子吸収 ( $K^-pp \rightarrow \Lambda p$ ) とその後の終状態によるものであるという解釈も提案されている [11]。

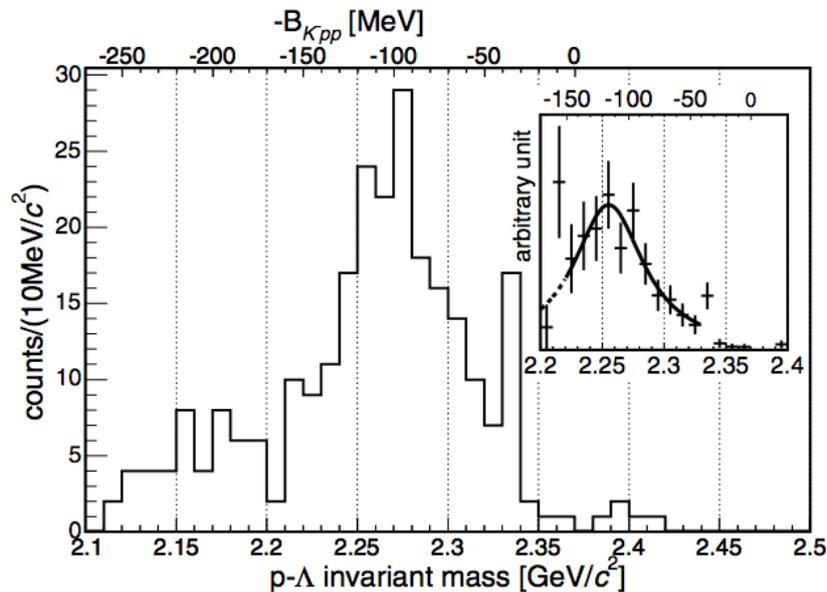


図 1.2 FINUDA 実験にて得られた  $\Lambda p$  対の不変質量分布 [10]

### 1.3.2 DISTO 実験

フランスの SATURNE 実験施設で行われた DISTO 実験からも  $K^-pp$  の信号が報告されている [12]。実験は 2.5 GeV と 2.85 GeV 陽子陽子衝突から  $p + p \rightarrow X + K^+$ ,  $X \rightarrow \Lambda + p$  の反応を観測し、 $X$  の欠損質量と  $\Lambda p$  の不変質量を組むことにより  $K^-pp$  束縛状態を探索した [12]。2.85 GeV の場合において質量  $2267 \text{ MeV}/c^2$  にピーク構造が見られ、束縛エネルギーが  $103_{-3}^{+3}(\text{stat})_{-5}^{+5}(\text{syst}) \text{ MeV}$ 、崩壊幅は  $118_{-8}^{+8}(\text{stat})_{-10}^{+10}(\text{syst}) \text{ MeV}$  と得られた (図 1.3)。しかしこの信号は三体位相空間内に等方的に  $\Lambda$ ,  $p$ ,  $K^+$  を発生させたバックグラウンド分布との違いを表すもので、そのバックグラウンド分布の妥当性に疑問が残る。さらに 2.5 GeV のデータでは図 1.3 のようなピーク構造は見られなかった [13]。

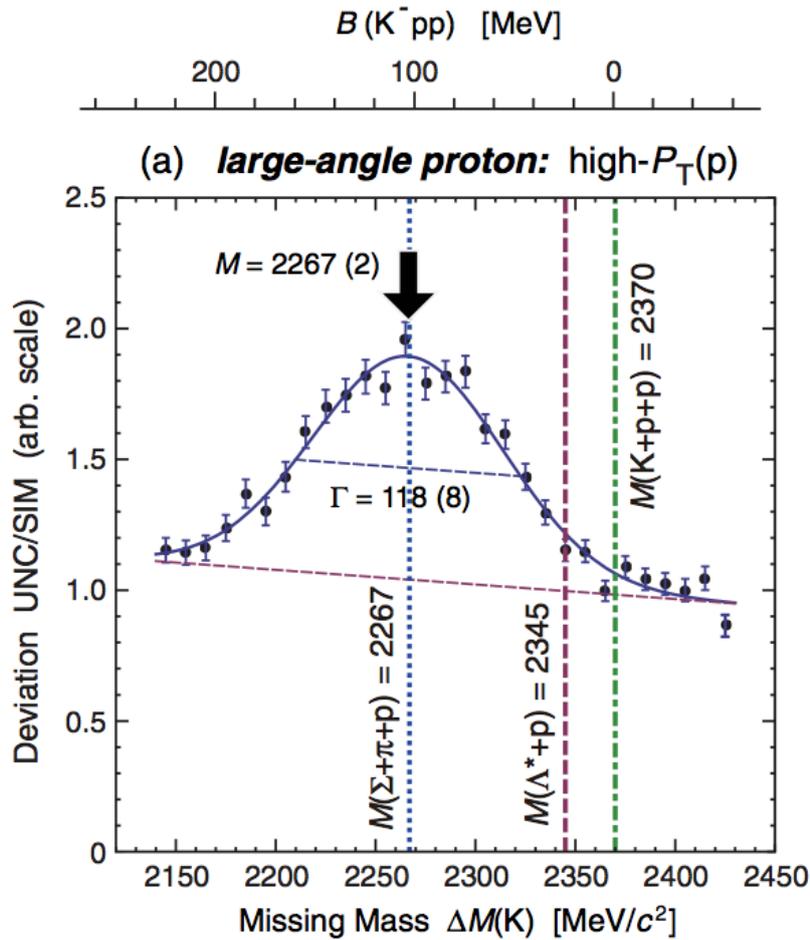


図 1.3 DISTO 実験で得られた欠損質量分布 [12]

### 1.3.3 SPring-8 LEPS 実験

日本の兵庫県にある SPring-8 実験施設にある LEPS ビームラインにおいて、1.5 ~ 2.4 GeV という高エネルギーの  $\gamma$  線を用いた  $d(\gamma, K^+\pi^-)X$  反応による欠損質量法を用いた  $K^-pp$  束縛状態の探索がなされた [14]。図 1.4 に見られるように  $\Lambda$ 、 $\Sigma$  ハイペロンの生成や  $Y^*$  共鳴の生成が大きく観測されるものの、この実験では 2.22 ~ 2.36 GeV/c<sup>2</sup> の範囲において明らかな  $K^-pp$  のピーク構造を観測することはできなかった。生成断面積の上限値として崩壊幅が 20, 60, 100 MeV のとき、それぞれ (0.17 - 0.55), (0.55 - 1.7), (1.1 - 2.9)  $\mu\text{b}$  と決定された。

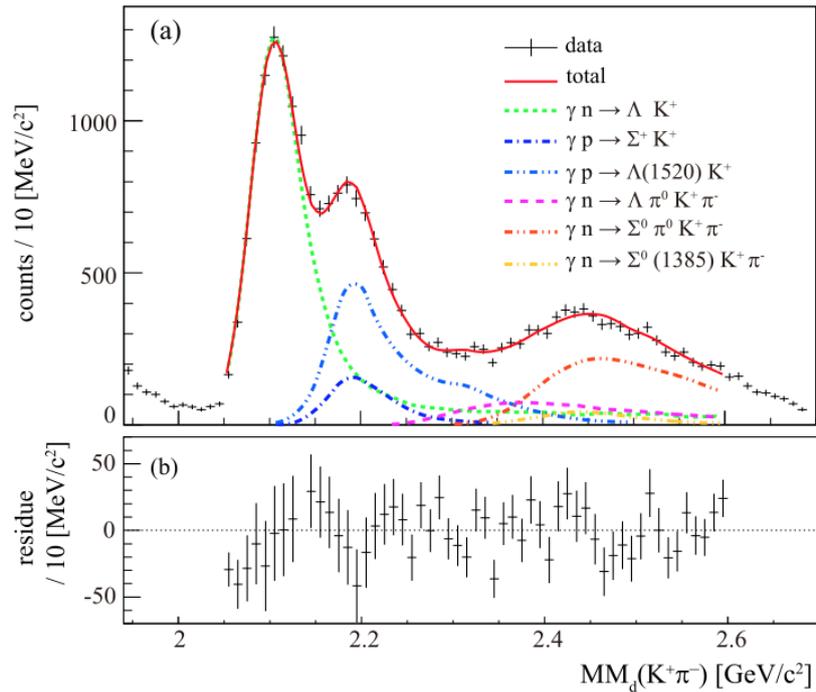


図 1.4 LEPS 実験における欠損質量分布 [14]

### 1.3.4 HADES 実験

ドイツの重イオン研究施設 (GSI) において HADES 実験において、DISTO 実験と同じ反応を 3.5 GeV とより高エネルギーのビームを用いて  $K^-pp$  束縛状態を探索した。しかし、この HADES 実験では DISTO 実験にあるようなピーク構造を観測することは出来なかった (図 1.5)[15]。また、この実験から  $K^-pp$  生成の割合は、 $\Lambda(1405)$  生成当り 40% 以下という制限がつけられた。

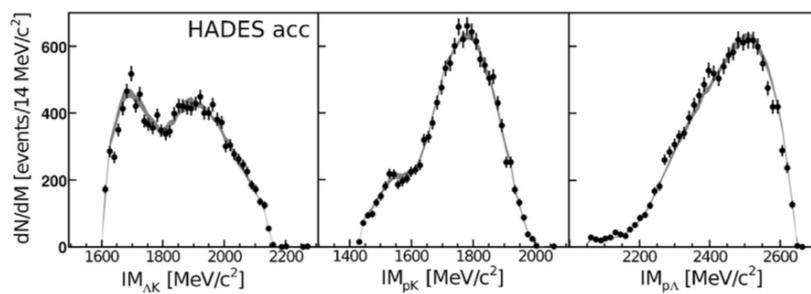


図 1.5 HADES 実験で得られた不変質量分布 [15]

### 1.3.5 J-PARC E27 実験

J-PARC の K1.8 ビームラインにおいて、ビーム運動量 1.69 GeV/c の  $\pi^+$  中間子による  $d(\pi^+, K^+)$  反応を用いた  $K^-pp$  束縛状態を探索する E27 実験が実施された。この反応では  $\pi^+n \rightarrow K^+\Lambda^*$ ,  $\Lambda^*p \rightarrow K^-pp$  という反応過程により  $K^-pp$  が生成されることが期待されている [6]。  $K^-pp$  の崩壊から放出される高運動量の陽子を同時に測定することにより、この反応においては 2.27 GeV/c<sup>2</sup> 付近に高い陽子生成の確率

を持つことがわかった (図 1.6(a))。これは、 $K^-pp$  の生成によるものと考えられる。さらに、2 つの陽子を同時測定することにより、 $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 p, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma, \Lambda^0 \rightarrow \pi^- p$  の反応過程を同定した。これより、束縛エネルギーと崩壊幅がそれぞれ  $95^{+18}_{-17}(\text{stat})^{+30}_{-21}(\text{syst})$  MeV、 $162^{+87}_{-45}(\text{stat})^{+66}_{-78}(\text{syst})$  MeV と得られた (図 1.6(b)) [16]。

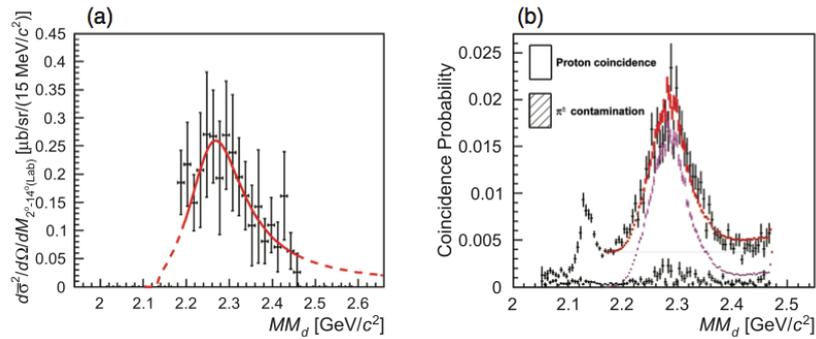


図 1.6 E27 実験における欠損質量分布 [16]

## 1.4 J-PARC E15 実験

### 1.4.1 実験の目的

J-PARC の大強度  $K^-$  ビームを用いることで、 $K^-pp$  束縛状態を探索し  $\bar{K}N$  相互作用について理解を深めることが E15 実験の目的である。 $^3\text{He}$  標的に  $K^-$  ビームを照射することにより最も単純な K 中間子原子核と考えられる  $K^-pp$  というクラスター状態を生成する。我々は  $K^-n \rightarrow nK^-$ ,  $K^- + pp \rightarrow K^-pp$  反応で生成される前方中性子を測定する。 $^3\text{He}(K^-, n)$  反応では  $K^-pp$  が生成される場合に残核がなく、終状態相互作用からの不定性がないことが利点である。同時に  $K^-pp$  の崩壊によって放出される荷電粒子を全て測定することで、終状態を特定し  $K^-pp$  の深い束縛状態を観測する [24]。また、前方陽子も測定することにより  $K^-p \rightarrow pK^-$ ,  $K^- + d \rightarrow K^-pn$  の反応過程と比較することで、 $\bar{K}N$  相互作用のアイソスピン依存性も調べることが可能である。

$K^-$  ビームは入射運動量は  $1.0$  GeV/c とした。これは図 1.7 に示すように  $K^-n \rightarrow nK^-$  反応の微分断面積がピークを持つからである。さらに静止  $K^-$  吸収反応に比べてバックグラウンドとなるハイペロンの崩壊で生じる核子の運動量領域が運動学的に分離できるという利点がある。

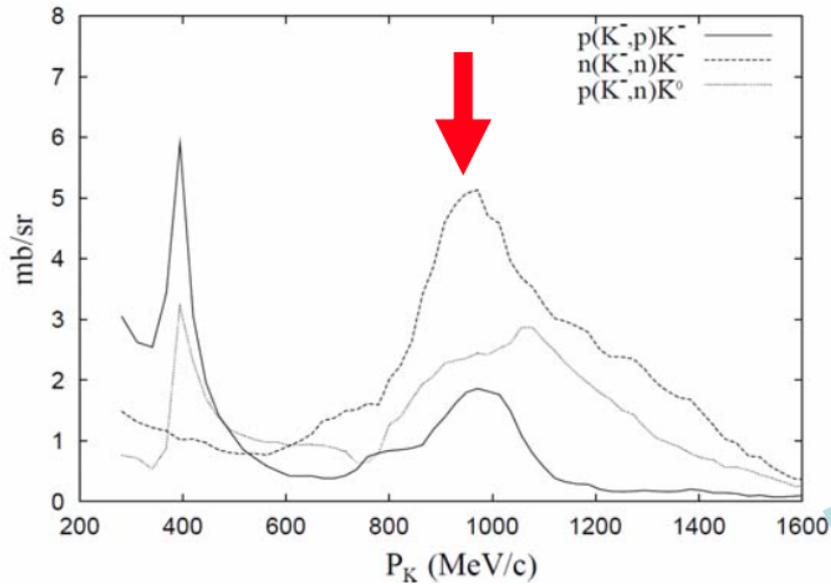


図 1.7  $N(K^-, N)K^-$  反応の前方微分断面積の入射運動量依存性 [25]

### 1.4.2 実験方法

我々はこの実験のために前方中性子カウンターと円筒型検出器系を建設した。

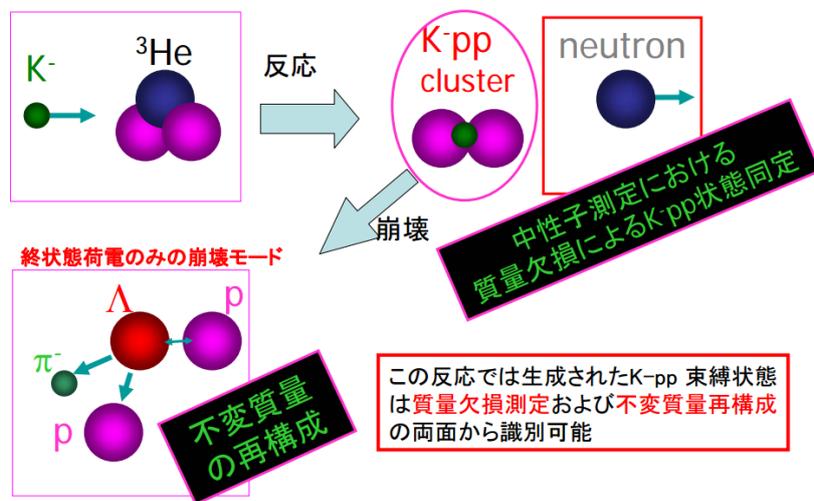


図 1.8 E15 実験の概略図 [25]

$K^-$  ビームが  $^3\text{He}$  標的中の核子を前方に放出し、残りの核子 ( $pp$ ) と反応して、 $K^-pp$ (または  $\bar{K}^0pn$ ) の束縛状態が形成される。 $K^-pp$  状態の観測には

- 前方に散乱された中性子を測定することによる欠損質量法 (エネルギー分解能は約  $9 \text{ MeV}/c^2$ ) <sup>\*1</sup>
- $K^-pp$  からの崩壊モードである  $\Lambda p$  を測定することによる不変質量法 (エネルギー分解能は約  $10 \text{ MeV}/c^2$ ) <sup>\*2</sup>

<sup>\*1</sup>  $A + B \rightarrow C + D$  の反応を観測する際、 $C$  の質量  $m_C$  は  $\sqrt{(E_A + E_B - E_D)^2 - (p_A + p_B - p_D)^2}$  と計算する方法。ここで、 $E$  や  $p$  はそれぞれの粒子のエネルギーと運動量である。

<sup>\*2</sup>  $A \rightarrow B + C$  の崩壊を観測する際、 $A$  の質量  $m_A$  は  $m_A = \sqrt{(E_C + E_D)^2 - (p_C + p_D)^2}$  と計算する方法。

の 2 つの方法で  $K^-pp$  状態の同定を行う。このため、前方散乱中性子の運動量を決定するための飛行時間 (Time Of Flight : TOF) 測定と  $^3\text{He}$  標的の周囲に  $K^-pp$  からの崩壊粒子を検出するための大立対角の検出器が必要となる。中性子の TOF を標的から下流約 15 m に位置する中性子カウンター (Neutron Counter : NC) により測定する。崩壊粒子の検出については、標的周囲に円筒型ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber : CDC) とホドスコープで構成される円筒型検出システム (Cylindrical Detector System : CDS) によって検出する。これらの検出器により欠損質量法と不変質量法の 2 つを組み合わせた運動学的に完全な測定を行うことで  $K^-pp$  の深い束縛状態の観測を目指す。

## 1.5 中性子の検出

### 1.5.1 中性子の検出方法

我々の実験では、NC を用いて前方に散乱される高エネルギーの中性子 ( $0.8 \sim 1.2 \text{ GeV}/c$ ) を検出する。中性子の検出にはプラスチックシンチレーションカウンターを用いる。シンチレーションカウンター内に進入した中性子はシンチレーター内の水素や炭素原子核と反応し、生成された荷電粒子 (陽子や  $\pi$  中間子) が信号として検出される。その信号のタイミングが中性子として飛行していた時間情報を与え、中性子の速度を測定することが可能となる。中性子の速度分解能  $\sigma_{1/\beta}$  は標的と検出器の距離が長くなるにつれ良くなる (図 1.9)。およそ 200 ps の時間分解能で中性子の TOF 測定を行う場合、 $\sigma_{1/\beta}$  を 0.004 (運動量分解能で  $10 \text{ MeV}/c$ ) 以下とするには 15 m の飛行距離があれば充分である。

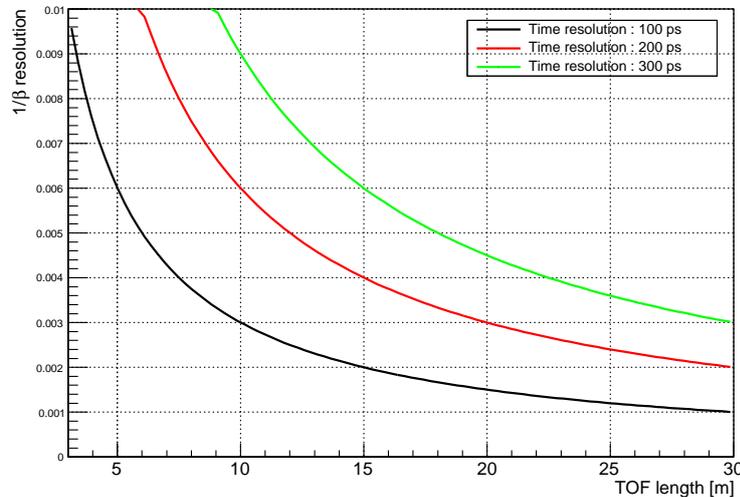


図 1.9 ビーム運動量  $1\text{GeV}/c$  における中性子の飛行距離と速度分解能の相関

### 1.5.2 中性子の検出効率における問題点

高エネルギーの中性子をプラスチックシンチレーターによって上記のように測定する場合、中性子の検出効率は中性子とプラスチックシンチレーターとの反応を十分理解しておかなければ推定できない。例えば、 $\pi$  中間子生成閾値以下のエネルギー領域であれば、弾性散乱や原子核の非弾性散乱等の断面積データベースに基づき、CECIL[26] コードをベースにした DEMONS[27] と呼ばれるモンテカルロシミュレーションプログラムが利用されている。

一方、我々の実験のような  $\pi$  中間子生成の閾値以上のエネルギー領域を扱う実験では、中性子と水素、炭素原子核との  $\pi$  中間子生成を伴う微分断面積のデータベースが不足しており、中性子の検出効率の絶対値を精度良く推定するのは容易ではない。また、生成される荷電粒子数も多くなり、プラスチックシンチレーターのアレイ内で複数のシンチレーターとヒットする確率も高くなる。

このため、中性子の検出効率をモンテカルロ法で推定するとしても、その系統誤差を含めて評価するのは困難である。そこで、 $p(K^-, K_s^0)n$  反応を使って、入射  $K^-$  ビームと放出される  $K_s^0$  粒子の運動量を測定することにより、運動量と放出角度がわかった中性子ビームを生成し、これを用いて中性子の検出効率を実測して確認することとした。

### 1.5.3 本論文の目的

液体水素標的に  $1 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを照射し、 $p(K^-, n)K_s^0$  反応によって標的側に放出された  $K_s^0$  粒子を、その  $\pi^+\pi^-$  崩壊 (分岐比 69.2%) によって検出する。その微分断面積は図 1.10 に示す。実験室系で角度  $54^\circ$  から  $126^\circ$  までを覆う CDS によって測定される  $K_s^0$  は、図 1.10 の緑の実線のような角度分布を持つ。このときの前方の中性子の角度分布と運動量範囲は、それぞれ  $-0.2 < \cos\theta^{CM} < 1$  と  $0.7\text{GeV}/c < p_n < 1.3\text{GeV}/c$  である (これは前方の中性子カウンターの覆う角度範囲より広い)。このようにタグされた中性子ビームについて、NC のヒットがあるかないかによって検出効率を求める。

