

修士論文

$\gamma$ 分光による核内 $\Lambda$ のg因子測定実験における  
( $K^-$ ,  $\pi^-$ )反応識別用検出器群

Detectors to identify the ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) reaction for  
measuring  $\Lambda$ 's g-factor in a hypernucleus by  $\gamma$ -ray  
spectroscopy

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻  
叶内 萌香

平成29年



# 目次

<b>第1章</b>	<b>序章</b>	<b>1</b>
1.1	ハイパー核	1
1.2	ハイパー核分光実験	2
1.3	J-PARCにおけるハイパー核 $\gamma$ 線分光実験	3
1.3.1	J-PARC E13 実験	4
1.3.2	J-PARC E63 実験	8
1.3.3	本研究の目的	11
<b>第2章</b>	<b>J-PARC E63 実験</b>	<b>13</b>
2.1	実験セットアップ	13
2.1.1	K1.1 ビームライン	16
2.1.2	K1.1 ビームラインスペクトロメータ	17
2.1.3	SKS スペクトロメータ	20
2.1.4	標的	23
2.1.5	Hyperball-J	23
2.1.6	バックグラウンド除去検出器	25
2.2	$(K^-, \pi^-)$ トリガー	27
<b>第3章</b>	<b>トリガー数の見積もり</b>	<b>31</b>
3.1	データ収集効率によるトリガー数の制約	31
3.2	ハイパー核生成事象	31
3.3	バックグラウンド	33
3.3.1	ビーム中の $\pi^-$ による $(\pi^-, \pi^-)$ 事象	33
3.3.2	$K^-$ の崩壊による $(K^-, \pi^-)$ 事象	34
3.3.3	Beam through $K^-$ による $(K^-, K^-)$ 事象	36
3.4	SMFによるバックグラウンド除去効率	40
3.5	まとめ	43
<b>第4章</b>	<b>エアロジェルチェレンコフ検出器の性能評価</b>	<b>45</b>
4.1	エアロジェルチェレンコフ検出器の動作原理	45
4.1.1	チェレンコフ放射	45
4.1.2	エアロジェルチェレンコフ検出器	47
4.2	E63 実験用 SAC 試作機	47
4.2.1	輻射体	47

4.2.2	光電子増倍管 . . . . .	48
4.3	AC 検出器の要求性能 . . . . .	49
4.3.1	屈折率 . . . . .	49
4.3.2	検出効率 . . . . .	49
4.4	$K^-$ ビームを用いた試作機の性能評価 . . . . .	50
4.4.1	概要と目的 . . . . .	50
4.4.2	セットアップ . . . . .	50
4.4.3	高レート下における PMT のゲイン変化 . . . . .	52
4.4.4	光量の位置依存性 . . . . .	56
4.4.5	検出効率 . . . . .	57
4.4.6	ビームレート依存性 . . . . .	60
第 5 章 まとめ		64

# 目次

1.1	ハドロン実験施設の全体図	3
1.2	鏡像ハイパー核である ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ のエネルギー準位図	5
1.3	E13 実験のセットアップ図	7
1.4	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ のレベル構造	10
1.5	$K^- n \rightarrow \Lambda \pi^-$ 反応の $\Lambda$ の spin-flip、non-spin-flip の反応断面積 [11, 12]	11
2.1	K1.1 ビームラインの全体図	13
2.2	E63 実験のセットアップ	15
2.3	散乱角をある範囲に限った時の SKS 磁石のアクセプタンスと散乱粒子の運動量の関係 [14]	21
2.4	ビーム運動量 1.1 GeV/c の場合の散乱粒子の運動量と散乱角度の関係	26
2.5	$(K^-, \pi^-)$ トリガーシステム	28
3.1	$K^-$ の崩壊事象による偽のトリガーの見積もり	35
3.2	シミュレーションの検出器配置とビーム運動量分布	35
3.3	Beam through $K^-$ による偽のトリガーの見積もり	37
3.4	TOF における beam through のプロファイル	39
3.5	運動量ごとに異なる beam through $K^-$ の軌道	40
3.6	鉄ブロックの厚さを検討するためのシミュレーションの条件	41
3.7	鉄ブロック内での入射粒子の分布	42
4.1	チェレンコフ放射	46
4.2	チェレンコフ放射が起こる屈折率と運動量の関係	47
4.3	AC2 の概略図	48
4.4	E63 実験用 SAC1 試作機のテスト実験におけるセットアップ	51
4.5	AC2 評価用の回路図	52
4.6	LED を用いた AC 検出器のゲイン調整用回路	53
4.7	LED の発光レートに依存した AC2 の PMT の出力波高の変化	54
4.8	(a)1 p.e. ゲイン測定時の QDC 分布と (b) 電圧と 1p.e. ゲインの関係	55
4.9	AC1 と AC3 の QDC 分布	56
4.10	AC2 の QDC 分布	57
4.11	1.8 GeV/c の $K^-$ 、 $\pi^-$ の $\beta$ と平均光子数の関係	58
4.12	1.1 GeV/c の $\pi^-$ と $K^-$ に対する AC2 の推定 QDC 分布	59
4.13	1.1 GeV/c の $\pi^-$ に対する SAC の検出効率	60
4.14	1.1 GeV/c の $K^-$ に対する SAC の誤検出効率	61

4.15 高レート $\pi^-$ ビームに対する AC2 の Multi-Hit TDC 分布 . . . . .	62
4.16 ビームレートと相対検出効率の関係 . . . . .	63

# 表 目 次

2.1	E13 と E63 の実験コンディションの比較	16
2.2	E63 実験に使用する検出器の変更点	16
2.3	K1.1 ビームラインの仕様	17
2.4	K1.1 ビームラインスペクトロメータの仕様	17
2.5	ビームラインスペクトロメータ用粒子識別検出器の仕様	18
2.6	ビームラインスペクトロメータ用飛跡検出器の仕様	19
2.7	E63 実験における SKS スペクトロメータの仕様	20
2.8	SKS スペクトロメータの粒子識別検出器の仕様	22
2.9	SKS スペクトロメータの飛跡検出器の仕様	23
2.10	Ge 検出器の仕様	24
2.11	バックグラウンド除去検出器の仕様	25
3.1	E63 実験で予想される $\Lambda$ 生成事象数	32
3.2	ビーム中の $\pi^-$ による偽のトリガー数	33
3.3	BAC-SAC 間での崩壊事象数	34
3.4	$K^-$ 崩壊事象による偽のトリガー数	36
3.5	Beam through $K^-$ の崩壊による偽のトリガー	38
3.6	SAC3 の誤認による偽のトリガー	38
3.7	SMF の検出効率	43
3.8	E63 実験で想定されるトリガーレート	43
4.1	性能評価実験に使用した各検出器の仕様	52
4.2	1.8 GeV/c の $\pi^-$ に対する発光量	57
4.3	各粒子の $\beta$ の比較	59

## 概要

ハイパー核の研究は、ハイペロンが核子からのパウリ効果を受けずに  $s$  軌道を占有し、標識可能なハイペロンとして存在することができるという性質のもとに成り立っている。これまではハイパー核の核構造の測定から、主に  $\Lambda N$  相互作用の研究が行われてきた。次の目標として我々は核内の  $\Lambda$  の性質変化の研究を進める。原子核内は高密度、高温状態であるため、核内ハドロンの性質がわずかに変化する可能性がある。そこで我々は J-PARC ハドロン実験施設の K1.1 ビームラインにおいて、大強度  $K^-$  ビームを用いたハイパー核  $\gamma$  線分光 (E63) を計画している。E63 実験では  $(K^-, \pi^-)$  反応により  ${}^7_{\Lambda}Li$  を生成し、Ge 検出器群 (Hyperball-J) を用いて  $\gamma$  線分光を行う。 $\gamma$  線は標的中で反跳したハイパー核から放出されるため、そのエネルギーがドップラー効果を受けてシフトする。その大きさはハイパー核反跳速度の標的中での減速時間と寿命に依存するため、 $\gamma$  線のピーク形状からハイパー核の遷移寿命が求められる (ドップラーシフト減衰法)。この遷移寿命からさらに遷移確率を求め、最終的に核内  $\Lambda$  粒子の  $g$  因子を得る。

E63 実験ではビームラインスペクトロメータで入射粒子を測定し、SKS スペクトロメータで散乱粒子を測定することで運動量解析と  $(K^-, \pi^-)$  反応の同定を行う。 $(K^-, \pi^-)$  トリガーシステムは、ビームホドスコープや TOF による粒子識別に加えて、エアロジェルチェレンコフ検出器による  $\pi$  粒子の識別によって構成される。粒子識別は主にエアロジェルチェレンコフ (AC) 検出器で行い、 $K^-$  ビームの突き抜けやビーム中の  $\pi^-$  などのバックグラウンドをオンラインで除去することでデータ収集効率の低下を防ぐ。しかし  $K^-$  の崩壊で生じる  $\pi^-$  や  $\mu^-$  は識別できないため、2つの崩壊事象除去検出器を設置する。E63 実験で使用する検出器の大部分は、2015 年に K1.8 ビームラインで行われた  $\gamma$  線分光実験 E13 で使用したものである。しかし E63 実験ではビームラインが変わり、ビーム運動量も 1.5 ~ 1.8 GeV/c から 0.9, 1.1 GeV/c に下がる。そのため AC 検出器の輻射体の屈折率を  $n = 1.05$  に変更するとともに、 $K^-$  崩壊で生じる  $\mu^-$  を除去するための検出器である SMF を構成する鉄ブロックの厚さの最適化を図る必要がある。またこの変更に伴い、E63 実験でのトリガーレートを再検討しなければならない。本研究では Geant4 シミュレーションを用いた SMF の最適化とトリガーレートの見積もりを行った。さらに E63 用 AC 検出器がトリガーレートから課される要求を満たすかどうかを確認するために、試作機の性能評価実験を行った。

トリガーレートの要求上限値はデータ収集効率によって制限される。E13 実験と同様に 1 イベント当たりの不感時間は  $30 \mu s$  であるデータ収集系に対して 95% の収集効率を要求すると、トリガーレートの上限値は  $1.7 \times 10^3$  Hz となる。このうちハイパー核の収量 ~ 200 /spill を除いたものがバックグラウンドの上限値となる。

入射粒子を識別する BAC がビーム中の  $\pi^-$  を検出できないことで生じるバックグラウンドは BAC を 2 段構成にし、それぞれに 99% の検出効率を要求することで、最大 32 /spill まで抑えられることが分かった。また散乱粒子を識別する SAC が  $K^-$  の突き抜けを  $\pi^-$  と誤認した場合に生じるバックグラウンドを、SAC 通過後の崩壊確率と SAC1 の  $K^-$  誤検出率、 $K^-$  の突き抜けを除去するための検出器 SFV、SAC3 の検出率から求めた。E13 実



験の結果から SAC1 の  $K^-$  誤検出率を 3%、SAC3 が 8.8% であると仮定したところ、E63 実験では最大 410/spill と見積もることができた。

標的内での  $K^-$  の崩壊事象は、崩壊後の  $\pi^-$  または  $\mu^-$  が SKS のアクセプタンスに入って TOF へと到達した場合にバックグラウンドとなる。Geant4 シミュレーションの結果、崩壊で生じる  $\pi^-$  がバックグラウンドとなるイベント数は最大 170/spill であるとわかった。 $\mu^-$  のバックグラウンド量は SMF の除去効率も考慮する必要がある。SMF はハイパー核反応による散乱  $\pi^-$  を鉄ブロックにより遮蔽し、通り抜けた  $\mu^-$  のみを鉄ブロック後方に設置するルサイトチェレンコフ (LC) 検出器で検出する検出器である。E63 実験ではビーム運動量の変更に伴って SKS のアクセプタンスや散乱粒子の運動量が変わるため、鉄ブロックの厚さの最適化を行うための Geant4 シミュレーションを行い、粒子識別効率を見積もった。その結果、鉄ブロックが 46 ~ 57 cm の厚さのとき  $\mu^-$  の 99% が通り抜けることが分かった。こうして  $\mu^-$  によるバックグラウンドを最大 3/spill に抑えられることが分かった。

以上の結果から E63 用 AC 検出器に  $\pi^-$  検出効率 99%、 $K^-$  誤検出率 3% を要求することで、十分なデータ収集効率を維持したまま E63 実験を行うことができることがわかった。

E63 実験では、使用するビーム運動量に対して十分な光量が得られるように屈折率  $n = 1.05$  のエアロジェルを使用した AC 検出器を新たに作成する。そこで E63 用 SAC の試作機を作成し、トリガーレートの見積もりから得られた要求検出効率を満たすかどうかを確認するための性能評価実験を行った。光電子増倍管はファインメッシュ型を 3 本、反射材にはテフロンを使用した。

この実験は J-PARC K1.8 ビームラインにて、1.8 GeV/c の  $K^-$  ビームと  $\bar{p}$  ビームを使用して行った。この運動量では試作機が  $K^-$  と  $\pi^-$  の両方で発光するため、前後に E13 用 AC 検出器 ( $n = 1.03$ ) を設置することで粒子識別を行った。

まず光量の位置依存性を確認した。ビーム軸に対して水平方向に異なる 3 点でデータ収集を行った結果、位置依存性が無いことが確認できた。

次に 1.8 GeV/c でのデータから 1.1 GeV/c の場合の検出効率を推定した。1.1 GeV/c での  $\pi^-$  の平均光電子数は、1.8 GeV/c の  $K^-$  と  $\pi^-$  それぞれの  $\beta$  と測定した平均光電子数の関係から推定した。E63 実験における光電子数分布が、この推定平均光電子数を平均値とするポワソン分布に従うと仮定して  $\pi^-$  検出効率を求めた。

また  $K^-$  誤検出率は、 $\beta$  が 1.1 GeV/c の  $K^-$  に近い値を持ち、平均光電子数が同程度であると考えられる 1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  ビームのデータを利用した。

解析の結果、Discriminator の閾値が  $\sim 6$  p.e. までであれば要求  $\pi^-$  検出効率 99% を達成できることが分かった。一方 6 p.e. を閾値としても、 $K^-$  誤検出率は要求をわずかに超える 3.2% となることが分かった。予想される K1.1 ビームラインでのビーム強度では、バックグラウンドによるトリガーレートは要求値を十分に下回っていることが分かった。

# 第1章 序章

## 1.1 ハイパー核

原子核を構成する粒子のうち、自然界に存在するものは  $u, d$  クォークで構成される陽子・中性子である。我々は陽子・中性子を核力のもとで同種粒子 (核子:  $N$ ) として扱い、陽子と中性子は同じアイソスピン量子数の  $z$  軸への射影が異なる状態であると理解する。核力については  $u, d$  クォークの入れ替えに対する対称性、荷電対称性が考えられてきた。このような核子のみから構成される通常の原子核に対して、 $s$  クォークを含むバリオン (ハイペロン:  $Y$ ) が束縛した原子核をハイパー核と呼ぶ。実験では主に  $\Xi$  や  $\Sigma$ 、 $\Lambda$  といったハイペロンを生成するが、特に  $\Lambda$  粒子が原子核に束縛された  $\Lambda$  ハイパー核の研究が盛んである。これは  $\Lambda$  がハイペロンの中で最も軽い粒子であることから生成しやすく、また弱い相互作用でのみ崩壊するという特徴をもつためである。これまでのハイパー核の研究では、 $YN$  相互作用・ $YY$  相互作用に関する情報を引き出すための構造研究が盛んにおこなわれてきた。この研究には  $u, d, s$ 、3種のクォークの入れ替えに対する強い相互作用の  $SU_f(3)$  対称性を考えることで、核力をバリオン間力としてより統一的に理解するという意義がある。

ハイパー核において、ハイペロンは核子からのパウリ効果を受けない。そのためハイペロンは原子核深部の  $0s$  軌道をも占有できる。この性質を利用することでこれまでの実験的なハイパー核研究が進められてきた。さらに、ハイペロンは原子核内で標識可能な1粒子として存在し続けると考えられる。よって核内のバリオンのわずかな性質変化を調べる研究も可能である。

高密度領域におけるバリオンの性質変化を示す指標の一つに質量があげられる。クォーク模型において高密度、高温度状態でのクォークの質量はカレント質量と呼ばれ、例えば  $u$  クォークでは約  $2 \text{ MeV}$  と非常に小さな値となる。しかし、クォークがハドロンを形成して低エネルギー状態にある場合にはカイラル対称性の自発的破れに伴って動的な質量 (構成子質量) を持つと考えられている。このとき核子における  $u$  クォークの構成子質量は約  $300 \text{ MeV}$  となる。原子核内は非常に高密度領域であるため、自由空間にあるハドロンに対して原子核内ではカイラル対称性の破れが弱まり、その効果がクォークの構成子質量に現れる可能性がある。しかし通常の原子核では、パウリ効果のために深部の情報を得ることが困難となる。そのためハドロンの性質変化の研究では、ハイパー核研究が有力な手段となる。

## 1.2 ハイパー核分光実験

ハイパー核分光実験の手法の一つに反応分光がある。反応分光はハイパー核生成反応における入射・散乱粒子の運動量を測定し、運動学的にハイパー核の質量を測定する方法(missing mass 法)である。反応分光に加えて、ハイパー核の崩壊時に放出される粒子を測定する崩壊分光を行うこともある。ここでは特に、スペクトロメータを用いた反応分光によってハイパー核生成反応を同定し、生成したハイパー核の脱励起時に放出される $\gamma$ 線を測定するハイパー核 $\gamma$ 線分光について述べる。

ハイパー核分光では主に $(K^-, \pi^-)$ 反応や $(\pi^+, K^+)$ 反応、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いてハイパー核を生成する。ストレンジネス交換反応である $(K^-, \pi^-)$ 反応は $\Lambda$ 粒子の生成断面積が $\sim \text{mb/sr}$ と大きい。そのため他の2つの反応のような強いビーム強度は必要としない。この反応は運動量移行がフェルミ運動量に比べて小さいため、ハイペロンは反応した核子と同じ軌道に束縛されやすいという特徴がある。また発熱反応であるという特徴があり、標的中で静止した $K^-$ による $(K_{stop}^-, \pi^-)$ 反応での実験が可能である。この反応では入射ビームの運動量測定を必要としない。

一方、 $(\pi^+, K^+)$ 反応はストレンジネス対生成反応であるため $\Lambda$ 粒子の生成断面積が数 $100 \mu\text{b/sr}$ と小さい。そのため $\pi^+$ ビームを大強度化することでハイパー核の収量を補う。この反応は運動量移行が大きく、ハイペロンが深い軌道に束縛されやすい。また $(K^-, \pi^-)$ 反応と比較してビーム粒子の崩壊によるバックグラウンドが少ない。

以上2つの反応では二次粒子ビームを使用しているためビーム運動量に広がりがあり、質量分解能が制限される。一方 $(e, e'K^+)$ 反応実験では一次ビームを使用するためビーム運動量がほとんど一定であり、数 $100 \text{ keV}$ という非常に高い質量分解能が得られている。しかし $(e, e'K^+)$ 反応実験は散乱電子と散乱 $K^-$ の同時計測を必要とするため、ハイパー核生成反応以外の電子による偶然同時計測によるバックグラウンドが問題となる。また、 $(K^-, \pi^-)$ 反応と $(\pi^+, K^+)$ 反応が中性子を $\Lambda$ へ変換するのに対して、 $(e, e'K^+)$ 反応は陽子を $\Lambda$ へ変換する点異なる。この違いは鏡像核の研究において有効となる。

一方 $\gamma$ 線分光実験では、ハイパー核の脱励起時に放出される $\gamma$ 線からハイパー核の準位構造を決定する。ハイパー核のスピンの2重項のエネルギー間隔は数 $10$ から数 $100 \text{ keV}$ 程度であるため、数百 $\text{ keV}$ 程度、あるいはそれより悪いエネルギー分解能を持つ反応分光実験では測定が困難であった。そこで我々は $1 \text{ MeV}$ の $\gamma$ 線に対して $2 \text{ keV}$ (FWHM)という高分解能をもつGe検出器を用いた精密 $\gamma$ 線分光実験を行ってきた。こうした精密 $\gamma$ 線分光から比較的軽いハイパー核についてスピンの2重項のエネルギー間隔が決定されている。このハイパー核の精密構造によってスピンの依存する $\Lambda N$ 相互作用の研究が進められている。

Ge検出器を使用する場合、Ge結晶の放射線損傷が問題となる。ビーム強度が大きいほど放射線損傷が起りやすく分解能の悪化を招くため、Ge検出器を用いた $\gamma$ 線分光実験ではビーム強度を低く抑えられる $(K^-, \pi^-)$ 反応が適している。

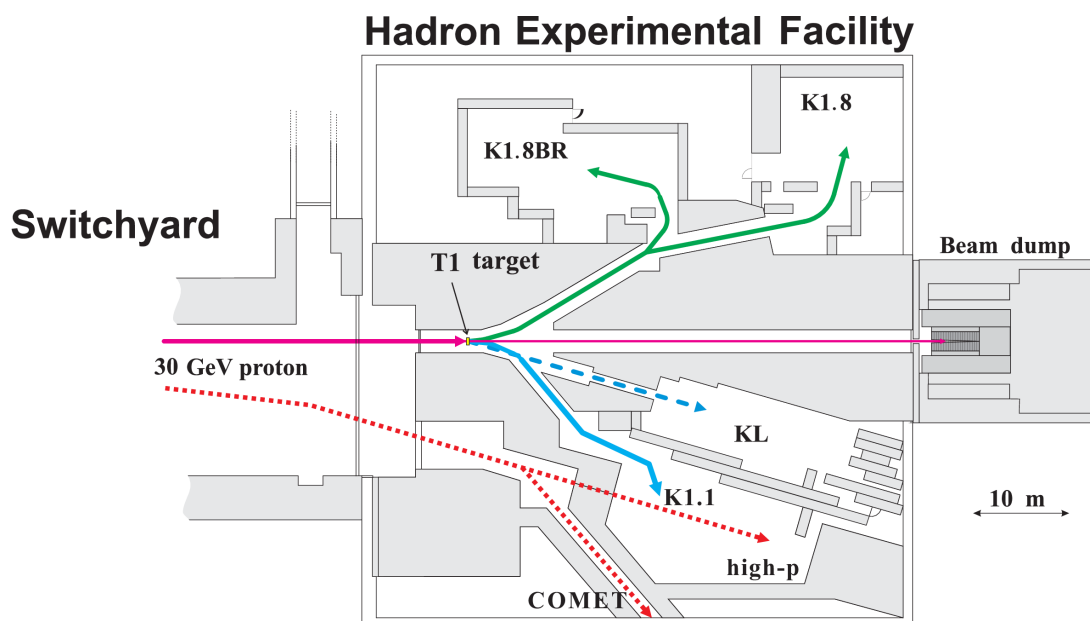


図 1.1: MR で 30 GeV まで加速された陽子は T1 標的に照射され、原子核反応により二次粒子を生成する。現在稼働しているビームラインは K1.8、K1.8BR、K1.1BR、KL である。さらに K1.1 ビームラインを含めたその他のビームラインの建設が進められている。

### 1.3 J-PARC におけるハイパー核 $\gamma$ 線分光実験

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) では素粒子・原子核物理、物質生命科学、原子力等の幅広い分野の最先端研究が行われている。J-PARC では初めに線形加速器で陽子を 400 MeV まで加速した後、シンクロトロンで 3 GeV まで加速する。加速された陽子は物質生命科学実験施設と Main Ring (MR) へ輸送される。MR は 30 GeV まで加速した陽子をハドロン実験施設に供給している。

ハドロン実験施設では陽子ビームを二次粒子生成標的 (T1) に照射すること原子核反応により  $\pi$  中間子や  $K$  中間子などの二次粒子を生成する。二次粒子ビームを用いる場合、実験標的への入射前に二次粒子の粒子識別および運動量測定を行わなければならない。これにより、ビーム強度はビーム粒子の測定に使用する検出器及びデータ収集系の処理速度による制約を受ける。ここではビームの瞬間的な最大粒子数がビーム粒子測定系の処理限界を超えないことが重要となる。ハドロン実験施設では、より大強度のビームを使用するための対策として T1 標的における原子核反応を均一に発生させるような陽子ビームの取り出しを行っている。この陽子ビームの取り出し手法は、MR を 1 周約  $5 \mu\text{s}$  で周回する陽子を約 2s かけてゆっくり取り出すことに由来して、遅い取り出しと呼ばれる。

原子核反応で生じた  $\pi$  中間子や  $K$  中間子などの二次粒子は複数のビームラインへ輸送される。現在のハドロン実験施設には図 1.1 に示すように K1.8、K1.8BR、K1.1BR、KL といったビームラインが存在し、並行して複数の実験が行われている [5]。これに加えて、K1.1 ビームラインの建設が進められている。

## K1.8 ビームライン

K1.8 ビームラインは $\Xi$ ハイペロン ( $S = -2$ ) の生成に最適化されたビームラインである。供給する  $K^-$  ビームの最大運動量は $\Xi$ の生成断面積が最も高い  $1.8 \text{ GeV}/c$  である。生成した $\Xi$ 粒子を利用することで、 $\Xi$ ハイパー核以外にもダブル $\Lambda$ ハイパー核といったストレンジネス  $S = -2$  のハイパー核研究が可能である。また最高  $2.0 \times 10^6 / \text{spill}$  (スピル長:2秒) の大強度ビームを使用できるため、高統計を生かした $\Lambda$ ハイパー核の系統的研究や  $YN$  散乱実験にも利用できる。さらに、K1.8 ビームラインは T1 標的において生成される様々な二次粒子の中から質量に応じて粒子を分離する静電セパレータ (ESS) を 2 段設置しているため、高純度の  $K^-$  ビームを供給することができる。

## K1.1 ビームライン

現在建設予定である K1.1 ビームラインは最大  $1.1 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを供給する。このビームラインでは後述する E63 実験を計画している。K1.1 ビームラインは $\Lambda$ ハイパー核の spin-flip 状態の生成断面積が最大となるような運動量領域の  $K^-$  ビームを用いて、 $\Lambda$ ハイパー核研究をさらに深めることを主な目的としている。

K1.8 ビームラインが全長約 46 m であるのに対し、K1.1 ビームラインは約 28 m である。これは K1.1 ビームラインが K1.8 よりも低い運動量に特化しているため各 ESS の長さを短くでき、スペクトロメータには DQQ システムを採用していることによるものである。そのため K1.1 ビームラインでは  $K^-$  粒子の崩壊を抑えることが可能となる。K1.8 ビームラインでは運動量  $1.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビーム強度が約  $3 \times 10^5 K^- / \text{spill}$  であったのに対し、K1.1 ビームラインでは運動量  $1.1 \text{ GeV}/c$  で同程度のオーダーのビーム強度  $1.9 \times 10^5 K^- / \text{spill}$  が見込まれている。

