

修士論文

(K^- , K^+) 反応のための
陽子抑制用水チェレンコフ検出器の開発



京都大学大学院理学研究科
原子核ハドロン物理学研究室

天野 宣昭

2014年3月

概要

我々は J-PARC において Ξ ハイパー核の分光実験を行う。この実験では $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いて Ξ ハイパー核を生成し、ミッシングマス分光により、 Ξ ハイパー核の束縛状態を観測する。これまでのハイパー核研究は Λ ハイパー核を中心にストレンジネス $S = -1$ の系に関して行われ、スピン依存項を含めて ΛN 相互作用に関して詳細な理解が得られている。一方で、 $S = -2$ の系についてはほとんど未開拓であり、特に ΞN 相互作用についてはほぼ何も分かっていない。過去の実験の (K^-, K^+) スペクトルと理論計算との比較によって、 Ξ の核ポテンシャルの深さは 14 MeV 程度と見積もられているのみである。そこで我々の実験では Ξ ハイパー核の存否を初めて確認する。それを足掛かりとして、ダブル Λ ハイパー核の直接生成実験などへと発展させていくことで、 $S = -2$ の系を含むバリオン間相互作用の統一的理解に大きな役割を果たす。

この実験のために、新たな磁気スペクトロメータ S-2S を建設している。このスペクトロメータは $1.3 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の運動量帯域で 5×10^{-4} (FWHM) の運動量分解能と、立体角 50 msr を持つように設計されている。これを用いることで、ミッシングマスのエネルギー分解能 1.5 MeV で、1ヶ月程度のデータ取得で十分な統計量をためることが可能である。

この実験では π^+ 、陽子がバックグラウンドとしてスペクトロメータ下流に散乱されると予想される。したがって、 π^+ 、陽子をトリガー段階で抑制するための検出器をスペクトロメータ下流に設置する必要がある。本論文では、陽子抑制用検出器として用いる水チェレンコフ検出器の開発について述べる。我々は、過去の文献とシミュレーションをもとに S-2S での使用に合わせた試作機を製作し、性能評価を行った。まず、2013 年 5 月に J-PARC でテスト実験を行った。K1.8 ビームラインにおいて K^- 中間子・反陽子ビームを用いて、光電子数の入射速度依存性および波長変換剤の効果を測定した。これに加えて、宇宙線を用いたテストを行い、入射位置、角度依存性について調べた。さらに、波高弁別器を用いて実際のトリガー棄却効率を見積もった。

これらの実験の結果、光電子数の水平方向入射位置依存性は光電子数変化 5% 以下であり無視できることがわかった。光電子数の垂直方向入射位置依存性についても上下に取り付けた光電子増倍管の信号を足し合わせることで相殺できることが分かった。最終的に、製作した試作機の運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ での平均陽子除去効率は輻射体に純水を用いた場合 88% であることができた。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 ストレンジネス核物理	1
1.2 バリオン間相互作用	1
1.3 中間子ビームを用いた Λ ハイパー核分光	3
1.4 $S = -2$ のハイパー核の生成方法	3
1.4.1 過去に行われた Ξ ハイパー核探索実験	4
1.4.2 (K^-, K^+) 反応による Ξ ハイパー核、ダブル Λ ハイパー核の励起スペクトル予想	7
1.5 Ξ ハイパー核分光実験	9
1.5.1 実験の目的	9
第 2 章 J-PARC における Ξ ハイパー核分光実験	10
2.1 J-PARC	10
2.2 ハドロン実験室と K1.8 ビームライン	12
2.2.1 ビームスペクトロメータ	13
2.3 J-PARC E05 実験	13
2.3.1 実験の手法	14
2.4 S-2S スペクトロメータ	15
2.5 S-2S スペクトロメータの検出器構成	16
2.6 陽子抑制用検出器に対する要求性能	19
2.6.1 アクセプタンスと運動量領域	19
2.6.2 輻射体 (純水とエアロジェル) の比較	20
2.6.3 チェレンコフ光の量と運動量の関係	20
2.6.4 バックグラウンドとトリガーレート	22
2.6.5 要求性能のまとめ	24
第 3 章 水チェレンコフ検出器の開発	25
3.1 チェレンコフ検出器の一般的な原理	25
3.2 東北大学ストレージ核物理グループによる先行研究	26
3.2.1 先行研究との相違点	28
3.3 水チェレンコフ検出器のセグメント化	28
3.4 要求される平均光電子数	28
3.5 水チェレンコフ検出器試作機の構成	32
3.5.1 光電子増倍管の量子効率と設置窓の透過率	32
3.5.2 純水	32
3.5.3 反射方法	33

3.5.4	容器の材質	33
3.5.5	波長変換剤	34
3.6	Geant4 を用いた試作機的设计	34
3.7	水チェレンコフ検出器試作機の仕様	34
3.8	性能評価を行うために測定すべき量	40
第4章	J-PARC K1.8 ビームラインにおけるテスト実験	41
4.1	目的	41
4.2	実験条件	41
4.2.1	セットアップ	42
4.2.2	ビームプロファイル	46
4.2.3	トリガー	47
4.2.4	イベント選別	47
4.3	解析	48
4.3.1	ADC ヒストグラム	48
4.3.2	光電子増倍管の暗電流	48
4.3.3	水チェレンコフ検出器から得られた光電子数	52
4.3.4	光電子数の水平方向の入射位置、角度依存性	52
4.3.5	光電子数と荷電粒子速度の関係	55
4.3.6	ピーク位置、幅を用いた光電子数の算出	57
4.3.7	陽子除去効率	59
4.4	J-PARC K1.8 ビームラインにおけるテスト実験結果のまとめ	61
4.4.1	テスト実験の結果から予想される平均陽子除去効率	61
第5章	宇宙線を用いた性能試験	63
5.1	目的	63
5.2	測定セットアップ	63
5.3	結果	66
5.3.1	宇宙線が作る水チェレンコフ検出器の波形	69
5.3.2	より現実的な陽子除去効率	72
5.3.3	反射材の比較	74
5.3.4	Amino-g salt の劣化	75
5.4	宇宙線測定まとめ	76
第6章	まとめと展望	77
6.1	まとめ	77
6.2	展望	78
第7章	謝辞	79

目次

1.1	格子 QCD 計算によるバリオン間相互作用ポテンシャル	2
1.2	Ξ^- ハイペロンの生成断面積の入射粒子運動量依存性	3
1.3	ダブル Λ ハイパー核の生成過程	5
1.4	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた過去の実験のミッシングマススペクトラム	6
1.5	元場らによる Ξ ハイパー核の予想スペクトル	7
1.6	原田らの計算によるダブル Λ ハイパー核の予想スペクトル	8
2.1	J-PARC 概観	11
2.2	J-PARC K1.8 ビームライン	12
2.3	K1.8 ビームラインの光学	14
2.4	ターゲット上でのビームのひろがり	15
2.5	S-2S スペクトロメータの概念図	15
2.6	K1.8 エリア見取り図	16
2.7	束縛エネルギーと散乱 K^+ の運動量との関係	17
2.8	S-2S スペクトロメータと粒子識別用検出器	18
2.9	水チェレンコフ検出器位置で散乱粒子の広がり	19
2.10	座標系の定義	19
2.11	水チェレンコフ検出器位置での散乱粒子の運動量分布	20
2.12	運動量に対する屈折率の閾値	21
2.13	チェレンコフ光の光子数と運動量の関係	21
2.14	E885 実験のセットアップ	23
3.1	チェレンコフ放射	25
3.2	東北大学が開発した水チェレンコフ検出器の概略	27
3.3	光電子数分布と陽子除去率	30
3.4	陽子除去効率と平均光電子数の関係	31
3.5	光電子増倍管の量子効率	32
3.6	UVT アクリルの透過率	33
3.7	水チェレンコフ検出器のセグメントの形と光電子数の関係	35
3.8	水チェレンコフ検出器の外観	36
3.9	水チェレンコフ検出器の模式図 (奥行き)	37
3.10	水チェレンコフ検出器の模式図 (横)	38
3.11	水チェレンコフ検出器蓋の図面	39
4.1	K1.8 ビームラインにおける検出器の位置	43
4.2	実験セットアップの略図	43
4.3	水チェレンコフ検出器の配置	44

4.4	実験で用いたビームの水チェレンコフ検出器位置でのプロファイル	46
4.5	K^- 中間子ビームと反陽子ビームの飛行時間差	47
4.6	運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ の ADC ヒストグラム	48
4.7	光電子増倍管ゲイン較正結果	50
4.8	各チャンネルのアンプによる増倍率	51
4.9	$1.3 \text{ GeV}/c$ K^- 中間子フィット結果	51
4.10	光電子数と u の関係	53
4.11	光電子数と入射位置の関係	54
4.12	純水を用いた場合の光電子数とベータの関係	55
4.13	Amino-g salt を用いた場合の光電子数とベータの関係	56
4.14	純水を用いた場合の光電子数とベータの関係	58
4.15	陽子除去効率	59
4.16	反陽子ピークのテイル	60
5.1	宇宙線実験のセットアップの外観図	64
5.2	宇宙線実験におけるトリガー論理	64
5.3	宇宙線測定の設定アップ概略図	65
5.4	宇宙線実験で得られた ADC ヒストグラム	66
5.5	光電子増倍管の暗電流の ADC ヒストグラム	67
5.6	光電子数とトリガー位置の関係	68
5.7	宇宙線による水チェレンコフ検出器の信号	69
5.8	水チェレンコフ検出器の信号比較	70
5.9	信号除去比 Amino-g salt 溶液	70
5.10	信号除去比 反射材がミリポアの場合	71
5.11	反射材 (Tyvek 1060B と Millipore)	74
5.12	反射材 (シールテープ)	75

表 目 次

2.1	K1.8 ビームラインのデザインパラメータ	13
2.2	K1.8 ビームスペクトロメータの性能	13
2.3	S-2S トリガー	18
2.4	BNL-E885 実験の結果	23
3.1	東北大学が開発した水チェレンコフ検出器の仕様	26
3.2	水チェレンコフ検出器の仕様	36
4.1	実験条件	42
4.2	J-PARC テスト実験時の水チェレンコフ検出器の仕様	42
4.3	ドリフトチェンバー BC3、4 の仕様	45
4.4	光電子増倍管ゲイン較正によって得られた Q_{spe}	49
4.5	アンプゲインのピーク位置と分散	50
4.6	1.3 GeV/c K^- 中間子フィット結果によって得られた Q_{peak} と σ_{peak}	52
4.7	反陽子、 K^- 中間子から得られた光電子数	52
4.8	π^- 中間子から得られた光電子数	52
4.9	ピーク幅から算出した光電子数	58
5.1	光電子増倍管ゲイン較正によって得られた Q_{spe}	66
5.2	上下のトリガー位置をずらしたときの光電子数変化	67
5.3	光電子数縦方向位置依存性	68
5.4	信号除去関数でフィットして得たパラメータ	71
5.5	信号除去関数を変化させたときの運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率	72
5.6	運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率、純水の場合	73
5.7	運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率、Amino-g salt 溶液の場合	73
5.8	Tyvek、シールテープ、Millipore の光電子数	75
5.9	Tyvek、Millipore の光電子数	75

第1章 序論

我々は、ストレンジネスを2つ含む $S = -2$ のハイパー核の研究から、 ΞN 相互作用、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用等についての新たな実験的情報を得るため、 (K^-, K^+) 反応を用いたハイパー核分光実験を行うことを計画している。

この章では、この研究の物理的動機について、まずストレンジネス核物理についてその意義を述べた後、特に $S = -2$ の系についての理論的予想と実験的情報の現状について述べる。

1.1 ストレンジネス核物理

物質世界は u, d クォークを構成要素とする陽子、中性子からできた原子核から形作られている。1911年、 α 線の散乱実験によりラザフォードが原子核を発見した。しかし、その発見から100年経っているにもかかわらず、原子核の本質的な理解を得られていない。特に短距離における斥力芯や強い LS 力など、実験的に存在が知られているが起源のわからない部分が残されている。物質の基本要素である原子核を真に理解することは、物質の起源である素粒子を理解することと同様に極めて重要である。

ストレンジネス核物理は、 u, d クォークの他に新たに s クォーク (ストレンジネス) を加え、ストレンジネスを持ったクォーク、ハドロン多体系を対象とする研究分野である。ストレンジネス核物理は、核物理を陽子、中性子からなるアイソスピン2重項 $SU(2)_f$ の世界から、ストレンジネスを含めた $SU(3)_f$ の世界に拡張し、そこで生まれる新たなクォークハドロン物質を研究することを目的としている。 c, b, t クォークとは違い、比較的軽い s クォークは $SU(3)_f$ 対称性のもとに、 u, d クォークとともに統一的に取り扱うことができる。

更に、ストレンジネスをツールとして原子核物理の基本的な問題に取り組むことが可能になる。新たな量子数ストレンジネスを持つハイペロンは核子からのパウリの排他律を受けない。このことは、ハイペロンが原子核深部を探るプローブとなることを意味している。さらには、不純物としてのハイペロンが元の原子核の性質を変えることも期待されている。

1.2 バリオン間相互作用

$SU(3)_f$ に拡張した8重項バリオン間相互作用は、対称性により次の項に分解される。

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 8_s \oplus 1 \oplus \overline{10} \oplus 10 \oplus 8_a$$

ここで27重項、 $\overline{10}$ 重項は NN 相互作用で調べることができる多重項であるが、その他はストレンジネスを含んではじめて現れる。特に1重項は $S = -2$ の系にのみ現れる。この項は Jaffe らにより H ダイバリオンの存在が予言されたチャンネルである。図1.1に、 $SU(3)$ 極限での格子QCD計算によるバリオン間相互作用ポテンシャルの例を示す [1]。各多重項毎に短距離部分 (≤ 0.5 fm) での振る舞いが大きく異なることがわかる。もっとも特徴的なのは、1重項ポテンシャルである。

この項はカラー磁気相互作用が引力的で、パウリ原理も受けないことから、斥力芯がなく、短距離で引力を示している。このような計算と、実験から引き出された情報との比較により、バリオン間相互作用についての理解を進めていくことが重要である。

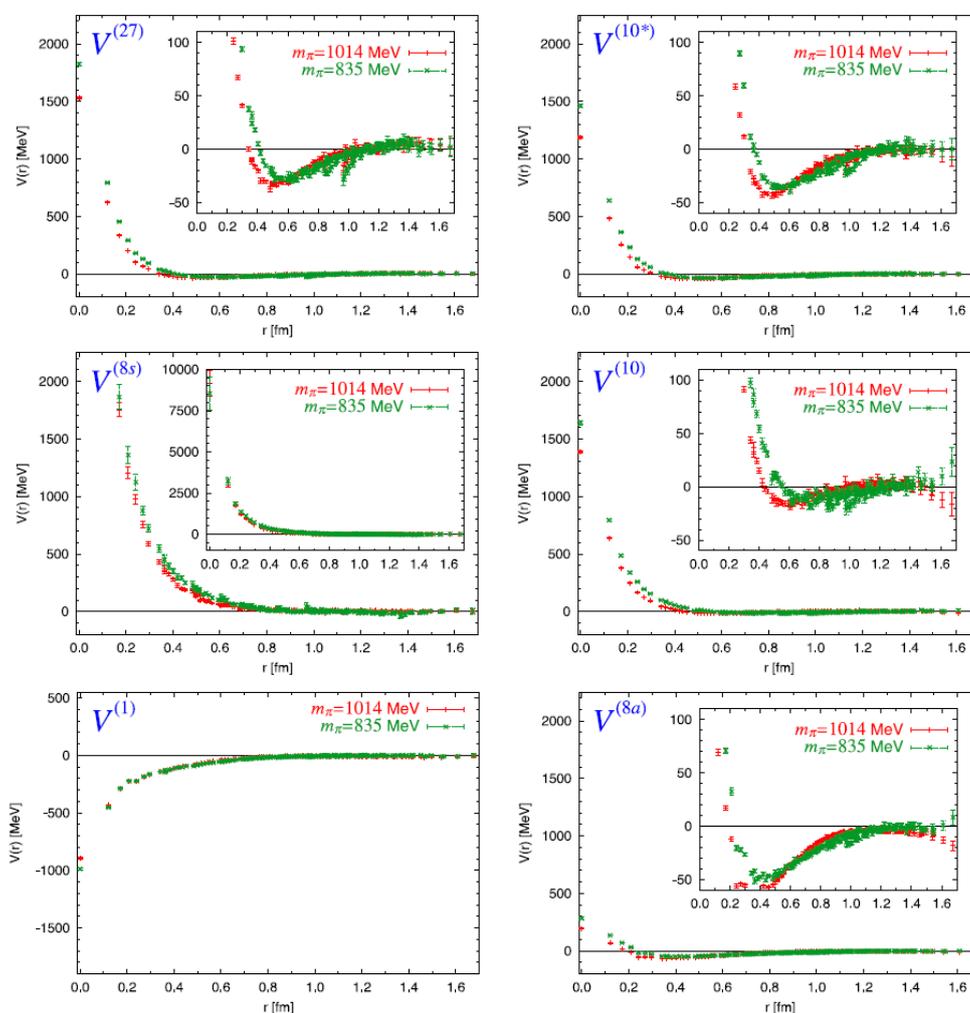


図 1.1: 格子 QCD 計算によるバリオン間相互作用ポテンシャル [1]。

原子核構造を NN 間相互作用をもとに理解してきたように、ハイペロン核子間力 (YN 間相互作用) は、ハイパー核構造を理解する上で非常に重要な基礎データである。しかし、ハイペロンの寿命が短いので、低エネルギーでの散乱実験においてハイペロンビームを用いることは困難であり、データが非常に乏しいのが現状である。そのため、 NN 間核力から $SU(3)_f$ 対称性をもとに拡張した理論モデルを作り、逆に多体系の構造計算を通じてハイパー核分光のデータと比較することにより、 YN 間相互作用を決めてきた。

一方、乏しいながらも散乱実験のデータは存在し、 YN 間相互作用に対する貴重な直接的情報を与えている。これらハイペロン核子散乱実験は 1970 年代に水素泡箱を用いて行われた。しかし、これらの実験では十分な統計を得ることができなかった。近年に行われた KEK-PS の実験では、トリガー可能なシンチレーションアクティブ標的を用いて、 (π, K^+) 反応事象をスペクトロメータで同定し、散乱画像を記録する手法が開発された。

KEK-PS E251 および E289 実験では Σ^+p, Σ^-p 散乱事象に対して、400-800 MeV/c での高運動量領域での散乱断面積を初めて導出した [2]。

以上の実験技術上の発展はあるものの、ハイペロンの短い寿命による実験の困難さから統計が未だ不十分という結果に終わっている。

1.3 中間子ビームを用いた Λ ハイパー核分光

ハイペロンの短い寿命 ($c\tau \sim \text{cm}$) のために、 YN 散乱、 YY 散乱の情報を得ることが難しい。そこで、ハイパー核の構造を調べることによって、 YN 相互作用、 YY 相互作用の情報を引き出す手法がとられ成功を取ってきた。

特に ΛN 相互作用については、BNL-AGS、KEK-PS で (π, K) 反応を用いた実験で精密な理解が得られている。その中でも、KEK の SKS(Superconducting Kaon Spectrometer) [3] は 1.5 MeV(FWHM) の高分解能を達成したことで、 (π, K) 反応を用いた Λ ハイパー核の研究に大きな貢献をした [4]。

ΛN 相互作用のスピンの依存部分については、 Λ ハイパー核の励起状態の精密測定によって調べることができる。これについては、Ge 検出器 (Hyperball) による精密ガンマ線分光によって成果が得られた [5]。Hyperball によってエネルギー分解能数 keV の精密分光が可能になった。その結果、 Λ のスピンの依存部分は非常に小さく、特に ΛN 間の LS 力は NN 間の LS 力の 1/100 程度であり、核子スピンの依存する LS 力はある程度大きく NN 間の LS 力の 1/10 程度であることが分かった。

1.4 $S = -2$ のハイパー核の生成方法

Ξ^- ハイペロンは $K^- + p \rightarrow K^+ + \Xi^-$ 反応を通じて生成される。図 1.2 に素過程の断面積を示す。1.8 GeV/c 付近で最も断面積が大きくなっている。したがって、 $S = -2$ の系の探索では、1.8 GeV/c 付近の運動量を持つ K^- による (K^-, K^+) 反応が用いられる。

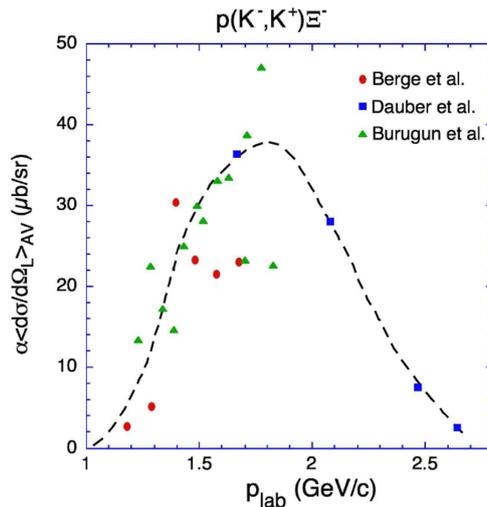


図 1.2: Ξ^- ハイペロンの生成断面積の入射粒子運動量依存性 [9]。

$S = -2$ の系を観測することができる物理過程は次の 3 つが知られている (図 1.3)。第一に、生成された Ξ^- を標的物質中にエネルギー損失によって止める方法である。多くの Ξ^- は静止する前に崩壊する。崩壊せずに物質中に静止すると Ξ^- は原子軌道に捕獲され Ξ^- 原子を形成する。 Ξ^- 原子はカスケードを起こし X 線を放射しながら内部軌道に落ち込んでいく。内部軌道中で、 Ξ^- は強い相互作用による転換 $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda$ を通じて原子核に吸収される。このとき、二つの Λ が原子核に束縛され、ダブル Λ ハイパー核を形成することがある。この過程はハイブリッドエマルジョン実験によって利用されている。

第二の手法は、準自由生成過程により Ξ を生成し、その生成原子核中で Ξ^- が反応を起こしてダブル Λ ハイパー核を生成する方法である。この手法は BNL-E906 実験において利用された。ダブル Λ ハイパー核の同定には、二回引き続いて起こる π 中間子放出弱崩壊過程による特性 π^- 中間子を同時測定することで行われた。

他には、 Ξ ハイパー核の束縛状態を (K^-, K^+) 反応を通じて直接に作り出す方法である。 Ξ ハイパー核の存否は未だ確認されていない。もし、存在するのであれば束縛状態が (K^-, K^+) 反応を通じて生成されるはずである。 Ξ^- の反跳運動量は $\approx 500 \text{ MeV}/c$ と (π^+, K^+) の場合の $\approx 350 \text{ MeV}/c$ とくらべて大きい。したがって、大きなスピンを持つ状態が (K^-, K^+) 反応を通じた Ξ ハイパー核生成で観測されると期待されている。

ダブル Λ ハイパー核

ハイペロン同士の散乱実験は非常に困難であるため、ダブルハイパー核の観測が事実上唯一の YY 間相互作用の測定方法となる。実験的にダブルハイパー核の研究が始まったのは 1960 年代である。M. Danysz らは K^- ビームを照射した原子核乾板中に連続弱崩壊のトポロジーを持った現象を発見し、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 、もしくは ${}_{\Lambda\Lambda}^{11}\text{B}$ と同定した [6]。その後の再解析では、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ である可能性が最も高く、 $\Lambda\Lambda$ 間の相互作用は約 4 MeV の比較的強い引力であるとされた。

その後、KEK-PS で行われた E176 実験において新たな事象が発見された。この実験では原子核乾板にカウンター類を組み合わせたハイブリッドエマルジョン法という手法によって入射 K^- と散乱 K^+ を同定し、統計とデータの信頼性を飛躍的に高めることに成功した。しかし、そこで見つかった事象は ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ もしくは ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ の 2 通りの解釈が残り、それによって $\Lambda\Lambda$ 間相互作用は引力にも斥力にもなり得るという結果となった [7]。

KEK-E373 によって $\Lambda\Lambda$ 核研究は大きく進展した。励起状態の不定性なしに一意的に ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ と同定される事象が観測された。 $\Lambda\Lambda$ 間相互作用は約 1 MeV の弱い引力であることが決定された [8]。この事象は特別に NAGARA 事象と名付けられた。

このように $\Lambda\Lambda$ 相互作用についての情報は非常に限られており、系統的に実験データを増やしていくことが YY 相互作用の理解を深めるために重要である。

1.4.1 過去に行われた Ξ ハイパー核探索実験

(K^-, K^+) 反応によって Ξ ハイパー核を直接生成することができる。この手法を用いた実験として、KEK-E224[10]、BNL-E885[11] について述べる。これらの実験では ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応が用いられた。しかし、スペクトロメータのエネルギー分解能が KEK-E224 で 22 MeV、BNL-E885 で 14 MeV と悪かったことと、統計量が乏しかったために Ξ ハイパー核の束縛状態のピークを確認することはできなかった。これらの実験で得られたミッシングマススペクトルを図 1.4 に示す。左が KEK-E224、BNL-E885 実験の結果である。どちらの場合も Ξ ハイパー核の束縛状態のピークは

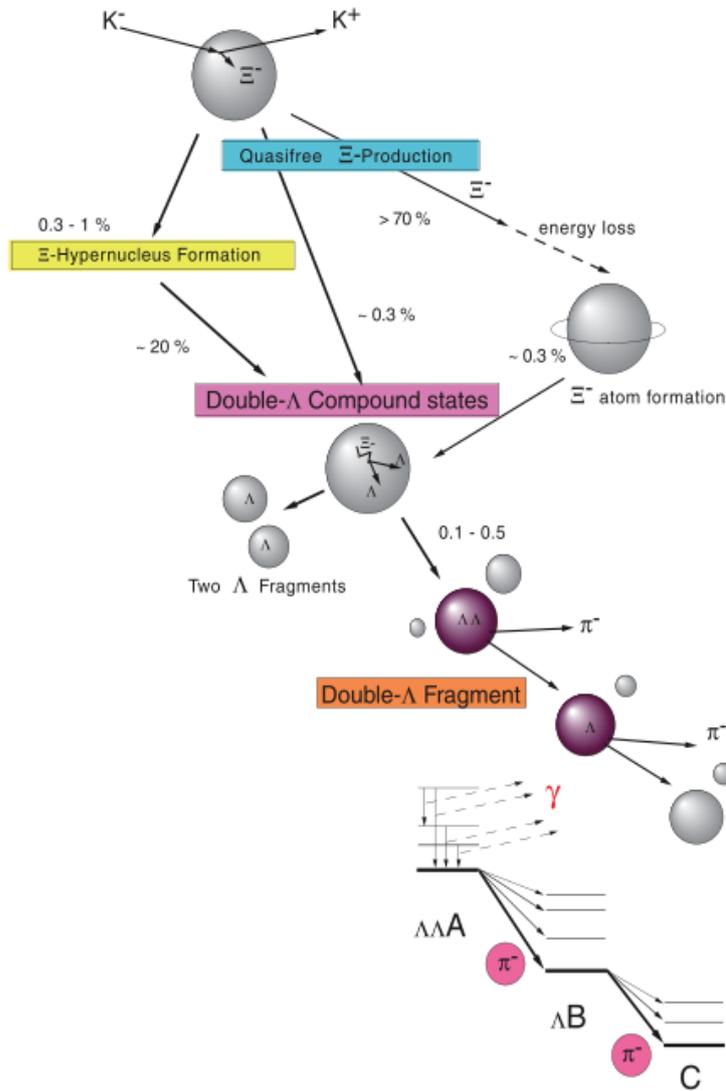


図 1.3: ダブル Λ ハイパー核の生成過程。

見られなかった。図の曲線は、Woods-Saxon 型ポテンシャルを仮定し、 Ξ の一体ポテンシャルを V_{Ξ} として様々な値を仮定して DWIA 計算を行ったものである。実験の分解能を考慮して計算されている。このような実験スペクトルの形状と理論計算との比較により、KEK-E224 からは $V_0^{\Xi} < 20$ MeV、BNL-E885 からは $V_0^{\Xi} \simeq 14$ MeV という値が推定された。

BNL-E885 の結果から入射 K^- の運動量が 1.8 GeV/c の場合の $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応の断面積が見積もられた。角度平均をとった値として、 $0^\circ \sim 8^\circ$ に対して 89 ± 14 nb/sr、 $0^\circ \sim 14^\circ$ に対して 42 ± 5 nb/sr であった。