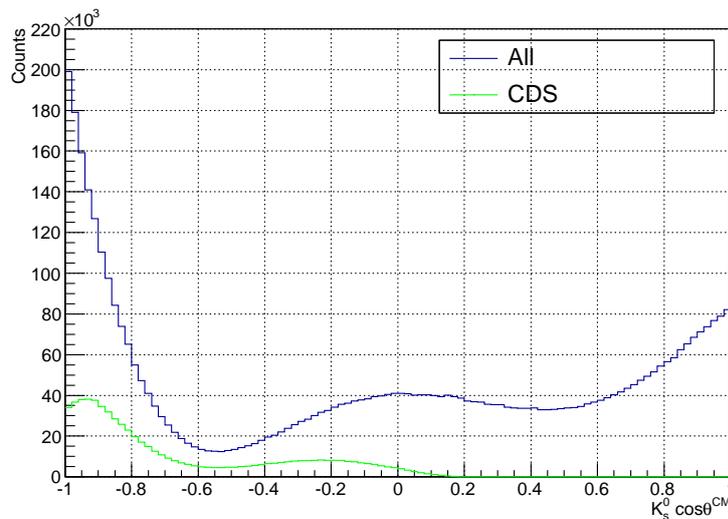


図 1.10  $p(K^-, n)K_s^0$  反応の微分断面積 (青線) と CDS のアクセプタンスに入る  $K_s^0$  の角度分布 (赤線)

図 1.11 に 2013 年に行った E15 実験の 1 回目のデータ取得ランにおいて測定された  ${}^3\text{He}(K^-, n)$  反応による前方中性子のエネルギースペクトルを示す [30]。この測定では中性子検出器の検出効率は、 ${}^3\text{He}(K^-, n)K_s^0d$  反応によって  $0.23 \pm 0.04$  と見積もられ、GEANT4 では  $0.35$  と見積もられている。最終的な微分断面積の系統誤差において、この検出効率の見積もりからくる誤差が最大の寄与を与え  $\pm 17\%$  と見積もられている。

本研究では、この誤差を改善することを目標とする。

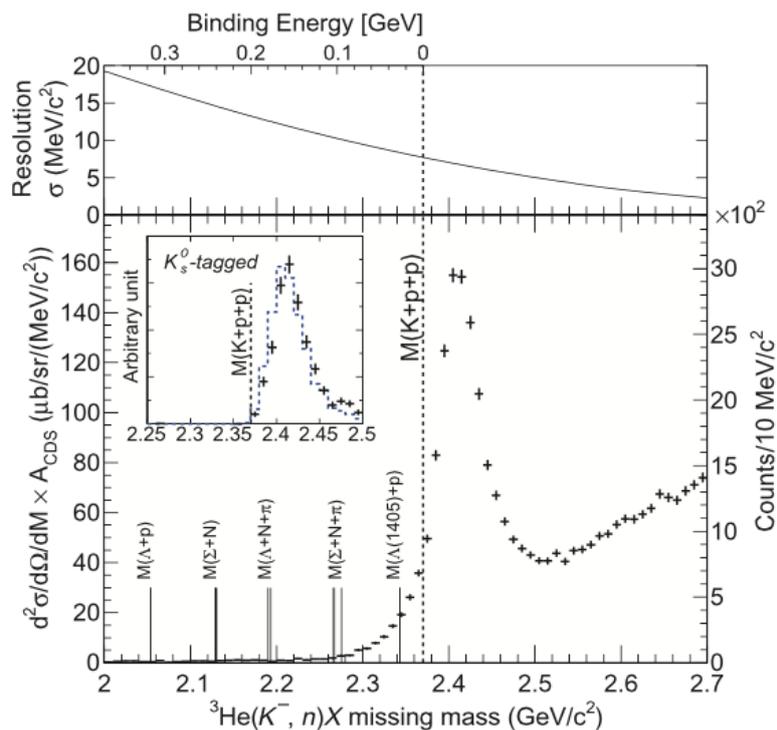


図 1.11 E15 実験の 1 回目のデータ取得ランで得られた  ${}^3\text{He}(K^-, n)X$  スペクトル [30]

## 第 2 章

# E15 実験の測定器系

本章では J-PARC 実験施設および E15 実験で扱うビームラインスペクトロメーター、CDS、中性子カウンターについて述べる。本章で述べるビームラインスペクトロメーターに関する詳しい内容は [30] で述べられている。

## 2.1 J-PARC

### 2.1.1 J-PARC 概要

Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) とは、茨城県の東海村にある日本原子力研究開発機構と高エネルギー加速器研究機構が共同で建設した大強度陽子加速器実験施設である。加速器設備としては、線形加速器、RCS (Rapid Cycling Synchrotron)、MR (Main Ring) の 3 つから構成される。線形加速器は負水素イオンを 400 MeV まで加速し、RCS に入射する。入射時に荷電交換フォイルによって負水素を陽子に変換する。RCS は陽子を 3 GeV まで加速することができ MR へのブースターとしての役割を持つ他、物質生命科学実験施設へ 3 GeV の陽子ビームを照射することで中性子やミュオンを用いた物質生命科学分野での実験にも利用されている。MR は 3 GeV 陽子を 30 GeV まで加速する。MR からのビーム取り出し方法は、ニュートリノビームのための FX モード (fast extraction) と 1 次陽子ビームや 中間子ビーム・K 中間子ビームなど 2 次ビームによる原子核物理実験のための SX モード (slow extraction) の 2 つのモードで運転されている。我々はこの SX モードにおいて、MR で加速している粒子を静電セプタムによって徐々に削るように取り出された陽子ビームをハドロン実験施設に導き、金標的に照射して生成した 2 次  $K^-$  ビームを用いる。



図 2.1 J-PARC の航空図 [23]

## 2.2 J-PARC K1.8BR ビームライン

J-PARC ハドロン実験施設では、体積が  $6^W\text{mm} \times 6^H\text{mm} \times 66^L\text{mm}$  の金標的 (図 2.2 中の T1) に 30 GeV の 1 次陽子ビームを照射し、それにより生成された  $K^-$  ビームを実験で用いる。 $K^-$  ビームは双極電磁石 (dipole magnet) や四極電磁石 (quadrupole magnet)、六極電磁石 (sextupole magnet) によって K1.8BR ビームラインへ送られる。双極電磁石はビーム方向を曲げ、運動量を選別する役割がある。四極電磁石はビームを収束させる役割があり、六極電磁石はその収束されたビームを補正する。静電セパレータ (electrostatic separator) は  $K^-$  の質量を選別する役割がある。Q6 まで輸送されたビームはマススリット (MS1) によって我々が利用したい質量範囲のみ選別され、D3 電磁石で曲げられた後、我々の実験標的 (FF 位置に設置) へと輸送される。

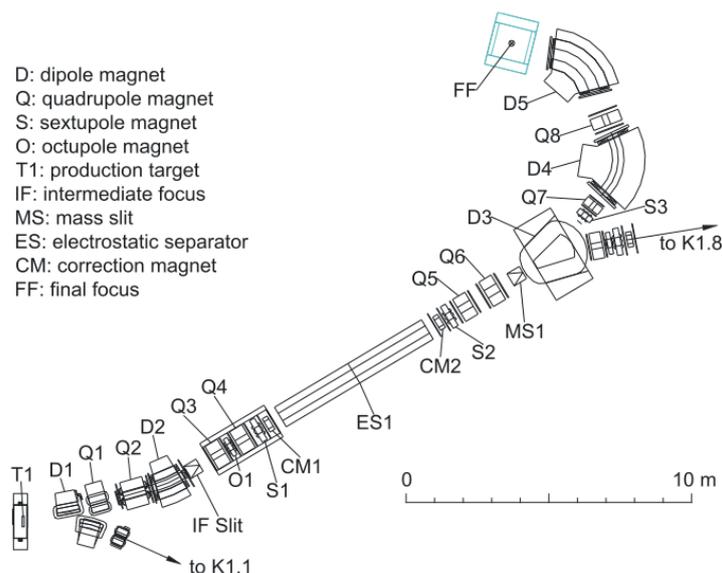


図 2.2 K1.8BR ビームラインの概略図 [30]

## 2.3 E15 測定器系

E15 測定器系は、図 2.3 に示されるように K1.8BR ビームライン最上流の D5 電磁石を用いたビームラインスペクトロメーターと、液体標的、ソレノイド電磁石を用いた円筒型測定器系、及び前方の中性子カウンターから構成される。標的と反応しなかったビームは、双極型電磁石により曲げられ、ビームダンプに導かれる。標的での反応で生成された荷電粒子は、標的の下流の BVC カウンターによって識別される。これらも双極磁場により除去されるが、中性子カウンターに飛び込んだものは、中性子カウンター前面を覆う CVC カウンターによって識別・除去される。

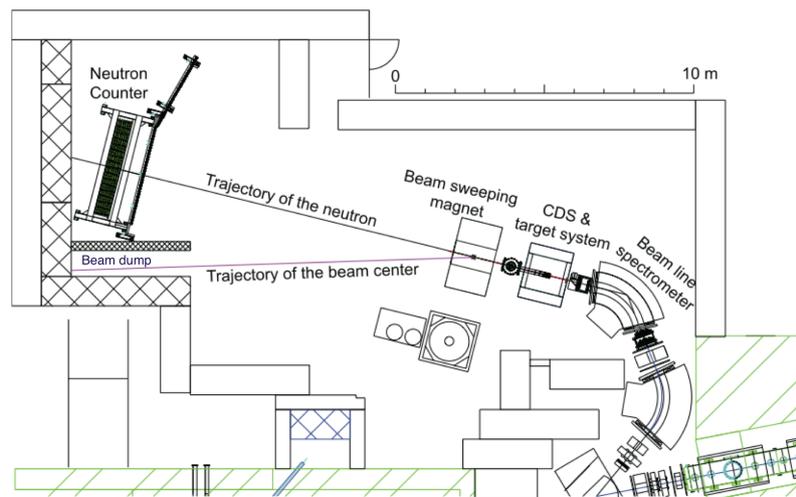


図 2.3 K1.8BR スペクトロメーターとその下流に設置した NC までの概略図 [30]

## 2.4 ビームラインスペクトロメーター

ビームラインスペクトロメーターは、図 2.4 のように上流のビームホドスコープ検出器 (Beam Hodoscope Detector : BHD)、時間基準カウンター (time zero counter : T0)、ビーム選別カウンター (beam definition counter : DEF)、エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC) によってビームを計数し、双極型電磁石 D5 の前後に設置した 2 組の飛跡検出器 BLC1a,b と BLC2a,b によって運動量を再構成する。エアロジェルの屈折率は 1.05 であり、 $K^-$  中間子の弁別に用いられる。最終的に標的に入射したかどうかは、標的直前に設置した DEF ホドスコープと飛跡検出器 BPC によって確認する。

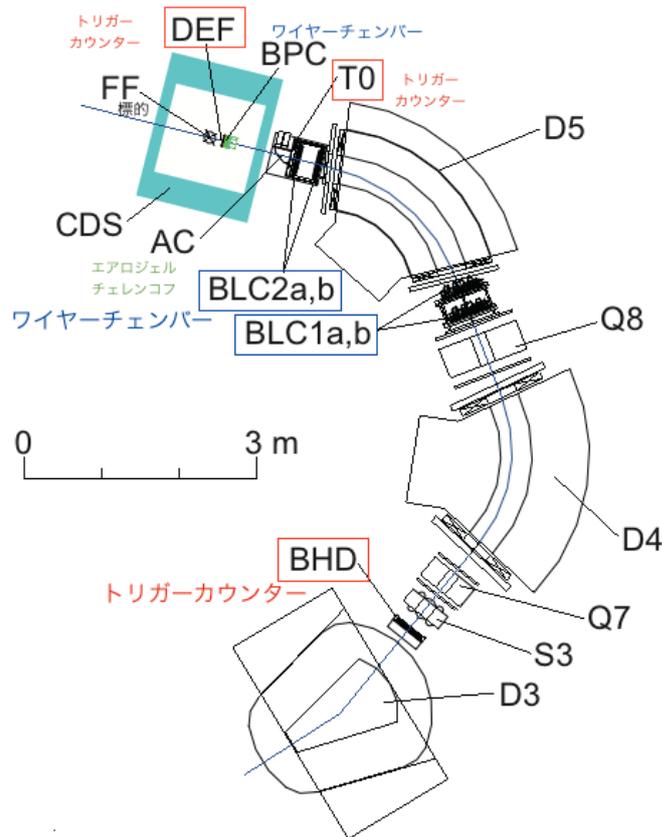


図 2.4 K1.8BR ビームライン下流部のスペクトロメータの概略図

### 2.4.1 ビームトリガーカウンター

BHD は有感領域  $400^W\text{mm} \times 160^H\text{mm}$  の大きさを持ち、20 セグメントから構成されるプラスチックシンチレーター検出器である。T0 は有感領域  $160^W\text{mm} \times 160^H\text{mm}$  の 5 セグメントから構成される。各々の厚さは 5 mm と 10 mm である。T0 カウンターで検出された信号タイミングは、各イベントにおける時間情報の基準 (time-zero) の信号として用いられる。BHD と T0 間における飛行時間差により  $K^-$  ビームを  $\pi^-$  ビームから選弁する。

DEF (beam definition counter) は標的のほぼ直前に配置し、ビームが標的に入ることを確認する。現在のビームライン電磁石の条件下では、輸送された  $K^-$  ビームのおよそ 50% のみが標的に照射される。そのため、DEF の信号をトリガーに組み込むことにより、ビームが標的に入射したイベントを選択的にデータ取得できるようになる。この DEF をインストールしたことにより、 $K^-$  ビームのトリガーレートがおよそ 30% 減少され、データ取得効率が向上した。

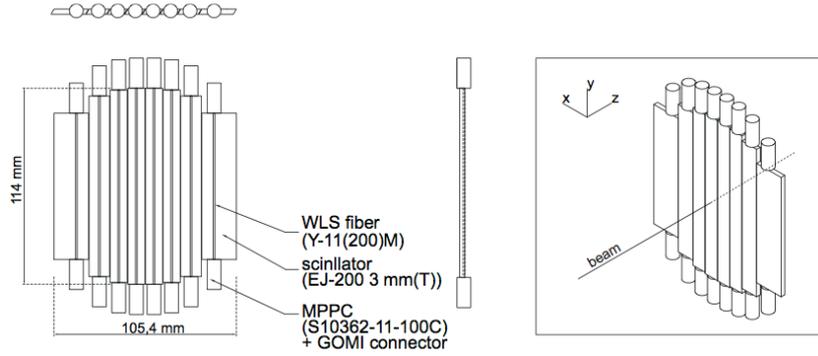


図 2.5 DEF カウンターの概略図 [30]

ビームには  $K^-$  の他に  $\pi^-$  が混入する。この  $\pi^-$  を抑制するため、エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC) を T0 の下流に設置した。屈折率  $n$  の媒質中で荷電粒子の  $\beta$  が  $1/n$  を超えた際にチェレンコフ光が発せられる。運動量が同じであれば、粒子の質量により  $\beta$  が異なる。したがって、運動量に合わせて  $n$  を調整すれば粒子を同定することが可能である。我々の運動量領域で  $K^-$  と  $\pi^-$  を分けるため (図 2.6)、 $n = 1.05$  のエアロジェルを媒質としたチェレンコフ検出器を導入した。有感領域は  $180^W\text{mm} \times 100^H\text{mm} \times 100^T\text{mm}$  である (図 2.7)。

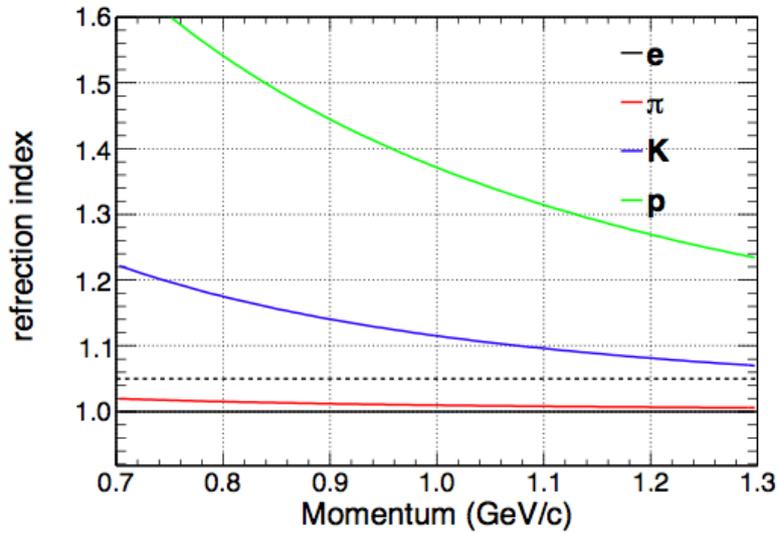


図 2.6 粒子ごとの運動量と屈折率の違いによる発光の有無の相関 [30]

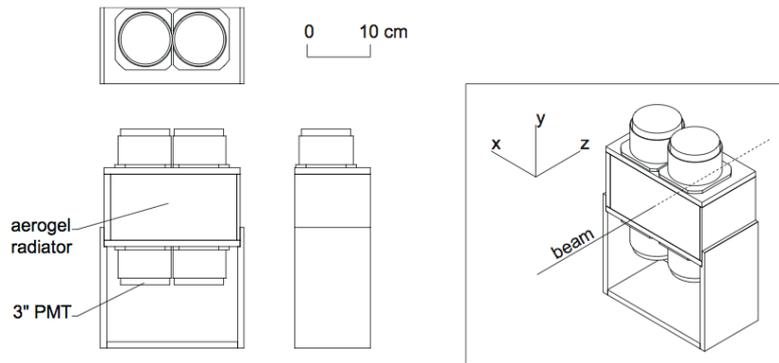


図 2.7 AC の概略図 [30]

### 2.4.2 ビームライン飛跡検出器

ビームラインチェンバー (BLC1 と BLC2) はそれぞれ D5 電磁石の上流と下流に設置されている (図 2.4)。BLC1、2 の解析については後述し、ここではそれぞれの構成について述べる。

D5 マグネットの 300 mm 上流に位置する BLC1 は BLC1a と BLC1b の 2 台のワイヤーチェンバーから構成される。それらのチェンバーは同型であり、 $UU'VV'UU'VV'$  の 8 レイヤーから成るワイヤーチェンバーである。UU' は粒子がワイヤーの左右どちらかを通過したかを判断するために、x 方向に 4 mm にズラして配置し、UV 面は鉛直報告に対して  $\pm 45^\circ$  傾いた構造をしている。1 レイヤー内にセンスワイヤーは 32 本存在し、4 mm のドリフト距離を持ち、有感領域は  $256^W \text{ mm} \times 256^H \text{ mm}$  となる。

BLC2 も BLC1 と同様に BLC2a と BLC2b のワイヤーチェンバーから構成される。ドリフト距離が 2.5 mm でセンスワイヤーが 32 本のレイヤーが  $UU'VV'UU'VV'$  と 8 層連なった構造をしており、UV 面は鉛直報告に対して  $\pm 45^\circ$  傾いた構造である。有感領域は  $160^W \text{ mm} \times 160^H \text{ mm}$  であり、D5 電磁石の下流 275 mm に位置する。

それぞれのセンスワイヤーは 3% のレニウムを含む金メッキされた  $\phi 12.5 \mu\text{m}$  のタングステンワイヤーが使われており、フィールドワイヤーは  $\phi 75 \mu\text{m}$  の金メッキベリリウム銅を用いている。チェンバー内を流れるガスは、アルゴン・イソブタン・メチラルが 76 : 20 : 4 の割合の混合ガスを流している。これらの BLC1, BLC2 合わせて 32 面を用いて、運動量を再構成するために必要なビームの飛跡を測定する。

BPC は標的の上流に位置するワイヤーチェンバーであり、BPC のトラックを外挿することで標的中の反応位置を決める。BPC の構造は、図 2.8 のような円形のワイヤーチェンバーであり、Y 面が  $90^\circ$  傾いた  $XX'YY'XX'YY'$  の 8 層で構成されている。それぞれの層には 15 本のセンスワイヤーが存在し、3.6 mm 間隔で有感領域は直径 111.6 mm の範囲である。

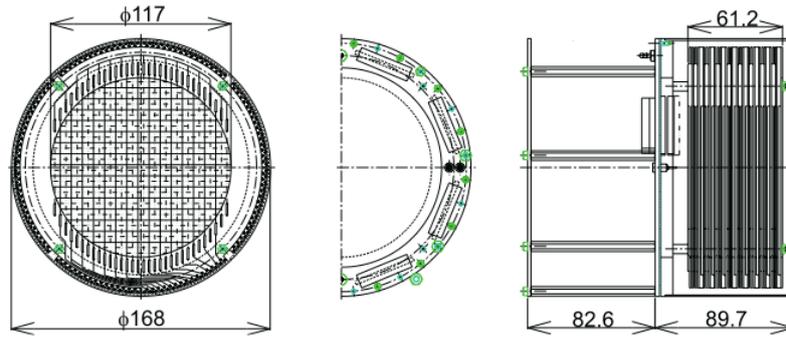


図 2.8 BPC の概略図 [30]

(単位は mm)。左図は BPC をビームの入射方向から見た図であり、右図ではビームは右方向へ通過する

## 2.5 液体標的系

E15 本実験では  $^3\text{He}$  標的を使用する。本論文の較正測定のためには液体水素を用いた  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応を利用し、図 2.9 のような液体水素標的 ( $0.071 \text{ g/cm}^2$ ) クライオスタットを用いた。図 2.10 に示すように、標的セルは CDS (2.6 章) の中心に差し込まれる。

ターゲットセルは直径 6.8 cm、長さ 12.5 cm の円筒形で外側は 0.3 mm 厚のベリリウム (純度 99.4% 以上) で作られている。セルの容量は  $0.48 \text{ l}$  となる。冷却は Gifford-McMahon (G-M) 冷凍機が用いられ、第一段階で 50 K、第二段階で 4.2 K に冷却される [31]。

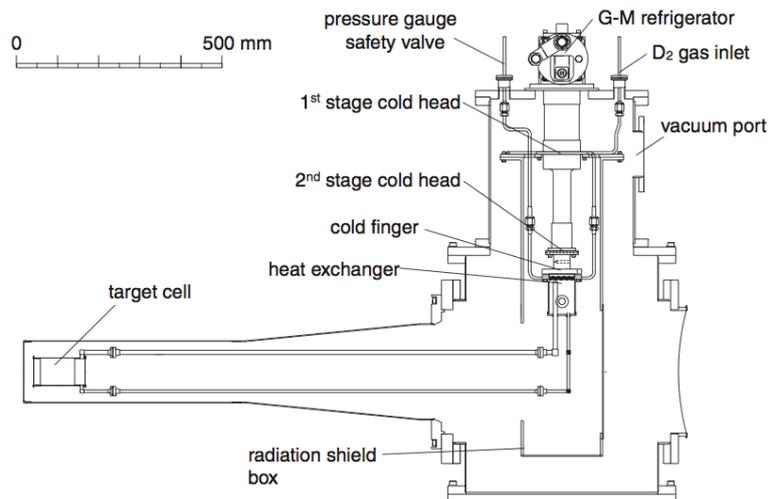


図 2.9 液体標的系の概略図 [30]