### 1.3.1 J-PARC E13 実験

E13 実験は 2015 年に J-PARC K1.8 ビームラインで行われたハイパー核  $\gamma$  線分光実験である。これは新たに開発した Ge 検出器群 Hyperball-J による精密  $\gamma$  線測定実験であり、前節で述べた通り ( $K^-, \pi^-$ ) 反応を用いている。

E13 実験には 2 つの目的がある。1 つ目は $\Lambda$ ハイパー核の構造測定による  $YN$  相互作用の系統的研究であり、バリオン間力の統一的理解を目指す。そこには $\Lambda N$ 相互作用における荷電対称性の破れの研究が含まれる。2 つ目として核内 $\Lambda$ 粒子の  $g$  因子測定による核内バリオンの性質変化の研究がある。それぞれの目的に対して適するビーム運動量が異なることから E13 実験の目的の一部は後述する E63 実験へ引き継がれる。

E13 実験では K1.8 ビームラインの運動量に適した以下の 2 つを目的として行われた。

- ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の M1 遷移  $\gamma$  線測定による  $\Lambda N$  相互作用の荷電対称性の破れの研究

${}^3\text{He}$  原子核と  ${}^3\text{H}$  原子核は互いに陽子と中性子の数が入れ替わった鏡像核であり、荷電対称である。強い相互作用では荷電対称性がよく成り立つため、こうした鏡像核間ではその構造は変化しない。そのため、電荷をもたない $\Lambda$ 粒子を鏡像核に加えた場合にもその

構造は変化しないと考えられていたが、過去のハイパー核実験はこれを覆すデータを示していた。

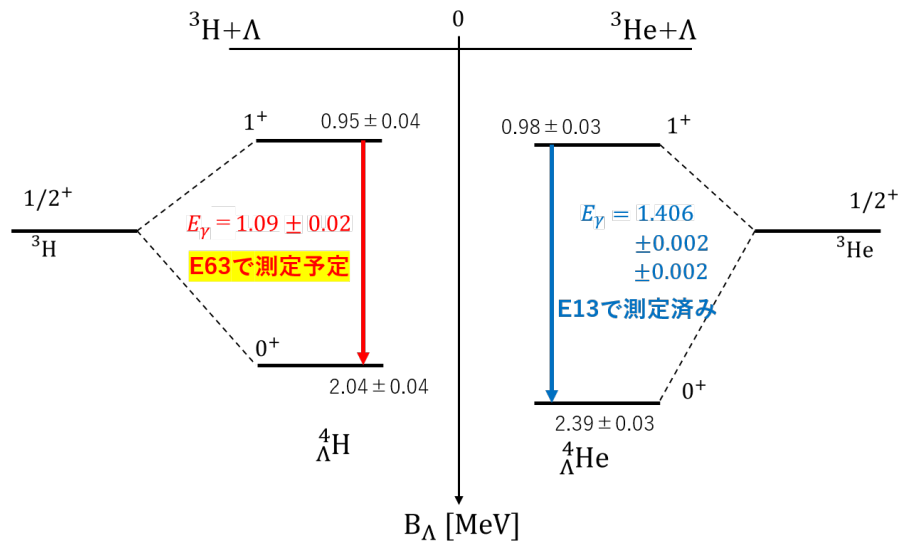


図 1.2: 鏡像ハイパー核である  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  と  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  のエネルギー準位図。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  と  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の基底状態の束縛エネルギーは原子核乾板を用いた実験結果による値である [4]。ここから基底状態における約 350 keV の荷電対称性の破れがわかる。2012 年に行われたハイパー核崩壊  $\pi^-$  分光実験によって  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の基底状態の測定結果が更新された [8]。一方、励起状態エネルギーと準位間隔は脱励起時の  $\gamma$  線測定によって決定されている。 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の基底 2 重項エネルギー間隔は、過去の測定結果  $1.15 \pm 0.04$  MeV [2] から 2015 年に行われた E13 実験の測定結果へと更新されている [6, 7]。後述する E63 実験では  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の基底 2 重項エネルギー間隔をより正確に測定する予定である。

図 1.2 に  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  と  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  のエネルギー準位図を示す。これまで  $\Lambda$  ハイペロンを含む鏡像核である  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  と  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の  $\gamma$  線分光は NaI 検出器で行われている。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ハイパー核の基底 2 重項エネルギー間隔は 3 回測定され、 $1.09 \pm 0.02$  MeV という結果が得られている [1, 2, 3]。一方の  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ハイパー核は 1 度だけ測定されたという報告があり、基底 2 重項エネルギー間隔が  $1.15 \pm 0.04$  MeV とされた [2]。これらの結果から示される基底 2 重項のエネルギー差は理論予想から外れている。また、原子核乾板を用いた実験結果から両者の基底状態の束縛エネルギーの間にも約 350 keV の差があることが報告されている [4]。

こうした過去の実験結果は  $\Lambda N$  相互作用に荷電対称性の破れがあることを示している。過去に 1 度しか測定されていない  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ハイパー核の基底 2 重項エネルギーを測定することで、 $\Lambda N$  相互作用における荷電対称性の破れを再検証することが E13 実験の目的の一つである。E13 実験では  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ハイパー核の基底 2 重項エネルギーをこれまでの実験よりも高い精度で決定するために、優れたエネルギー分解能を持つ Ge 検出器から構成された

Hyperball-J を用いて  $\gamma$  線測定を行った。この研究では液体 He 標的に  $1.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを照射して  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ハイパー核を生成した。

実際の E13 実験で得られた  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ハイパー核の  $\gamma$  線測定の解析から、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ハイパー核の基底 2 重項エネルギー間隔が  $1.406 \pm 0.002 \pm 0.002 \text{ MeV}$  であることが示された [6, 7]。これは過去の実験で得られた  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ハイパー核の基底 2 重項エネルギー間隔  $1.09 \pm 0.02 \text{ MeV}$  よりも大きく、 $\Lambda N$  相互作用における荷電対称性の破れを明確に示す結果となっている。

- ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$  の  $\gamma$  線分光による  $\Lambda N$  相互作用の系統的研究

$\Lambda N$  相互作用の研究にはハイパー核の低励起状態における情報が必要となる。これまでは軽い  $\Lambda$  ハイパー核の研究により  $p$  殻領域について多くの実験が行われており、スピンの依存する  $\Lambda N$  相互作用のパラメータが決定されている。そこで、より重い  $sd$  殻領域のハイパー核の実験による  $\Lambda N$  相互作用の系統的研究が求められるようになった。 $sd$  殻領域の研究が進めば、ハイペロンと最外殻核子の距離による  $\Lambda N$  相互作用の変化について調べることが可能となる。E13 実験では  $sd$  殻のハイパー核の中でも比較的軽い  ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$  の  $\gamma$  線分光を行い、初めて  $sd$  殻ハイパー核の精密構造を探った。この研究では液体  $\text{CF}_4$  標的に  $1.8 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを照射して  ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$  ハイパー核を生成した。こちらも 2015 年の E13 本実験において  ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$  の基底二重項の測定に成功している。

## セットアップ

E13 実験では  $(K^-, \pi^-)$  反応によりハイパー核を生成した。図 1.3 に E13 実験に使用した検出器のセットアップを示す。

ビームラインから入射された  $K^-$  ビームはビームラインスペクトロメータで運動量が測定される。K1.8 ビームラインスペクトロメータは 2 重極磁石 (D4) および 4 つの 4 重極磁石 (Q10,11,12,13) から構成される QQDQQ システムである。これに加えて飛跡検出器 (BFT, BC3,4) とビームホドスコープ (BH1,2)、エアロジェルチェレンコフ検出器 (BAC) を設置した。BAC でオンラインの粒子識別を行い、オフラインでは入射粒子の軌跡測定による運動量解析と飛行時間測定による粒子識別を行った。

入射ビームが標的にハイパー核反応を起こした際に散乱される粒子は、後方のスペクトロメータ検出器 SksMinus で運動量測定される。SksMinus は Superconducting Kaon Spectrometer (SKS) と呼ばれる電磁石に加えて、複数の飛跡検出器と粒子識別検出器から構成される。SKS 磁石は最大磁場が  $2.5 \text{ T}$  の超電導電磁石である。SKS 磁石は本来  $0.7 \text{ GeV}/c \sim 1.1 \text{ GeV}/c$  のビーム用のスペクトロメータとして開発されている。E13 実験では設計値よりも高いビーム運動量に対応するため、SksMinus の検出器は SKS 磁石本来の設計値よりも浅い入射角と曲がり角で配置された。飛跡検出器として SKS 前後に計 4 台のドリフトチェンバー (SDC1,2,3,4) を設置し、これによる散乱粒子の飛跡測定から運動量解析を行った。またエアロジェルチェレンコフ検出器 (SAC) を用いたオンライン粒子識別と、Time of Flight (TOF) 検出器と BH2 を用いた飛行時間差測定によるオフラインの粒子識別を行った。

標的周りには Ge 検出器群、Hyperball-J を設置して生成されたハイパー核の脱励起  $\gamma$  線を測定した。また崩壊粒子識別検出器として Scattered Pi Zero 検出器 (SP0) と Scattered

Muon Filter (SMF)、Beam veto用検出器として Scattered Forward Veto 検出器 (SFV) を設置した。以上の検出器の大部分は E63 実験においても使用される予定である。セットアップもほぼ同じであることから詳細は次章で述べる。

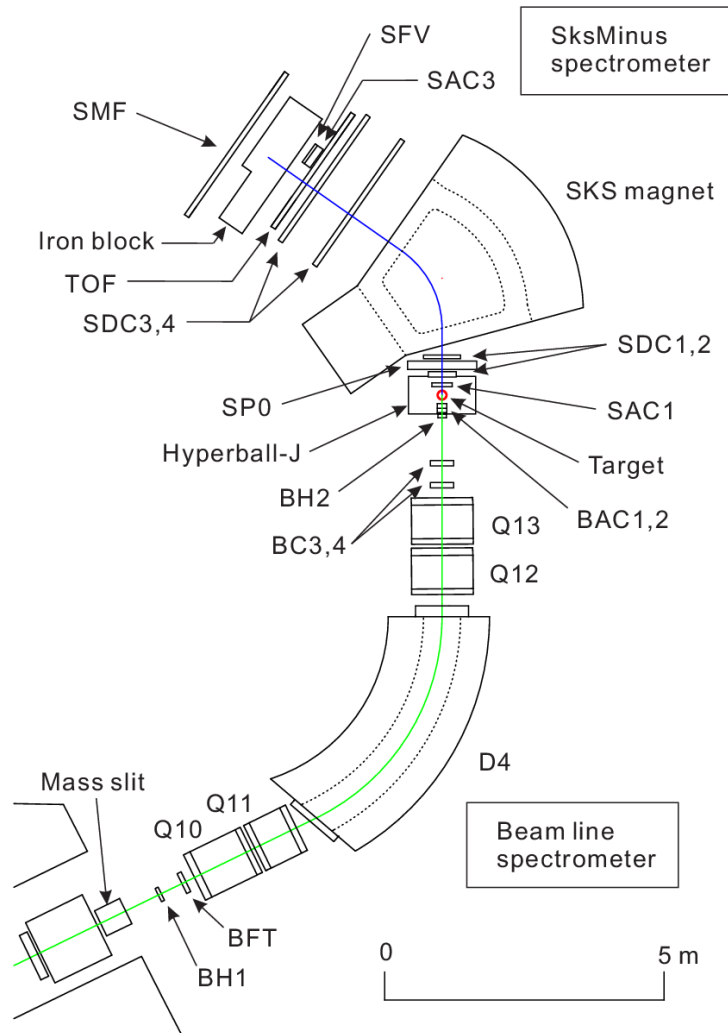


図 1.3: E13 実験のセットアップ図。E13 実験では D4 電磁石を中心とした K1.8 ビームラインスペクトロメータによって入射  $K^-$  の運動量を測定した。標的でハイパー核生成反応が起きた際に散乱される  $\pi^-$  粒子の運動量は SKS 磁石を中心とした SksMinus スペクトロメータで測定した。この二つのスペクトロメータの運動量解析からハイパー核生成事象を識別し、標的周辺に設置された Ge 検出器群 Hyperball-J の測定データからハイパー核由来の  $\gamma$  線を抽出する。



### 1.3.2 J-PARC E63 実験

我々は E13 実験につづいて J-PARC E63 を計画している。E63 実験の目的は以下の 2 つである。

- ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の M1 遷移  $\gamma$  線測定による  $\Lambda N$  相互作用の荷電対称性の破れの検証

荷電対称性の破れをより詳細に調べるには  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  と  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  それぞれの基底状態の束縛エネルギーと基底二重項のエネルギー間隔が必要となる。過去の実験データに加えて、E13 実験では  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の基底二重項のエネルギー間隔が測定された。また 2012 年に行われたハイパー核崩壊  $\pi^-$  分光実験から、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の基底状態の束縛エネルギーに対して  $2.12 \pm 0.01 \pm 0.09$  MeV という結果が得られている [8]。このように  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  と  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  に関して 2 つのデータがより良い精度で更新された。

一方で  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の基底二重項のエネルギー間隔には過去 3 回の実験データがあるが、互いに値が一致していない。そのため E63 実験では、E13 実験における  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の測定と同程度の精度で  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の基底準位のエネルギーを決定することを目指す。

- ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  の  $B(M1; 3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  測定による核内  $\Lambda$  粒子の  $g$  因子測定

先に述べた通り、原子核深部の密度ではバリオンの性質が変化して質量が変化する可能性がある。質量と関係する物理量として磁気モーメントがある。ディラック粒子の磁気モーメント  $\mu$  は、質量  $m$ 、電荷  $e$  から次のように表される。

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} \quad (1.1)$$

よって、原子核密度におけるバリオンの磁気モーメントを測定し、自由空間での磁気モーメントと比較することで原子核密度におけるバリオンの性質変化を調べることが可能となる。しかし通常の原子核では、パウリ効果のために原子核深部の核子の情報を得ることが困難となる。そのためパウリ効果を受けずに深部で束縛される  $\Lambda$  粒子を用いた実験手法が有効である。E63 実験では核内  $\Lambda$  の磁気モーメント測定から、核内  $\Lambda$  の性質変化を調べることが目標とする。

クォークモデルでは、 $\Lambda$  の磁気モーメント  $\mu_{\Lambda}$  を次のように記述できる。

$$\mu_{\Lambda} = \frac{e\hbar}{2m_s} \quad (1.2)$$

ここで  $m_s$  は  $s$  クォークの質量を示す。さらに磁気モーメント  $\mu_{\Lambda}$  は磁気双極子遷移の遷移確率から求めることができる。コア核と  $\Lambda$  粒子の weak coupling 模型を仮定して  $\Lambda$  ハイパー核を考えた場合、 $\Lambda$  のスピン反転による M1 遷移の換算遷移確率  $B(M1)$  は核内  $\Lambda$  の磁気モーメントによって以下のように記述される。

$$\begin{aligned}
B(M1) &= (2J_{up} + 1)^{-1} |\langle \phi_{low} || \boldsymbol{\mu} || \phi_{up} \rangle|^2 \\
&= (2J_{up} + 1)^{-1} |\langle \phi_{low} || g_c \mathbf{J}_c + g_\Lambda \mathbf{J}_\Lambda || \phi_{up} \rangle|^2 \\
&= (2J_{up} + 1)^{-1} |\langle \phi_{low} || g_c \mathbf{J} + (g_\Lambda - g_c) \mathbf{J}_\Lambda || \phi_{up} \rangle|^2 \\
&= \frac{3}{8} \pi \frac{2J_{low} + 1}{2J_c + 1} (g_c - g_\Lambda)^2,
\end{aligned} \tag{1.3}$$

ここで  $g_c$  と  $g_\Lambda$  はコア核と  $\Lambda$  粒子それぞれの有効  $g$  因子を示す。また、 $\mathbf{J}_c$  と  $\mathbf{J}_\Lambda$  はそれらのスピン、 $\mathbf{J} = \mathbf{J}_c + \mathbf{J}_\Lambda$  はハイパー核の全角運動量である。 $\phi_{up}$  と  $\phi_{low}$  はそれぞれコア核と  $\Lambda$  のスピンの平行、反平行の状態の波動関数を示す。

また  $B(M1)$  は遷移寿命  $\tau$  との間に以下の関係がある。

$$1/\tau = \frac{16}{9} E_\gamma^3 B(M1). \tag{1.4}$$

以上の関係式により、 $\Lambda$  のスピン反転による M1 遷移寿命の測定から  $\Lambda$  粒子の  $g$  因子を求めることができる。

### ドップラーシフト減衰法

E63 実験では、核内  $\Lambda$  粒子の磁気モーメントを調べるためのスピン反転 M1 遷移寿命を測定する際に、ドップラーシフト減衰法 (DSAM) と呼ばれる手法を用いる。この手法は、標的中で減速する反跳ハイパー核が  $\gamma$  線を放出した場合に  $\gamma$  線が受けるドップラー効果を利用する。Ge 検出器で観測される  $\gamma$  線のエネルギーは、検出器に対するハイパー核の相対速度に応じて増減する。こうして生じるエネルギーピークの形状変化から寿命を決定する。

図 1.4 に  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  の核構造を示す。本実験では  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  の基底 2 重項 M1 遷移 ( $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ) からの  $\gamma$  線を測定する。エネルギーピーク形状の変化は、標的内におけるハイパー核の反跳速度の減速時間と遷移寿命に非常に敏感であり、高い測定精度を得るためには減速時間 (stopping time) と寿命のマッチングが必要である。KEK で行われた E419 実験では DSAM を用いた  ${}^7_\Lambda\text{Li}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  の  $\Lambda$  スピン反転 M1 遷移の寿命測定が期待されたが、減速時間に対して寿命が短かすぎたため、寿命の有限値を得ることはできなかった [9]。

そこで E63 実験では  ${}^7_\Lambda\text{Li}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  遷移の期待される寿命 (0.5 ps) に対して、DSAM を行う上で最適な減速時間 (約 2 ps) となるような標的を選択する。通常の Li 単結晶では密度が小さい ( $0.53 \text{ g/cm}^3$ ) ために減速時間が大きくなる。そこで Li 化合物の中で最も高い密度  $2.01 \text{ g/cm}^3$  を持つ  $\text{Li}_2\text{O}$  を標的とする。これにより 5% の精度の寿命測定が期待される。しかし、一般に入手可能な粉末状の  $\text{Li}_2\text{O}$  では密度分布が不均一なため減速時間が一定にはならない。そこで我々は  $\text{Li}_2\text{O}$  の単結晶化に関しての研究を進めている。

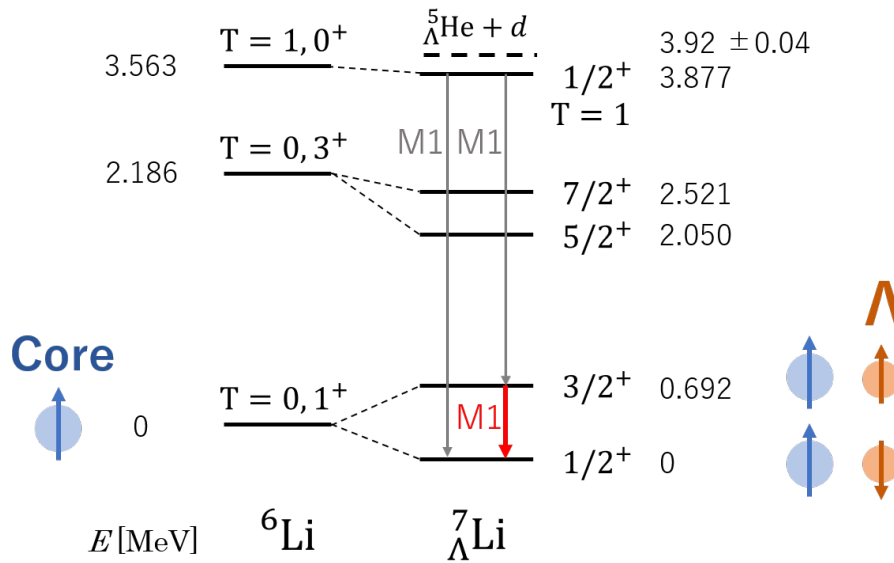


図 1.4:  ${}^6\text{Li}$  に  $\Lambda$  が加わることで、Core 核である  ${}^6\text{Li}$  のエネルギー準位が分岐する。Core 核と  $\Lambda$  のスピンの平行な状態の方が反平行の場合よりも高いエネルギーを持つ。我々が測定対象とするのは、基底二重項の  $3/2^+$  状態から  $1/2^+$  状態へ遷移する際に放出される M1 遷移  $\gamma$  線である。これは  $\Lambda$  のスピンの反転する遷移である。この図から  $3/2^+$  状態は直接生成以外にも  $1/2^+(T=1)$  状態からの M1 遷移を経由して得られることがわかる。 $1/2^+(T=1)$  状態は  ${}^5_\Lambda\text{He}+d$  状態と非常に近いエネルギーを持つことが示されている [9]。

### ビーム運動量

E63 実験では  ${}^7_\Lambda\text{Li}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  の  $\Lambda$  スピン反転 M1 遷移の  $\gamma$  線を測定するため、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$  の  $3/2^+$  状態の生成確率が最大となるような運動量を選択する。

ここで運動量と  $\Lambda$  の spin-flip、non-spin-flip の反応断面積の関係を図 1.5 に示す。ここから  $1.1 \text{ GeV}/c \sim 1.4 \text{ GeV}/c$  では spin-flip の生成断面積がある散乱角度で支配的であることがわかる。よって、K1.1 ビームラインで spin-flip で作られる  $3/2^+$  状態の直接生成率を上げるには運動量  $1.1 \text{ GeV}/c$  が最適となる。一方で、 $3/2^+$  状態は直接生成のみでなく  $1/2^+(T=1)$  からの M1 遷移を経由しても得られる。 $1/2^+(T=1)$  状態は spin-flip、non-spin-flip どちらの反応でも生成可能である。よって  $1/2^+(T=1)$  のカスケード崩壊を利用するには、non-spin-flip の断面積が最大となる  $0.9 \text{ GeV}/c$  が適している。

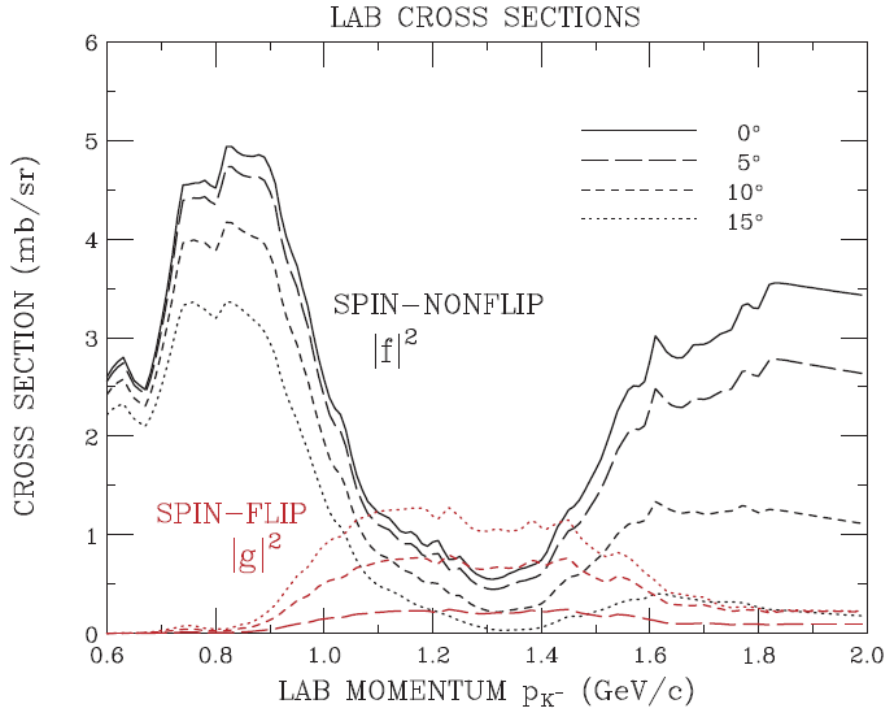


図 1.5:  $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^-$  反応の  $\Lambda$  の spin-flip、non-spin-flip の反応断面積 [11, 12]  
 横軸はハイパー核生成反応で散乱される  $\pi^-$  粒子の実験室系での運動量、縦軸はハイパー核の生成断面積を示す。赤線は spin-flip 状態、黒線は non-spin-flip 状態のハイパー核生成断面積である。全体的に non-spin-flip 状態が優勢であるが、1.1~1.4 GeV/c でのみ一部の散乱角度で spin-flip 状態が優勢となることがわかる。

最終的には2つの状態の生成断面積とバックグラウンドから実験に使用するビーム運動量を決定する。ハイパー核の収量が多いのは non-spin-flip の断面積が大きい 0.9 GeV/c の場合であるが、1.1 GeV/c の方が生成される状態数が少ないためバックグラウンドが抑えられる。そこで E63 実験ではまず 0.9 GeV/c と 1.1 GeV/c それぞれの運動量でデータ収集を行い、その結果から使用するビーム運動量を決定する予定である。

### 1.3.3 本研究の目的

J-PARC における大強度ビーム実験では大量のバックグラウンドによるデータ収集効率の低下が問題となる。これは実際のハイパー核反応のデータ収量に直結するため、これまでの実験でもバックグラウンドの除去は重要な課題とされてきた。E13 実験につづく E63 実験ではセットアップや検出器の多くをそのまま使用するが、ビーム運動量が大きく変化する。我々は E63 実験の運動量に合わせて各 ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応識別用検出器を最適化し、データ収集効率を最大にする必要がある。

E63 実験はハイパー核生成反応を  $(K^-, \pi^-)$  トリガーによって識別する。入射粒子、散乱粒子それぞれの粒子識別はエアロジェルチェレンコフ検出器 (BAC, SAC) で行う。AC 検出器における  $K^-$  粒子と  $\pi^-$  粒子の識別効率が  $(K^-, \pi^-)$  トリガーの最大収量を決定する。AC 検出器によって決定されるトリガーには、AC 検出器の誤検出や  $K^-$  粒子の崩壊、標的で反応せずに通り返ってきた  $K^-$  粒子 (Beam Through) によって生成されたトリガーの混入が見込まれる。ここでは誤検出による  $(K^-, \pi^-)$  トリガーを”fake トリガー”と呼ぶ。この fake トリガーは収集したデータ中のバックグラウンドとなり、データ収集効率を悪化させる。

BAC で同定された  $K^-$  粒子が標的内でハイパー核を生成せずに  $\pi^-$  や  $\mu^-$  へ崩壊した場合、SAC で  $\pi^-$  と同定されて fake トリガーとなる。このような  $K^-$  粒子の崩壊イベントを識別し、除去するのが崩壊粒子識別用検出器 SP0、SMF である。また、Beam Through を SAC が誤検出した場合にも fake トリガーが生成される。この fake トリガーは Beam Through 識別用検出器である SFV と SAC3 によって識別、除去する。以上の検出器によってバックグラウンド除去を行うことで、fake トリガーによるデータ収集効率の悪化を防ぐ。