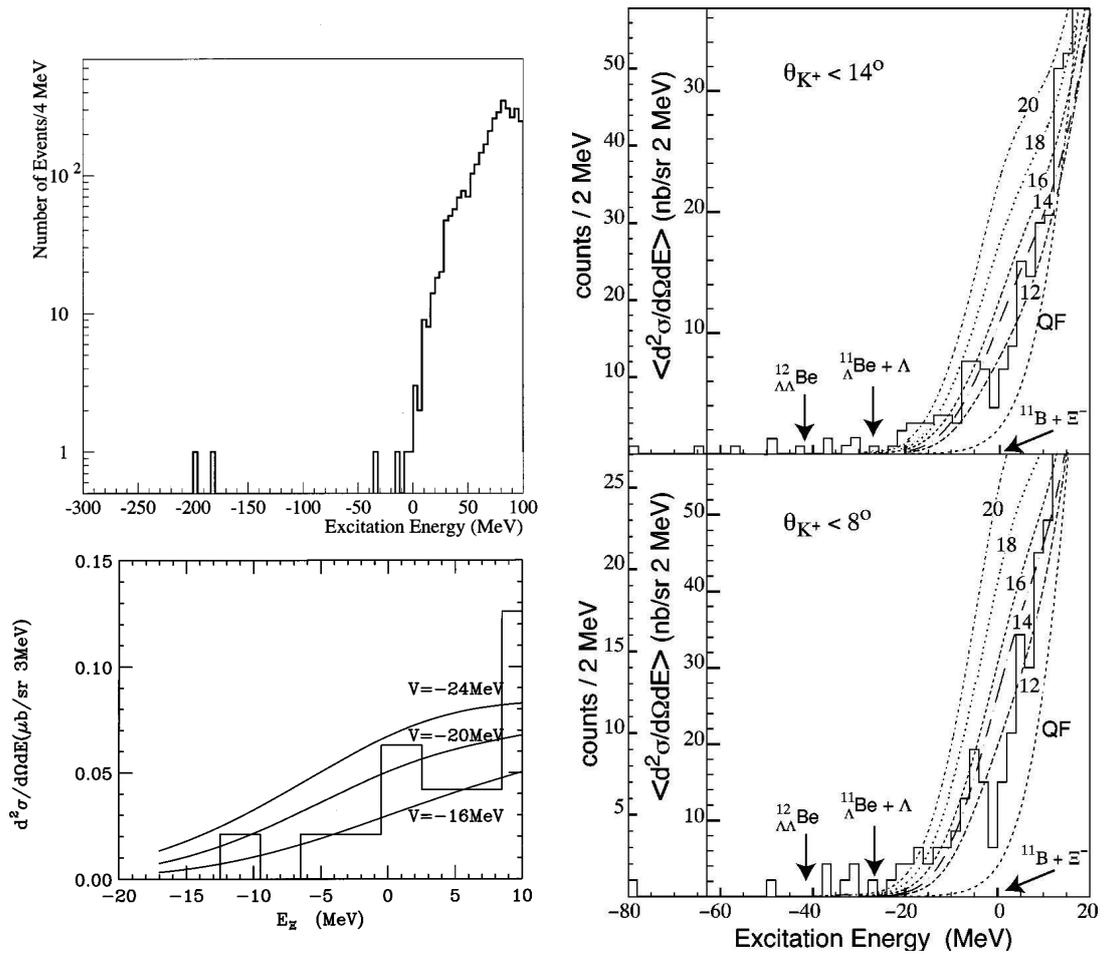


図 1.4: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた過去の実験で得られたミッシングマススペクトラム。左が KEK-E224 [10]、右が BNL-E885 [11]。

1.4.2 (K^- , K^+) 反応による Ξ ハイパー核、ダブル Λ ハイパー核の励起スペクトル予想

$S = -2$ のハイパー核は、生成断面積が高々数十 nb と非常に小さく、分光実験に必要なエネルギー分解能を達成することも難しいため、これまでに得られた実験的情報は非常に少ない。したがって、バリオン間相互作用、 ΞN 相互作用、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用について確立された相互作用モデルは存在しない。そこで、ハイパー核の実験的研究を進めることで、バリオン間相互作用についてのモデルに制限をかけることは非常に重要である。

最近の理論計算の結果として元場らの $^{12}\text{C}(K^-, K^+)^{12}_{\Xi}\text{Be}$ 反応の計算がある [12]。ここではコア核の励起状態を含めた、 Ξ ハイパー核の構造および生成断面積が予想されている。バリオン間相互作用は ΞN 間相互作用が引力になるいくつかのモデル (NHC-DC[13]、Ehime[14]、ESC04d[15]、ESC08a[16]) が用いられている。図 1.5 に元場らによる、 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の予想スペクトルを示す。各相互作用モデルのspin依存性が異なるために、予想スペクトルはモデルによって大きく異なる。

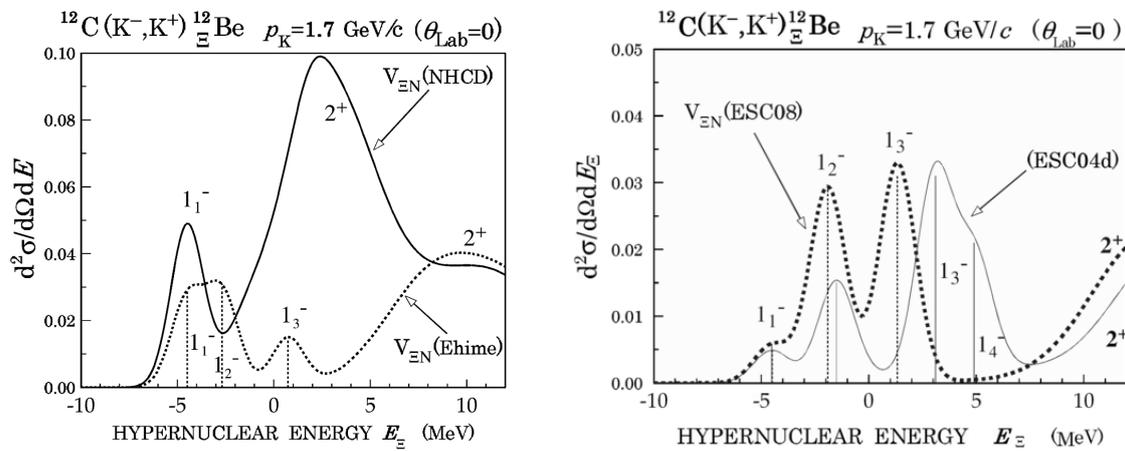


図 1.5: 元場らによる Ξ ハイパー核の予想スペクトル [12]。親核の励起状態が考慮されており、複雑なピーク構造を示している。左右の図にそれぞれ2つずつ異なるモデルを用いた結果が表示されており、用いるモデルによってスペクトルの形が大きく違ってくることがわかる。

(K^- , K^+) 反応を通じて、 Ξ ハイパー核のみならずダブル Λ ハイパー核を観測することが可能であると考えられる。これは ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合によって、一段階過程 ($\Xi^- p \rightarrow \Lambda\Lambda$) で引き起こされる。結合の強さが大きいほど、 Ξ ハイパー核の束縛状態の幅は広がり、ダブル Λ ハイパー核が強く励起される。原田らは、 $^{16}\text{O}(K^-, K^+)$ 反応で一段階過程を経て生成されるダブル Λ ハイパー核の生成断面積を計算した [17]。その結果を図 1.6 に示す。スペクトルの形状が ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合の強さに大きく依存していることがわかる。

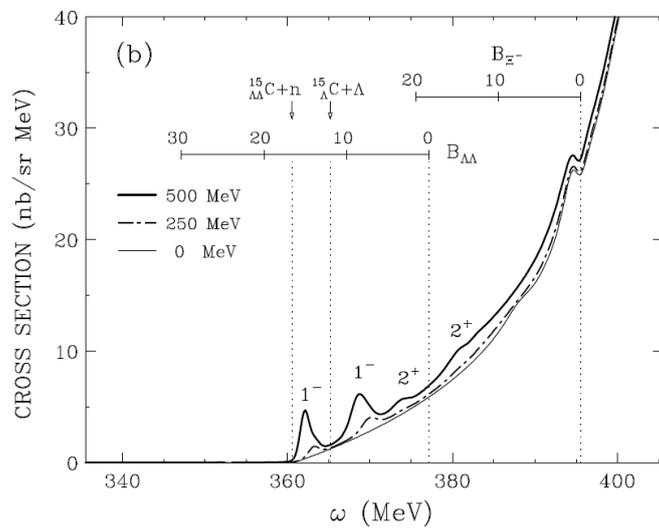


図 1.6: $^{16}\text{O}(K^-, K^+)$ 反応の DWIA 計算から得られた予想スペクトル [17]。 $\Xi\text{N}-\Lambda\Lambda$ 結合の大きさによって $\Lambda\Lambda$ 核ピークの見え方が異なる。

1.5 Ξ ハイパー核分光実験

今まで述べてきた様に $S = -2$ のハイパー核についての実験的な情報は乏しく、 Ξ ハイパー核について、我々は確定的な情報を持っていない。そこで我々は大強度陽子加速器施設 J-PARC K1.8 ビームラインにおいて Ξ ハイパー核の分光実験を計画している (J-PARC E05 実験 [18])。この実験は、 (K^-, K^+) 反応によるミッシングマス分光法を用いて、 Ξ ハイパー核の束縛状態を観測することで、 Ξ ハイパー核の存在を世界で初めて確かめるものである。標的は、BNL-E885 を含む過去の実験でよく用いられ、生成断面積も比較的わかっている ^{12}C 標的から始める。

1.5.1 実験の目的

E05 実験の目的を以下に述べる。

- 数 MeV という高いエネルギー分解能と十分な統計量で Ξ の束縛状態の存在をピークとして観測し、その存否を確定する。
- 状態の束縛エネルギーの測定から ΞN 相互作用の実部の強さに関する情報を得る。
- 状態の幅から、 Ξ の核内での強い相互作用による転換 $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ すなわち ΞN 相互作用の虚部の大きさについての情報を得る

ここに述べた様に、 Ξ の束縛状態をピークとして観測することで理論モデルに強い制限をかけることができる。

この実験の結果によって、その後の実験の方向性が示される。もし、ポテンシャルの虚部が大きければ、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合を通じて生成されるダブル Λ ハイパー核の (K^-, K^+) 反応を用いた分光が可能であると予想される。その場合、 ^{12}C に続いて ^{16}O 標的で Ξ 核、 $\Lambda\Lambda$ 核の研究を行う。これにより、s 状態の Λ と p 状態の Λ の間の相互作用についての情報が得られると期待される。

E05 実験を成功させることで、それを足掛かりに他のさまざまな核を標的として Ξ 核の分光実験を行っていく。ひとつの例として、軽い核を用いた ΞN 相互作用のスピンの依存性に関する研究がある。理論的考察から、 ^7H ($= \alpha\Xi^-nn$) や、 ^{10}Li ($= \alpha\Xi^-pn$) を測定することにより、スピン・アイソスピン平均された $\alpha\Xi^-$ ポテンシャルの情報を引き出すことが提案されている [19]。少数多体計算の方法を用いた理論的側面から、これらの結果を調べることで更なる理解を得ることができる。

このような実験は、大強度 K 中間子ビームを供給できる J-PARC でのみ行うことができるものである。また、K1.8 ビームラインは E05 実験に最適化するように設計されており、実験審査委員会においてもっとも優先して行われるべき実験として認められている [20]。

第2章 J-PARCにおける三ハイパー核分光 実験

この章では、日本が世界に誇る大強度陽子加速器である J-PARC とそのビームラインの性能、そこで計画している三ハイパー核分光実験について述べる。そして、その実験に用いられる S-2S スペクトロメータおよび粒子識別用検出器、特に今回開発を行った水チェレンコフ検出器の要求性能について述べる。

2.1 J-PARC

大強度陽子加速器施設 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 (JAEA) により建設された、茨城県東海村にある共同利用実験施設である [21]。我々が実験を行う原子核素粒子実験施設 (ハドロン実験施設) の他に、ニュートリノ実験施設、物質・生命科学実験施設、核変換実験施設などがあり、その世界最大のビームパワーを生かした、さまざまな研究が行われている。2010 年より本格的に稼働している。

J-PARC は、リニアック [22]、3 GeV シンクロトロン (Rapid-Cycle Synchrotron) [23]、50 GeV シンクロトロン (主リング) [24] の 3 段の大強度陽子加速器を有している (図 2.1)。イオン源で生成された H^- は、まずリニアックで 400 MeV (現状は 181 MeV) まで加速した後、 H^+ に転換され、RCS で 3 GeV まで加速される。最後に主リングで 50 GeV (現状は 30 GeV) まで加速される。

主リングで加速された 1 次陽子ビームは、遅い取り出しと呼ばれる方法で主リングから取り出され、ハドロン実験施設へと導かれて、T1 標的 (Pt または Ti) に照射される。我々はここで発生した 2 次ビームを利用して実験を行う。

主リングでのビームのエネルギーと強度は、T1 標的で生成される二次ビームの強度に直接影響する量である。現在はエネルギー 30 GeV を達成しているが、ビーム強度が不足しており、270 kW 運転 (30 GeV、9 μA) の早期実現に向けて改良が進められている。



図 2.1: J-PARC 概観。

2.2 ハドロン実験室と K1.8 ビームライン

ハドロン実験施設には図 2.2 のように数本の二次ビームラインが存在しており [25]、複数のビームラインに同時にハドロンビームを供給することができる。その中で、K1.8 ビームラインは (K^- , K^+) 反応を用いた三ハイパー核の分光実験を行うことを主目標とし、1.8 GeV/c の K^- ビームに最適化するように設計されている。このビームラインの主な特徴を図 2.2、表 2.1 に示す。

T1 標的で発生した二次ビームは、まず偏向電磁石、収束電磁石によって取り出され、中間像スリット (IF スリット) を通過する。このスリットで T1 標的の像を選別することにより、標的で生成された K_s^0 が周囲で崩壊してできる π^\pm を抑制する。ここで運動量を選択され、収束された二次ビームは、静電セパレータとマススリットからなる粒子弁別部を 2 段通過する。電場中を飛ぶため、ここでは速度が選択され、結果、ほしい質量の粒子を選ぶことができる。こうして純度の上がった二次ビームは、運動量測定のため、最終段階にあるビームスペクトロメータ部 (QQDQQ で構成される) を通過して K1.8 実験エリアへと導かれ、実験標的に照射される。

T1 で生成される K ビームの強度は、 π と比べてはるかに小さく、また粒子の寿命も K より π の方が 2 倍以上長いから、ビームライン終端での K^-/π^- 比は非常に小さくなる。そのため、検出器系の強度耐性を考えれば、静電セパレータによる粒子弁別が不可欠であり、K1.8 ビームラインはこれを 2 段設置して K^-/π^- 比を大きく改善する。これらは 1 段階ごとに K^-/π^- をおよそ 100 倍ずつ改善させ、2 次標的における K^-/π^- 比 6.9 が達成できると設計されている。

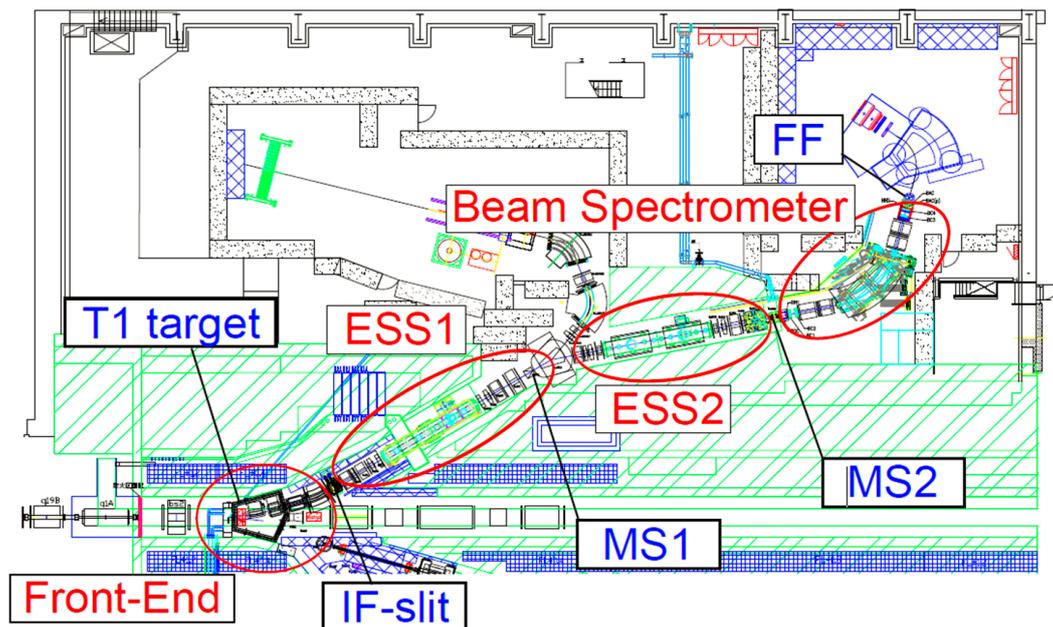


図 2.2: J-PARC K1.8 ビームライン。Front-End 部において、T1 標的で生成された粒子を曲げて、運動量をしばって取り出すようになっている。ESS1,2 と呼ばれる 2 つの静電セパレータを用い、マススリットを調整することで粒子弁別を行う。最終段にはビームスペクトロメータが設置されている。

表 2.1: K1.8 ビームラインのデザインパラメータ。主リング 30 GeV-9 μA の 270 kW 運転の場合の値を示す。 K^- の強度、 K^-/π^- 比は 1.8 GeV/c、1.5 GeV/c の場合について示した。K1.8 ビームラインへに対しては、(1)2.0 GeV/c までの運動量を扱うことができる、(2) K^-/π^- 比を実験を行うのに十分な程度に良くする、(3) K^- の崩壊による強度減少を抑えるためできる限り全長を短くすることが要求され、それを満たすように設計された。

最大運動量	2.0 GeV/c	
全長	45.853 m	
静電セパレータ	750 kV/10 cm, 6 m \times 2	
運動量	1.8 GeV/c	1.5 GeV/c
K^- 強度 [/spill]	1.4×10^6	0.5×10^6
K^-/π^-	6.9	2.5

表 2.2: K1.8 ビームスペクトロメータの性能

磁石構成	QQDQQ
運動量分解能	3.3×10^{-4} (FWHM)
最大運動量	2.0 GeV/c
偏向角	64 degree
Flight path	10.4 m

2.2.1 ビームスペクトロメータ

このビームラインの最終段階、2つ目のマススリットの直後と標的との間には、ビームスペクトロメータが設置されており、これを用いて入射粒子の運動量解析を行うことができる [26]。その性能を表 2.2 にまとめる。K1.8 ビームスペクトロメータには、QQDQQ システムが採用され、5 台の電磁石と、飛跡検出器、2 台のホドスコープ (BH1, BH2) などの検出器群からなる。光学系としては、スペクトロメータの前後で“point-to-point focus”がとられており、多重散乱の影響が 1 次のオーダーでは運動量分解能に効かないようになっている (図 2.3)。検出器系は物質量をできる限り少なくするよう設計されている。運動量解析は、三次のビーム輸送行列を使って行っている。飛跡検出器の位置分解能が 200 μm のときに、 3.3×10^{-4} (FWHM) という高い運動量分解能を達成できると計算されている。

入射ビームは、図 2.4 のように、標的位置で特に横方向にひろがりを持つのが特徴である。

2.3 J-PARC E05 実験

1.5 節に述べたように、K1.8 ビームラインで行われる実験として、大強度 K^- 中間子ビームを用いた Ξ ハイパー核の分光実験を計画している (J-PARC E05 実験 [18])。この実験は、(K^- , K^+) 反応によるミッシングマス分光法を用いて、 Ξ ハイパー核の束縛状態を観測することで、 Ξ ハイパー核の存否を世界で初めて確定するものである。標的は、これまでの実験でよく使われ、BNL-E885 実験において Ξ ハイパー核の候補となるイベントが観測されており、生成断面積もある程度見積もることができる ^{12}C 標的から始める。

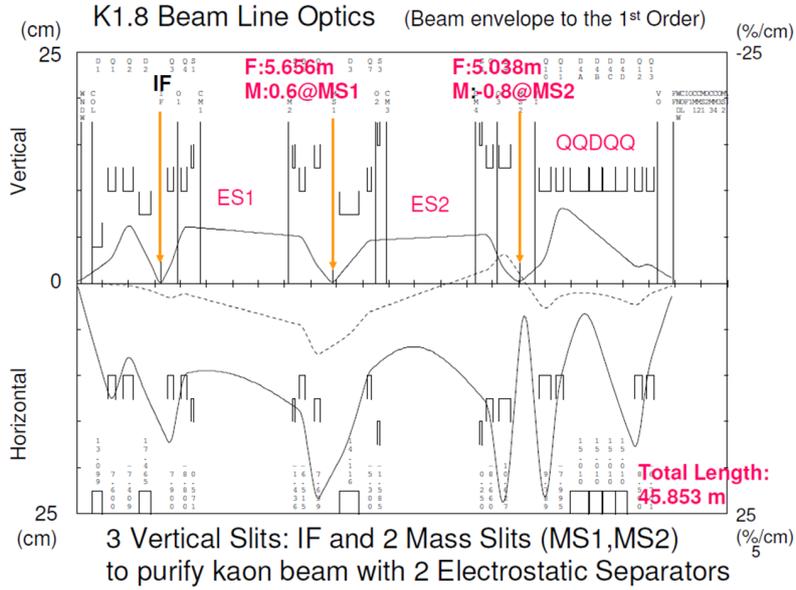


図 2.3: K1.8 ビームラインの光学。上半分が縦方向、下半分が横方向のビームのひろがりを表す。左端が T1 標的に対応し、右に行くほど下流に向かう。

2.3.1 実験の手法

この実験は、標的への入射 K^- と散乱 K^+ の運動量と散乱角を測定することで、運動学的にミッシングマスを求める方法をとる。よってそれらを測定する 2 つのスペクトロメータが必要となる。ミッシングマス M は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 M^2 &= (E_B + m_T - E_S)^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_S)^2 \\
 &= m_B^2 + m_S^2 + m_T^2 + 2(m_T E_B - m_T E_S - E_B E_S + p_B p_S \cos \theta)
 \end{aligned}
 \quad (2.1)$$

ここで、 E, m, p, \vec{p} は各粒子のエネルギー、質量、運動量、三元運動量、 θ は実験室系での散乱角である。下付き文字 B, T, S はそれぞれビーム粒子、標的粒子、散乱粒子を表す。

この実験において、 K^-, K^+ の運動量解析に用いるスペクトロメータの性能は、ミッシングマスのエネルギー分解能に直接影響する重要な要素である。入射 K^- の運動量解析には、2.2 節で述べた高分解能のビームスペクトロメータを用いる。一方、散乱 K^+ のための既存のスペクトロメータとしては、これまで KEK および J-PARC でのストレンジネス核物理実験で用いられてきた超伝導 K 中間子スペクトロメータ SKS が候補として考えられる。SKS は、大立体角 (100 msr) と高運動量分解能 (0.1 % (FWHM)) という性能を持ち、これまで主に (π, K) 反応を用いた Λ ハイパー核の実験において活躍してきた。SKS を用いた実験での最高エネルギー分解能は $\Delta E = 1.45$ MeV であった。しかし、このような実験において (π, K) 反応で生じる K^+ の運動量は 0.72 GeV/c 付近であり、SKS はこの運動量領域に対して最適化するように設計、建設されたものである (最大磁場強度 2.7 T)。 (K^-, K^+) 反応で生じる K^+ は後述するようによそ 1.3 GeV/c と高いため、それに対して高い運動量分解能を出すには、少し磁場が足りない。

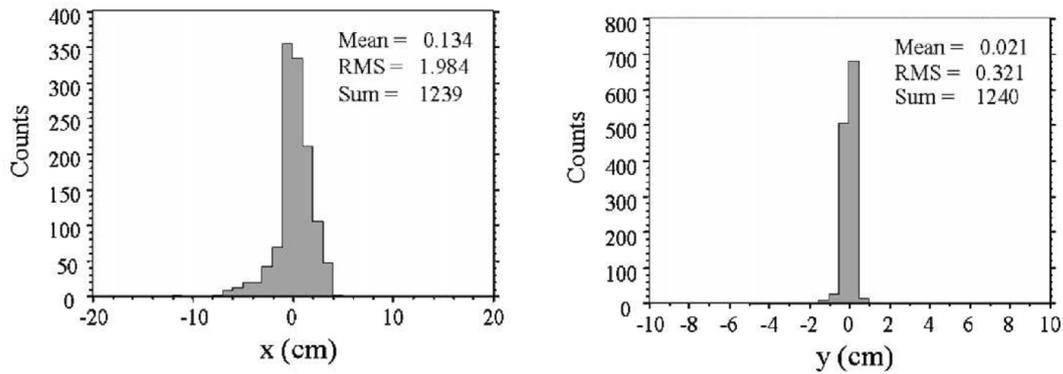


図 2.4: ターゲット上でのビームのひろがり。横方向に 2 cm、縦方向は 0.5 cm ひろがっている。

2.4 S-2S スペクトロメータ

本節、次節で述べる S-2S スペクトロメータと検出器構成については先行研究があり、その研究結果を参照しながら述べる [27]。

(K^- , K^+) 反応を用いた分光実験を高い精度で行うには、散乱 K^+ の解析に用いるスペクトロメータの性能向上が非常に重要となる。 ^{12}Be スペクトルの精密測定や、軽い核、ダブル Λ ハイパー核の分光実験など、前節で述べた目的をよく達成するためには非常に高いエネルギー分解能を達成する必要がある。そのため、我々は散乱粒子用スペクトロメータとして大立体角・高分解能の磁気スペクトロメータ S-2S (Strangeness-2 Spectrometer) を新たに建設することとした (図 2.5)。ここでは、それに要求される性能について述べる。

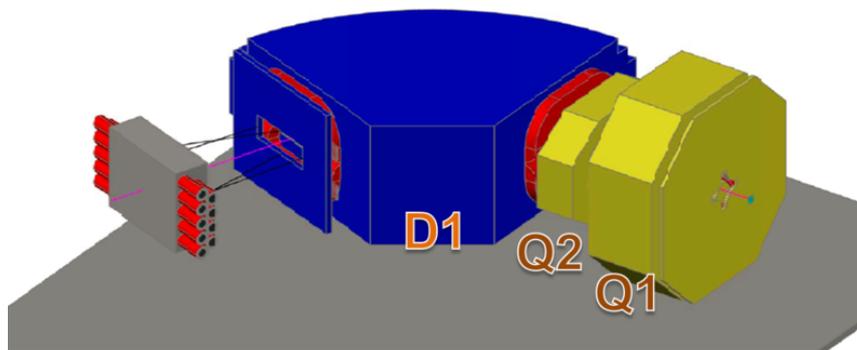


図 2.5: S-2S スペクトロメータの概念図。

運動量帯域

入射 K^- の運動量を 1.8 GeV/c としたときの $^{12}\text{C}(K^-, K^+)^{12}\text{Be}$ 反応における散乱 K^+ の運動量と Ξ^- の束縛エネルギーの関係を図 2.7 に示す。図中の赤線が K^- が 1.8 GeV/c の場合を表す。ここでは、散乱角 0° を仮定して計算している。このとき散乱 K^+ の運動量は 1.37 GeV/c となる。

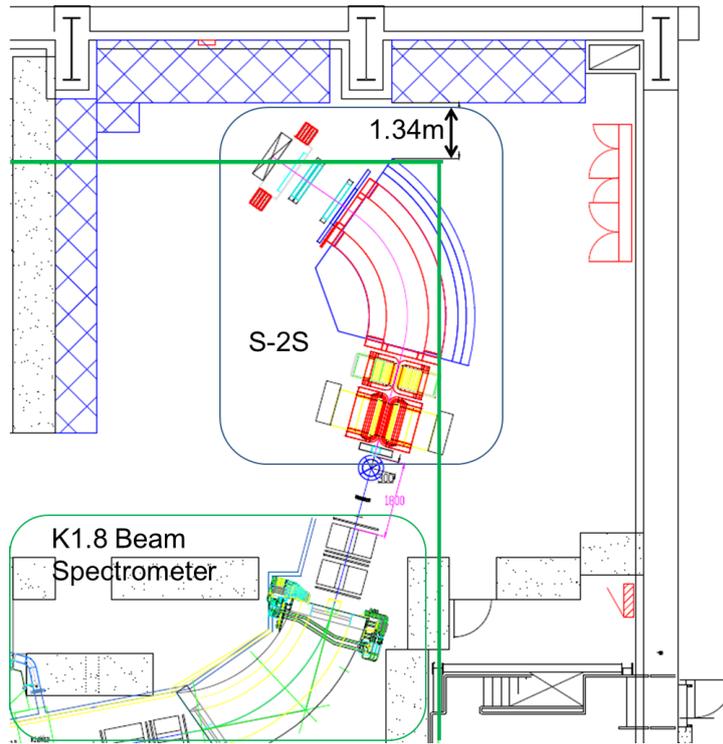


図 2.6: K1.8 エリア見取り図。

我々が観測したいのは三ハイパー核の束縛状態であるため、それより高い領域がより重要だということになる。これに従えば、1.35~1.45 GeV/c 程度の運動量に照準を合わせるのが理想である。