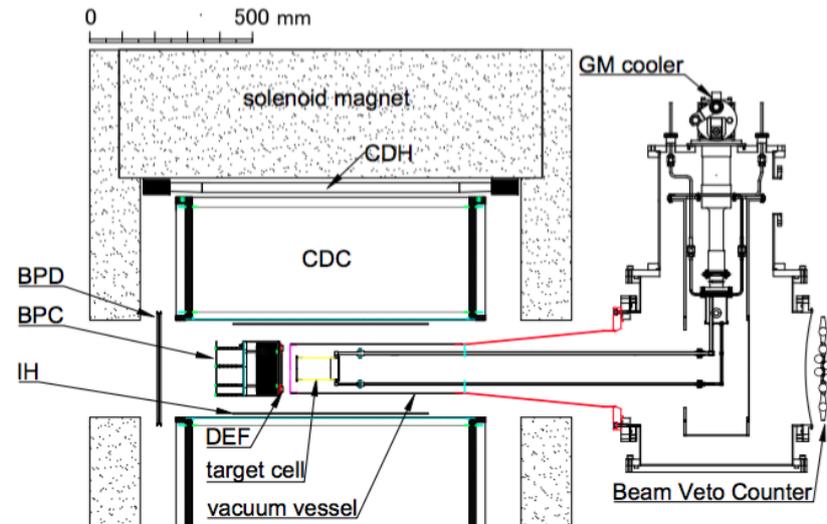


図 2.10 液体標的系と CDS の概略図

## 2.6 円筒型検出器系 (CDS)

Cylindrical Detector System (CDS) は、円筒型ドリフトチェンバー (CDC) と円筒型ホドスコープ (CDH)、内層ホドスコープ (IH) 及びソレノイド電磁石で構成される (図 2.10)。ソレノイド電磁石 (図 2.11) は 0.7 [T] の中心磁場を発生し、標的内で生成された荷電粒子はソレノイド電磁石内部に設置した CDC で飛跡の運動量再構成がなされる。また、T0 カウンターと CDH 間での荷電粒子の TOF から通過した荷電粒子を粒子識別 (PID) する。

CDC はセンスワイヤーが 15 層で構成される円筒型ドリフトチェンバーである。内径が 150 mm, 外径が 530 mm で長さは 950 mm となり、概要は図 2.12 のようになっている。長さ 833 mm のワイヤーが張られ、立体角に換算すると全立体角の 66% に相当する範囲を覆っている。CDC のワイヤー方向は図 2.13 のようにビーム軸に平行な A1、A2、A3 面、これと約 3.5 度傾いた U1、U2 面、約-3.5 度傾いた V1、V2 面と 7 つのスーパーレイヤーから成る。センスワイヤーには  $\phi 30\mu\text{m}$  の金メッキされたタングステン製ワイヤーを、フィールドワイヤーとガイドワイヤーには  $\phi 100\mu\text{m}$  の金メッキアルミニウムワイヤーを用いている。

CDH はビーム軸から半径 544 mm の位置で CDC の外側に存在するプラスチックシンチレーションカウンターである。CDH は荷電粒子を検出し、CDC での運動量情報と合わせて粒子識別に利用する。大きさは  $790^H\text{mm} \times 99^W\text{mm}$  で厚さ 30 mm のプラスチックシンチレーター 36 枚で構成されており、立体角にすると全立体角の 59% の範囲を覆っている。

IH はビーム軸から半径 140 mm の位置で CDC の内側に設置したプラスチックシンチレーションカウンターである。大きさは  $600^H\text{mm} \times 37^W\text{mm}$  で厚さ 3 mm のシンチレーター 24 枚で構成されており、立体角にすると全立体角の 89% に相当する範囲を覆っている。

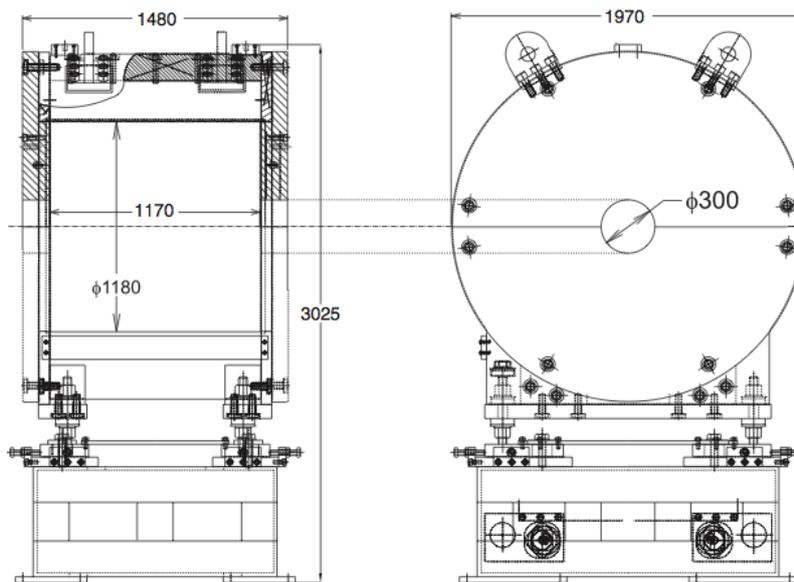


図 2.11 K1.8BR ビームラインにおけるソレノイドマグネットの概要図 [30]

(単位は mm)、左図でビームはソレノイドマグネットを右方向へ通過し、右図ではビームの入射方向から見た図である

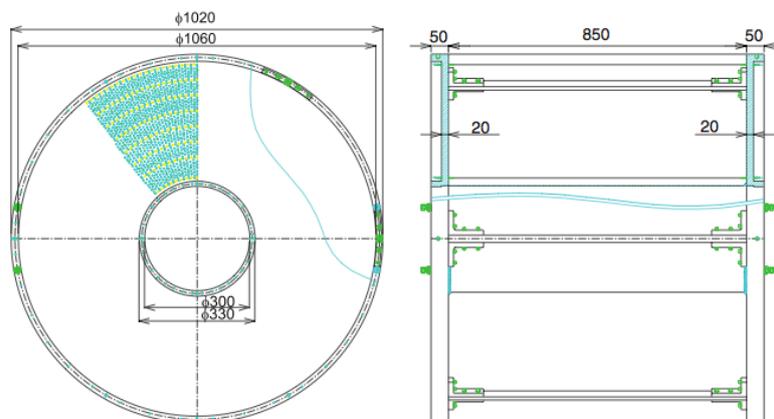


図 2.12 CDC の概要図 [30]

(単位は mm)、左図は CDC をビームの入射方向から見た図であり、右図ではビームは右方向へ通過する

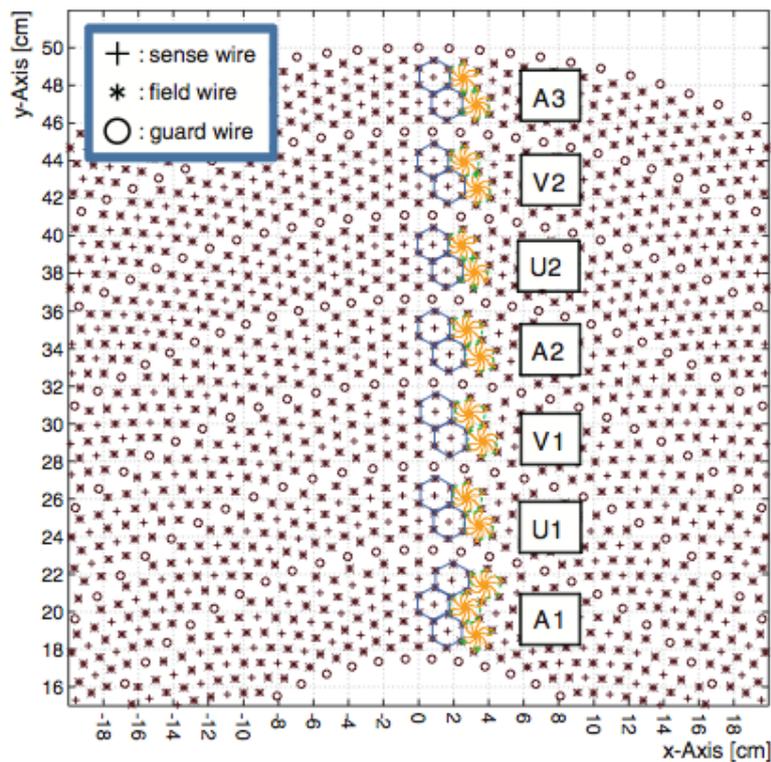


図 2.13 CDC の wire 構成の概要図 [30]

## 2.7 前方検出器

### 2.7.1 中性子カウンター

中性子カウンター (NC) は標的から 14.7 m 下流に位置するシンチレーションカウンターである。大きさは  $20^H \text{ cm} \times 150^V \text{ cm}$  で厚さは 5 cm からなるプラスチックシンチレーターが  $16 \times 7 = 112$  枚配置され、全体として  $3.2^H \text{ m} \times 1.5^V \text{ m}$  となる (図 2.14)。各シンチレーターは上下 2 本の光電子増倍管 (浜松製の H6410) により信号が読み出される。上流側の 3 層のプラスチックシンチレータは Saint-Gobain 社製 BC408 を用い、他の 4 層については Saint-Gobain 社製 BC412 を用いている。NC は標的の中心からみて立体角にして 22.1 msr (x 方向に  $\pm 6.2^\circ$ 、y 方向に  $\pm 2.9^\circ$ ) の領域をカバーしている。宇宙線テストにおける NC 全体の時間分解能はおおよそ 100 ps ( $\sigma$ ) である。

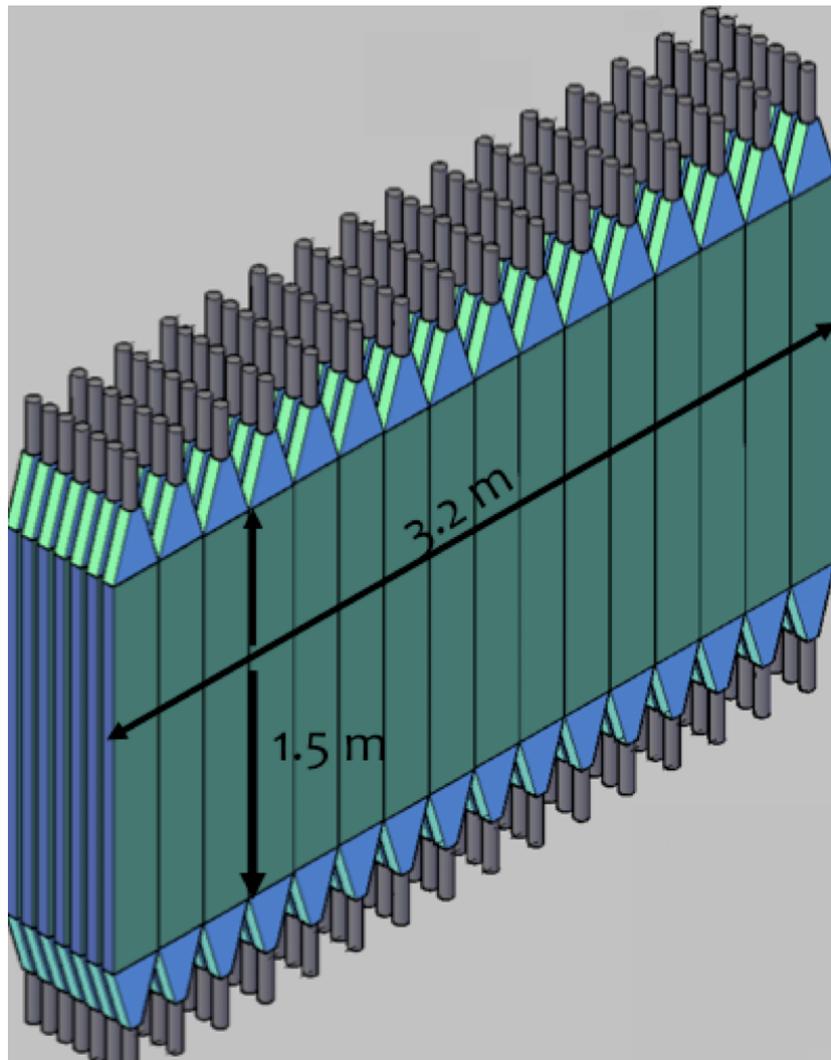


図 2.14 NC の概略図

荷電粒子の除去のためクライオスタットのフランジ下流にプラスチックシンチレーションカウンター BVC を設置した (図 2.10)。BVC の概略図を図 2.15 に示す。有感領域は  $320^H \text{ mm} \times 320^W \text{ mm} \times 10^T \text{ mm}$  である。BVC の立体角は、NC の立体角を十分にカバーしている。ビーム計数率の高くなる中心部分は、より細かくセグメント化することにより高計数耐性を高めている。

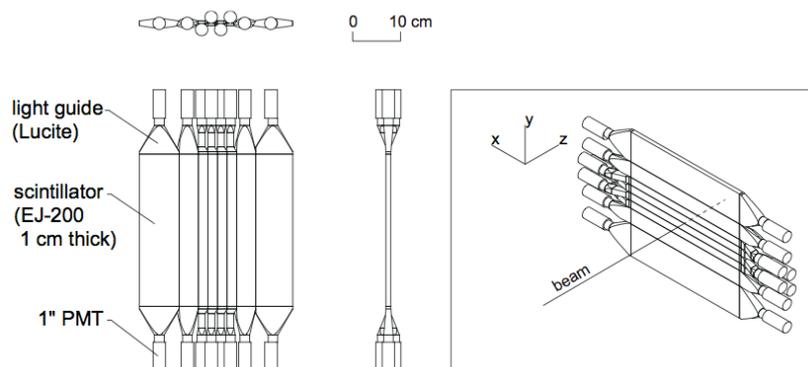


図 2.15 BVC の概略図

CVC は標的から 14 m の下流、NC の直前に設置したプラスチックシンチレーションカウンターである。有感領域は  $3.4^H\text{m} \times 1.5^V\text{m} \times 3^T\text{cm}$  で 34 セグメントから構成される。双極型電磁石により荷電粒子は NC から外れた方向に飛来するが、少なからず荷電粒子が NC へ飛来するため、そのような粒子を除去する目的で設置している。

## 2.8 データ取得トリガー

まずビームラインスペクトロメーターにおいて、 $K^-$  ビームであることを要求する。 $K^-$  ビームのトリガーとして、BHD、T0、DEF に全てヒットがありエアロジェルチェレンコフ検出器を鳴らさなかったという条件を課す。論理式で表現すると次のようになる。

$$K_{Beam}^{trig} = \text{BHD} \otimes \text{T0} \otimes \text{DEF} \otimes \overline{\text{AC}} \tag{2.1}$$

また、本論文で用いる反応は  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  である (図 2.16)。したがって  $K_s^0$  の生成イベントを選択的にデータ取得するため、 $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊のイベントに着目し、CDH に 2 ヒット以上を要求した。この論理条件を  $K^{0trig} = \text{多重度}_{CDH} \geq 2$  としたとき、データ取得の論理条件は

$$K_{Beam}^{trig} \otimes K^{0trig} \tag{2.2}$$

となる。この条件下でのトリガー効率は  $94.6 \pm 0.3\%$  となった。

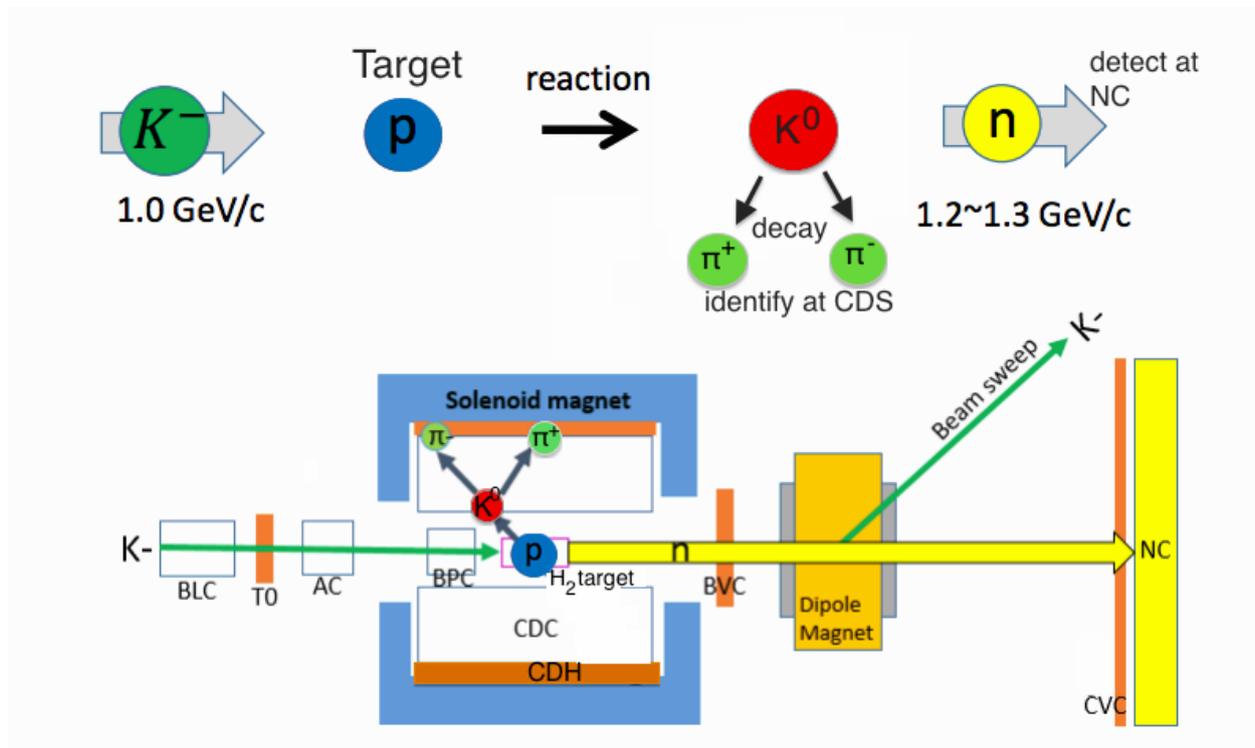


図 2.16 本論文で考察する反応の概略図

## 第3章

# $p(K^-, n)K_s^0$ 反応の解析

中性子カウンター (NC) の検出効率を求めるために、2.8 章のトリガーを用いて  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応のデータを取得した。実験は 130 k/spill の 1.0 GeV/c  $K^-$  ビームを液体水素標的に計 73 時間照射した。生成された  $K_s^0$  からの崩壊により生じる  $\pi^+, \pi^-$  を CDS で検出し、前方散乱される中性子を NC で測定した。

### 3.1 データ解析の概要

$p(K^-, K_s^0)$  反応を選び出すためにまず  $K^-$  ビームの解析を行う。オンライントリガーのみでは、 $\pi^-$  中間子を完全に取り除くことは不可能である。そのためオフライン解析で BHD-T0 間の TOF を使って  $K^-$  ビームを選別し、その運動量を BLC1、BLC2 により決定する。次に、 $K_s^0$  の解析を CDS において行う。まず CDS 内での飛跡と CDH の TOF 情報により、 $\pi^+\pi^-$  事象を選別し、 $\pi^+\pi^-$  の不変質量を組み  $K_s^0$  事象を選ぶ。次にその事象に対して  $\pi^+\pi^-$  の運動量ベクトルから  $K_s^0$  の運動量ベクトルを決め、その運動量ベクトルとビーム入射飛跡から反応生成点を再構成し標的由来の事象を選ぶ。さらに  $K_s^0$  事象に対して、 $K^-$  ビームの運動量と  $K_s^0$  の運動量から中性子の欠損質量を組み、中性子が散乱された事象を選ぶと共に運動学から予想される中性子の運動量、外挿座標を求める。

### 3.2 $K^-$ ビームの解析

ここでは、 $K^-$  ビームの解析方法を述べる。 $K^-$  ビームを用いた実験では、100% の純度の  $K^-$  ビームを使用することは困難である。これは、1 次陽子ビームと金標的の反応により  $K^-$  より桁違いに多量の  $\pi^-$  中間子が生成され、また  $K^-$  ビームが飛行中に崩壊するからである。そのため、いかに  $K^-$  を正しく識別するかが重要になる。そのため本章ではビームライン上のカウンター系で  $K^-$  ビームを識別するための解析条件と、その  $K^-$  に対する運動量解析を詳しく述べる。

#### 3.2.1 $K^-$ ビームの選別

まず、T0 カウンターに 1 ヒットのみであったイベントを選ぶ。次に、そのイベントに対して、BHD と T0 間 (約 7.7 m) での TOF が K 中間子であると考えられるイベントを選択する (図 3.1)。 $\pi^-$  中間子と K 中間子はおおよそ 4 倍の質量の違いがあるため、およそ 3 ns の違いがある。このため、TOF にカットをかけることで  $\pi^-$  ビームの混入率は 1% 以下に抑えられる。BHD カウンターはビームラインで最も上流に位置するカウンターである。そのため多重度が 1 よりも大きいイベントが T0 カウンターに比べ多い

ため、多重度が1よりも大きいイベントも解析に含めた。実際に、BHDとT0カウンターにおける多重度を比較すると、BHDでは多重度が2以上のイベントがT0に比べ非常に多いことがわかる。(図3.2~3.3)

