

修士論文

電子対測定のための粒子識別検出器群における  
背景事象除去性能の評価



京都大学大学院理学研究科  
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室  
原子核・ハドロン物理学研究室

中須賀 さとみ

2021年3月

## 概要

我々は、原子核中におけるベクター中間子の質量スペクトルを測定する J-PARC E16 実験を行っている。

ハドロンは QCD 真空中に凝縮しているクォーク対と相互作用し質量を獲得していると考えられている。高温・高密度の系ではクォーク凝縮は融けその真空期待値はゼロに近づいていくと予想されているため、高密度な環境である原子核中で崩壊したベクター中間子の質量スペクトルを測定することで、ハドロン質量におけるクォーク凝縮の寄与を明らかにすることができる。先行研究である KEK-PS E325 実験にて、ベクター中間子である  $\phi$  中間子の質量スペクトルが原子核中で変化する兆候が確認された。E16 実験では、J-PARC 高運動量ビームラインにて供給される大強度陽子ビームと、先行実験の 5 倍のアクセプタンスを覆う大立体角スペクトロメータの開発によって、 $\phi$  中間子に対して先行研究の 100 倍の統計量を達成する。この高統計量によって、質量スペクトルを理論計算と比較する際に重要となる、 $\phi$  中間子の分散関係を導出することが可能になる。

実験では陽子ビームを原子核標的に照射し、pA 反応によって生じた  $\phi$  中間子の電子陽電子対崩壊を検出し不変質量を測定する。電子対崩壊は終状態が原子核と強い相互作用をしないという利点があるが、 $\phi$  中間子の電子対への崩壊分岐比は  $3 \times 10^{-4}$  と小さく、実験では 100 倍程度存在する背景事象を抑えて電子を検出することが重要となる。主な背景事象となる  $\pi$  中間子を除去し電子を検出するために、ハドロンプラインド検出器 (HBD) と鉛ガラスカロリメータ (LG) を使用する。HBD と LG は個別に開発、性能評価がなされており、それぞれ要求性能を達成していることが確認されているものの、2 種類を組み合わせ使用した際の性能はまだ確認されていない。

E16 実験は現在検出器やデータ取得システムの開発をほぼ完了し、2020 年 6 月にビームを受けてスペクトロメータのコミッショニングを行った。2021 年 2 月には引き続きコミッショニング、及び初めての物理データ取得を予定している。物理データ取得に先駆けて HBD と LG の  $\pi$  中間子除去における総合性能を評価することは、今後のビームタイムで取得するデータにおける  $\phi$  中間子の収量を保証するために必要不可欠である。

本研究では、HBD と LG における  $\pi$  中間子除去性能の総合評価を行うための専用セットアップを建設し、スペクトロメータのコミッショニングと並行して性能評価実験を行った。E16 実験で想定している  $\pi$  中間子除去率を満たすしきい値において、HBD と LG の単独性能の積と実際の性能の間に統計誤差以上の有意な相関は見られなかった。また統計誤差による  $\pi$  中間子除去率の不定性を考慮しても、除去性能の悪化がトリガーレートへ与える影響は十分小さいことが確認された。

# 目次

第 1 章	序論	11
1.1	量子色力学	11
1.2	QCD 真空の相転移	12
1.3	QCD 和則	13
1.4	先行研究	14
1.5	J-PARC E16 実験の目的	15
1.6	本論文の目的と構成	16
第 2 章	J-PARC E16 実験	18
2.1	実験施設	18
2.1.1	J-PARC	18
2.1.2	ハドロン実験施設と高運動量陽子ビームライン	18
2.2	ターゲット	20
2.3	スペクトロメータ	20
2.4	トリガーシステム	26
2.5	実験計画と期待される結果	26
第 3 章	電子識別検出器	28
3.1	ハドロンプラインド検出器	28
3.1.1	チェレンコフ光の検出	29
3.1.2	GEM (ガス電子増幅器)	30
3.1.3	オフライン解析	31
3.1.4	想定性能	31
3.2	鉛ガラスカロリメータ	32
3.2.1	想定性能	34
3.3	$\pi$ 中間子除去性能の相関	35
3.3.1	HBD と LG における $\pi$ 中間子の応答の特性	35
3.3.2	電子識別検出器の総合性能評価試験の目的	38
第 4 章	性能評価実験のセットアップ	39
4.1	実験のセットアップ	39
4.2	性能評価に使用した検出器	41

4.2.1	HBD テスト機	41
4.2.2	LG テスト機	43
4.2.3	ガステレンコフ検出器	45
4.2.4	シンチレーションカウンター（飛跡検出）	46
4.3	読み出し回路	48
<b>第 5 章</b>	<b>データ較正及びイベント選択</b>	<b>50</b>
5.1	取得データの種類	50
5.2	各検出器の応答	50
5.2.1	シンチレーションカウンター	50
5.2.2	ガステレンコフ検出器（GC）	52
5.2.3	HBD の応答	54
5.2.4	LG の応答	57
5.3	性能評価の方針	59
<b>第 6 章</b>	<b>電子識別性能の評価</b>	<b>61</b>
6.1	HBD の応答	61
6.1.1	電子サンプルの純度	63
6.1.2	電子検出効率におけるマルチヒットの影響	65
6.1.3	HBD の電子検出効率	67
6.2	LG の応答	68
6.2.1	取得データにおける運動量領域	69
6.2.2	0.4 GeV/c の電子に対する検出効率	71
<b>第 7 章</b>	<b>背景事象除去に対する総合性能</b>	<b>73</b>
7.1	データセット	73
7.1.1	HBD	73
7.1.2	LG	74
7.2	HBD、LG 単独の性能	74
7.3	HBD と LG の $\pi$ 中間子に対する応答の相関	76
7.4	評価方法によるバイアス	78
7.4.1	$\pi$ 中間子サンプルに含まれる電子の影響	78
7.4.2	GC 通過中に発生するデルタ線の影響	80
<b>第 8 章</b>	<b>議論と展望</b>	<b>81</b>
8.1	HBD と LG における $\pi$ 中間子の応答の相関	81
8.2	高いしきい値でみられる応答の相関	82
8.2.1	相関があらわれるしきい値	82
8.3	HBD における、 $\pi$ 中間子に対する信号パイルアップの影響	83
8.4	スペクトロメータにおける HBD と LG の性能	85

8.4.1	HBD の性能 . . . . .	85
8.4.2	LG の性能 . . . . .	86
第 9 章	結論	87
付録 A	HBD 光電面の量子効率測定	89
A.1	測定を行ったサンプル . . . . .	89
A.2	測定方法 . . . . .	89
A.3	結果と考察 . . . . .	91
A.4	HBD の想定性能 . . . . .	92
付録 B	磁場の印加状況による GC 応答の違い	94
参考文献		99

# 表目次

1.1	格子 QCD によって計算された $\sigma_{sN}$ の値 [6]。 . . . . .	13
3.1	HBD 中段モジュールに対する想定性能 [31]。 . . . . .	32
3.2	本実験で使用する鉛ガラス SF6W の物理特性 [33]。 . . . . .	33
4.1	性能評価時のビーム状況の一例。 . . . . .	41
4.2	HBD 実機とテスト機の違い。 . . . . .	43
4.3	ガスケレンコフ検出器の特性。 . . . . .	46
5.1	この論文で使用しているデータの取得状況。 . . . . .	50
5.2	シンチレーションカウンターの典型的なレート。単位はすべて Hz。&は AND 条件を表す。シンチレーションカウンターの名前の横に大きさを記載している。単位は mm であり、横 × 縦。 . . . . .	51
7.1	HBD と LG を合わせて使用して期待される性能と実際の性能。 . . . . .	78
8.1	HBD 実機とテスト機の違い。(表 4.2 の再掲) . . . . .	85
B.1	各 GC において、高運動量の電子と $\pi$ 中間子が発するチェレンコフ光電子数 ( $NC$ ) の比率。 . . . . .	95

# 目次

1.1	強い相互作用の結合定数 $\alpha_s$ の漸近的自由性 [2]。 . . . . .	12
1.2	NJL 模型を使って計算されたクォーク凝縮量 $ \langle \bar{q}q \rangle $ の温度・密度依存性 [3]。 . . . . .	12
1.3	$\phi$ 中間子質量と $\sigma_{sN}$ の関係 [5]。 . . . . .	13
1.4	E325 実験で得られた質量スペクトル [15][16]。 . . . . .	15
1.5	E325 実験の測定値と E16 実験で期待される分散関係。 . . . . .	16
1.6	鉛標的を用いて、 $\phi$ 中間子の $\beta\gamma < 0.5$ の場合に期待される質量スペクトル。媒質の効果による質量減少を示すピークが確認できる。 . . . . .	16
2.1	J-PARC 上空写真と加速器、実験施設の位置関係 [20]。 . . . . .	19
2.2	MR からハドロンホールまでのビーム輸送の概略図。 . . . . .	19
2.3	ターゲットチェンバーと標的の写真。 . . . . .	20
2.4	E16 実験スペクトロメータの立体図。 . . . . .	21
2.5	検出器 1 モジュールの構成。 . . . . .	21
2.6	FM 電磁石ヘインストールされた E16 実験スペクトロメータ用検出器の写真。 . . . . .	22
2.7	E16 実験で使用する SSD6 モジュールの写真。 . . . . .	23
2.8	GTR1 層の検出原理。1 層で 2 次元の位置情報を得る。GTR は 3 層で構成されており、3 次元のトラッキングを行う [24]。 . . . . .	23
2.9	GTR1 モジュールの写真。左より 1 層目、2 層目、3 層目。 . . . . .	24
2.10	HBD2 モジュールの写真。 . . . . .	25
2.11	LG3 モジュールの写真。 . . . . .	25
2.12	ビームタイムごとのスペクトロメータのアクセプタンス。 . . . . .	26
2.13	Run1 で期待される、 $\beta\gamma$ ごとの $\phi$ 中間子の質量スペクトル。上段はスペクトル全域に対し Breit-Wigner 分布と背景事象の分布をフィッティングしたもの、下段は E325 実験で超過が見られた領域（図中緑線内）を除いてフィッティングを行ったものである。 $\chi^2$ 値を比べると、下段においてはフィッティングが成功し、上段では失敗する。すなわち、有意な変形が検出されている [25]。 . . . . .	27
2.14	Run1 で期待される、 $\phi$ 中間子質量スペクトルに見られた超過分の $\beta\gamma$ 依存性 [25]。 . . . . .	27
3.1	HBD の粒子識別の原理。 . . . . .	28
3.2	真空紫外光の水、酸素による吸収断面積の波長依存性 [26]。 . . . . .	29
3.3	ガスへの水、酸素の混入による検出光子数の変化 [26]。 . . . . .	30

3.4	GEM の表面を拡大した写真 [28]。 . . . . .	30
3.5	GEM の穴内に生じる電場 [28]。 . . . . .	30
3.6	テスト実験で測定した、電子と $\pi$ 中間子に対して信号が検出されたパッドの数 [30]。 . . . . .	31
3.7	E16 実験で使用する鉛ガラスカロリメータ 1 ブロックの写真。鉛ガラスは遮光のためシートで覆われている。 . . . . .	33
3.8	過去のテスト実験で測定した、電子と $\pi$ 中間子に対する光量と運動量の関係。J-PARC の K1.1BR テストビームラインで測定されたデータ (J-PARC T47 exp.)、J-PARC の K1.8 ビームラインで測定されたデータ (J-PARC K1.8)、東北大学電子光学研究センターで測定されたデータ (ELPH GeV-gamma) を記載している。電子の光量が運動量に対して線形に応答する一方で、 $\pi$ 中間子に対しては変化が少ない傾向がうかがえる [34]。 . . . . .	34
3.9	左に、JAM を用いて導出した陽子と銅標的の pA 反応で生成される $\pi$ 中間子の運動量分布を示す。右に、0.4 GeV/c の電子を 90% 検出するようなしきい値に対して、しきい値を超えるような信号を残す $\pi$ 中間子の割合を外挿した 2 つのケースを示す [31]。 . . . . .	35
3.10	2 GeV/c の $\pi$ 中間子が入射した際に HBD 内で CF <sub>4</sub> でデルタ線が生じる確率 (計算値)。 . . . . .	37
3.11	0.4 GeV/c の電子を 90% 検出するしきい値設定時の、LG における電子検出効率の運動量依存性。電子と同時に $\pi$ 中間子が入射することを想定して、 $\pi$ 中間子による発光も考慮して検出効率を導出している。 . . . . .	37
3.12	2 GeV/c の $\pi$ 中間子が CF <sub>4</sub> に入射した際に生じる二次電子の運動量と、発生確率の関係。発生確率は LG にしきい値を設定したときの検出効率を考慮している。 . . . . .	38
4.1	HBD と LG の総合性能評価のための セットアップ概略図。 . . . . .	40
4.2	性能評価用セットアップを上空から撮影した写真。 . . . . .	40
4.3	性能評価用セットアップをビーム軸方向から撮影した写真。写真左が上流、右が下流であり、検出器は左から GC1、GC2、HBD、LG の順に設置されている。 . . . . .	40
4.4	性能評価に使用した HBD テスト機の写真。 . . . . .	41
4.5	HBD テスト機内部の写真。光電面保護のため、窒素を充填したグローブボックス内で扱う。 . . . . .	42
4.6	HBD テスト機で読み出しを行ったパッドの配置。 . . . . .	43
4.7	性能評価に使用した LG の写真。 . . . . .	44
4.8	性能評価に使用した LG の構成と寸法。 . . . . .	44
4.9	GC1 の写真。 . . . . .	45
4.10	GC2 の写真。 . . . . .	45
4.11	シミュレーションの様子を示す。赤線で示すように、10 mm ごとに計算磁場を用いて粒子が飛ぶ角度を計算する。z 軸上において、計算による B <sub>y</sub> の値は、r = 2 m 付近で 800 Gauss、r = 4 m 付近で 30 Gauss 程度であった。 . . . . .	47



4.12	前方セットアップに入射する $\pi$ 中間子の運動量分布。標的を見込んで直線上にシンチレーションカウンターを設置した場合。 . . . . .	47
4.13	シンチレーションカウンターの配置。 . . . . .	48
4.14	シミュレーションで導出した、前方セットアップに入射する $\pi$ 中間子の運動量分布。左は磁場が印加されている場合に TS5、TS3、TS4 をトリガーとして使用した場合の運動量分布である。右は磁場が印加されていない場合に、TS1、TS3、TS4 をトリガーとして使用した場合である。 . . . . .	48
4.15	読み出し回路のセットアップ。青線はトリガー信号、点線はリモート操作が可能な信号をそれぞれ示す。図中の SC はシンチレーションカウンターを表す。 . . . . .	49
5.1	データ B (磁場が印加されていない場合) における、典型的なシンチレーションカウンター (TS3) の ADC 分布。 . . . . .	51
5.2	左はデータ B (磁場印加無)、右はデータ C (磁場印加有) における TS4 の ADC 分布を示す。磁場の印加状況によって TS4 の ADC 分布に違いがみられる。 . . . . .	52
5.3	GC1、GC2 の ADC 分布。HBD と LG で電子を選んだイベントを赤で、さらに TS1、TS2、TS3 でシングルヒットを要求したイベントを緑で示す。 . . . . .	52
5.4	左に TS1 の ADC 分布、右に、HBD と LG で電子を選ぶカットをかけた場合の TS1 の ADC 分布を示す。横軸は、ADC チャンネルからペDESTAL を差し引いた値である。 . . . . .	53
5.5	GC1 と GC2 の ADC 分布の相関。左は TS カットを行う前、右は行った後の分布である。 . . . . .	53
5.6	図左に、ビームに乗って HBD のパッドを見たときのチャンネルの割り当てを示す。中央、右はトリガーごとの粒子のヒットポジションを示す。 . . . . .	54
5.7	HBD を RB でオペレーションしたときの各パッドにおける信号の ADC 分布。 . . . . .	54
5.8	PHENIX 実験にて測定された、 $CF_4$ を増幅ガスとして用いた際の増幅率の圧力・温度依存性 [26]。 . . . . .	55
5.9	ゲイン測定時の ADC 分布。ガウス分布と指数関数分布でフィッティングしている。時間の経過につれて、鉄線源によるピーク位置の推移が見られる。 . . . . .	56
5.10	$^{55}Fe$ 線源を当て続けたときの GEM の増幅率の推移。 . . . . .	56
5.11	DRS4 で取得した、PMT 出力の典型的な波形。 . . . . .	57
5.12	積分領域の定義。 . . . . .	58
5.13	ベースラインと積分値を間違える例。 . . . . .	58
5.14	LG のベースラインの値。赤線で示す 988 チャンネル以上の領域は、図 5.13 のようなベースラインを間違えているイベントである可能性があるため除く。 . . . . .	58
5.15	今回の実験で取得した、荷電粒子に対する LG の応答。 . . . . .	58
5.16	本論文で行う性能評価の方針。 . . . . .	59