分解能と立体角

新たに建設する S-2S はビームスペクトロメータと同程度の運動量分解能 5×10^{-4} (FWHM)、立体角 60 msr を目標として設計された。これにより、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{-2}^{12}\text{Be}$ 反応でのミッシングマスのエネルギー分解能 1.5 MeV を達成する。ただし、 $\Delta E_{strag} = 1.0$ MeV (標的厚 3 g/cm² に相当) 程度の標的厚で実験を行うことを仮定している。このミッシングマスのエネルギー分解能を持って、 $S = -2$ のハイパー核分光を進めていく。

2.5 S-2S スペクトロメータの検出器構成

S-2S スペクトロメータの検出器構成は図 2.8 のように運動量解析のための飛跡検出器 (DC1~4) と、その下流の粒子識別検出器群からなる。ここでは粒子識別検出器について述べる。

測定したい粒子 K^+ 以外にも標的中の反応で生成される p や π^+ がバックグラウンドとなる。これらを除去するための粒子識別検出器を S-2S スペクトロメータの下流に設置する。ビーム粒子を含む負電荷の粒子は、荷電交換反応のため D1 の極性が逆であるため、電磁石を通過できない。

粒子識別用検出器は、粒子の飛行時間差を測定する TOF カウンターと、2 種類のチェレンコフ検出器から構成される。

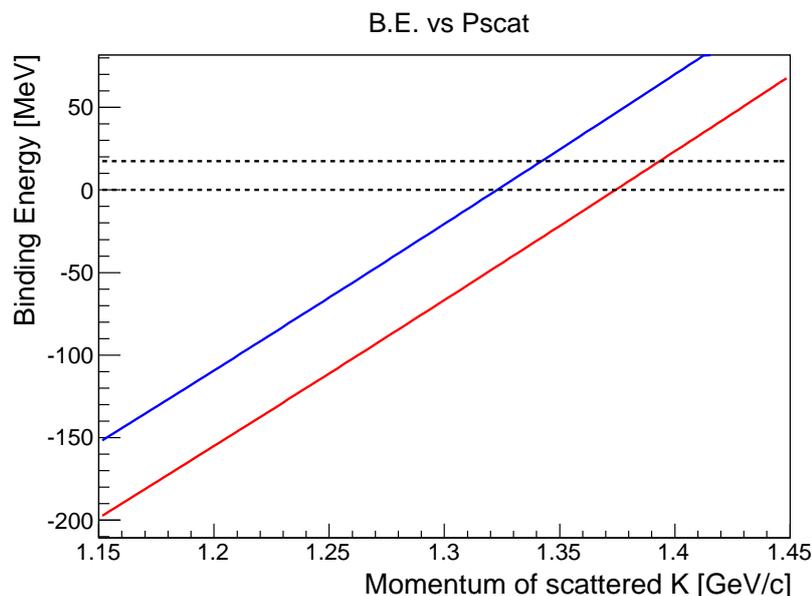


図 2.7: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi^-}^{12}\text{Be}$ 反応における、 Ξ^- の束縛エネルギーと散乱 K^+ の運動量との関係。炭素標的で散乱角は 0° として計算した。入射 K^- ビームの運動量は赤線が $1.8 \text{ GeV}/c$ 、青線が $1.75 \text{ GeV}/c$ の場合を示している。点線は束縛の閾値であり、下が $^{12}\text{Be} = ^{11}\text{B} + \Xi^-$ 、上が $^{12}\text{Be} = ^{10}\text{Be} + \Lambda + \Lambda$ を示す。

TOF wall

飛跡検出器 DC4 直後にはプラスチックシンチレータからなる TOF カウンターを設置する。解析で求めた運動量と飛跡長、標的直前に設置される BH2 (ビームラインホドスコープ) と TOF カウンターとの時間差から質量を計算する方法で、オフラインで粒子識別を行う。

チェレンコフカウンターを用いて π^+ 、 K^+ 、 p を識別し、トリガーとして用いる。候補として考えられるのは次の 3 つである。

AC (1)

エアロジェルチェレンコフ検出器。屈折率 1.06 のエアロジェルを用いた閾値型チェレンコフ検出器。1.4 GeV/c 以下の運動量の π とその他 (K 、 p) に識別できる。これについては既存ものがある。

AC (2)

エアロジェルチェレンコフ検出器。屈折率 1.2 のエアロジェルを用いる。1.4 GeV/c 以下の K と p を識別できる。

WC

水チェレンコフ検出器。屈折率は 1.33 である。 p 、 K とともにチェレンコフ光発生閾値を超えているため、双方ともチェレンコフ光を発生するが、光量の違いによって粒子識別を行う。

K^+ トリガーとしては、TOF、AC(1) と AC(2) もしくは WC を組み合わせて、

$$\text{TOF} \times \overline{\text{AC1}} \times \text{AC2} \text{ もしくは } \text{TOF} \times \overline{\text{AC1}} \times \text{WC}$$

という構成が考えられる。

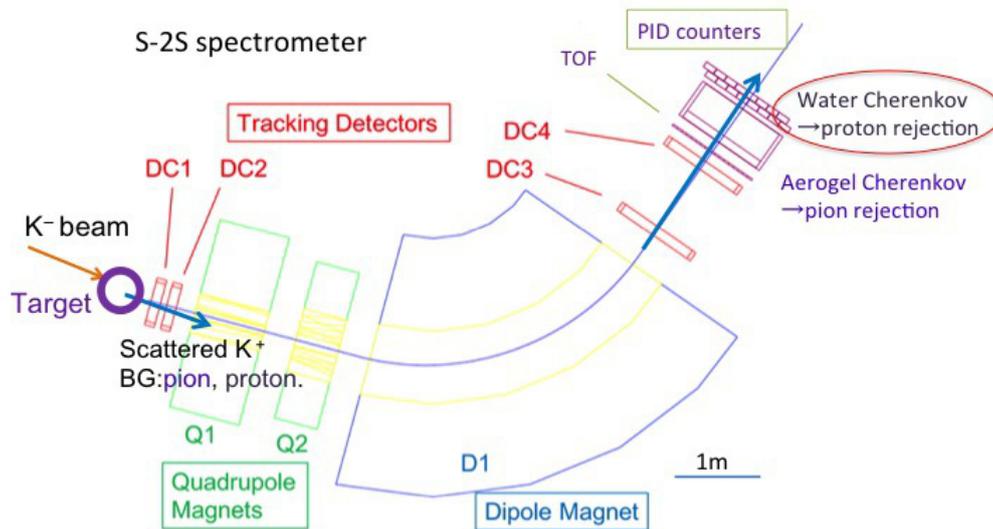


図 2.8: S-2S スペクトロメータと粒子識別用検出器。

表 2.3: S-2S トリガーカウンター。

粒子	AC(1.06)	AC(1.2)	WC
π	○	○	○
K	×	○	○
p	×	×	△

AC(2)、WC の設置場所

図 2.8 に示した最下流の位置以外にも、標的のすぐ下流に陽子抑制用検出器を設置することができる。ビームラインの最下流に設置する場合よりも、散乱粒子弁別の検出器が覆うべき有効面積が小さくて済む。しかし、この場合検出器中でのエネルギー損失、多重散乱によって運動量分解能が悪化する。一方で、ビームライン最下流に設置した場合は検出器の大型化が必要になるが、分解能を悪化させない。

本開発では運動量分解能を悪化させないために、ビームライン最下流に設置することを想定し、大きなアクセプタンス領域を持つ陽子抑制用検出器を開発する。大きなアクセプタンスを確保するために、大きい有効面積を持つ検出器を開発する必要がある。そこで大型化が容易な水チェレンコフ検出器を陽子抑制用検出器として選んだ(後述 2.6.1)。

2.6 陽子抑制用検出器に対する要求性能

ここでは陽子抑制用検出器の要求性能について述べる。まず最初に陽子抑制用検出器の覆うべき領域、弁別すべき陽子、 K^+ 中間子の運動量について述べる。そして、次に輻射体の比較を行い、最後に要求される陽子除去効率を述べる。

2.6.1 アクセプタンスと運動量領域

図 2.9 に S-2S のフルアクセプタンス領域での図 2.8 に示した水チェレンコフ検出器位置での散乱粒子の広がり予想を示す。散乱粒子が $X = -500 \text{ mm} \sim 700 \text{ mm}$ に広がっている。座標系はビーム進行方向を z 、水平方向を x 、 X 、垂直方向を y 、 Y とする (図 2.10)。水チェレンコフ検出器は横 1.2 m、縦 0.55 m の面積を覆わなければならない。

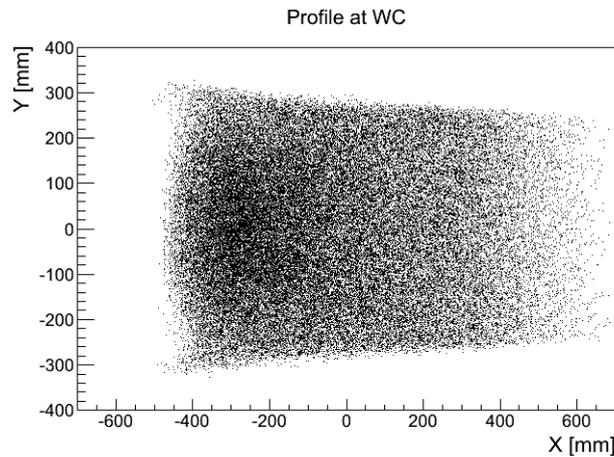


図 2.9: 水チェレンコフ検出器位置での運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ を持つ散乱粒子の広がり。

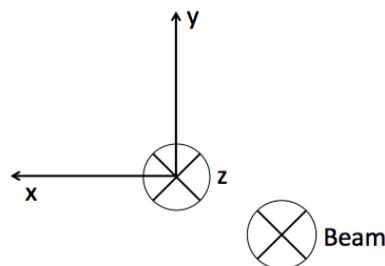


図 2.10: 座標系の定義。ビーム進行方向を z 、水平方向を x 、 X 、垂直方向を y 、 Y とする。

次に水チェレンコフ検出器が設置される位置での、散乱粒子の運動量分布予想を図 2.11 に示す。散乱粒子の中心運動量は $1.3 \text{ GeV}/c$ である。 $X = -500 \text{ mm} \sim 700 \text{ mm}$ の領域を水チェレンコフ検出器で覆うと、S-2S 電磁石を通過した運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の散乱粒子をほぼ捉えることができる。

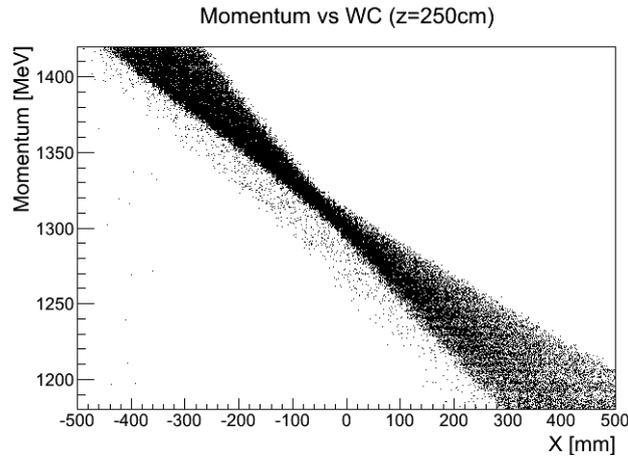


図 2.11: 水チェレンコフ検出器位置での散乱粒子の運動量分布。

2.6.2 輻射体(純水とエアロジェル)の比較

上に述べたよう散乱粒子の運動量帯域は $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ である。この運動量領域の K^+ 中間子、陽子弁別用チェレンコフ検出器を製作する場合、輻射体として、高密度エアロジェル(屈折率 1.2)、純水(屈折率 1.33)が考えられる。図 2.12 は、 π^+ 、 K^+ 、 p の運動量に対する屈折率のチェレンコフ光発生閾値を示したものである。点線は下から $n = 1.06, 1.2, 1.33$ である。それぞれの粒子について点線を下回っているところでチェレンコフ光が発生する。高密度エアロジェルの場合は $1.4 \text{ GeV}/c$ まで陽子が点線 ($n = 1.2$) を下回らないのに対して、純水の場合は $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の領域で K 中間子、陽子ともに点線 ($n = 1.33$) を下回っている。よって、屈折率のみを考慮するとチェレンコフ検出器の輻射体としては高密度エアロジェルが望ましい。しかし、高密度エアロジェルは非常に高価で、大量生産が難しい。加えて、扱いが難しいため、横 1.2 m、縦 0.55 m を覆う検出器を製作することが困難である。したがって、輻射体として純水を用いて、 K 中間子、陽子の信号の大きさに応じて適切な閾値を設けて粒子を弁別する方式で水チェレンコフ検出器を用いることとした。

2.6.3 チェレンコフ光の量と運動量の関係

輻射体に純水を用いた場合のチェレンコフ光の光子数と運動量の関係を図 2.13 に示す。縦軸は単位長さあたりに発生する光子数であり、波長 200 nm \sim 650 nm の波長をもつ光子を足し合わせた値である。散乱粒子の運動量帯域 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の領域について点線で囲った。図から分かるように散乱粒子の運動量帯域では陽子、 K^+ 中間子の両方がチェレンコフ光を発生する。したがって、より多くのチェレンコフ光を発生、集光して、 K^+ 中間子と陽子を分けやすくする必要があるのである。

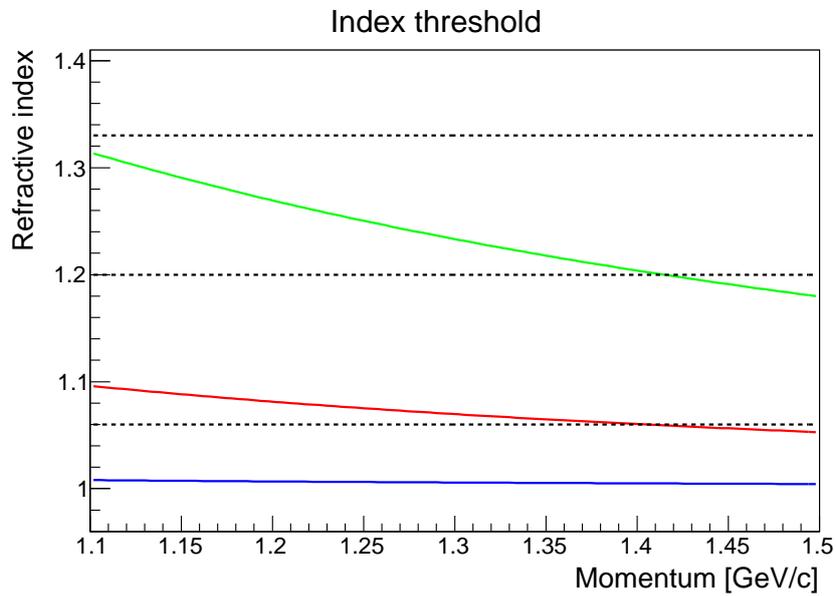


図 2.12: 運動量に対する屈折率の閾値。青が π 、赤が K 、緑が p を表す。点線は下から $n = 1.06, 1.2, 1.33$ である。それぞれの粒子について、曲線が点線を下回っているところでは、その屈折率の物質を通過する際にチェレンコフ光が発生する。

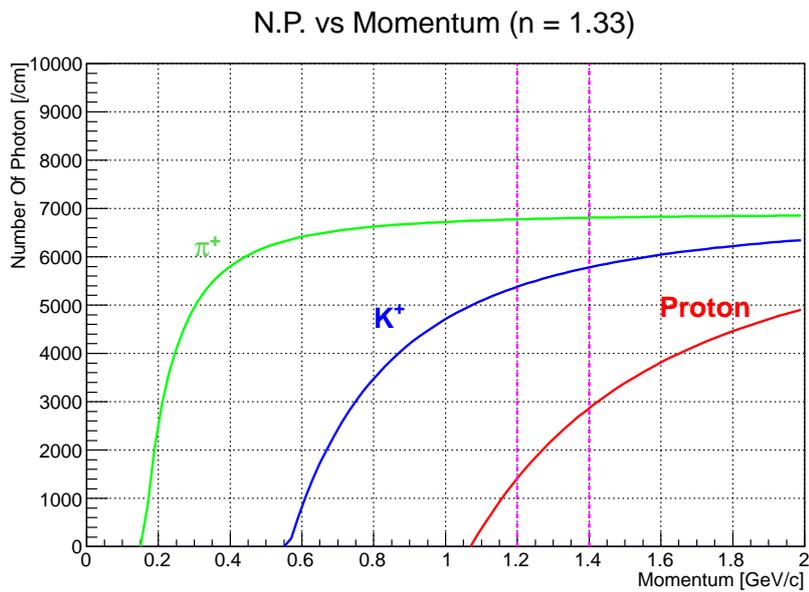


図 2.13: チェレンコフ光の光子数と運動量の関係。縦軸は単位長さあたりに発せられる光子数であり 200 nm ~ 650 nm の波長をもつ光子を足し合わせた数である。

2.6.4 バックグラウンドとトリガーレート

水チェレンコフ検出器は S-2S スペクトロメータ下流に設置される、 K^- 中間子、陽子弁別検出器である。散乱 K^+ 中間子と陽子の識別をトリガー段階で行うことを目的とする。目標とされるトリガーレートは データ取得効率 80% 以上を保つために、1000 /spill 以下となる。

バックグラウンドの見積り

トリガーバックグラウンドとなる散乱陽子の数は、過去に $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いて行われた BNL-E885 実験の結果から見積もった。図 2.14 に BNL-E885 のセットアップを示す。この実験の結果 [28] から、E05 実験において散乱陽子の数を見積もるために必要な情報を表 2.4 にまとめた。主にバックグラウンドとなる粒子は、 π^+, p である。バックグラウンドとなる散乱陽子は、主に次の反応から生じる陽子である。

- 準弾性散乱 : $K^- + p \rightarrow K^- + p$
- 非弾性散乱 : $K^- + p \rightarrow K^- + p + \pi^0$

準弾性散乱の場合の方が断面積が大きいのが、散乱陽子の運動量が S-2S の運動量帯域よりも大きくなるため、非弾性散乱陽子が主なトリガーバックグラウンドとなる。

表 2.4 に示したトリガーレートは、散乱粒子 K^+, π^+, p を全て含む値である。1 spill で生成される Ξ^- 生成からの K^+ は、ビーム強度を 1.0×10^6 /spill とすると

$$\begin{aligned} \text{Yield}(K^+) &= N_{\text{beam}} \times N_{\text{target}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega \\ &= 1.0 \times 10^6 /\text{spill} \times \{3 \times 6.02 \times 10^{-7} /12\} [\mu\text{b}] \times 100 [\mu\text{b}/\text{sr}] \times 0.06 [\text{sr}] \\ &\sim 0.3 [/spill] \end{aligned} \tag{2.2}$$

である。断面積は ^{12}C 標的における Ξ^- の生成断面積の値 $\sim 100 \mu\text{b}$ [29] を用いた。この見積りから Ξ^- の生成量は非常に少ないことがわかる。

E05 実験では標的厚さは $3 \text{ g}/\text{cm}^2$ である。また、BNL-E885 における標的は厚さ 5cm、密度 $3.3 \text{ g}/\text{cm}^3$ であったので標的厚さはおよそ $15 \text{ g}/\text{cm}^2$ である。したがって、予想される散乱粒子の数は、

$$\text{rate}_{\text{scatt}} [/spill] = 3800 \times \frac{3}{15} = 760 [/spill] \tag{2.3}$$

程度であると考えられる。同じ実験の結果から、散乱 π^+, p の比はおよそ 1 であることを用いると、陽子のレートは、

$$\text{rate}_{\text{proton}} [/spill] \sim 400 [/spill] \tag{2.4}$$

と見積もることができる。我々はこの結果から多めに見積もって陽子のレートは 1000 程度であると見積もった。

要求されるトリガーレートは 1000/spill であり、散乱 π^+ はエアロジェル検出器を用いて 99.9% の効率で除去されるとすると、水チェレンコフ検出器の陽子除去効率が 90% 以上であれば、散乱粒子のレートは 1 spill あたり p が 100、 π^+ が 10、 K^+ が 0.3 となり、十分要求されるトリガーレートを満たす。

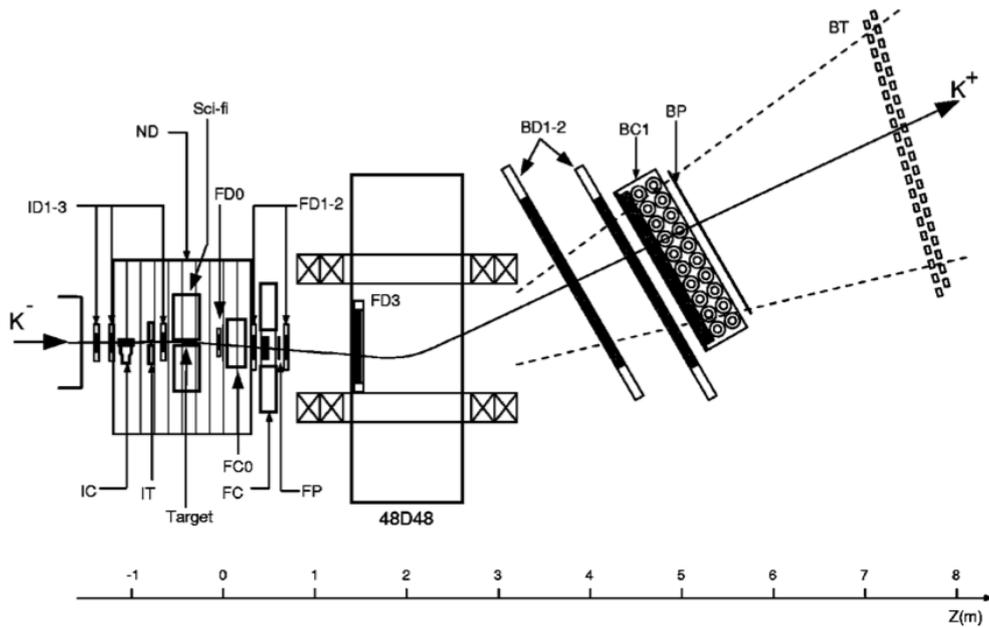


図 2.14: E885 実験のセットアップ [11]。ID1-3 がドリフトチェンバーで K^- の位置と運動量を決定する。ドリフトチェンバー FD0-3 と BD1-2 は K^+ の飛跡を決定する。シンチレータ IT と BT は K^+ の飛行時間差を測定する。エアロジェルチェレンコフ検出器 IC と FC はバックグラウンドとなる陽子を抑制する。FC0 は陽子を抑制するためのエアロジェルチェレンコフ検出器。

表 2.4: BNL-E885 の結果。トリガーレートは標的前後に設置されたホドスコープのコインシデンスをトリガーとしたものであり粒子識別検出器によるバイアスがかかっていないものである。

反応	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$
ビーム運動量	1.8 GeV/c
ビーム強度	1.0×10^6 /spill
標的	ダイヤモンド $1^H \times 8^W \times 5^T$ [cm]
密度	3.3 g/cm ³
アクセプタンス	~ 60 msr
散乱粒子運動量帯域	1.4 GeV/c
トリガーレート	3800 /spill

2.6.5 要求性能のまとめ

ここまで述べてきた水チェレンコフ検出器に対する要求性能をまとめる。

- 覆うべき面積は、横 1.2 m、縦 0.55 m である。
- 測定したい散乱粒子の運動量は $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ である。その範囲の散乱粒子に対して K^+ 中間子の検出効率 99.9% を達成しながら陽子除去効率 90% 以上を達成したい。
- K^- ビーム強度が $1.0 \times 10^6 / \text{spill}$ 、標的厚さ $3 \text{ g}/\text{cm}^2$ のとき陽子除去効率 90% を達成しなければならない。その結果として、トリガーレートを $1000/\text{spill}$ 以下にする。

第3章 水チェレンコフ検出器の開発

2.6節で述べた内容をもとに、水チェレンコフ検出器の試作機を製作することとした。本節では最初に水チェレンコフ検出器に要求される光電子数を見積もった。次に、水チェレンコフ検出器の反射材、容器の材質、大きさについて述べた後、試作機を設計するにあたって行ったシミュレーションについて述べる。水チェレンコフ検出器試作機の仕様を述べ、性能評価を行うために測定すべき量を述べる。

3.1 チェレンコフ検出器の一般的な原理

チェレンコフ光は荷電粒子が物質中での光速 c/n を超えた速度で移動するときに発生する。このときの条件は、

$$\beta n(\lambda) > 1 \quad (3.1)$$

となる。ここで n は物質の屈折率、 λ は光の波長である。

チェレンコフ光は図 3.1 に示す様に円錐状に放射される。放射角 θ_c は次の様に与えられる。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (3.2)$$

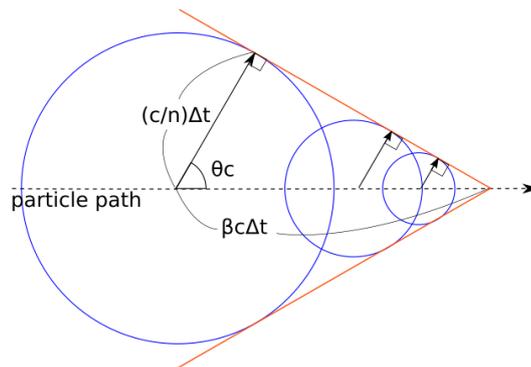


図 3.1: チェレンコフ放射 [30]

単位長さ、波長あたり発生する光子の数 (N_{photon}) は、

$$\frac{d^2 N_{photon}}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (3.3)$$

で与えられる。ここで z は荷電粒子の電荷、 α は微細構造定数である。

よって、検出される光子の数は検出可能な波長 λ_1 から λ_2 まで積分した値、

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{dx} = 2\pi z^2 \alpha \sin^2 \theta_C \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.4)$$

となる。

より現実的には、検出器の集光効率 $\epsilon_{\text{col}}(\lambda)$ 、PMT の量子効率 $\epsilon_{\text{det}}(\lambda)$ をかけた、

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{dx} = 2\pi z^2 \alpha \sin^2 \theta_C \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \epsilon_{\text{col}}(\lambda) \epsilon_{\text{det}}(\lambda) \quad (3.5)$$

となる。

陽子除去効率を高めるためには、検出される光子数を増やさなければならない。 K 中間子を通る輻射体の長さ x 、検出器の集光効率 $\epsilon_{\text{col}}(\lambda)$ 、PMT の量子効率 $\epsilon_{\text{det}}(\lambda)$ を要求性能を満たす様に決める必要がある。

3.2 東北大学ストレンジネス核物理グループによる先行研究

水チェレンコフ検出器を製作するにあたって東北大学、ストレンジネス核物理グループが行った水チェレンコフ検出器の製作を参考にした [31]~[34]。中心運動量 1.2 GeV/c の K^+ , p をトリガー段階で弁別する目的で開発されたものであり、我々の開発目的と近いためである。東北大学で開発された水チェレンコフ検出器の主な仕様を表 3.1 にまとめる。全体を 12 個のセグメントに分けており、ひとつのセグメントの大きさは高さ 37cm、幅、奥行きは 15 cm、8 cm である。特に高さは我々に必要なものの半分程度である。

表 3.1: 東北大学が開発した水チェレンコフ検出器の主な仕様。

セグメント番号	1-6(低運動量側)	7-12(高運動量側)
外形	37.6 ^H × 15.6 ^W × 8.5 ^T [cm]	
内形	34.6 ^H × 15.2 ^W × 7.8 ^T [cm]	
容器 (外面)	白色アクリル ¹	
反射材 (内面)	白色アクリル ¹	テフロンシート ²
PMT 光電面接着部分	UVT アクリル ³	石英ガラス
PMT	HAMAMATSU:H7195	HAMAMATSU:H7195UV
Cherenkov 輻射体	純水 (n= 1.33、比抵抗 ~ 18.2 [MΩcm])	
遮光材	エツミブラックカーテン	