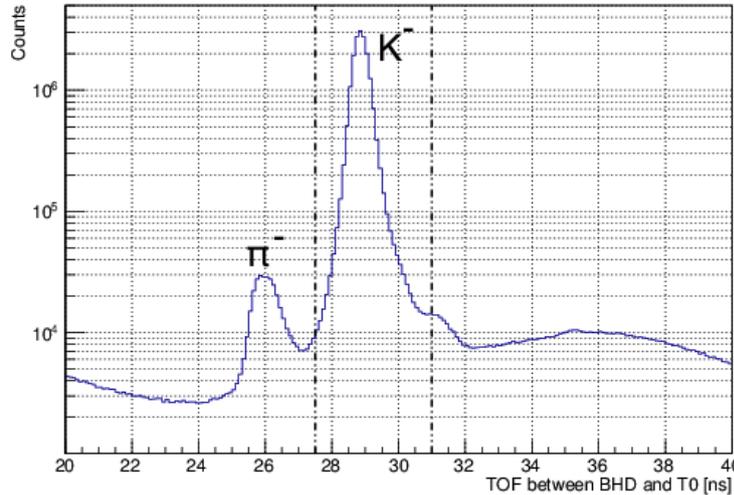


図3.1 BHD-T0のTOFスペクトル 破線内を $K^-$ と選別した。

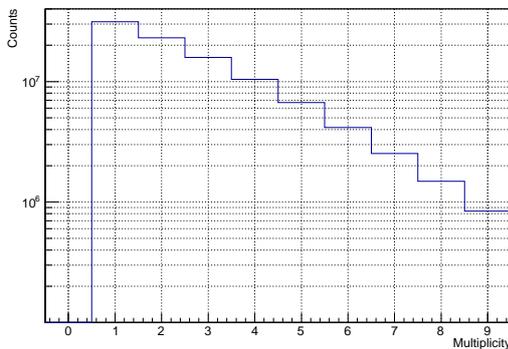


図3.2 BHDの多重度分布

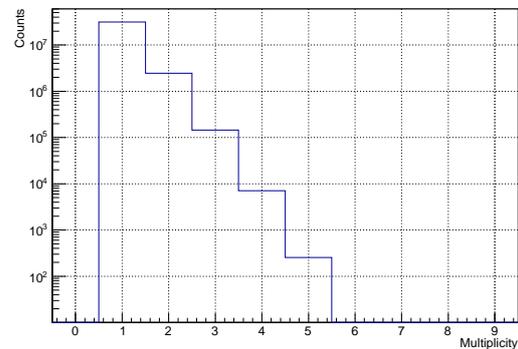


図3.3 T0の多重度分布

### 3.2.2 $K^-$ ビーム飛跡の解析

BLC1はBLC1aとBLC1bそれぞれ8層から成り、それぞれ5層以上がヒットした事象に対して直線飛跡を再構成することとした。BLC2も同様に解析する。BPCは標的直前に位置するワイヤーチェンバーでの全レイヤーにヒットがあったイベントで飛跡を再構成する。ワイヤーチェンバーの条件としてはまず、BLC1とBLC2の各々で飛跡が1本のみであるという条件で事象を選ぶ。

さらに、BLC1、BLC2におけるアクシデンタルヒットの事象を抑制するために、飛跡再構成における $\chi^2/ndf$ の値とTDCの生信号から解析を行った時間情報でさらにカットした(図3.4~3.6)。時間情報のカット条件はT0カウンターと同じ範囲に設定した。時間情報のカット条件の違いによる飛跡の多重度は図3.7~3.12のようになった。これにより時間情報のゲートとしては、(-30, 100) nsとした。

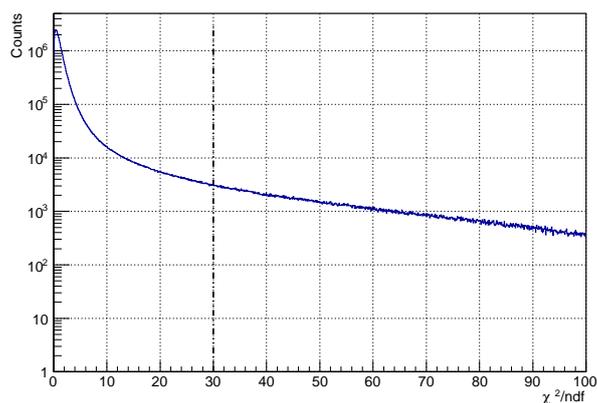


図 3.4 BPC の  $\chi^2/ndf$  スペクトル分布

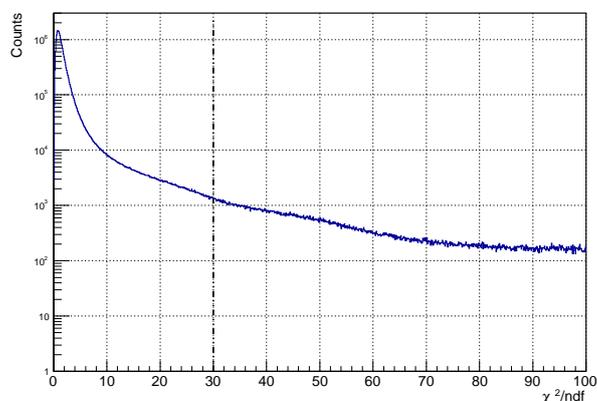


図 3.5 BLC1 の  $\chi^2/ndf$  スペクトル分布

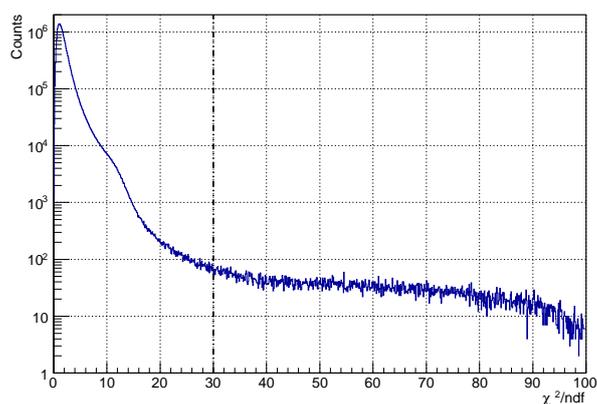


図 3.6 BLC2 の  $\chi^2/ndf$  スペクトル分布

### 3.2.3 チェンバーのトラッキング効率

ビームラインドリフトチェンバー BLC1、BLC2、BPC のトラッキング効率を求めた。方法としては、他の2組のチェンバーに1トラックを要求して効率を算出する。例えば、BLC1 の効率を求める際には BLC2 と BPC に1トラックがあったイベントのうちで、BLC1 に1トラック以上あるイベント

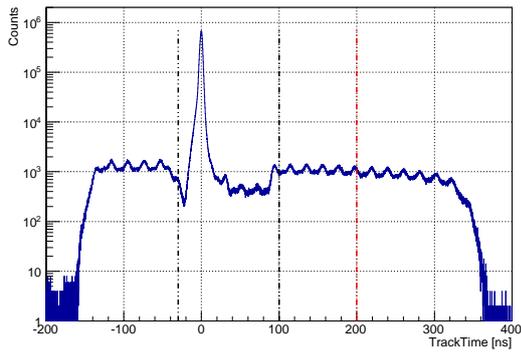


図 3.7 BPC の時間情報スペクトルのヒストグラム

黒線が (-30, 100) ns の範囲であり、赤線は (-30, 200) ns の範囲を示す。

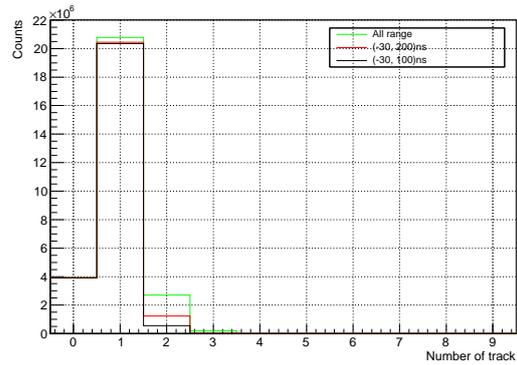


図 3.8 左図の時間ゲートの違いによる飛跡の数

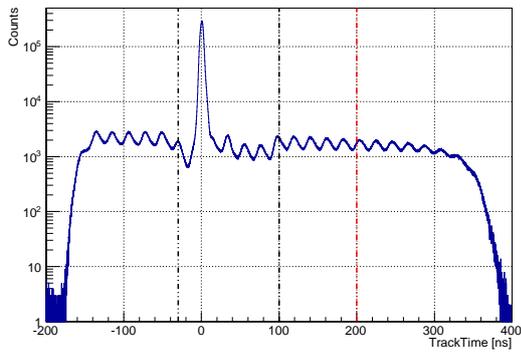


図 3.9 BLC1 の時間情報スペクトルのヒストグラム

黒線が (-30, 100) ns の範囲であり、赤線は (-30, 200) ns の範囲を示す。

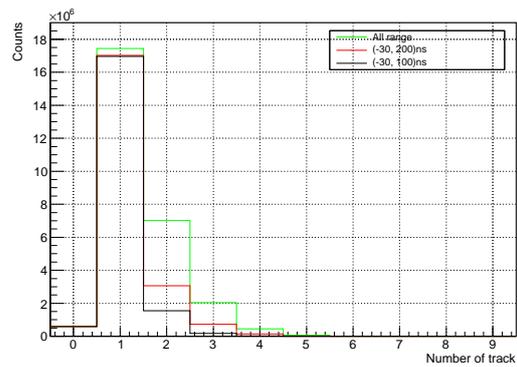


図 3.10 左図の時間ゲートの違いによる飛跡の数

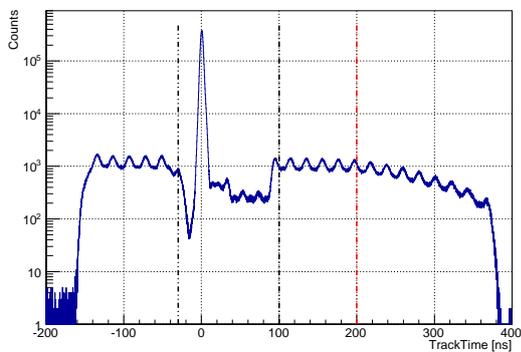


図 3.11 BLC2 の時間情報スペクトルのヒストグラム

黒線が (-30, 100) ns の範囲であり、赤線は (-30, 200) ns の範囲を示す。

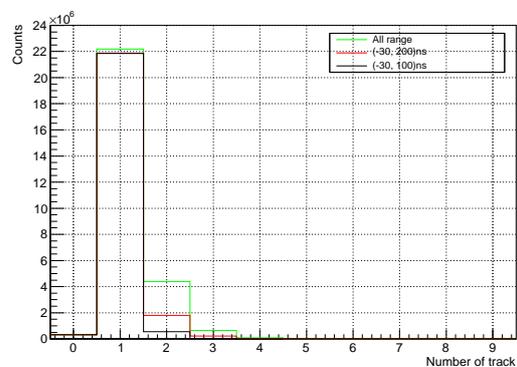


図 3.12 左図の時間ゲートの違いによる飛跡の数

の割合として計算した。また、BPC の効率は、この条件に加え BLC2 の外挿トラックが BPC の中心 ( $-1.5 \text{ m} < x < 1.5 \text{ m}$ ,  $-1.5 \text{ m} < y < 1.5 \text{ m}$ ) の範囲にあるという制限をつけて求めた。この方法から、それぞれの効率は表 3.2.3 のようになった。

表 3.1 各ワイヤーチェンバーのトラッキング効率

チェンバー	トラッキング効率
BLC1	$98.6 \pm 0.7 \%$
BLC2	$99.3 \pm 0.5 \%$
BPC	$95.0 \pm 0.9 \%$

### 3.2.4 $K^-$ ビームの運動量再構成

D5 電磁石の入り口にある BLC1 と出口の BLC2 においてそれぞれ飛跡が再構成されたとしても、それが本当に同じ  $K^-$  ビームによる飛跡とは限らない。そこでそれぞれで得られたトラックが D5 電磁石の光学系と矛盾がないかを考慮し、BLC1 と BLC2 の飛跡を接続する。その光学系としては 2 次の輸送行列を使って運動量再構成を行った。また接続したトラックに対して  $\chi^2$  検定を行い、その値が 30 以下のイベントのみを解析の次のステップへ進めた (図 3.13)。運動量再構成によって得られた入射運動量分布は図 3.14 のようになっている。BHD カウンターのセグメントごとに再構成した運動量分布は図 3.15 であり、D5 電磁石を通過するときの半径の違いが確認できる。

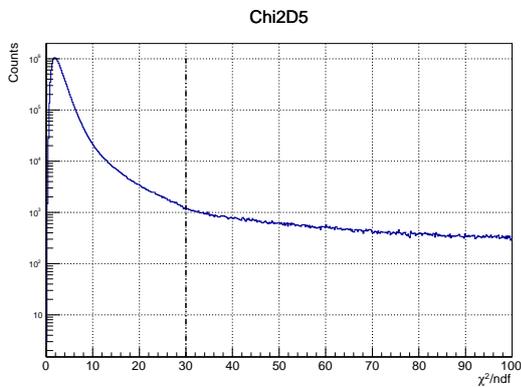


図 3.13 BLC1 と BLC2 で再構成した Track の  $\chi^2/ndf$  のヒストグラム

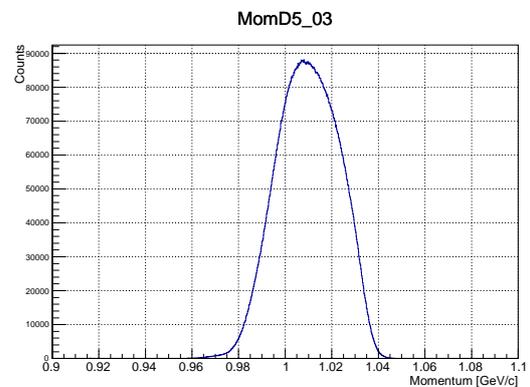


図 3.14 BLC1 と BLC2 の Track から再構成した D5 における運動量

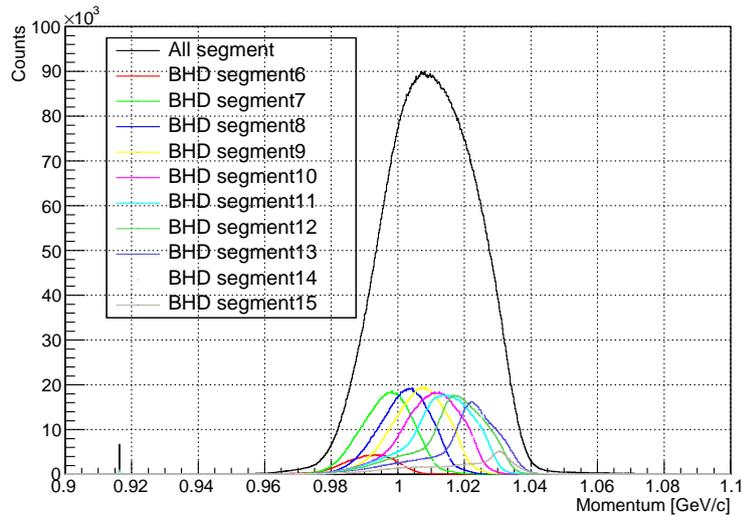


図 3.15 BHD のセグメントごとで見たときの再構成された運動量

### 3.2.5 BLC2 - BPC 間の整合性

次に BLC2 と BPC 間の飛跡の整合性を確かめる。 $K^-$  ビーム由来の飛跡であったとしても、 $K^-$  が標的に達するまでに崩壊しているかもしれない。そのためここでは、BLC2 と BPC の飛跡を  $z = -75\text{cm}$  (標的の中心を  $z = 0\text{cm}$  としている) の位置にそれぞれ外挿した際の一貫性を調べて、その差が分解能の  $3\sigma$  の範囲の事象のみを選択することとした。実際の外挿した位置での  $x, y$  方向の残差分布は図 3.16)、3.17 に示すとおりである。

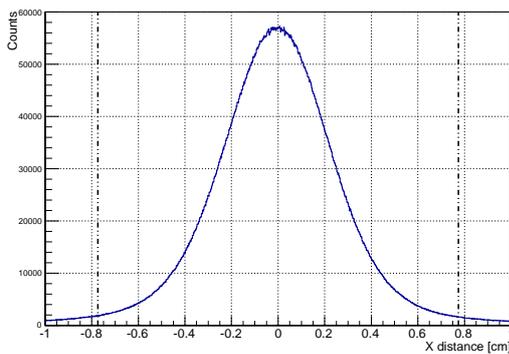


図 3.16 x 方向の外挿座標の残差分布

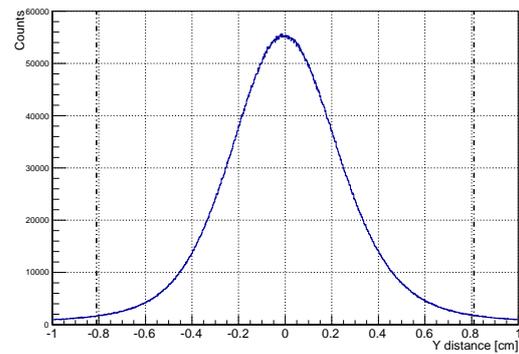


図 3.17 y 方向の外挿座標の残差分布

### 3.2.6 標的点におけるビームのルミノシティ

BPC の飛跡を標的の位置に外挿したときのビームラインプロファイルが次の図 3.18 である。断面積を計算する際のビームの数は図 3.18 の円内にあるビーム強度とした。以上の  $K^-$  ビームの解析から、トリガーイベントに対する選別された  $K^-$  ビームイベントの割合を求め、積分ルミノシティを計算した。その値を表 3.2 に示す。

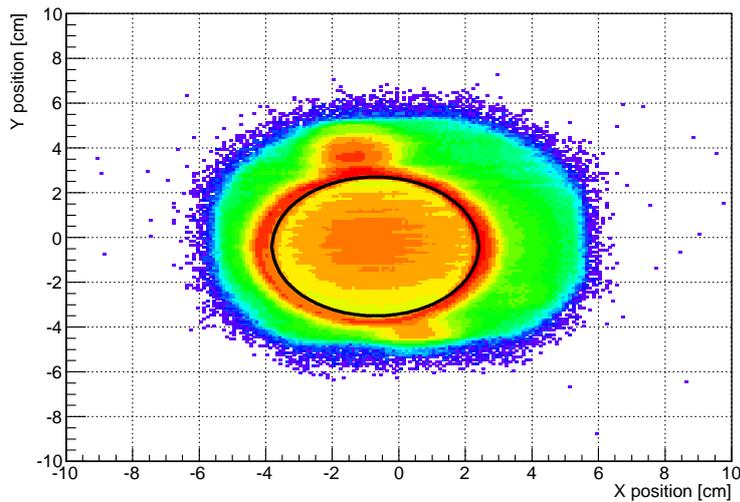


図 3.18 BPC track を標的位置に外挿したときのビームプロファイル

表 3.2 選別条件を課した際のイベントの残存率

カット条件	number	残存率
$K_{Beam}^{trig} \otimes K^{0trig}$ イベント	$5.29 \times 10^9$	1
T0 1 ヒット		0.922
TOF カット		0.953
BPC 1 飛跡		0.799
BLC1 1 飛跡		0.859
BLC2 1 飛跡		0.976
運動量再構成率		0.981
BLC2-BPC 間の整合性		0.895
標的と反応するであろう事象		0.668
選別された $K^-$ ビーム事象数	$1.82 \times 10^9$	0.344
H <sub>2</sub> 密度	0.071 g/cm <sup>3</sup>	
標的のビーム方向の厚さ	10.03cm	
ルミノシティ	260 $\mu b^{-1}$	

### 3.3 CDS を用いた $K_s^0$ の解析

#### 3.3.1 $K_s^0$ の解析概要

ここではまず CDS による粒子のトラッキングについて述べる。次に CDH を用いて求められる TOF と CDC の飛跡から粒子を識別する。CDS により識別できた  $\pi^+\pi^-$  粒子で不変質量を組み  $K_s^0$  が生成されたと考えられるイベントを選択した。また、 $K_s^0$  が標的と反応して生成したことを保証するために反応生成点を再構成し、標的の範囲のみでイベントカットを行った。さらに、欠損質量を組み中性子であると

考えられる範囲を選択することで  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応が起こったであろうイベントを定義した。

### 3.3.2 CDS によるトラッキング

一様なソレノイド磁場中を螺旋を描いて飛行する荷電粒子の座標は、以下のような式により表すことができる。CDC ではこの関数で飛跡をフィットしてベストフィットからのズレにより  $\chi^2/ndf$  を計算した。

$$x(\phi) = d_\rho \cos \phi_0 + \frac{1}{\rho}(\cos \phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi)) \quad (3.1)$$

$$y(\phi) = d_\rho \sin \phi_0 + \frac{1}{\rho}(\sin \phi_0 - \sin(\phi_0 + \phi)) \quad (3.2)$$

$$z(\phi) = d_z - \frac{1}{\rho} \tan \lambda \cdot \phi \quad (3.3)$$

ここで、 $d_\rho$ ,  $\phi_0$ ,  $\rho$ ,  $d_z$ ,  $\tan \lambda$ ,  $\phi$  はそれぞれ  $xy$  面における原点から螺旋までの距離、原点と螺旋中心の方位角、螺旋の半径、 $z$  方向における原点から螺旋までの距離、伏角である。また、 $\phi$  は原点から測定したとき方位角である。これから、CDC 内を飛行する荷電粒子の運動量は光速  $c$  と  $z$  方向における磁束密度  $B$  を用いて

$$\mathbf{p} = \frac{cB}{\rho} \begin{pmatrix} -\sin(\phi_0 + \phi) \\ \cos(\phi_0 + \phi) \\ \tan \lambda \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

と表すことができる。

実際に CDS でトラッキングしたときのトラックの多重度、 $\chi^2/ndf$  の分布はそれぞれ図 3.19~3.20 のようになる。

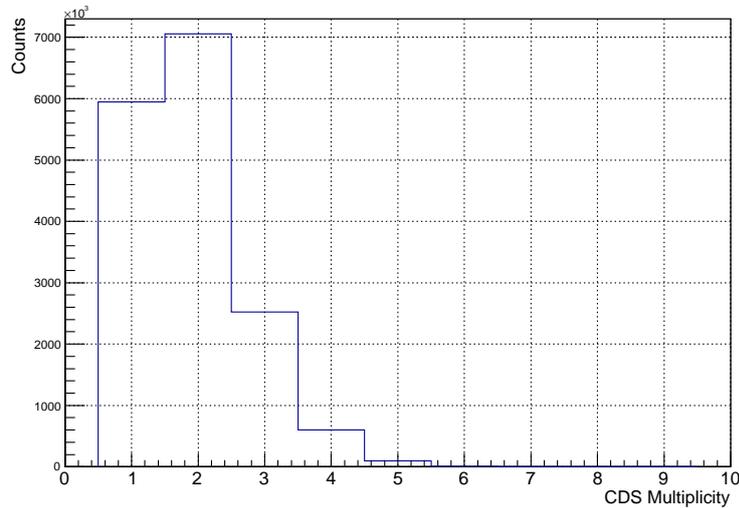


図 3.19 CDC の多重度分布

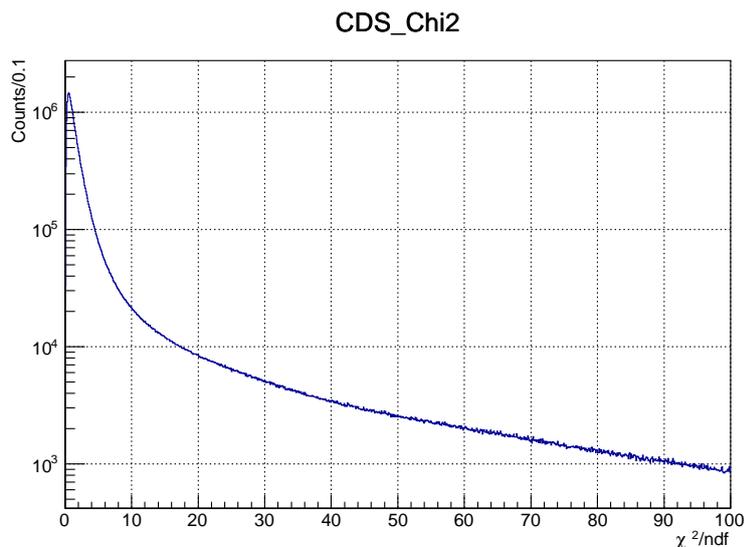


図 3.20 CDC の  $\chi^2/ndf$  分布

### 3.3.3 CDC のトラッキング効率

ここでは、CDC のトラッキング効率を CDH で条件を選ぶことにより求めた。方法としては、CDH に 1 ヒットがある場合にその TDC と ADC に対して以下のような条件をつけることにより、 $\pi^+$  または  $\pi^-$  を選ぶこととした。