6.1	左に、シンチレーションカウンターを通過した粒子の、HBD パッドにおけるヒットポジションを示す。中央、右にそれぞれ電子、 $\pi$ 中間子の性能評価の際に足しあがるパッドを示す。 . . . . .	61
6.2	電子と $\pi$ 中間子に対して、HBD で検出した光電子数分布。電子を赤のヒストグラムで、 $\pi$ 中間子を青のヒストグラムで示す。 . . . . .	62
6.3	GC1、GC2、LG において、電子と $\pi$ 中間子を選ぶしきい値。左上は GC1、右上は GC2、左下は LG の ADC 分布であり、電子を選ぶカットを赤のヒストグラムで、 $\pi$ 中間子を選ぶカットを青のヒストグラムでそれぞれ示す。右下は GC1 と GC2 の ADC 分布の相関である。 . . . . .	62
6.4	HBD9 パッドで検出した電荷量分布。 . . . . .	63
6.5	左に GC1 の ADC 分布、右に HBD の ADC 分布を示す。それぞれのヒストグラムは、GC1 で電子を選ぶしきい値を設定したときの、HBD における電荷量分布である。 . . . . .	64
6.6	GC1、GC2、LG それぞれで電子を選ぶしきい値（横軸）と、そのしきい値設定における HBD 電荷量分布の平均値（縦軸）の関係。電子サンプルを作る際に採用したしきい値を赤線で示す。 . . . . .	64
6.7	TS1 の ADC 分布。GC1、GC2、LG で電子を選ぶカットをかけている。2 種類のランダウ分布の和でフィッティングを行った。 . . . . .	65
6.8	図左に色付きで示す 7 パッド分の信号を足し合わせた分布を図右に示す。10mm 角のシンチレーションカウンターで軌道を制限し、さらに GC で $\pi$ 中間子と判定したイベントのみを表示している。0 に立つベデスタルの他に正の領域にテールがみられ、これはマルチヒットによるものであると考えられる。 . . . . .	66
6.9	測定で求めた電子の分布を赤のヒストグラムで示す。光電子の発生分布（ポアソン分布）の平均値をパラメータとして、フィッティングを行ったあとのヒストグラムの青で示す。 . . . . .	67
6.10	今回使用した HBD テスト機における、電子に対する理想的な応答。 . . . . .	67
6.11	測定によって得られた HBD の電子検出効率を赤点で示す。また、マルチヒットの影響を考慮した分布を除いた場合の電子検出効率をマゼンダの線で示す。 . . . . .	68
6.12	電子と $\pi$ 中間子に対して LG で検出する電荷量分布。電子の分布は赤のヒストグラム、 $\pi$ 中間子の分布は青のヒストグラムで示す。 . . . . .	68
6.13	GC1、GC2、HBD において、電子と $\pi$ 中間子を選ぶしきい値。左上は GC1、右上は GC2 の ADC 分布であり、電子を選ぶカットを赤のヒストグラムで、 $\pi$ 中間子を選ぶカットを青のヒストグラムでそれぞれ示す。右下は GC1 と GC2 の ADC 分布の相関である。左下は HBD の検出電荷量であり、電子を選ぶカットを赤のヒストグラムで示す。 . . . . .	69
6.14	LG の電子と $\pi$ 中間子に対する発光量の運動量依存性 [34]。(図 3.8 の再掲) . . . . .	70
6.15	FM 中心磁場が 0.6 T である場合（データ A）に、TS5、TS3、TS4 の 3 つのシンチレーションカウンターを通過した荷電粒子の運動量の推定分布。 . . . . .	70
6.16	シミュレーションで得られた運動量分布を仮定したときの、電子に対して LG で検出する信号の電荷量分布。実際に取得した電子に対する電荷量分布も赤の点で示す。 . . . . .	70

6.17	今回の実験で取得した、LG の $\pi$ 中間子に対する応答。 . . . . .	71
6.18	先行研究データを参照に用いて導出した、様々な運動量の電子に対する LG の応答。	72
6.19	先行研究データを参照に用いて導出した、運動量 0.4 GeV/ $c$ の電子に対する LG の 検出効率のしきい値依存性。 . . . . .	72
7.1	左は HBD パッドにおける粒子のヒットポジション、右は $\pi$ 中間子の応答を評価す る際に使用するパッドを示す。シンチレーションカウンターの位置を青線で示す。 .	73
7.2	シミュレーションで導出した、前方セットアップに入射する $\pi$ 中間子の運動量分布。	74
7.3	データ C における、HBD と LG で検出した $\pi$ 中間子に対する電荷量分布。 . . . .	74
7.4	データ C における HBD、LG の $\pi$ 中間子除去性能。左は HBD、右は LG の性能で ある。左軸は $\pi$ 中間子の RF、右軸は電子検出効率をそれぞれ表す。 $\pi$ 中間子の RF は図 7.3 に示す測定値から得られる値を黒のポイントで、電子検出効率は前章で導 出した参照値をマゼンダの線で示す。HBD における電子検出効率では、前章で行っ たフィッティングによる誤差を考慮している。 . . . . .	75
7.5	先行研究で確認された、運動量の異なる $\pi$ 中間子に対する LG の応答の実測値 [34]。	76
7.6	$\pi$ 中間子に対して、HBD と LG で検出した電荷量分布の相関。HBD で $\pi$ 中間子 の RF がおよそ 50 となるしきい値 (11.2 p.e.)、LG で 0.4 GeV/ $c$ の電子検出効率 90% を達成するしきい値 (30 pC) を赤線で示す。 . . . . .	76
7.7	HBD と LG を合わせて使用した際の除去性能測定値のしきい値依存性。黒のプロッ トで HBD と LG の単独性能の積を、赤のプロットで実際に測定した HBD と LG の総合性能を示している。左は LG のしきい値を 30 pC に固定し、HBD のしきい 値依存性をみたものである。右は HBD のしきい値を 11.2 p.e. に固定し、LG のし きい値依存性をみたものである。 . . . . .	77
7.8	左は GC1、右は GC2 の ADC 分布を示す。 $\pi$ 中間子を選ぶカットを青のヒストグ ラムで示す。 . . . . .	78
7.9	GC2、HBD、LG で電子を選んだ場合の GC1 における ADC 分布。 . . . . .	79
7.10	GC1 の ADC 分布を電子による ADC 分布でフィッティングした結果。左右のヒスト グラムは同じものであり、縦軸の表示範囲が異なる。青のヒストグラムは全イベ ントに対する GC1 の ADC 分布、赤のヒストグラムは図 7.9 に示す電子の分布を係 数 $C$ 倍した分布である。緑の線はフィッティングを行った領域を示す。 . . . . .	80
7.11	フィッティングを行う領域の下限値と、フィッティング後の $\chi^2/\text{NDF}$ の値の関係。	80
8.1	今回の測定で相関が確認されたしきい値を示す。横軸は HBD のしきい値、縦軸は LG のしきい値であり、赤のビンは相関有と判定されたしきい値の組である。 . . . .	82
8.2	オシロスコープで確認した、テストパルスに対する HBD ポストアンプの応答と PADC のゲート幅。チャンネル 2 にテストパルス、チャンネル 3 にゲート幅の信号 を入力している。 . . . . .	84
8.3	ビームタイムに確認された HBD における信号パイルアップの例。このデータは ビーム強度が $5 \times 10^9$ proton/spill であるときに取得した。 . . . . .	84

8.4	HBD1 パッドにおける検出光電子数。左はトリガーを要求した粒子が通過するパッド、右はしないパッドである。ペDESTALの $5\sigma$ より大きい信号をヒットと判定しており、赤のヒストグラムでヒットとみなすしきい値を示している。 . . . . .	85
A.1	QE 測定用チェンバーに入ったサンプルの写真。 . . . . .	90
A.2	QE 測定セットアップの光学系 [29]。 . . . . .	90
A.3	測定した R/T の値。 . . . . .	91
A.4	10cm 角 GEM、10 cm 角 GEM のサンプル、30 cm 角 GEM のサンプルの 3 つに対して測定した波長ごとの量子効率。量子効率の誤差の大部分は図 A.3 に示す R/T の系統誤差からくるものである。 . . . . .	92
A.5	PHENIX 実験によって測定された、真空紫外光の $\text{CF}_4$ 中における透過率の波長依存性 [26]。 . . . . .	93
B.1	磁場無の場合（黒）と磁場有の場合（緑）における GC1 と GC2 の ADC 分布。 . .	94
B.2	データ B（黒）とデータ C（緑）における GC1 と GC2 の ADC 分布。TS カット（TS1、TS2、TS3 の ADC 分布を用いてダブルヒットを除くカット）を行っている。	95
B.3	磁場の有無による GC ADC 分布の違い。 . . . . .	95

# 第 1 章

## 序論

本章では E16 実験で探る物理の背景、先行研究、及び E16 実験の目的を説明したのちに、本論文の目的と構成を述べる。

### 1.1 量子色力学

原子核やその構成要素である陽子・中性子などのハドロンは、強い相互作用によって結びついたクォーク・グルーオンの多体系である。クォーク・グルーオンの相互作用に基づいてハドロンや原子核の生成を記述することは、物質の成り立ちを最小構成要素から理解していく第一歩であり、ハドロン物理において重要なテーマのひとつとなっている。

クォーク・グルーオンの相互作用を記述する量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics; QCD) は、カラー荷について SU(3) ゲージ対称性をもつ理論体系であり、以下のラグランジアンに従う [1] :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a A_\mu^a \quad (1.2)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (1.3)$$

ここで  $\psi$  はクォーク場、 $m$  はクォークの質量、 $A_\mu$  はグルーオン場、 $g$  は結合定数を示す。 $T^a$  は SU(3) 群の生成子であり、 $\lambda^a$  を Gell-Mann 行列として  $T^a = \lambda^a/2$  で与えられる。 $f_{abc}$  は SU(3) 群の構造定数である。強い相互作用の結合定数  $\alpha_s = g^2/(4\pi)$  は、エネルギースケール  $Q$  に依存する量であり、式 1.4 や図 1.1 に示すように、高エネルギー領域ほど小さくなるという漸近的自由性をもつ。

$$\alpha_s(Q^2) \propto \frac{4\pi}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.4)$$

ここで  $\Lambda$  は QCD のスケールパラメータであり、 $\Lambda \sim 200\text{MeV}$  程度である。高エネルギー領域で  $\alpha_s$  は小さくなり、QCD は摂動論で扱えるようになる一方で、低エネルギー領域では摂動計算は成立せず、クォークの閉じ込めやカイラル対称性の自発的破れなどの非摂動的な現象が起こる。QCD は非可換なゲージ理論であり、式 1.3 の右辺第三項に表されるようなグルーオンの自己相互作用が存在

するため、解析的に解くことは困難である。非摂動領域で物理量を計算するためには、様々なハドロン有効模型に基づくアプローチや、格子 QCD を用いた直接計算などの手法が必要となる。

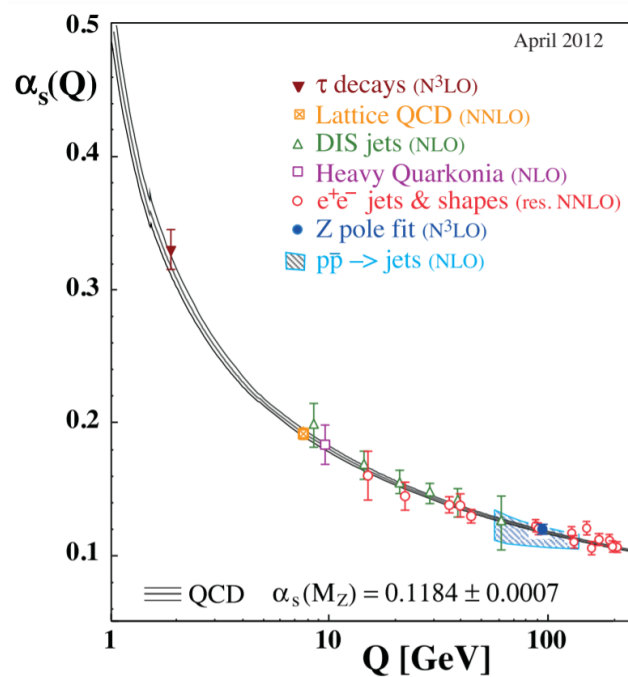


図 1.1: 強い相互作用の結合定数  $\alpha_s$  の漸近的自由性 [2]。

## 1.2 QCD 真空の相転移

QCD において真空とは系のエネルギーが最小となる状態であり、QCD 真空にはクォーク・反クォーク対が凝縮している。QCD の有効理論である NJL 模型を用いて、真空中に凝縮しているクォーク凝縮量が計算されており、図 1.2 に示すように高温・高密度環境下でクォーク凝縮の真空期待値の絶対値は減少することが予想されている [3]。そのため、実験室で再現できる高温・高密度環境下でクォーク凝縮と関係した物理量を測定することで、QCD 真空の性質に迫ることができる。

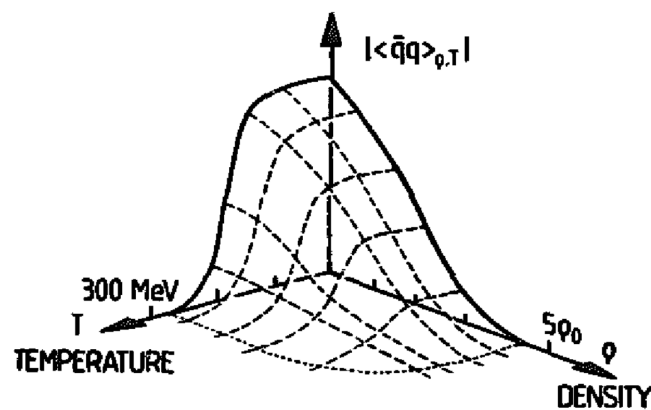


図 1.2: NJL 模型を使って計算されたクォーク凝縮量  $|\langle \bar{q}q \rangle|$  の温度・密度依存性 [3]。

### 1.3 QCD 和則

クォーク凝縮量を測定可能な物理量と結びつける際に重要な理論として、Shifman らによって提唱された QCD 和則 [4] の手法が挙げられる。QCD 和則は、相関関数の解析性と演算子積展開から、ハドロン質量などの測定可能な物理量とクォーク凝縮量を結びつけることができる。さらに Gubler、Ohtani らは、QCD 和則に最大エントロピー法を組み合わせ、核子中のストレンジネスの凝縮量  $\langle \bar{s}s \rangle_\rho$  と  $\phi$  中間子質量の関係を導出した [5]。  $\langle \bar{s}s \rangle_\rho$  は、 $\rho$  の線形近似の範囲で以下のように記述される：

$$\langle \bar{s}s \rangle_\rho = \langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle + \langle N | \bar{s}s | N \rangle \rho. \quad (1.5)$$