本研究では、シミュレーションを用いて  $(K^-, \pi^-)$  反応識別用検出器の最適化を行う。崩壊粒子識別用検出器と Beam Through 識別用検出器についてバックグラウンド除去効率が最大となる大きさ、設置位置を決定する。また、E63 実験で使用する AC 検出器は 1.1 GeV/c のビーム運動量に適した屈折率を持ったエアロジェルを用いて製作する。今回は E63 実験用 AC 検出器の試作機を製作し、K1.8 ビームラインにおいて検出効率や発光量をテストした。シミュレーションやテスト実験で得られた各検出器の検出効率とデータ収集効率を用いて、最終的に E63 実験でのデータ収量を見積もる。

## 第2章 J-PARC E63実験

### 2.1 実験セットアップ

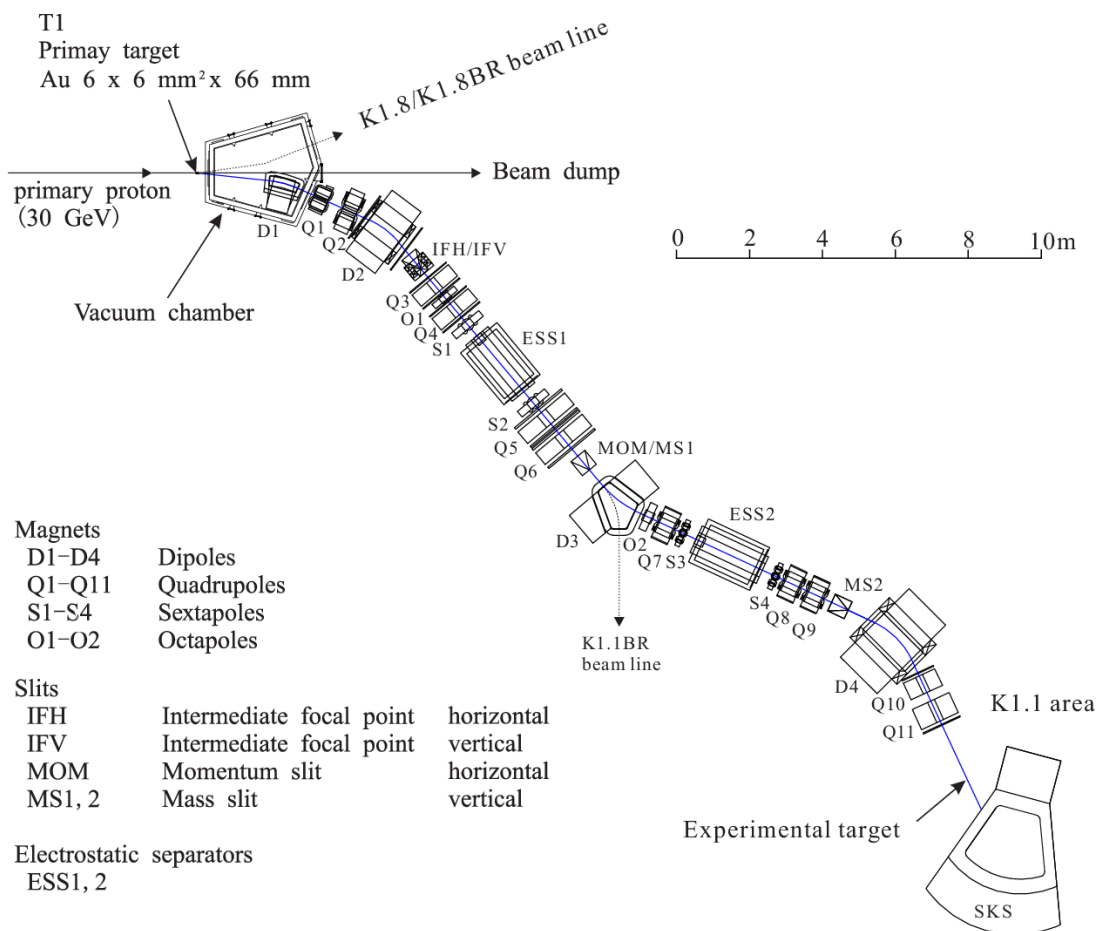


図 2.1: K1.1 ビームラインの全体図。MR で 30 GeV に加速された陽子を T1 標的に照射し二次粒子を生成する。T1 標的周辺で生じる粒子のうち、不要な  $\pi^-$  は上流の IF によって取り除かれる。さらに 2 段の ESS と MS によって、速さ (質量) の異なる荷電粒子に対する粒子弁別が行われる。

本章では E63 実験のセットアップと使用する検出器について述べる。基本的に座標軸はビーム軸を  $z$ 、水平方向を  $x$ 、鉛直方向を  $y$  とする。

図 2.1 に E63 実験を行う K1.1 ビームラインと K1.1 エリアの全体図を示す。K1.1 ビームラインでは K1.8 ビームラインと同様に、MR から供給される陽子ビームを T1 標的に照射して生成した二次粒子を輸送する。二次粒子の取り出し方向が K1.8 ビームラインと反対であるため、K1.8 ビームラインと同時に使用することが可能である。K1.1 ビームラインは最大 1.1 GeV/c の  $K^-$  を選択し、K1.1 エリアへと輸送する。

K1.1 ビームラインへ取り出される粒子には、T1 標的で生成された二次粒子と標的以外の物質との反応や  $K^0$  の崩壊で生じる  $\pi^-$  が含まれる。これらを取り除いて  $K^-$  の純度を上げるために、D2 電磁石直後に中間像スリット (IF) が設置される。IF の上流にある電磁石は T1 標的由来の二次粒子が IF で焦点を結ぶような光学系を組んでおり、不純物となる  $\pi^-$  は IF によってビーム輸送から外される。

IF の下流には静電セパレータ (ESS) が設置される。ESS は高電場によって速さ (質量) の異なる荷電粒子を弁別するための対面平面電極である。ESS の前後には CM と呼ばれる電磁石を設置し、取り出したい粒子に合わせた磁場をかけることで粒子の軌道を補正する。選択したい粒子の軌道を ESS と 2 つの CM で調整したのち、Mass slit (MS) で粒子を選択する。K1.1 ビームラインでは K1.8 ビームラインと同様に、ESS と CM、MS を 2 カ所に設置することで  $K^-$  ビームの純度を上げる。

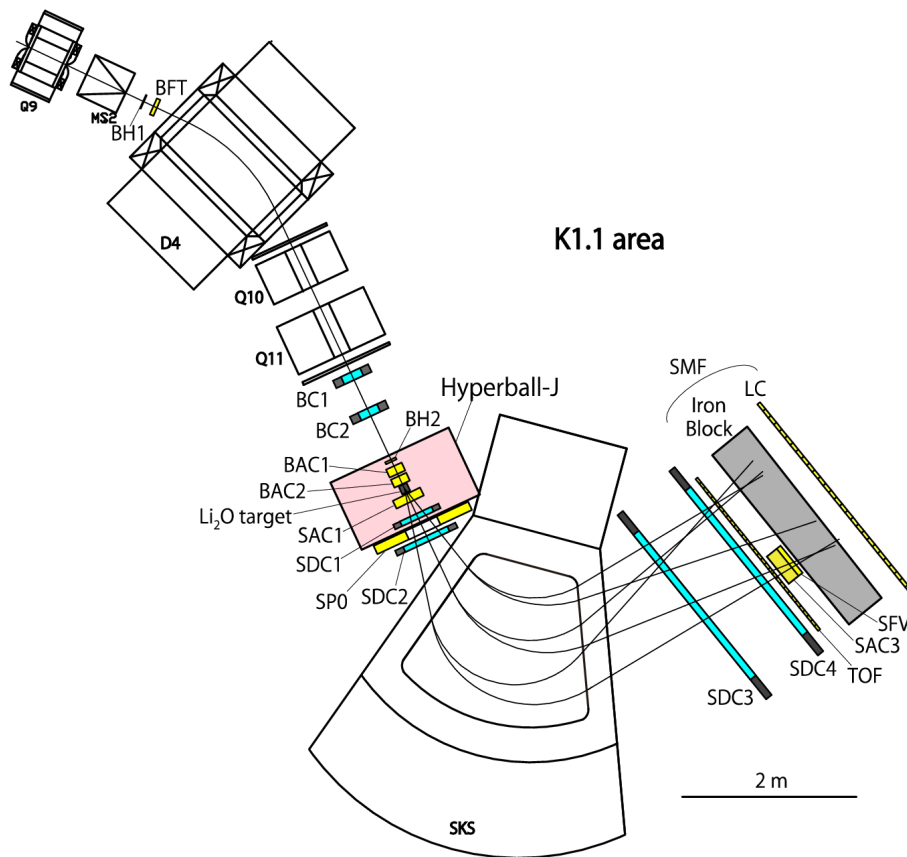


図 2.2: E63 実験のセットアップ。入射粒子の運動量測定は K1.1 ビームラインスペクトロメータ、散乱粒子は SKS スペクトロメータで測定される。標的周辺には Ge 検出器群 Hyperball-J を設置し、ハイパー核の脱励起時に放出される  $\gamma$  線を測定する。E13 実験同様に 2 つのスペクトロメータによる質量分光からハイパー核生成事象を識別し、Hyperball-J で取得したデータからハイパー核  $\gamma$  線のみを選択する。

図 2.2 に E63 実験のセットアップを示す。E63 実験ではビームラインスペクトロメータと SKS スペクトロメータを用いた入射・散乱粒子の識別と運動量測定からハイパー核生成事象を同定する。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ハイパー核の  $\gamma$  線測定実験では  ${}^7\text{Li}$  を標的として使用し、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  ハイパー核の測定実験では  $\text{Li}_2\text{O}$  を使用する。標的周辺には Ge 検出器群 Hyperball-J を設置し、ハイパー核から放出される  $\gamma$  線を測定する。2 つのスペクトロメータで求めた  $(K^-, \pi^-)$  反応の missing mass によってハイパー核生成事象を選ぶことで、ハイパー核由来の  $\gamma$  線のみを選択する。

表 2.1 に E13 実験と E63 実験の実験コンディションの違いを示す。E63 実験で使用するビーム運動量は E13 実験よりも低い。ビーム強度は標的位置での値を示している。E13 実験のビーム強度は本実験での値である。一方 E63 実験のビーム強度は各運動量に対する



推定値である。E13 実験と E63 実験では対象とするハイパー核種が変わり、付随して使用する標的も変更される。標的の節で詳細を述べるが、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  は金属  ${}^7\text{Li}$  を、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  は  $\text{Li}_2\text{O}$  結晶をそれぞれ標的として使用する。

表 2.1: E13 と E63 の実験コンディションの比較

	E13	E63
Beamline	K1.8	K1.1
Beam $K^-$ momentum [GeV/c]	1.5 , 1.8	0.9 , 1.1
Beam $K^-$ intensity [ $K^-$ /spill]	$3\text{-}4 \times 10^5$	0.6 , $1.89 \times 10^5$
Hypernucleus	${}^4_{\Lambda}\text{He}$ & ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$ & ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$
Target	liquid ${}^4\text{He}$ & $\text{CF}_4$	metal ${}^7\text{Li}$ & $\text{Li}_2\text{O}$ crystal

また表 2.2 に E63 実験の使用する検出器のうち、E13 実験から変更が必要なものについて変更点をまとめる。BFT は K1.1 ビームラインのビームサイズに対応するために有感領域の大きさを変更する。散乱粒子の識別に使用する SAC1,3 は、低い運動量の粒子識別に適した屈折率のエアロジェルを使用する。SMF は鉄ブロックの厚さを再考しなければならない。これに関しては 3 章にて議論する。ここに挙げた検出器以外は 1 章で述べた通り E13 実験と同じ仕様である。

表 2.2: E63 実験に使用する検出器の変更点

BFT	有感領域の大きさ (x 方向)	$\pm 80 \text{ mm} \rightarrow \pm 140 \text{ mm}$
SAC1	エアロジェル輻射体の屈折率	$n = 1.03 \rightarrow 1.05$
SAC3	エアロジェル輻射体の屈折率	$n = 1.03 \rightarrow 1.05$
SMF	鉄ブロックの厚さ	$75 \text{ cm} + 50 \text{ cm} \rightarrow 50 \text{ cm}$

### 2.1.1 K1.1 ビームライン

表 2.3 に K1.1 ビームラインの仕様を示す。K1.1 ビームラインは K1.8 ビームラインと同様に T1 標的に照射された陽子ビームにより発生した 2 次粒子を使用する。ここでも静電セパレータによる粒子分別を行い、最大運動量  $1.1 \text{ GeV}/c$  の粒子を取り出す。K1.1 ビームラインの静電セパレータは 2 段あり、1 段の長さは  $11.88 \text{ m}$  である。電極間に最大  $\pm 350 \text{ kV}$  を印加する。初段の静電セパレータ (ESS1) を含む T1 標的から D3 磁石までの間は K1.1BR ビームラインにてすでに運用が成功している。D3 磁石以降に静電セパレータ (ESS2) が設置される予定である。

K1.1 ビームラインは 1 次ビームに対して  $6^\circ$  で 2 次粒子を取り出す。1 段目の静電セパレータと mass slit で速度ごとに分離された 2 次粒子に対して、D3 電磁石の直前にある momentum slit を用いて運動量を選択する。momentum slit で切り出されるビーム運動量の広がり、設定運動量に対して  $\pm 3\%$  の一様分布となることが予想される。

表 2.3: K1.1 ビームラインの仕様。Maximum momentum は K1.1 ビームラインが供給できる最大運動量、extraction angle は一次ビームに対する二次ビームの取り出し角度を示す。また momentum bite はビーム運動量の要求値に対して想定される運動量の広がりである。

Maximum momentum	1.1 GeV/c
Extraction angle	6°
Length	28.13 m
Momentum bite	±3 %
Electric separator	11.88 m×2, $E_{max} = 75$ kV/cm

### 2.1.2 K1.1 ビームラインスペクトロメータ

K1.1 ビームライン最下流の双極磁石 (D4) と 2 つの四重極磁石 (Q10、Q11) からなる全長 ~ 5.2 m の部分を K1.1 ビームラインスペクトロメータと称して、2 次ビーム粒子の運動量測定に使用する。これら 3 つの磁石に加えて、粒子飛行時間測定用の 2 つのホドスコープ (BH1, 2)、飛跡検出用にファイバー検出器 (BFT) と 2 つの MWPC (Multi Wire Proportional Chamber: BC1,2)、粒子識別用検出器としてエアロジェルチェレンコフ検出器 2 台 (BAC1,2) を設置する。K1.1 ビームラインスペクトロメータは以上の電磁石、検出器によりビーム粒子の粒子分別と運動量測定を行う。

表 2.4 に現時点で予測される K1.1 ビームラインの仕様をまとめる。D4 磁石は有効磁場が 1.4 m、最大磁場は 1.8 T になる。D4 磁石による粒子の曲げ角は 40° である。スペクトロメータの運動量分解能は推定 0.042 % (FWHM) である。

表 2.4: K1.1 ビームラインスペクトロメータの仕様。Bending angle は D4 電磁石によるビームの曲げ角を示す。Flight path は BH1,2 間の飛行距離である。Effective field length は D4 電磁石の中心軌道における有効磁場を示し、Momentum resolution はビームラインスペクトロメータの運動量分解能を示す。

Bending angle	40°
Flight path length	~ 5.2 m
Effective field length (D4)	1.4 m
Maximum magnetic field (D4)	1.8 T
Momentum resolution	$4.2 \times 10^{-4}$ FWHM

## 粒子識別検出器

K1.1 ビームラインスペクトロメータでは標的直前に設置する2つのエアロジェルチェレンコフ検出器 (BAC1,2) を用いてオンライン粒子識別を行う。また、シンチレーション検出器 (BH1,2) をそれぞれD4磁石の上流と下流に設置する。これらは粒子の飛行時間から time-of-flight 法を用いたオフライン解析によって粒子を識別するためのホドスコープである。表 2.5 に粒子識別検出器の仕様をまとめる。それぞれ有感領域の大きさとセグメント数、PMT の型番 (浜松ホトニクス社製) をまとめている。加えてホドスコープはセグメント数を、AC 検出器は読み出し PMT 数をまとめた。ここでは  $x$  方向の幅を  $W$  (Width)、 $y$  方向の高さを  $H$  (High)、 $z$  方向の厚さを  $T$  (Thickness) とする。

表 2.5: ビームラインスペクトロメータ用粒子識別検出器の仕様。PMT の欄はホドスコープに対しては読み出し面の数を示し、AC に対しては使用している PMT の数を示している。PMT はすべて浜松ホトニクス社製である。

Detector	Effective area $W \times H \times T$ [mm]		PMT
BH1	111×50×8	5 segments single-side readout	H6524MOD
BH2	170×66×5	11 segments double-side readout	H6524MOD
BAC1	160×57×66	1 segments 3 PMTs readout	H6614-70UV
BAC2	160×57×66	1 segments 3 PMTs readout	H6614-70UV

- ホドスコープ : BH1,2

BH1 は1セグメントの幅が10 mm、厚さ5 mmである。各セグメントではプラスチックシンチレータの両端を光電子増倍管 (PMT) で読み出す。一方BH2は1セグメントの幅は6 mm、厚さ8 mmで片側読み出しである。それぞれのセグメント数は11個、5個となっている。

BH1,2は最下流に設置する time-of-flight 検出器 (TOF) までの粒子の飛行時間を測定する。E13 実験での時間分解能は1.5 GeV/c の  $K^-$  ビームに対して155 ps (rms) だった。K1.1 ビームラインでの飛行距離はK1.8よりも短くなるが、1.1 GeV/c の  $K^-$  と  $\pi^-$  の飛行時間差は1.53 ns となるため、E63 実験においてもE13 実験と同程度の時間分解能で十分に粒子識別が可能である。

- エアロジェルチェレンコフ検出器 : BAC1,2

E13 実験で使用したエアロジェルはK1.8 ビームラインの運動量の  $K^-$  粒子と  $\pi^-$  粒子を識別するため、その屈折率は  $n = 1.03$  であった。一方、E63 用の BAC1,2 では屈折

率  $n = 1.05$  のエアロジェルを使用して運動量  $1.1 \text{ GeV}/c$  の粒子識別を行う。大きさは BAC1,2 とともに  $160 \times 52 \text{ mm}^2$ 、厚さ  $66 \text{ mm}$  であり、反射材にはテフロン  $(\text{CF}_2)_n$  を使用する。チェレンコフ光の読み出しにはエアロジェルに直接接続する 3 本の PMT を使用する。

BAC-標的間で崩壊する  $K^-$  による偽のトリガーを減らすため、BAC1,2 は可能な限り標的に近づけて設置する。

## 飛跡検出器

スペクトロメータは飛跡検出器で測定される粒子の位置情報に基づいて飛跡を再構成し、運動量を決定する。K1.1 ビームラインスペクトロメータの飛跡検出器は D4 磁石上流の BFT と下流の BC1,2 から構成される。表 2.6 にビームラインスペクトロメータ用飛跡検出器の仕様を示す。有効領域の大きさとワイヤー面数、ワイヤーの角度、位置分解能に加えて、BFT はファイバーの直径、チェンバーはアノードワイヤー間隔をまとめている。ワイヤーの角度は  $x$  面を基準とした各面のワイヤーの角度を示している。

表 2.6: ビームラインスペクトロメータ用飛跡検出器の仕様。Tilted angle は  $x$  面を基準とした各面のワイヤーの傾きを示す。BFT の Fiber diameter はファイバーの直径、チェンバーの Anode pitch はアノードワイヤーの間隔である。

Detector	Effective area W×H [mm]	Planes ( $x, x'$ )	Tilted angle [deg.]	Fiber diameter [mm]	Resolution [mm]( $\sigma$ )
BFT	320×80	$xx'$	0, 0	1.0	200
Detector	Effective area W×H [mm]	Planes ( $x, u, v$ )	Tilted angle [deg.]	Anode pitch [mm]	Resolution [mm]( $\sigma$ )
BC1	250×150	$xuvxuv$	0, +15, -15	1.0	0.30
BC2	250×150	$vu xvuv$	0, +15, -15	1.0	0.30

- ファイバー検出器：BFT

Beam line fiber tracker (BFT) は、水平方向のビーム位置測定のために DQQ システムの上流に設置される。これに下流の飛跡検出器を合わせることでオフライン解析で軌道を求め、運動量を決定する。

BFT を設置する Mass slit 直後はビームレートが高いため多重検出が問題となる。そこで BFT には直径  $1 \text{ mm}$  のシンチレーションファイバーを使用し、高い時間分解能をもって多数ヒットした信号のうちどれが正しい事象に対応するかを分別する。これによりアクシデンタルバックグラウンドを抑制できる。これまでの K1.8 ビームラインにおける運用 (E10, E13 等) では  $0.68 \text{ ns}$  ( $\sigma$ ) の時間分解能を達成できた。[13]

K1.1 ビームラインにおける BFT の設置位置ではビームサイズが K1.8 よりも  $x$  方向に広がる。そのため  $x$  方向に有感領域が大きい BFT を E63 実験用に新たに作成中

である。有感領域  $320 \times 80 \text{ mm}^2$ 、512本のファイバーをビーム方向交互に張った2層でビーム粒子を捕らえる。ファイバーの片側に半導体光検出器 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を接続して光を検出する。

- ワイヤーチェンバー：BC1,2

BC1,2はD4下流に設置する2台のMWPCである。 $x, u, v$ 面が2層ずつ、 $(xuvxuv)$ の計6層から成り、ワイヤーは鉛直方向に張られる $x$ 面に対して $u, v$ 面はそれぞれ $\pm 15^\circ$ に傾いている。ワイヤー間隔は $x$ 方向に1mm、カソード面は $z$ 方向に3mm間隔で並ぶ。

E63で使用するBC1,2はK1.8用BFTが運用される前にK1.8ビームラインでビーム位置検出に使用されていたMWPCである。これはK1.8ビームラインで計画されている $\Sigma p$ 散乱実験(E40実験)で使用する高強度ビーム( $\sim 10 \text{ MHz}$ )に耐えられないためにK1.8用BFTと置き換えられた。E63実験のビームレートはE40実験よりも低いため十分に動作可能であり、以前の実験では位置分解能 $300 \mu\text{m}$  (rms)を達成している。

### 2.1.3 SKS スペクトロメータ

SKS スペクトロメータは散乱 $\pi$ の粒子識別と運動量解析を行うスペクトロメータである。SKS スペクトロメータはSKS 電磁石と飛跡検出用の4台のチェンバー (SDC1-4)、TOF やAC 検出器 (SAC1) といった粒子識別用検出器から構成される。SKS スペクトロメータの仕様を表2.7に示す。

表 2.7: E63 実験における SKS スペクトロメータの仕様。Entrance angle はビームの入射角、bending angle は SKS による粒子軌道の曲げ角を示す。Acceptance と momentum acceptance はそれぞれ入射粒子に対する SKS の立体角と測定可能な粒子の運動量を示している。

Entrance angle	$25^\circ$
Bending angle	$100^\circ$
Acceptance	$\sim 150^\circ \text{ msr}$
Momentum acceptance	$0.7\text{-}1.1 \text{ GeV}/c$
Momentum resolution	$0.1\%$ (FWHM)
Magnetic field @central track (coil current)	$2.5 \text{ T}$ (400 A)
Flight path	$\sim 5 \text{ m}$

SKS スペクトロメータの検出器はK1.8で使用されていたものを変えずに使用する予定である。しかしその配置はSKS磁石への入射角が $25^\circ$ になるよう変更する。ビーム運動量と入射角がSKS磁石本来の設計値に戻るため、E13実験では $55^\circ$ であった中心軌道の曲げ角がE63実験のセットアップでは $100^\circ$ と大きくなる。

SKS 磁石を最大磁場 2.5 T (400 A) で運用した場合の SKS 磁石のアクセプタンスと散乱粒子の運動量の関係を図 2.3 に示す。この図が示すようにアクセプタンスは最大 150 msr となる。散乱角が水平方向  $\pm 20^\circ$ 、鉛直方向に  $\pm 5^\circ$  までの散乱粒子を測定できる。 $\pi^-$  の散乱角は  $\theta < 10^\circ$  では non-spin-flip 状態の生成が優勢となり、 $\theta > 10^\circ$  では spin-flip 状態が優勢となる。そのため、E63 実験では、この設定で SKS スペクトロメータでこれら 2 つの状態を同時に測定することが可能である。

また、ハイパー核生成に対応する散乱角  $2^\circ \sim 25^\circ$  の範囲の粒子に対して、運動量が  $0.7\text{--}1.1\text{ GeV}/c$  の散乱粒子でアクセプタンス 100 msr 以上を達成する。 $0.9\text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを使用した際にハイパー核生成反応で散乱される  $\pi^-$  の運動量は  $0.75\text{--}0.85\text{ GeV}/c$ 、 $1.1\text{ GeV}/c$  のビームでの散乱  $\pi^-$  の運動量は  $0.93\text{--}1.0\text{ GeV}/c$  であるから、SKS スペクトロメータは本実験に対して十分な運動量アクセプタンスを持つと言える。

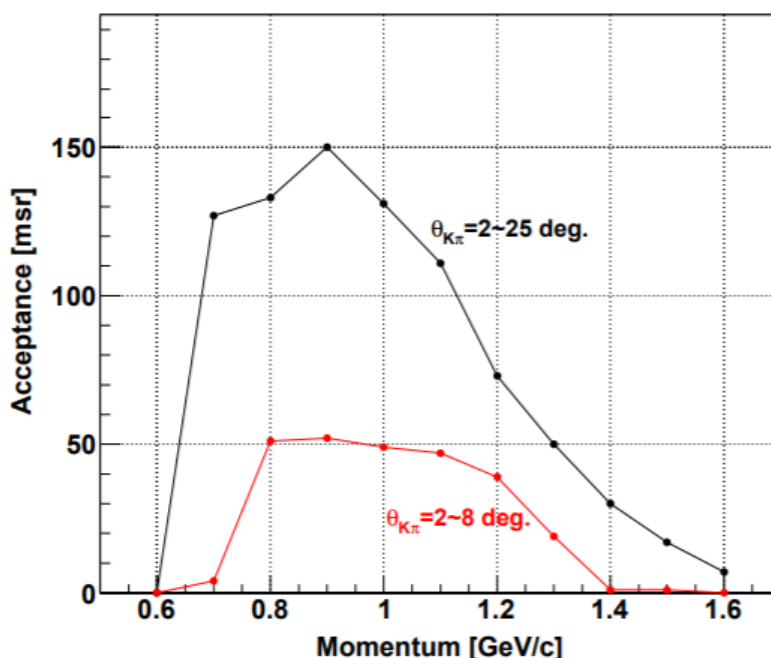


図 2.3: 散乱角をある範囲に限った時の SKS 磁石のアクセプタンスと散乱粒子の運動量の関係 [14]。赤線は  $2 \sim 8^\circ$  の前方に散乱される粒子の運動量とアクセプタンスの関係、黒線は散乱角が  $2 \sim 25^\circ$  までの粒子の場合を示す。ハイパー核生成に対応する散乱角  $2^\circ \sim 25^\circ$  に対して最大アクセプタンスが 140 msr であり、E63 実験のビーム運動量では 100 msr 以上のアクセプタンスを保つことがわかる。