¹ 三菱レイヨン アクリルスノーホワイト #402

² チューコーフローフッ素樹脂製品 シールテープ

³ 三菱レイヨン アクリル #000

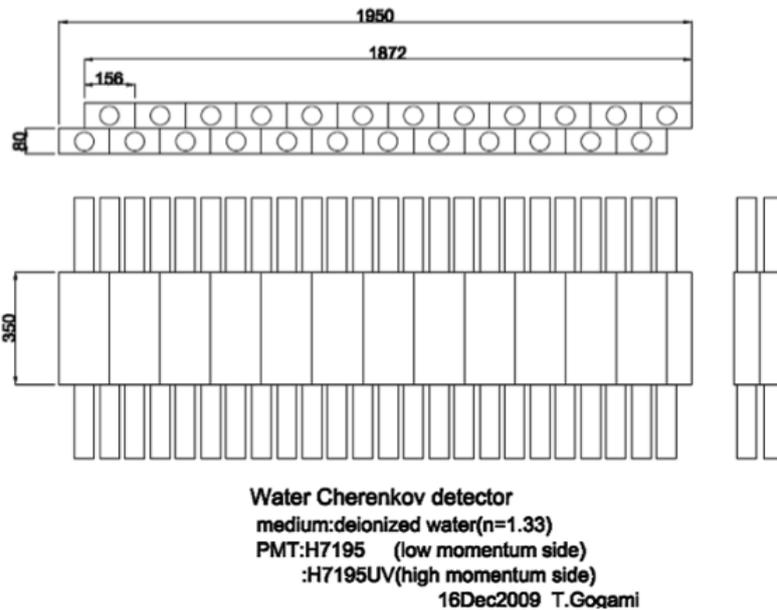


図 3.2: 東北大学が開発した水チェレンコフ検出器の概略。陽子除去効率をあげるために半セルずつずらして 2 層設置している。

水チェレンコフ検出器の開発指針

東北大学の先行研究を参考に水チェレンコフ検出器を開発した。開発する際に重要となる点は以下の通りである。

- 反射材
 先行研究では乱反射型の白い反射材 (シールテープ) を使用することで光電子数を飛躍的に増加させることに成功している。
- 光電子増倍管
 短波長領域まで量子効率の高い UV ガラス仕様の光電子増倍管を使用する必要がある。また、光電子増倍管の口径は集光効率を高める上で重要であり、口径の大きなものを用いることで陽子抑制能力の向上が期待できる。
- 光電面接着部分
 短波長領域で透過率の高い、UVT アクリルもしくは石英ガラスを使用する必要がある。

我々が製作した水チェレンコフ検出器は東北大学の先行研究にならい、アクリルの容器の内部に乱反射材を取り付け、上下に直径 2 inch の光電子増倍管を設置する構成にした。光電子増倍管の口径を 2 inch としたのは S-2S の二重極電磁石からの漏れ磁場の影響を懸念したためである。

3.2.1 先行研究との相違点

東北大学が開発した水チェレンコフ検出器は有感領域の高さが 34.6 cm で、我々が開発を行う水チェレンコフ検出器は高さが 55 cm であり、東北大学のものの 1.6 倍近くある。したがって、チェレンコフ光が光電子増倍管に到達するまでの経路が長くなり、光が大きく減衰するため集光効率が低下する。また、東北大学の水チェレンコフ検出器は弁別する粒子が 1.2 GeV/c 付近である。一方我々は運動量 1.4 GeV/c までの散乱粒子を弁別したい。図 2.13 に示したように高運動量領域では陽子と K^+ 中間子によって発生するチェレンコフ光の光量差が小さくなり、弁別が困難になる。

そこで、本開発では、より多くのチェレンコフ光を発生させるために検出器の輻射体の厚みを大きくした。

3.3 水チェレンコフ検出器のセグメント化

水チェレンコフ検出器は大きなアクセプタンス 横 1.2 m × 縦 0.55 m を覆わなければならない。水チェレンコフ検出器をセグメントに分割することによって、光電子増倍管接着面の検出有効面積の割合が大きくなるので検出される光電子数を増加させることができる。また、水平方向に運動量が 1.2 GeV/c ~ 1.4 GeV/c に変化するので、ある運動量幅で検出器をセグメントとしてわけることによって弁別能力を高めることができる。

また、セグメントを東北大学の先行研究(図 3.2)にあるようにセグメントをずらして 2 層設置することにより不感領域をなくすことができる。

このようにセグメントの形状は水チェレンコフ検出器の性能を決定する上で重要な要素であり、試作機製作の際には要求性能を満たす 1 セグメントの形状を決定する必要がある。

3.4 要求される平均光電子数

要求される光電子数を見積もるため、ある運動量を仮定したときの K^+ 中間子と陽子によって発生するチェレンコフ光による光電子数分布を計算した。これには、検出される光電子数がポアソン分布に従うことと同じ運動量の陽子と K^+ 中間子による平均光電子数分布の比が式 3.5 から式 3.6 のように計算できることを用いた。運動量とそのときの K^+ 中間子による光電子数を決定すれば K^+ 中間子と陽子の光電子数分布がわかることになる。

$$\frac{N_{kaon}}{N_{proton}} = \frac{1 - \frac{1}{\beta_{kaon}^2 n^2}}{1 - \frac{1}{\beta_{proton}^2 n^2}} \quad (3.6)$$

図 3.3 に運動量 1.3 GeV/c のときに K^+ 中間子によって発生する平均光電子数 $N_{kaon} = 50$ とした場合の光電子数分布予想を示す。各ヒストグラムの粒子の運動量の広がり は 50 MeV/c とした。赤いヒストグラムが陽子、青いヒストグラムが K^+ 中間子に対応する。運動量を 1.2 GeV/c ~ 1.4 GeV/c まで 0.5 GeV/c 刻みで表示させたものである。1.2 GeV/c では陽子除去率が 99.9 % になっているが、運動量が上がるにつれて陽子除去効率が低下することがわかる。陽子除去効率を全ての運動量で平均すると 94.7 % である。

図 3.3 に示した計算結果をもとに、運動量 1.2 GeV/c ~ 1.4 GeV/c のそれぞれの陽子除去効率を足し合わせ 5 で割った値、平均陽子除去効率を求めた。図 3.4 に平均陽子除去効率と 1.3 GeV/c

の K^+ 中間子が発生する平均光電子数の関係を示す。1.3 GeV/c の K^+ 中間子が発生する平均光電子数が増加するにつれて平均陽子除去効率も増加している。平均光電子数 45 個を超える場合は平均陽子除去効率が 90 % を超えていることがわかる。水チェレンコフ検出器に要求する平均光電子数は、陽子除去効率に余裕を持たせ、50 個とした。

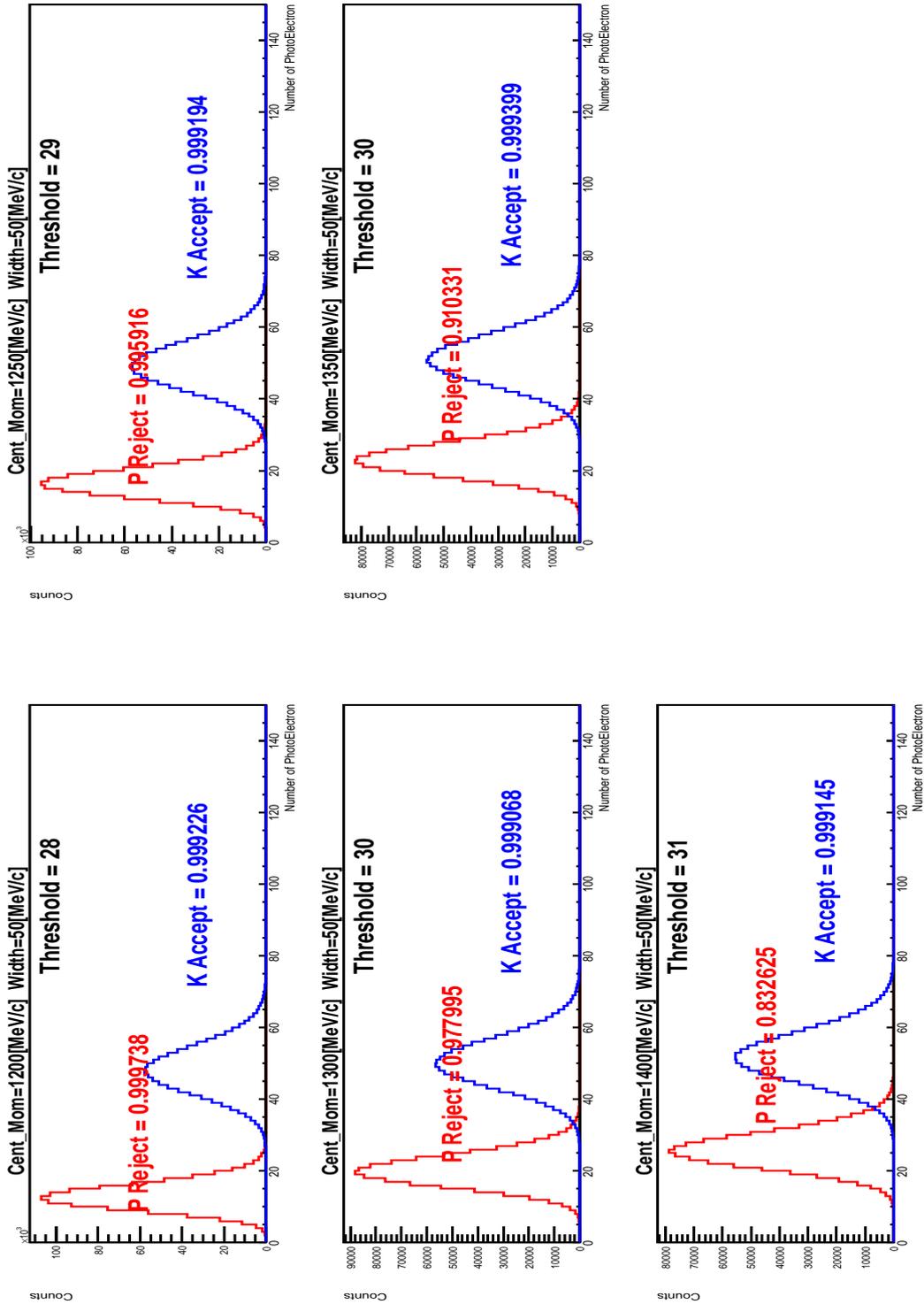


図 3.3: 光電子数分布と陽子除去率。横軸は光電子数である。赤いヒストグラムが陽子、青いヒストグラムが K^+ 中間子に対応する。1.3 GeV/c K^+ 中間子が通過したときに検出される平均光電子数を 50 としている。また、粒子の運動量広がりをも 50 MeV/c とした。

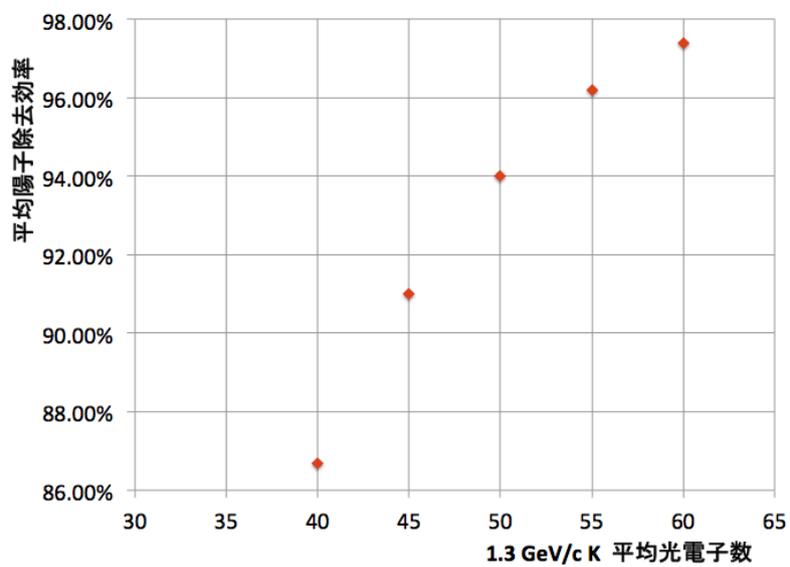


図 3.4: 陽子除去効率と 1.3 GeV/c の K^+ 中間子が発生する平均光電子数の関係。平均陽子除去効率は図 3.3 に示した計算結果をもとに、1.2 GeV/c ~ 1.4 GeV/c の陽子除去効率を平均した値。1.3 GeV/c の K^+ 中間子が発生する平均光電子数が増加するにつれて平均陽子除去効率も増加している。平均光電子数 45 個を超える場合は平均陽子除去効率が 90 % を超えていることがわかる。

3.5 水チェレンコフ検出器試作機の構成

ここでは、水チェレンコフ検出器の試作機を製作する際に用いた各構成要素の考慮すべき点、特徴について述べる。まず最初に、光電子増倍管、光電子増倍管の接着窓について述べる。次に、反射方法についての議論を行う。そして、水チェレンコフ検出器の容器の材質について述べた後、波長変換剤について述べる。

3.5.1 光電子増倍管の量子効率と設置窓の透過率

光電子増倍管の量子効率の波長依存性 [35] を図 3.5 に示す。量子効率とは、光電面から放出される光電子数を入射する光子数で割った値である。チェレンコフ光は式 3.3 のように紫外領域に多くの光を発生させるので、短波長領域での量子効率が高い光電子増倍管が本開発に適したものとなる。

図中の 400U が本開発で用いた光電子増倍管である。入射窓に UV 透過ガラス、光電面にバイアルカリを使用している。有感波長領域は 185 ~ 650 nm である。広い有感波長領域を持つ。

光電子増倍管と水チェレンコフ検出器との接着窓には UVT アクリル (三菱レイヨン #000) を用いた。UVT アクリルの透過率を図 3.6 に示す [36]。この他に、更に 160 nm まで透過率の高い石英ガラスがあるが、接着窓を取り付けるための構造が複雑になり、光電子増倍管の量子効率はその波長領域では 5 % 以下になるため使用しなかった。

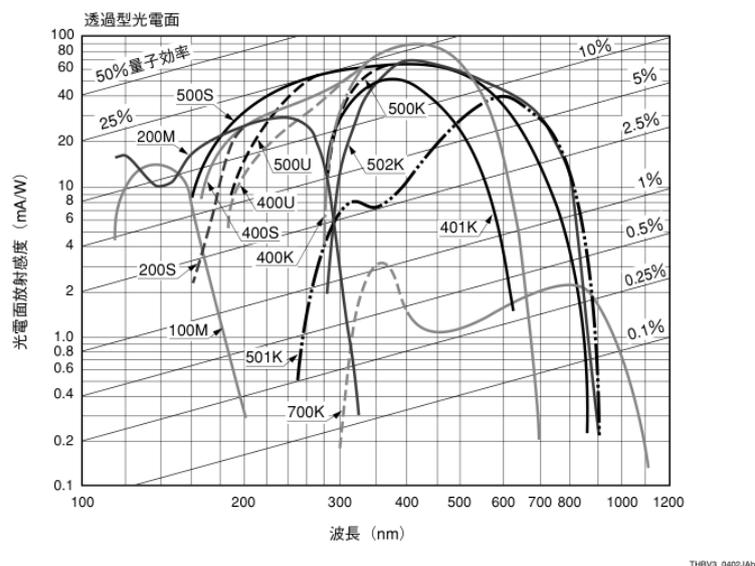


図 3.5: 光電子増倍管の量子効率 [35]。400U が光電面にバイアルカリ、入射窓に UV 透過ガラスを用いたもの。本開発で使用した種類の光電子増倍管である。

3.5.2 純水

水チェレンコフ検出器では輻射体として超高純度の純水を用いる。水の純度は比抵抗で表され、~ 18.2 [MΩcm] の値を持つものを使用した。本開発では古川薬品工業株式会社の KYK 高純度精

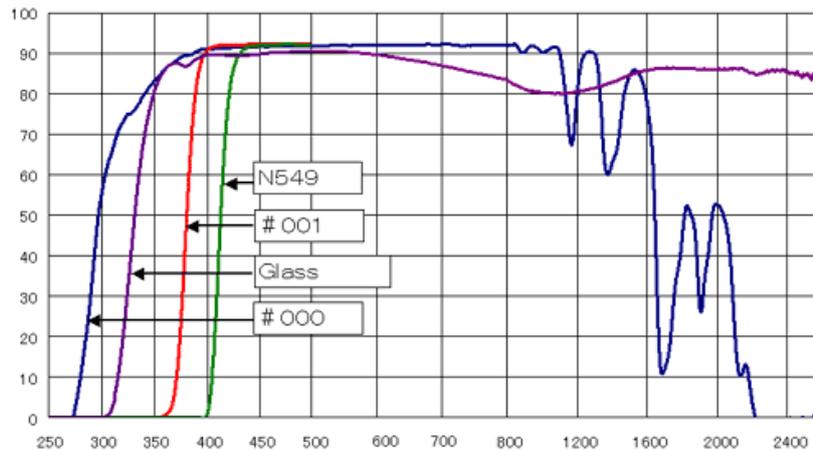


図 3.6: UVT アクリル (#000) の透過率。光電子増倍管の量子効率が高い 300 nm ~ 650 nm において高い透過率をもつ。

製水という製品を用いた。

3.5.3 反射方法

チェレンコフ検出器のチェレンコフ光反射方法は一般に鏡面反射型、乱反射型が考えられる。

鏡面反射型の場合は反射鏡の幾何学的な形を工夫することによって、光電子増倍管の受光面に直接チェレンコフ光を集めることができる。したがって、チェレンコフ光の反射回数に減らすことができ効率的に集光できるという特徴がある。一般的には閾値型エアロジェルチェレンコフ検出器などにこの手法が用いられている。しかし、今回開発を行った水チェレンコフ検出器の場合、弁別すべき陽子と K^+ 中間子の両方がチェレンコフ光を発生させるために集光効率 $\epsilon_{col}(\lambda)$ に位置依存性が発生するのは好ましくない。よって、水チェレンコフ検出器では鏡面反射型の反射材を採用しなかった。

一方、乱反射型の反射材はチェレンコフ光を全方向にランダムに反射させる白い反射材である。この場合、ランダムに光が反射するので集光されるまでの反射回数が増え、集光効率が下がる。一方で、検出器内で一様に反射させるため、集光効率 $\epsilon_{col}(\lambda)$ の荷電粒子入射位置依存性が小さくなる。陽子と K^+ 中間子の両方がチェレンコフ光を発生し、検出される光電子数によって弁別する本開発の用途では荷電粒子入射位置依存性が小さくなる乱反射型の方が適している。したがって、本開発では乱反射型の反射材を採用した。

3.5.4 容器の材質

水チェレンコフ検出器では輻射体として純水を用いるため、容器、反射材などが水と反応し純水の化学的特性を変化させることがあってはならない。水チェレンコフ検出器の容器の材質として、純水と化学反応をしないアルミ、ステンレス、アクリルが考えられる。

アルミ、ステンレスは材質の強度が高く容器の材質を薄くできる。しかし容器を製作する際に封じりにしなければならぬため、反射材の変更が難しい。また、光電子増倍管と水チェレンコフ検出器の接着窓の取り付けが複雑になる。試作機の製作の際には、水チェレンコフ検出器の 1 セ

グメントの大きさ、適切な反射材の選定を行うことを目的としているので、容器に用いる材質の厚みは考慮しなくてよい。したがって、容器製作が容易で、光電子増倍管との接着窓の接着が容易なアクリルを使用した。そして、接着剤を用いると水に溶け出して輻射体の化学的特性を変化させることを懸念し、アクリルの接着は接着剤を用いない重合接着で行った。

3.5.5 波長変換剤

本開発では水チェレンコフ検出器の輻射体には波長変換剤 (Amino-g salt) 用いた場合の光量変化を調べた。

Amino-g salt (製品名: Monopotassium 7-Amino-1,3-naphthalenedisulfonate Hydrate) は 248.0、308.0、355.0 nm に光吸収長ピークを持ち、最大蛍光波長 455.0 nm の物質である [38]。チェレンコフ光の光子数は $1/\lambda^2$ に比例して減少するため、短波長領域での光子数が多い。しかし、短波長領域では光電子増倍管の量子効率が低下し、水の透過率も下がるため集光効率、検出効率がともに低下する。Amino-g salt を使用することで、短波長領域の光を光電子増倍管の量子効率が高い領域 ~ 450 nm に変換することができる。結果、検出される光電子数を飛躍的に向上させることができる。しかし、Amino-g salt は放射線ダメージによって光量が低下することが確認されている [32]。

3.6 Geant4 を用いた試作機的设计

ここでは、ひとつのセグメントの大きさ、特に厚みを決定するための Geant4[37] によるシミュレーションについて述べる。シミュレーションでは、水の透過率、屈折率の波長依存性を考慮した。光電子増倍管の接着面を厚さ 5mm の UVT アクリルとして透過率の波長依存性をパラメータとして与えた。また、光電子増倍管は 400U の量子効率を用いた。反射は乱反射とし、その反射率は東北大学が行った水チェレンコフ検出器の性能評価の平均光電子数を再現するよう設定した。

まず、高さは散乱粒子分布を覆うために 60 cm とした。図 3.7 に水チェレンコフ検出器のセグメントの横幅、奥行きと光電子数の関係を示す。1.3 GeV/c の K^+ 中間子をセグメントの中心に入射した場合に得られた光電子数を示している。セグメントの横幅を狭くすると光電子増倍管接着面の検出有効面積の割合が大きくなり、光電子数が増加することが図から見て取れる。セグメントの奥行きを 10、15、20 cm とした結果をそれぞれ青、赤、緑の点で示した。

薄い青で示した範囲内にある三点は、小さいために重合接着で製作することができない。そのことを考慮し、要求されている平均光電子数 50 個を満たし、奥行きが最も小さくなるセグメントの形を選んだ。その結果、横幅 20 cm、奥行き 15 cm として、それを図中の赤丸で囲んだ。

3.7 水チェレンコフ検出器試作機の仕様

製作した水チェレンコフ検出器の主な仕様を表 3.2 にまとめる。図 3.8 は製作した水チェレンコフ検出器試作機の写真である。この 2 つの試作機で輻射体に純水と Amino-g salt 溶液を用いた場合の光電子数を比較した (後述 4 章)。

図 3.9 と図 3.10 に製作した水チェレンコフ検出器試作機の模式図を示す。緑色で示した部分は容器のふたである。反射材の変更を可能にするために容器の上面を接着せず蓋として乗せる形にした。光電子増倍管の接着窓が内側に取り付けてあるのは、光電子増倍管の受光可能な立体角を増やして、より効率的に集光するためである。

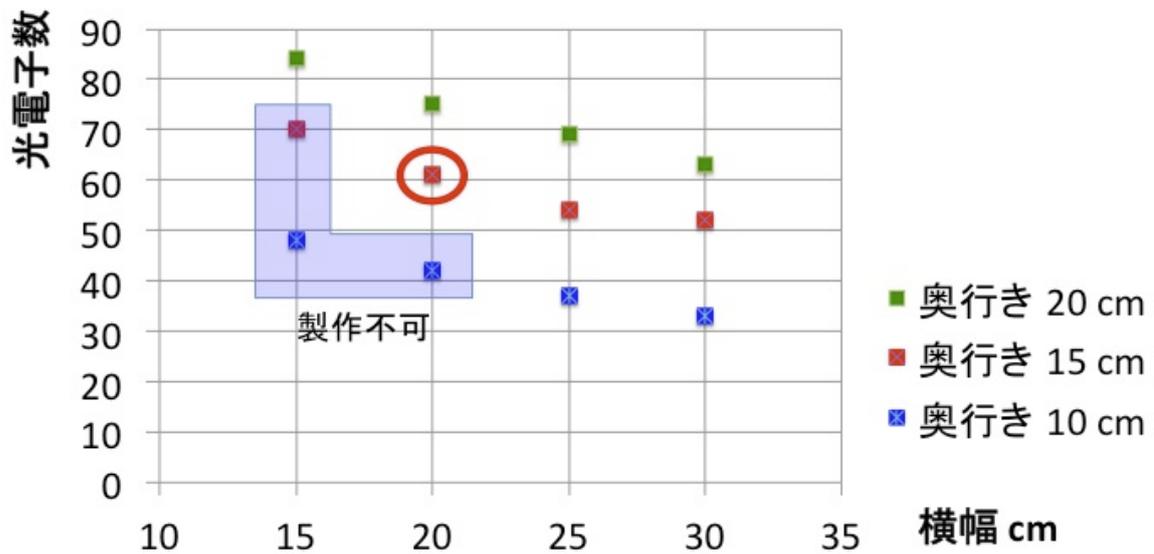


図 3.7: 水チェレンコフ検出器のセグメントの横幅、奥行きと光電子数の関係。セグメントの高さは 60 cm である。セグメントの奥行きを 10、15、20 cm とした結果をそれぞれ青、赤、緑の点で示した。薄い青で示した範囲内にある三点は、小さいために重合接着で製作することができない。奥行きを一定にして横幅を変化させると、横幅が狭くなるにつれて光電子数が増えることが分かる。赤い丸で示した点が今回製作した水チェレンコフ検出器の奥行き、横幅である。

容器の上下に光電子増倍管を取り付け、検出される光子数を増やしている。また、信号を足し合わせることで高さ方向の入射位置依存性を小さくできると考えた。

容器の製作には接着剤を用いず、重合接着で製作した。これは、接着剤が水に溶け出して純水の純度が悪化したり、波長変換剤の特性を変化させる可能性があると考えたためである。反射材は容器内面に取り付ける様式にした。接着剤を用いることができないため側面に取り付けた非貫通のネジ穴にねじを差し込み、ねじで反射材を挟み込む様にして取り付けた。非貫通のネジ穴部分を図 3.9、図 3.10 で赤く示した。

図 3.11 に蓋の図面を示す。図の右上にあるように給水、排水口を設けた。ここから、水の排水、給水を行う。

表 3.2: 水チェレンコフ検出器の主な仕様。

外形	$62^H \times 22^W \times 17^T$ [cm]
内形	$60^H \times 20^W \times 15^T$ [cm]
容器 (外面)	アクリル ¹
光電子増倍管接着部分 : 厚さ	UVT アクリル ³ : 5^T [mm]
光電子増倍管	上下設置
Cherenkov 輻射体	純水 (n= 1.33、比抵抗 ~ 18.2 [$M\Omega\text{cm}$])