ここでパラメータ  $\sigma_{sN} = m_s \langle N | \bar{s}s | N \rangle$  を導入し、 $\sigma_{sN}$  と  $\phi$  中間子の質量変化の関係を導出した。得られた関係を図 1.3 に示す。ここで  $m_s$  はストレンジネスクォークの質量である。縦軸の  $m_\phi$  は  $\phi$  中間子スペクトルのピーク位置を表す。

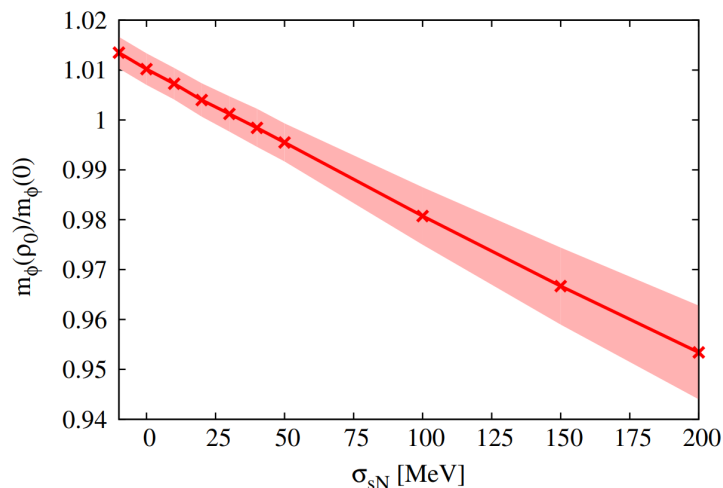


図 1.3:  $\phi$  中間子質量と  $\sigma_{sN}$  の関係 [5]。

この関係を用いて、実験で測定した核子中の  $\phi$  中間子質量から核子中のストレンジネス凝縮量  $\langle \bar{s}s \rangle_\rho$  を知ることができる。

一方、先ほど導入されたパラメータ  $\sigma_{sN}$  については、格子 QCD を用いた計算も行われている。いくつかのグループによって計算された  $\sigma_{sN}$  の値を表 1.1 にまとめる [6]。

表 1.1: 格子 QCD によって計算された  $\sigma_{sN}$  の値 [6]。

Collaboration, year	$\sigma_{sN}$ [MeV]
$\chi$ QCD, 2016[7]	40.2(11.7)(3.5)
ETM, 2016[8]	41.1(8.2)( $\frac{7}{5.8}$ )
RQCD, 2016[9]	35(12)
JLQCD, 2018[10]	17(18)(9)

後の 1.4 節で言及する KEK-PS E325 実験は E16 実験の先行研究であるが、ここでは原子核中における  $\phi$  中間子の質量を測定し、3.4% の質量変化を観測した [15]。この質量変化に対して図 1.3 に示す関係を仮定したときに想定される  $\sigma_{sN}$  の値は、近年計算された格子 QCD を用いた計算と一致せず、さらなる検証が期待されている。

## 1.4 先行研究

実験室で実現できる高温・高密度環境のもとで、クォーク凝縮量と質量スペクトルの関係について調べる研究が行われている。重イオン衝突や原子核中における中間子生成など様々な環境、生成状態でベクター中間子の質量スペクトルが測定されているが、見解が一致しない点も多くさらなる検証が必要とされている。

重イオン衝突によって生成できるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) は、カイラル対称性の回復が期待される高温の系である。CERN の SPS で行われた CERES 実験 [11] では、重イオン同士の衝突の場合に、陽子と重イオンの衝突では見られなかった、電子対の低質量領域における収量の増大が確認されている。SPS-NA60 実験 [12] ではスペクトルの変化について、 $\rho$  中間子の質量の変化はなく質量幅の増加によるものと結論づけている。J-Lab の CLAS 実験では、原子核中で光生成した  $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量測定が行われた。 $\rho$  中間子については有意な質量スペクトルの変化は見られなかった [13]。鉛標的で  $\phi$  中間子における断面積増加が観測され、多体効果として解釈された [14]。他に原子核中におけるベクター中間子生成として、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の陽子シンクロトロンにおいて E325 実験が行われた。ここでは原子核中における  $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量減少が確認され、特に  $\phi$  中間子については原子核中における質量スペクトルの変化の兆候を初めて観測した。E325 実験は J-PARC E16 実験の先行研究となる実験であり、以下で説明を行う。

### KEK-PS E325 実験

E325 実験では、12 GeV の陽子ビームを銅、炭素の原子核標的に当て、pA 反応で生成した  $\rho/\omega/\phi$  中間子の質量スペクトルを電子陽電子対崩壊チャンネルを用いて測定した。図 1.4 に E325 実験で得られた質量スペクトルを示す [15][16]。左側の図において、 $\rho/\omega$  中間子の質量スペクトルに、Breit-Wigner 分布を仮定したときのフィッティング結果と比べて超過が見られる。E325 実験ではこれを  $\rho$  中間子と  $\omega$  中間子の質量減少の効果によるものであると結論づけた。また右図は、 $\phi$  中間子の質量スペクトルの速度、標的原子核半径依存性である。標的原子核が大きく  $\phi$  中間子の速度が遅い条件の場合のみ、実測値に質量減少の兆候が窺える。

E325 実験ではこれらの得られたスペクトルに対して、以下で説明する方法でフィッティングを行った。初田・Lee の QCD 和則を用いた計算 [17] に基づき、原子核密度と質量、質量幅の関係が以下の式に従うと仮定した：

$$\frac{m(\rho)}{m(0)} = 1 - k_1 \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (1.6)$$

$$\frac{\Gamma(\rho)}{\Gamma(0)} = 1 - k_2 \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (1.7)$$



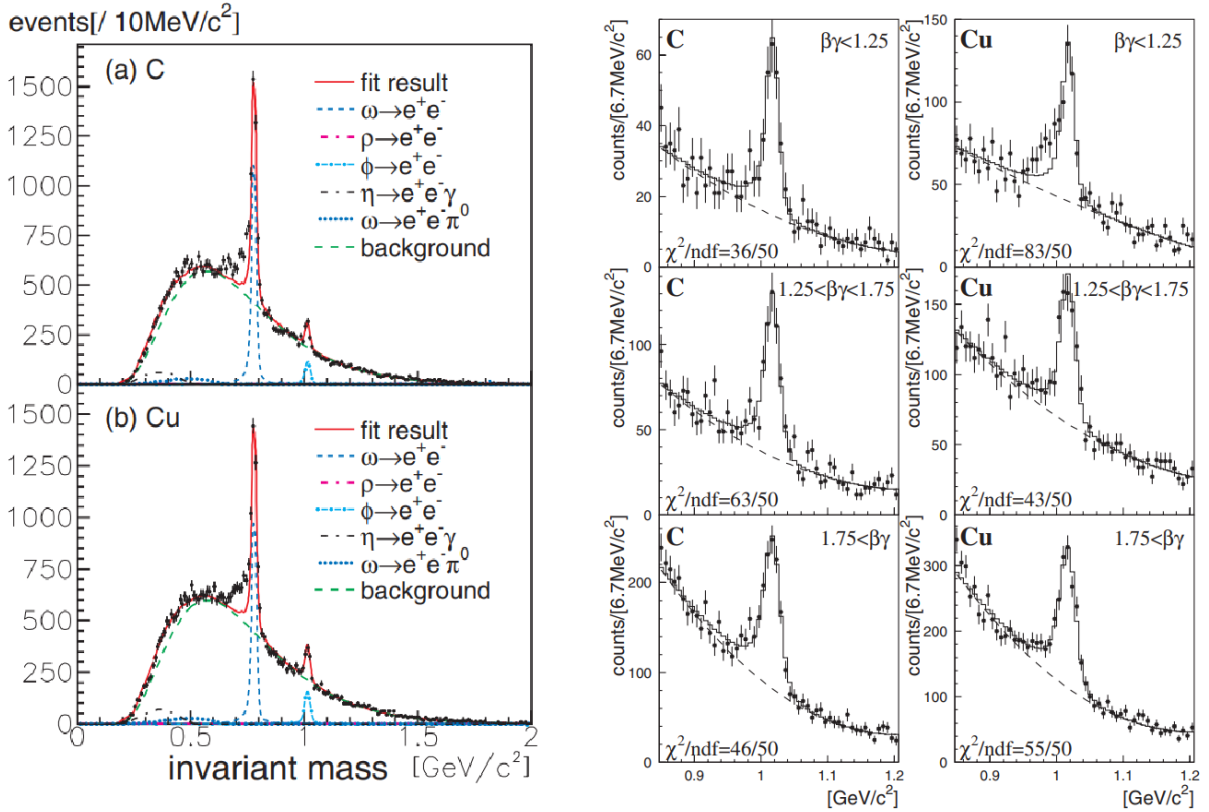


図 1.4: E325 実験で得られた質量スペクトル [15][16]。

上式において  $\rho_0$  は標準原子核密度、 $m$  は質量、 $\Gamma$  は崩壊幅である。JAM[19] を使って pA 反応からの  $\phi$  中間子生成のモンテカルロシミュレーションを行い、原子核密度分布は Woods-Saxon 分布に従うとして、上式の質量変化を仮定し質量スペクトルを構成した。得られたスペクトルを  $k_1$ 、 $k_2$  をフリーパラメータとして測定値をフィットし、 $k_1 = 0.034$ 、 $k_2 = 2.6$  という値を得た。これは  $\phi$  中間子に対して銅標的で 3.4% の質量減少に対応する。 $\rho/\omega$  に対しては質量幅の増加は見られず、9% 程度の質量減少があったと結論付けた。

## 1.5 J-PARC E16 実験の目的

J-PARC E16 実験では、先行研究となる E325 実験の 100 倍の統計量を達成し、ベクター中間子の運動量に対して系統的に質量スペクトルを測定する。これによって、質量変化とベクター中間子の運動量の関係（分散関係）を知ることが可能になる。図 1.5 に、分散関係について E325 実験で測定された値と E16 実験で期待される値を示す。Lee による QCD 和則を用いた計算 [18] に基づいた分散関係を点線で示す。QCD 和則を用いて導出される  $\phi$  中間子質量は原子核中で静止したベクター中間子に対するものであるため、分散関係から静止質量を外挿することは極めて重要である。

また標的核種に鉛を用いることで、炭素や銅と比べて原子核内で崩壊した成分を高感度で測定できる。ガンマ線の電子対生成による背景事象を抑えるために鉛標的は銅標的より薄くする必要があるため、統計量の問題から E325 実験では断念された。図 1.6 に、E325 実験と同程度の質量減少があった場合に、E16 実験で鉛標的を使用した際に期待される  $\phi$  中間子の質量スペクトルを示す。

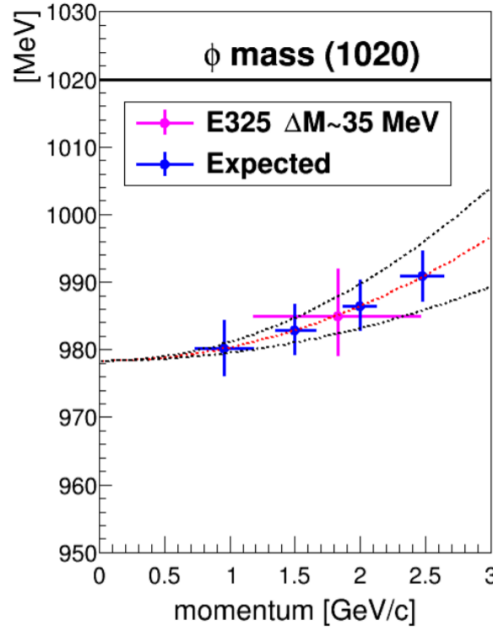


図 1.5: E325 実験の測定値と E16 実験で期待される分散関係。

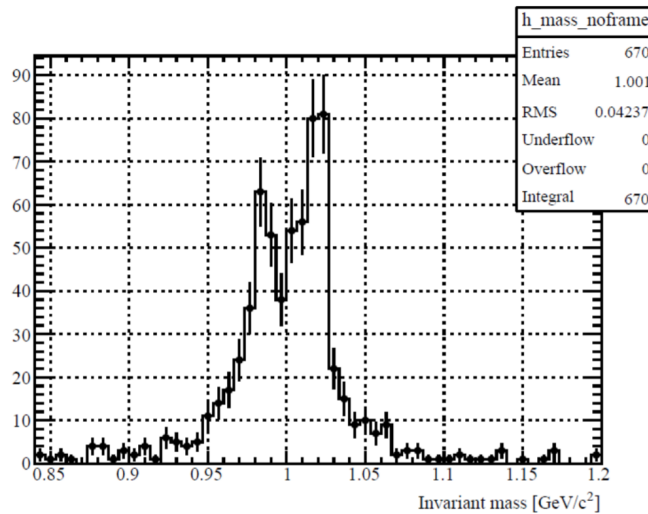


図 1.6: 鉛標的を用いて、 $\phi$  中間子の  $\beta\gamma < 0.5$  の場合に期待される質量スペクトル。媒質の効果による質量減少を示すピークが確認できる。

## 1.6 本論文の目的と構成

J-PARC E16 実験は、検出器及びデータ取得システムの開発をほぼ終えており、2020 年 6 月に初めてビームを受けてビームライン及び検出器のコミッショニングを行った。2022 年に予定されている本格的な物理データ取得のためのビームタイムに向け、検出器オペレーション方法の確立、データ取得に最適なトリガーコンディションの決定、解析フレームワークの作成などが今後必要とされている。なかでもトリガー条件について、想定検出効率を満たしているか確認することは、今後取得するデータの確実性を保証するために早急に評価が必要とされている項目である。

E16 実験で測定する  $\phi$  中間子の電子陽電子対崩壊は、その崩壊分岐比が  $3 \times 10^4$  と非常に小さく、また電磁相互作用による崩壊のため、結合定数を考慮すると 100 倍程度存在するハドロンの背景事象を抑えて電子を検出する必要がある。このため、2 種類の電子識別検出器を組み合わせて使用し、トリガーレベルで  $\pi$  中間子の背景事象を 500 分の 1 まで抑制する。電子識別検出器は、個別でその開発、性能評価が行われているものの、2 台組み合わせて使用した際の性能はまだ確認されていない。

本研究の目的は、電子識別検出器を 2 台同時にオペレーションし、 $\pi$  中間子に対する応答の相関を確認することである。以下に本論文の構成を示す。

まず第 2 章で、J-PARC E16 実験の概要について述べる。3 章では E16 実験で使用する電子識別検出器の概要、及び 2 検出器間の応答の相関を評価するという本研究内容の意義について説明する。4 章では、本性能評価実験に使用したテスト用検出器、及び実験セットアップについて説明する。5 章では、実験で取得されたデータや解析手法について説明を行う。今回のデータ取得はスペクトロメータのコミッショニングと並行して行われたため、データ取得時のビーム強度等の状況は様々であった。各検出器の応答を示したのちに、今後の性能評価の方針を述べる。6 章では、HBD と LG それぞれにおいて電子検出効率の評価を行う。7 章では、本研究の目的である 2 台の検出器の総合性能について評価を行う。 $\pi$  中間子除去性能において単独性能の積と実際の性能を比較し、HBD と LG の間の性能の相関の有無を評価する。8 章では、6、7 章で得られた結果について議論を行い、今後の展望を述べる。9 章では本論文の結論を述べる。