SKS スペクトロメータの運動量分解能は推定 0.1% である。この時  $\text{Li}_2\text{O}$  の標的厚 ( $20\text{ g}/\text{cm}^2$ ) を想定すると、標的中でのエネルギー損失の分布により質量分解能は 6 MeV (FWHM) となる。これはハイパー核の束縛領域を十分に識別可能な値である。SKS の電極間には  $16\ \mu\text{m}$  厚のマイラーに包まれたヘリウムガスを満たし、粒子が SKS を通過する際の多重散乱に

よる分解能悪化を軽減する。

## 粒子識別検出器

SKS スペクトロメータで使用する粒子識別検出器は、標的の下流のエアロジェルチェレンコフ検出器 (SAC1) と SKS の下流に設置する TOF 検出器である。それぞれオンライン、オフラインで粒子識別を行う。各検出器の仕様は表 2.8 である。ビームラインスペクトロメータの場合と同様に、各検出器の有効領域とセグメント数、読み出しと PMT の型番についてまとめた。

表 2.8: SKS スペクトロメータの粒子識別検出器の仕様

Detector	Effective area W×H×T [mm]		PMT
TOF	2240×1000×30	32 segments double-side readout	H1949
SAC1	342×80×66	1 segments 5 PMTs readout	H6614-70UV

- Time-of-flight 検出器 : TOF

TOF 検出器は BH2 からの粒子の飛行時間を測定し、time-of-flight 法から粒子識別を行う。厚さ 30 mm のプラスチックシンチレータを PMT で両読み出しするシンチレーション検出器 32 個から構成されるホドスコープである。K1.8 ビームラインにおける実験では、BH2-TOF 間の時間分解能が 180 ps ( $\sigma$ ) 程度であった。

- エアロジェルチェレンコフ検出器 : SAC1

E13 実験で使用したエアロジェルは K1.8 ビームラインの運動量の  $K^-$  粒子と  $\pi^-$  粒子を識別するため屈折率は  $n = 1.03$  であり、E63 実験で使用する BAC も同様の AC 検出器を使用する。一方、E63 用の SAC1,2 では屈折率  $n = 1.05$  のエアロジェルを使用して運動量 1.1 GeV/c の粒子識別を行う。エアロジェルの屈折率の選択については、AC 検出器の動作原理と合わせて 4 章で詳細を述べる。

標的の下流に設置する SAC1 はハイパー核生成反応によって散乱される  $\pi^-$  を識別する。66 mm 厚のエアロジェルで 342×80 mm<sup>2</sup> の有感領域を持つ。BAC と同様に、エアロジェルの屈折率はビーム運動量 1.1 GeV/c に適した  $n=1.05$  を採用し、チェレンコフ光を乱反射させるための反射材にはテフロンを使用する。PMT は水平方向に 5 つ並べ、それぞれエアロジェルに直接接触させる。

## 飛跡検出器

SKS スペクトロメータは 4 台のドリフトチェンバーによって決定された粒子軌道から散乱粒子の運動量を求める。SDC1,2 は SKS 磁石上流に設置され、SDC3,4 は下流に設置さ

れる。各ドリフトチェンバーの仕様を表 2.9 にまとめる。各検出器についての有効領域、ワイヤー面の構成、 $x$  面を基準とした各面のワイヤー角度、ドリフト長と位置分解能を示す。

表 2.9: SKS スペクトロメータの飛跡検出器の仕様

Detector	Effective area W×H [mm]	Planes	Tilted angle ( $x, u, v$ ) [deg.]	Drift length [mm]	Resolution [mm]( $\sigma$ )
SDC1	400×150	$xx'vv'uu'$	0, +15, -15	2.5	0.20
SDC2	560×150	$uu'xx'$	0, +15, -15	2.5	0.15
SDC3	2140×1140	$vxuvxu$	0, +30, -30	10.0	0.25
SDC4	2140×1140	$vxuvxu$	0, +30, -30	10.0	0.25

SDC1,2 のドリフト長は 2.5 mm である。SDC1 は 3 つのペアプレーンによる計 6 層 ( $xx'uu'vv'$ )、SDC2 は ( $uu'xx'$ ) の 4 層から成る。ペアプレーン同士でセンスワイヤーとポテンシャルワイヤーの位置が半セルずれている。 $x$  面に対する  $u, v$  面のワイヤーの傾きはそれぞれ  $\pm 15^\circ$  である。

一方、下流側 SDC3,4 のドリフト長は 10 mm である。どちらも  $v, x, u$  面を 2 層ずつ、計 6 層 ( $vxuvxu$ ) で構成される。 $x$  面に対する  $u, v$  面のワイヤーの傾きはそれぞれ  $\pm 30^\circ$  である。SDC3,4 は大きなアクセプタンスを得るために他よりも大きい有感領域を持つ。

## 2.1.4 標的

E63 実験には先に述べた通り 2 つの目的がある。測定対象とするハイパー核が異なるため、それぞれで使用する標的も異なる。

${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ハイパー核の  $\gamma$  線測定実験では純度 99% の金属  ${}^7\text{Li}$  を使用する。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  は  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  からのハイパーフラグメントとして得られる。 ${}^4\text{He}$  を標的にして  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ハイパー核を生成することも可能であるが、この場合ハイパー核生成時に散乱される粒子が  $\pi^0$  となるため検出が困難となる。大きさは  $4 \times 4 \times 26 \text{ cm}^3$  であり、これは  $15 \text{ g/cm}^2$  の  ${}^7\text{Li}$  に相当する。アルゴンガスで満たしたマイラーで包むことで酸化を防ぐ。

${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  を生成するための標的は  $\text{Li}_2\text{O}$  である。1 章で述べたように DSAM での寿命測定を行う上で適した密度 ( $2.01 \text{ g/cm}^3$ ) であるため  $\text{Li}_2\text{O}$  を使用する。また、標的内でのハイパー核の減速時間が一定となるように、単結晶の  $\text{Li}_2\text{O}$  を用いる必要がある。現在我々は、Floating Zone (FZ) 法と呼ばれる単結晶育成技術による  $\text{Li}_2\text{O}$  の単結晶作成を目指している。直径 8 mm 以上の単結晶棒を作成し、 $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$  の体積を満たすように複数束ねる予定である。これは  ${}^7\text{Li}$  が  $8.7 \text{ g/cm}^2$  で含まれる標的厚 10 cm の  $\text{Li}_2\text{O}$  に相当する。

## 2.1.5 Hyperball-J

Ge 検出器群 Hyperball-J は我々東北大が開発した  $\gamma$  線検出器である。2015 年には実際に E13 実験で使用され、 $\gamma$  線測定を行っている。



Hyperball-Jは最大32台のGe検出器からなる。各Ge結晶の1.33 MeV  $\gamma$ 線の光電ピークに対する検出効率は、線源から検出器までの距離を25 cmとした場合、 $\phi 3'' \times 3''$ のNaI結晶に対して60%である。Ge結晶の冷却にはパルスチューブ冷凍機が採用されており、従来のLN<sub>2</sub>による冷却機構よりも低温の65–70Kでの冷却を安定して実現可能である。この低温冷却には、大強度ビーム下における結晶の放射線損傷による分解能悪化の抑制効果がある。各Ge結晶の周囲には厚さ20 mmのPWOシンチレーション検出器を配置する。PWO検出器は高エネルギー $\gamma$ 線などの電磁シャワーやコンプトン散乱などによるGe検出器のバックグラウンドを除去する。

E13実験では下流側の4台を除いた28台で測定を行った。E13実験におけるエネルギー分解能は、バンチ化したビーム粒子が通過している間は5.0 keV (FWHM)、ビーム粒子が通過しない間は4.5 keVであった。このエネルギー分解能は、各Ge結晶のデータに対してエネルギー校正を行った後に足し合わせて求めた値である。

E63実験では中心に設置する2つのGe結晶を有するユニットと標的中心が14 cm 離れる位置に設置する。この場合、標的中心に対してGe結晶が覆う全立体角は $4\pi$  sr に対して24%である。

## Ge 検出器

Hyperball-Jに使用されているGe検出器は直径70 mm、長さ70 mmの結晶を持つ同軸型である。Ge検出器の仕様を表2.10にまとめる。

表 2.10: Ge 検出器の仕様

Crystal	N-type
Crystal size	$(\phi = 70) \times (l = 70)$ mm <sup>3</sup>
Relative efficiency	60% (100% = $NaI 3'' \times 3''$ )
Cooling method	pulse-tube refrigerator
Crystal temperature	~70 K

大強度ビーム下では高速中性子によるGe結晶の放射線損傷が問題となる。Ge検出器における放射線損傷とは、高速中性子によって生じるGe結晶の格子に $\gamma$ 線由来の電子、または正孔が補足されて十分なキャリアの収集が行われなくなることを指す。この不完全電荷収集により $\gamma$ 線のエネルギーピークは低エネルギー側にテールを引くこととなる。E63実験ではDSAMによる寿命測定でエネルギーピークの形状を解析する。そこで、放射線損傷によるピーク形状の変化はできる限り抑制する必要がある。80 K以下にGe結晶を冷却することでこれが抑制されることが確認されている。液体窒素による冷却では最大90–95 K程度までしか温度を下げられないので、Hyperball-Jではパルスチューブ冷凍機(PTR)による冷却を行う。これによりE13実験ではGe結晶を70 K程度まで冷却することに成功した。

## PWO 検出器

PWO 検出器は PWO ( $\text{PbWO}_4$ ) 結晶をシンチレータとするシンチレーション検出器である。Ge 結晶の周囲に設置され、 $\pi^0$  の崩壊による高エネルギー  $\gamma$  線や高エネルギーの荷電粒子の通過、コンプトン散乱といった Ge 検出器のバックグラウンドを Ge 検出器の信号と PWO 検出器の信号の veto をとることによって除去する。こうした目的には、一般に BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) 結晶が使用されている。しかし J-PARC の大強度ビーム下では、BGO の長い崩壊定数 ( $\sim 300$  ns) に起因する不感時間が問題となる。そこで Hyperball-J では崩壊定数が  $\sim 6$  ns であり、有効原子番号も大きい PWO 結晶を使用する。一方、PWO 検出器は BGO と比較して発光量が非常に少ないため、冷却することで発光量を増加させた PWO 検出器が開発されている。

### 2.1.6 バックグラウンド除去検出器

BAC で K 粒子としてタグされた後、 $K^-$  が標的中でハイパー核生成反応を起こさずに突き抜ける事象 (beam through) や崩壊してしまう事象は誤ったトリガーを生成する。特に  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  や  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  といった崩壊過程は、 $\mu^-$  や  $\pi^-$  がハイパー核生成反応時の  $\pi^-$  と同じく SAC でトリガーを生成する。さらに図 2.4 で示すように運動量と散乱角の運動学的相関においてもハイパー核生成反応と同じ領域をとるため、missing mass のスペクトル上でもバックグラウンドとして残ってしまう。これは  $\gamma$  線のエネルギースペクトルに対するバックグラウンドにもなるため、可能な限り除去しておく必要がある。そこで E63 のセットアップには 3 つのバックグラウンド除去検出器が設置される。各検出器の仕様を表 2.11 にまとめる。

表 2.11: バックグラウンド除去検出器の仕様

Detector	Effective area W×H×T [mm]		PMT
SFV	400×200×8	6 segments single-side readout	H3167
SAC3	400×200×120	1 segments 16 PMTs readout	R6681
SP0	1200×1100×8 (×8 layers)	6 segments double-side readout	H6614-70UV R980
LC (SMF)	2800×1400×40	28 segments double-side readout	H1949,H6410

### Beam through veto 検出器 : SFV&SAC3

Scattered Forward Veto 検出器 (SFV) はシンチレータ検出器であり、合わせて設置される SAC3 とともに beam through  $K^-$  除去の役割を担う。Beam through  $K^-$  は SAC1 での

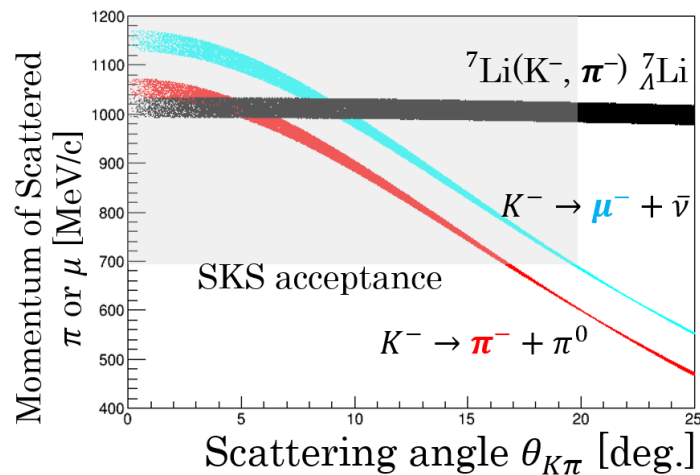


図 2.4: ビーム運動量 1.1 GeV/c の場合の散乱粒子の運動量と散乱角度の関係。黒の分布はハイパー核生成反応、赤の分布は  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  崩壊事象、青の分布は  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  崩壊事象を示す。灰色で示す領域が SKS のアクセプタンスであり、この領域にすべての反応が入ってしまうことがわかる。

誤検出によってバックグラウンドとなりうる。そこで SKS 磁石出口の beam through  $K^-$  の想定軌道上に SFV を設置し、SFV が検出した粒子のすべてを beam through  $K^-$  とみなして veto する。SFV は粒子識別を一切行わないため、ハイパー核生成反応による散乱  $\pi^-$  も veto してしまう可能性がある。これは SFV のすぐ上流に設置する SAC3 によって veto から除く。

SFV は厚さ 8 mm のプラスチックシンチレータの片面を PMT で読み出すシンチレーション検出器 6 個で構成される。有感領域は  $400 \times 200 \text{ mm}^2$  である。SAC3 は SFV と同じ有感領域を持ち、厚さは 120 mm である。エアロジェルの屈折率は、BAC や SAC と同様に  $n = 1.05$  に変更予定である。読み出しは上下面それぞれに 8 個、計 16 個の PMT で行う。

### $\pi^0$ 識別検出器 : SP0

Scattered Pion Zero 検出器 (SP0) は  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  の崩壊過程で生じる  $\pi^0$  を除去するための検出器であり、SDC1 と SDC2 の間に設置される。SP0 では  $\pi^0$  由来の高エネルギー  $\gamma$  線が起こす電磁シャワーの到達深度から  $\pi^0$  崩壊事象を識別、除去する。よって高エネルギー  $\gamma$  線が全エネルギーを落とす厚さを必要とする。しかし、SKS に対する散乱粒子の立体角を大きくするためには SKS-標的間の距離をなるべく短くしなければならない。この空間的な制約から、4 mm 厚の鉛板と 8 mm 厚のプラスチックシンチレータによる積層型電磁カロリメータを採用している。鉛板によって高エネルギー  $\gamma$  線から電磁シャワーが発生する。有感領域は  $1200 \times 1000 \text{ mm}^2$ 、中心付近には散乱  $\pi^-$  を通過させるために  $400 \times 120 \text{ mm}^2$  の窓が開けられている。

## $\mu^-$ 識別検出器 : SMF

Scattered Muon Filter (SMF) は  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の崩壊過程で生じる  $\mu^-$  を除去するための検出器であり、最下流に設置される。SMF は鉄ブロックとその下流に設置するルサイトチェレンコフ (LC) 検出器から構成される。SMF は鉄ブロックで強い相互作用により  $\pi^-$  を吸収する。 $\mu^-$  粒子は電磁相互作用のみで反応するため、鉄ブロックを通り抜けて LC 検出器で検出される。そのため鉄ブロックには、 $\pi^-$  が完全に吸収され  $\mu^-$  は通り抜けることができる適切な厚さが求められる。E63 実験ではビーム運動量が変わるため、鉄ブロックの厚さについて最適化しなおす必要がある。LC 検出器は E13 実験で使用したものを使用する。セグメントは 28 個であり、それぞれ 2 個の PMT で 40 mm のルサイトからのチェレンコフ光を読み出す。有感領域は  $2800 \times 1400 \text{ mm}^2$  である。

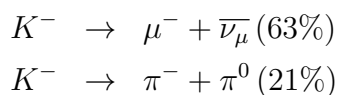
## 2.2 ( $K^-$ , $\pi^-$ ) トリガー

E63 実験では ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応によるハイパー核生成を行う。ここではハイパー核生成反応を同定するための ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) トリガーシステムについて述べる。

我々はいくつかの粒子識別方法を組み合わせてハイパー核生成事象を同定する。一つ目はスペクトロメータを用いた運動量解析である。これは各飛跡検出器のデータから、オフライン解析で粒子の飛跡を再構成することにより行う。次に time-of-flight 法を用いた粒子の速度解析である。これも 2 つのホドスコープ (BH1,2) と TOF で測定される粒子の飛行時間を解析し、再構成した飛跡の長さと一緒に合わせて速度を導出するためオフライン解析となる。

粒子識別のすべてをこうしたオフライン解析で行う場合、J-PARC の大強度ビームを用いた実験では莫大な量のバックグラウンド事象のデータも収集しなければならなくなる。このバックグラウンドのデータを収集しようとした場合、データ収集系の処理が追い付かず不感時間が生じる。この不感時間にハイパー核生成事象が起きた場合、それは収量の損失となる。そこで E63 実験ではエアロジェルチェレンコフ検出器を用いて  $K^-$ 、 $\pi^-$  のオンライン識別を行う。

ここで  $K^-$  の主な崩壊過程を示す。



4 章で述べる通り AC 検出器は粒子の速度  $\beta$  で粒子を識別する。 $K^-$  崩壊による  $\mu^-$  や  $\pi^-$  はハイパー核生成時の散乱  $\pi^-$  と同程度の  $\beta$  を持つため AC 検出器で識別できない。そのため SAC で  $\pi^-$  として識別される  $K^-$  の各崩壊事象はバックグラウンドとなる。また標的で反応せずに下流まで突き抜けたビーム粒子 (beam through  $K^-$ ) は、SAC1 で除去されなかった場合に大きなバックグラウンドとなる。

E63 実験では 3 つのバックグラウンド除去検出器をトリガーシステムに組み込むことで、効率よくハイパー核生成事象を収集することを目指す。E63 実験の ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) トリガーシステムの簡略図を図 2.5 に示す。標的内でハイパー核を生成した際に散乱される  $\pi^-$  を青線を示す。 $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  の崩壊事象は、 $\pi^0$  起因の  $\gamma$  線を SP0 で検出して除去する。一

方  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  事象は SMF の鉄ブロックを通り抜けた  $\mu^-$  を検出することで除去する。また beam through の想定通過位置には SAC3 と SFV を設置する。ここでは SAC3 で検出されず、かつ SFV で検出される粒子を beam through  $K^-$  として除去する。以上のバックグラウンド除去検出器で検出されなかった事象を  $(K^-, \pi^-)$  反応事象として収集する。

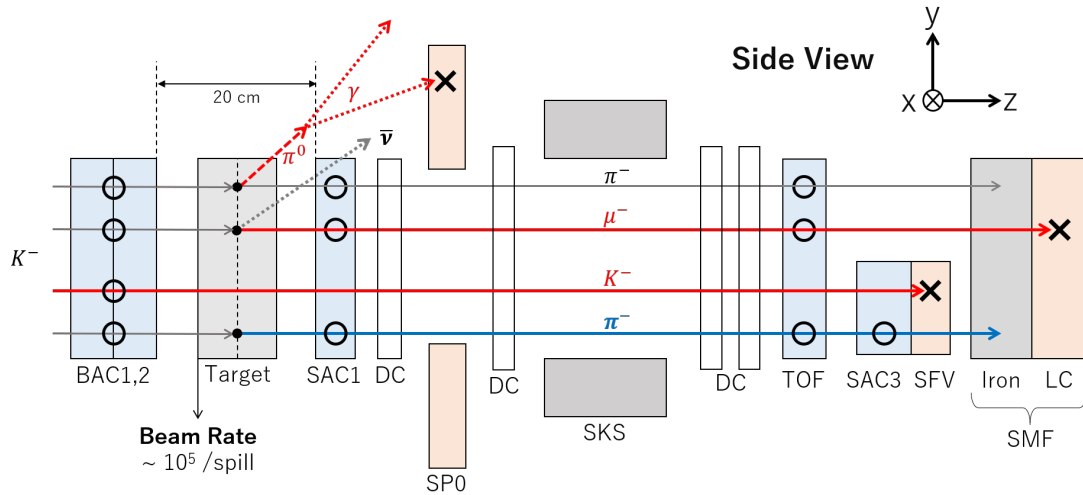


図 2.5:  $(K^-, \pi^-)$  トリガーシステムの概略図。  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  の崩壊事象は SP0 が  $\pi^0$  から生じる  $\gamma$  線を検出した場合に除去される。  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  に対しては SMF の鉄ブロックを通り抜けた  $\mu^-$  を検出する。 SAC3 で  $\pi^-$  として検出されず、SFV で検出された粒子は beam through  $K^-$  として除去する。

## SAC, BAC

E63 実験で使用するエアロジェルは屈折率  $n=1.05$  である。このエアロジェルは  $\sim 1.1 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^-$  が通過するとチェレンコフ光を発生し、 $K^-$  が通過した場合には発光しない。こうした AC 検出器の  $K^-$ 、 $\pi^-$  識別効率は、 $(K^-, \pi^-)$  トリガーによって選択できるハイパー核生成事象数を大きく左右する。以下では  $\pi^-$  の通過事象に対して AC 検出器が正しく発光する割合を検出効率と呼び、発光しないはずの  $K^-$  の通過事象に対して発光する割合を誤検出率と呼ぶ。

入射粒子を  $K^-$  と同定するトリガーを  $K_{in}$  トリガーとする。これは式 2.1 のように表される。  $K_{in}$  トリガーは BH2 のヒットでビーム粒子であることを保証し、BAC1 と BAC2 のいずれか一方でも発光した事象を  $\pi^-$  粒子として除外する。

$$K_{in} = BH2 \times \overline{BAC1} \times \overline{BAC2} \quad (2.1)$$

BAC は入射  $K^-$  を同定するために標的のすぐ上流に設置される。BAC が  $\pi^-$  を検出できなかった場合、 $K_{in}$  トリガーにはビーム中の  $\pi^-$  の入射事象が含まれているので、その

$\pi^-$  が標的で散乱する多量の  $(\pi^-, \pi^-)$  事象が  $(K^-, \pi^-)$  トリガーに混入することとなる。これは BAC の検出効率に依存する。また BAC の誤検出率に依存して  $K^-$  を  $\pi^-$  と誤認することもある。これは  $K_{in}$  トリガー、すなわちハイパー核生成事象の収量を減少させてしまう。

このように BAC の検出効率はハイパー核生成事象の収量とバックグラウンド量の両方を左右する。次章で述べるように、一台の BAC では検出効率が不十分であると予想されるため、我々は2つの AC 検出器 BAC1,2 によって粒子識別効率を上げることを想定している。

一方 SAC は標的下流に設置され、ハイパー核生成反応で散乱される  $\pi^-$  を同定する。SAC によって決定される散乱  $\pi^-$  トリガーを  $\pi_{out}$  トリガーと呼ぶ。これは式 2.2 に示す通り、BH2 の信号からビーム粒子に同期した事象であることを保証して SAC の発光事象を散乱  $\pi^-$  と同定するトリガーである。

$$\pi_{out} = BH2 \times SAC \quad (2.2)$$

SAC における散乱  $\pi^-$  の見落としはハイパー核生成事象の取りこぼしに等しく、SAC の検出効率に依存して起きる。また  $(K^-, \pi^-)$  トリガーの決定に対して最も深刻となるのが beam through  $K^-$  事象由来の偽のトリガーである。これは SAC の誤検出率に依存するものであり、beam through  $K^-$  粒子の通過時に SAC が発光してしまった場合に起きる。E13 実験では実際に SAC の誤検出による beam through 由来の大量のバックグラウンドが問題となった。このため、E63 実験では SFV, SAC3 による beam through 除去について再検討する必要がある。

## SFV, SAC3

SFV は SAC で除去できなかった beam through 事象を除去するための検出器である。SFV はシンチレータによって荷電粒子の通過を検知するのみである。つまり SFV では粒子識別を行わず、想定される beam through 粒子の通過位置を通った粒子すべてを除去してしまう。そのため偶発的に SFV に入ってしまったハイパー核生成後の散乱  $\pi^-$  を veto し、特に散乱角度が小さい  $(K^-, \pi^-)$  反応事象を捨ててしまう。そこで SFV の上流には SAC3 と呼ばれる AC 検出器を設置し、SAC3 が発光した事象は散乱  $\pi^-$  とみなして veto から除外する。こうして SFV, SAC3 から決定される beam through (BT) veto トリガー ( $K_{BT}^-$ ) は式 2.3 で表される。

$$K_{BT}^- = SFV \times \overline{SAC3} \quad (2.3)$$

## SP0, SMF

$K^-$  の崩壊事象を除去するために設置する検出器は SP0 と SMF の二つである。SP0 は崩壊事象である  $\pi^0$  を検出することで同時に生じる  $\pi^-$  が作る偽の  $(K^-, \pi^-)$  トリガーを除外する。一方 SMF は鉄ブロックを利用して散乱  $\pi^-$  と崩壊事象である  $\mu^-$  を分離する。鉄

ブロックを突き抜けて下流の LC 検出器で粒子が検出された事象を  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$  崩壊事象として除去する。よって decay event (DE) veto トリガー  $\pi_{DE}^-$  は式 2.4 で表される。

$$\pi_{DE}^- = SP0 \times SMF \quad (2.4)$$

以上から、オンラインでの粒子識別に用いる  $(K^-, \pi^-)$  トリガーは式 2.5 のように定義される。

$$(K^-, \pi^-) = K_{in} \times \pi_{out} \times \overline{K_{BT}^-} \times \overline{\pi_{DE}^-} \quad (2.5)$$

## 第3章 トリガー数の見積もり

E63 実験におけるハイパー核生成事象の判定は、標的前後の各粒子識別検出器の信号から決定される ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) トリガーをもって行う。しかし実際の ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) トリガーには、ビーム中の  $\pi^-$ 、 $K^-$  崩壊事象によるバックグラウンドが混入している。バックグラウンドによってトリガー数が増加すると、データ収集効率が悪化してしまう。