1. BPC の飛跡を外挿したときに標的に入射している ( $-3.8 \text{ m} < x < 2.4 \text{ m}$ ,  $-3. \text{ m}5 < y < 2.7 \text{ m}$ )
2. T0-CDH の TOF が (5.0, 10.0) ns
3. IH と CDH にそれぞれ 1 ヒット
4.  $8.0 \geq dE_{\text{CDH}} \geq 3.5 \text{ MeVee}$

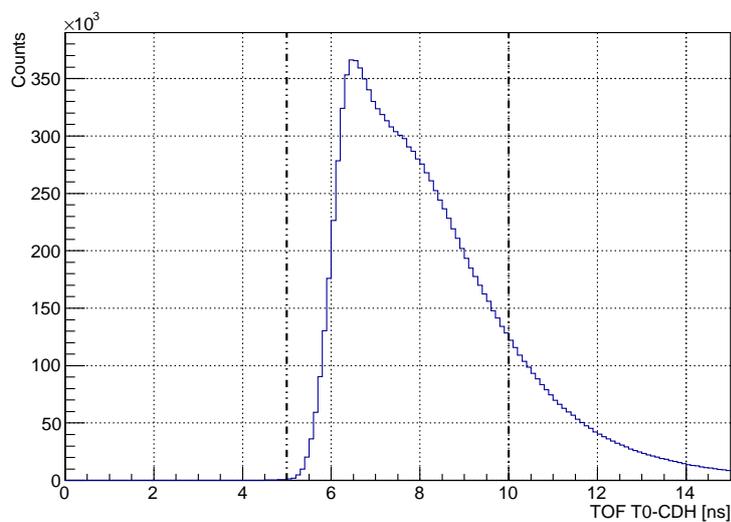


図 3.21 T0-CDH 間の飛行時間分布  $\pi$  中間子と思われる範囲を選別した

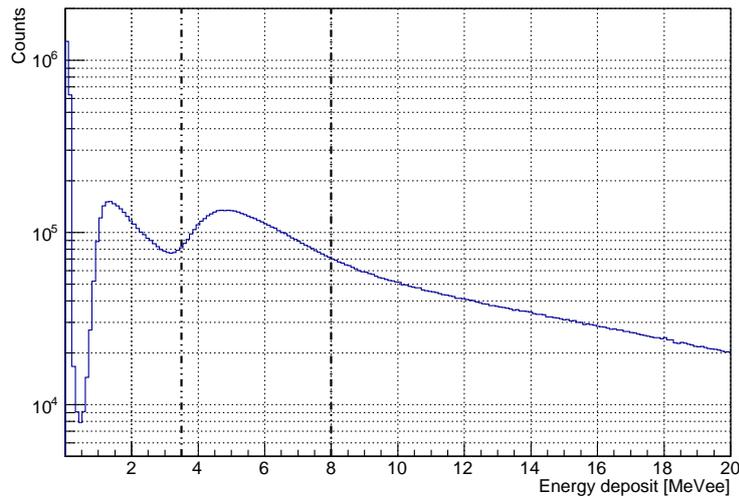


図 3.22 CDH でのエネルギー損失分布  $\pi$  中間子と思われる範囲を選別した

上記の条件におけるイベント数で、上記の条件かつ実際に飛跡が CDC に 1 トラックがあった事象数を割ることで CDC のトラッキング効率を計算した。その結果、 $95.3 \pm 0.07\%$  となった。

### 3.3.4 CDS における粒子識別

CDC の磁場中を飛行する荷電粒子の運動量は式 (3.4) で与えられる。また飛跡の長さ  $L$  は CDC のトラッキングから求められる。これと飛行時間  $T$  を組み合わせることにより、荷電粒子の速度  $\beta$  と質量  $m$  は式 3.6、3.7 で計算する。ここで、 $L$  は CDC に入射した点から検出された CDH までの螺旋の距離であり、 $T$  は

$$T = (T_{CDH} - T_{T0}) - T_{T0-vertex}^{calc} - T_{vertex-CDCin}^{calc} \quad (3.5)$$

と表される粒子の飛行時間である。ここで  $T_{CDH} - T_{T0}$  は T0 から CDH 間での飛行時間であり、 $T_{T0-vertex}^{calc}$ 、 $T_{vertex-CDCin}^{calc}$  は算出された T0 から反応生成点まで、及び反応生成点から CDC の入射位置までの時間である。

$$\beta = \frac{L}{(T \times c)} \quad (3.6)$$

$$m^2 = p^2 \times \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \quad (3.7)$$

実際に検出した荷電粒子に対して運動量と  $1/\beta$  の相関を示したのが図 3.23 であり、質量の 2 乗と運動量の相関を示したのが図 3.24 である。図 3.25 は図 3.24 を運動量の正負でそれぞれプロジェクションした図である。図から、 $\pi$  中間子や  $K^-$  中間子、陽子などが識別される。本解析では質量が 0.2 GeV (赤線) 以下の事象について解析を行った。このカット条件をかけることで、陽子や  $K^-$  中間子の混入はほとんど無視できる。

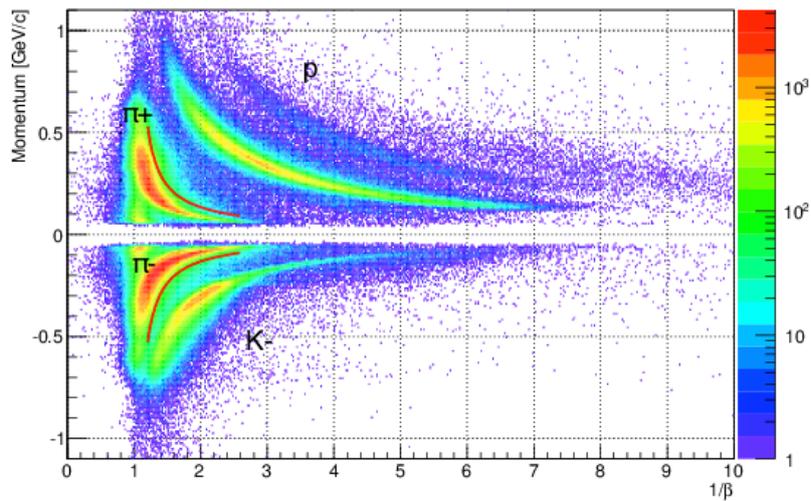


図 3.23 CDS で PID できた粒子のプロット

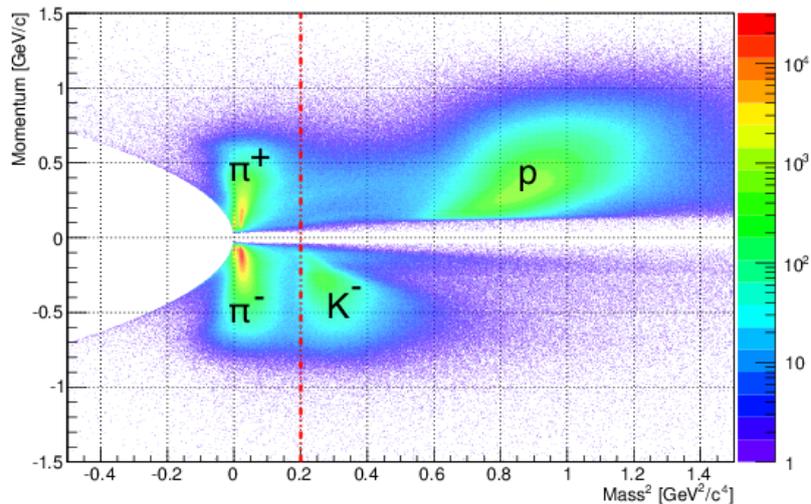
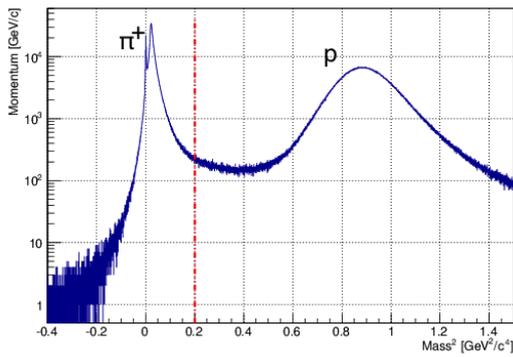


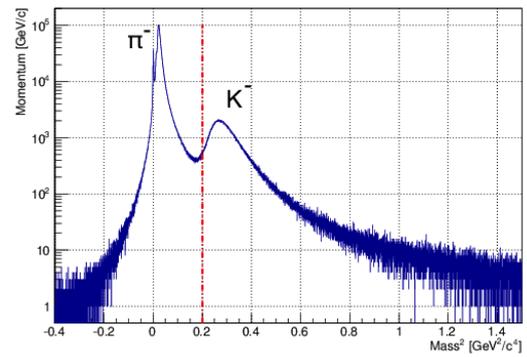
図 3.24 CDS で識別した粒子の質量と運動量の相関

### 3.3.5 $K_s^0$ の選別

CDS で識別した  $\pi^+\pi^-$  事象から  $K_s^0$  の不変質量を再構成した。その図が 3.26 である。再構成した質量が  $\pm 3\sigma$  ( $\sigma = 7.4$  MeV) の範囲の事象が  $K_s^0$  事象と定義した。また、以後の解析でバックグラウンド事象として、 $K_s^0$  の中心質量から  $|M_{K_s^0} - \bar{M}_{K_s^0}| > 4\sigma \sim 6\sigma$  の範囲のイベントを使うこととする。 $K_s^0$  の中心質量よりも小さい領域 (青の網掛け領域) を sideband1 事象、 $K_s^0$  の中心質量よりも大きい領域 (赤の網掛け領域) を sideband2 事象と呼ぶこととする。



CDS で識別した粒子の質量と  
正の運動量の相関



CDS で識別した粒子の質量と  
負の運動量の相関

図 3.25 CDS で識別した粒子の質量と運動量の相関を運動量の正負でプロジェクションした図

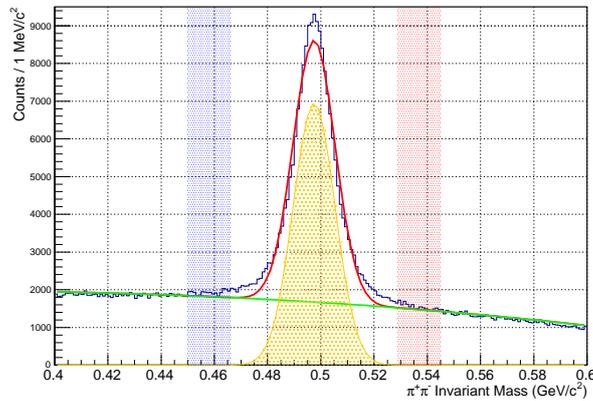


図 3.26  $\pi^+\pi^-$  の不変質量分布

### 3.3.6 反応生成点の再構成

$\pi^+\pi^-$  の 2 本の飛跡の最近接点として  $K_s^0$  の崩壊点が求まり、その崩壊面上で  $K_s^0$  の飛跡が得られる。この  $K_s^0$  の飛跡と BPC によって得られた  $K^-$  ビームの外挿飛跡との最近接点として反応生成点が求められる (図 3.27)。図 3.28 に得られた反応生成点の分布を  $x$ - $z$ 、 $y$ - $z$ 、 $x$ - $y$  平面に投影した分布を示す。液体水素標的部分以外からの寄与が見られる。そこで、図 3.28 の破線部分にゲートをかけて標的セルの範囲外を除外すると、図 3.29 のように綺麗に液体水素領域が選ばれていることがわかる。これらの事象を以下の解析に用いる。

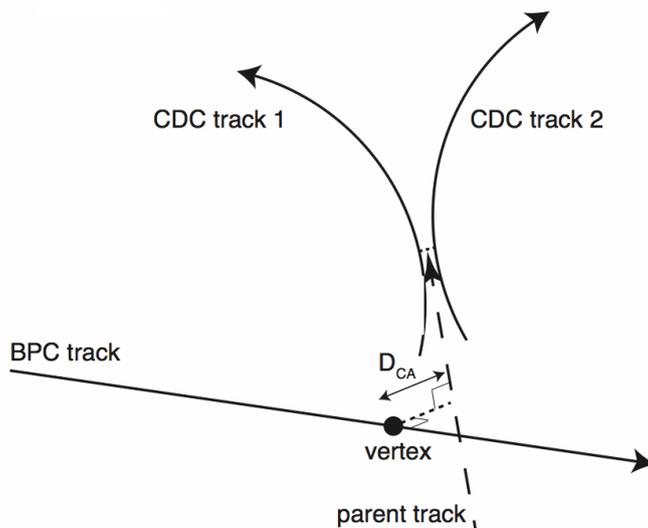
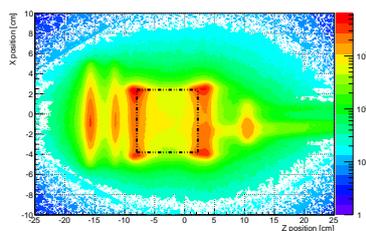
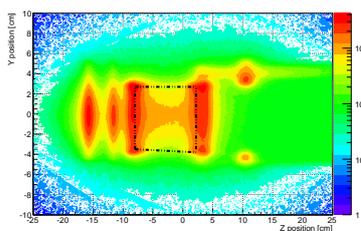


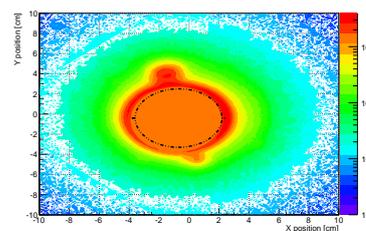
図 3.27 反応生成点の再構成の方法



x,z 方向の反応生成点の図

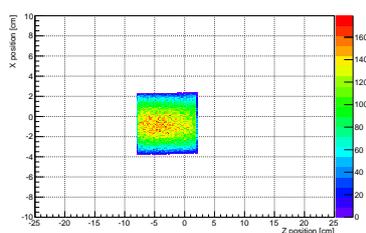


y,z 方向の反応生成点の図

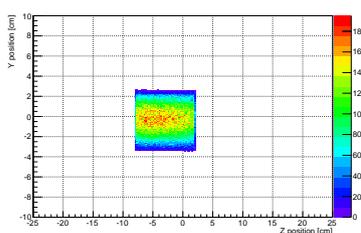


x,y 方向の反応生成点の図

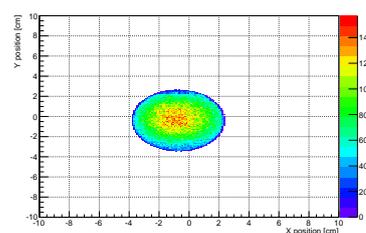
図 3.28 再構成した反応生成点の図



各方向でカットした後の x,z 方向  
の反応生成点の図



各方向でカットした後の y,z 方向  
の反応生成点の図



各方向でカットした後の x,y 方向  
の反応生成点の図

図 3.29 各方向のカットを考慮したときの反応生成点の図

### 3.3.7 反応生成点の位置分解能

標的範囲を正しくカットされていることを確認するため、反応生成点の位置分解能を求めた。これは、0.3 mm 厚のベリリウム壁の像を見ることにより推定した。x,y 方向については図 3.28 の右図を z 方向を (-3.5, -2.5) cm でカットしたときの x 方向へのプロジェクションし、観測されたピークをガウス関数

でフィットした。このとき、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  はそれぞれ  $2.57 \pm 0.03$  mm と  $2.62 \pm 0.04$  mm となった。また  $z$  方向については、図 3.28 の真ん中の図を  $x$  方向を  $(-3.0, -2.0)$  cm でカットしたときの  $x$  方向をプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数で fit した。この場合の分解能  $\sigma_z$  は  $7.05 \pm 0.06$  mm となった。

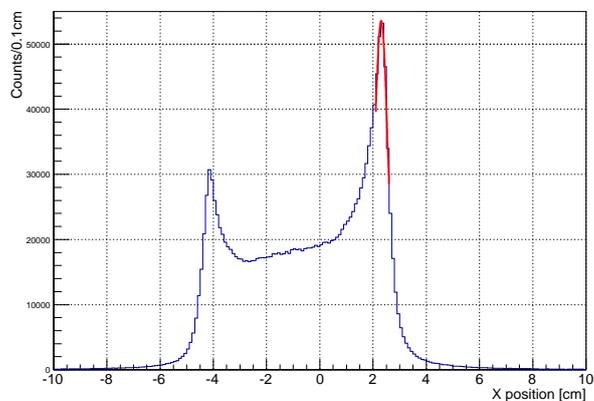


図 3.30 反応生成点の XY 分布を  $x$  方向にプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数でフィットしたときの図

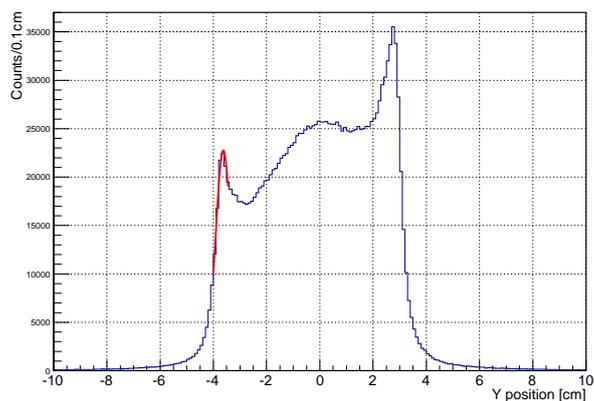


図 3.31 反応生成点の XY 分布を  $y$  方向にプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数でフィットしたときの図

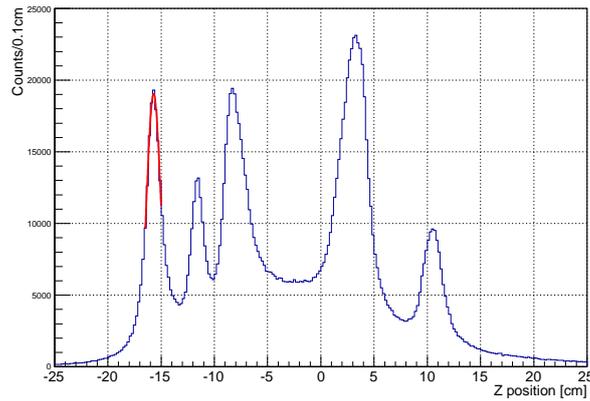


図 3.32 反応生成点の ZY 分布を z 方向にプロジェクションしたヒストグラムをガウス関数でフィットしたときの図

### 3.3.8 反応生成点の再構成効率

CDS における反応生成点の再構成効率は  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の 2 本の飛跡に対して検出効率が独立だと仮定して下の式より計算した。

$$\varepsilon_{vertex} = \varepsilon_{CDC}^2 \quad (3.8)$$

ここで、 $\varepsilon_{CDC}$  は CDC のトラッキング効率であり、3.3.3 節の値を用いた。これにより、 $\varepsilon_{vertex}$  は  $90.8 \pm 1.4\%$  になった。

### 3.3.9 標識化された中性子事象の選別

ここでは  $K^-$  ビームが標的陽子と反応し、不変質量を再構成したときに  $K_s^0$  が CDC 内に放出された事象について、欠損質量法により前方中性子事象を選別した。ここで、標的の陽子は静止しており ( $E_p = 0.9382 \text{ GeV}/c^2$ )、入射  $K^-$  ビームの運動量の大きさと方向は BPC の飛跡とスペクトロメーターの運動量解析から得られる。

$$m_X = \sqrt{(E_p + E_{K^-} - E_{K_s^0})^2 - |\mathbf{p}_{K^-} - \mathbf{p}_{K_s^0}|^2} \quad (3.9)$$

$$\mathbf{p}_{K_s^0} = \mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^-} \quad (3.10)$$

$$(3.11)$$

これにより、算出された欠損質量分布は図 3.33 のようになった。青のヒストグラムは  $\pi^+\pi^-$  事象に対する欠損質量分布を示し、赤のヒストグラムは  $K_s^0$  事象に対する分布である。0.9  $\text{GeV}/c^2$  付近のピークは  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応に起因すると考えられる。この分布で前方に中性子が散乱された事象 (標識化された中性子事象) を中性子のピークから  $\pm 2\sigma$  の範囲にある事象と定義した (破線の範囲の事象)。一方 1.0  $\text{GeV}/c^2$  を超える位置にあるピークは  $K^- + p \rightarrow \Lambda\pi\pi$  または  $K^- + p \rightarrow \Sigma\pi\pi$  反応に対応するものと考えられる。これを確認するため、 $\pi^+\pi^-$  の不変質量分布の sideband 事象の範囲を選んで欠損質量を再構成した分布が図 3.34 である。赤が sideband1 事象の分布で、緑が sideband2 事象の分布である。このように、中性子以外が生成されたときのイベント、特に  $\Lambda$  粒子が生成されたイベントは sideband 事象の影響が大きいことがわかる。