## 第 2 章

# J-PARC E16 実験

E16 実験で目指す高統計を実現するためには、高強度ビームラインと高計数率に耐えるスペクトロメータの開発が必要となる。本章では、E16 実験で使用するビームライン、スペクトロメータ、及びこれらの設備を使用した実験で期待される結果について説明する。

### 2.1 実験施設

#### 2.1.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同で建設した、大型加速器共同利用実験施設である。2005 年に運用を停止した KEK-PS の後続として、高エネルギー陽子ビームや様々な二次ビームを提供する。

J-PARC 構内を上空から撮影した写真を図 2.1 に示す [20]。イオン源から発生した負水素イオンは直線型の加速器 LINAC で 400 MeV まで加速され、炭素薄膜を通過し陽子ビームとなった後、陽子シンクロトロン (RCS) へ送られる。LINAC から 3.1 ns ごとに送られるパルスが RCS 内を周回していたバンチに合流し、大強度陽子バンチを生成する。その後加速空洞で 3 GeV まで加速され、キッカー電磁石によって取り出され物質生命科学実験施設 (MLF) や、メインリング (MR) へ輸送される。

MR は周長約 1.6 km のシンクロトロンであり、ここで 30 GeV まで加速された陽子ビームがハドロン実験施設とニュートリノ実験施設へ送られる。一般に散乱実験では反応を 1 事象ずつ検出するため、単位時間あたりの強度が低いビームを長時間かけて取り出すのが理想的である。このため、ハドロン実験施設へのビーム輸送には  $10^{13}$  個の陽子を 2 秒間かけて取り出す「遅い取り出し (SX)」が行われる [21]。

#### 2.1.2 ハドロン実験施設と高運動量陽子ビームライン

スイッチヤードにて MR から取り出された陽子ビームはハドロンホールへと輸送される。図 2.2 に、MR からハドロンホールまでのビームラインを示す。

ハドロンホールへ輸送されたビームの大部分は、T1 標的と散乱し  $\pi$  中間子などの二次ビームを生



図 2.1: J-PARC 上空写真と加速器、実験施設の位置関係 [20]。

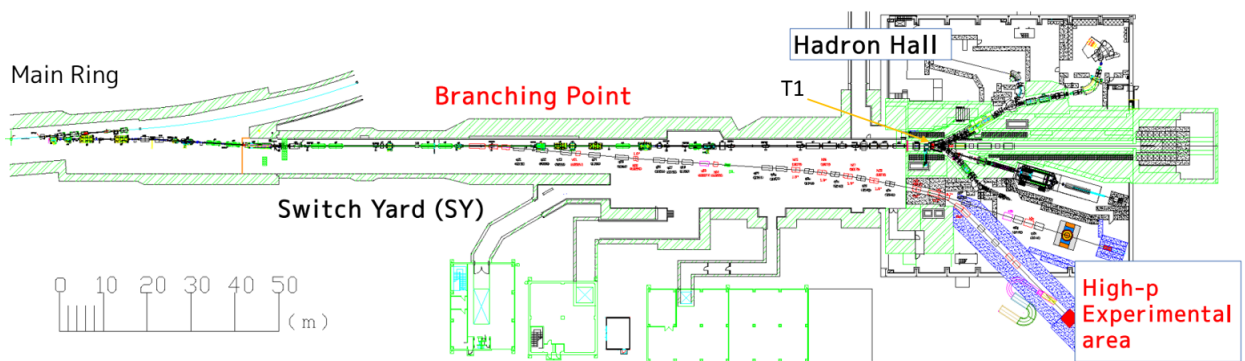


図 2.2: MR からハドロンホールまでのビーム輸送の概略図。

成する。E16 実験で使用する高運動量ビームラインへは、T1 標的よりさらに上流側でランバートソン磁石を用いて 1/1000 程度のビームが分岐され、1 スピル 2 秒間で、 $1 \times 10^{10}$  proton/spill の強度の陽子ビームを高運動量ビームラインへ輸送する。

高運動量ビームラインは 2020 年 5 月にハドロンホールに新設され、同月に初めてのビーム取り出し、コミッショニングが行われた。

## 2.2 ターゲット

E16 実験では原子核標的として、ポリエチレン、炭素、銅、鉛の薄膜を使用する。標的は厚いほど反応数が増え収量が上がるが、ガンマ線からの電子対生成によるバックグラウンドも増加してしまう。このため、相互作用長が総計 0.2 %、放射長が 0.5 % 以下であるように標的厚を設定する。具体的には炭素標的 400  $\mu\text{m}$  を 1 枚、銅標的 80  $\mu\text{m}$  を 2 枚使用する。

ターゲットは、ビームのエネルギー損失によるエリアの放射化を減らすためにヘリウムガスを充填したチェンバーの中に設置される。図 2.3 に、検出器コミッショニング時に使用したターゲットの写真を示す。

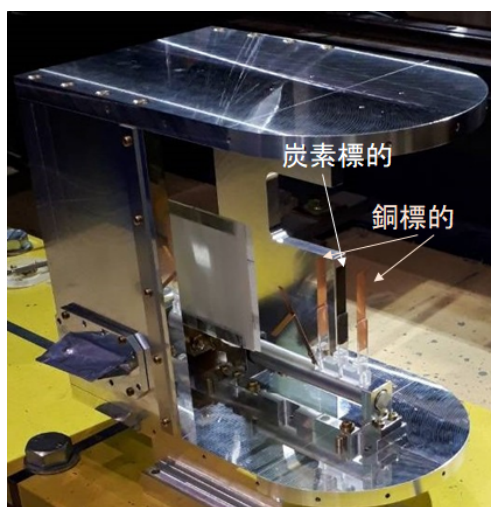


図 2.3: ターゲットチェンバーと標的の写真。

## 2.3 スペクトロメータ

図 2.4 に E16 実験で使用するスペクトロメータの立体図を示す。

スペクトロメータでは  $\phi$  中間子が崩壊した電子陽電子対を検出しその運動量を測定する。中心磁場約 1.9 T の FM 電磁石による磁場で曲げられた飛跡を、位置検出器であるシリコンストリップ検出器 (SSD)、GEM 飛跡検出器 (GTR) を用いて測定する。さらにその外側に位置するハドロンブラインド検出器 (HBD) と鉛ガラスカロリメータ (LG) で電子識別を行う。GTR は 3 段構成の位置検出器であり、SSD と合わせて 4 段でトラッキングを行い、質量分解能 5  $\text{MeV}/c^2$  を達成する。また HBD と LG は電子に対する主な背景事象となる、 $\pi$  中間子を除去するための検出器である。2 段組み合わせて、オンライン性能で 99.8 %、飛跡の情報も用いたオフライン解析で 99.97 % の  $\pi$  中間子を除去する。

垂直方向と水平方向にそれぞれ 30 度ずつの立体角を覆う検出器単位をモジュールと呼ぶ。図 2.5 に 1 モジュールの概要を示す。スペクトロメータのアクセプタンスは、垂直方向に  $\pm 45$  度 (3 モジュール分)、水平方向にはビーム軸の左右両側  $\pm 135$  度 (9 モジュール分) の範囲を覆う。ただし中段のビームが通過する位置にある 1 モジュールは除く。合わせて 26 モジュールで構成されてお

り、これは E325 実験と比較して 5 倍のアクセプタンスに相当する。10<sup>10</sup> /spill のビームレートに対して、0.2 % 相互作用長の標的を使用すると、反応率は 10 MHz となる。高計数率に耐えるように、GTR と HBD は信号増幅に GEM（ガス電子増幅器）を使用している。GEM を使用することで 5 kHz/mm<sup>2</sup> の高レート耐性を得る。GEM について詳細は次章で説明する。LG は鉛ガラスブロック 1 つあたりの計数率が 1 MHz 以下になるようセグメント化を行うことで、高レートに対処する。

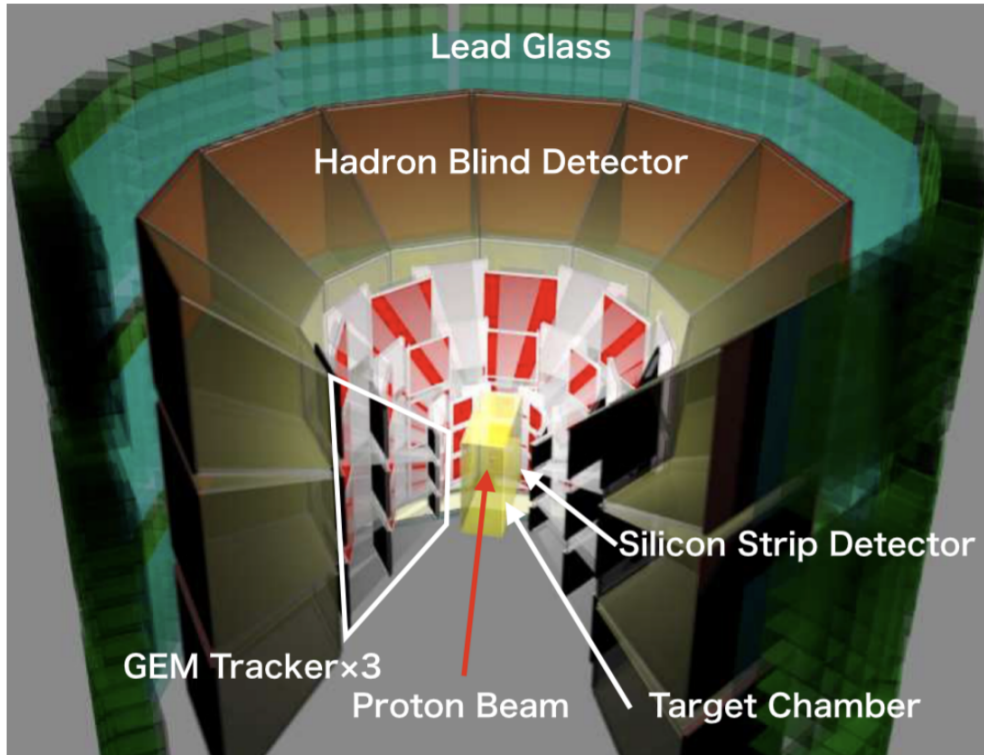


図 2.4: E16 実験スペクトロメータの立体図。

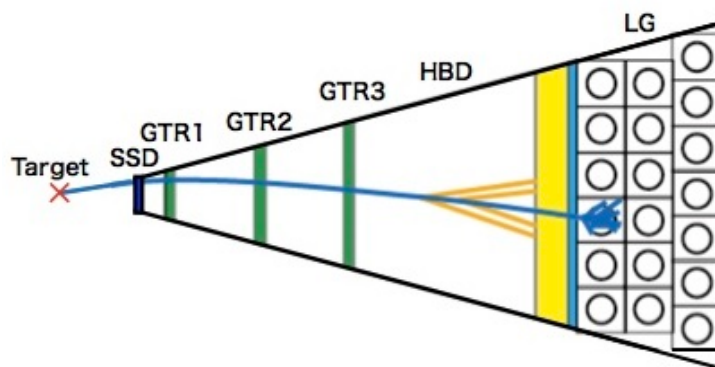


図 2.5: 検出器 1 モジュールの構成。

以上の検出器でスペクトロメータを構成し、先行研究の 100 倍の統計量達成を目指す。2021 年 2 月現在は、スペクトロメータ中段 6 モジュール分の検出器の製作、インストールが終わっている。現段階のスペクトロメータの写真を図 2.6 に示す。

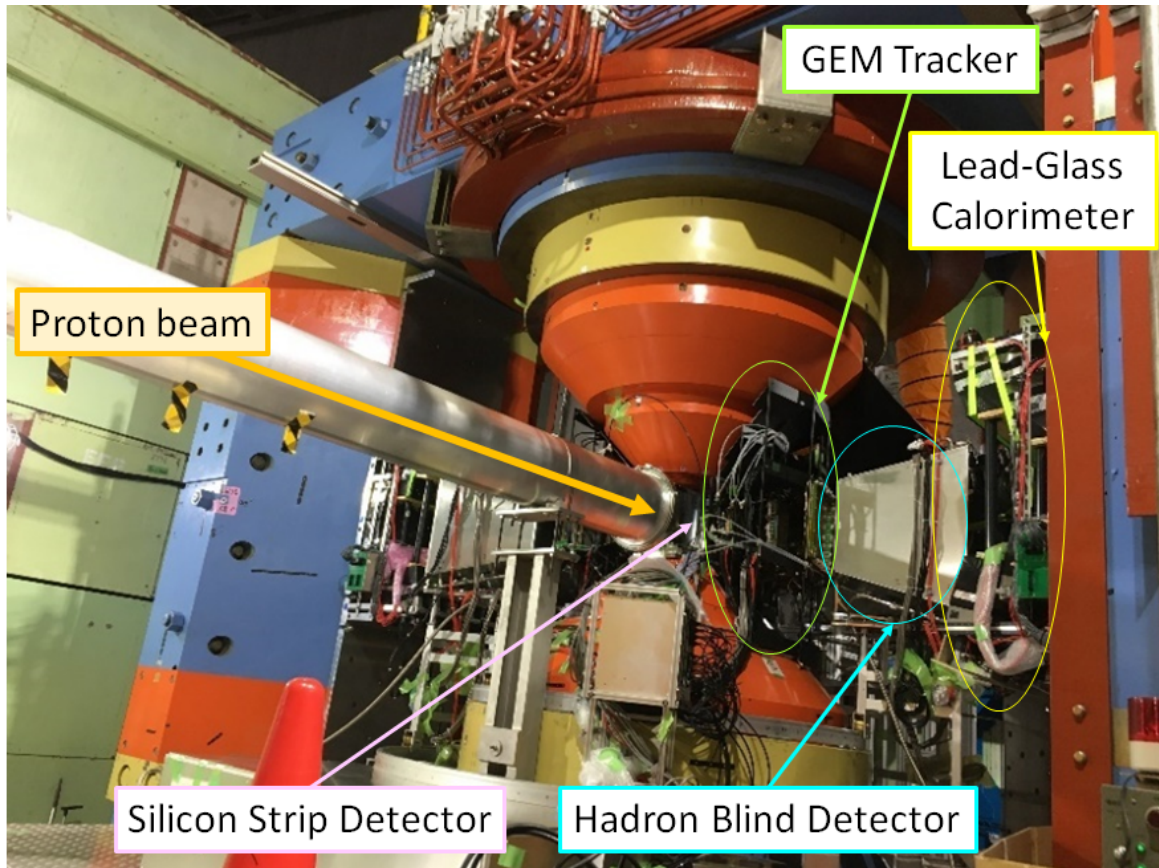


図 2.6: FM 電磁石ヘインストールされた E16 実験スペクトロメータ用検出器の写真。

以降の小節で電磁石、各検出器の詳細を説明する。

## FM 電磁石

高さ約 5 m の双極常伝導電磁石である。先行研究の E325 実験でも使用され、E16 実験で使用するために磁場強化のためにポールピースが新規製造され、またリターンヨークが追加された。コイルに流れる電流は 2450 A であり、中心磁場は約 1.9 T である。