本章では、E63 実験におけるトリガー数がデータ収集効率による制限を満たすかを確認する。そこでまずはシミュレーションを用いて E63 実験におけるハイパー核生成事象とバックグラウンド数を見積もる。さらに各粒子識別検出器に求められる性能を明らかにする。

次に ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) トリガーシステムにおけるバックグラウンド除去検出器の一つである SMF の鉄ブロックについての検討を行う。E63 実験では E13 実験とほとんど同じ検出器を使用する。しかしビーム運動量や SKS のアクセプタンスが変更されるため SMF の鉄ブロックについての再検討が必要となる。今回は Geant4 シミュレーションを用いて、バックグラウンド除去効率が最も高くなるブロックの厚さを検討する。

### 3.1 データ収集効率によるトリガー数の制約

データ収集系には不感時間が存在する。バックグラウンドによってトリガー数が増加すると不感時間も増加していき、データ収集効率は落ちていく。不感時間には主に A/D 変換やデータ転送に必要な時間等が関係し、E63 実験のデータ収集系では 1 イベント当たり  $30 \mu\text{s}$  となると予想される。データ収集効率が悪化するとハイパー核生成事象を取りこぼす可能性が出てくるため E63 実験では 95% のデータ収集効率を要求する。

不感時間がデータ収集時間に占める割合が 5% となるトリガーレートは  $1.7 \times 10^3 \text{ Hz}$  であり、1 spill 当たりに変換すると  $3.4 \times 10^3 / \text{spill}$  であることが分かっている。バックグラウンドの上限値は、このデータ収集系による要求トリガーレートからハイパー核生成数を引いた値となる。

### 3.2 ハイパー核生成事象

$\Lambda$  ハイパー核の生成量は  $\Lambda$  生成断面積とビーム強度、標的に依存する。ここでさらに SKS のアクセプタンスを考慮した、トリガーを生成しうる  $\Lambda$  生成事象数  $N_{Hyp}$  を次の式 3.1 で定義する。

$$N_{Hyp} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \times N_{K^-} \times N_{Li_2O} \times d\Omega \quad (3.1)$$



生成断面積  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  は  $10^\circ$  を平均値として考える。図 1.5 より 1.1 GeV/c の場合の  $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$  断面積は spin-flip、spin-non-flip を足し合わせると約 1.5 mb/sr、0.9 GeV/c の場合は約 4 mb/sr となることがわかる。また SKS のアクセプタンス  $d\Omega$  は図 2.3 から、1.1 GeV/c の場合約 110 msr、0.9 GeV/c の場合約 150 msr であるとわかる。 $N_{K^-}$  は 1 spill 当たりの  $K^-$  の粒子数を示し、ビーム強度に等しい。

また、 $\text{Li}_2\text{O}$  標的の有効核子数を  $N_{\text{Li}_2\text{O}}$  とする。ここでは有効核子数を中性子数とし、ハイパー核生成数の最大値を見積もった。Li 原子の有効核子数は 4、O 原子は 8 とした。まず  $\text{Li}_2\text{O}$  標的の密度は  $2.01 \text{ g/cm}^3$ 、厚さは 10 cm である。すると標的中の  $\text{Li}_2\text{O}$  の個数は  $4.0 \times 10^{23} / \text{cm}^3$  となる。ここで Li と O を合わせた標的の有効核子数 16 をかけると、単位面積当たりの有効核子数は 6.5 /barn となる。

したがって式 3.1 より、 $\Lambda$  生成数は 1.1 GeV/c の場合は  $\sim 200$  /spill、0.9 GeV/c の場合は  $\sim 230$  /spill と推定される。表 3.1 に 2 種類のビーム運動量に対する各パラメータと推定される  $\Lambda$  生成事象数をまとめる。

表 3.1: E63 実験で予想される  $\Lambda$  生成事象数。 $\Lambda$  生成数を見積もるために必要な値を、ビーム運動量で比較した。 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  は  $\Lambda$  の生成断面積、 $N_{K^-}$  は 1 spill の  $K^-$  粒子数、 $N_{Hyp}$  は式 3.1 から求めた  $\Lambda$  生成数である。

Beam momentum [GeV/c]	1.1	0.9
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ @ $10^\circ$ [mb/sr]	1.5	4
SKS acceptance [msr]	110	150
$N_{K^-}$ [/spill]	$1.89 \times 10^5$	$0.6 \times 10^5$
$N_{Hyp}$ [/spill]	200	230

実験で得られる  $(K^-, \pi^-)$  トリガーはオンライン粒子識別を行う BAC1,2 と SAC1 の検出効率に依存して減少する。AC 検出器の検出効率は検出器本体の性能だけではなく、PMT からの信号の波高に対して設定する閾値によっても変化する。AC 検出器自体の検出効率は粒子識別検出器を用いて評価する必要があり、E13 実験の際に各 AC 検出器の評価が行われた [15]。一方、閾値による検出効率の変化は AC 検出器のみで評価することが可能である。実際に 4 章では十分な E63 用 SAC1 の検出効率が得られる閾値を調べる。

BAC1,2 による粒子識別に由来する  $(K^-, \pi^-)$  トリガーの損失量を求めるには、 $K^-$  が BAC1,2 を通過した際に発光する割合を考える。 $K^-$  の誤検出は  $K^-$  が通過した際に生じるデルタ線やシンチレーション光によって起こるため、検出器の改良によって誤検出を抑えることは難しい。E13 実験の BAC は 1 段につき約 2% の誤検出があった。E63 実験でも BAC が 2 段あるので、デルタ線等による  $K^-$  の誤認は約 4% 発生することが予想される。

一方、散乱側での  $(K^-, \pi^-)$  トリガーの損失は  $\pi^-$  検出効率に依存する。これは AC 検出器の最適化によって改善することが可能であり、E13 実験において最適化された。E63 実験は E13 実験とほぼ同じ仕様で AC 検出器を作成する予定であり、 $\pi^-$  検出効率も E13 実験と同様に 99% 以上を要求する。SAC1 の検出効率は試作機による評価を行っており、4 章で詳細を述べる。

### 3.3 バックグラウンド

次にバックグラウンドによる  $(K^-, \pi^-)$  トリガーについて考える。粒子識別されたにもかかわらず、ハイパー核生成事象ではない  $(K^-, \pi^-)$  トリガーの事象が多く発生する。これは  $K^-$  の崩壊粒子が SAC1 を発光させることで生成される。 $K^-$  の崩壊で生じる  $\pi^-$  と  $\mu^-$  は、2章で述べたように SAC1 で散乱  $\pi^-$  と識別することができない。さらに TOF によるオフライン解析でも識別することがむずかしいため、 $\gamma$  線の解析時にもバックグラウンドとして残ってしまう。また、AC 検出器の誤検出によって  $(K^-, K^-)$  事象と  $(\pi^-, \pi^-)$  事象が  $(K^-, \pi^-)$  トリガーに混入する場合もある。

こうしたバックグラウンドの数を見積もり、E63 実験においても十分なデータ収集効率を得られるかを調べる必要がある。そこで Geant4 シミュレーションからバックグラウンド事象数を求め、各検出器の検出効率と合わせてトリガー数を考えていく。

#### 3.3.1 ビーム中の $\pi^-$ による $(\pi^-, \pi^-)$ 事象

ここでは BAC の誤検出によって偽のトリガーを生成する、ビーム中に含まれる  $\pi^-$  について考える。ビーム中の  $\pi^-$  が BAC で検出できなかった場合、本来  $(\pi^-, \pi^-)$  事象であるが  $(K^-, \pi^-)$  トリガーを生成する。散乱側では SAC に加えて 3 つのバックグラウンド除去検出器が設置され、オンラインでの粒子識別を補助するが、入射粒子側は BAC のみで粒子識別を行う。

BAC の検出効率が 99% である場合、1.1 GeV/c における想定  $\pi^-$  ( $3.2 \times 10^5$  /spill) に対する偽のトリガーは  $3.2 \times 10^3$  /spill となり、データ収集効率からの制約を超えてしまう。つまり、BAC にはビーム中に大量に存在する  $\pi^-$  を十分に除去可能な  $\pi^-$  検出効率が求められる。

そこで E63 実験では BAC を 2 段設置する。各 BAC に 99% の  $\pi^-$  検出効率を要求することで、ビーム中の  $\pi^-$  によるバックグラウンドは 32 /spill まで抑えることが可能になる。BAC を 2 段にする場合の問題点として、 $K^-$  誤検出率は 2 倍になってしまうことがあげられる。しかしこの誤検出率の悪化が収量に与える影響は、BAC でバックグラウンドが十分に除去できずデータ収集効率が下がってしまう効果よりも小さいことが E13 実験でも確認できている。BAC1,2 に 99% の  $\pi^-$  検出効率を要求した場合の偽のトリガー数を表 3.2 にまとめる。

表 3.2: ビーム中の  $\pi^-$  による偽のトリガー数。偽のトリガー数は 2 段の BAC それぞれが  $\pi^-$  検出効率 99% である場合の値である。

	1.1 GeV/c	0.9 GeV/c
Trigger rate [/spill]	32	12

### 3.3.2 $K^-$ の崩壊による $(K^-, \pi^-)$ 事象

$K^-$  の崩壊で生じる  $\pi^-$  や  $\mu^-$  は、ハイパー核生成反応で散乱される  $\pi^-$  と識別することが困難である。そのため  $K^-$  が BAC で識別された後に BAC-SAC 間で崩壊した場合、SAC1 ではその崩壊事象をハイパー核生成事象と同じく  $\pi^-$  と識別し、 $(K^-, \pi^-)$  トリガーを生成してしまう。以下では Geant4 シミュレーションを利用しながら、 $K^-$  の崩壊による  $(K^-, \pi^-)$  事象数を見積もる。

#### BAC-SAC 間での $K^-$ の崩壊事象数

表 3.3 に BAC-SAC 間での  $K^-$  の崩壊事象数  $N_{decay}$  をまとめる。これは次の式 3.2 から求められる。

$$N_{decay} = N_{K^-} \times (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (3.2)$$

ここで  $\tau$  は  $K^-$  の寿命であり、 $t$  は BAC-SAC 間を 20 cm とした場合の  $K^-$  の飛行距離である。 $N_{K^-}$  は式 3.1 の定義に等しくビームレートを示し、BAC の位置での  $K^-$  の数に等しい。Decay length は各運動量の  $K^-$  の減衰長である。また、 $N_{\mu^-}$  は  $N_{K^-}$  のうち  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の崩壊過程で生じる  $\mu^-$  の数を示す。同様に  $N_{\pi^-}$  は  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  の崩壊で生じる  $\pi^-$  の数である。

表 3.3: BAC-SAC 間での崩壊事象数。BAC-SAC 間の距離は 20 cm として計算した。

Momentum [GeV/c]	Decay length [m]	$N_{decay}$ [/spill]	$N_{\mu^-}$ [/spill]	$N_{\pi^-}$ [/spill]
1.1	8.0	$4.7 \times 10^3$	$3.0 \times 10^3$	$0.99 \times 10^3$
0.9	6.5	$1.8 \times 10^3$	$1.1 \times 10^3$	$0.38 \times 10^3$

#### TOF へ到達する崩壊事象数

表 3.3 にまとめた  $N_{decay}$  のうち SKS のアクセプタンスに入り TOF で検出されるものが偽のトリガーとなる。そこで、BAC-SAC 間で崩壊したイベントが TOF へ到達する割合を調べるために Geant4 シミュレーションを行った。今回行った  $K^-$  の崩壊事象による偽のトリガーの見積もりを図にまとめたものが図 3.1 である。赤字で示した値がシミュレーションから求めたものである。

まず Geant4 シミュレーションで E63 実験のセットアップを再現した。今回は  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の過程で  $K^-$  を崩壊させるシミュレーションと、 $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  のシミュレーションをそれぞれ行った。どちらのシミュレーションも標的位置ですべての  $K^-$  を崩壊させた。

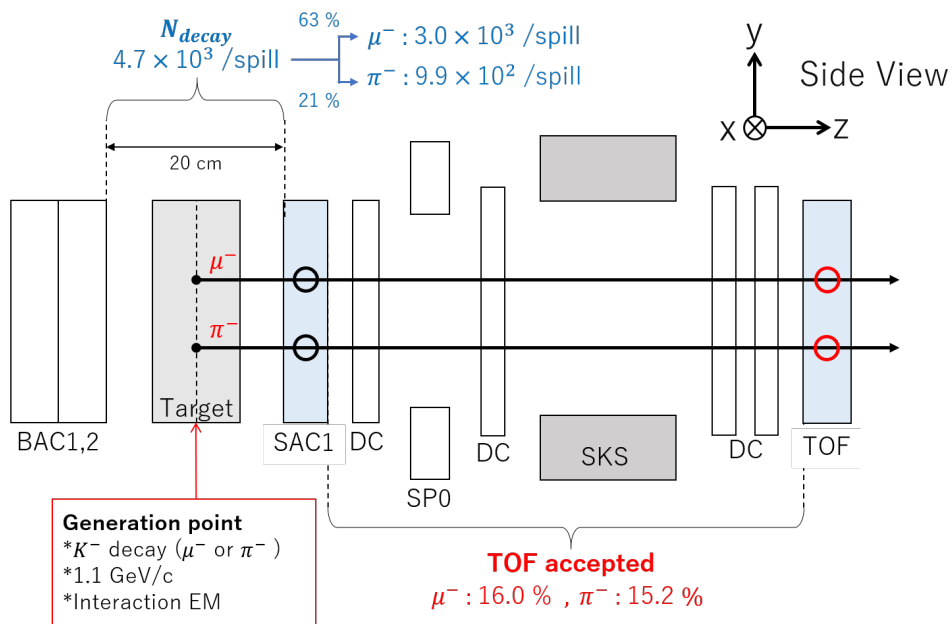


図 3.1:  $K^-$  の崩壊事象による偽のトリガーの見積もりに関して、1.1 GeV/c の場合のシミュレーションの条件等をまとめた。粒子の生成点は標的中心とし、2つの  $K^-$  の崩壊過程それぞれの場合をシミュレーションした。このシミュレーション結果から、崩壊事象が TOF まで到達する割合を求めた。

$K^-$  の運動量は 1.1 GeV/c、0.9 GeV/c それぞれに対し、 $\pm 2\%$  の一様分布で広がりを持たせた。運動量分布は図 3.2 のようになる。

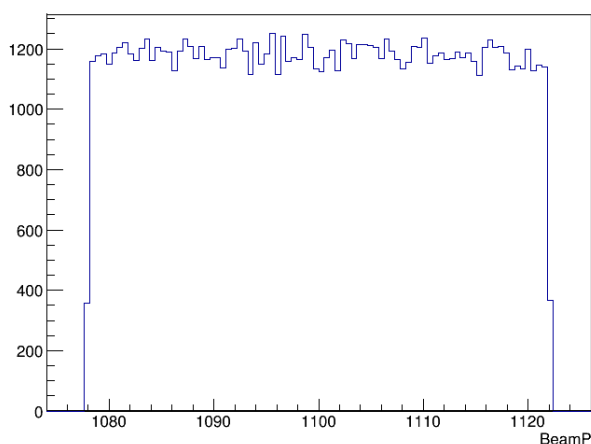


図 3.2: シミュレーションで運動量 1.1 GeV/c のビームを生成した場合の運動量分布。 $\pm 2\%$  の一様分布で広がりを持つように設定した。

シミュレーション結果から求めた、崩壊事象の TOF への到達割合を DK trigger ratio とする。これは式 3.3 で定義される。

$$DK\ trigger\ ratio = \frac{SAC1\ が\ \pi^- \text{ または } \mu^- \text{ と識別し、かつ } TOF\ が粒子を検出した事象}{シミュレーションで発生させた粒子数} \quad (3.3)$$

ここに表 3.3 の崩壊事象数をかけることで、1 spill 当たりの偽のトリガー数 (DK trigger rate) を求めた。DK trigger ratio と DK trigger rate を表 3.4 にまとめる。 $K^-$  崩壊事象による偽のトリガー数は、ビーム強度が強い 1.1 GeV/c の場合に  $\mu^-$  が 480 /spill、 $\pi^-$  が 150 /spill であることが分かった。

実際のトリガーシステムでは  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の場合は SMF の除去効率、 $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  の崩壊事象は SP0 の除去効率も影響する。このうち SMF については次節で検討する。

表 3.4:  $K^-$  崩壊事象による偽のトリガー数。DK trigger ratio は標的位置で崩壊して SAC1 で  $(K^-, \pi^-)$  トリガーを生成した事象のうち、さらに SKS のアクセプタンスに入って TOF へ到達する割合を示す。DK trigger rate は推定ビームレートから求めた spill 当たりの偽のトリガー数である。

		$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$
1.1 GeV/c	DK trigger ratio [%]	16.0	15.2
$1.89 \times 10^5 K^-/\text{spill}$	DK trigger rate [/spill]	$4.8 \times 10^2$	$1.5 \times 10^2$
0.9 GeV/c	DK trigger ratio [%]	11.2	9.7
$0.6 \times 10^5 K^-/\text{spill}$	DK trigger rate [/spill]	$1.3 \times 10^2$	$3.7 \times 10$

### 3.3.3 Beam through $K^-$ による $(K^-, K^-)$ 事象

ここでは SAC の誤検出によって偽のトリガーを作る、beam through 事象について考える。先に述べたように beam through は標的中で反応せずに通り抜けた  $K^-$  を指す。これが SAC を通過した際にデルタ線やシンチレーション光を発生させることで  $(K^-, K^-)$  事象がトリガーに混入してしまう。

E63 実験では E13 実験と同様に SAC1 の  $K^-$  誤検出によるバックグラウンドを除去するために SFV と SAC3 を設置する。SFV と SAC3 の beam through 除去効率は、SAC3 の  $K^-$  誤検出と SAC1-SAC3 間での  $K^-$  崩壊によって低下する。

Beam through が SAC3 まで到達したにもかかわらず、SAC3 が誤検出するために除去できないイベントが beam through による偽のトリガーを作る。E13 実験では、SAC3 は散乱  $\pi^-$  を除去しないように閾値を高く設定していたこと、SAC3 が厚いためにデルタ線が発生しやすいことから、 $K^-$  誤検出が 8.8% であった。

また、beam through  $K^-$  が SAC1-SAC3 間で崩壊して TOF で検出された場合にも偽のトリガーが発生する。E13 実験では SAC1-SAC3 間が  $\sim 5$  m あり、 $K^-$  が崩壊してしまう

割合が32%あった。E63実験でも同様にSAC1-SAC3間が $\sim 5\text{ m}$ であるとすると、beam through  $K^-$  が崩壊してSFVに到達しない確率は運動量  $1.1\text{ GeV}/c$  の場合47%となる。つまり、E63実験ではSFVで除去できない ( $K^-, K^-$ ) 事象が15%程度増加することが見込まれることになる。

そこでGeant4シミュレーションを用いて、E63実験における ( $K^-, K^-$ ) 事象起因の偽のトリガー率を見積もった。ここでは、座標軸はビーム軸を  $z$ 、水平方向を  $x$ 、鉛直方向を  $y$  とする。

Beam through による偽のトリガーの見積もりについて、 $1.1\text{ GeV}/c$  の場合を図3.3にまとめる。シミュレーションでは  $K^-$  の崩壊事象の際と同様にE63実験のセットアップを再現し、運動量の設定も図3.2と同じとした。生成粒子は  $K^-$  であり、標的中心を生成点とした。 $N_{\text{through}}$  はBAC-SAC間で崩壊しなかった  $K^-$  の数であり、 $N_{K^-} - N_{\text{decay}}$  にSAC1の  $K^-$  誤検出率をかけることで求められる。ここではSAC1の誤検出率を3%とする。赤字で示す部分はシミュレーションによって求めた値である。今回は、SAC1-SAC3間で崩壊する beam through の割合と SAC3 で検出できる beam through の割合を求めた。

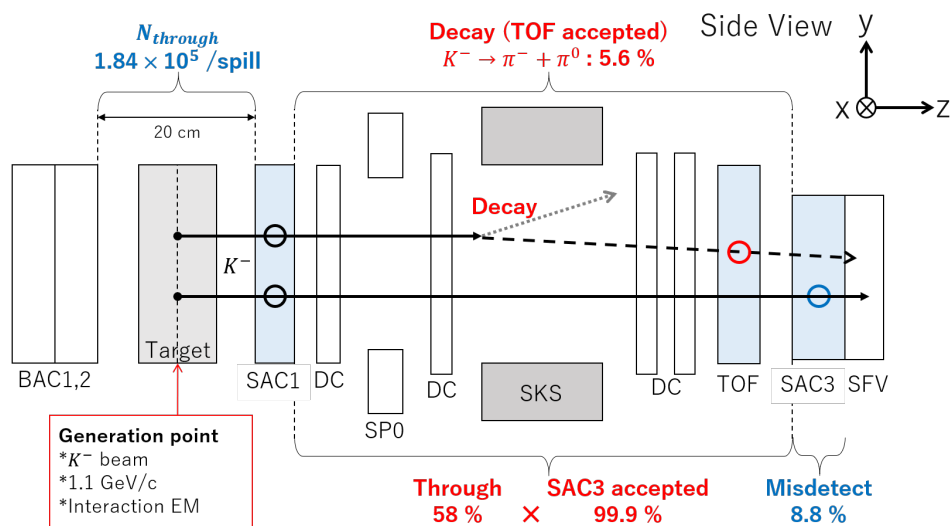


図 3.3: Beam through による偽のトリガーの見積もりに関して、 $1.1\text{ GeV}/c$  の場合のシミュレーションの条件をまとめた。 $K^-$  を標的中心にて生成した。このシミュレーションから SAC3 までで崩壊する割合と、SAC3 で検出できる beam through の割合を求めた。

### Beam through $K^-$ の崩壊による偽のトリガー

$\mu^-$  に崩壊するイベントはSMFで除去できるものとする、実際に偽のトリガーとなるイベントは  $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$  の崩壊過程で生じる  $\pi^-$  である。図3.3の上部に示したSAC1-SAC3間で崩壊する beam through の割合を、BT decay ratio として式3.4で定義する。

$$BT \text{ decay ratio} = \frac{SAC1 \text{ が } K^-, TOF \text{ が } \pi^- \text{ と識別するイベント}}{SAC1 \text{ が } K^- \text{ と識別するイベント}} \quad (3.4)$$

図 3.3 の条件で行ったシミュレーションから得られた結果を表 3.5 にまとめる。偽のトリガー数は 1.1 GeV/c の場合に 310 /spill、0.9 GeV/c の場合に 85 /spill となった。

表 3.5: Beam through が SAC1-SAC3 間で崩壊した場合に生じる偽のトリガー数。SAC1-SAC3 間で崩壊し、TOF で検出される  $\pi^-$  の割合をシミュレーションから求めた。さらに beam through の想定レートから、崩壊した場合に生じる偽のトリガー数を計算した。

	1.1 GeV/c	0.9 GeV/c
$N_{through}$	$1.84 \times 10^5$	$0.58 \times 10^5$
BT decay ratio	5.6%	5.0%
BT decay rate	310 /spill	85 /spill

### SAC3 の誤検出による偽のトリガー

崩壊せずに SAC3 に到達した beam through  $K^-$  のうち、SAC3 で誤検出された場合にも偽のトリガーが発生する。Beam through  $K^-$  が  $K^-$  のまま TOF まで到達する割合 (BT survival ratio) を式 3.5 で定義する。これをシミュレーションの結果から求めたところ、1.1 GeV/c で 58%、0.9 GeV/c で 48% となることが分かった。SAC3 の誤検出率を E13 実験の 8.8% と同じになると仮定した場合の SAC3 の誤検出による偽のトリガー (BT trigger rate) を表 3.6 にまとめる。

$$BT \text{ survival ratio} = \frac{SAC1 \text{ が } K^- \text{ と識別し、TOF に到達するイベント}}{SAC1 \text{ が } K^- \text{ と識別するイベント}} \quad (3.5)$$

表 3.6: SAC3 に到達した beam through  $K^-$  のうち、SAC3 が誤検出することで生じる偽トリガーの数

	1.1 GeV/c	0.9 GeV/c
$N_{through}$	$1.84 \times 10^5$	$0.58 \times 10^5$
BT survive ratio	58%	48%
SAC3 misdetect eff.	8.8%	
BT trigger rate	95 /spill	24 /spill

またシミュレーションで得られた TOF のヒットプロファイルを SAC3 の大きさと比較し、SAC3 で検出される割合を調べた。TOF でのビームプロファイルと、SAC3 の有感

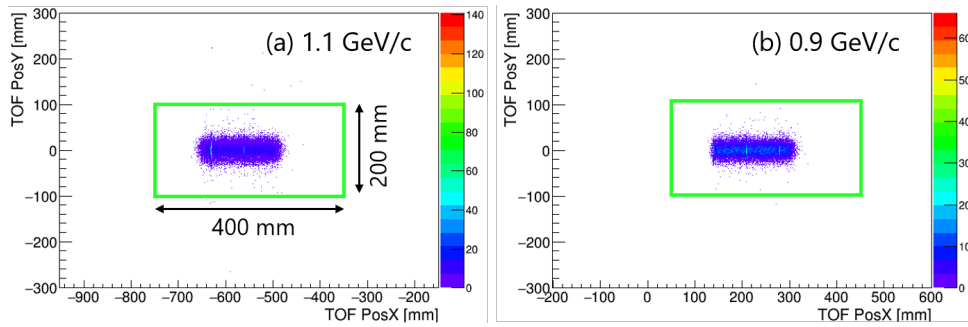


図 3.4: TOF で  $K^-$  であるイベントのプロファイル。緑の四角で SAC3 の有感領域  $400 \times 200$  mm を示している。

領域を示したものが図 3.4 である。この結果から、E13 実験で使用した SFV の有感領域  $400 \times 200$  mm があれば 99.9% 以上の  $K^-$  を検出できることが分かった。

ただし、beam through  $K^-$  の軌道は図 3.5 からわかるように運動量で大きく異なるため、SAC3, SFV の設置位置をビーム運動量ごとに  $x$  軸方向に調整する必要がある。

以上から、Beam through  $K^-$  による偽のトリガー数が最大となるのは  $1.1$  GeV/c の場合であり、約 400 /spill であることが分かった。