¹ 三菱レイヨン アクリル

³ 三菱レイヨン アクリル #000



図 3.8: 水チェレンコフ検出器の外観。

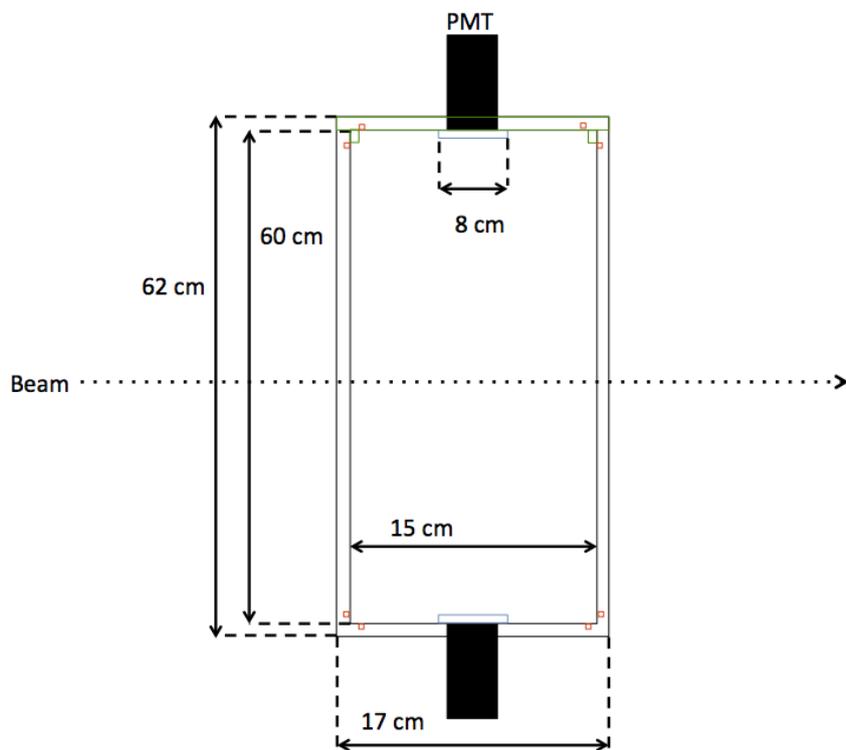


図 3.9: 水チェレンコフ検出器の模式図 (奥行き)。蓋の部分で緑色で示した。赤いところは反射材を設置するための非貫通のネジ穴である。

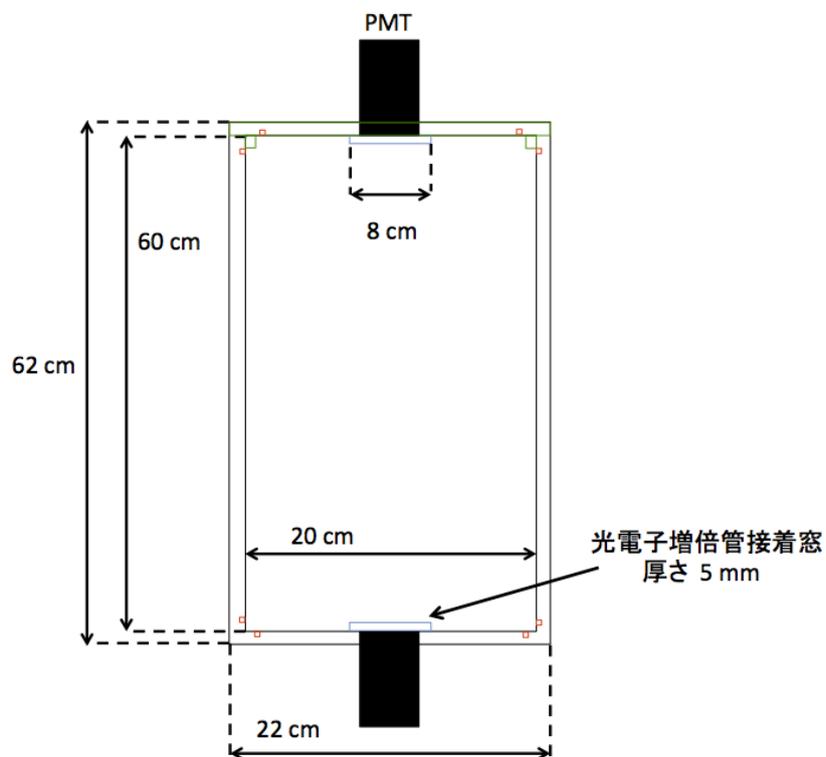


図 3.10: 水チェレンコフ検出器の模式図 (横)。蓋の部分緑色で示した。赤いところは反射材を設置するための非貫通のネジ穴である。

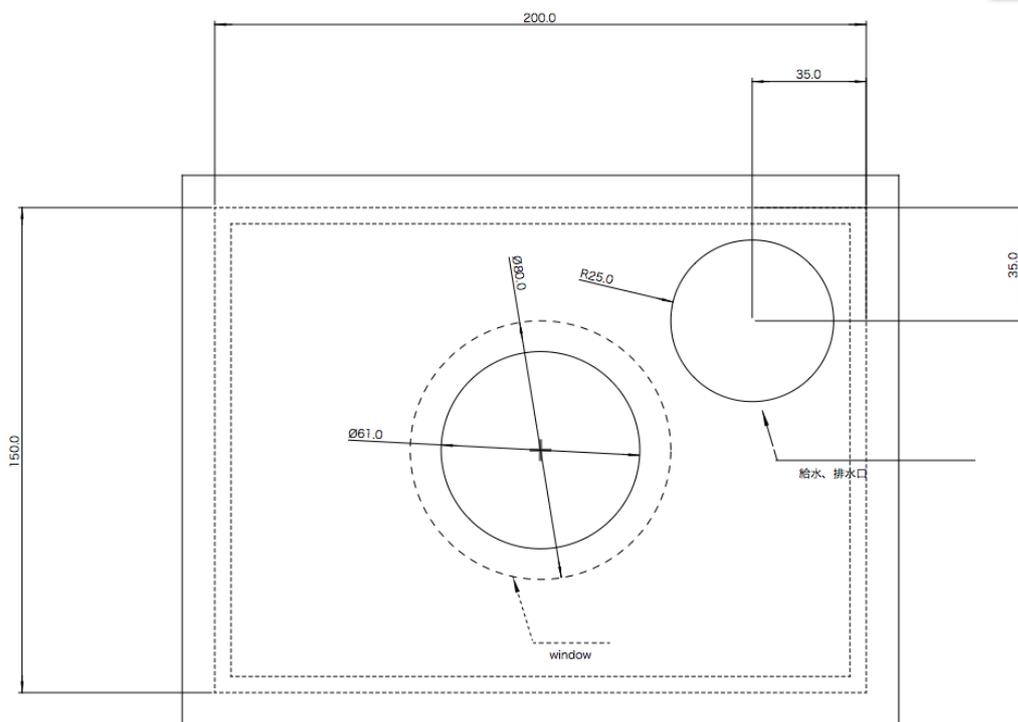


図 3.11: 水チェレンコフ検出器蓋の図面。ふたの右上に設けた穴から給水、排水を行う。

3.8 性能評価を行うために測定すべき量

製作した水チェレンコフ検出器試作機の性能を評価するために必要な情報を次に述べる。性能評価実験はここに示した量を測定する方針で行った。

- 1.3 GeV/c の陽子、 K 中間子によって得られる光電子数、ADC 分布。

水チェレンコフ検出器は中心運動量 1.3 GeV/c の陽子、 K 中間子を弁別するためのチェレンコフ検出器である。したがって、この運動量領域で得られる光電子数を測定することは検出器の性能評価をする上で最も重要である。これを測定することによって陽子、 K 中間子弁別能力がわかる。また、その他の特定の運動量をもった荷電粒子による光電子数を測定することで、その他の運動量で得られる光電子数の評価を行うことができる。

J-PARC K1.8 ビームラインでは運動量を絞ったビームを供給できるため、上で述べたような、運動量 1.3 GeV/c 付近の陽子、 K 中間子のビームを使用し光電子数を測定することができる。

- 光電子数の粒子入射位置、入射角度依存性。

水チェレンコフ検出器は E05 実験において最下流に設置される検出器である。水チェレンコフ検出器に入射される粒子は位置、角度広がりを持っている。 K 中間子、陽子の通過によって発生するチェレンコフ光の光量により粒子を弁別するため、除去効率を向上させるためには検出される光量の入射位置、角度依存性は一定であることが望ましい。

- 波高弁別機を用いた際の陽子除去効率の評価。

水チェレンコフ検出器は陽子、 K 中間子を作る信号の高さに閾値を設けて弁別を行う。しかし、光電子数は信号の電荷量に比例する量であり、光電子数が同じときでも信号の高さは同じとは限らず信号除去率にばらつきが生まれ切れが悪くなる。よってこれがどの程度か波高弁別機を用いて測定する必要がある。そうすることによって、より現実的な陽子、 K 中間子弁別能力を見積もることができる。

- 最適な反射材の選定。

水チェレンコフ検出器では弁別能力を向上させる上で陽子と K 中間子から得られる光電子数が重要である。光電子数を増加させる上で反射材は非常に重要な役割を果たす。東北大学の先行研究では反射材を変更することによって光電子数を 2 倍以上変化させることに成功している。

- 波長変換剤 (Amino-g salt) による光電子数増加量。

チェレンコフ光は短波長領域でより多くの光を発生させる。しかし、この領域では UVT アクリルの透過率が低く、光電子増倍管の量子効率も小さい。したがって、短波長領域の光をより長い波長領域、450 nm 付近に変換することで得られる光電子数を飛躍的に向上させることが期待できる。純水で得られる光電子数が少ない場合は Amino-g salt を使用して要求される弁別能力を満たす必要があるため、Amino-g salt による光電子数変化を測定する必要がある。

第4章 J-PARC K1.8 ビームラインにおけるテスト実験

本章では 2013 年 5 月に J-PARC K1.8 ビームラインで行ったテスト実験について述べる。テスト実験では 1.3 GeV/c、1.5 GeV/c の K^- 中間子ビームと反陽子ビームを用いた。

水チェレンコフ検出器試作機の陽子、 K^- 中間子弁別能力、光電子数、光電子数の荷電粒子の水平方向の入射位置、角度依存性を測定した。

4.1 目的

3.8 節に述べた、水チェレンコフ検出器の性能評価を行うために必要な量の中で、J-PARC K1.8 ビームラインで行ったテスト実験で測定できたものを次に示す。

- 運動量 1.3 GeV/c の陽子、 K^- 中間子によって得られる光電子数、ADC 分布。

J-PARC K1.8 ビームラインでテスト実験を行うことで、特定の運動量をもつ荷電粒子から得られる光電子数を測定することができる。テスト実験では運動量 1.3 GeV/c、1.5 GeV/c の運動量の K^- 中間子ビーム、反陽子ビームを用いた。よって、運動量 1.3 GeV/c のランから陽子除去効率を見積もることができた。

- 光電子数の粒子入射位置 (水平方向)、入射角度 (水平方向) 依存性。

テスト実験を行った際のビームプロファイルは垂直方向に収束し、水平方向に広がった形であった (後述 4.2.2 節)。そのため、ビームの飛跡を解析することで光電子数の水平方向の入射位置、角度依存性を測定した。

- 波長変換材 Amino-g salt による光電子数変化。

Amino-g salt を用いたとき光電子数がどの程度変化するかを確認することは実機開発を行う際に非常に有益な情報である。したがって、J-PARC でのテスト実験で純水と Amino-g salt を比較することで光電子数の変化を測定した。

4.2 実験条件

J-PARC でのテスト実験では、形状、反射材がまったく同じである 2 つの容器を製作し、輻射体として、純水のみ入れたものと、純水に波長変換剤を溶かしたものの 2 種類を用意して試験を行った。

使用したビームの種類、運動量、表 4.1 にまとめる。テスト実験のビームの運動量は 1.3、1.5 GeV/c、極性は負と設定した。ビーム粒子の種類は、静電セパレータとスリットの設定を調整して選択した。 K^- ビームには表 4.1 のような比で π^- も含まれている。通常の実験では、ビームラ

インに設置した TOF 検出器によって K^- を識別して K^- トリガーとするが、今回はより速度の大きい粒子の光電子数も測定するという目的で、あえて π^- もデータとして取得し、オフラインで粒子識別を行った。

ビームの運動量広がりにはビームライン上流のスリットによって制限されており、過去の実験から高々 3% であることが分かっている。

表 4.1: 実験条件。

Radiator	運動量	K/π 比	運動量
Pure Water, Amino-g salt	1.3 GeV/c $\pm 3\%$ K^-	$K/\pi = 4.2$	1.3 GeV/c $\pm 3\%$ 反陽子
Pure Water, Amino-g salt	1.5 GeV/c $\pm 3\%$ K^-	$K/\pi = 0.85$	1.5 GeV/c $\pm 3\%$ 反陽子
Empty	1.3, 1.5 GeV/c $\pm 3\%$ K^-	$K/\pi = 1.1$	1.3, 1.5 GeV/c $\pm 3\%$ 反陽子

実験を行った際の水チェレンコフ検出器の仕様を表 4.2 にまとめる。WC1 は WC2 に対してビーム上流側に設置した。

光電子増倍管は、検出器の上下に H7195UV と H6522 という異なる 2 種類を設置した。どちらも入射窓は UV 透過ガラスが用いられており、増倍管も同じで量子効率も等しいが、回路部分が異なっており、H7195UV は高レート耐性にすぐれ、H6522 は増幅率の線形性にすぐれている。

輻射体は純水、Amino-g salt 30 mg/l 溶液を使用した。Amino-g salt の濃度は東北大学の先行研究を参考にして決定した。

反射材は Tyvek 1060B を使用した。この素材もチェレンコフ検出器の反射材として用いられることがあり、テフロンシートに比べて、丈夫で扱いやすく、加工も容易である点ですぐれている。また、我々が製作したい大きさの容器に対して、入手可能なテフロンシートは小さく、製作が難しくなる。Tyvek シートは元々建材として用いられることが多く、大きい面積のものが容易に入手可能であるため、今回はこれでテストを行った。

表 4.2: J-PARC テスト実験時の水チェレンコフ検出器の仕様。

	WC1(上流)	WC2(下流)
Radiator	Pure Water	Amino-g salt 30 mg/l
PMT	H6522(上)、H7195UV(下)	H6522(上)、H7195UV(下)
Reflector	Tyvek 1060B	

4.2.1 セットアップ

テスト実験ではトリガー検出器 BH1、BH2、飛跡検出器 BC3、BC4、粒子線別検出器 BAC を用いた。ここではテスト実験で用いた検出器の仕様を述べる。

まず最初に、図 4.1 にテスト実験に用いた検出器の K1.8 ビームライン上における位置関係を示す。マススリット MS2 を通過した粒子は、下流の QQDQQ 電磁石 (Q10、Q11、D4、Q12、Q13) によって特定の運動量を持つものが選別される。図 4.2 には使用した検出器間の距離を示した。BH1~BH2 の距離はおおよそ 12 m である。図 4.3 は水チェレンコフ検出器付近の写真である。図にはビームライン上流から、BC4、WC1、WC2、BAC、BH2 が写っている。

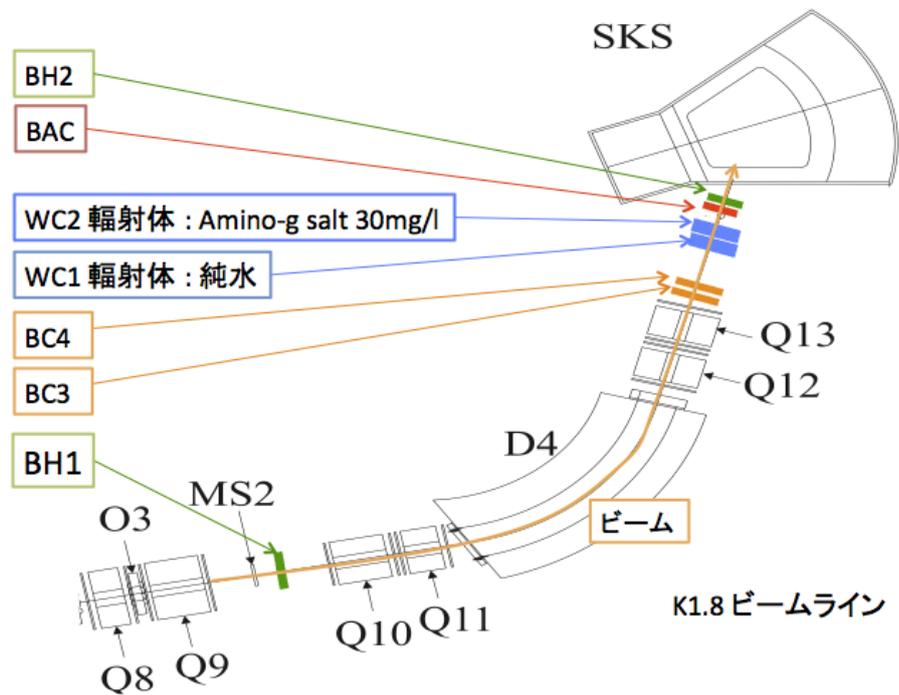


図 4.1: K1.8 ビームラインにおける検出器の位置。

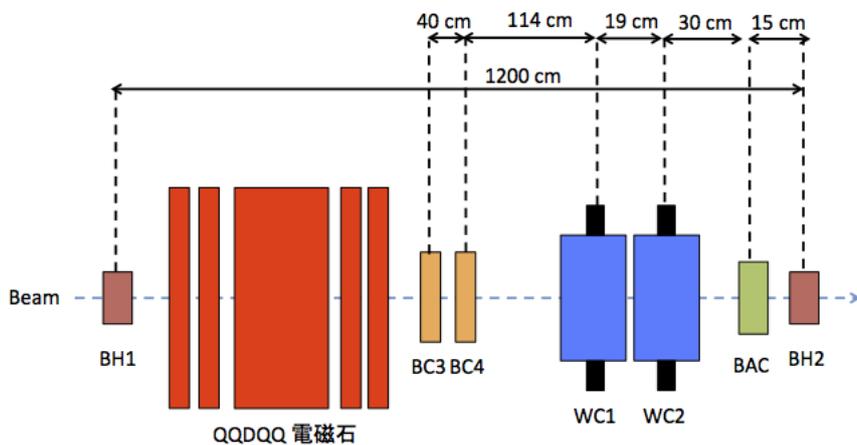


図 4.2: 実験セットアップの略図。使用した各検出器間の距離を示した。

トリガー検出器

BH1 はマススリット下流、QQDQQ 電磁石上流に設置されたプラスチックシンチレータである。有感領域は $170^W \times 66^H \times 5^T$ [mm] である。ここで W はビーム座標で X 方向の幅、H は Y 方向の高さ、T は Z 方向の厚みである。BH1 は 高レート耐性のために水平方向に 11 セグメントに

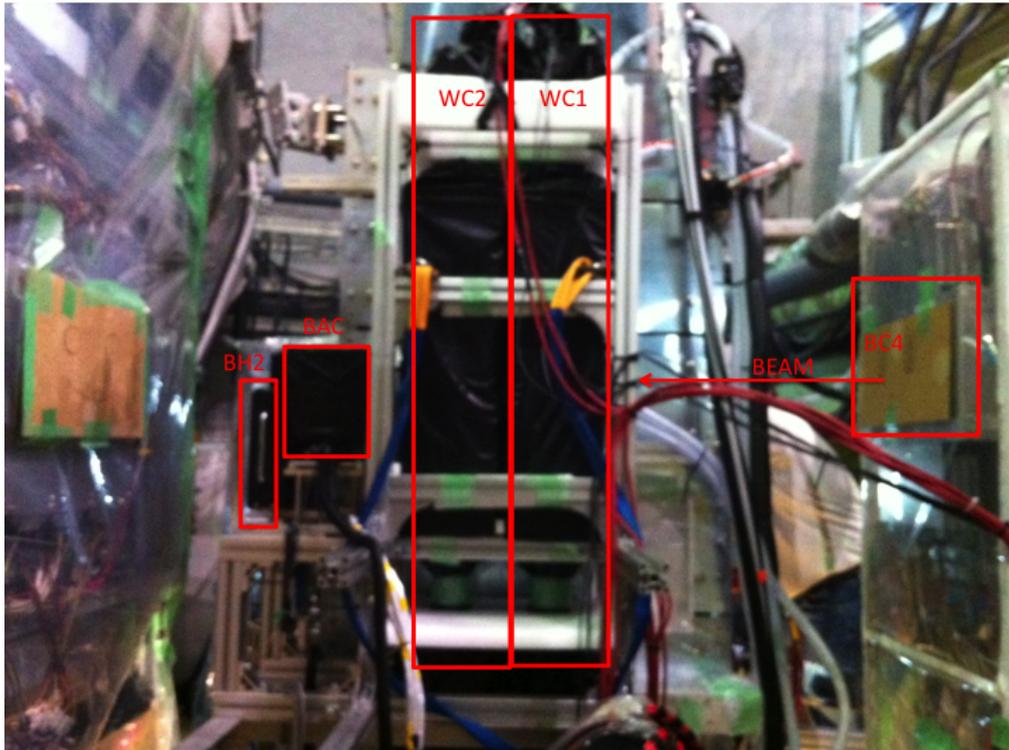


図 4.3: 水チェレンコフ検出器の配置。図に載っている検出器はビーム上流から、BC4、WC1、WC2、BAC、BH2 である。

分かれており、各セグメントの上下に光電子増倍管が設置されている。

BH2 は水チェレンコフ検出器下流に設置されたプラスチックシンチレータである。垂直方向に 5 セグメントに分かれている。有感領域は $111^W \times 50^H \times 8^T$ [mm] である。セグメントの下側に光電子増倍管が取り付けられている。水チェレンコフ検出器 2 (WC2) の約 45 cm 下流に設置した。

解析では、BH1、BH2 間の飛行時間差を用いて粒子選別を行った。BH1 から BH2 の飛行時間差の時間分解能は約 100 ps (rms) である。BH1 から BH2 の距離は約 12 m である。

飛跡検出器

BC3,4 は QQDQQ 電磁石の出口に設置されている、ワイヤー間隔が 3mm のドリフトチェンバーである。表 4.3 にドリフトチェンバー BC3、BC4 の仕様をまとめる。センスワイヤーには直径 $12.5\mu\text{m}$ の金メッキされたタングステンワイヤーを使用している。フィールドワイヤーには直径 $75\mu\text{m}$ の金メッキされたベリリウム銅が使用されている。 x, u, v の 15° ずつ傾きの違うワイヤーが張られた 3 層の面を 2 つ持っている。

粒子選別検出器

水チェレンコフ検出器 2 (WC2) の約 30 cm 下流にエアロジェルチェレンコフ検出器 BAC ($n = 1.028$) を設置した。有感領域は $200^W \times 80^H \times 24^T$ [mm] であり、ビーム進行方向に 2 セグメン

表 4.3: ドリフトチェンバー BC3、4 の仕様。

名前	有感領域 W×H (mm)	ワイヤー間隔	ワイヤー	角度 (x, u, v) (°)	典型的な分解能 (μm in r.m.s)
BC3	192×150	1.5	$xx'uu'vv'$	0, +15, -15	200
BC4	192×150	1.5	$xx'uu'vv'$	0, +15, -15	200

ト設置されている。BAC は運動量 1.3 GeV/c、1.5 GeV/c の K^- 中間子ビームの K^- と π^- 、運動量 1.3 GeV/c、1.5 GeV/c のときの反陽子の選別に用いた。

4.2.2 ビームプロファイル

一次標的 T1 で生成されたビーム粒子は、ESS1,2、MS1,2 を通ることで質量が選別される。図 2.3 で示した様に、ビームは MS2 を通過する際に縦方向に収束されている。そのビームプロファイルを保持した状態で QQDQQ 電磁石によって輸送され、二次標的付近では図 2.4 のようなビームプロファイルを持つ。

QQDQQ 電磁石下流に設置されたドリフトチェンバー、BC3、BC4 によって、ビームの位置と角度 (x, y, u, z) の情報が得られる。これからビームの飛跡を外挿することで、水チェレンコフ検出器 1 (WC1) の正面でのビームプロファイルを求めた。図 4.4 に、実験で用いたビームプロファイルを示す。上で述べた様に、垂直方向に収束した形である。

図 4.4 の中で赤い枠で囲っている範囲が水チェレンコフ検出器の有感領域である。有感領域の中心と、ビームの中心がずれているのは水チェレンコフ検出器を約 10 mm X 軸正の方向に設置したためである。

ビームが垂直方向に収束しているため、光電子数の水平方向入射位置依存性は測定することができるが、垂直方向の入射位置依存性はこの実験では測定することができない。垂直方向の光電子数入射位置依存性は後述の宇宙線実験によって測定した。

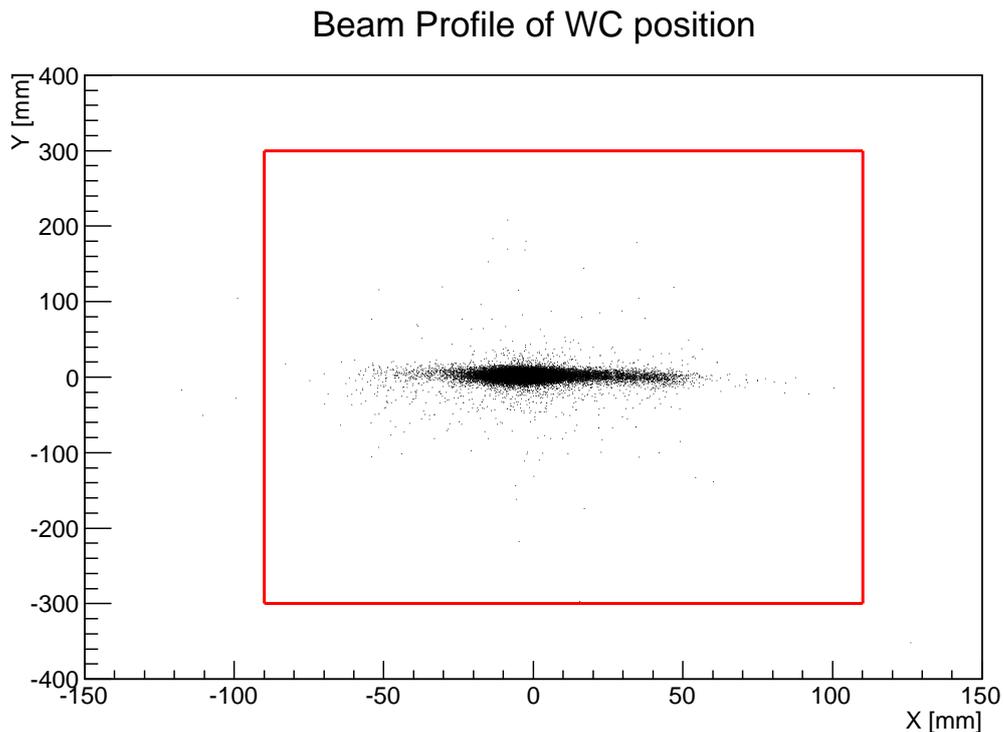


図 4.4: 実験で用いたビームの水チェレンコフ検出器位置でのプロファイル。赤い枠で囲った範囲が水チェレンコフ検出器の有感領域である。水チェレンコフ検出器の設置位置が約 10 mm X 軸正の方向にずれて設置された。

4.2.3 トリガー

実験では以下の条件のもとにトリガーを作成した。

$$\text{BEAM} = \text{BH1} \wedge \text{BH2}$$

BH1 は QQDQQ マグネット上流に設置されたシンチレーション検出器であり、BH2 は水チェレンコフ検出器下流に設置したシンチレーション検出器である。2 つのシンチレーション検出器の同時計測のみでトリガーを作っているため K1.8 ビームラインを通過する全ての粒子を測定している。

4.2.4 イベント選別

K^- 中間子ビームと反陽子ビームについて、飛行時間差による粒子選別を行った。各ビームの飛行時間差を図 4.5 に示す。左図が K^- 中間子ビームであるが、既に述べたように π^- も含まれている。2 つあるピークのうち、左が K^- 、右が π^- の信号に対応している。各ピークの中心から 3σ の範囲のイベントを選別し、左側 (赤線) の範囲を K^- 、右側 (青線) の範囲を π^- とした。

反陽子ビームには他粒子の混合は見られないが、同様の粒子選別を行った。図 4.5 の右図赤線の範囲のイベントを反陽子として扱った。

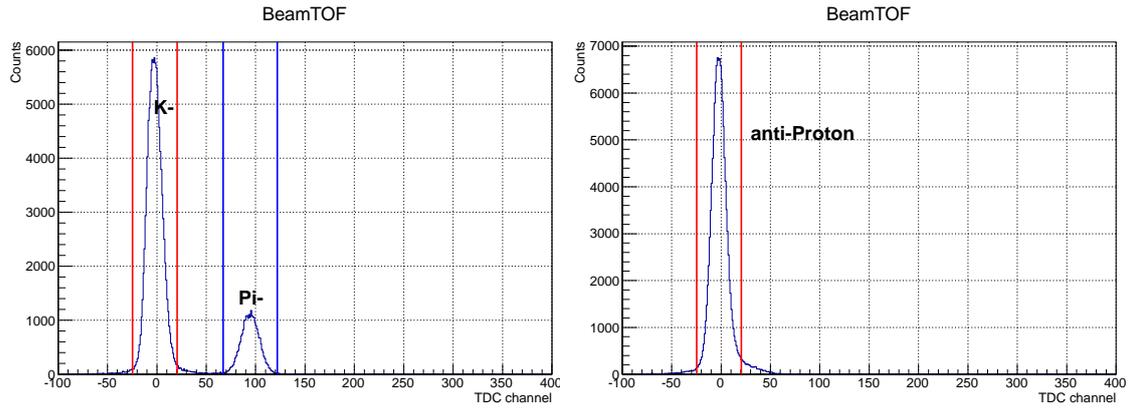


図 4.5: K^- 中間子ビーム (右図) と反陽子ビームの飛行時間差 (左図)。

K^- 中間子、 π^- 中間子、反陽子の選別は以下の条件で行った。

$$K^- = (\text{nhitBH2} = 1) \wedge (\text{ntrackBC3,4} = 1) \wedge (\text{WC1Hit}) \wedge (\text{WC2Hit}) \wedge \overline{(\text{BAC})} \wedge (\text{TOF}_K)$$

$$\pi^- = (\text{nhitBH2} = 1) \wedge (\text{ntrackBC3,4} = 1) \wedge (\text{WC1Hit}) \wedge (\text{WC2Hit}) \wedge (\text{BAC}) \wedge (\text{TOF}_\pi)$$

$$\bar{p} = (\text{nhitBH2} = 1) \wedge (\text{ntrackBC3,4} = 1) \wedge (\text{WC1Hit}) \wedge (\text{WC2Hit}) \wedge \overline{(\text{BAC})} \wedge (\text{TOF}_{\bar{p}})$$

- nhitBH2

BH2 にヒットした数。トリガー内で水チェレンコフ検出器に複数の粒子が入射したイベントを排除するために nhitBH2= 1 としている。

- ntrackBC3,4

チェンバー BC3、4 のトラック数。上記と同様の理由で ntrackBC3,4= 1 としている。

- WC1Hit, WC2Hit

チェンバーの情報から、水チェレンコフ検出器の有感領域を通過したイベントを選別している。

- BAC

π^- の場合のみチェレンコフ光が発生するため、 K^- 中間子ビームに含まれる K^- と π^- の選別に用いる。

4.3 解析

4.3.1 ADC ヒストグラム

実験で得られた、水チェレンコフ検出器の ADC ヒストグラムを図 4.6 に示す。WC1, WC2 合わせて 4 本ある光電子増倍管のそれぞれについて表示した。運動量 1.3 GeV/c の場合の、 K^+ 中間子と反陽子の場合の ADC ヒストグラムを重ねて表示した。比較のため、全イベント数が反陽子、 K^+ で同じになるように規格化してある。