### シリコンストリップ検出器 (SSD)

ピッチ 80  $\mu\text{m}$  のシリコンストリップで構成された位置検出器である。図 2.7 に SSD の写真を示す。ストリップは垂直方向のみに入っており、水平方向に 30  $\mu\text{m}$  の位置分解能を有する。ASIC である APV25 チップでストリップの信号の波形情報を読み出す。25 ns でサンプリングを行い、時間分解能 4 ns を達成する。また、30  $\text{kHz}/\text{mm}^2$  の計数率に対して耐性が確認されている [22][23]。

### GEM 飛跡検出器 (GTR)

荷電粒子がガスを通過中に電離した電子を GEM で増幅しストリップで読み出す位置検出器である。図 2.8 に GTR の検出原理 [24] を、図 2.9 に E16 実験で使用する GTR の写真をそれぞれ示す。



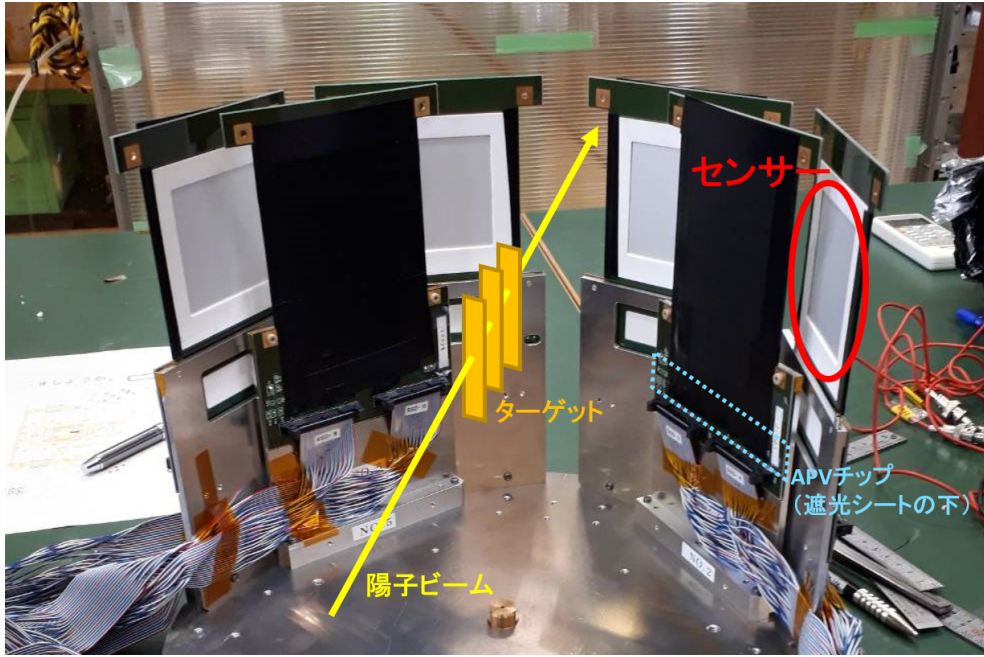


図 2.7: E16 実験で使用する SSD6 モジュールの写真。

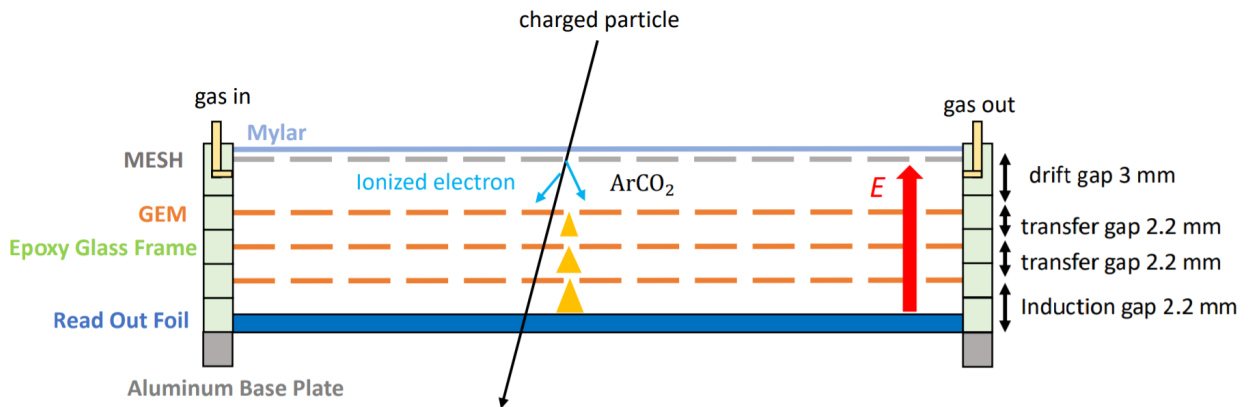


図 2.8: GTR1 層の検出原理。1 層で 2 次元の位置情報を得る。GTR は 3 層で構成されており、3 次元のトラッキングを行う [24]。

電離、および電子増幅を行うためのガスには、Ar と  $\text{CO}_2$  を 7 対 3 で混合したガスを用いる。GEM の上面にメッシュを設置し、メッシュと GEM 間に電場をかけて電離した電子を GEM 側へ誘導する。電子増幅のための GEM は 3 段重ねて使用し、最後はストリップへ増幅信号が送られる。以上が GTR1 層分の構成である。

GTR は 3 層で構成されており、それぞれ 1 層目は 100 mm 平方、2 層目は 200 mm 平方、3 層目は 300 mm 平方の GEM を使用する。二次元の位置情報を読み出し、水平方向はピッチ 350  $\mu\text{m}$ 、幅 125  $\mu\text{m}$ 、垂直方向はピッチ 1400  $\mu\text{m}$ 、幅 200  $\mu\text{m}$  のストリップを用いて行う。FM 電磁石による磁場はおおむね垂直方向に印加されるため、水平方向の位置分解能を向上させるためにピッチを狭くしている。

ストリップ信号の読み出しには、同システムも APV25 を使用している。CERN の RD51 コラボ



図 2.9: GTR1 モジュールの写真。左より 1 層目、2 層目、3 層目。

レーションにより GEM の読み出し回路として開発された SRS システムを用いて波形情報を取得する [24]。

### ハドロブラインド検出器 (HBD)

E16 実験の主な背景事象として懸念される  $\pi$  中間子を除去するためのガスチェレンコフ検出器である。図 2.10 に E16 実験で使用する HBD の写真を示す。

HBD は BNL RHIC で行われた PHENIX 実験にて初めて運用された検出器 [26] であり、PHENIX 実験以外の実験で用いられるのは E16 実験が初めてである。チェレンコフ光を 1 回以上鏡で反射し光電子増倍管などで読み出す従来のガスチェレンコフ検出器と異なり、GEM に蒸着された光電面から直接読み出すミラーレス構造のため、大立体角を覆う設計が可能となる。またチェレンコフ光の輻射体として用いるガスと GEM の電子増幅のガスに同じ  $\text{CF}_4$  ガスを用いるため、ガスベッセルと読み出し部分を分ける窓が不要な構造となっている。HBD の検出原理については次章で詳細を説明する。オンラインレベルで電子検出効率 68% に対し、98% と高い背景事象除去率を達成する。読み出しは GTR と同じく APV25 チップを使用したプリアンプを用いて SRS から波形情報を取得する。

### 鉛ガラスカロリメータ (LG)

電子に対して高い感度をもった電磁カロリメータである。図 2.11 にインストール後の LG の写真を示す。

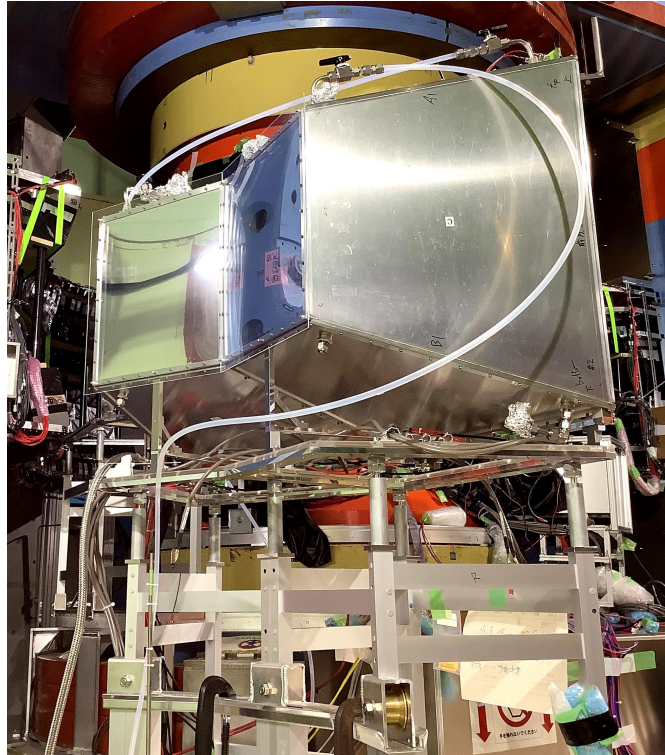


図 2.10: HBD2 モジュールの写真。

鉛ガラスブロックに入射した電子が起す電磁シャワーによる信号を検出する破壊測定のため、HBD の後段、つまりスペクトロメータの最終段に位置する。1 モジュールを 38 のセグメントに分けてそれぞれ Fine-Mesh 光電子増倍管で信号増幅を行う。LG の検出原理の詳細も次章で説明する。オンラインレベルで、 $0.4 \text{ GeV}/c$  の電子検出効率を 90% と高く保ったまま、90% の背景事象を除去することができる。信号は PSI で開発された DRS4 チップを使用した、DRS4QDC モジュールを使って波形情報を読み出す。960 MHz の高速サンプリングレートで、立ち上がりの短い LG の波形情報を読み出すのに適している。

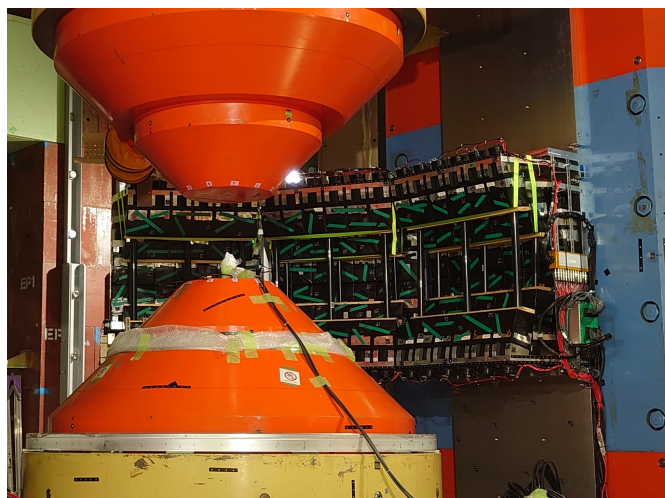


図 2.11: LG3 モジュールの写真。

## 2.4 トリガーシステム

GTR3 層目、HBD、LG からトリガー用の信号が出せるようになっており、電子陽電子対の 2 トラックを検出してトリガー信号をつくる。E16 実験の主な背景事象として、 $\pi^0$  中間子の  $2\gamma$  崩壊からの  $\gamma$  による電子対生成、または  $\pi^0$  中間子の  $\gamma e^+e^-$  への Dalitz 崩壊が考えられる。これらの電子対は  $\phi$  中間子の電子対崩壊に比べて実験室系における開き角が小さいため、開き角の大きい電子対を検出するトリガーシステムを構築し、オンラインレベルで  $\pi^0$  中間子による背景事象を除去する。

## 2.5 実験計画と期待される結果

E16 実験は現在検出器の開発をほとんど終えており、2020 年 6 月にビームライン及び検出器のコミッショニング (Run0a) を行った。2021 年 2 月にはコミッショニングランの後半 (Run0b) が予定されている。Run0b では GTR と HBD のアクセプタンスを後方に拡張し、 $e^+e^-$  対データの取得から収量の見積を行う。図 2.12 に増設する検出器の位置を示す。

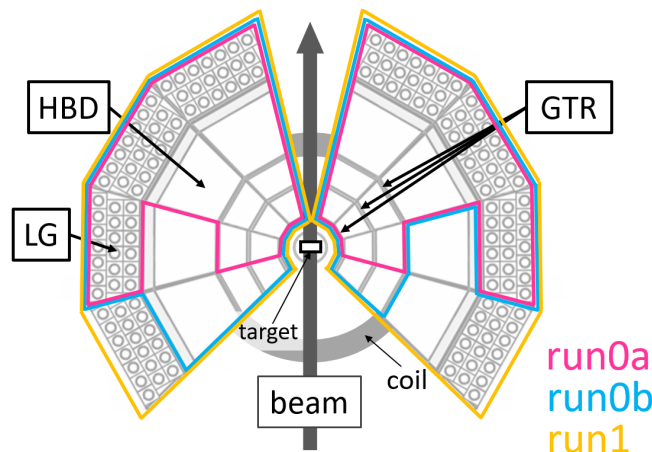


図 2.12: ビームタイムごとのスペクトロメータのアクセプタンス。

2021 年度の J-PARC ロングシャットダウンののちに、2022 年に物理データ取得のためのビームタイム (Run1) を実施する。Run1 では、さらに HBD と LG のアクセプタンスを後方へ拡張する (図 2.12 参照)。2 か月程度のビームタイムで、 $\phi$  中間子を銅標的で 15000 個、炭素標的で 12000 個取得する。これらの  $\phi$  中間子の  $\beta\gamma$  領域ごとの質量スペクトル変化について、期待される結果を図 2.13 に示す [25]。この評価は、E325 実験で見られた質量減少を仮定したときに、E16 実験の Run1 時点の検出器アクセプタンスにて測定が可能な  $\phi$  中間子の質量スペクトルを、JAM と Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションで導出したものである。図中の赤線は、Breit-Wigner 分布と背景事象の分布を合わせてフィッティングを行ったものである。E325 実験で超過が見られた領域を除いたフィッティング結果 (図下段) のほうが  $\chi^2$  検定が成功している傾向がみられる。また得られた質量スペクトルから、質量変化が見られた  $\phi$  中間子収量の  $\beta\gamma$  依存性を導出すると、図 2.14 に示す結果が期待される。図 2.14 にみられる、 $\beta\gamma$  が小さいほど質量変化が見られた  $\phi$  中間子の収量が多くなる傾向は、 $\phi$  中間子質量が原子核中で減少している証拠となる。このようにアクセプタンスが最終