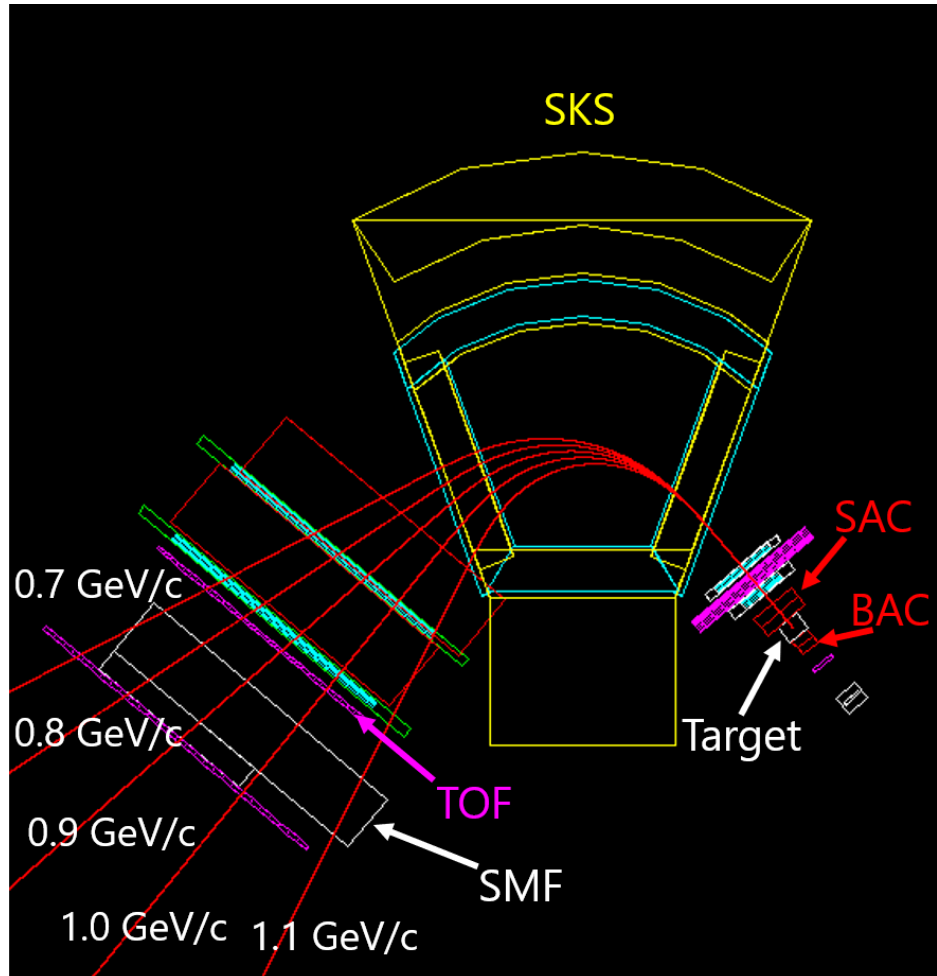


図 3.5: 0.7~1.1 GeV/c の運動量の beam through  $K^-$  を標的中心から発生させた場合の図。右側にある白い箱が標的であり、前後の赤い検出器が BAC、SAC である。ビームは SKS で曲げられた後、2 つの SDC を通過する。SDC の直後には TOF があり、さらに後方に SMF の鉄ブロックがある。TOF と SMF の間に SFV を設置するが、ビーム運動量によって設置すべき位置が大きく異なることがわかる。

### 3.4 SMF によるバックグラウンド除去効率

バックグラウンド除去検出器のうち、SMF は鉄ブロックの厚さを E63 実験用に変更しなくてはならない。そこで Geant4 シミュレーションを行い、SMF の鉄ブロックの厚さを検討するとともに SMF のバックグラウンド除去効率を見積もった。

SMF の設置位置に 4000 mm × 4000 mm × 2000 mm の鉄ブロックを設置して、ブロック内でのハイパー核生成事象の  $\pi^-$  と  $K^-$  崩壊による  $\mu^-$  の静止・吸収位置の分布を調べた。

図 3.6 にシミュレーションの条件をまとめる。今回も粒子生成点を標的中心、運動量分

布は図 3.2 のように設定した。シミュレーションは生成する粒子を  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の崩壊で生じる  $\mu^-$  としたものと、ハイパー核生成反応による散乱  $\pi^-$  を生成するものの二つを行った。

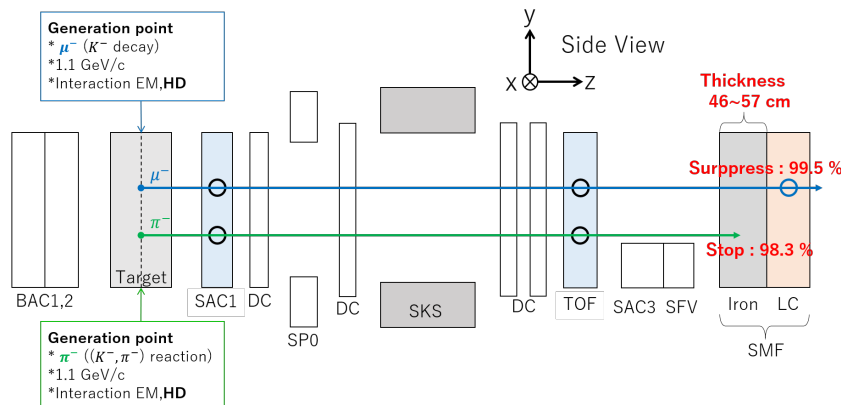


図 3.6: 1.1 GeV/c の場合のシミュレーションの条件をまとめた。標的中心を生成点として崩壊で生じる  $\mu^-$  を発生させた場合とハイパー核生成反応による散乱  $\pi^-$  を発生させた場合、それぞれのシミュレーションを行った。

シミュレーションの結果得られた図 3.7 に鉄ブロック内での入射粒子の静止位置の分布を示す。(a) はビーム運動量が 1.1 GeV/c の場合、(b) は 0.9 GeV/c の場合である。ここでの座標軸はビーム軸を  $y$ 、水平方向を  $x$ 、鉛直方向を  $z$  とする。図の横軸は  $x$  方向、縦軸が  $y$  方向である。赤い分布は標的内でハイパー核反応が起きた場合の散乱  $\pi^-$  の吸収位置の分布を示す。また青い分布は標的内で  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の過程で  $K^-$  が崩壊した場合に発生する  $\mu^-$  の静止位置の分布である。

鉄ブロックの  $x$  方向の幅は E13 実験の際には 2500 mm であった。しかし今回は使用する 2 つの運動量によって  $\pi^-$  の到達位置が異なるため、両者を覆うためには約 3500 mm 程の幅が必要になることが分かった。

$\mu^-$  は  $+x$  方向の  $x$  が大きな位置に到達するものほど運動量が小さいため、鉄ブロック内での  $\mu^-$  の静止位置が浅くなる。そのため  $\mu^-$  の分布に沿って鉄ブロックを設置することが理想的である。しかし SMF は TOF と SFV の後方に設置するため、これらの検出器から空間的な制約を受ける。E13 実験では空間的な制約から鉄ブロックを二段並べることで理想的な配置を近似しており、E63 実験でも同様の近似を行う。

また、鉄ブロックの厚さはバックグラウンドである  $\mu^-$  と散乱  $\pi^-$  それぞれの検出効率を決める要素である。前節での見積もりから 1.1 GeV/c の場合には 1 spill 当たり  $\sim 10^3$  の  $\mu^-$  が予想されるため、SMF には 99% 以上の  $\mu^-$  除去効率を要求する。また SMF はオンラインのトリガーシステムに組み込むため、ハイパー核生成反応による散乱  $\pi^-$  を  $\mu^-$  と誤検出した場合に収量を減少させてしまうことになる。よって、要求される  $\mu^-$  除去効率を満たしつつ、散乱  $\pi^-$  の鉄ブロック透過率を最小限に抑える必要がある。

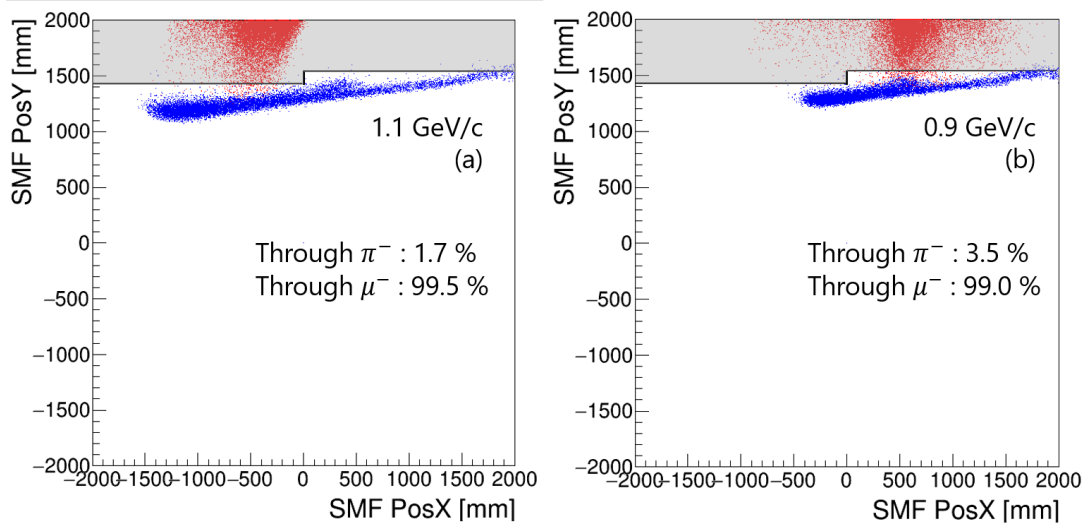


図 3.7: 鉄ブロック内での粒子の静止・吸収位置の分布。(a) はビーム運動量が 1.1 GeV/c の場合、(b) は 0.9 GeV/c の場合を示す。赤い分布が標的内でハイパー核反応が起きた場合の散乱  $\pi^-$  の分布である。青い分布は標的内で  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の過程で  $K^-$  が崩壊した場合に発生する  $\mu^-$  の分布である。

鉄ブロックの厚さをシミュレーションの結果から検討したところ、図 3.7 に黒く示した領域に鉄ブロックを設置することが最適となることが分かった。 $y > 0$  の領域は、主にビーム運動量 0.9 GeV/c の場合の散乱  $\pi^-$  が静止する。ここでは運動量が低い粒子が浅い深度で静止するため、鉄ブロックの厚さ 460 mm が最適となった。一方  $y < 0$  の領域では主に、主にビーム運動量 1.1 GeV/c の粒子が静止する。こちらは鉄ブロック内での到達深度が深いため、鉄ブロックは 570 mm と厚いものを設置することが最適である。

以上の鉄ブロックの配置を採用した場合の SMF の検出効率を表 3.7 にまとめる。鉄ブロックの後方で粒子検出を行う LC 検出器の検出効率は 100% として考える。 $\mu^-$  検出効率は二つのビーム運動量どちらの場合においても 99% 以上を満たす。また  $\pi^-$  の誤検出率は 1.1 GeV/c の場合に 1.7%、0.9 GeV/c の場合に 3.5% となる。

表 3.7: SMF の検出効率。厚さ 460 mm と 570 mm の二種類の鉄ブロックを設置した場合に得られる SMF の検出効率をシミュレーション結果から見積もった。Through  $\mu^-$  は SMF で除去可能な  $\mu^-$  の割合、through  $\pi^-$  は SMF で除去してしまう可能性のあるハイパー核生成反応由来の散乱  $\pi^-$  の割合を示す。

	1.1 GeV/c	0.9 GeV/c
Through $\mu^-$ %	99.5	99.0
Through $\pi^-$ %	1.7	3.5

### 3.5 まとめ

以上の研究からわかったトリガーレートを表 3.8 にまとめる。

表 3.8: トリガーレートの見積もりのまとめ。Request はトリガーレートの要求値、 $(K^-, \pi^-)$  はハイパー核生成反応を示す。 $\mu^-$  によるバックグラウンドは SMF の検出効率を、 $(K^-, K^-)$  事象によるバックグラウンドは AC 検出器と SFV の検出効率をそれぞれ考慮した値である。

	Trigger rate [/spill]	
	1.1 GeV/c	0.9 GeV/c
Request	$\sim 3.4 \times 10^3$	
$(K^-, \pi^-)$	200	230
$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (with SMF)	2.4	1.3
$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	150	37
$(\pi^-, \pi^-)$	32	12
$(K^-, K^-)$ (with SAC3, SFV)	405	109

Request はデータ収集効率から与えられるトリガーレートの要求上限値を示す。 $K^-$  の崩壊で生じる  $\mu^-$  によるバックグラウンドは、SMF の検出効率を考慮したトリガーレートを示している。また beam through  $K^-$  によるバックグラウンドは、SAC1,3 の誤検出率と SFV の検出効率を考慮した値である。この結果、ハイパー核生成事象とバックグラウンドによるトリガーレートの合計値は要求値を十分に満たすことが分かった。

全バックグラウンドのうち、最も深刻であると考えられるものは  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  による偽のトリガーである。しかし E13 実験における SMF によるバックグラウンド除去が非常に良い結果となったこと、また Geant4 シミュレーションで E63 実験においても十分な検出効率を得られる鉄ブロックの厚さが検討できたことから、この偽のトリガーは十分に除去できると考えられる。

本章でのトリガーレートの見積もりのうち、AC 検出器の性能は先行研究や E13 実験の結果を踏まえた要求値として仮定したものである。E63 実験ではビーム運動量が  $1.1 \text{ GeV}/c$  となり、E13 実験とは異なる。そのため AC 検出器の輻射体の屈折率を変更したものを新たに製作することになっている。もし E63 実験用の AC 検出器が本章で仮定した検出効率を満たさなかった場合、トリガーレートを再度検討しなおす必要が出てきてしまう。そこで次章では E63 実験用 AC 検出器の試作機の性能評価について述べる。

# 第4章 エアロジェルチェレンコフ検出器の性能評価

E63 実験では使用するビーム運動量が E13 実験から変わる。そのため、散乱  $\pi^-$  に対する粒子識別を担うエアロジェルチェレンコフ検出器 BAC1,2, SAC1,3 について、屈折率を変更する予定である。今回は E63 用 SAC1 の試作機を作成し、屈折率の異なる輻射体が十分に機能するかを確認した。また 3 章で述べたように、エアロジェルチェレンコフ検出器の性能はトリガー数に大きく影響する。特に E13 実験における SAC1 については、beam through  $K^-$  によるバックグラウンドを抑制する効率が十分でなかったことが問題となった。そのため E63 実験用 SAC1 には E13 実験用 SAC1 よりも高い beam through  $K^-$  識別効率を要求したい。そこで試作機の性能評価として、ビーム運動量 1.1 GeV/c に対する検出効率も調べた。本章ではエアロジェルチェレンコフ検出器の動作原理を説明した後、AC 検出器の要求性能を確認する。さらに 2017 年 4~7 月に行った E63 実験用 SAC 検出器試作機の性能評価実験の内容と結果についてまとめる。

## 4.1 エアロジェルチェレンコフ検出器の動作原理

### 4.1.1 チェレンコフ放射

荷電粒子が物質中を通過する際に、軌道上にある原子や分子を励起し、これらが脱励起する際に電磁波が放出される。この電磁波は荷電粒子の速度がその物質中の光速を超える場合に衝撃波となる。これがチェレンコフ放射と呼ばれる現象である。輻射体の屈折率を  $n$  とすると輻射体中の光速は  $c/n$  であり、荷電粒子の速度が  $\beta c$  のときチェレンコフ放射の発生条件は式 4.1 で表される。

$$\beta c > \frac{c}{n} \quad (4.1)$$

チェレンコフ光は図 4.1 に示すように、粒子の速度方向に対して角度  $\theta$  の方向へ円錐状に放射される。この角度  $\theta$  は輻射体の屈折率と粒子の速度に対して式 4.2 のような関係にある。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (4.2)$$

さらに単位長さ  $dL$ 、単位波長  $d\lambda$  当たりに放出される光子数  $N$  は、

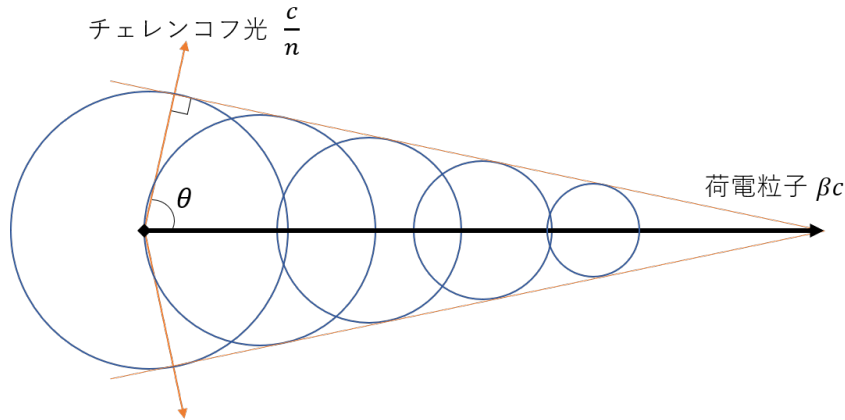


図 4.1: チェレンコフ放射の概略図。中央の黒線は速度  $\beta c$  の荷電粒子の軌跡を示す。原子や分子の脱励起で生じる電磁波は、円で示すように球面波として荷電粒子の軌跡に沿って次々に発生する。チェレンコフ光は球面波の接線に垂直な方向へ伝搬していく。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dL d\lambda} &= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \\ &= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left[ 1 - \frac{1}{n\beta^2} \right] \end{aligned} \quad (4.3)$$

と表される。ここで  $\alpha$  は微細構造定数、 $z$  は荷電粒子の電荷である。実際の検出器ではチェレンコフ放射による光子を光電子増倍管 (PMT) で検出する。PMT に対する集光効率  $T(\lambda)$  は検出器内での散乱や反射、輻射体による光子の自己吸収などによって減少していく。これは反射材の反射率や輻射体の自己吸収率により、波長に依存して変化する。また、PMT の光電面に集まった光子は PMT の量子効率  $Q(\lambda)$  に応じて電気信号に変換される。このような検出器全体の検出効率を考慮した実際に検出される光子数  $N_{det}$  は、

$$\frac{d^2 N_{det}}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left[ 1 - \frac{1}{n\beta^2} \right] T(\lambda) Q(\lambda) \quad (4.4)$$

と表される。AC 検出器の作製ではいかにして  $T(\lambda)$  と  $Q(\lambda)$  を向上させるかが重要である。集光効率  $T(\lambda)$  を向上させるために反射材や輻射体についての最適化を行い、量子効率  $Q(\lambda)$  の向上には磁場などの各実験条件に応じた PMT 選択が必要となる。E63 実験で使用する AC 検出器は、反射材や PMT、大きさについて E13 実験の際に最適化されている [15]。

## 4.1.2 エアロジェルチェレンコフ検出器

図 4.2 にチェレンコフ放射が起こる屈折率と運動量の関係を示す。ここで赤線は  $\pi^-$ 、緑線が  $K^-$ 、黒線は反陽子の場合を示している。

エアロジェルチェレンコフ検出器は閾値型チェレンコフ検出器であり、チェレンコフ光を発生させる輻射体としてエアロジェルを使用する。閾値型チェレンコフ検出器は光量に対して閾値を設け、これを超えるか否かで速度の異なる粒子を識別する検出器である。特に運動量が等しい場合には、質量の異なる粒子を識別することになる。本実験で使用するビーム中の  $K^-$  と  $\pi^-$  のように同じ運動量を持つ粒子を識別する際に有効となる。図 4.2 は  $\pi^-$ 、 $K^-$ 、反陽子の発光する屈折率を運動量の関数として示したものである。

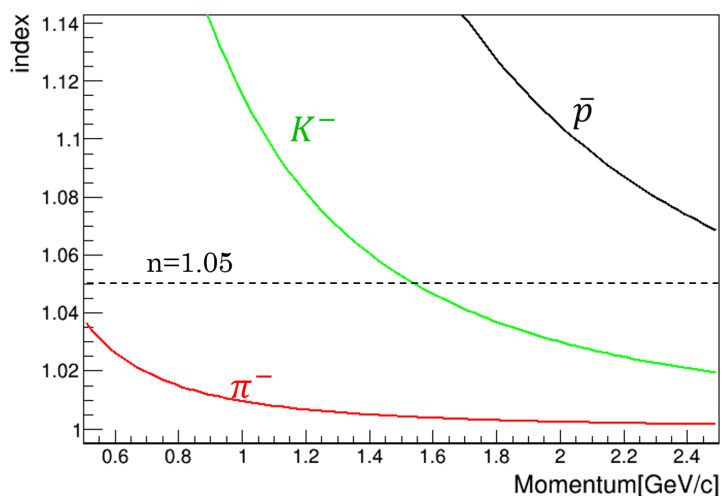


図 4.2: チェレンコフ放射が起こる屈折率と運動量の関係。赤線は  $\pi^-$ 、緑線は  $K^-$ 、黒線は反陽子、それぞれの粒子に対する屈折率と運動量の関係を示す。チェレンコフ放射が起こる屈折率は粒子の速度に依存する。そのため同じ運動量の粒子を比較すると、速度(質量)の違いに応じてチェレンコフ放射が起こる閾値が異なることがわかる。E13 実験では 1.5 GeV/c と 1.8 GeV/c の  $K^-$  ビームを使用したため、屈折率  $n = 1.03$  のエアロジェルを選択した。

## 4.2 E63 実験用 SAC 試作機

### 4.2.1 輻射体

E63 実験では E13 実験同様にシリカエアロジェルを輻射体として使用する。シリカエアロジェルの主成分である二酸化ケイ素 ( $\text{SiO}_2$ ) は、酸素原子を介して次々に結合していくことができるという特徴を持つ。シリカエアロジェルはこの二酸化ケイ素の結合体のうち、網目状の微細構造を持つものである。二酸化ケイ素によって形成される無数の細孔



は、空気で占められるため低密度である。通常の気体の屈折率は 1.01 以下、大部分の液体・固体の屈折率は 1.1 以上であり、1.1 GeV/c 周辺の  $K^-$  と  $\pi^-$  を識別するために必要な 1.01~1.1 の屈折率を持つ輻射体はエアロジェル以外にはほとんどない。

SAC 試作機では幅の異なる二種類の大きさ 115 or 105 mm × 80 mm × 4 mm のエアロジェルを使用した。我々が要求するエアロジェルは  $x = 220$  mm であるが、エアロジェル製作上の制限からこれを 1 枚で準備することができなかった。そこで 2 種類のエアロジェルをそれぞれ 4 枚ずつ使用し、図 4.3 のように互い違いに並べることで有感領域 220 mm × 80 mm × 64 mm の輻射体とした。

反射材は AC1,3 と同様に 0.1 mm 厚のテフロンを 3 枚重ねて使用し、筐体はプラスチック段ボールで作成した。なお、E13 実験の際の AC 検出器の先行研究において、反射材にテフロンを使用することが最適であることが報告されている [15]。

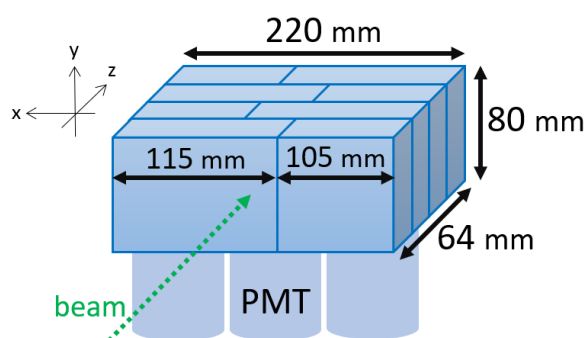


図 4.3: AC2 の概略図。エアロジェルの下に PMT を取り付けてチェレンコフ光を読み出す。エアロジェルは 2 種類の大きさを使用し、互い違いに配置した。PMT は x 方向並列に 3 本並べている。反射材にはテフロンを使用している。

#### 4.2.2 光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) は光電効果を利用して微弱な光信号を電気信号へと変換する。入射窓から入った光信号は、光電効果の効率の大きい物質からなる光電陰極で光電効果を起こし、光電子を放出する。光電子は電場で加速されてダイノード電極の金属面に衝突し、そこから複数の光電子を生じさせる。複数段のダイノードでこの過程が繰り返されることにより、光電子は最終的に  $\sim 10^7$  程度まで増幅される。このように微弱な光信号を検出可能な電気信号へと変換、増幅することができる PMT はシンチレーション検出器やエアロジェルチェレンコフ検出器で利用される。

E63 実験で使用するエアロジェルチェレンコフ検出器も PMT を使用してチェレンコフ光を読み出す。今回の試作機では、ファインメッシュ型の浜松ホトニクス社製 R6681(2") を 3 本並列に配置した。典型的なチェレンコフ光が紫外光であるため入射窓は UV 透過ガラス、光電面は紫外光から可視光に感度を持つバイアルカリと用いた PMT を選択した。

E63 実験では BAC1,2 や SAC1 が SKS 磁石の近くに設置されるため、磁場耐性のあるファインメッシュPMTを採用する。一般的なPMTであるラインフォーカス型はダイノード間の光電子の経路が決まっている。しかし磁場中では光電子の経路が変化してしまい、光電子が次のダイノードへ届かない可能性がある。この場合、増幅信号が失われてゲインの低下へとつながる。一方、ファインメッシュ型はダイノードがメッシュ構造になっているため、光電子の軌道が変化した場合でもある程度まで増幅可能である。ファインメッシュ型には各光電子の通った経路ごとに増幅率が異なるという問題もあるが、SAC1はSKSの磁場にさらされるためこちらを採用した。なお今回のテスト実験でも上流側にE07実験のスペクトロメータ用電磁石 KURAMA が設置されていた。

## 4.3 AC 検出器の要求性能

### 4.3.1 屈折率

図4.2から  $n = 1.03$  のエアロジェルでは  $0.6 \text{ GeV}/c$  以上の  $\pi^-$  で発光し、 $2 \text{ GeV}/c$  未満の  $K^-$  に対しては発光しないことがわかる。E13 実験では  $1.5$  および  $1.8 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを使用していたため、この屈折率で十分な粒子識別が可能であった。E63 実験においても、 $0.9$  および  $1.1 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームに対しては  $n = 1.03$  の屈折率で十分な識別効率が期待できる。

しかし散乱  $\pi^-$  の運動量は入射ビームよりも低くなり、E63 実験のビーム運動量では SKS 入口で  $\sim 0.7 \text{ GeV}/c$  であることが予想される。式 4.3 からわかるように、屈折率が一定である場合のチェレンコフ光の光量は  $\pi^-$  粒子の運動量の二乗に反比例する。そのため E13 実験のエアロジェルを E63 実験で使用すると、散乱  $\pi^-$  に対する発光量が下がってしまう。光量の減少により SAC が  $\pi^-$  を検出できなかった場合、ハイパー核事象の収量を決定する ( $K^-, \pi^-$ ) トリガーを減少させてしまうこととなる。そこで E63 実験では散乱  $\pi^-$  に対する光量が十分に得られるよう、SAC に使用するエアロジェルの屈折率を  $n = 1.05$  に変更する。