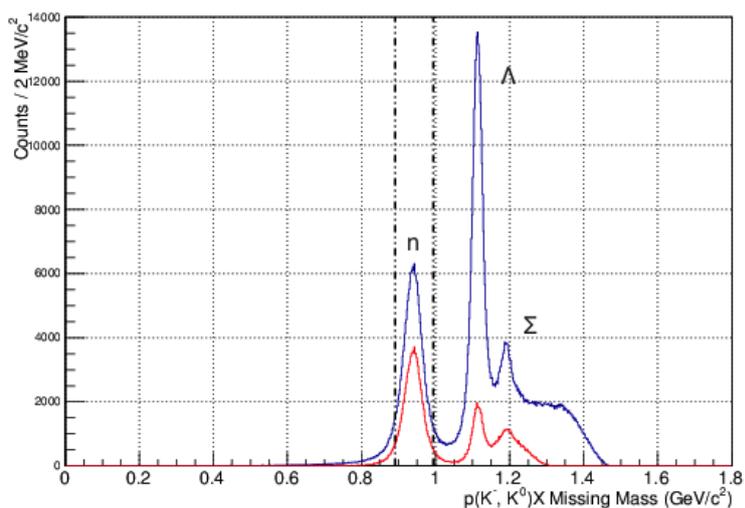


図 3.33 再構成された欠損質量分布

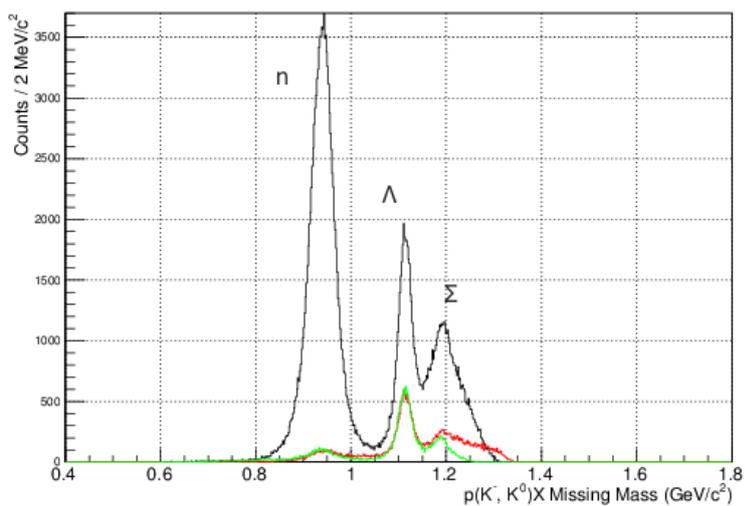


図 3.34  $K_s^0$  と sideband 事象を選んだときの欠損質量のヒストグラム

黒が  $K_s^0$  の範囲を選択し、緑が  $K_s^0$  よりも大きい値の領域、赤が  $K_s^0$  よりも小さい値の領域における欠損質量を表す。

## 第4章

# 中性子カウンターの検出効率評価

この章では中性子カウンター (NC) の検出効率評価を行う。標識化された中性子を前章で定義したが、これが 100%NC に飛んだわけではない。これを考慮して、まず中性子の予想される座標を計算し NC へ飛んだと予想される事象を選別する。次に NC の hit に関するカット条件を述べた後、欠損質量を組むことで実際に  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応のイベント数を求める。検出効率は CDS で定義した標識化された中性子の数と実際に NC で検出した中性子の数の比で定義される。また、BVC や CVC で中性子を除去してしまうことがあるため、この効果や標識化された中性子が NC に本当にヒットする確率を考慮した上で今回の実験における NC の検出効率を求め、断面積を決定する。

### 4.1 散乱中性子の NC への外挿

NC の検出効率を求めるためには、実際にどれくらいの中性子が NC へ入射しているかを考慮する必要がある。そのような中性子の数を求めるために、K 中間子ビームと CDS で捕らえた粒子 ( $\pi$  中間子) の運動量から散乱された中性子の運動量方向を推定し、それによって予想される中性子のヒット位置を求める。その座標が実際の NC が存在する範囲にあるイベントを NC へ飛んだ中性子の数とした。

中性子の運動量は運動量保存によりそれらは次のように表わせる。

$$\mathbf{p}_n = \mathbf{p}_{K^-} - (\mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^-}) \quad (4.1)$$

また中性子の外挿座標は NC で検出したときの  $z$  座標と生成点を用いて

$$x = \frac{p_x}{p_z} \times z + x_0 \quad (4.2)$$

となる。このように簡単な運動量の比率で求めることができ、 $y$  方向についても同様に計算し前方に散乱された中性子の外挿座標を算出した。その NC 前面での分布が図 4.1 である。この分布に対して NC の有感領域内に入射した事象を選別した中性子の分布が図 4.2 である。

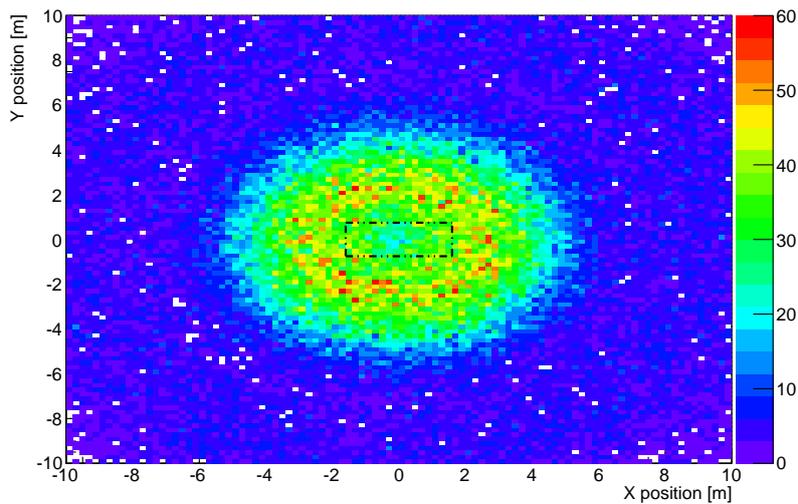


図 4.1 前方散乱された中性子の座標

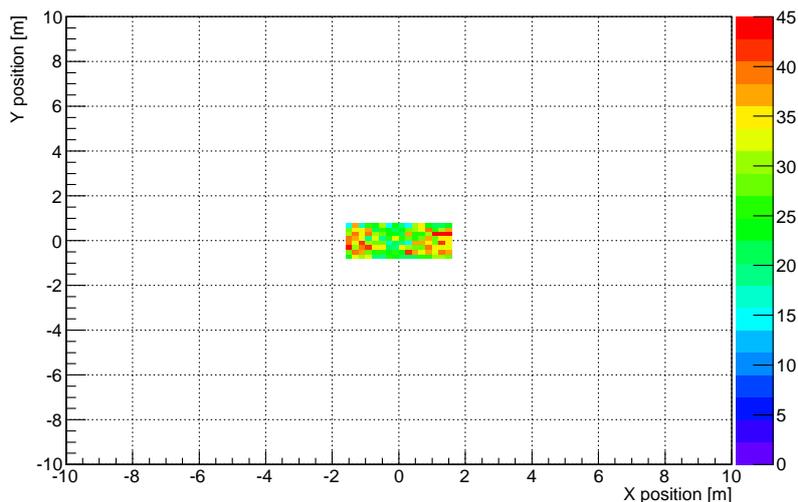


図 4.2 NC の範囲を選んだ場合の前方散乱された中性子の座標

標識化された中性子の角度分布は図 4.3、4.4 のようになった。図の破線より右にある領域が実際の NC の範囲である ( $\cos\theta^{lab} > 0.993$ 、 $\cos\theta^{CM} > 0.972$ )。

## 4.2 中性子事象の解析

ここでは NC の解析について詳しく議論する。まず、NC にヒットがあった事象について中性粒子の選別方法を述べ、次にヒットした粒子が中性子かそれ以外の粒子 (主に  $\gamma$  線) かを判断し、中性子である事象のみを選別する。また、BVC や CVC で中性子が過剰に除去されてしまう可能性があるため、その補正を行う。NC のエッジにおける位置分解能の効果を考慮して、NC に入射した中性子の数を中性子ビームが NC に入射する確率で重みを付けて考慮する方法とその部分を中性子ビームに含めない 2 つの方法で求めた。この 2 つの方法における差異と標準偏差依存性を考慮し、最終的な NC の検出効率を算出した。

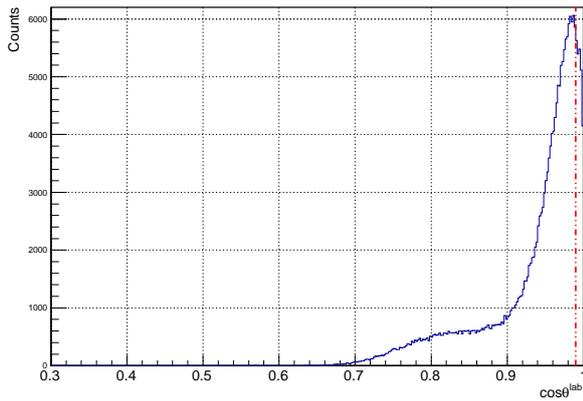


図 4.3 実験室系における中性子の角度分布

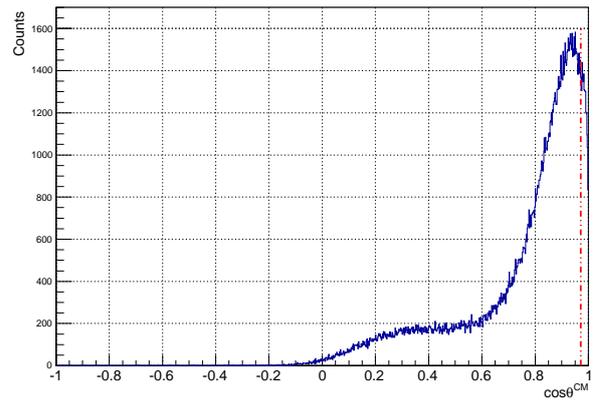


図 4.4 重心系における中性子の角度分布

### 4.2.1 NC における中性子事象の選別

NC にヒットした粒子が中性であることを保証するために次の 3 つの条件を課した。

#### 1. BVC, CVC にヒットがない

BVC と CVC はどちらも荷電粒子がヒットした事象をカットするためのカウンターである。BVC は標的の後方に位置し、K 中間子ビームが標的と反応しなかったイベントや前方に荷電粒子が散乱されたイベントをカットする。CVC は NC の直前に位置し、NC に到達する荷電粒子をカットする役割がある。今回の実験では、 $K^- + p \rightarrow X + n$  反応を観測しているため荷電粒子が飛んだ事象は全て除去する。

#### 2. 最も早いヒット情報を TOF 計算に用いる

NC は 16 セグメントの 7 レイヤーで構成されているため、中性子が飛んできてシンチレーター内で荷電粒子を生成し、その荷電粒子が後ろのレイヤーで検出されたり、中性子が跳ね返ることで前方のレイヤーにヒットしたりすることにより、NC に 2 ヒット以上のイベントが多く存在する。そこで、NC で検出した全てのヒットのうちタイミングが一番早かったイベントを中性粒子のヒットタイミングとして用いることとし、それより遅いヒットは解析には用いないこととした。この TOF より  $1/\beta$  が求められる。

#### 3. NC にヒットした粒子の $1/\beta$ の範囲を中性子に適合するよう選ぶ

NC には多くの中性子、 $\gamma$  線がヒットする。ヒットした粒子の  $1/\beta$  において中性子を選別する。 $1/\beta > 1.25$  の範囲にある遅い粒子を中性子であると考えた。 $1/\beta$  は以下のように式で計算した。

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c \times (\text{TOF}_{\text{T0-NC}} - \text{TOF}_{\text{T0-Vertex}})}{L_{\text{Vertex-NC}}} \quad (4.3)$$

$\text{TOF}_{\text{T0-NC}}$ 、 $\text{TOF}_{\text{T0-Vertex}}$  はそれぞれ T0-NC 間と T0- $K_s^0$  崩壊点間の飛行時間であり、 $L_{\text{Vertex-NC}}$  は  $K_s^0$  崩壊点から NC で検出した位置までの距離である。

またバックグラウンドの  $K^-$  ビームとは無関係の低エネルギーの中性子をエネルギー損失の観点

からカットする。 $1/\beta$  が (0.6, 0.9) の範囲にあるイベントをバックグラウンド ( $B$ , 図 4.5 の赤破線の範囲)、(1.25, 1.35) の範囲にあるイベントを信号 ( $S$ , 図 4.5 の緑破線の範囲) と定義して、エネルギー損失の大きさに対する  $S/(S+B)$  の値を考えたときに、 $S/(S+B)$  が 0.75 を超える位置でカットをかけた (図 4.6)。NC でのエネルギー損失分布 (図 4.7) や  $1/\beta$  とエネルギー損失の 2 次元プロットの相関図 (図 4.8) から、8 MeVee のカット条件をかけるとバックグラウンドイベントをカットできていることが予想される。このカットの有無による中性子の運動量分布を図 4.9、4.10 に示す。エネルギー損失でカットをかけることで  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応で放出された中性子の持つ運動量のピークが確認できる。

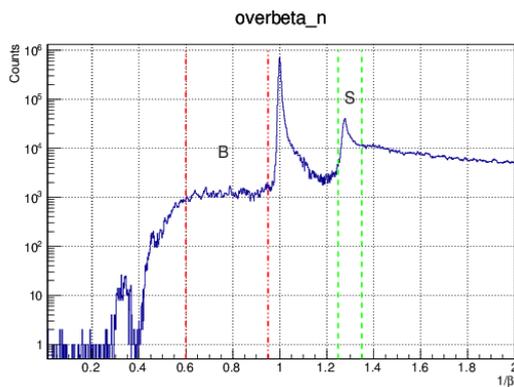


図 4.5  $1/\beta$  の分布

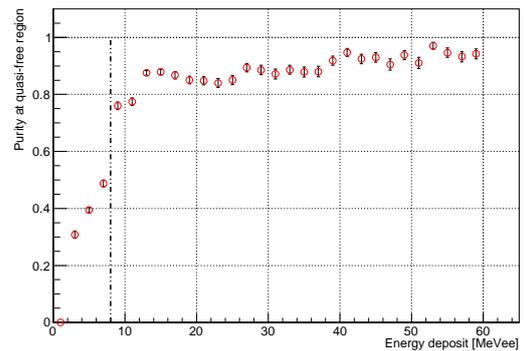


図 4.6  $S/(S+B)$  のヒストグラム

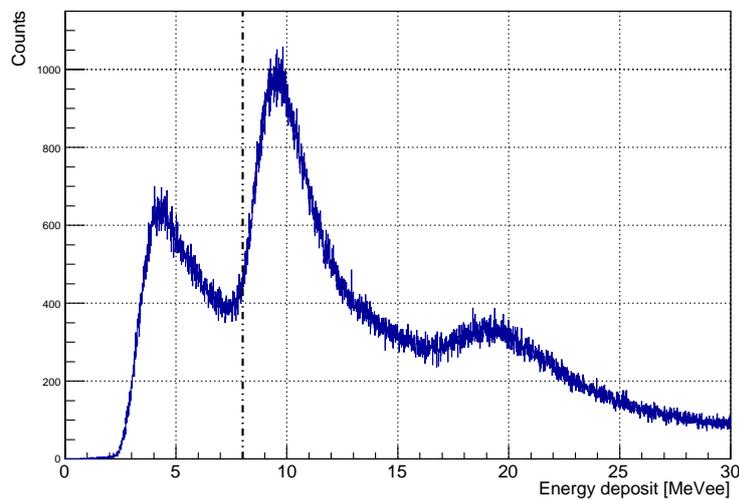


図 4.7 NC でのエネルギー損失分布

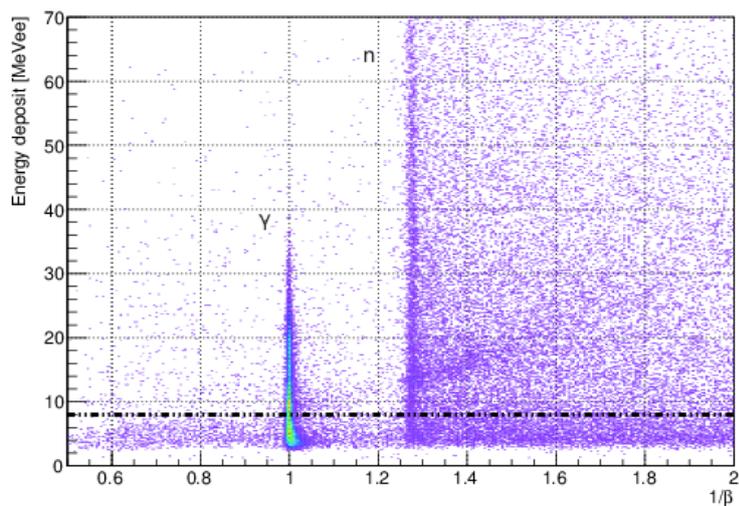


図 4.8 エネルギー損失と  $1/\beta$  の 2 次元プロット

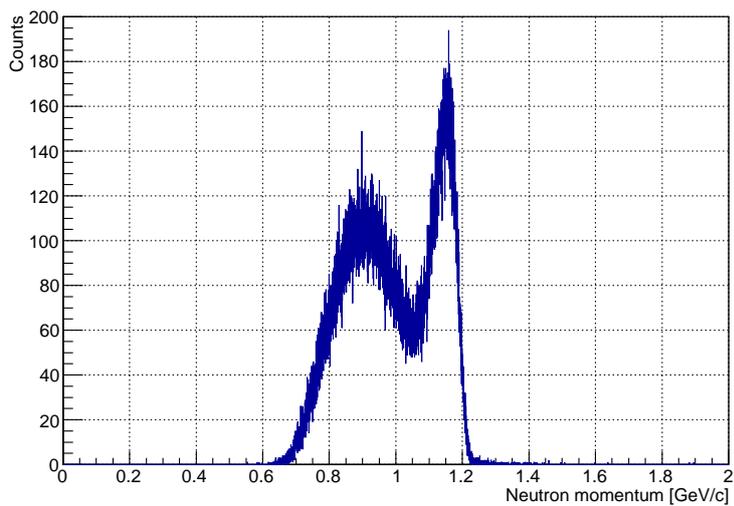


図 4.9  $1/\beta$  とエネルギー損失でカットしていないときの中性子運動量分布

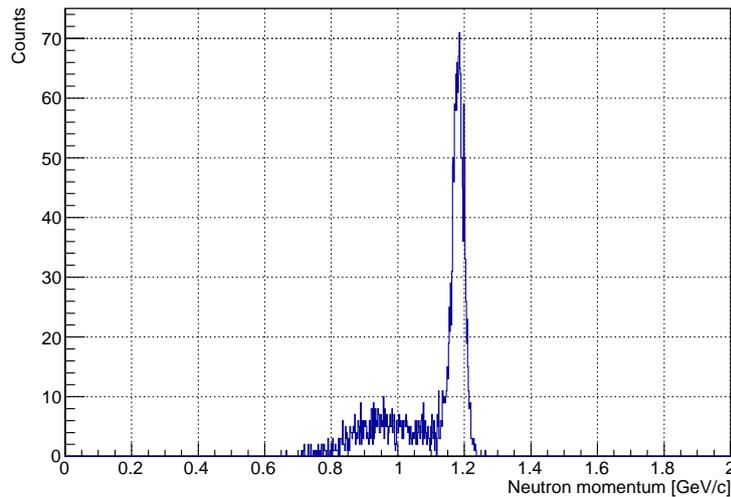


図 4.10  $1/\beta$  とエネルギー損失でカットしたときの中性子運動量分布

#### 4.2.2 NC における中性子検出数

NC で検出した中性子の情報と  $p_{K^-}$  から  $K^- + p \rightarrow X + n$  反応における欠損質量を求め、その質量が  $K_s^0$  となるイベントを実際に  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応が起こった事象とした。その数を NC の検出効率を求めるときに使う。計算された欠損質量分布が図 4.11 である。青のヒストグラムは  $K_s^0$  事象に対する分布であり、緑のヒストグラムは標識化された中性子事象に対する分布である。この段階では散乱された中性子を外挿したときの座標が NC の有感領域の範囲内であるという条件を課していない。図 4.3、4.4 に示すように標識化された中性子ビームの角度広がり、NC のアクセプタンスより大きい。検出効率を正しく求めるには、中性子ビームが NC に確かに入射していることを考慮しなければならない。このため、中性子ビームを外挿した座標と中性子カウンターで出したヒット座標のマッチングを考える。図 4.12 と 4.13 は 2 つの座標の相関を示し、図 4.14 と 4.15 はその差の分布である。ガウス型関数でフィットして  $\sigma_x^{diff} = 11.8 \text{ cm}$ 、 $\sigma_y^{diff} = 11.9 \text{ cm}$  を得た。

この分解能を考慮して、2 つの方法により検出効率を算出した。

1. 外挿座標毎に分解能を考慮して中性子ビームが NC に入射する確率を求め、この値により中性子ビーム数を規格化する。(NC の全カウンター領域を使用)
2. NC のエッジ部分をカットし、限定された領域のみに規格化する。

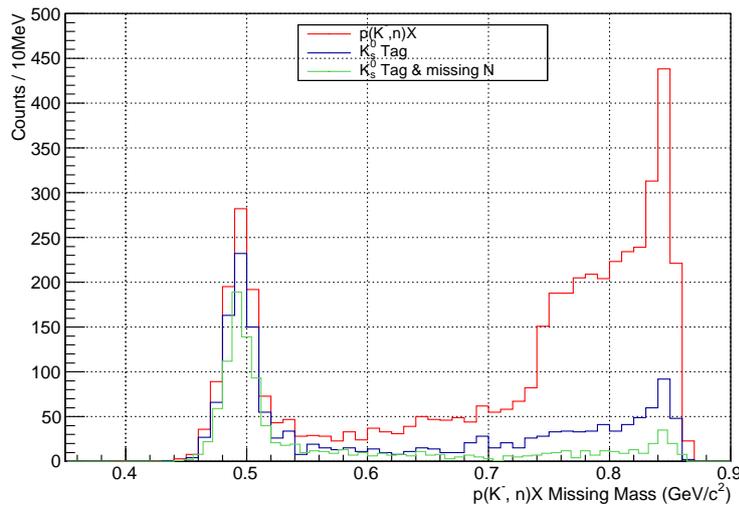


図 4.11  $p(K^-, n)X$  反応における欠損質量分布のヒストグラム

#### 中性子ビームのヒット確率で規格化する方法

NC に飛び込む確率で中性子の数を規格化し、その値を検出効率を求める際における分母の数とする。NC にヒットした事象が、ヒットした座標を平均値とするガウス関数に従うとしたときに、 $x, y$  方向それぞれに対して累積関数を計算し、イベント毎にヒットした確率で重み付けする。その確率  $W$  は以下の式で求め、各事象に対して重み付けした。

$$W = \int_{-75\text{cm}}^{75\text{cm}} \int_{-160\text{cm}}^{160\text{cm}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x^{ext}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y^{ext}} \exp\left(-\frac{(x - x^{ext})^2}{2\sigma_x^{ext2}}\right) \exp\left(-\frac{(y - y^{ext})^2}{2\sigma_y^{ext2}}\right) dx dy \quad (4.4)$$

ここで、NC で検出した座標の位置分解能  $\sigma_x^{pos}, \sigma_y^{pos}$  を求め、先の  $\sigma_x^{diff}, \sigma_y^{diff}$  を合わせて考慮すれば、外挿座標の位置分解能  $\sigma_x^{ext}, \sigma_y^{ext}$  を求めることができる。 $x$  方向における  $\sigma_x^{pos}$  については、前方散乱した中性子が NC に一様分布するとして求めた。 $y$  方向に関しては、時間分解能とシンチレーション内における光速の積により算出した。これにより、 $\sigma_x^{pos}, \sigma_y^{pos}$  はそれぞれ 5.77 cm、2.66 cm となった。外挿座標の位置分解能  $\sigma_x^{ext}, \sigma_y^{ext}$  は

$$\sigma^{diff2} = \sigma^{ext2} + \sigma^{pos2} \quad (4.5)$$

の関係より、それぞれ 10.4 cm、10.5 cm と求めた。この値を使って式 4.4 の累積関数を計算した。この方法に推定した NC の全有感領域に飛び込む中性子ビームの総数は ( $N_{missingN}$ ) は 4224.37 となった。