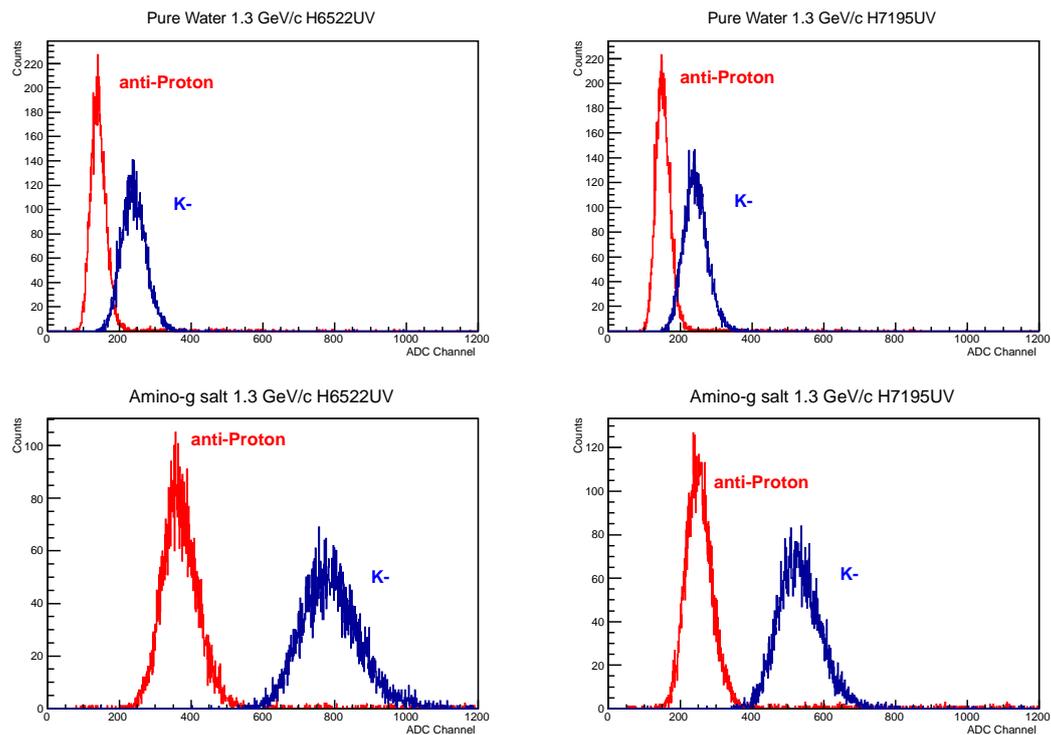


図 4.6: 運動量 1.3 GeV/c の ADC ヒストグラム。

4.3.2 光電子増倍管の暗電流

光電子増倍管は入射光を次のような段階を経て電流として出力する。

- 光電面に入射した光子が外部光電効果光電子を放出する。
- 光電子は光電面と収束電極の間の電位差で加速および収束され、増倍部 (第一ダイノード) にぶつかり二次電子を放出する。
- ダイノード間の電位差により、各ダイノード間で電子が増倍していく。

我々は、光電面から単一光電子 (Single PhotoElectron) が発生したときの情報を用いて、光電子数 (Number of PhotoElectron) を算出した。光電子増倍管の光電面は熱振動による熱電子の飛び出しが起こっており、この際の1光電子が作る電荷量 Q_{spe} を ADC で測定した。

光電子増倍管ゲイン較正

光電子増倍管の暗電流を次の式に示したように複数のガウス関数でフィットを行った。

$$f(x) = \sum_{n=0}^2 \left(\frac{a_n}{\sqrt{2\pi(\sigma_0^2 + n\sigma_1^2)}} \exp\left(-\frac{(x - (x_{pede} + nQ_{spe}))^2}{2(\sigma_0^2 + n\sigma_1^2)}\right) \right) + \theta(x - x_{pede}) a_3 \exp(-\alpha(x - x_{pede})) \quad (4.1)$$

ペDESTALピークの位置と幅はクロックトリガーで得られたペDESTALをフィットして得た値を用いた。 $a_0 \sim a_3$ 、 Q_{spe} 、 σ_1 を自由なパラメータとしてフィットを行った。

$\exp(-\alpha(x - x_{pede}))$ は信号に付随して発生するノイズである。3つのガウス関数は、ペDESTAL、光電子数 1、2 のときのピークである。

光電子増倍管の暗電流をアンプで増幅し、それを式 4.1 でフィットした結果を図 4.7 に示す。トリガーは WC1、WC2 に設置されている 4 つの光電子増倍管の OR である。図の左のピークがペDESTALで、右側を 1 光子、2 光子、のピークとしてガウス関数でフィットを行った。表 4.4 は図 4.7 から得られた Q_{spe} である。

- n : 光電子数
- x_{pede} : ペDESTALの位置
- σ_0 : ペDESTALの分散
- Q_{spe} : 単一光電子の出力値のペDESTALからの距離
- σ_1 : 単一光電子の分散
- $\theta(x - x_{pede})$: ステップ関数
- $a_0 \sim a_4$: 係数
- x : ADC チャンネル

表 4.4: 光電子増倍管ゲイン較正によって得られた Q_{spe}

	PureWater H6522	PureWater H7195UV	Amino-g salt H6522	Amino-g salt H7195UV
Q_{spe} [ch]	48.1 ± 1.87	50.6 ± 0.259	62.1 ± 0.627	41.2 ± 0.389

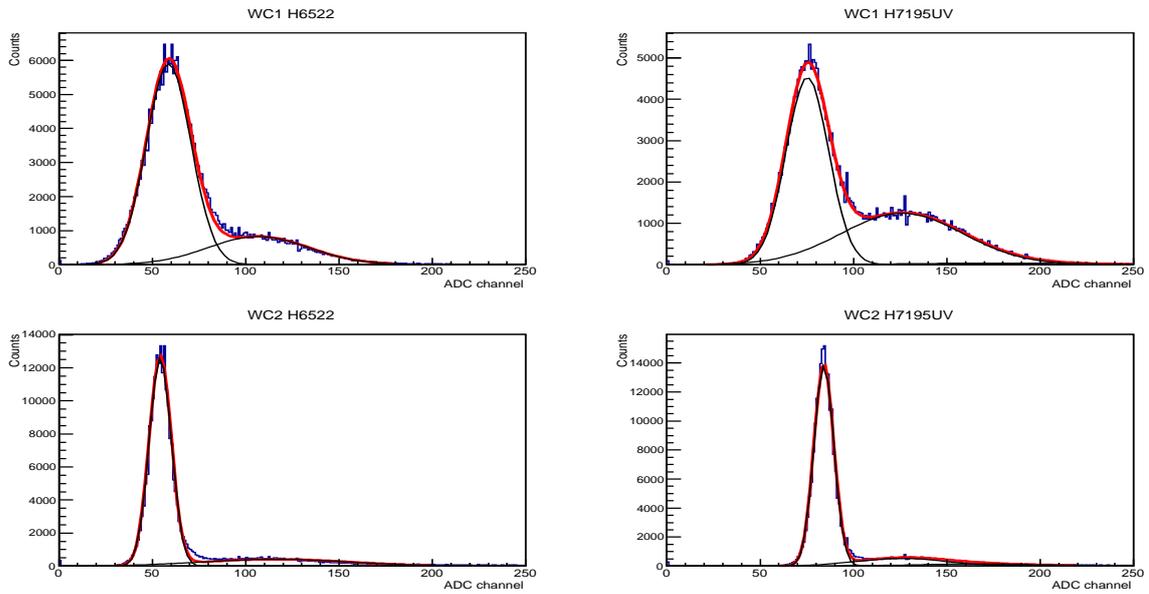


図 4.7: 光電子増倍管ゲイン較正結果。図の左のピークはペDESTALである。

アンプゲイン計算

水チェレンコフ検出器の信号は光電子増倍管からの信号を抵抗分割し、アンプで増幅されたものと、そうでないものとを同時に測定した。この二つの信号を比較することでアンプの増幅率を計算した。図 4.8 にアンプ増幅率を示す。これは、アンプで増幅された信号を増幅されていない信号で割って得られたヒストグラムである。表 4.5 にこのヒストグラムから得られたアンプの増幅率、その分散を示す。

表 4.5: アンプゲインのピーク位置と分散。

	PureWater H6522	PureWater H7195UV	Amino-g salt H6522	Amino-g salt H7195UV
$ampgain$	7.99 ± 0.0005	8.77 ± 0.0056	8.52 ± 0.0004	9.04 ± 0.0003
σ_{amp}	0.216 ± 0.0004	0.221 ± 0.0004	0.155 ± 0.0004	0.127 ± 0.0003

ピークのフィット結果

運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^- 中間子による信号のヒストグラムについてガウス関数でフィットした結果を図 4.9 に、得られた Q_{peak} 、 σ_{peak} の値を表 4.6 に示す。ヒストグラムが高い光電子数側にテールを引いている、その効果避けるためにピークフィット範囲は高さの半分程度までに行っている。高い光電子数側にテールを引く原因としてデルタ線が考えられる。

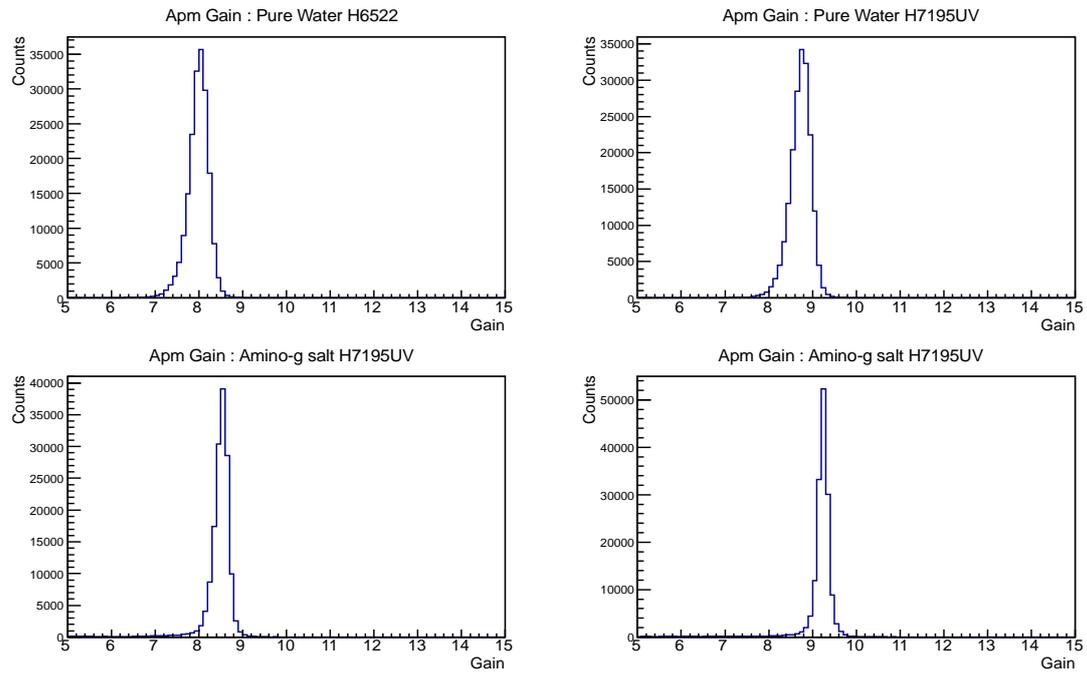


図 4.8: 各チャンネルのアンプによる増倍率。

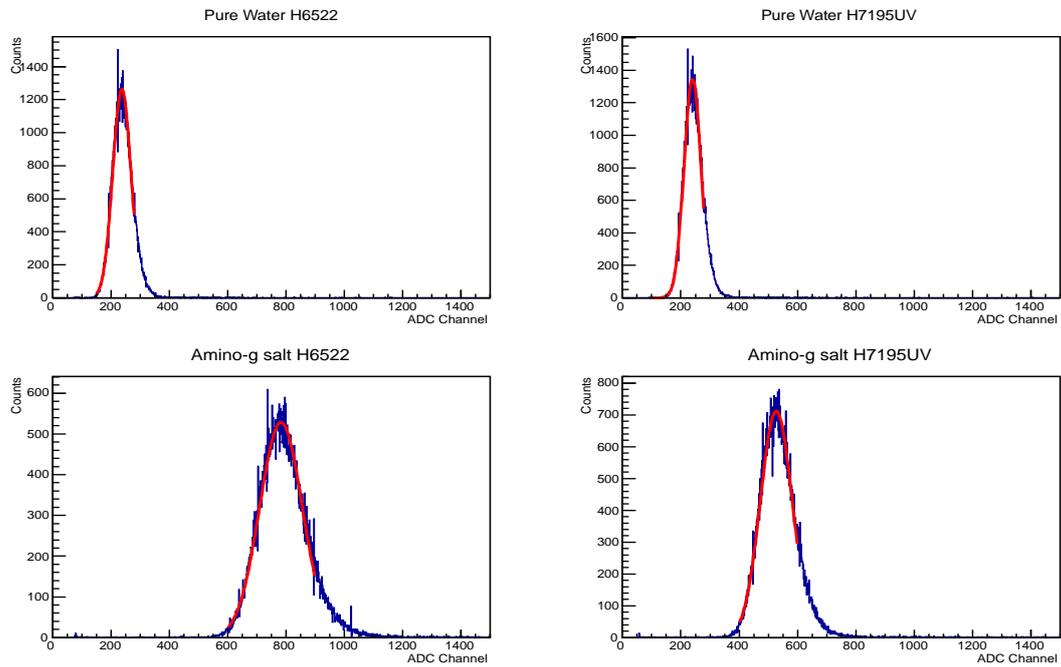


図 4.9: $1.3 \text{ GeV}/c$ K^- 中間子フィット結果。ガウス関数でフィットを行った。フィット範囲はデルタ線によるテールの効果为了避免するためにピーク高さの半分程度までになっている。

表 4.6: 1.3 GeV/c K^- 中間子フィット結果によって得られた Q_{peak} と σ_{peak}

	PureWater H6522	PureWater H7195UV	Amino-g salt H6522	Amino-g salt H7195UV
Q_{peak} [ch]	237.4 ± 0.1501	240.1 ± 0.1404	782.9±0.3125	527.1±0.2686
σ_{peak} [ch]	31.01 ± 0.1137	29.07 ± 0.0928	73.26±0.2693	54.27±0.2344

4.3.3 水チェレンコフ検出器から得られた光電子数

次の式 4.1 を用いて光電子数 (N.P.E) を算出した。

$$\text{N.P.E} = \frac{Q_{\text{peak}} - \text{pedestal}}{Q_{\text{spe}}} \times \text{ampgain} \quad (4.2)$$

pedestal はクロックトリガーで測定して得た結果を用いた。

表 4.7、表 4.8 に光電子数の結果をまとめる。 π^- については統計量が少ないので、誤差が大きくなっている。光電子増倍管の違いによる光電子数の違いはみられない。二つの光電子増倍管の値を足し合わせると、運動量 1.3 GeV/c のとき K^- で 51 個、反陽子で 21 個の光電子が得られている。

要求される光電子数は運動量 1.3 GeV/c K^- のときに 50 個であったので、設計時の目標を達成している。

Amino-g salt 溶液は純水にくらべて 4 倍の光電子が得られている。Amino-g salt を用いれば、大きな光量が得られるが、時間経過による劣化が見られる (後述)。

表 4.7: 反陽子、 K^- 中間子から得られた光電子数。

ビーム種類 (β)	1.3 \bar{P} (0.811)	1.5 \bar{P} (0.848)	1.3 K^- (0.935)	1.5 K^- (0.95)
PureWater H6522	10.9 ± 0.52	15.8 ± 0.77	26.7±1.26	27.7±1.35
PureWater H7195UV	10.3 ± 0.27	16.1 ± 0.46	25.7 ± 0.66	28.1 ± 0.81
Amino-g salt H6522	40.6± 0.85	62.3 ± 1.34	96.6 ± 2.02	102 ± 2.21
Amino-g salt H7195UV	43.5± 0.74	68.7 ± 1.42	103 ± 1.74	114 ± 2.38

表 4.8: π^- 中間子から得られた光電子数。

ビーム種類 (β)	1.3 π^- (0.994)	1.5 π^- (0.996)
PureWater H6522	33.1±1.58	33.1±1.61
PureWater H7195UV	31.7±0.82	34.0±0.98
Amino-g salt H6522	117±2.47	119±2.57
Amino-g salt H7195UV	127±2.17	135±2.79

4.3.4 光電子数の水平方向の入射位置、角度依存性

最初に水平角度 u と光電子数の関係を図 4.10 に示す。水平角度 u はビーム座標で $\frac{dx}{dz}$ で定義された量でありビーム進行方向に対する水平方向の傾きである。運動量 1.5 GeV/c 反陽子ビームが最も水平方向に広がりを持っていたため、その測定の結果を用いた。ビームは水平方向の位置と入

射角度に相関がある。そこで、水平角度と光電子数の関係を求める際、ビームの水平方向の入射位置に対して $-20 \leq X \leq 20$ [mm] の範囲にあることを条件とした。入射角度が $-3.5^\circ \sim 3.5^\circ$ の範囲では光電子数の変化は高々 5% 程度であり誤差の範囲内である。よって、有意な変化は見られないと言える。

水平方向の入射位置を絞った光電子数入射角度依存性は見られなかった。そこで、次に入射角度に制限を付けずに、水平方向入射位置を 20 mm 刻みで選別した場合の光電子数を図 4.11 に示す。X=0 の位置が WC1 の中心位置である。水平方向の有感領域 $-100 \sim 60$ mm の範囲を 40 mm 刻みで 5 分割したときの光電子数を示した。ドリフトチェンバー BC3、BC4 を用いて飛跡解析を行い、WC1 の有感領域上流面、下流面について同じ水平位置の分割領域を通過していることを要求した。60 ~ 100 mm の範囲は、WC1 をビームの中心から 10 mm 程度 X 正方向に設置したために十分な統計量が得られなかったため表示していない。光電子数の変化は 5% より小さく、誤差の範囲内である。水チェレンコフ検出器が水平方向に対称な形をしているので光電子数の水平方向入射位置依存性はないと言える。

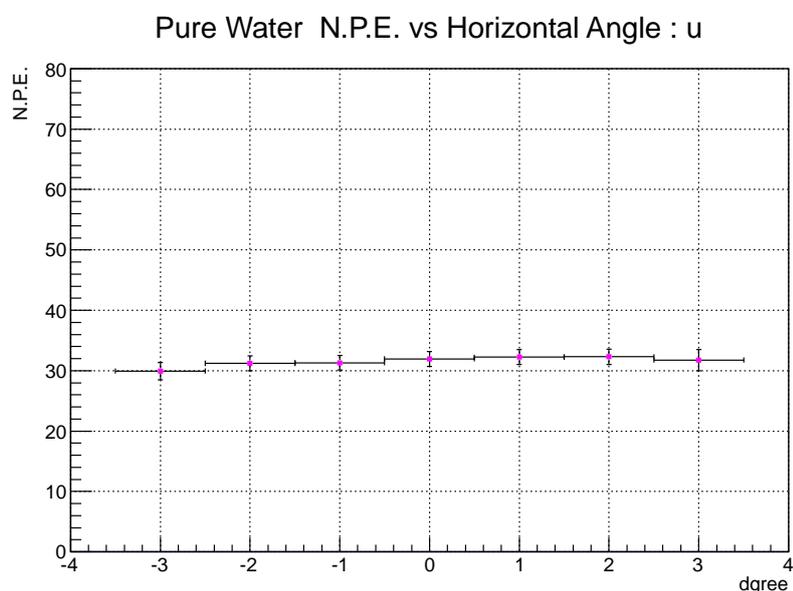


図 4.10: 光電子数と u の関係。ビーム範囲に $-20 \leq X \leq 20$ mm で制限をかけて 1° 刻みに $-3.5^\circ \sim 3.5^\circ$ の角度範囲を表示した。

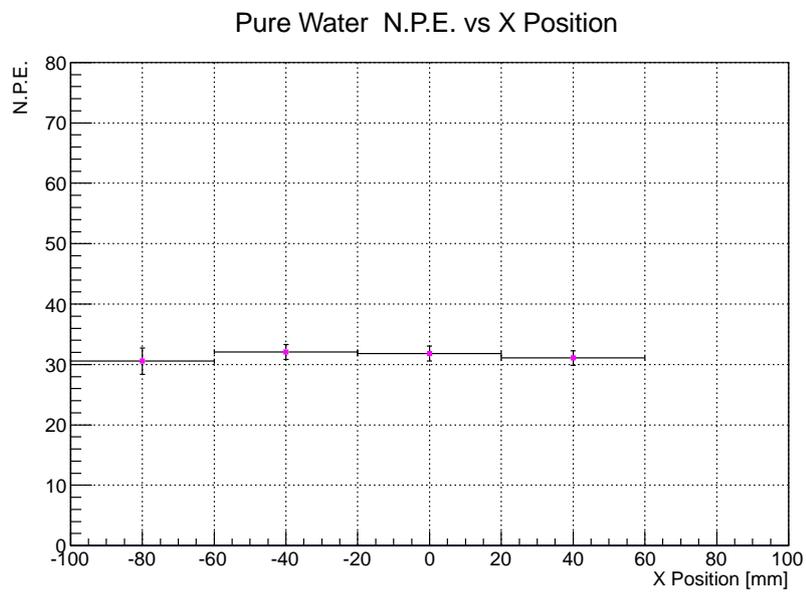


図 4.11: 光電子数と入射位置の関係。X= 0 の位置が WC1 の中心位置。水平方向の有感領域 -100 ~ 60 mm の範囲を 40 mm 刻みで 5 分割したときの光電子数を示した。

4.3.5 光電子数と荷電粒子速度の関係

粒子の速度 β と光電子数 (N.P.E.) の関係を図 4.12、図 4.13 に示す。図 4.12、図 4.13 の左図は H7195UV(赤)、H6522UV(青) の光電子数をそれぞれ示したものであり、右図は二つの値を足し合わせたもの。フィット関数は、チェレンコフ光を表す式、

$$f(\beta) = a\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (4.3)$$

を用いた。パラメータは a のみで、 $n = 1.33$ とした。

図 4.12 は輻射体として純水を用いたものである。この結果は、式 4.3 でよくフィットできている。したがって、得られた光電子はチェレンコフ光起因のものであることがわかる。

図 4.13 は輻射体に Amino-g salt 溶液を用いた場合の結果である。各点の速度はビームライン上流にある WC1 によるエネルギー損失の影響を考慮した値になっている。式 4.3 によるフィットを見ると図 4.12 に比べフィットのずれが大きい。これはチェレンコフ光以外の光の発生原因があり、測定点がチェレンコフ光のみの場合よりも全体として上にずれているからだと考えられる。その効果は Amino-g salt から発生するシンチレーション光によるものである可能性がある。

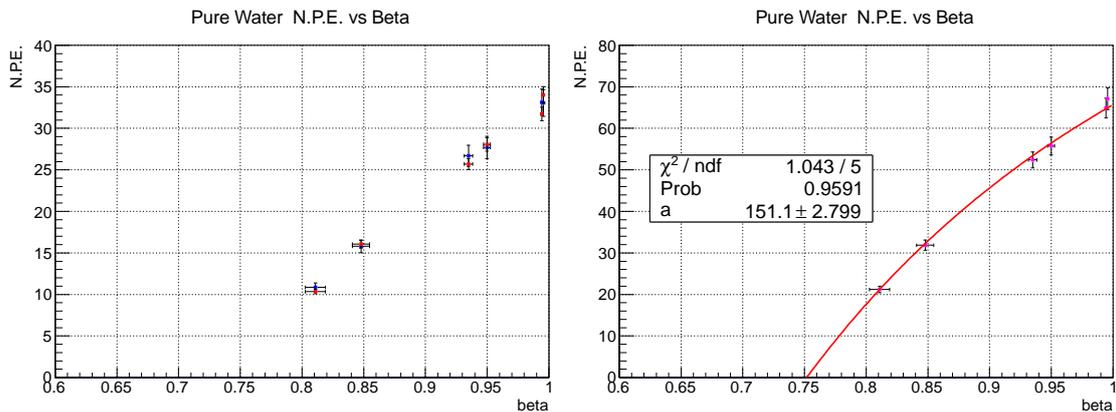


図 4.12: 純水を用いた場合の光電子数とベータの関係。左図は H7195UV(赤)、H6522(青) の光電子数をそれぞれ示したものであり、右図は二つの値を足し合わせたもの。

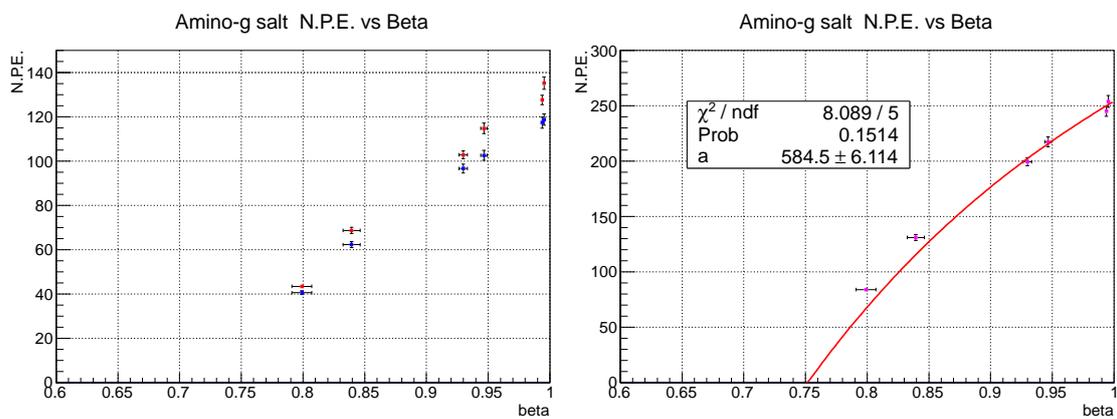


図 4.13: Amino-g salt を用いた場合の光電子数とベータの関係。左図は H7195UV(赤)、H6522(青)の光電子数をそれぞれ示したものであり、右図は二つの値を足し合わせたもの。各点の速度はビームライン上流にある WC1 によるエネルギー損失の影響を考慮した値である。

4.3.6 ピーク位置、幅を用いた光電子数の算出

光電子増倍管の単一光電子の位置から、水チェレンコフ検出器の光電子数を算出する方法は、小さな値 Q_{spe} で大きな値 Q_{peak} を割るので系統誤差が大きくなる。そこで、上に述べた、光電子増倍管の暗電流を用いた光電子数算出とは異なる方法でも光電子数を算出した。

入射光子数が少ない場合の、光電子増倍管が作る光電子数分布はポアソン分布に従う事が知られている。光子数が十分に多い場合は ガウス分布で近似できる。この分布を光電子数 x_{pe} の関数とすると、平均光電子数を n として、

$$f(x_{\text{pe}}) = A \exp\left(-\frac{(x_{\text{pe}} - n)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.4)$$

と書ける (A は任意定数)。今考えているのはポアソン分布の極限としてのガウス分布なので、 $\sigma = \sqrt{n}$ である。そして、一光電子に対するチャンネル数 Q_{spe} を使うと、次のように ADC 分布が得られ、

$$\begin{aligned} f(x_{\text{ch}}) &= A \exp\left(-\frac{(Q_{\text{spe}}x_{\text{pe}} - nQ_{\text{spe}})^2}{2(Q_{\text{spe}}\sigma)^2}\right) \\ &= A \exp\left(-\frac{(x_{\text{ch}} - (Q_{\text{peak}} - \text{pedestal}))^2}{2\sigma_{\text{peak}}^2}\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。 σ_{peak} は ADC 分布での標準偏差である。よって、以上から次の二つの式が得られる。

$$\sigma_{\text{peak}} = \sqrt{n}Q_{\text{spe}} \quad (4.6)$$

$$n = \frac{Q_{\text{peak}} - \text{pedestal}}{Q_{\text{spe}}} \quad (4.7)$$

したがって、 n は、

$$n = \left(\frac{Q_{\text{peak}} - \text{pedestal}_{\text{peak}}}{\sigma_{\text{peak}}}\right)^2 \quad (4.8)$$

となる。このように、 Q_{spe} を測定しなくても、ピークのチャンネルと幅から光電子数を計算することができる。

位置、幅から算出した光電子数

式 4.8 から算出した光電子数を表 4.9 に示す。 π^- については統計量が少なく誤差が大きく比較できないため示していない。純水の光電子数は表 4.7 に示した値とよく一致している。二つの方法による光電子数の見積りが一致しているので純水の方の光電子数の評価は妥当であると考えられる。