### 4.3.2 検出効率

2章や3章で述べてきた通り、AC 検出器はオンラインで粒子識別を行う検出器である。TOF 検出器のようなオフライン解析による粒子識別とは異なりデータ取得を行うか否かを決定するため、ハイパー核生成事象の収量とバックグラウンド量の両者に大きく影響する。

BAC はビーム中に含まれる  $\pi^-$  を検出できない場合に ( $\pi^-, \pi^-$ ) 事象をトリガーに混入させてしまう。ビーム中の  $\pi^-$  は  $3.2 \times 10^5 / \text{spill}$  と非常に多く、また BAC を補完する粒子識別検出器が他にないことから BAC には十分な除去効率が求められる。

一方、SAC にはハイパー核生成事象を取りこぼすことのない  $\pi^-$  検出効率を要求しなければならない。さらに SAC は標的を通り抜けた beam through  $K^-$  を十分に除去し、( $K^-, K^-$ ) 事象がトリガーに混入することを防がなくてはならない。

以上の条件から、BACとSACには $\pi^-$ 検出効率99%以上を要求する。 $K^-$ の誤検出率は先行研究やE13実験の結果から3%程度の誤検出が避けられないと考えられるため、3%以下を要求する。これらの要求性能は3章でトリガーレートを見積もる際に仮定した値であるため、試作機がこれを満たすことが確認できれば3章で見積もったトリガーレートが実際の実験でも期待できると言える。

## 4.4 $K^-$ ビームを用いた試作機の性能評価

E63実験に使用するSACの試作機として屈折率 $n = 1.05$ のエアロジェルを使用したAC検出器を製作し、性能評価を目的とするテスト実験を行った。評価項目は $\pi^-$ に対する光量、 $\pi^-$ 検出効率と $K^-$ に対する誤検出率、検出効率のビームレート依存性の3点である。本節では評価実験の概要とセットアップ、評価項目を述べ、その結果から試作機の性能を評価する。

### 4.4.1 概要と目的

我々はE63実験用SAC1の試作機の性能評価を目的として、2017年4月から7月にかけてJ-PARC K1.8ビームラインでテスト実験を行った。これはK1.8ビームラインで行われていた三原子のX線測定実験、J-PARC E07のパラサイト実験である。我々はE07実験セットアップの最下流のTOF後方にE63実験用SAC試作機を設置し、性能評価のためのデータ収集を行った。使用したビームは1.8 GeV/cの $K^-$ 、 $\pi^-$ 、及び $\bar{p}$ である。取得したデータから、はじめに光量の位置依存性の有無を確認した。その後0.9、1.1 GeV/cそれぞれの運動量の $\pi^-$ に対する発光量、 $\pi^-$ に対する検出効率、 $K^-$ に対する誤検出率を推定した。

ビームタイム終盤では1.4 GeV/cの大強度 $\pi^-$ ビームを使用してデータ収集を行った。ビーム強度は $1 \times 10^6$  /spillから徐々に上げていき、計5点のデータを取得して検出効率のビームレート依存性を確かめた。

### 4.4.2 セットアップ

実験セットアップを図4.4に示す。ここでビーム軸を $z$ 、ビーム軸水平方向を $x$ 、鉛直方向を $y$ とする。図4.4には検出器配置とともに各検出器の $z$ 方向の間隔を示してある。ビーム上流からシンチレーション検出器TR1、E13用AC検出器AC1、E63用試作機AC2、E13用AC検出器AC3、シンチレーション検出器TR2の順で設置した。各検出器の仕様を表4.1に示す。有効領域の表記はWを $x$ 方向の幅、Hを $y$ 方向の高さ、Tを $z$ 方向の厚さとして示している。

ビーム粒子の通過を判定するトリガーカウンターとして、セットアップ最上流(TR1)と最下流(TR2)にシンチレーション検出器を計2本設置した。プラスチックシンチレータの有感領域はともに $50 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ であり、光検出には浜松ホトニクス社製のPMT、H3167を使用した。データ収集系の回路図を図4.5に示す。TR1,2の信号の

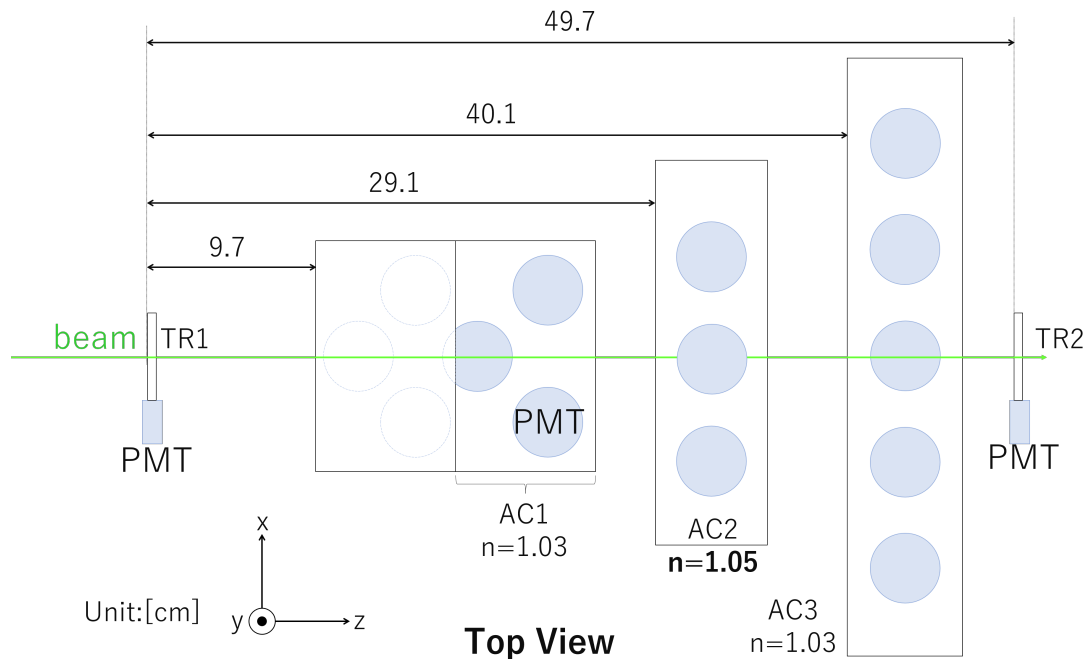


図 4.4: E63 実験用 SAC1 試作機のテスト実験におけるセットアップ。ビーム上流から TR1, AC1, AC2, AC3, TR2 である。円は AC の PMT を示す。各 AC 検出器は下段に PMT があり、上段にエアロジェルが重なっている。AC1 は E13 実験で使用した BAC1,2 であるため輻射体が 2 段あるが、今回は下流側の BAC2 に相当する PMT のみに電圧を印加する。

coincidence をトリガーとして各検出器の QDC、TDC のデータ取得を行った。QDC のデータ収集は CAEN V792 を使用し、TDC のデータ収集には CAEN V775 を使用した。

二つのトリガーカウンターの間には 3 つのエアロジェル検出器を設置した。以下では上流側からそれぞれ AC1,2,3 と呼称する。

AC1,3 は E13 実験で使用した屈折率  $n = 1.03$  の AC 検出器である。今回の実験ではこの AC1,3 を用いて粒子識別を行う。AC1,3 はともに反射材として 0.1 mm 厚テフロンを 3 重にしている。

AC1 は E13 実験で BAC1,2 として使用した AC 検出器である。有効領域  $160 \text{ mm} \times 57 \text{ mm} \times 66 \text{ mm}$  の輻射体が 2 つあり、計 6 つの PMT で読み出す。使用している PMT はファインメッシュ型である。今回は BAC2 に相当する PMT 3 本に電圧を印加し、一方の輻射体からのチェレンコフ光を読み出した。

AC3 は E13 実験で使用した SAC1 である。輻射体の有効領域は  $342 \text{ mm} \times 80 \text{ mm} \times 66 \text{ mm}$  である。AC1 と同型の PMT を 5 本、一列に並べている。

今回のテスト実験では 3 台の AC 検出器の PMT に最大 2000 V の電圧をかけた。ZENER Divider を用いて各 PMT の電圧を調整した。また、各 AC 検出器の信号はアンプを通し

表 4.1: 性能評価実験に使用した各検出器の仕様

Detector	Effective area		PMT
	W	H×T [mm]	
TR1,TR2	50×20	5 single-side readout	H3167
AC1 (E13 BAC1,2)	160×57	(66+66) 6 PMTs readout	H6614-70
AC2 (E63 SAC1 prototype)	400×200	120 1 segments	R6681
AC3 (E13 SAC1)	342×80	66 5 segments	H6614-70

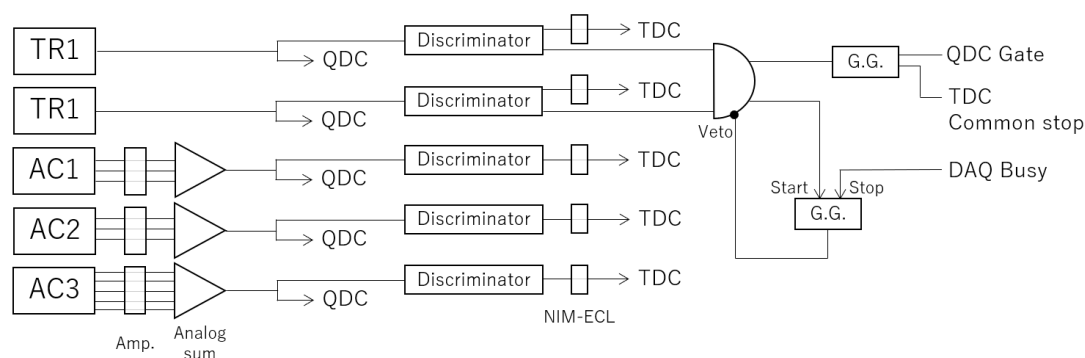


図 4.5: AC2 評価用の回路図。各 AC の PMT 信号は増幅した後、検出器ごとにアナログの加算回路で足し合わせている。アナログ信号は delay を挟んだ後に QDC へと入力され、Discriminator で変換したタイミング信号は NIM 規格から ECL 規格の信号へと変換して TDC へと入力した。トリガーは TR1,2 のコインシデンスである。

で増幅した。これは次節で述べる高トリガーレートにおける PMT の電圧降下への対策である。

中央に設置する AC2 は E63 実験用 SAC1 の試作機である。エアロジェルの屈折率が  $n = 1.05$  であるため、 $1.8 \text{ GeV}/c$  のビームを用いた今回の評価実験では  $\pi^-$  と  $K^-$  どちらに対しても発光する。

#### 4.4.3 高レート下における PMT のゲイン変化

PMT の各ダイノード間の電圧は抵抗分割によって与えられている。しかし高レートの信号を受けた場合、特に後段の増幅段でダイノード間を多量に流れる電子による電流によって電圧降下が起こりうる。このとき電圧降下が起こった増幅段以外のダイノード間電圧は上昇することになる。最終的な出力信号は全体の増幅に対する寄与が大きい増幅段がどこかによって変化する。

このように高レート下においてゲインが変化した場合、特にゲインが減衰してしまうと

出力信号が discriminator の閾値を超えず、トリガーに入らない可能性が出てくる。これは AC 検出器の検出効率に影響するため、その性質を把握することは AC 検出器の性能を評価する上で必要不可欠である。実際に過去の研究で今回の試作機と同じ PMT を使用した AC 検出器でレート依存性が調べられており、 $80 \times 10^5$  /spill あたりからゲインが変化することが確認されている [16]。E63 実験におけるビームレートの最大値は運動量 1.1 GeV/c の場合に  $3.2 \times 10^5 \pi^-$  /spill である。そのため E63 実験用 SAC1 についてもビームレートに依存したゲイン降下の影響を無視できない。

そこで評価実験を開始する前に、LED を用いてゲイン変化の有無を調べた。この時使用した回路は図 4.6 の通りである。信号発生器を用いてクロック信号を生成してこれを各データ収集のトリガーとし、同時に AC 検出器内に取り付けられた LED へも入力した。クロック信号に同期して発生する LED の光を AC 検出器の PMT が検出し、その信号を QDC へと入力した。

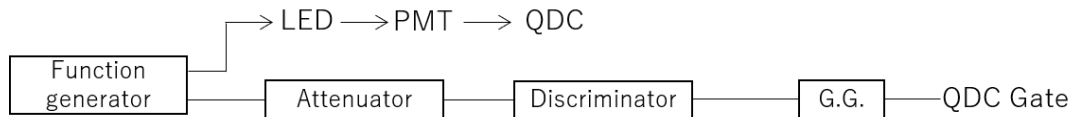


図 4.6: LED を用いた AC 検出器のゲイン調整用回路。高レートにおける PMT の電圧降下を確認し、各 PMT ゲインの調整を行った際に使用した回路。信号発生器から任意の周波数のクロック信号を生成し、LED と QDC の Gate 用のトリガー信号として使用した。LED の光はクロック信号の周波数に従って発生する。これを PMT で検出して QDC データを取得した。

QDC 分布のレート依存を調べるため、信号発生器を用いてトリガーレートを変更した際の QDC 分布の変化を調べた。その結果が図 4.7 である。これは AC2 の中央の PMT における QDC 分布の変化を示す。トリガーレートが高くなるにつれて QDC 分布の平均値が減少していくことがわかる。他の 2 つの PMT に対しても同様の変化が見られた。LED へ印加する電圧は変更していないためクロック信号 1 回当たりの光量は一定であり、PMT への印加電圧を常に一定にしていたため、ここで見られる QDC 分布の平均値の減少は LED の発光レートが高くなったことによると言える。そこで高レート下における最終増幅段の電流量を抑えるよう、PMT への印加電圧を下げる対策を行った。印加電圧を下げることによるゲインの低下は、アンプを使用して PMT の出力信号を 10 倍に増幅させることで補う。図 4.4 に示すように、AC 検出器からの信号は直接アンプへと入力する。

## PMT のゲイン調整

テストデータを取得する前に、AC2 の PMT 3 本すべてに対して LED を用いたゲイン調整を行った。この時の回路図は先ほどと同様に図 4.6 である。PMT のゲインは光子数 1 p.e. あたりの QDC 値が 40 ch となるように調整した。ラインフォーカス型の PMT は各

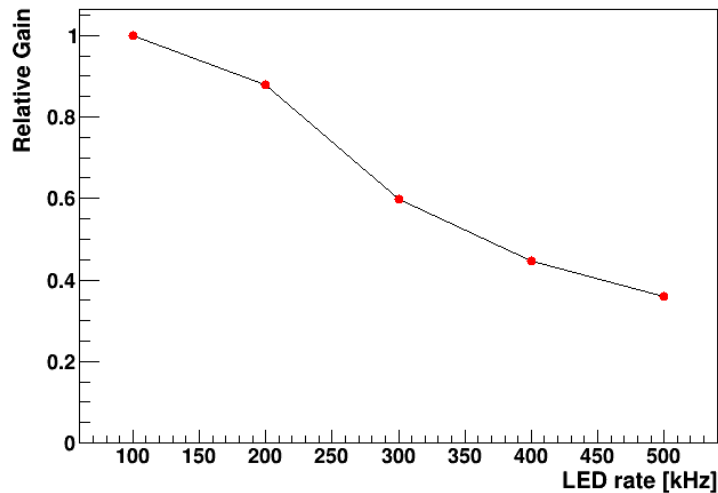


図 4.7: LED の発光レートに依存した AC2 の PMT の出力波高の変化。この図は AC2 の中央の PMT に対して LED の発光レートを変更したときの QDC 分布の平均値の変化を示す。横軸は LED に供給したクロック信号の周波数を示す。縦軸は LED の光に対する QDC 分布の相対平均値を示す。LED の発光レート 1 kHz のときの QDC 値を 1 として規格している。

光電子に対するゲインが一定であるため、QDC 分布から 1 p.e. のピークが確認できる。しかし AC2 に使用している PMT はファインメッシュ型であるため事象毎にゲインがばらつくため、1 p.e. のピークが見られない。この光子数 1 p.e. あたりの QDC ch を以下では 1 p.e. ゲインと呼ぶ。これは QDC 分布から光量を評価する際に必要となる。

1 p.e. ゲインは、平均値が数 p.e. 程度の光電子数がポワソン分布となると仮定することで求めることが可能である。そのため、LED を用いて数 p.e. 程度に対応する微弱な光を PMT に入射したデータを取得した。このときの AC2 の QDC 分布が図 4.8 である。横軸は QDC ch を示す。

光電子数がポワソン分布に従うと仮定する。ポワソン分布の平均値が平均光電子数  $\mu$  で与えられる場合、光電子数が  $N$  個である事象を見出す確率  $P(N)$  は

$$P(N) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (4.5)$$

で表される。光電子数  $N = 0$  である場合、式 4.5 は

$$P(0) = e^{-\mu} \quad (4.6)$$

となる。図 4.8(a) におけるペDESTAL は光電子数  $N = 0$  を示すため、 $P(0)$  は次のように表すこともできる。

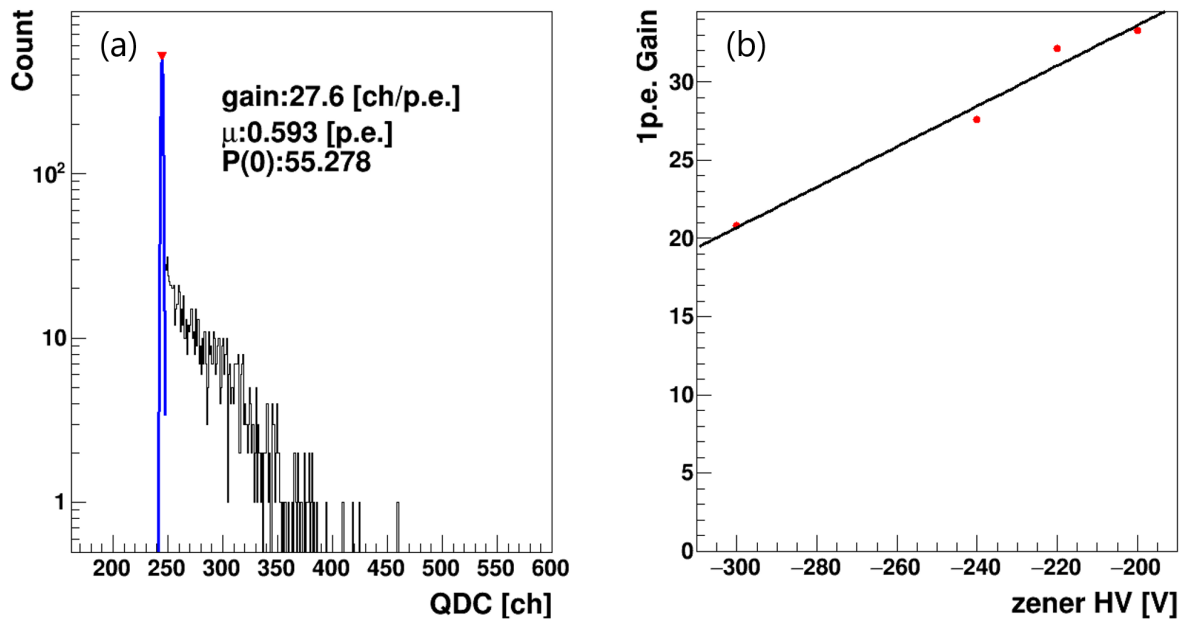


図 4.8: (a)1 p.e. ゲイン測定時の QDC 分布と (b) 電圧と 1p.e. ゲインの関係。各 PMT に対して 3 点の電圧を印加した場合のデータを取得し、(a) を用いて 1 p.e. ゲインを決定した。ペDESTAL に対してガウス関数でフィッティングを行った。(b) は PMT への印加電圧と 1 p.e. ゲインの関係を示す。AC2 に使用した 3 本の PMT それぞれに対して測定を行ったが、(a)、(b) は中央の PMT に対する測定データである。

$$P(0) = \frac{\text{ペDESTALのイベント数}}{\text{全イベント数}} \quad (4.7)$$

ペDESTALのイベント数は図 4.8(a) のようにペDESTALをガウス関数でフィッティングすることで求めた。ペDESTALから得られた  $P(0)$  と式 4.6 から、LED に対する QDC 分布の平均光電子数  $\mu$  が求められる。以上の結果を用いて、1p.e. ゲイン  $G_{1p.e.}$  を次のように求めた。

$$G_{1p.e.} = \frac{\text{mean} - \text{pedestal}}{\mu} \quad (4.8)$$

ここで *mean* は QDC 分布全体の平均値、*pedestal* はペDESTALの中心値を示す。

各 PMT の電圧を ZENER Divider で変更し、それぞれ 3 点のデータ取得を行った。ZENER Divider の設定電圧と 1p.e. ゲインの関係を図 4.8(b) に示す。これは中央の PMT についての結果である。この関係を 1 次関数でフィッティングし、1p.e. ゲインが 40 [ch/p.e.] となる電圧を決定した。



#### 4.4.4 光量の位置依存性

光量の位置依存性の有無を調べた。 $x$  方向に 3 点、 $x = -70, 0, 70$  mm にビームを入射して光量評価を行った。 $x = 0$  は輻射体の中心がビーム軸に一致する位置を示す。使用したビームは  $1.8 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームである。

光量の位置依存性を調べるため、取得した QDC 分布から光量を求めた。今回使用したビームは  $1.8 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  であるが、このビームには  $\pi^-$  が混入している。AC2 は前述の通り  $\pi^-$  と  $K^-$  どちらに対しても発光する。一方 AC1,3 は  $\pi^-$  のみで発光し、また E13 実験において十分な検出効率が得られている。そこで今回は AC1,3 の発光事象を  $\pi^-$ 、発光しなかった事象を  $K^-$  として粒子識別を行った。

図 4.9 に AC1,3 それぞれの QDC 分布を示す。横軸は QDC ch である。赤い線は  $\pi^-$  による発光イベントかどうかを決めるための閾値である。この解析では AC1 が 282 ch 以上かつ AC3 が 279 ch 以上のイベントを  $\pi^-$ 、AC1 が 282 ch 未満かつ AC3 が 279 ch 未満のイベントを  $K^-$  とした。

図 4.10 に  $x = 0$  の位置における AC2 の QDC 分布を示す。AC1,3 によって  $K^-$  (緑)、 $\pi^-$  (赤) と粒子識別された事象である。横軸は QDC ch を示す。この QDC 分布から  $\pi^-$  の発光量を求めた。今回は  $\pi^-$  の発光量が多いため、ガウス関数によるフィッティングから得られた中心値をポワソン分布の平均値として求めた。

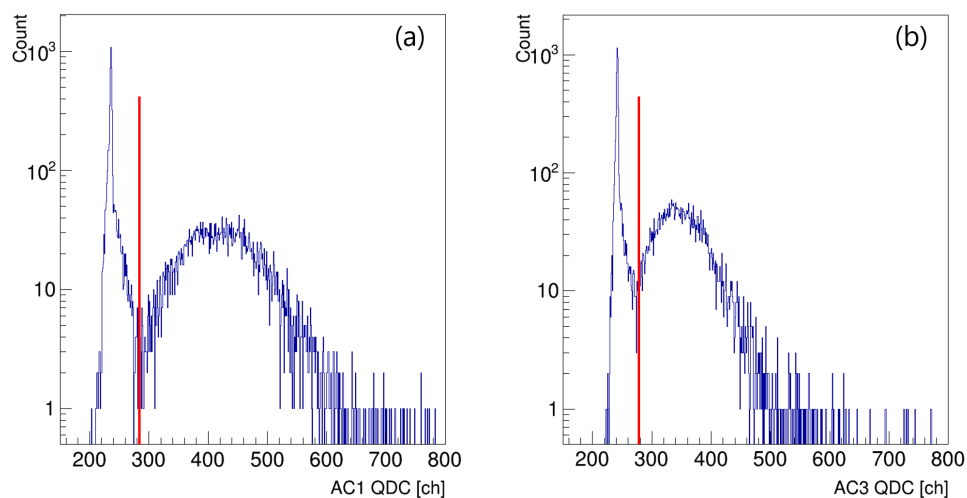


図 4.9: (a) は AC1 の QDC 分布、(b) は AC3 の QDC 分布を示す。ペDESTALは光量が 0 であるイベントを示す。AC1,3 が発光したイベントを  $\pi^-$  と見なし、AC2 のイベント選択条件とする。AC1,3 それぞれの発光イベントを識別する閾値を赤線で示した。

3 点の測定データそれぞれから得られた  $1.8 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^-$  に対する AC2 の発光量を表 4.2 にまとめる。 $x = -70$  mm の場合のみ光量が多いものの、その差は 1 p.e. 程度であるため検出効率への影響はないと考えられる。よって、AC2 の光量は  $x$  方向のビーム入射位置に依存しないものと結論付けた。

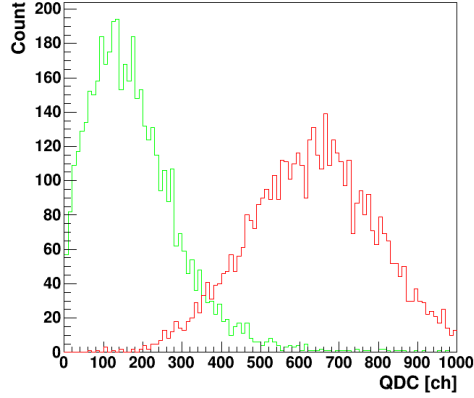


図 4.10: AC2 の QDC 分布。緑で示したヒストグラムは  $K^-$  イベントであり、赤で示したものは  $\pi^-$  イベントである。このイベント選択は図 4.9 に示した AC1,3 それぞれの閾値を用いて行った。横軸は QDC 分布の中心値からペDESTAL の中心値を引いた値である。

表 4.2: 1.8 GeV/c の  $\pi^-$  に対する発光量

AC 位置 [mm]	$x = -70$	$x = 0$	$x = 70$
1.8 GeV/c	15.6	14.4	14.3

#### 4.4.5 検出効率

次に検出効率の評価について述べる。SAC1 にはハイパー核生成イベントを捕らえるために十分な  $\pi^-$  検出効率が求められる。一方 SAC1 における beam through  $K^-$  の誤認は大量のバックグラウンドを生じさせる。そのため  $K^-$  に対する誤検出率の評価も必要となる。今回は検出効率の評価のため 1.8 GeV/c の  $K^-$ 、 $\bar{p}$  ビームの二つのデータを取得した。ここから運動量が 1.1 GeV/c の場合の  $\pi^-$  検出効率、 $K^-$  に対する誤検出率を推定評価した。