形の 1/3 程度である Run1 においても、先行研究を超える統計量及び成果が期待される。

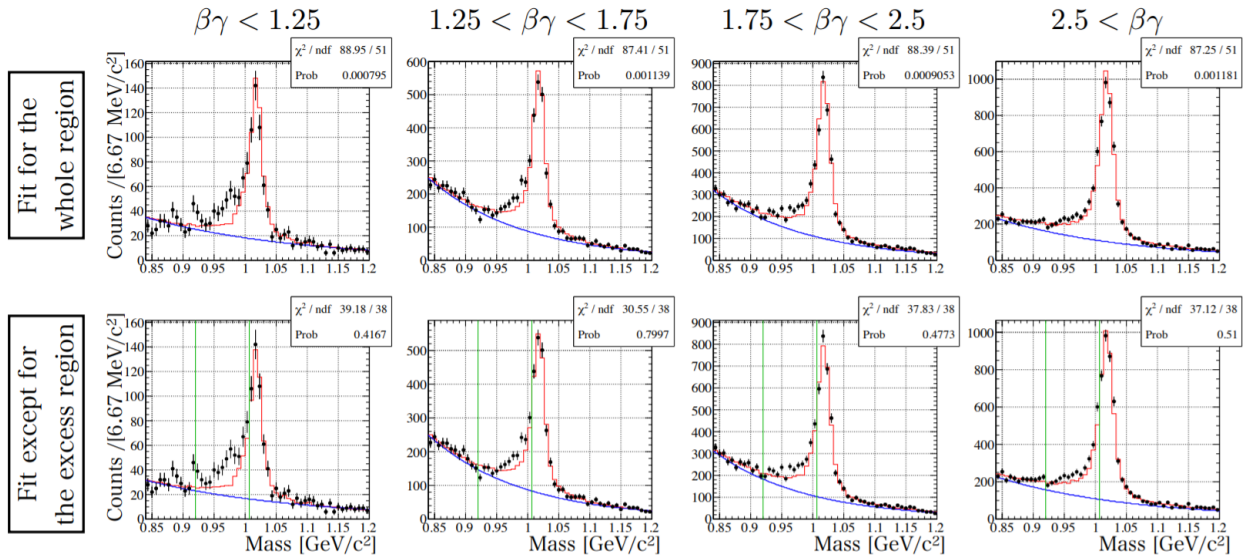


図 2.13: Run1 で期待される、 $\beta\gamma$  ごとの  $\phi$  中間子の質量スペクトル。上段はスペクトル全域に対し Breit-Wigner 分布と背景事象の分布をフィッティングしたもの、下段は E325 実験で超過が見られた領域 (図中緑線内) を除いてフィッティングを行ったものである。 $\chi^2$  値を比べると、下段においてはフィッティングが成功し、上段では失敗する。すなわち、有意な変形が検出されている [25]。

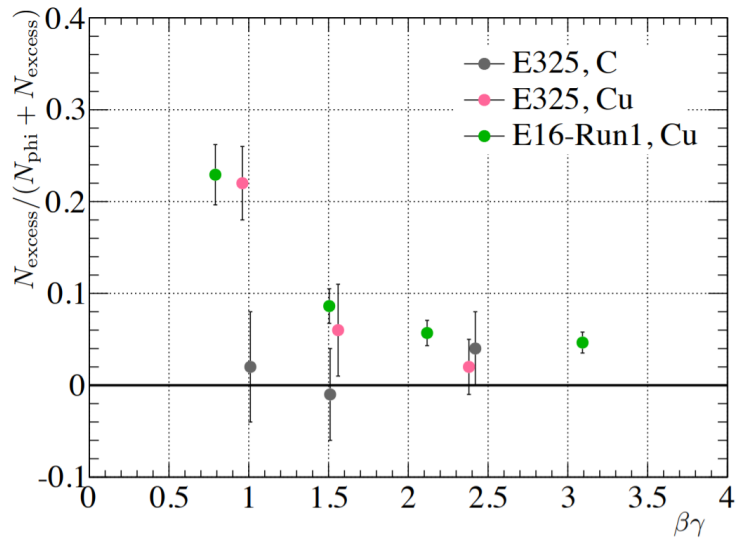


図 2.14: Run1 で期待される、 $\phi$  中間子質量スペクトルに見られた超過分の  $\beta\gamma$  依存性 [25]。

## 第 3 章

# 電子識別検出器

E16 実験では高い背景事象除去率を達成するために、二種類の電子識別検出器を使用する。本章では、電子識別検出器の動作原理や粒子識別性能について記述したのちに、本研究の目的である二検出器間の性能の相関を評価する意義について説明する。

### 3.1 ハドロンブラインド検出器

HBD の検出原理を図 3.1 で説明する。

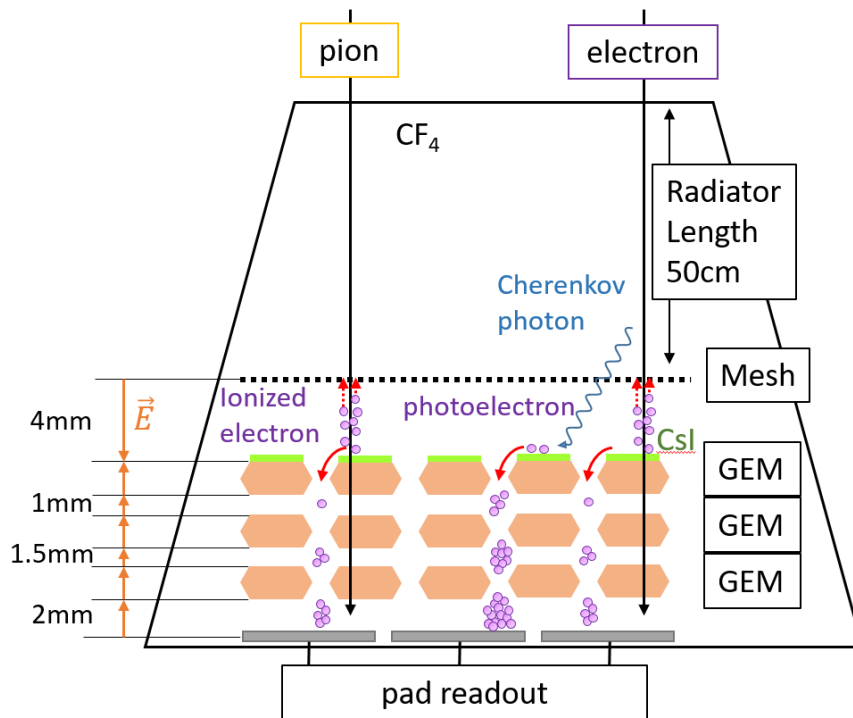


図 3.1: HBD の粒子識別の原理。

HBD は  $CF_4$  を輻射体に用いたガスチェレンコフ検出器である。HBD ガスベッセルに入射した運動量 14 MeV/c 以上の電子が出すチェレンコフ光を、1 段目 GEM の表面に蒸着した CsI フォトカ

ソードで光電子に変換する。生じた光電子を3段のGEMで増幅し、一辺10 mmの六角形のパッドで読み出す。一方で、電子、背景事象となる $\pi$ 中間子などの荷電粒子は、ガスを電離して電子を生じさせるが、1段目GEMとメッシュの間に増幅とは逆向きの電場をかけておき、電離で生じた電子はメッシュに吸収してしまう。このようにして、ガスの電離による電子の検出を抑えチェレンコフ光由来の光電子のみを検出する。これがHBDの基本的な粒子識別原理である。

荷電粒子による電離を見ないような逆向きの電場を、リバースバイアス (reverse bias; RB) とよぶ。逆に荷電粒子を検出するような向きの電場をフォワードバイアス (forward bias; FB) とよぶ。FBはGTRの動作原理と同じである。

RBで電子識別を行う際に問題になるのは、電離によって生じた電子がわずかに残ってしまう信号である。これはメッシュと1段目GEMの間、特にGEMの表面付近で生じる電子によるものと、1段目GEMと2段目GEMの間で生じてしまう電子によるものの2種類が懸念される。後者の効果は1段目GEMと2段目GEMの間の距離を極力近づけることによって抑える。

### 3.1.1 チェレンコフ光の検出

常圧における $\text{CF}_4$ の屈折率は、波長依存があるもののおおよそ $1 + 6.20 \times 10^{-4}$ である。このとき $\pi$ 中間子がチェレンコフ光を出すしきい値は4.2 GeV/cであり、これはE16実験で検出したい電子の運動量領域に比べて十分高い。

HBDはチェンバー内で生じたチェレンコフ光を窓や鏡を通さず直接検出する。ここで、検出できる光の波長帯はCsIの仕事関数と $\text{CF}_4$ ガスによるカットオフによって決まっており、波長でおおよそ100–200 nm、光子のエネルギーで6.2–12.4 eVの範囲である。このような波長帯の光は図3.2に示すように、ガスに混入した水や酸素によって吸収を受ける[26]ため、HBDで検出できる光電子数に影響を与える。HBDをオペレーションする際は、ガス中の水分濃度と酸素濃度をモニターし、チェレンコフ光の検出に十分な純度を保っていることを確認する必要がある。

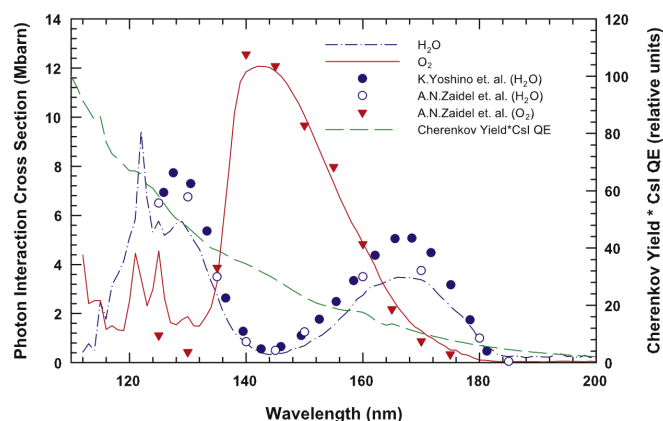


図 3.2: 真空紫外光の水、酸素による吸収断面積の波長依存性 [26]。

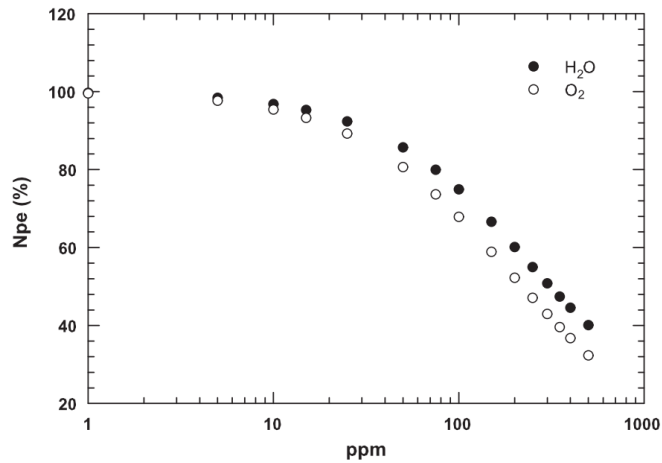


図 3.3: ガスへの水、酸素の混入による検出光子数の変化 [26]。

### 3.1.2 GEM (ガス電子増幅器)

HBD の信号増幅には GEM を使用する。GEM は Sauli によって開発された [27] 検出器であり、銅などの金属箔に挟まれた絶縁体のシートに微細な穴が明けられた構造になっている。図 3.4 は GEM の表面を拡大した写真である。金属箔間へ電圧を印加し、GEM の穴内に電場を形成し（図 3.5 参照）そこを通過する電子がガスを電離することによって電子雪崩を生じさせる。

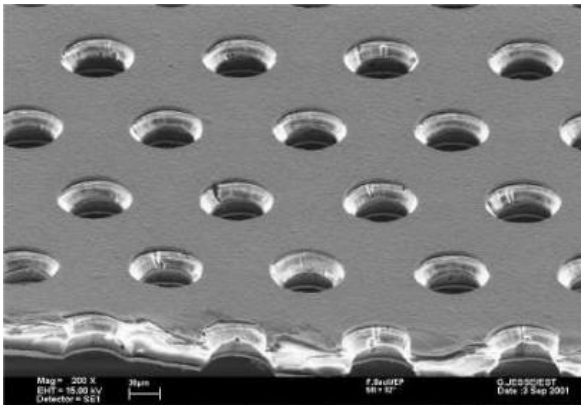


図 3.4: GEM の表面を拡大した写真 [28]。

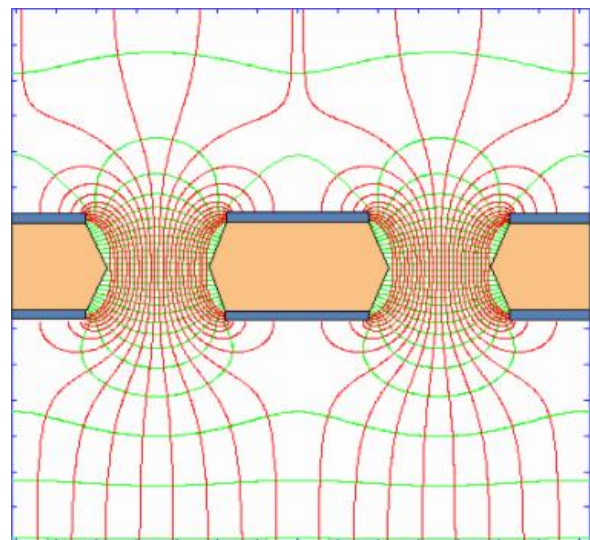


図 3.5: GEM の穴内に生じる電場 [28]。

E16 実験の HBD で使用する GEM は、厚さ  $4\ \mu\text{m}$  の銅に挟まれたカプトンシートに、直径  $55\ \mu\text{m}$ 、ピッチ  $110\ \mu\text{m}$  の穴が明けられている。穴の形状は図 3.5 に示すように、バイコンカルな断面となっている。GTR に使用されるような一般的な GEM の穴径は  $70\ \mu\text{m}$ 、穴ピッチは  $140\ \mu\text{m}$  であるが、HBD に使用する GEM はゲインを上げるために通常のものより穴径の小さい GEM を使用する。GEM の表裏に印加する電位差 ( $V_{\text{GEM}}$ ) は  $500\ \text{V}$  程度に設定する。



また1段目のGEMには、銅GEMの表面に厚さ1  $\mu\text{m}$ のニッケルと、さらにその上に厚さ0.05  $\mu\text{m}$ の金をめっきしたものを使用する。これは、ヨウ素はセシウムより銅と反応しやすいため、銅箔に直接CsIを蒸着した際に起こる化学反応を避けるためである [29]。

### 3.1.3 オフライン解析

HBDはトリガーレベルでは信号の高さによって電子と $\pi$ 中間子を識別する。オフラインでは六角形のパッドで読み出しを行い、信号の空間的な広がり情報も利用して粒子識別を行う。HBDガスチェンバー中を読み出しパッドに対して垂直に通過した電子が出すチェレンコフ光の広がり直径は34 mm程度である。読み出しパッドは一辺10 mmの六角形であり、電子の出すチェレンコフ光は複数枚のパッドに信号を残す可能性が高い。一方で $\pi$ 中間子などの荷電粒子が電離によって生じさせる信号は、複数のパッドにわたることなく検出される。このように信号が検出されたパッドの数を用いて、オフラインでも粒子識別を行う。

過去にテスト実験で測定した、電子と $\pi$ 中間子に対するクラスターサイズを図3.6に示す [30]。ヒットがあったパッドに対して、パッドの角を1つ以上共有するパッドの集団をクラスターとし、1つのクラスターにおけるヒット数をクラスターサイズと呼ぶ。なお、図3.6のデータを取得した際のパッドの形は一辺10 mmの正方形であり、本番の実験で使用するものとは異なる。

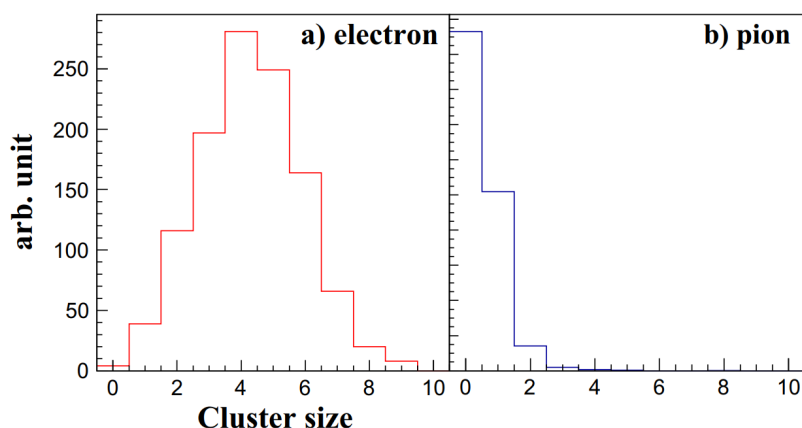


図 3.6: テスト実験で測定した、電子と $\pi$ 中間子に対して信号が検出されたパッドの数 [30]。

### 3.1.4 想定性能

HBDの電子検出効率、 $\pi$ 中間子除去率に影響を与える要素を以下に述べる。

- 電子検出効率

- 光電面の量子効率 (Quantum Efficiency; QE)