一方、Amino-g salt 溶液の方の H7195UV については表 4.9 に示した方が、表 4.7 の値よりも 8 割程度小さい。この現象の説明として、Amino-g salt のシンチレーション光による効果で、ADC 分布のピーク幅が広がり、純粋なポアソン分布に従わなくなったと考えることもできるが、2 つの光電子増倍管のうち一方のみで見られているので断定はできない。

図に 4.14 に純水の場合の光電子数と粒子速度の関係を示す。式 4.3 でフィットし、よく一致していることが分かる。

Amino-g salt についてはシンチレーション光の効果も考えられるので比較は行わない。

表 4.9: ピーク幅から算出した光電子数。

ビーム種類 (β)	$1.3\bar{P}$ (0.811)	$1.5\bar{P}$ (0.848)	$1.3K^-$ (0.935)	$1.5K^-$ (0.95)
PureWater H6522UV	11.7 ± 0.497	18.7 ± 0.79	27.0 ± 1.58	29.9 ± 2.23
PureWater H7195UV	11.1 ± 0.506	17.0 ± 0.665	26.1 ± 1.45	27.1 ± 2.63
Amino-g salt H6522UV	37.7 ± 1.94	59.3 ± 2.066	92.4 ± 6.01	104.0 ± 8.81
Amino-g salt H7195UV	31.5 ± 1.32	48.4 ± 1.38	74.8 ± 4.65	76.5 ± 4.34

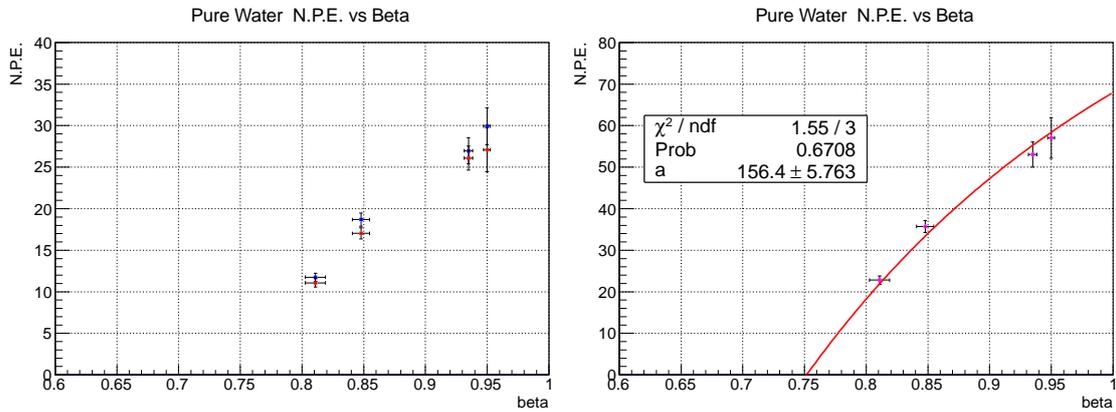


図 4.14: 純水 光電子数とベータの関係。左図は H7195UV(赤)、H6522UV(青) の光電子数をそれぞれ示したものであり、右図は二つの値を足し合わせたもの。

4.3.7 陽子除去効率

運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^- 中間子によるイベント数を光電子数の高い方から低い方へ足し合わせて、 K^- 中間子の全イベント数の 99.9% になるところで閾値を設定した。このときの陽子除去効率を図 4.15 に示す。

陽子除去効率は、この閾値以下のイベントの割合から求めたものである。純水で 92.2 %、Amino-g salt 30mg/l 溶液で 96.6 % である。どちらも設計時の陽子除去効率要求性能 90 % を達成している。

図 4.16 に図 4.15 の反陽子のピークをログスケールで示した。青く囲った範囲にあるように、高い光電子数領域まで反陽子の信号があることが分かる。このテールによって陽子除去効率が 3% 低下していることが分かった。テールの原因として、 δ 線が発生させるチェレンコフ光が考えられる。

ここで求めた陽子除去効率は信号の電荷量で閾値を設定し、それを超えるかどうかで計算している。しかし、水チェレンコフ検出器は波高により陽子の弁別を行うことを想定している。信号の高さは同じ電荷量の場合でもばらつきがあるためそれを考慮した陽子除去効率を求める必要がある。この効果を含めた現実的な陽子除去効率については 5.3.2 節で述べる。

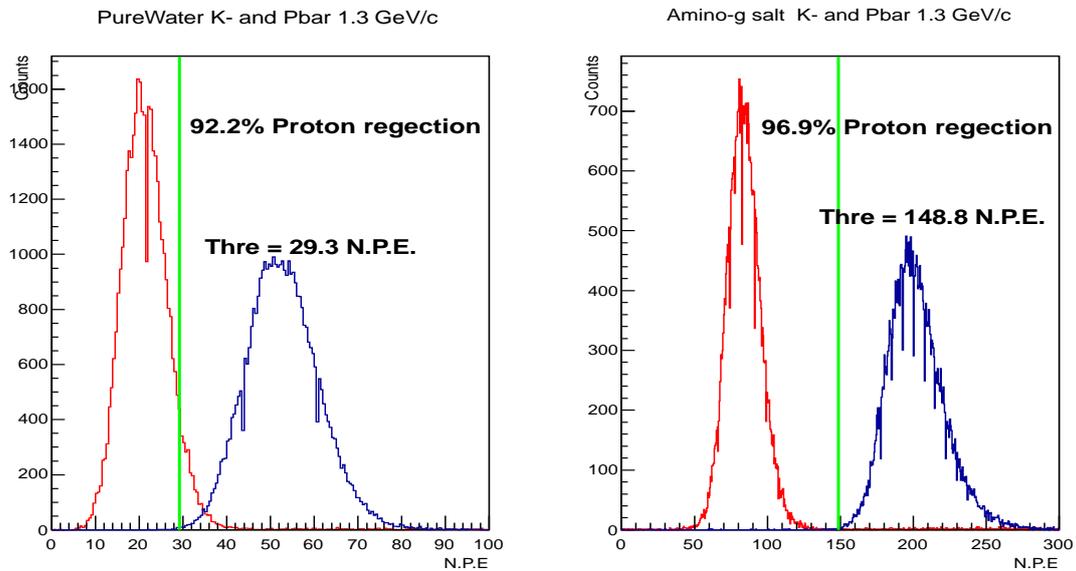


図 4.15: $1.3 \text{ GeV}/c$ での陽子除去効率。

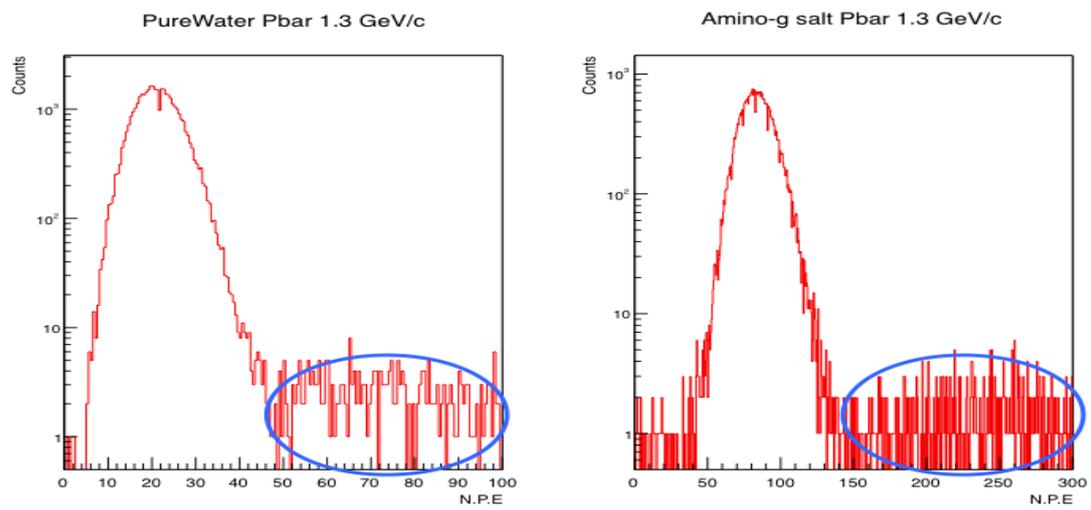


図 4.16: 反陽子ピークのテール

4.4 J-PARC K1.8 ビームラインにおけるテスト実験結果のまとめ

テスト実験の目的で述べた量について次のことが測定できた。

- 運動量 1.3 GeV/c の陽子、 K 中間子から得られる光電子数。運動量 1.3 GeV/c K 中間子については輻射体が純水の場合で 52 個の光電子が得られ、陽子については 21 個の光電子が得られた。この値は設計時に目標としていた光電子数を達成している。

・光電子数の見積りの妥当性について

光電子数の値は光電子増倍管の単一光電子から Q_{spe} から求めた値と、ピークの位置と幅から求めた値がよく一致している。さらに、テールによる陽子除去効率の低下の効果を無視すると、運動量 1.3 GeV/c での陽子除去効率は純水で 95% 程度になる。この値は 3.4 節で求めた光電子数 50 個のときの 1.3 GeV/c における陽子除去効率 97.7% に近い。したがって、光電子数の値が運動量 1.3 GeV/c の K 中間子に対して 52 個という見積りは妥当であると言える。

- 波長変換剤 Amino-g salt を用いることで光電子数が 4 倍程度増加することがわかった。
- 運動量 1.3 GeV/c と 1.5 GeV/c のビームを用いることで粒子の速度と光電子数の関係を得た。Amino-g salt を輻射体として用いた場合は、フィット関数からのずれが確認でき、チェレンコフ光以外の効果による光が発生していると考えられる。その効果は、Amino-g salt が発生させるシンチレーション光である可能性がある。
- 運動量 1.3 GeV/c での陽子除去効率を測定した。
陽子除去効率は純水の場合で 92.2%、Amino-g salt を用いた場合で 96.9% であった。どちらも、高い光電子数領域まで延びるテールによって 3% 程度陽子除去効率が低下している。したがって、今後水チェレンコフ検出器の開発を行う際にはテールによる陽子除去効率の低下の効果も考慮しなければならない。
- 光電子数の水平方向入射位置依存性については、どちらも光電子数の変化は 5% より小さく、有意な差は見られなかった。入射角度については $-3.5^\circ \sim 3.5^\circ$ の範囲で光電子数に対する依存性はなかったと言え、水平方向入射位置依存性については有感領域 $-100 \sim 100$ mm の範囲についてないと言える。

次のことがテスト実験によって新たに見つかった。

- 陽子除去効率を低下させるテール。
高い光電子数領域までテールを引きながら光電子数分布が延びていることが確認できた。このテールによって、陽子除去効率が 3% ほど低下している。強い光が発生する原因として、 δ 線によって発生するチェレンコフ光が考えられる。しかし、十分な光電子数を得ることによって、運動量 1.2 GeV/c \sim 1.4 GeV/c での陽子除去効率 90% は達成することができる。

4.4.1 テスト実験の結果から予想される平均陽子除去効率

J-PARC K1.8 ビームラインにおけるテスト実験によって運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率が 92.2% であると見積もることができた。この結果から、3.4 節で行った計算をもとに、運動量 1.2 GeV/c \sim 1.4 GeV/c の平均陽子除去効率を予想することができる。

まず、運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ のときの陽子除去効率、テール起因の除去効率の低下が発生しなかったとすると、 $92.2\% + 3\% = 95.2\%$ であると考えられる。運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ で陽子除去効率 95% となる、 K 中間子が発生する平均光電子数は、3.4 節の計算をもとに 45 個と見積もることができる。平均光電子数 45 個のときの運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の平均陽子除去効率は図 3.4 に示したように 91% である。この結果にテールによる陽子除去効率の 3% の低下を考慮すると、 $91\% - 3\% = 88\%$ となる。したがって、輻射体が純水の場合、散乱粒子の数が運動量によらず一定だとしたとき 88% であると予想される。

同様の計算を Amino-g salt 溶液の場合に行うと平均陽子除去効率は 96.9% となる。陽子除去効率の値に変化がないのは、Amino-g salt 溶液の場合 K 中間子と陽子のピークが十分に離れているためである。

純水の場合は要求される、運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の陽子除去効率 90% をわずかに下回る。しかし、光電子増倍管を水チェレンコフ検出器の 1 セグメントに上下 2 本ずつ設置することで、測定される平均光電子数が 2 倍になり要求性能である 90% を十分に達成できると考えられる。

ここでは、散乱粒子の数が運動量によらず一定であるという簡略化を用いて計算を行った。しかし、散乱粒子の数は運動量によって変化する。陽子除去効率の評価をより正確に行うには、運動量の変化に対する散乱粒子の数の変化を考慮しなければならない。

第5章 宇宙線を用いた性能試験

本章では宇宙線を用いた性能試験について述べる。まず最初に、実験の目的、セットアップを述べる。測定結果、光電子数の縦方向入射位置依存性、縦方向入射角度依存性、波高弁別器で信号の高さに閾値を設けた場合の信号除去効率について述べる。さらに、信号除去効率と J-PARC でのテスト実験で得られた陽子除去効率とを組み合わせ、より現実的な陽子除去効率を見積もった。最後に、反射材の比較について述べる。

5.1 目的

- 3.8 節で述べた測定すべき量の中で、J-PARC でのテスト実験で測定できなかったものを宇宙線を用いて測定した。J-PARC で行ったテスト実験では、ビームが縦方向に収束していたために、光電子数の縦方向の入射位置・角度依存性を見ることができなかった。更には、ビームの時間的制約から実験中に水チェレンコフ検出器をビームに対して動かしたり、傾けたりすることで光電子数の入射位置、角度依存性を見ることができなかった。そこで、宇宙線を用いて光電子数縦方向依存性を測定した。
- J-PARC での実験ではビームタイムが限られていたために、複数の反射材に測定することができなかった。よって、宇宙線を用いて反射材の選定を行った。
- 3.8 節で述べたが同じ光電子数でもイベントごとに水チェレンコフ検出器の波高はばらつきを持つ。この波高のばらつきは水チェレンコフ検出器のより現実的な弁別能力を見積もるために必要である。そこで、波高のばらつきによる弁別能力の変化を宇宙線を用いて測定した。

5.2 測定セットアップ

図 5.1 に宇宙線実験のセットアップの外観図を示す。左図の様に水チェレンコフ検出器を横倒しにして設置した。光電子増倍管と容器全体を遮光した後、上下のプラスチックシンチレータと PMT からなるトリガーカウンターで挟んだ (右図)。使用した光電子増倍管は 2 つとも H7195UV である。

トリガーカウンターの大きさは $5^H \times 20^W \times 0.5^T$ [cm] である。トリガーカウンターの位置を動かして、光電子数の縦方向入射依存性を測定した。

図 5.2 に宇宙線測定るときに使用した回路図を示す。図 5.3 にセットアップの概略図を示す。有感領域の示したように有感領域の端を $Y=0$ と定義する。今後この位置を示す際はこの座標系を用いる。



図 5.1: 宇宙線実験のセットアップの外観図。左図のように水チェレンコフ検出器を水平に設置した。右図は遮光した後、その上下にトリガーカウンターを設置した様子。

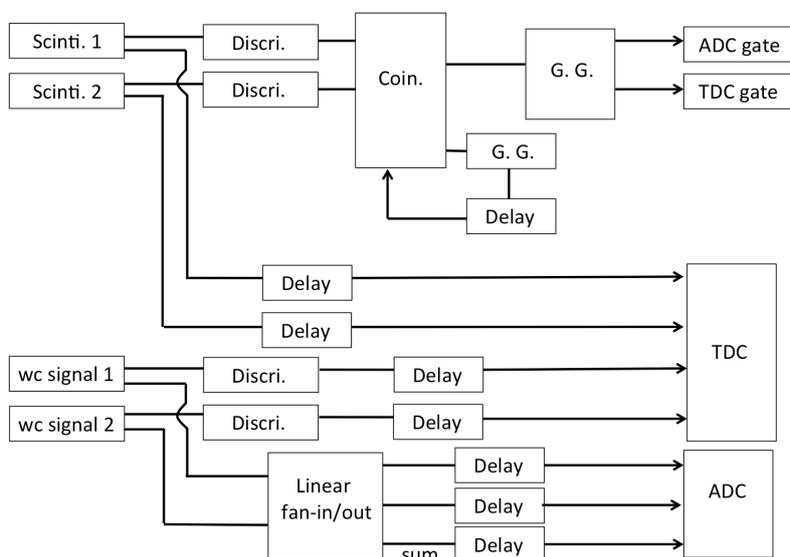


図 5.2: 宇宙線実験におけるトリガー論理。

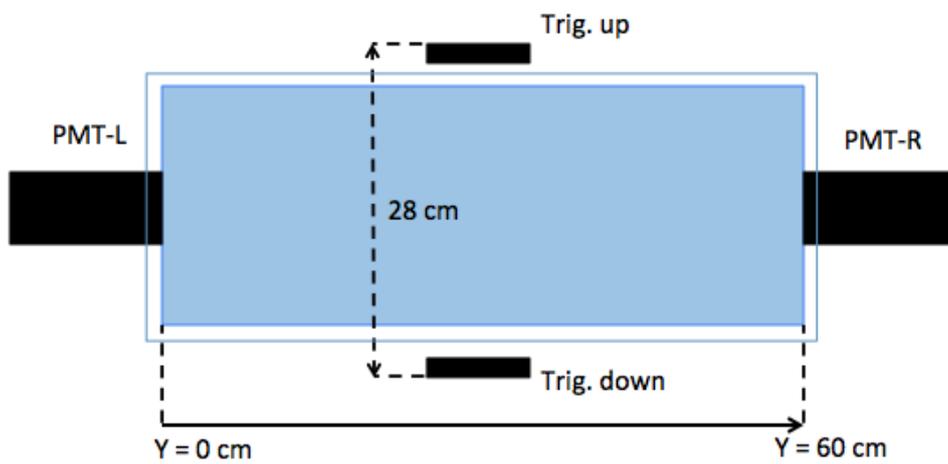


図 5.3: 宇宙線測定の設定アップ概略図。中心の青く示したところが水チェレンコフ検出器の有感領域。

5.3 結果

ADC ヒストグラム

宇宙線実験で得られた ADC ヒストグラムを図 5.4 に示す。2つの光電子増倍管から得られたヒストグラムを別々に示した。これはトリガーを水チェレンコフ検出器の中心に設置した場合である。輻射体は純水、反射材は Tyvek 1060B である。

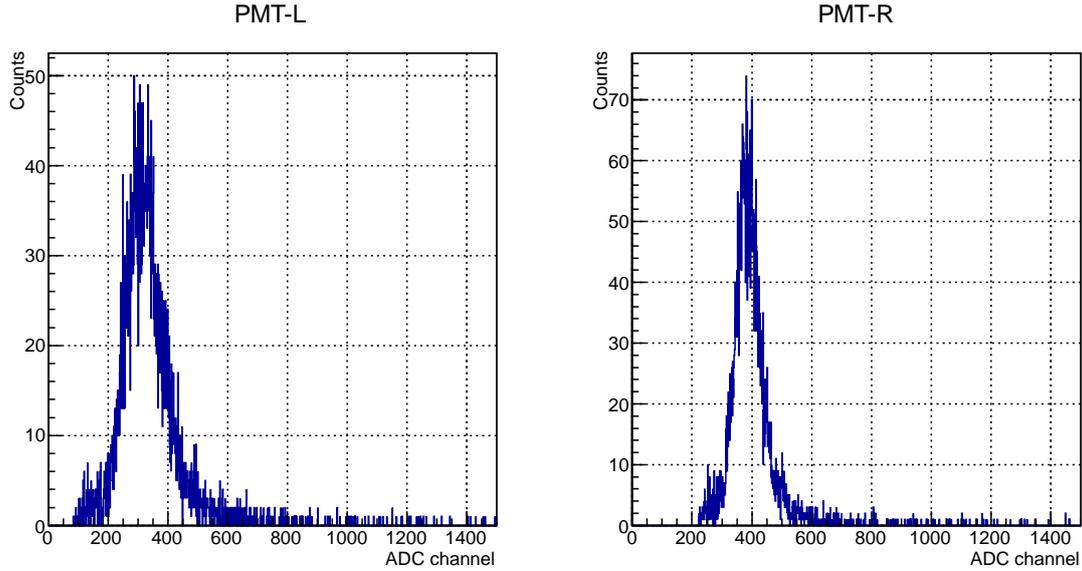


図 5.4: 宇宙線実験で得られた ADC ヒストグラム。輻射体は純水、反射材は Tyvek 1060B である。

PMT ゲイン較正

前章で述べたのと同じように、光電子増倍管の光電面における熱電子放出を利用した単一光電子測定を行い、ゲイン較正を行った。

フィット関数は、式 4.1 と同様に

$$f(x) = \sum_{n=1}^2 \left(\frac{a_n}{\sqrt{2\pi(\sigma_0^2 + n\sigma_1^2)}} \exp\left(-\frac{(x - (x_{\text{pede}} + nQ_{\text{spe}}))^2}{2(\sigma_0^2 + n\sigma_1^2)}\right) \right) + \theta(x - x_{\text{pede}}) a_3 \exp(-\alpha(x - x_{\text{pede}})) \quad (5.1)$$

で行った。 $x_{\text{pede}}, \sigma_0$ はペDESTALの位置、幅はクロックトリガーで測定して得た値を与えた。

光電子増倍管の暗電流をアンプによって信号を増幅し、自分自身をトリガーとして測定した。それを、式 5.1 を用いてフィットした結果を図 5.5 に示す。

表 5.1: 光電子増倍管ゲイン較正によって得られた Q_{spe} 。

	PMT-L	PMT-R
Q_{spe} [ch]	50.3 ± 0.19	49.1 ± 0.34

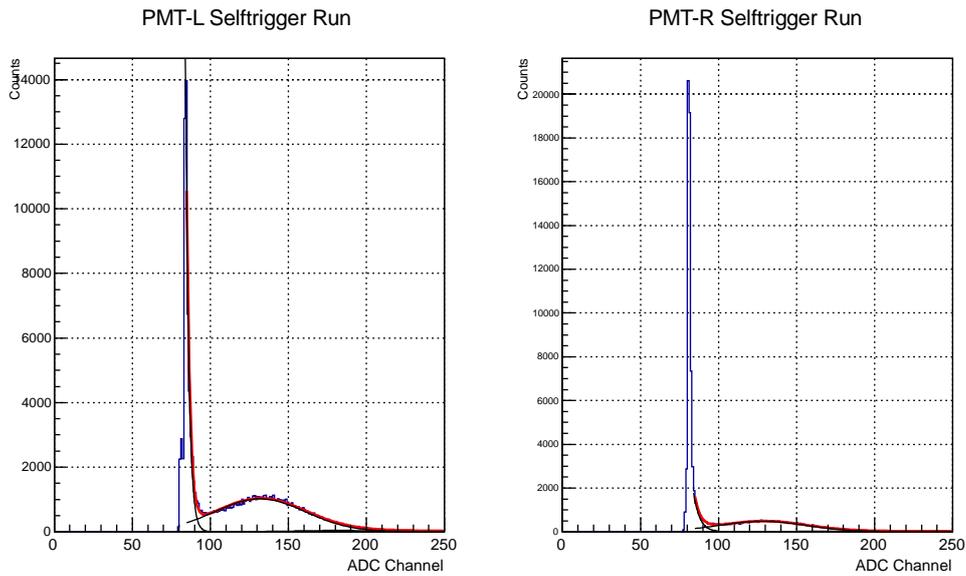


図 5.5: 光電子増倍管の暗電流の ADC ヒストグラム。

縦方向角度依存性

上下のトリガー位置を中心にして測定した場合と、上下のトリガー位置をずらしたときの光電子数を表 5.2 に示す。トリガー検出器が 5 cm の幅を持つため宇宙線の入射角度は広がりをもつ。入射角度の中心を θ として表 5.2 の二行目に、入射角度の広がりを三行目に示した。入射角度は Y 軸正方向に入射角を持つ場合を正とした。

上下のトリガー位置が (30,35)、(40,45) のときと、トリガー位置を等しくした場合 (30,30) との差は有意には見られない。トリガー位置が (50,55) の場合は光電子数が少し増加しているがこれは検出器に直接チェレンコフ光が入る角度であるためである。

S-2S を通過する散乱粒子の縦方向の角度は高々 5° 程度であり、その範囲では光電子数の入射角度依存性は見られない。

表 5.2: 上下のトリガー位置をずらしたときの光電子数変化。輻射体は純水で、反射材は Tyvek 1060B。

トリガー位置 (up, down) [cm]	(30,30)	(30,35)	(40,45)	(50,55)
入射角度の中心 θ [$^\circ$]	0	10.2	10.2	10.2
入射角度の広がり [$^\circ$]	$-10.5 \sim 10.5$	$0 \sim 20.3$	$0 \sim 20.3$	$0 \sim 20.3$
N.P.E. (PMT-L)	34.9 ± 1.63	30.3 ± 0.43	28.8 ± 0.318	26.3 ± 0.37
N.P.E. (PMT-R)	35.9 ± 1.20	38.8 ± 0.55	40.9 ± 0.532	48.4 ± 0.69
N.P.E. (PMT-L + R)	70.8 ± 2.83	69.1 ± 0.99	69.7 ± 0.870	74.7 ± 1.1

縦方向位置依存性

図 5.6 にトリガー位置と光電子数の関係を示す。具体的な光電子数については表 5.3 にまとめた。輻射体は純水で、反射材は Tyvek 1060B である。図 5.6 の左図については、赤点が PMT-R（トリガーが近づく側）、青点が PMT-L（トリガーが遠ざかる側）で得られた信号の大きさを表す。各 PMT の信号を別々に見た場合、荷電粒子の入射位置によって光電子数に変化がある。これはチェレンコフ光が水を通過する際の吸収と反射回数の変化によるものであると考えられる。

一方、図 5.6 右図は上下の値を足し合わせたものである。上下の信号を足し合わせたときは、光電子数に有意な変化は見られず、高々数パーセントの変化である。

このことから、上下を足し合わせた信号を見ることで、光電子数の入射位置依存性を相殺することができ、光電子数が入射粒子の速さのみに依存するようにすることができると言える。

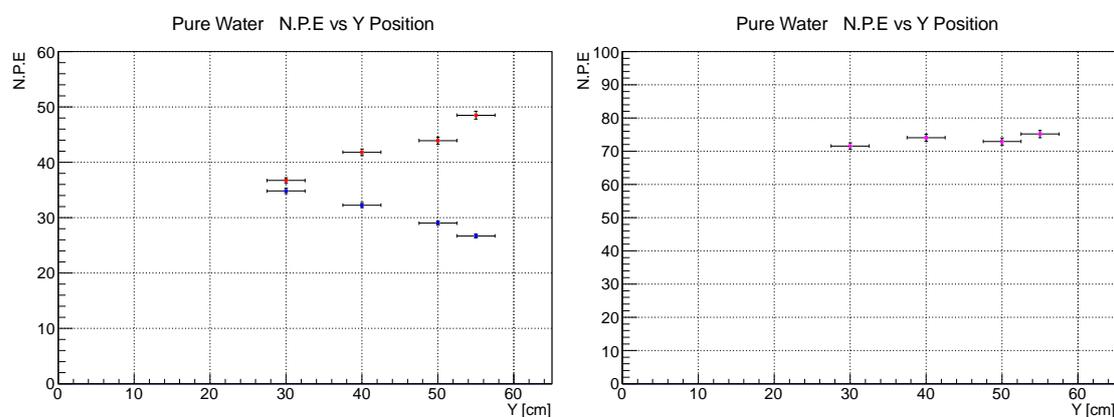


図 5.6: 光電子数とトリガー位置の関係。輻射体は純水、反射材は Tyvek 1060B。左は PMT-R (赤)、PMT-L (青) の信号を別々に評価したものであり、右図はそれらを足し合わせて評価したものである。

表 5.3: 光電子数縦方向位置依存性。輻射体は純水、反射材は Tyvek 1060B。

トリガー位置 (up, down) [cm]	(30,30)	(40,40)	(50,50)	(55,55)
N.P.E. (PMT-L)	34.9 ± 1.63	32.3 ± 0.46	29.0 ± 0.41	26.7 ± 0.37
N.P.E. (PMT-R)	35.9 ± 1.20	41 ± 0.60	43.9 ± 0.62	48.5 ± 0.71
N.P.E. (PMT-L + R)	70.8 ± 2.83	73.9 ± 1.05	72.9 ± 1.02	75.2 ± 1.1

5.3.1 宇宙線が作る水チェレンコフ検出器の波形

宇宙線が検出器を通過するときに発生するチェレンコフ光による信号を図 5.7 示す。左図が純水、右図が Amino-g salt 30 mg/l 水溶液を輻射体に用いた場合のものである。

純水の場合は、波高が 200 mV、幅が 40 ns である。一方で、Amino-g salt 水溶液の場合は、波高が 500 mV、幅が 100 ns であり、波高が大きくなったのみではなく、時間的にも光電子の放出される時間分布が広がったことがわかる。これは、Amino-g salt が一度チェレンコフ光を吸収し、光を放射する過程を経るためであると考えられる。