ここでは  $\pi^-$  検出効率  $E_\pi$  を以下のように定義する。

$$E_\pi = \frac{N_{acc}}{N_{all}} \quad (4.9)$$

ここで、AC1,3 の QDC 分布を用いて選び出した AC2 の全  $\pi^-$  イベント数を  $N_{all}$  とする。このうち実際に AC2 によって  $\pi^-$  と識別されるイベント数を  $N_{acc}$  とする。一方、 $K^-$  誤検出率は全  $\bar{p}$  イベント数を  $N_{all}$ 、設定する光電子数の閾値を超える  $\bar{p}$  イベント数を  $N_{mis}$  として以下の式で定義する。

$$E_K = \frac{N_{mis}}{N_{all}} \quad (4.10)$$

以上の定義に基づいて  $\pi^-$  検出効率  $E_\pi$  と  $K^-$  誤検出率を評価する。

## 1.1 GeV/c の $\pi^-$ 検出効率の評価

1.1 GeV/c の  $\pi^-$  検出効率  $E_\pi$  は、今回取得した 1.8 GeV/c のデータから評価した。まず、1.8 GeV/c のデータから 1.1 GeV/c の  $\pi^-$  に対する平均光子数を推定する。この推定光子数を平均値としたポワソン分布に従って、1.1 GeV/c の  $\pi^-$  での QDC が分布すると仮定して検出効率を評価する。

1.1 GeV/c の  $\pi^-$  に対する平均光子数は、1.8 GeV/c の  $K^-$  と  $\pi^-$  の平均光子数と粒子の速度  $\beta$  の相関から推定した。AC2 の位置依存性はないものとして、ビーム入射位置が  $x = 0$  である場合のみを考える。平均光子数は図 4.10 に示した AC2 の QDC 分布から求めた。 $\pi^-$  の平均光子数は光量が多いため、ガウス関数によるフィッティングから得られた中心値をポワソン分布の平均値とした。一方  $K^-$  は光量が少いため、ヒストグラムの最頻値を平均光子数とみなした。今回測定した 1.8 GeV/c の  $K^-$  と  $\pi^-$  の粒子の速度  $\beta$  と発光量の関係を図 4.11 に示す。この 2 点を補間することで 1.1 GeV/c の  $\pi^-$  ( $\beta = 0.992$ ) に対する平均光電子数を推定した結果、14.0 p.e. となることが分かった。

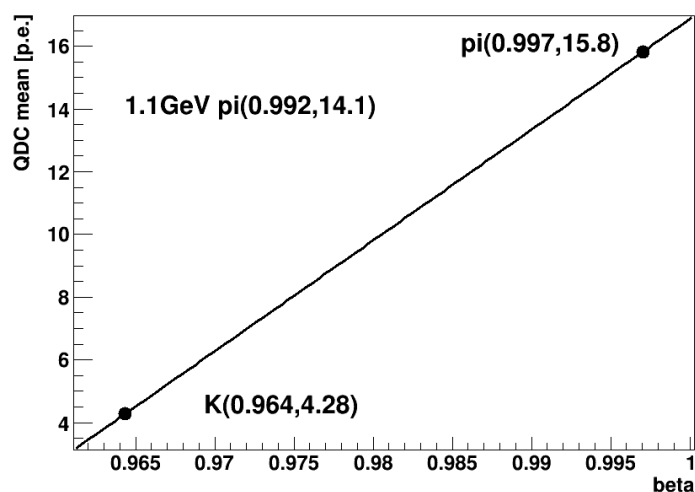


図 4.11: 1.8 GeV/c の  $K^-$ 、 $\pi^-$  の  $\beta$  と平均光子数の関係。一次補間によって 1.1 GeV/c の  $\pi^-$  に対する平均光子数を推定した。

この平均光電子数の推定値を平均値としたポワソン分布が図 4.12 の赤線で示す分布である。この分布が運動量 1.1 GeV/c の  $\pi^-$  に対する QDC 分布であると仮定して検出効率を見積もった。 $\pi^-$  事象であると同定するための閾値を 1 ~ 6 p.e. まで変えていった場合の検出効率の変化を図 4.13 に示す。横軸は閾値とする光量、縦軸は検出効率である。この結果から、要求検出効率である 99% を満たす閾値は 6 p.e. であることが分かった。

## 1.1 GeV/c の $K^-$ 検出効率の評価

1.1 GeV/c の  $K^-$  に対する誤検出率の評価を行うために、今回は 1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  ビームの測定データを用いた。

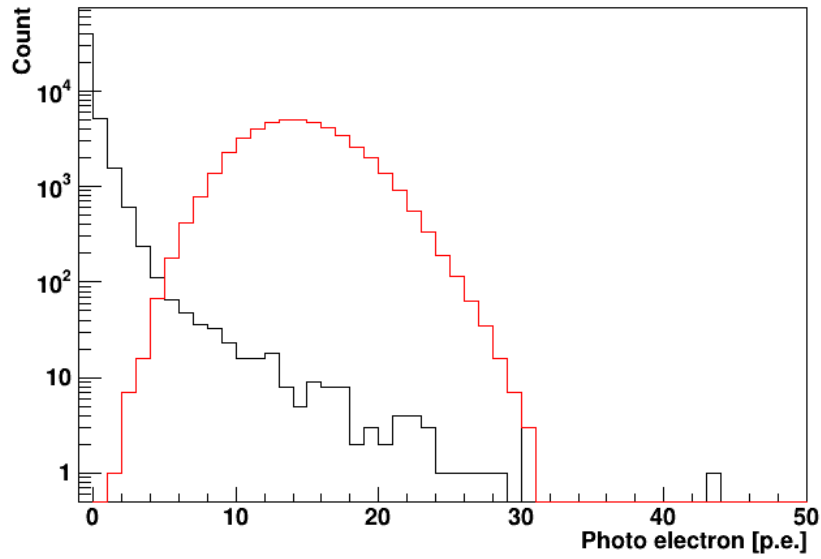


図 4.12: 赤線は  $\pi^-$  の推定光電子数分布。1.1 GeV/c の  $\pi^-$  の推定光量 14.0 p.e. を平均値としたポワソン分布である。黒線は  $K^-$  の推定分布。1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  の QDC 分布を用いている。

表 4.3 に各粒子の  $\beta$  をまとめる。1.1 GeV/c の  $K^-$  や 1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  では、AC2 でチェレンコフ光は発生しない。しかしデルタ線やテフロンによるシンチレーション光によって誤検出が起こりうる。これらの発生確率が粒子の  $\beta$  に依存すると考えると、 $\beta$  が近い粒子の平均光電子数はほとんど等しいと考えられる。そこで今回は  $\beta$  が近い 1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  のデータを 1.1 GeV/c の  $K^-$  とみなして誤検出効率の評価を行った。

表 4.3: 各粒子の  $\beta$  の比較

1.1 GeV/c $\pi^-$	1.1 GeV/c $K^-$	1.8 GeV/c $\bar{p}$
0.992	0.912	0.887

図 4.12 の黒線で示す分布が今回測定した 1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  に対する AC2 の QDC 分布である。この分布を 1.1 GeV/c の  $K^-$  と見なして誤検出率を評価した。 $\pi^-$  に対する検出効率と同様に閾値を 1 ~ 6 p.e. で変えていき、誤検出効率の変化を調べた。誤検出率は図 4.12 に黒線で示された全  $\bar{p}$  イベントを  $N_{all}$ 、設定する閾値を超えるイベントを  $N_{mis}$  として式 4.10 から求めた。図 4.14 に閾値と誤検出率の関係を示す。この結果 1.1 GeV/c の  $\pi^-$  の推定分布に対しての検出効率が 99% 以上となる 6 p.e. を閾値とした場合、誤検出効率が 3.2% となることが分かった。

以上の結果から AC 検出器に  $\pi^-$  検出効率 99% 以上を求める場合、 $K^-$  誤検出率は 3 章で仮定した 3% をわずかに超えてしまうことがわかった。しかし 3 章で見積もられたバックグラウンド量はいずれも要求トリガーレートを十分に下回るものであり、AC 検出器が

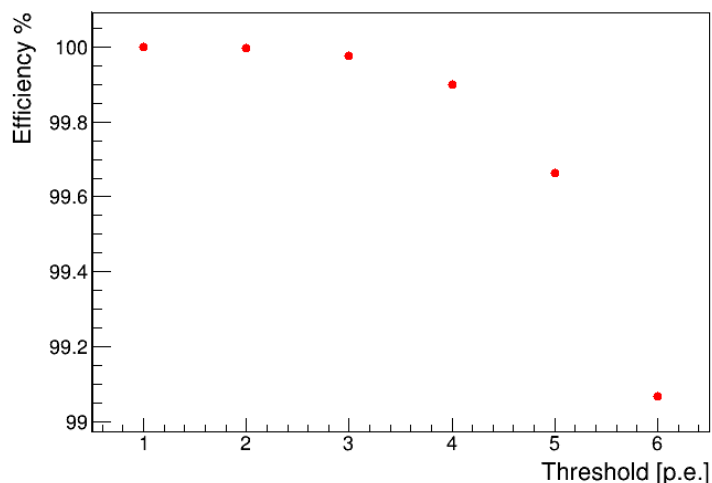


図 4.13: 推定される平均光電子数を平均値と仮定した場合のポワソン分布から見積もった、1.1 GeV/c の  $\pi^-$  に対する SAC の検出効率。横軸は閾値とする光量を示す。ここから 6 p.e. を閾値とすれば要求性能を満たすことがわかる。

3.2% の場合でもバックグラウンドの増加は要求トリガーレートに収まると考えられる。

#### 4.4.6 ビームレート依存性

次に AC2 のビームレート依存性について述べる。先に述べた通り PMT には高レート環境下でゲインが変動する性質がある。今回は  $\pi^-$  ビームのレートを変更したデータを 6 点取得した。これをもとにビームレート依存性を調べ、E63 実験におけるビームレートで十分な検出効率を得られるかを調べた。使用したビームの運動量は 1.4 GeV/c である。

まず AC2 の設置位置におけるビームレートの評価として、Multi-Hit TDC による測定データを利用した。図 4.15 に AC2 の Multi-Hit TDC 分布を示す。横軸は TDC ch であり、1 ch 当たり 0.83 ns に相当する。280 ch 付近にピークとして見えているものが、TR1,2 においてトリガー信号を生成したイベントである。今回は common stop でデータを取得したため、早い事象ほど大きな TDC ch を持つ。

また 300 ch 以上の部分に見られる事象は、トリガー信号よりも前に検出器を通過した粒子によるものである。これはトリガーを生成しなかった粒子による信号であり、その数は AC2 におけるビームレートに比例していると考えられる。そこで AC2 の設置位置におけるビームレートの評価を図 4.15 に赤い線で示した 350 ch~400 ch のイベント数を利用して行った。ここではビームレートを以下の式で定義する。

$$\text{ビームレート [}/\text{sec]} = \frac{\text{350} \sim \text{400 ch 間のイベント数}}{\text{全イベント数} \times 0.83 [\text{ns}/\text{ch}] \times 50 [\text{ch}]} \quad (4.11)$$

こうして求めたビームレートに対して、検出効率がどのように変化するかを調べた。検

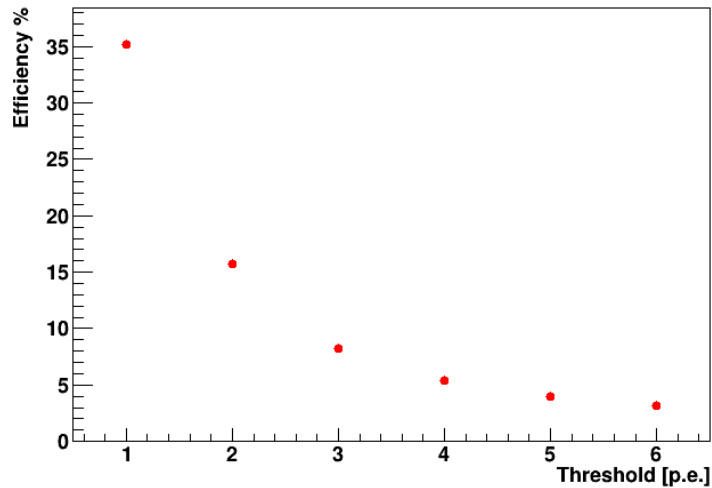


図 4.14: 1.8 GeV/c の  $\bar{p}$  の測定データを 1.1 GeV/c の  $K^-$  に対する QDC 分布と仮定して、SAC の誤検出効率を見積もった。横軸は閾値とする光量を示す。

出効率はビームレートが最も低い 1.8 GeV/c の  $K^-$  ビームのデータを 1 として規格化し、検出効率の変化を相対的に評価する。1.8 GeV/c の  $K^-$  のビームレートは 31.7 kHz である。これは他のデータと同様に Multi-Hit TDC を利用した解析を行って評価したビームレートである。

また、ビームレート依存性の評価では検出効率を次のように定義する。

$$eff = \frac{\text{TDC の要求をかけた QDC のイベント数}}{\text{QDC の全イベント数}} \quad (4.12)$$

分子は QDC ゲートに入ったイベントのうち、TDC にイベントが入った数である。これを求めるために解析では QDC のデータに対して TDC による条件を課す。TDC 要求の範囲は 275 ch~295 ch とした。

式 4.12 で求める  $\pi^-$  検出効率は、Discriminator の閾値に依存する。今回のテスト実験では Discriminator の閾値を約 30 mV に設定した。これは光電子数 2 p.e. に相当する。

ビームレートと検出効率の関係を図 4.16 に示す。横軸は式 4.11 から求めた 1 sec 当たりの  $\pi^-$  ビーム数を示す。縦軸は 1.4 GeV/c の  $\pi^-$  に対する検出効率を示す。図 4.16 ビームレートが高くなるにつれて検出効率下がっていくことがわかる。これはビームレートの上昇に伴ってトリガーレートが高くなり、PMT のゲインが減少したためだと考えられる。

また、ビームレートに依存した検出効率の低下にはベースラインのシフトが影響している可能性もある。今回のテスト実験の解析は LED テスト時に求めたペDESTAL の中心値を基準として行ったが、過去の研究から高レートではペDESTAL 位置が変化することがわかっている [16]。E63 実験ではビームレートが最大 161 kHz であり、このとき推定されるペDESTAL のシフトは先行研究から QDC に対して 180 ch となると推測される。しかし E63 実験における AC 検出器は Discriminator の電圧閾値を持ってオンライン粒子識別を

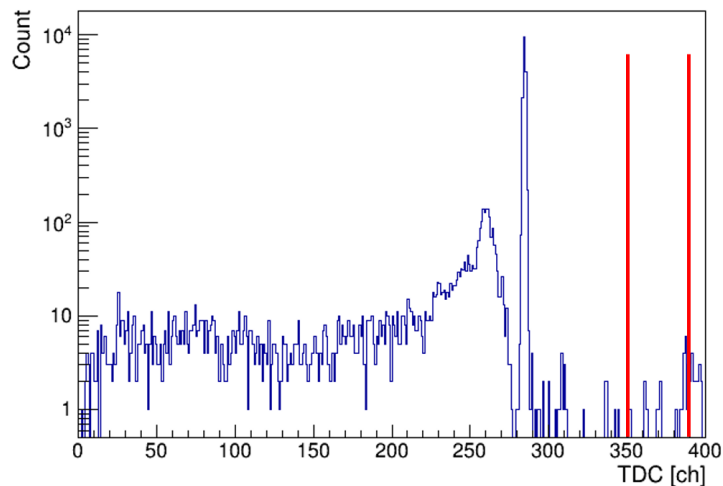


図 4.15: 高レート  $\pi^-$  ビームに対する AC2 の Multi-Hit TDC 分布。横軸は TDC ch であり、1 ch 当たり 0.83 ns に相当する。280 ch 付近にみられるピークはトリガー信号である。これより大きい TDC を持つイベントがトリガー以外のビーム粒子の多重検出によるイベントであり、今回は赤線で示した 350 ch~400 ch の領域のイベント数からビームレートを推定した。

行うため、QDC の ch 変化は識別効率に影響しない。またベースラインの変動は 1.5 mV と推定される。ベースラインの電圧変化による光電子数の閾値の変化は識別効率に影響するが、2 p.e. に相当する Discriminator の電圧閾値が約 30 mV であることから、トリガーに影響しないと考えられる。

E63 実験におけるビームレートは 1.1 GeV/c の  $\pi^-$  で  $3.2 \times 10^5$  [/spill] である。E63 実験では 1 spill が 2 sec であるから、1 sec 当たりのビームレートは  $1.6 \times 10^5$  [/sec] となる。これを図 4.16 に点線で示した。この結果から E63 実験のビームレートにおける検出効率は十分に要求値 99% を満たすことが期待される。

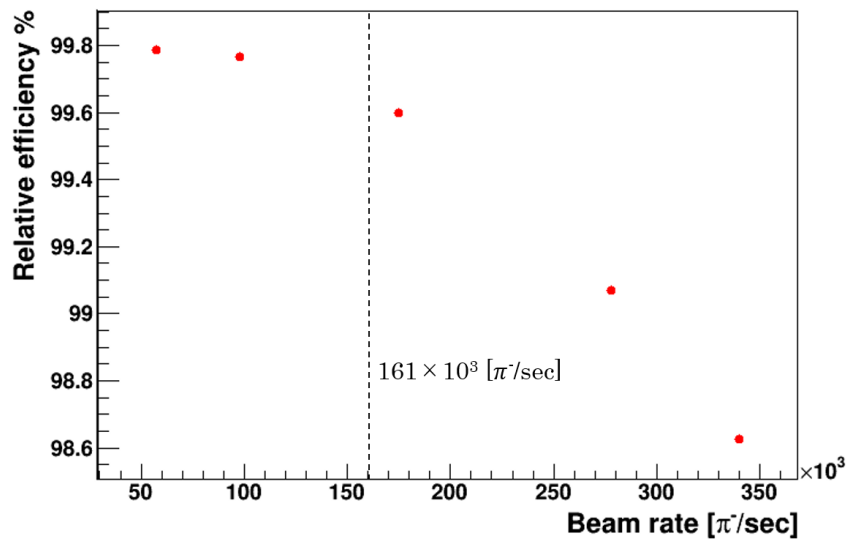


図 4.16: ビームレートと相対検出効率の関係。横軸はビームレートであり、1 sec 当たりの  $\pi^-$  イベント数を示す。これは TDC の分布から式 4.11 に従って求めた値である。縦軸は 1.4 GeV/c の  $\pi^-$  に対する検出効率である。この検出効率は 2 p.e. を閾値とした場合の値に相当する。



## 第5章 まとめ

本研究では、J-PARC E63 実験におけるトリガー数の見積もりとエアロジェル (AC) 検出器の試作機の性能評価を行った。E63 実験では K1.1 ビームラインにおいて  $\text{Li}_2\text{O}$  標的に  $K^-$  ビームを照射し、 $(K^-, \pi^-)$  反応で  ${}^7\text{Li}$  ハイパー核を生成する。ハイパー核生成事象を選択的にデータ収集するために  $(K^-, \pi^-)$  トリガーシステムを用いる。

$(K^-, \pi^-)$  トリガーシステムは複数の粒子識別検出器によって構成されるが、特に要となるのが  $\pi^-$  を検出する AC 検出器である。AC 検出器は  $(K^-, \pi^-)$  トリガーを構成し、ビーム中の  $\pi^-$  や標的を通り抜けた beam through  $K^-$  による過剰な偽トリガーがデータ収集効率を低下させることを防ぐ。E63 実験で使用する検出器はほとんどが 2015 年に行われた E13 実験と同じになるが、AC 検出器は E63 実験で使用するビーム運動量に合わせて輻射体の屈折率を変更しなければならない。

また  $(K^-, \pi^-)$  トリガーシステムには AC 検出器が識別できない  $K^-$  の崩壊事象や、AC 検出器の誤認によってバックグラウンドとなってしまう beam through  $K^-$  を除去するための検出器が含まれる。このうち  $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の崩壊事象を検出するための SMF は、E63 実験のビーム運動量、ビームプロファイルに合わせて鉄ブロックの厚さを再検討する必要がある。

本研究ではまず E13 実験の結果や Geant4 シミュレーションなどから E63 実験におけるトリガーレートを見積もった。データ収集効率が 95% 以上を維持できるトリガーレートの上限値は  $3.4 \times 10^3$  /spill であった。AC 検出器の要求性能を  $\pi^-$  検出効率 99% 以上、 $K^-$  誤検出率 3% 以下、SMF の検出効率を 99% と仮定して、偽トリガーのレートを見積もったところ  $\sim 600$  /spill となった。これにハイパー核生成事象数 ( $\sim 200$  /spill) を加えても十分に要求トリガーレートを下回ることが分かった。

SMF の検出効率は鉄ブロックの厚さによって決まる。そこで、トリガーレートの見積もりを行った際に仮定した検出効率 99% を満たす鉄ブロックの厚さを検討した。Geant4 シミュレーションを行ったところ、SMF は厚さ 46~57 cm とすることで、ビーム運動量 1.1, 0.9 GeV/c どちらの場合においても  $\mu^-$  検出効率 99% を達成可能であるとわかった。このときハイパー核生成事象由来の散乱  $\pi^-$  が SMF によって誤って除去されてしまう割合は、1.1 GeV/c の場合に 1.7%、0.9 GeV/c の場合に 3.5% であることがわかった。E13 実験での SMF が非常に良い結果を示したことから、今回求めた厚さの鉄ブロックを用いれば、E63 実験においても SMF のバックグラウンド除去が十分に機能すると結論付けられた。

さらに、E63 実験で変更する AC 検出器についても試作機の性能評価実験を行った。試作機は、E13 実験で使用した AC 検出器の仕様を基本とし、輻射体を屈折率  $n = 1.03$  から  $n = 1.05$  のエアロジェルへと変更した。その評価実験を 2017 年 4 月から 7 月にかけて J-PARC K1.8 ビームラインにおいて行った。ここでは 1.8 GeV/c の  $K^-$ 、 $\bar{p}$  ビームを使用した。実験の結果、試作機には光量の位置依存性がないことが確認できた。また取得

したデータから、1.1 GeV/c のビーム運動量の場合の検出効率を評価した。解析の結果、 $\pi^-$  検出効率が要求性能 99% を満たす最大の閾値は 6 p.e. であり、このとき  $K^-$  誤検出率は 3.2% となることが分かった。見積もられたトリガーレートは要求を大きく下回っており、今回の SAC1 試作機の誤検出による偽トリガーはデータ収集効率に影響しないと考えられる。よって SAC1 試作機は  $K^-$  誤検出率について要求値をわずかに満たさないものの、トリガーレートの見積もりの結果を踏まえると十分なデータ収集効率を維持したまま E63 実験を行える性能を有することがわかった。

# 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にご指導いただきましたすべての方に心より感謝申し上げます。

田村裕和教授には、研究を進める上で様々なことを教えていただきました。ミーティングでは的確な助言をいただき、実験では実際に現場に赴いて指導してくださいました。実験による核物理の魅力を教えていただく度に、より原子核物理への興味が深まりました。私がこの分野へ足を踏み入れるきっかけを与えてくださったことに深く感謝しております。

中村哲教授にはミーティングで鋭い質問とともにたくさんの有意義な助言をいただき、志を高く持つことを教えていただきました。また、GPPUに関する場面でも大変お世話になりました。小池武志准教授はセミナーや修士論文の執筆などでとても丁寧に指導してくださいました。また実験の際にはGe検出器や回路について多くのことを教えていただきました。英語の添削をお願いしたり、基本的な質問にもお答えいただけて非常に心強かったです。ありがとうございました。本多良太郎助教には本研究を進める上で多大なご指導をいただきました。解析を基礎から教えてくださり、将来を見据えたご助言をいくつもいただきました。実験でお忙しい中で仙台と東海を行き来してくださり、何度も発表練習にお付き合いいただきました。本多助教の指導があったことで本論文を執筆することができました。本当にありがとうございました。三輪浩司准教授にはゼミやミーティングをはじめ、学生実験等でも多くのご指導をいただきました。また発表練習のみならず、発表中でも何度も助けていただきました。ありがとうございました。

KEKの山本剛士氏にはシミュレーションや実験で大変お世話になりました。修論執筆にあたりお時間を割いていただいたことを感謝いたします。特にGeに関してはまだまだお世話になるかと思いますが、その時はよろしくおねがいします。鵜養美冬氏には実験中にビームラインに関してのご指導をいただきました。また体調を気づかっただけなど生活面でも非常にお世話になりました。ありがとうございました。金田雅司助教、永尾翔助教、後神利志助教にはミーティングをはじめとしてご指導をいただきました。赤澤雄也氏、藤田真奈美氏、外山祐一氏には学生として親身にご助言いただき、分からないことも多かった研究室での生活で非常にお世話になりました。学生部屋での数々のやり取りのおかげで研究室に慣れることができました。本当にありがとうございました。相田元気氏、小澤祥太郎氏、竹内大貴氏、室井佑太氏にはその研究に対する姿勢から多くを学ばせていただきました。同じ研究室で過ごせたことに感謝しています。ありがとうございました。

宇宙創成物理学国際共同大学院では経済的なご支援に加えて、貴重な経験の場をいくつも設けていただきました。プログラム長の井上邦雄教授をはじめとした諸先生方に感謝申し上げます。前田和茂名誉教授、谷村雄介助教にはセミナーやスクールで大変お世話になりました。また、GPPU担当秘書の三和レーン比呂子氏には、申請書類や手続きに関

して多大なお力添えをいただきました。ありがとうございました。

後輩の石川勇二氏、板橋浩介氏、小西由浩氏、藤岡徳菜氏、また研究生生活でお世話になったすべての方々に深く感謝いたします。最後に進学を後押しし、支えてくださった家族に心からの感謝を申し上げます。

## 参考文献

- [1] M. Bedjidian et al., Phys. Lett. B 62, 467 (1976).
- [2] M. Bedjidian et al., Phys. Lett. B 83, 252 (1979).
- [3] A. Kawachi, Doctoral Thesis, University of Tokyo (1997), unpublished.
- [4] D. H. Davis, Nucl. Phys. A 754 (2005) 3c-13c.
- [5] K. Agari, et al., Prog, Exp. Theor. phys. 2012(2012) 02B008
- [6] T.O. Yamamoto et al., Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 222501.
- [7] T.O. Yamamoto, Doctoral Thesis, University of Tohoku (2016).
- [8] A. Esser, S. Nagao et al., Phys. Rev. Lett. 114 (2015) 232501.
- [9] H. Tamura et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5963.
- [10] K. Tanida et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1982.
- [11] G.P. Gopal et al., Nucl. Phys. B 119 (1977) 362.
- [12] T. Harada, Private communication (2006).
- [13] R. Honda et al., NIM A 787, 157-160, (2015).
- [14] H. Tamura et al., Technical Design Report for J-PARC E63 experiment “Gamma-Ray Spectroscopy of Light  $\Lambda$  Hypernuclei II”.
- [15] K. Tanabe, Master Thesis, University of Tohoku (2014).
- [16] K. Kobayashi, Master Thesis, University of Osaka (2016).