CsI光電面でチェレンコフ光を光電子へ変換する効率。QEの測定方法は付録で説明する。

- $\text{CF}_4$ ガスの純度

3.1.1節でふれたように、ガス中に含まれる水分や酸素の濃度によってチェレンコフ光の検出効率は変化する。

- 電子検出効率と  $\pi$  中間子除去率

- 電子の収集効率 (Collection Efficiency; CE)

メッシュと 1 段目 GEM の間 (ドリフトギャップ) で発生した電離電子や CsI 光電面で生じた光電子が、2 段目以降の GEM へ輸送される割合。光電面で発生した光電子はすべて増幅、検出されるわけではなく、ドリフトギャップに生じている電場によって一部メッシュへ吸収される。収集効率は RB の大きさに依存する。

- 粒子の入射角度

GEM に対して角度をもって入射した粒子は輻射体やドリフトギャップを通過する距離が増加するため、HBD で検出されるチェレンコフ光量や電離電子による信号は垂直入射したものと比べて大きくなる。特に 1 段目 GEM と 2 段目 GEM の間 (1st transfer gap) で生じる電離電子の影響によって、電子検出効率の増加より  $\pi$  中間子棄却率の低下の影響が大きいことがシミュレーションで確認されている。

これらの要素について個別にビームテストがなされており、スペクトロメータ全体としての HBD の想定性能はシミュレーションを用いて評価されている。表 3.1 に、中段の HBD に対する  $\pi$  中間子除去率と電子検出効率を示す。運動量に応じて粒子の軌道の曲率が変わり入射角度が変化するため、2 種類の運動量に対するシミュレーションを行った [31]。表 3.1 に示す offline analysis とは、前節で説明したクラスターサイズを用いた解析である。

表 3.1: HBD 中段モジュールに対する想定性能 [31]。

momentum	trigger level		offline analysis	
	$\pi$ (%)	e(%)	$\pi$ (%)	e(%)
1 GeV/c	1.94	70.6	0.55	69.2
0.4 GeV/c	2.05	70.4	0.57	66.8

## 3.2 鉛ガラスカロリメータ

鉛ガラスを輻射体として用いた電磁カロリメータであり、電子に対して非常に高い感度を有する。

鉛ガラス内に入射した電子は自身によるチェレンコフ光を発すると同時に、制動放射によりガンマ線を放出する。生じたガンマ線は原子核による電場を受け電子対を生成し、その電子が制動放射と電子対生成を繰り返し電磁シャワーを起こす。電子が鉛ガラス中で放出するチェレンコフ光を光電子増倍管で検出する。一方  $\pi$  中間子をはじめとしたハドロンは、自身によるチェレンコフ光や  $\pi$  中間子の荷電変換反応による  $\pi^0$  中間子の  $2\gamma$  崩壊などにより光子を発生させるが電子ほど多くないため、発光量による粒子識別が可能となる。

図 3.7 に、E16 実験で使用する鉛ガラスカロリメータ (LG) 1 ブロックの写真を示す。写真に示すように、光電子増倍管の光電面と並行になる向きに粒子が入射することを想定してカロリメータ全体をデザインしている。これは、一般的な使い方のように光電面と垂直方向に粒子を  $\pi$  中間子を入射した場合、光電子増倍管で検出される光量が大きく電子との識別が困難になることが先行研究で

確認されたためである [32]。輻射体として使用する鉛ガラス SF6W の特性を表 3.2 に示す。



図 3.7: E16 実験で使用する鉛ガラスカロリメータ 1 ブロックの写真。鉛ガラスは遮光のためシートで覆われている。

表 3.2: 本実験で使用する鉛ガラス SF6W の物理特性 [33]。

放射長 ( $X_0$ )	1.7 cm
屈折率	1.8
密度	5.2 g/cm <sup>3</sup>
臨界エネルギー	12.6 MeV
モリエール半径	1.7 $X_0$

$10^7$  Hz の相互作用による高い計数率に対して耐性を持たせるため、鉛ガラスカロリメータ全体を 1040 個にセグメント化することで、1 ブロックの受ける粒子計数率を最大 1 MHz まで抑える。鉛ガラス内で発生した光子は光電子増倍管 (PMT) で検出される。本実験では、浜松ホトニクス製の Fine-MeshPMT (R6683) を使用する。光電面の径は 3 インチである。スペクトロメータ内では 0.2 T 程度の高磁場環境下で使用するため、ファインメッシュ型のダイノードを用いた高磁場耐性のある PMT を使用する。

### 3.2.1 想定性能

LG はカロリメータであるため、しきい値型のチェレンコフ検出器である HBD と異なり、電子の応答に運動量依存性があることが大きな特徴である。オフライン解析では運動量の情報を利用して、より精度の高い電子識別を行うことができる。

#### オフライン性能

LG は電子のエネルギーに対して線形の応答を示す。一方  $\pi$  中間子に対しても、鉛ガラス中の速度  $\beta$  が増加するにつれてチェレンコフの光量が増す。さらに、高運動量の  $\pi$  中間子は原子核反応を起こす断面積が増加するため、高運動量の  $\pi$  中間子ほど発光量が多くなる傾向がある。ただ発光量の変化は電子に比べて小さく、低運動量の粒子ほど電子識別が困難になる。図 3.8 に過去のテスト実験で得られた、LG の電子と  $\pi$  中間子に対する運動量と光量の関係を示す [34]。

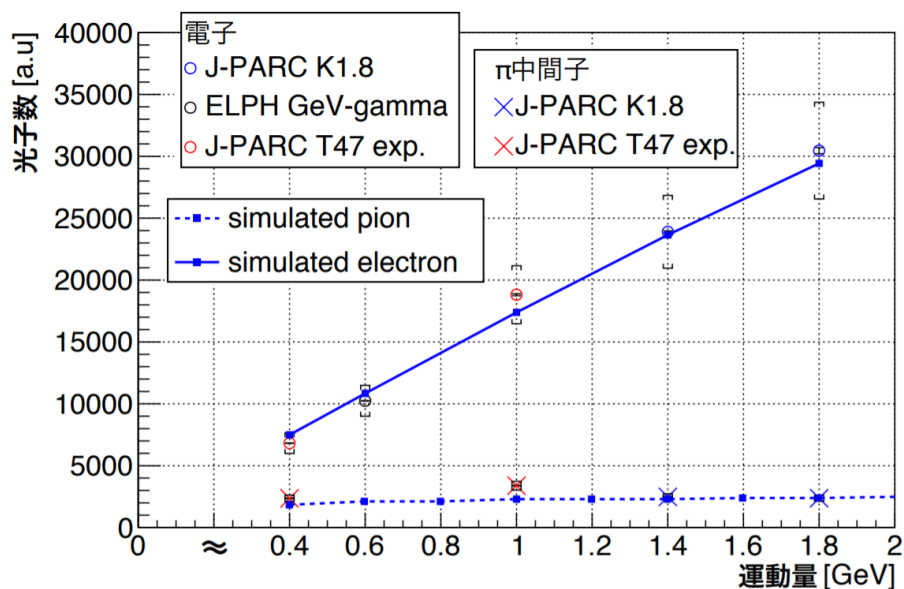


図 3.8: 過去のテスト実験で測定した、電子と  $\pi$  中間子に対する光量と運動量の関係。J-PARC の K1.1BR テストビームラインで測定されたデータ (J-PARC T47 exp.)、J-PARC の K1.8 ビームラインで測定されたデータ (J-PARC K1.8)、東北大学 電子光理学研究センターで測定されたデータ (ELPH GeV-gamma) を記載している。電子の光量が運動量に対して線形に応答する一方で、 $\pi$  中間子に対しては変化が少ない傾向がうかがえる [34]。

低運動量の粒子ほど粒子識別は難しくなるため、E16 実験で検出したい最低運動量である  $0.4 \text{ GeV}/c$  の粒子に対する識別性能が評価されており、電子を 90% 検出できるようなしきい値に対して、同運動量の  $\pi$  中間子を 92.7% 除去できることが確認されている。

鉛ガラス内で生じる電磁シャワーはモリエール半径程度の広がりをもつため、ブロックの端に当たった電子に対して検出効率は小さくなる。また  $\pi$  中間子が発するチェレンコフ光の角度は  $56^\circ$  程度と大きく、光電面への入射角度の変化が信号の大きさに影響する。このように粒子の入射位置、入

射角度によっても識別性能は異なる。オフライン解析ではテスト実験で取得したデータを用いて性能の違いについて補正を行う。

### オンライン性能

LG のトリガーレベルの性能を評価するためには、ある固定したしきい値に対する様々な運動量の粒子の応答を知る必要がある。E16 実験でデータを取得する際は、運動量  $0.4 \text{ GeV}/c$  の電子に対して、90% を検出するしきい値をトリガーに使用する。このしきい値に対する  $\pi$  中間子除去率は、以下で説明する方法で評価されている [31]。

図 3.9 左に、JAM を用いて導出した陽子と銅標的の pA 反応で生成される  $\pi$  中間子の運動量分布を示す。また右に、LG における  $\pi$  中間子棄却率の運動量依存性を外挿した 2 つのケースを示す。 $0.4 \text{ GeV}/c$  の電子を 90% 検出するようなしきい値に対して、 $0.4 \text{ GeV}/c$  と  $1 \text{ GeV}/c$  の  $\pi$  中間子がしきい値を超えてしまう割合 (survived pion efficiency) が測定されており、 $1 \text{ GeV}/c$  以上の領域を図 3.9 右に示す 2 通りの方法で外挿した。LG が  $\pi$  中間子に対してこのような応答をすると仮定した場合、図 3.9 左に黒で示す運動量分布の  $\pi$  中間子を LG で検出すると、それぞれケース 1 とケース 2 で赤と青のヒストグラムで示す割合で運動量ごとに除去される。全運動量領域で積分して、ケース 1 については 90.4%、ケース 2 については 88.5% の  $\pi$  中間子を除去できると評価されている。

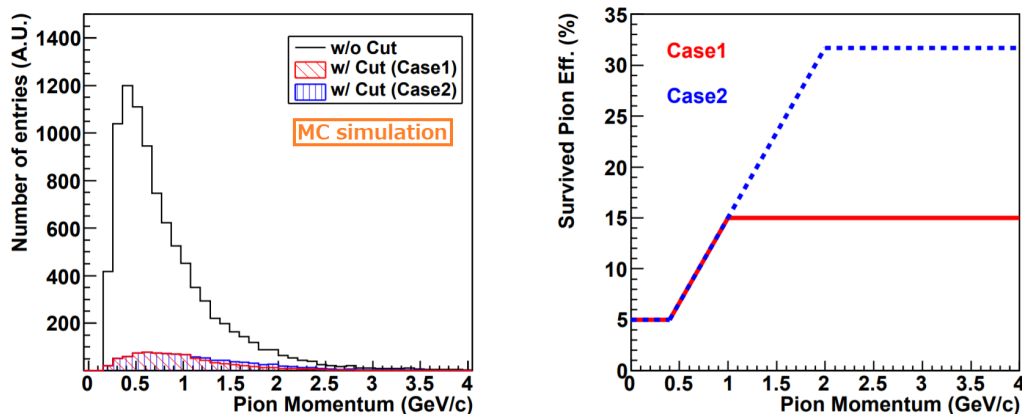


図 3.9: 左に、JAM を用いて導出した陽子と銅標的の pA 反応で生成される  $\pi$  中間子の運動量分布を示す。右に、 $0.4 \text{ GeV}/c$  の電子を 90% 検出するようなしきい値に対して、しきい値を超えるような信号を残す  $\pi$  中間子の割合を外挿した 2 つのケースを示す [31]。

## 3.3 $\pi$ 中間子除去性能の相関

### 3.3.1 HBD と LG における $\pi$ 中間子の応答の特性

HBD はしきい値型のチェレンコフ検出器であり、しきい値を下回る運動量の  $\pi$  中間子に対してチェレンコフ光を発することはない。しかしドリフトギャップ間で生じた電離電子のうち、メッシュにかけた逆電場によって吸収しきれなかった電子は GEM で増幅され信号を生じさせてしまう。つまり電離電子の誤検出の割合が HBD における  $\pi$  中間子除去性能に影響を与えると考えられる。LG

においては、 $\pi$  中間子は自身によるチェレンコフ光を発するため、 $\pi$  中間子の速度  $\beta$  によって光量は変化する。HBD と LG で  $\pi$  中間子が信号を生じさせる仕組みは異なるため、両者の性能に相関が生じる理由は一般にない。

しかし一方で、 $\pi$  中間子が検出器を通過した際に二次的に電子を発生させる事象は起こりうる。この場合、HBD で電子と誤認した  $\pi$  中間子は、その二次電子により LG の除去性能を悪化させてしまう懸念がある。現在のスペクトロメータの設計は HBD と LG の  $\pi$  中間子除去性能に相関がないことを仮定しているが、この二次電子の影響が無視できないほど大きかった場合、HBD と LG 個々の性能は要求を満たしていたとしても、スペクトロメータ全体で背景事象を除去しきれない可能性がある。

以下でこのような総合性能の悪化が生じる状況を具体的に考える。

### HBD で生じたデルタ線の影響

荷電粒子は物質を通過中に原子や分子に束縛された電子を電離するが、そのなかでも比較的大きな運動量をもって荷電粒子の進行方向へ放出される電離電子をデルタ線と呼ぶ。HBD では 14.5 MeV/c 以上の電子はチェレンコフ光を発し、また LG では鉛ガラスの臨界エネルギーである 12.6 MeV/c 以上の電子に対してシャワーを生じさせるため、HBD や LG で信号を残すような高運動量のデルタ線が性能の悪化を引き起こすほど多い場合に問題となる。

二次電子の受け取るエネルギーが最大となる場合は  $\pi$  中間子と正面衝突したときであるが、そのときに電子が受け取る運動エネルギー  $W_{\max}$  は、電子に対して入射粒子の質量が十分大きい場合、 $W_{\max} \sim 2m_e(\beta\gamma)^2$  と計算できる。ここで  $\beta$  は入射粒子の速度である。例えば 2 GeV/c の  $\pi$  中間子が入射した場合、デルタ線のもつ最大エネルギーは 0.2 GeV/c 程度である。

物質の平均励起エネルギーより二次電子の運動エネルギーが十分大きい場合、デルタ線が生じる確率は以下に示す式 3.1 から計算することができる [36]。

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{1}{2}Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\frac{F(T)}{T^2} \quad (3.1)$$

ここで  $T$  は二次電子の運動エネルギー、 $z$  は入射粒子の電荷、 $\beta$  は入射粒子の速度、 $A$  は物質の質量数、 $Z$  は物質の陽子数をそれぞれ表す。係数  $K$  は  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$  を表し、 $0.307 \text{ mol}^{-1} \text{ cm}^2$  と計算される。 $F(T)$  はスピンの依存した項であり、スピン 0 粒子の場合  $F(T) = 1 - \beta^2 T/W_{\max}$  である。