どちらの信号も急激に立ち上がり、振動しながら減衰している。この信号のピーク付近の振動により、波高と電荷量の関係にばらつきが生じる。そのため波高弁別機を用いて波高で弁別を行う場合に、同じ電荷量でも閾値を超えるものと超えないものが生じて弁別効率が悪化する。

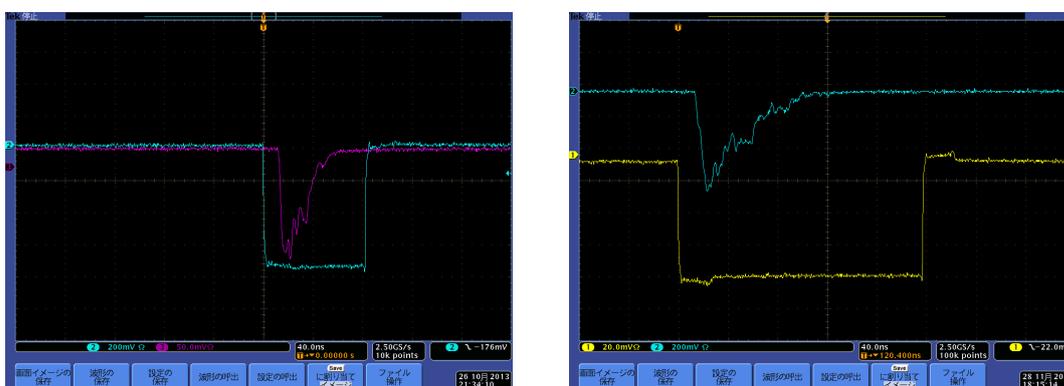


図 5.7: 宇宙線による水チェレンコフ検出器の信号。左図が純水、右図が Amino-g salt 30mg/l 水溶液を輻射体に用いたときのもの。

そこで、Timing Filter Amp（整形アンプ）を使用することで波高のばらつきを小さくすることができる。

整形アンプを用いたときの水チェレンコフ検出器の信号を図 5.8 に示す。青が Amino-g salt 30mg/l 水溶液のときの水チェレンコフ検出器の信号、赤が整形アンプを使用した場合。整形アンプの時定数は 20 ns に設定されている。図から分かる様に、青い信号が整形されて信号の形がなめらかになっていることがわかる。信号の立ち上がりあとの振動が除去率の変化を緩やかにする原因であるから、整形アンプを用いることで波高のばらつきを小さくすることができる。

信号の除去効率

信号の除去効率は各光電子数において、波高が閾値を超えていないイベント数と全イベント数の比をとったものである。具体的には、ある光電子数 x における信号除去効率を $f(x)$ とすると、

$$f(x) = \frac{\text{光電子数 } x \text{ がかつ波高が閾値を超えていないイベント数}}{\text{光電子数 } x \text{ の場合の全イベント数}} \quad (5.2)$$

である。図 5.9、5.10 に信号の除去効率を示す。図 5.9 は輻射体に Amino-g salt 30 mg/l 水溶液、反射材に Tyvek を用いたものである。図 5.10 は輻射体に純水、反射材に Millipore を用いたもの。右図は整形アンプを通した場合、左図は通していない場合である。



図 5.8: 水チレンコフ検出器の信号比較。青は Amino-g 30mg/l 水溶液の信号。赤は Timinig Filter Amplifier を用いた場合の信号。

フィット関数は、フェルミ分布関数を用いた。具体的には、

$$f(x) = \frac{1}{\exp(\frac{1}{\alpha}(x - thre.)) + 1} \quad (5.3)$$

である。これを信号除去関数と呼ぶこととした。

α 、 $thre.$ を自由なパラメータとしている。 α は除去率の変化の速さを表し、 $thre.$ は除去率が 50% になるチャンネルを表している。表 5.4 にフィットした結果得られた α と $thre.$ の値を示した。

整形アンプを用いた場合には α の値が、用いない場合に比べ 1/4 程度になっており、除去効率の変化を急激にすることができている。この結果を用いて、より現実的な陽子除去効率を J-PARC 実験の結果と組み合わせて見積もることができる。

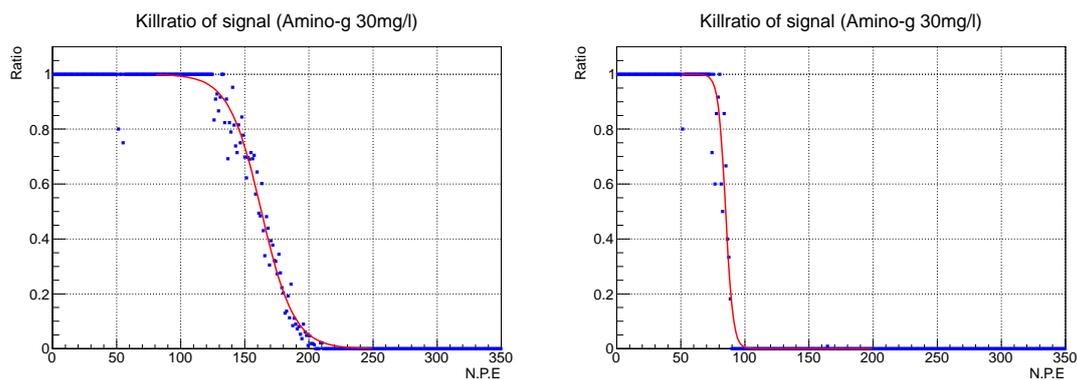


図 5.9: 信号除去比 Amino-g salt 溶液。反射材は Tyvek。

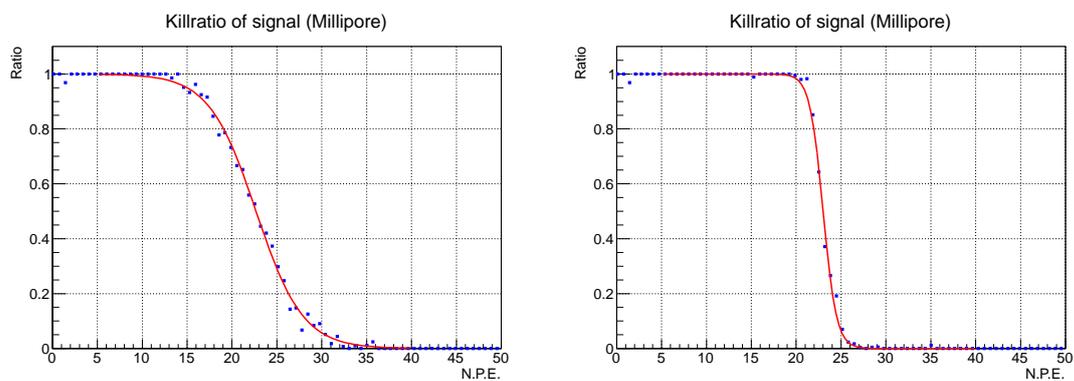


図 5.10: 信号除去比。反射材がミリポアの場合。

表 5.4: 信号除去関数でフィットして得たパラメータ。
純水

α	<i>thre.</i>
整形アンプあり: 0.74 ± 0.027	23 ± 0.03
整形アンプなし: 2.6 ± 0.055	22.68 ± 0.06
Amino-g salt	
α	<i>thre.</i>
整形アンプあり: 2.88 ± 0.27	89.97 ± 0.3
整形アンプなし: 12.76 ± 0.35	163 ± 0.41

5.3.2 より現実的な陽子除去効率

4.3.7節で述べた陽子除去効率を5.3.1節で述べた信号除去関数を使い、より現実的に即した陽子除去効率を求める。具体的な計算式を次に示す。 n は光電子数、 $Counts_{p,k}(n)$ はJ-PARCでのテスト実験で得られた運動量1.3 GeV/cの反陽子と K^- 中間子の光電子数 n のときのイベント数。前節で得られた純水、Amino-g salt溶液の場合の信号除去関数を、光電子数 n のときのイベント数に掛け、それを全光電子数で足し合わせた。

$$killratio_p = \frac{1}{TotalEvents_p} \int_{n=0}^{all} dn \left(\frac{1}{\exp(\frac{1}{\alpha}(n - thre.)) + 1} \times Counts_p(n) \right) \quad (5.4)$$

$$survivalratio_k = \frac{1}{TotalEvents_k} \int_{n=0}^{all} dn \left(\left(1 - \frac{1}{\exp(\frac{1}{\alpha}(n - thre.)) + 1} \right) \times Counts_k(n) \right) \quad (5.5)$$

表5.5に光電子数で完全に信号を弁別できる場合(理想)、整形アンプを用いた場合、整形アンプを用いない場合の陽子除去効率、 K 中間子検出効率を見積もった。 α は表5.4に示した値を用いた。純水に対しては反射材がMilliporeであるが、1.3 GeV/cのときのしきい値付近の光電子数に近いのでこれを用いた。整形アンプなしの場合では陽子除去効率が悪化している。特に、純水では図4.15に示したように分布が重なっているので陽子除去効率が大きく低下している。

一方、整形アンプを用いた場合の陽子除去効率は純水に対しては1%、Amino-g saltに対しては有意な変化が見られない。したがって、整形アンプを用いて電荷量に対する波高のばらつきを抑えることで陽子除去効率を向上させることができることが分かる。特に、陽子と K 中間子で光電子数分布が重なる純水を用いる場合、整形アンプを用いることが重要になる。

次に整形アンプを用いたときに閾値 $thre.$ を変化させて、除去効率、検出効率の違いをみた。その結果を表5.6、表5.7にまとめた。 $thre.$ の値は図4.15に示した閾値であり、 $thre.$ の変化の刻みは α を基準にして計算した。Amino-g salt溶液については閾値を変化させても陽子除去効率に大きな変化が見られない。これは、光電子数分布が十分にはなれており、陽子除去効率を低下させる要因が高い光電子数領域に分布するテールであるからと考えられる。一方、純水については閾値の変化に対して急激に陽子除去効率に変化する。

表 5.5: 信号除去関数を変化させたときの運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率。 $thre.$ の値は図 4.15 の値を用いた。

純水		
α	陽子除去効率	K 中間子検出効率
理想 : 0	92.2%	99.9%
整形アンプあり : 0.7437±0.02744	91.1%± 0.03	99.9%±0.01
整形アンプなし : 2.612±0.05544	85.89%±0.02	99.52%±0.01
Amino-g salt		
α	陽子除去効率	K 中間子検出効率
理想 : 0	96.9%	99.9%
整形アンプあり : 2.882±0.2747	96.9%± 0.07	99.85%±0.01
整形アンプなし : 12.76±0.348	95.9%± 0.12	96.5%± 0.22

表 5.6: 運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率。輻射体が純水の場合。thre. の値は図 4.15 の値を用いた。

$(\alpha, thre.)$	陽子除去効率	K 中間子検出効率
$(0.7437, 29.3+5\alpha)$	96.39%± 0.00	99.54%±0.01
$(0.7437, 29.3+\alpha)$	92.61%± 0.00	99.87%±0.00
$(0.7437, 29.3)$	91.1%± 0.03	99.9%±0.01
$(0.7437, 29.3-\alpha)$	89.20%±0.02	99.94%± 0.00
$(0.7437, 29.3-5\alpha)$	77.62%±0.13	99.98%±0.00

表 5.7: 運動量 1.3 GeV/c のときの陽子除去効率。Amino-g salt 溶液の場合。thre. の値は図 4.15 の値を用いた。

$(\alpha, thre.)$	陽子除去効率	K 中間子検出効率
$(2.882, 148.8+5\alpha)$	96.9%± 0.00	98.55%±0.42
$(2.882, 148.8+\alpha)$	96.86%±0.00	99.77%±0.04
$(2.882, 148.8)$	96.9%± 0.07	99.85%±0.01
$(2.882, 148.8-\alpha)$	96.84%±0.01	99.89%± 0.00
$(2.882, 148.8-5\alpha)$	96.76%± 0.14	99.94%±0.00

5.3.3 反射材の比較

次の3つの反射材を用いた場合の平均光電子数を宇宙線測定により比較した。このときの放射体は純水を用いた。

反射材は全て2枚重ねにして測定した。

- Tyvek 1060B

0.5~10 ミクロンのポリエチレンの極細長繊維をランダムに積層し、熱と圧力だけで結合させたシートである [39]。建築物の断熱材として使用されている。図 5.11 の左図に示した。図から分かるように厚みにむらがある。材質は非常に頑丈で扱いやすく、また建材として用いられていることもあり非常に廉価である。1 セグメントを覆うために必要な金額は数十円程度である。

- シールテープ

ポリテトラフルオロエチレンからなるテープ [40] で、水道管や空気管など液体や気体を導く配管の接続部分等に生じたすき間を埋めるために使用されるシール材である。シールテープは東北大学の先行研究で反射材として用いられている素材である。シールテープは 12 mm 幅のものが市販されているが、水チェレンコフ検出器の反射材として用いるには幅が小さすぎる。そこで中興化成工業株式会社 [40] に特別に注文し、図 5.12 の左図に示したような 150 mm 幅のロールを購入した。材質は丈夫であり扱いやすい、また、1 セグメントを覆う際の値段も 数百円程度である。

- Millipore

化学実験に用いるろ紙である [41]。図 5.11 の右図に示したものである。材質の特徴として非常に裂けやすく検出器全体を覆うための労力が必要である。また、値段も他の3つと比べると高く水チェレンコフ検出器の1セグメントを覆うために5万円程度必要になる。

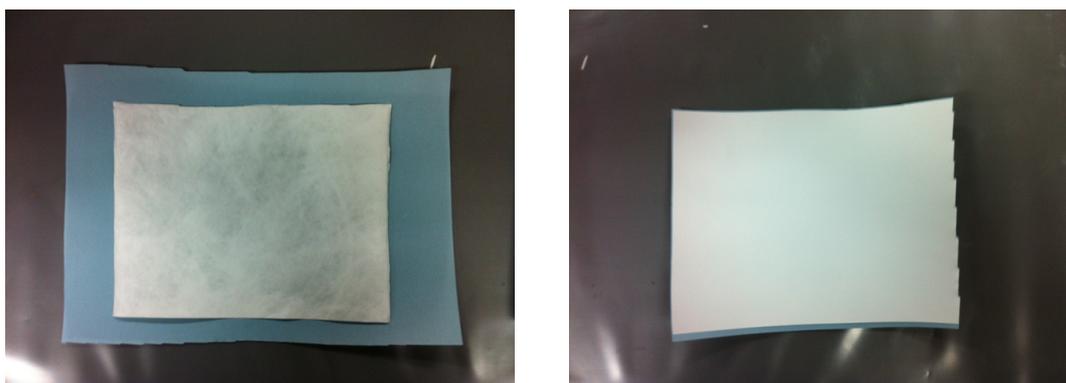


図 5.11: 反射材。左図が Tyvek 1060B、右図が Millipore。

得られた光電子数を表 5.9 にまとめる。値はトリガーを水チェレンコフ検出器の中心にしたときのもので、上下の光電子数を足し合わせたもの。

光電子数は Tyvek 1060B とシールテープが同程度で、Millipore は他に比べて少ない。それに加え、Millipore は他の2つに比べ扱いが難しく、高価であるため反射材として不適切である。



図 5.12: シールテープ。左図が $150^W \times 0.17^T$ [mm] のシールテープ 100 m 巻き。右図がシールテープを切り取ったもの。

一方、Tyvek 1060B とシールテープは光電子数が同程度であり、どちらも値段が安く、材質も丈夫で扱いやすい。しかし、Tyvek 1060Bの方が大面積のシートを入手しやすいため、水チェレンコフ検出器の容器内部に取り付けやすい。

表 5.8: Tyvek、シールテープ、Millipore の光電子数。

反射材	光電子数
Tyvek 1060B	70.8 ± 2.83
シールテープ	70.2 ± 1.31
Millipore	24.8 ± 0.515

5.3.4 Amino-g salt の劣化

宇宙線による実験で、Amino-g salt を輻射体として用いた測定において、2週間で2割の光電子数の減少がみられた。Amino-g salt の化学特性が変化し波長変換剤の効率が悪化したものと考えられる。

本実験では準備期間を含めると少なくとも2ヶ月の期間は安定した光量が得られなければならない。今回は2週間までの変化しか測定していないが、今後数ヶ月単位での時間変化を確認する必要がある。その結果、光電子数がどのように減少していくか、それとも定常状態に達するのか等を調べて、Amino-g salt を用いる場合にどのような対策が必要になるか検討したい。

表 5.9: Tyvek、Millipore の光電子数。

測定日	光電子数
12/4	219 ± 4.69
12/15	182 ± 4.41
12/19	177 ± 4.35

5.4 宇宙線測定のおまとめ

宇宙線を用いた測定で次のことが分かった。

- 光電子数の縦方向入射位置依存性、縦方向入射角度依存性。

縦方向入射位置依存性に対しては、上下の信号を足し合わせることによって $-55 \leq Y \leq 55$ cm の範囲では縦方向依存性を相殺できることが分かった。縦方向入射角度依存性については、S-2S を通過する散乱粒子の縦方向入射角度より大きい角度で測定し、その結果光電子数の違いは見られなかった。

- 波高弁別器を用いて信号高さに閾値を設けた場合の信号除去効率。

水チェレンコフ検出器の信号は電荷量に対して波高がばらつく。この振動のため信号除去効率が悪化する。それをもとに J-PARC テスト実験の結果と比較することで陽子除去効率を見積もった。その結果、整形アンプを用いて信号ピーク付近の形を整えることで、陽子除去効率の低下を抑制することに成功した。特に、この方法は光電子数の少ない純水の場合に重要となることがわかった。

- 反射材の比較。

3 つの反射材、Tyvek 1060B、シールテープ、Millipore、での光電子数を測定した。その結果、Millipore は他の 2 つより光電子数が有意に少ないことがわかった。また、Tyvek 1060B とシールテープに光電子数の有意な差は見られなかった。

第6章 まとめと展望

6.1 まとめ

我々は、J-PARC において (K^+, K^+) 反応を用いた Ξ ハイパー核探索実験を計画している。これにより、 Ξ ハイパー核の束縛状態についての存否が明らかになり、ひいては $S = -2$ の系についての研究に対する足掛かりとなる。 Ξ ハイパー核探索実験に必要な運動量分解能、統計量を達成するために大立体角をもつ散乱粒子用磁気スペクトロメータ S-2S の建設を行っている。

S-2S 下流にバックグラウンド抑制用粒子識別検出器を設置しなければ成らない。特に、本研究ではバックグラウンドとなる運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の運動量を持つ散乱陽子の抑制用検出器の開発を行った。運動量分解能を悪化させないためにビームライン最下流に設置することとし、そのため覆うべき有効面積が大きくなる。したがって、陽子抑制用検出器の輻射体を高密度エアロジェルではなく純水に決定した。陽子抑制用水チェレンコフ検出器は陽子除去効率、90% を達成しなければ成らない。

陽子除去効率 90% を達成するために光電子数 50 個を運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ の K 中間子について得ることを要求した。反射材は光電子数の粒子入射位置依存性を少なくするために乱反射型のものを用いた。水チェレンコフ検出器は陽子抑制能力を高めるためにセグメント化し、2 層設置することを想定して設計した。

J-PARC K1.8 ビームラインでテスト実験を行った。その結果光電子数の入射粒子の水平方向依存性は全有感領域 $-100 \leq X \leq 100 \text{ cm}$ の範囲では光電子数変化は 5% 以下であり、水平方向角度依存性も $-3.5^\circ \leq u \leq 3.5^\circ$ の範囲では光電子数変化は 5% 以下であることがわかった。また、運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ の場合の陽子除去効率が輻射体に純水を用いた場合、92.2%、Amino-g salt 溶液を用いた場合 96.9% を達成できることが分かった。この陽子除去効率から、散乱粒子の数が運動量によらず一定である場合の、 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の平均陽子除去効率を見積もった。純水の場合の平均陽子除去効率はおおよそ 88% であり、Amino-g salt 溶液を用いた場合は約 97% であった。

宇宙線を用いた性能評価実験も行った。最初に、宇宙線を用いた実験では光電子数の垂直方向入射位置依存性、垂直方向入射角度依存性について測定した。その結果、垂直方向入射位置依存性については上下に取り付けた光電子増倍管の信号を足し合わせることで入射位置依存性をおよそ 5% の範囲内で相殺できることがわかった。また、垂直方向入射角度依存性については S-2S を通過する散乱粒子の持つ垂直方向の角度より大きな入射角度について測定したが誤差の範囲を超える有意な依存性は見られなかった。次に、波高弁別器を用いて信号高さに対する閾値によって弁別した場合の陽子除去効率を見積もった。その結果、純水については電荷量に対する波高のばらつきを小さくする整形アンプを用いることで弁別能力を向上させることができたことがわかった。Amino-g salt 溶液については十分な光電子数が得られているため、整形アンプを用いる必要はない。

反射材の比較も行い、結果、シールテープもしくは Tyvek 1060B が反射材として適していることがわかった。

また、光電子数分布の高い光電子数の領域にテールが生じ、それによって陽子除去効率が 3% 程

度低下することがわかった。高い光を発生させる要因として、 δ 線が発生させるチェレンコフ光が考えられる。輻射体の厚みを減らすことによって、 δ 線の発生数を減少させることができると考えられるが、陽子、 K^+ 中間子が発生するチェレンコフ光も減少するため良い改善策とは言えない。しかし、テールを減少させることができなくても、陽子除去効率の低下は高々 3% であるため十分な光電子数を得られる場合は要求性能を達成することができる。

6.2 展望

純水を用いた場合の運動量 $1.2 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$ の平均陽子除去効率は 88% である。これは散乱粒子の数が運動量によらず一定であるという簡略化のもとに見積もった値であり、 $1.3 \text{ GeV}/c$ よりも大きな運動量もつ散乱粒子が低運動量側よりも多い場合を考えると十分な性能とは言えない。そのため、輻射体を純粹にする場合は光電子数を向上させる更なる工夫が必要となる。まず、光電子増倍管の数を 1 セグメントに 2 つから 4 つに増やすことが考えられる。受光できる面積が 2 倍になるので観測される光電子数も 2 倍になることが予想される。光電子数が 2 倍になれば水チェレンコフ検出器に対する要求性能を十分に達成できる。

次に、輻射体として Amino-g salt を用いる場合であるが、現在十分な光電子数が得られている。Amino-g salt を用いる場合は輻射体の厚みを減らすことが可能になる。しかし、Amino-g salt は時間経過による光電子数の変化が確認されておりこれについてさらに詳しく調べる必要がある。そして、光電子数の変化が避けられない場合は実験中に Amino-g salt 溶液を循環させ常に新鮮な状態に保っておく必要があると考えられる。そのために、新たに Amino-g salt 溶液を循環させるシステムを用意しなければならない。

以上、輻射体として純水、Amino-g salt 溶液の両方に一長一短があるが、まずは純水で光電子増倍管の数を増やして要求性能を達成することができるか研究を行っていく。

第7章 謝辞

本論文を執筆するにあたり多くの方々にお世話になりました。

永江教授は指導教官として、ストレンジネス核物理という非常に興味深い分野に私を導いてくださいました。また、本研究を進めるにあたって非常に多くのアドバイスをくださいました。不甲斐ない私を様々な形で支えてくださったおかげで、現在の私があるのだと思います。本当にありがとうございます。

成木准教授には本論文を執筆するにあたっての指導をしていただきました。ありがとうございます。藤岡助教には本研究を進めていく上で様々なアドバイスを頂きました。本研究の重要な点の多くは藤岡助教のアドバイスによるもので、豊富な知識量にいつも驚かされております。川畑准教授、村上講師、新山助教には様々な形で指導して頂きました。

J-PARC K1.8 グループの先輩である杉村さん、市川さん、江川さんにはテスト実験の時に手伝って頂きました。先輩方のご協力がなければテスト実験を遂行することができませんでした。とても感謝しております。

同期の津村さん、中塚君、馬場君、古野君とは談笑をしたり、ときは切磋琢磨しあいながら非常に良い刺激を受けることができました。

東北大学の田村教授、鶴飼助教、三輪助教、山本さん、本田さん、赤澤君、佐々木君にはテスト実験の時以外にも様々な形でアドバイスを頂きました。ありがとうございます。大阪大学の坂口准教授、早川さん、中川さんにも色々な形で助けて頂き感謝しております。

後輩の竹中君には京都での水チェレンコフ検出器のテストを手伝ってもらいました。

本論文を書くにあたって最もお世話になったのが金築さんです。金築さんの助けがあったからこそ、本論文が論文の体をなしているのだと思います。金築さんには研究以外の部分でもお世話になっており、とても感謝しております。

また、最後にまとめてしまう形になるのですが私の研究活動に関わってくださった全ての方に感謝の気持ちを申し上げます。

参考文献

- [1] T.Inoue, *et al.*, Prog. Theor. Phys. 124, 591 (2010)
- [2] J.K. Ahn, *et al.*, Nucl. Phys. A 648, 263 (1999) Y. Kondo, *et al.*, Nucl. Phys. A 676, 371 (2000) J.K. Ahn, *et al.*, Nucl. Phys. A 761, 41 (2005)
- [3] T. Fukuda, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 361, 485 (1995)
- [4] T. Hasegawa, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 224 (1995) H. Hotchi, *et al.*, Phys. Rev. C 64, 044302 (2001)
- [5] O. Hashimoto, H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 564 (2006)
- [6] M. Danysz, *et al.*, Nucl. Phys. 49, 121 (1963)
- [7] S. Aoki, *et al.*, Prog. Theor. Phys. 85, 1287 (1991)
- [8] H. Takahashi, *te al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 132504, (2001)
- [9] C. B. Dover and A. Gal, Ann. of Phys. 146 (1983), 309.
- [10] T. Fukuda, *et al.*, Phys. Rev. C 58, 1306
- [11] P. Khaustov, *et al.*, Phys. Rev. C **61**,054603 (2000).
- [12] T. Motoba and S. Sugimoto, Nucl. Phys. A 835, 223 (2010)
- [13] M. M. Nagels, *et al.*, Phys. Rev. D 15, 2547 (1977); 20, 1633 (1979)
- [14] K. Tominaga, *et al.*, Nucl. Phys. A 642, (1998) 483
- [15] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C 73, 044008 (2006)
- [16] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, private communications (2009)
- [17] T. Harada, *et al.*, Phys. Lett. B 690, 363 (2010)
- [18] T. Nagae, *et al.*, J-PARC E05 proposal (2006)
- [19] E. Hiyama, *et al.*, Phys. Rev. C 78, 054316
- [20] J-PARC 実験審査委員会 http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/PAC_for_NuclPart_e.html
- [21] S. Nagamiya, Prog. Theor. Exp. Phys., (2012) 02B001
- [22] M. Ikegami, Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 02B002

- [23] H. Hotchi, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 02B003
- [24] T. Koseki, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 02B004
- [25] K. Agari, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 02B009
- [26] T. Takahashi, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2012, 02B010
- [27] 金築俊輔、マルチ・ストレンジネス多体系の分光実験に用いる S-2S スペクトロメータの設計、修士論文、京都大学 (2013)
- [28] K. Yamamoto, Search for the H-Dibaryon via the (K^- , K^+) Reaction on ^{12}C , 博士論文、京都大学
- [29] T. Iijima, *et al.*, Nucl. Phys. A546, 588 (1992)
- [30] 足立智、J-PARC K1.8 ビームラインに用いる粒子識別検出器の開発と性能評価、修士論文、京都大学 (2009)
- [31] 岡安雄一、($e, e'K^+$) 反応による Λ ハイパー核分光実験に向けた次世代型スペクトロメータの研究、修士論文、東北大学 (2002)
- [32] 河合正晴、($e, e'K^+$) 反応を用いた次世代ラムダハイパー核分光実験のための K 中間子検出器の開発、修士論文、東北大学 (2008)
- [33] 谷屋直隆、連続電子線を用いたハイパー核分光実験 (JLab E05-115) 用チェレンコフ検出器の研究、修士論文、東北大学 (2010)
- [34] 千葉惇、($e, e'K^+$) 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験用チェレンコフ検出器群の性能評価、修士論文、東北大学 (2011)
- [35] 浜松ホトニクス株式会社、『光電子増倍管 3a 版』
- [36] 三菱レイヨン株式会社、http://www.mrc.co.jp/acrylite/lineup/lineup_detail_03.html
- [37] Geant4 は物質中の粒子の軌道をシミュレーションするためのツールキットである。
<http://www.geant4.cern.ch>
- [38] A. Bezaguet *et al.*, Nucl. Instrum. Methods 158, 303 (1979).
- [39] 旭・デュポンフラッシュスパンプロダクツ株式会社、<http://tyvek.co.jp/construction/about/index.html>
- [40] 中興化成工業株式会社、<http://www.chukoh.co.jp/catalog/catalog01.html>
- [41] メルクミリポア、<http://www.millipore.com/?lang=ja>