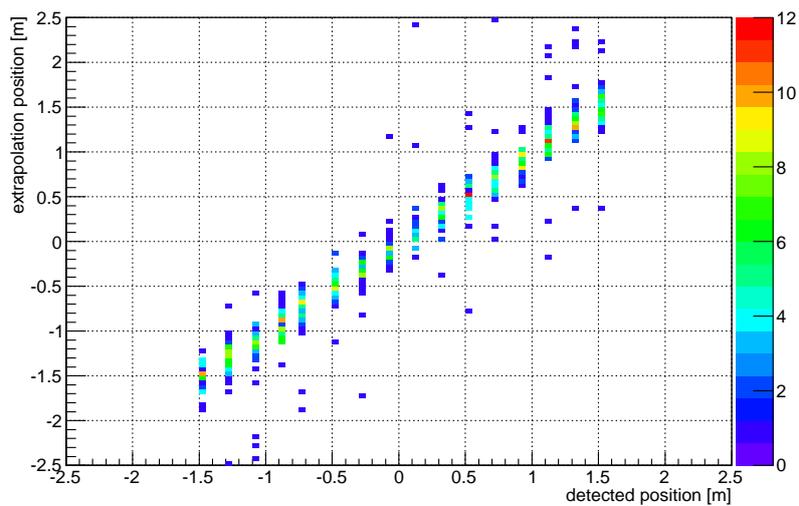


図 4.12 x 方向における検出座標と外挿座標の 2 次元プロット

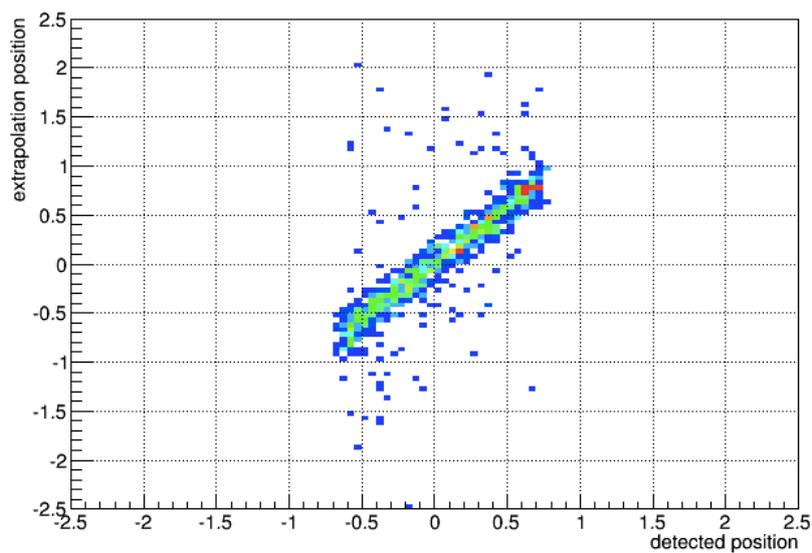


図 4.13 y 方向における検出座標と外挿座標の 2 次元プロット

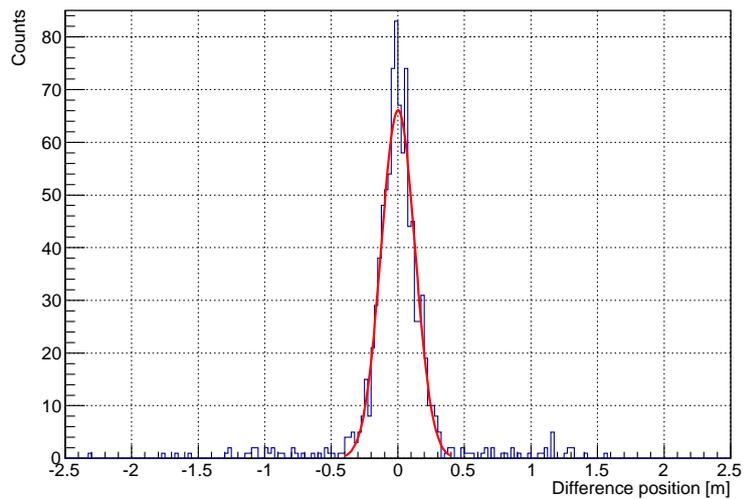


図 4.14 x 方向の検出座標と外挿座標を差分した分布

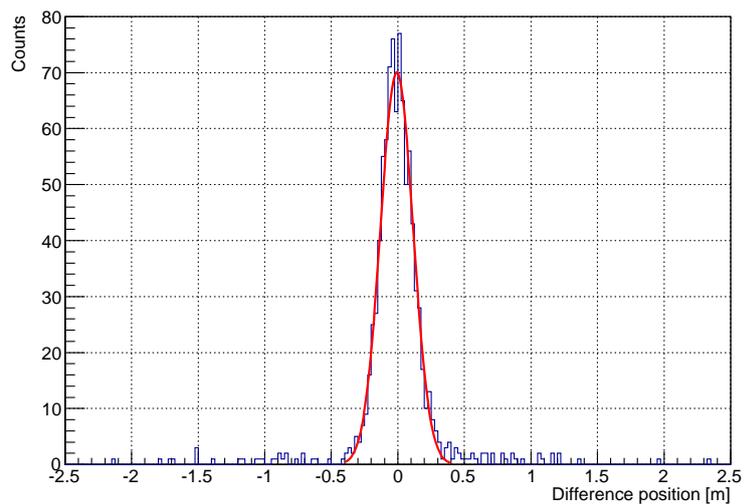


図 4.15 y 方向の検出座標と外挿座標を差分した分布

#### NC の端から $2\sigma$ の範囲をカットして規格化する方法

NC の端で起こった事象を全てカットする方法で標識化された中性子事象を算出した。つまり、図 4.16、4.17 の 2 次元プロットにおいて実線内 ( $-1.39 \text{ m} < x < 1.39 \text{ m}$ ,  $-53.94 \text{ m} < x < 53.94 \text{ m}$ ) の事象のみを中性子ビームとして使用し、実線外のイベントは除いて計算した。

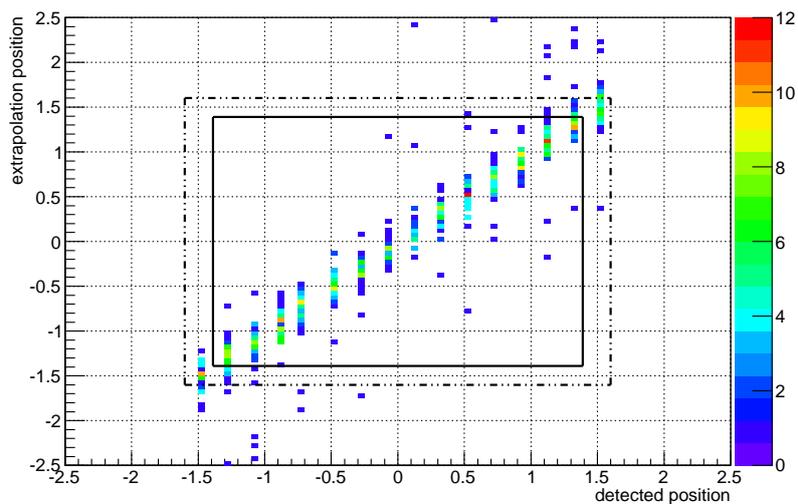


図 4.16 x 方向の座標の検出座標と外挿座標の相関における中性子ビームの選択領域

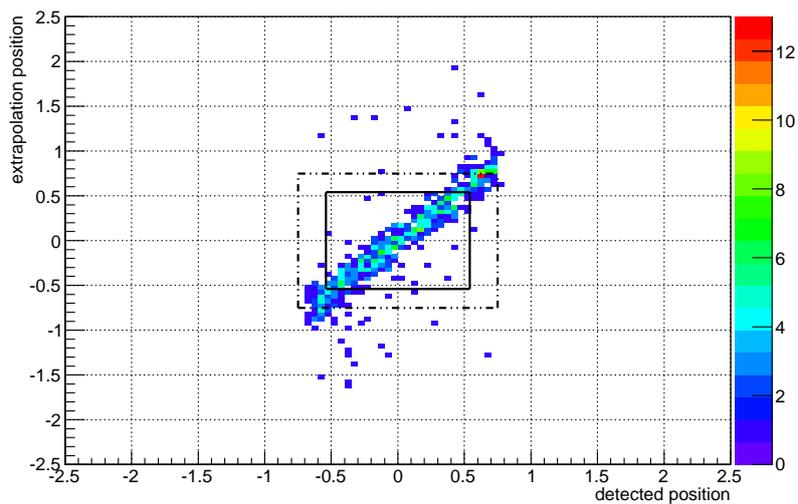


図 4.17 y 方向の検出座標と外挿座標の相関における中性子ビームの選択領域

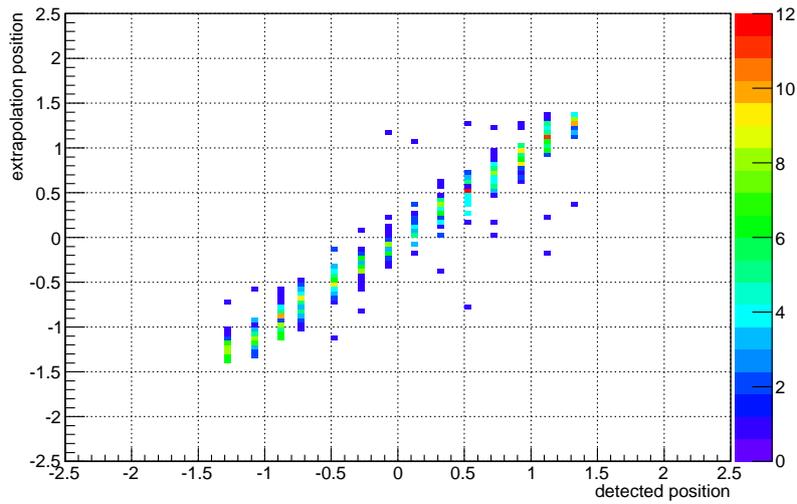


図 4.18  $2\sigma$  の範囲をカットした後の x 方向の検出座標と外挿座標の 2 次元プロット

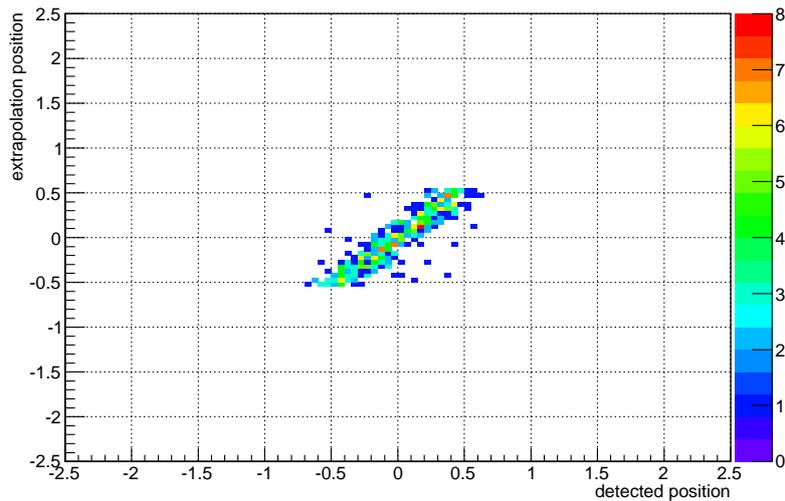


図 4.19  $2\sigma$  の範囲をカットした後の y 方向の検出座標と外挿座標の 2 次元プロット

この結果、xy 方向それぞれで実線の範囲内にあった中性子ビーム数 ( $N_{missingN}$ ) は 2530 となった。

#### 中性子事象の決定

NC で検出した中性子の数 ( $N_{detectedN}$ ) は図 4.21 の破線の範囲 ( $0.47 < m_{K_s^0} < 0.53 \text{ GeV}/c^2$ ) を積分した値と定義した。このとき、NC の有感領域を  $2\sigma$  カットしたときには中性子は 528 であり、累積関数を考慮して重み付けする方法では 990 と求まった。

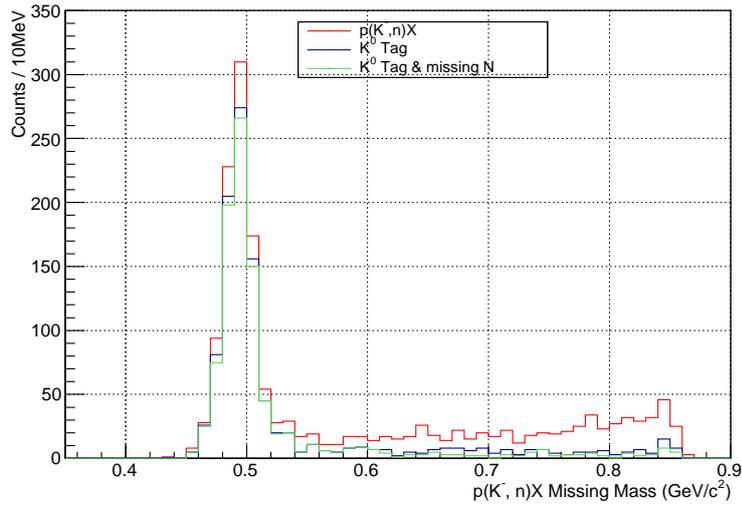


図 4.20 外挿位置を考慮した  $p(K^-, n)X$  反応における欠損質量分布のヒストグラム

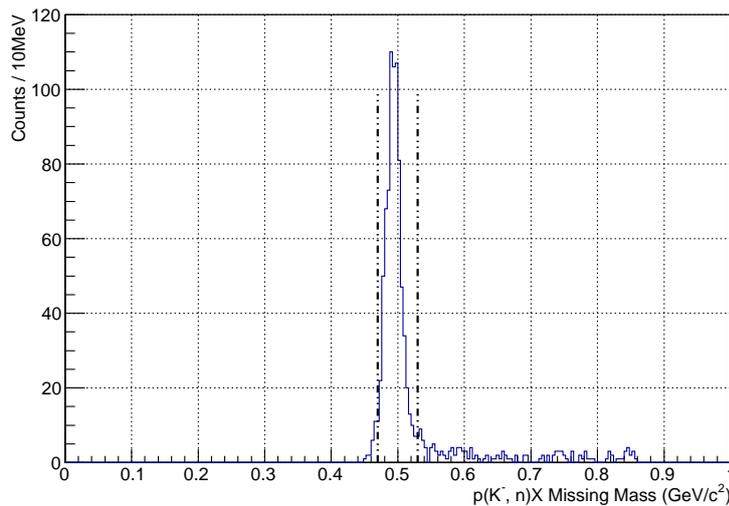


図 4.21 NC で検出した中性子の数

### 4.2.3 過剰抑制効果

BVC や CVC の役割は前方に飛んだ荷電粒子をカットし、中性事象のみにする目的である。しかし、BVC や CVC がランダムヒットによりたまたまヒットがあると、中性子を荷電粒子と間違ってカットすることも考えられる。そのため、散乱された中性子の数を正しく計測するためには BVC や CVC における過剰抑制効果 (over veto ratio) を補正する必要がある。ここでは、NC の 1 層目をならず 2 層目以降にヒットがある事象を中性子事象とみなし、この事象が実際に BVC や CVC によってどの程度除去されてしまうのかを調べた。この結果、過剰抑制効果は BVC では  $3.97 \pm 0.07\%$ 、CVC では  $1.36 \pm 0.04\%$ 、BVC と CVC 両方を考慮した場合では  $5.33 \pm 0.08\%$  であることがわかった。

表 4.1 各カウンターにおける過剰抑制効果

事象	カットに用いたカウンター	カット比率
標識化された中性子事象	BVC	$3.97 \pm 0.07\%$
	CVC	$1.36 \pm 0.04\%$
	BVC と CVC	$\epsilon_{\text{overveto}_{BVC CVC}} = 5.33 \pm 0.08\%$

#### 4.2.4 NC の検出効率

NC の検出効率  $\epsilon_{NC}$  を上記の過剰抑制効果を補正して次のように計算した。

$$\epsilon_{NC} = \frac{N_{\text{detected}N}}{N_{\text{missing}N} \times (1 - \epsilon_{\text{overveto}_{BVC CVC}})} \quad (4.6)$$

ここで sideband 事象からの影響については前方中性子を要求することでほとんど無視できる数であるため計算に含めていない。このときの NC の検出効率が表 4.2 のようになった。

表 4.2 計算方法の違いによる NC 検出効率の差異

計算方法	$N_{\text{missing}N}$	$N_{\text{detected}N}$	検出効率
NC の端から $2\sigma$ の範囲をカット	$2530 \pm 50$	$528 \pm 23$	$0.219 \pm 0.016$
重み付け	$4224 \pm 65$	$990 \pm 31$	$0.247 \pm 0.011$

#### 4.2.5 検出効率の NC 有感領域依存性と位置依存性

これまでは  $2\sigma^{ext}$  の範囲で固定して NC の領域をカットする方法で検出効率を求めたが、ここではこれらの値を変えた場合の依存性を調べた。また、NC を 4 つの範囲に区切って位置依存性があるかどうかを調べた。図 4.22 は NC のカットする範囲を  $0 \sim 3\sigma^{ext}$  で変えたときの検出効率の変化をプロットしたものである。標識化された中性子ビームの外挿位置分解能の影響によりカット範囲が不十分であると検出効率が低くなり、カット条件を厳しくすると一定値に近づくことがわかる。図 4.23 は NC を 4 つの範囲で区切ったときの検出効率を示している。区切った範囲は、領域 1 ( $0 \text{ m} \leq x \leq 1.6 \text{ m}$ ,  $0 \text{ m} \leq y \leq 0.75 \text{ m}$ )、領域 2 ( $0 \text{ m} \leq x \leq 1.6 \text{ m}$ ,  $-0.75 \text{ m} \leq y < 0 \text{ m}$ )、領域 3 ( $-1.6 \text{ m} \leq x < 0 \text{ m}$ ,  $0 \text{ m} \leq y \leq 0.75 \text{ m}$ )、領域 4 ( $-1.6 \text{ m} \leq x < 0 \text{ m}$ ,  $-0.75 \text{ m} \leq y < 0 \text{ m}$ ) と定義した。図 4.23 から、 $\pm 2\%$  のばらつきが入射位置によりみられる。

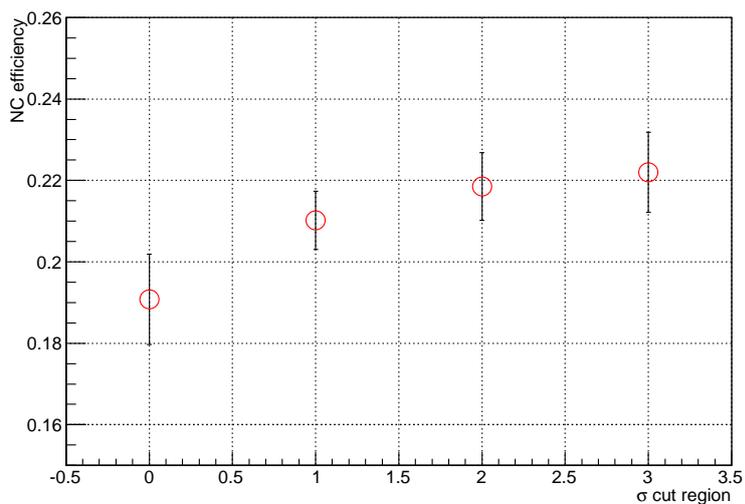


図 4.22 NC のカットする範囲と検出効率の相関

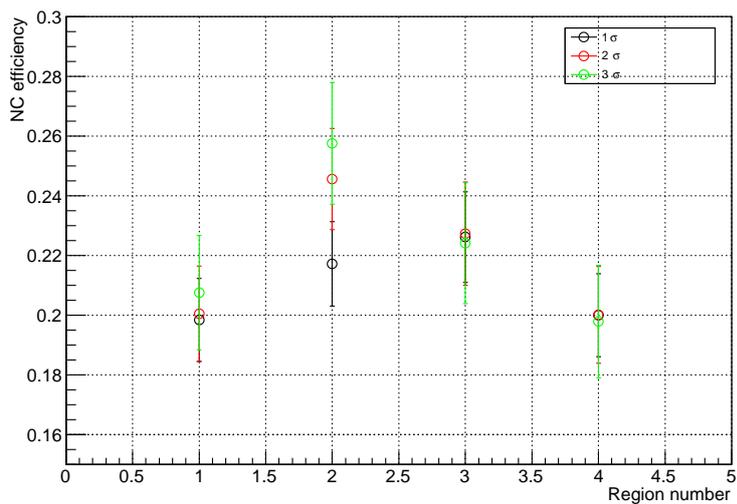


図 4.23 NC カウンターでのヒット位置を選んだ場合の各領域による検出効率のばらつき

## 第5章

# 考察

### 5.1 荷電交換反応の断面積

得られた検出効率を用いて、荷電交換反応の全断面積と微断面積を計算した。用いた検出効率の値は、重み付けして規格化する方法で求めた値 ( $0.247 \pm 0.013$ ) を用いた。

#### 5.1.1 標的での中性子吸収率

反応により生成された中性子は標的核子に吸収されることがある。このような中性子は NC で検出が出来ないため、断面積を求める際にはこの値を考慮して計算する必要がある。

1 GeV/c<sup>2</sup> 付近の中性子の実効的な減衰係数はおよそ 125 g/cm<sup>2</sup> と見積もられている [30]。標的及び NC の物質を考慮した厚さが 7 g/cm<sup>2</sup> 程度であるため、中性子の吸収率は約 5% と考えられる。

#### 5.1.2 NC のアクセプタンス

NC は標的より 14.7 m 下流に位置している。また、図 (2.14) より NC の大きさは  $3.2^H \text{ m} \times 1.5^V \text{ m}$  であるため、NC のアクセプタンスは 22.1 msr と計算される。

#### 5.1.3 CDS と NC のアクセプタンス

CDS 内で  $K_s^0$  が  $\pi$  中間子に崩壊するときのアクセプタンスを求めた。今回は  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  の反応のみを考慮し、 $K^0$  は全て  $K_s^0$  に崩壊、生成された  $K_s^0$  は全て  $\pi^+, \pi^-$  に崩壊するとしたときの検出効率を算出した (図 5.1)。このときのアクセプタンスは  $0.00608 \pm 0.00018$  となった。

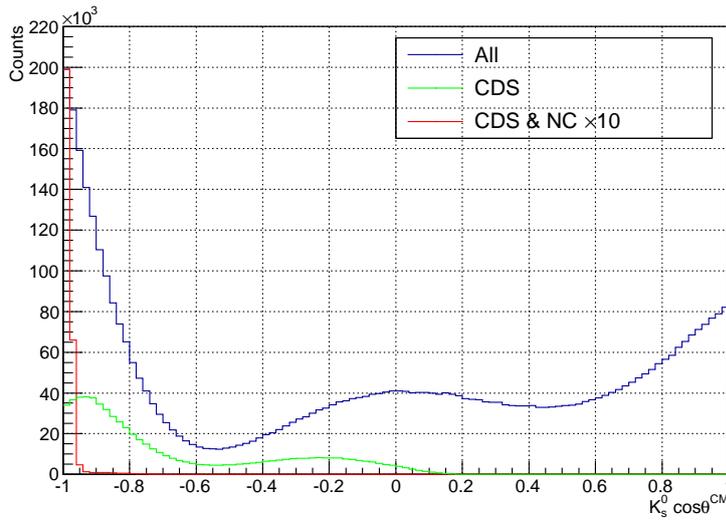


図 5.1 CDS のアクセプタンスの図

### 5.1.4 荷電交換反応の断面積の算出

断面積を次の式から計算した。各々の値は表 5.1 にある数値を用いる。

$$\sigma_{tot} = N_{K_s^0 \text{ Event}} \times \frac{1}{L} \times \frac{1}{\epsilon_{vertex}} \times \frac{1}{1 - f_{abs}^n} \times \frac{1}{\epsilon_{NC}} \times \frac{1}{\epsilon_{overveto_{BVCVCVC}}} \times \frac{1}{\text{Acceptance}} \times \frac{1}{\epsilon_{DAQ}} \times \frac{1}{\epsilon_{trig}}$$

表 5.1 断面積計算における用いた各定数

要素	値
Luminosity	$260 \pm 5 \mu b^{-1}$
$\epsilon_{vertex}$	$0.908 \pm 0.014$
$f_{abs}^n$	$0.054 \pm 0.001$
$\epsilon_{NC}$	$0.247 \pm 0.011$
$\epsilon_{BVCVCVC_{overveto}}$	$0.0533 \pm 0.0008$
Acceptance	$0.608 \pm 0.018 \%$
$\epsilon_{DAQ}$	$0.72 \pm 0.01$
$\epsilon_{trig}$	$0.946 \pm 0.001$

これにより、 $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  反応の全断面積  $\sigma_{tot}$  は  $4.57 \pm 0.31 \text{ mb}$  となった。過去のデータ [32] では全断面積は  $3.92 \pm 0.19 \text{ mb}$  である。得られた全断面積と過去のデータでは多少の違いが生じている。

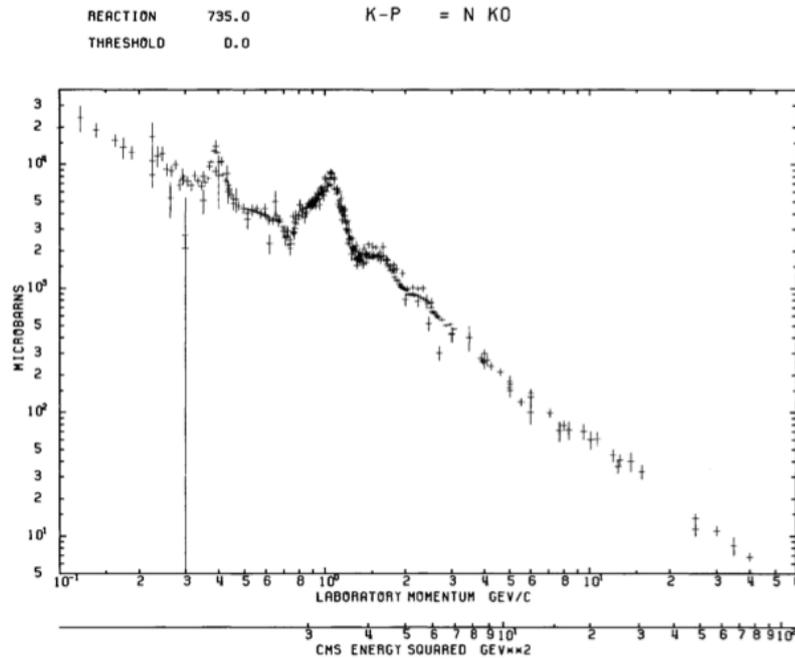


図 5.2 過去のデータにおける  $K^- + p \rightarrow K^0 + n$  の全断面積の分布 [32]

また、微分断面積  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  を他の過去のデータ [33]、[34] と比較する。これらのデータは  $K^- + p \rightarrow K^0 + n$  反応における微分断面積である。しかし本研究で求めたのは  $p(K^-, K_s^0)n$  反応のみであるので、 $p(K^-, K^0)n$  反応に換算するには、分岐比を考慮して比較する必要がある。ここで図 5.1 にあるように CDS と NC のアクセプタンスを考慮すれば、生成された  $K_s^0$  は  $\cos\theta^{CM} \simeq -1$  方向にしか飛ばない。したがって、 $-1 \leq \cos\theta^{CM} \leq -0.95$  の範囲の微分断面積を [33]、[34] と比較したものを表 5.2 に示す。

表 5.2 本研究で得られた微分断面積と過去のデータにおける微分断面積

データ	微分断面積
本研究の値	$1.14 \pm 0.08$ mb/sr
M. Jones, R. Levisetti, D. Merrill [33]	$1.33 \pm 0.15$ mb/sr
B. Conforto, T.C.Bacon et al [34]	$1.23 \pm 0.09$ mb/sr

このように、アクセプタンスを考慮すれば誤差の範囲で微分断面積が過去のデータと一致しており本研究における検出効率が正しく解析された結果算出された値であることが考えられる。

4.2.5 節では NC の有感領域依存性と位置依存性を調べた。図 4.22 から、NC の範囲を狭めることで検出効率が上がるが、 $2\sigma$  以上の範囲はカットしても検出効率はほぼ一定になっていることから、真値に収束していると予想できる。

また、図 4.23 から、NC の領域ごとによる依存性はあることがわかった。傾向としては、区切った領域における対角線側の領域で比較的近い検出効率となることが見られる。これは上下の PMT で正しくゲイン調整が出来ていないことに起因するものと考えられる。従って、多くのプラスチックシンチレーションカウンターを用いる実験では、精密なゲイン調整が必要である。

## 第6章

# まとめ

我々 E15 実験グループは、茨城県東海村にある J-PARC 実験施設にて入射運動量 1 GeV/c の  $K^-$  ビームを  $^3\text{He}$  に入射し、 $K^-pp$  束縛状態を探索している。この実験で用いられる反応は  $K^-n \rightarrow nK^-$ ,  $K^- + pp \rightarrow K^-pp$  であり、中性子は 1.2 GeV/c の運動量を持って前方に散乱される。散乱された中性子と入射  $K^-$  ビームの入射運動量より欠損質量法から解析を行うことが可能となる。

この中性子スペクトルを理論計算と比較するには、断面積の絶対値を求める必要がある。この際検出効率をどうやって求めるかが重要となる。モンテカルロ法で見積もるにしても、中性子と水素、炭素原子核との  $\pi$  中間子生成を伴う微分断面積のデータベースが不足しており、中性子の検出効率の絶対値を精度良く推定するのは容易ではない。また、生成される荷電粒子数も多くなり、プラスチックシンチレーターのアレイ内で複数のシンチレーターとヒットする確率も高くなる。このため、中性子の検出効率をモンテカルロ法で推定するとしても、その系統誤差を含めて評価するのは困難である。

本論文では、 $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  の反応を用いることで実験データからプラスチックシンチレーションカウンターによる中性子の検出効率を求めた。得られた検出効率は 3.2 m  $\times$  1.5 m の有感領域の平均値として  $24.7 \pm 1.1\%$  である。NC の検出領域の違いから生じる差異については、NC の有感領域全面を用いる方法が 10% ほど高い検出効率を与えた。また NC の領域を変えることで検出効率の位置依存性について調べた結果、 $\pm 10\%$  程度のばらつきがあることが判明した。この検出効率を使って、1 GeV/c での  $K^- + p \rightarrow K_s^0 + n$  の全断面積と微分断面積を求めてみた。全断面積は  $4.57 \pm 0.31$  mb であり、過去のデータは  $3.92 \pm 0.19$  mb である。また、 $-1 \leq \cos \theta^{CM} \leq -0.95$  の範囲における微分断面積は  $1.14 \pm 0.08$  mb/sr と求まった。これは過去のデータ  $1.33 \pm 0.15$  mb/sr [33] や  $1.23 \pm 0.09$  mb/sr [34] と誤差の範囲で一致している。この結果として、検出効率の統計誤差は 17% から 5% に向上することが出来た。微分断面積の違いから系統誤差を考慮すると、中性子の検出効率として、 $24.7 \pm 1.3_{-4}^{+0}\%$  となった。

# 謝辞

修士論文の執筆に当たり、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。

指導教官である永江知文教授には、忙しい中私のことを気遣ってくださり何回も修論の添削をしていただきました。また研究とは何たるかを示していただき、本研究を意義のあるものにしていただいたと感じております。永江さんのおかげで意味のある研究結果が示せたのではないかと思います。

理化学研究所研究員の橋本直氏には、テーマ決定から修論提出までの間常に研究の方向性を示していただきました。無知である私に一から指導していただき、不勉強な私に適切な助言をしていただけました。そのおかげにより本修士論文の執筆が出来たと感じており、大変感謝しております。

E15 実験グループおよび理化学研究所岩崎先端中間子研究室の皆様にはチームタイム中やミーティングでご指導していただき感謝しております。特に理研の佐久間史典氏にはチームタイム中に気遣っていただくことが多く、良い雰囲気でご過ごせたと思います。また、実験グループの先輩である井上謙太郎さん、川崎新吾さん、山我拓巳さんには東海村での生活でたくさんのご指導いただきました。そのおかげからチームタイム中でも楽しい時間を過ごさせていただき、恵まれた環境で研究が行えたと思います。それにも関わらず理研の研究室のサーバーに多くの解析コードを投げ、処理速度を低下させてしまうことが度々あったと思います。実験グループの方々には大変ご迷惑をおかけしました。

川畑貴裕准教授からは講義の時間に限らず、原子核物理の面白さを説いていただきました。また、飲み会の場や夜遅い時間での研究室内で時には熱く、時には愉快にお話しさせていただき、楽しい時間を過ごさせていただきました。

成木准教授には、修士1回生のときに東北大学電子光理学研究センターにて実験のお手伝いをさせていただく際に、色々とお手配していただきました。同室ということもあり、研究のことから些細なことまでご指摘いただきました。また、多忙でありながら私の修論を添削していただいたことに感謝しています。

村上哲也講師には、コロキウムや修論発表会の際に私が理解していない点を説明していただき、解析について重要なことを気づかせていただきました。それにより、その後の解析をうまく進めることができました。

藤岡宏之助教には、実験コラボレータということもあり鋭い指摘をいただきました。どの指摘も本質を突いたものであり、その洞察力と頭の回転の速さには脱帽するばかりでした。

新山雅之助教には課題演習のTAとして特にお世話になりました。他学部からの大学院進学ということもあり、右も左もわからない状況であった私に対して指導していただきました。また、自らの手を動かすことが実験屋として大切であるということをおぼせさせていただきました。そのTAの経験がなければ私の本実験中右往左往するばかりであったと思います。

特定研究員の後神利志さんには些細なことから修論の添削まで幅広くお世話になりました。修士1回の頃には実験データの解析方法について教えていただきました。書かれるコードも大変読みやすく、後神さ

んのプログラミング技術は常に私の目標でした。気さくに話しかけていただいたりと気遣っていただけたことも感謝しております。

同室でもあった金築俊輔さんには部屋の配属直後から、様々なことを教えていただきました。またふとしたときに会話する些細な内容が楽しく、修論提出間際の荒んだ私の心を癒していただいたように思います。加えて同研究室の先輩方には研究室の慣習から解析の内容まで教えていただいたことに感謝しています。

同期の乗竹剛志くんとは同期が二人だけということでもともと仲良くしてもらったと思います。二人だけで飲みに行って朝まで語り明かすことも多々あり、とても楽しい時間を過ごせました。何も考えていないようで、質問すると実はとてもクリティカルな答えが返ってくる賢さに嫉妬を覚えたこともあります。同じ時期に入学して良かったと心から思っていますし、彼がいなければこれまでの楽しい大学院生活はなかったと思います。お互い就職することもあり離れ離れになってしまうことが少し寂しく思います。また機会があれば朝まで飲みましょう。

最後になってしまいましたが、ここまで支えてくれた両親、兄弟、そして友人に心から感謝の意を表したいと思います。

## 参考文献

- [1] Y. Nogami., Phys. Lett. 7, 288 (1963).
- [2] C. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Phys. Rep. 287 (1997) 385.
- [3] C. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Nucl. Phys. A 579 (1994) 518.
- [4] E. Friedman, and A. Gal, J. Mares, A. Cieply, Phys. Rev C, 60(1999)024314.
- [5] T. Kishimoto., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4701.
- [6] T. Yamazaki and Y. Akaishi., Phys. Lett. B535 (2002).
- [7] K. Moriya et al., Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 082004
- [8] A. Gal, Nucl. Phys. A 914 (2013) 270.
- [9] Vignola, G., and the DA NE Project Team, “DA NE, the First  $\mu$ -factory,” Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges, Spain, June 1996, p. 22.
- [10] M. Agnello et al., Phys. Rev. Lett. 94, 212303 (2005).
- [11] A. Ramos, V. K. Magas, E. Oset, H. Toki, Nucl. Phys. A804, 219 (2008).
- [12] T. Yamazaki et al., Physical Review Letters 104, 132502 (2010).
- [13] P. Kienle et al., Eur. Phys. J. A 48 (2012) 183.
- [14] A.O. Tokiyasu et al.: Phys. Lett. B 728 (2014) 616.
- [15] G. Agakishiev et al. Phys Lett B 742 (2015) 242.
- [16] Y. Ichikawa et al. (J-PARC E27 Experiment), Prog. Theor. Exp. Phys. 2015, 021D01.
- [17] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. B535, 70 (2002).
- [18] A. Dote, T. Hyodo, and W. Weise, Nuclear Physics A804, 197 (2008).
- [19] N. V. Shevchenko et al., Phys. Rev. C 76, 044004 (2007).
- [20] Y. Ikeda and T. Sato, Phys. Rev. C 76, 035203 (2007).
- [21] S. Wycech and A. M. Green, Phys. Rev. C 79, 014001 (2009).
- [22] A. N. Ivanov et al., nucl-th/0512037
- [23] <https://www.indus.pref.ibaraki.jp/miryoku/miryoku205.html>
- [24] M. Iwasaki, T. Nagae et al., J-PARC E15 proposal.
- [25] <http://ag.riken.jp/J-PARC/J-PARC-FIFC-v002.pdf>
- [26] R.A. Cecil, B.D. Anderson, R. Madey Nucl. Instrum. Methods, 161 (1979).
- [27] R.C. Byrd, et al. Nucl. Instrum. Methods A, 313 (1992).
- [28] S.Okada et al., Phys.Lett. B597 , 249 (2004)
- [29] J.Chiba et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991).
- [30] T. Hashimoto et al., Prog. Theor. Exp. Phys, 2015, 061D01.
- [31] K. Agari et al., Prog. Theor. Exp. Phys., 02B011 (2012).

- 
- [32] V. Flaminio et al., CERN-HERA 83-02 (1983).  
[33] M. Jones, R. Levisetti, D. Merrill., Nucl. Phys. B90(1975)349-383.  
[34] B. Conforto, T.C.Bacon et al., Nucl. Phys. B105(1976)189-221.

## 補遺 A カウンターで得られたデータの変換、補正方法

### 補遺 A.1 ADC データの変換

各カウンターで得られた ADC 情報はエネルギーの単位に変換して解析することが必要である。そのため、シンチレーターでおおよそ 1 cm 当たり 2 MeV のエネルギー損失がある 1 GeV/c の  $\pi$  中間子ビームを用いることで ADC チャンネルからエネルギー情報への変換をした。CDH、IH に関してはチェックソースを使い、CDC で再構成できた  $\pi$  中間子が CDH や IH で引いた飛跡を考慮することで変換を行った。

### 補遺 A.2 TDC データの変換

ADC と同様、TDC 情報は時間情報に変換することが解析するために必要となる。TDC 情報から時間への変換には、時間キャリブレーションの ORTEC 462 を使用した。また、ORTEC 462 では変換できないチャンネルの範囲については、チェンバーは 1 次関数、シンチレーションカウンターは 2 次関数でフィッティングをし、その関数を用いて変換した。

### 補遺 A.3 Time-walk の補正方法

ある波高以上の信号が来たときにその信号の時間情報 (TDC 情報) を得るためにはディスクリミネーターを用いる。一般的にディスクリミネーターのスレッシュホールドが一定でも信号の波高によって TDC チャンネルの大きさも変化することが知られており、これを Time-walk と呼ぶ。しかし波高と時間情報の間で相関があることは解析上好ましくなく、補正する必要がある。Time-walk の補正には、次の関数を用いて補正を行った。

$$a + \frac{b}{\sqrt{dE}} + c \times dE \quad (1)$$

ここで、 $a, b, c$  は ADC チャンネルと TDC チャンネルを 2 次元プロットした際にうまくフィットするようなパラメータであり、 $dE$  は ADC 情報を測定するホドスコープにおけるエネルギー損失である。

## 補遺 B $1/\beta$ 分解能

ランごと及びセグメントごとにおける  $1/\beta$  の  $\gamma$  ピークをガウス関数でフィットしたものを以下に示す。全体における  $1/\beta$  の分解能は 0.0038 となり、これを時間分解能に直すとおよそ 186 ps となった。

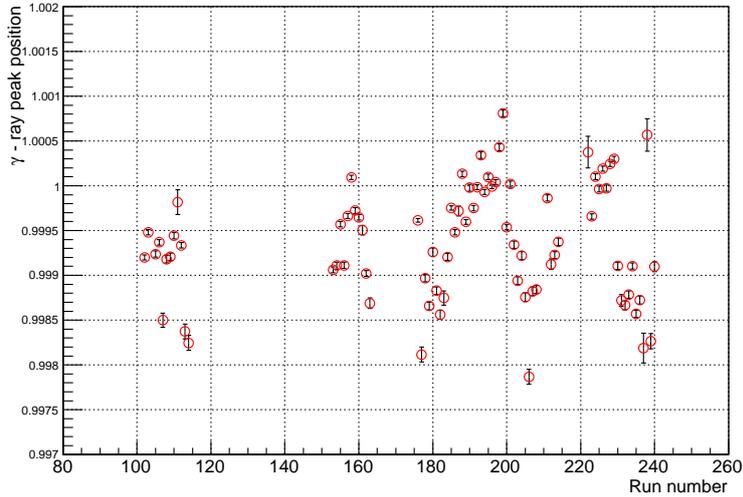


図 1  $1/\beta$   $\gamma$  ピークのラン依存性

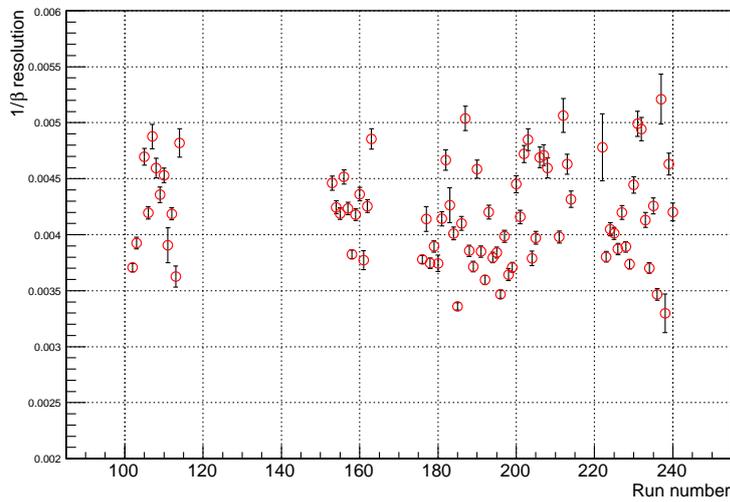


図 2  $1/\beta$   $\gamma$  ピークの  $\sigma$  のラン依存性

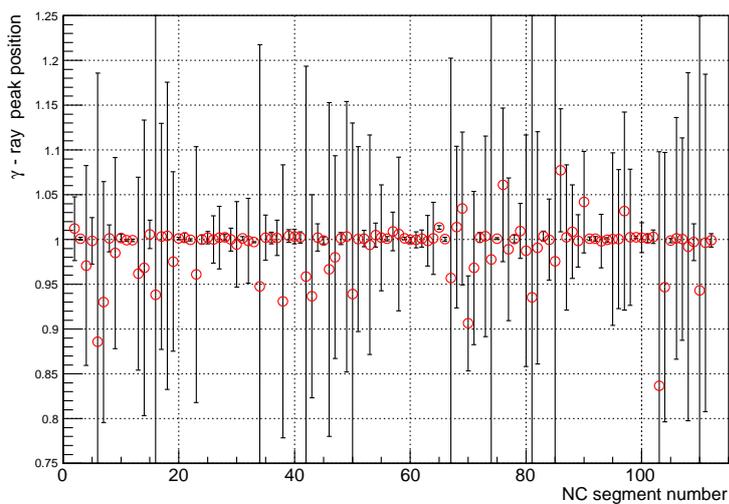


図3  $1/\beta \gamma$  ピークのセグメント依存性

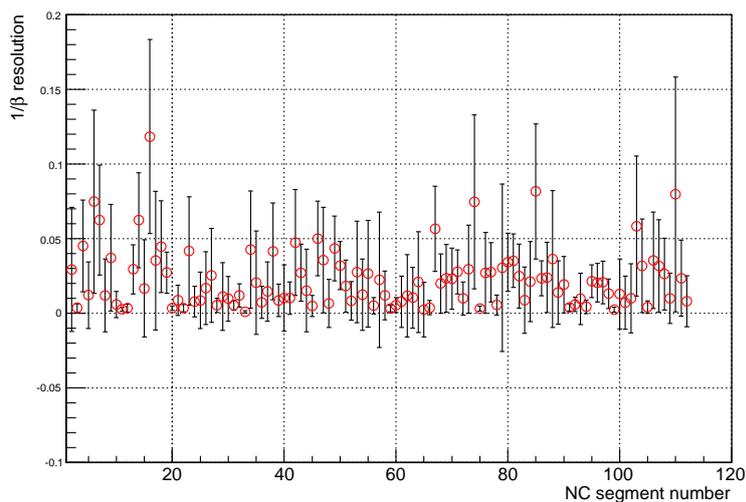


図4  $1/\beta \gamma$  ピークの  $\sigma$  のセグメント依存性