デルタ線が HBD と LG 両方で信号を残してしまうような状況は、HBD の輻射体である  $\text{CF}_4$  ガス中で生じた二次電子がチェレンコフ光を発し、かつその電子が LG に入射してシャワーを発生させる場合である。デルタ線を出す物質として  $\text{CF}_4$  を考慮し、式 3.1 を用いて二次電子の運動量ごとの発生確率を計算した結果を図 3.10 に示す。ここで、運動量の下限は HBD で電子が光る 14.5 MeV/c までとしている。

LG における電子の発光量にはエネルギー依存性があるため、上記で生じたすべての電子が LG のしきい値以上に信号を残すわけではない。トリガーレベルで LG のしきい値は 0.4 GeV/c の運動量をもつ電子を 90% 検出できるしきい値に設定する。このしきい値設定時に、LG カロリーメータの分解能を考慮した場合の検出効率の電子運動量依存性を図 3.11 に示す。ここで、デルタ線は親粒子

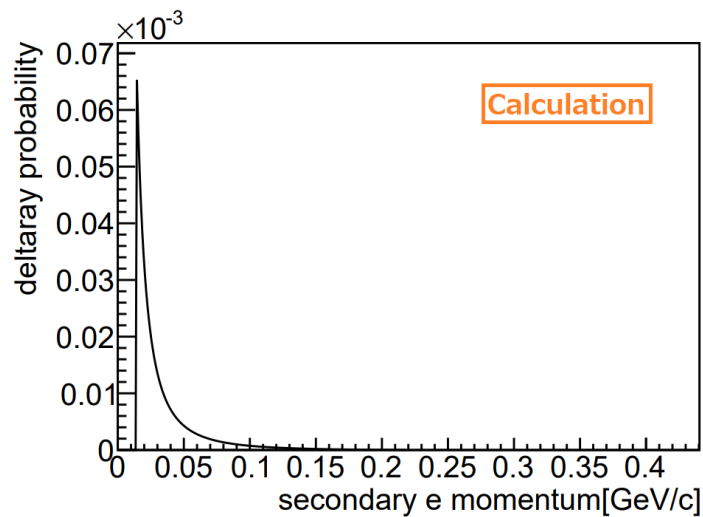


図 3.10: 2 GeV/c の  $\pi$  中間子が入射した際に HBD 内で  $\text{CF}_4$  でデルタ線が生じる確率 (計算値)。

である  $\pi$  中間子とほぼ同時に入射すると考え、電子による信号と  $\pi$  中間子による信号を足し合わせた信号に対して検出効率を導出している。

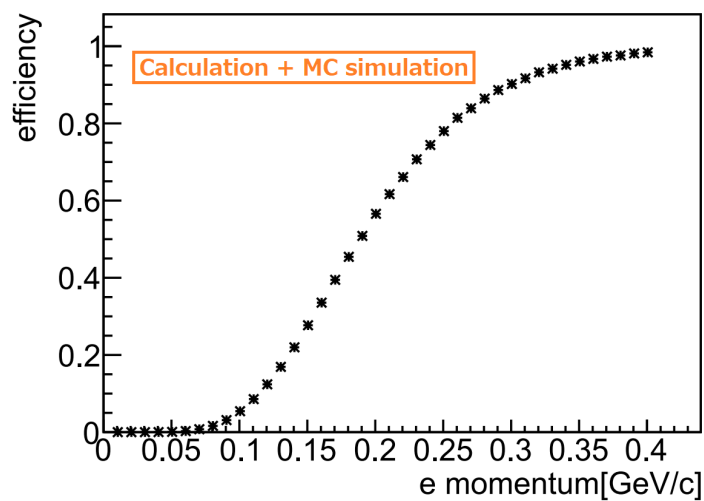


図 3.11: 0.4 GeV/c の電子を 90% 検出するしきい値設定時の、LG における電子検出効率の運動量依存性。電子と同時に  $\pi$  中間子が入射することを想定して、 $\pi$  中間子による発光も考慮して検出効率を導出している。

図 3.11 の検出効率を考慮すると、図 3.10 に示した発生確率は図 3.12 のようになる。運動量 2 GeV/c の  $\pi$  中間子が HBD の  $\text{CF}_4$  を通過中に発生させるデルタ線が LG と HBD の双方に信号を残す確率は、図 3.12 を積分し  $5.1 \times 10^{-4}\%$  である。これは HBD の検出効率や各検出器の幾何的な検出効率を考慮しておらず過大評価しているが、想定除去率 99.8% に対して、この程度の二次電子の漏れ込みの影響は十分小さい。

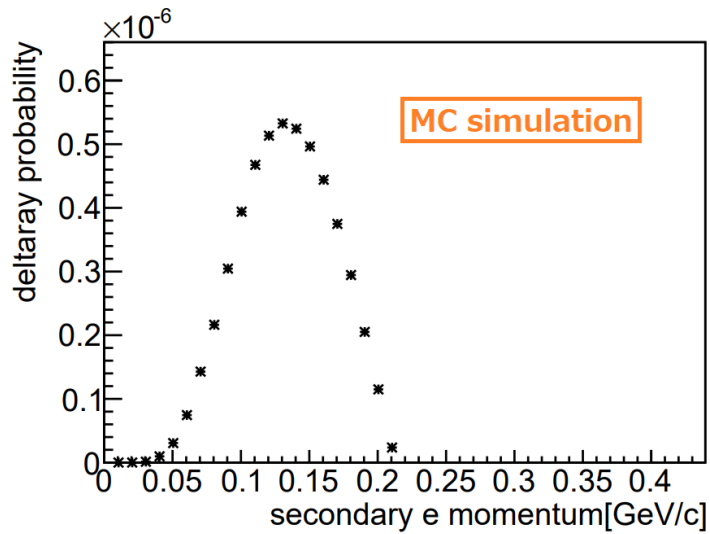


図 3.12: 2 GeV/c の  $\pi$  中間子が  $\text{CF}_4$  に入射した際に生じる二次電子の運動量と、発生確率の関係。発生確率は LG にしきい値を設定したときの検出効率を考慮している。

### 3.3.2 電子識別検出器の総合性能評価試験の目的

前節で考慮したように、二次電子による総合性能の悪化は計算上は無視できるほど小さいと予想されるが、スペクトロメータの総合性能を保証するためには、実際に HBD と LG における  $\pi$  中間子の応答を確認し、除去性能に相関が無いことを示す必要がある。E16 実験は 2020 年 6 月に、J-PARC 高運動量ビームラインにて、初のビームを受けスペクトロメータのコミッショニングを行った。2021 年 2 月には再度コミッショニング、そして物理データの取得を行う予定である。スペクトロメータにおける電子識別検出器の背景事象除去性能は、ビームタイム期間中で取得される  $\phi$  中間子の収量の見積りに大きく影響を与えるものであり、物理データ取得に先駆けて評価を行うことが必要不可欠である。そこで速やかに性能評価が行えるよう、スペクトロメータとは別に専用セットアップを建設し、コミッショニングと並行して性能評価を行った。次章よりこの性能評価のセットアップや取得データについて説明する。



## 第 4 章

# 性能評価実験のセットアップ

前章で述べたように、HBD と LG の総合性能を評価するためには、2 台の検出器間の性能に相関がないことを確認しておくことが必要不可欠である。本章では、HBD と LG の  $\pi$  中間子除去性能の相関の有無を確認するために行った性能評価試験について、セットアップや試験に使用した検出器について説明する。

### 4.1 実験のセットアップ

本性能評価を行うためには、数 GeV/c 程度の運動量をもつ電子、 $\pi$  中間子ビームが必要であり、また光電面が潮解しやすい HBD を長期にわたって運用するため、ガス配管等の検出器保守設備を整える必要がある。さらにこの性能評価は、物理データを取得する前に評価を終了し性能に問題がないことを確認しておく必要もある。以上の条件から、2020 年 6 月に J-PARC 高運動量陽子ビームラインで実施された E16 実験のコミッショニングと並行して、本性能評価実験を行うこととした。本番の実験と同様、陽子ビームと原子核の pA 反応によって生じた  $\pi$  中間子、電子を使用して、HBD と LG の総合性能を確認した。

図 4.1、4.2、4.3 にこの性能評価を行った専用セットアップの概要を示す。なお、J-PARC や高運動量陽子ビームラインについてはすでに 2 章で説明をしているため、ここでは割愛する。特に 1–2 GeV/c 程度の高運動量の粒子に対する識別性能を確認するために、スペクトロメータの前方領域にセットアップを建設した。HBD と LG をスペクトロメータ内部と同じ位置関係で配置し、その上流に電子同定用のガスチェレンコフ検出器 (GC1、GC2) を 2 台設置した。検出器を通過した粒子を同定するために、GC、HBD、LG の各検出器間に 1–4 cm<sup>2</sup> 程度の大きさのプラスチックシンチレーションカウンターをそれぞれ設置した。各検出器の詳細は 4.2 節で説明する。検出器は空間的な制限から、図 4.1 に示すようにビーム軸から水平方向に 12° 傾けた直線上に配置した。また上流に GC2 台を設置したため、HBD の読み出しパッド、及び LG の鉛ガラスブロックはターゲットからおおよそ 4 m 程度の場所へ位置することとなった。

この性能評価は E16 実験スペクトロメータのコミッショニングと並行して実施した。ビームの状況の一例を表 4.1 に示す。荷電粒子計数率は、このセットアップの中で最もターゲットに近い位置にある、GC1 の上流に設置したシンチレーションカウンターで計測した。

またデータ取得時、FM 電磁石には E16 実験を行うときと同じ 2450 A の電流が流れていたときも

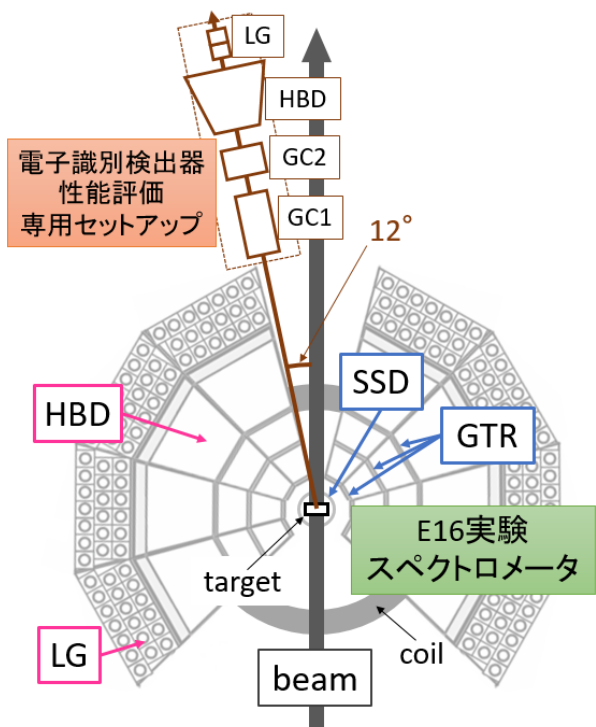


図 4.1: HBD と LG の総合性能評価のためのセットアップ概略図。

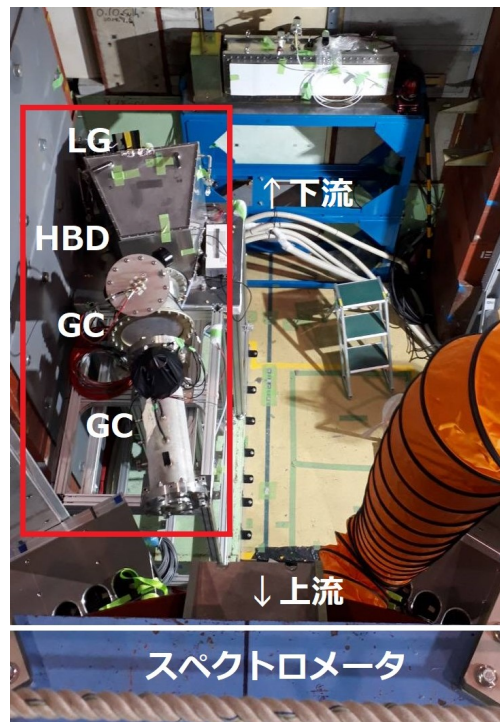


図 4.2: 性能評価用セットアップを上空から撮影した写真。



図 4.3: 性能評価用セットアップをビーム軸方向から撮影した写真。写真左が上流、右が下流であり、検出器は左から GC1、GC2、HBD、LG の順に設置されている。

あり、そのときはターゲット付近で 1.9 T、性能評価セットアップの周辺で 30–500 Gauss 程度の磁場が鉛直方向に生じていた。

表 4.1: 性能評価時のビーム状況の一例。

ビーム強度	$1 \times 10^9$ proton/spill
標的	Cu 80 $\mu\text{m}$ 2 枚、C 400 $\mu\text{m}$ 1 枚
相互作用	1 MHz
荷電粒子計数率	3.6 kHz/cm <sup>2</sup>

## 4.2 性能評価に使用した検出器

### 4.2.1 HBD テスト機

性能評価に使用する HBD として、図 4.4 の写真に示すチェンバーを利用した。粒子の入射部は物質を減らすため、遮光のためにアルミニウムを蒸着したマイラーを使用する。輻射体の厚さは 50 cm である。このチェンバーは HBD の開発段階でテスト機として製作されたものであり、スペクトロメータで使用する HBD 実機と構成が異なる部分が存在するが、本性能評価を行うにあたって大きな問題はないと考え使用した。実機とテスト機の違い、及び違いが性能へ与える影響については本節最後にまとめる。

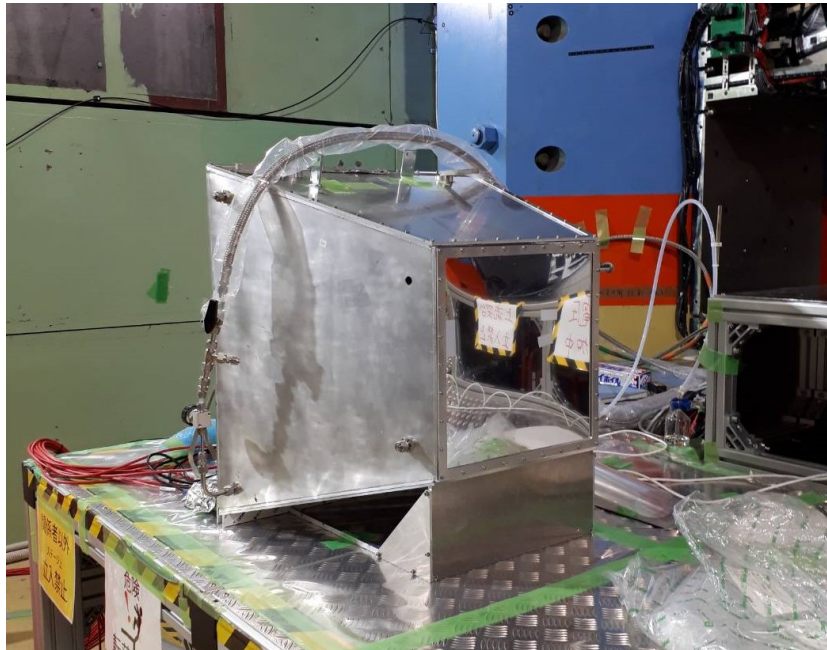


図 4.4: 性能評価に使用した HBD テスト機の写真。

図 4.5 に HBD テスト機のチェンバー内部の写真を示す。GEM は HBD 実機と同じ 300×300 mm<sup>2</sup> のものを使用した (図 4.5 写真左側)。GEM による読み出しは、放電等が原因で表裏の電極が導通し電子増幅を起こせなくなるリスクがあるため、予備として 100×100 mm<sup>2</sup> の GEM による増幅機構も用意した。(図 4.5 写真右側)。ビームタイムでは、図 4.6 に示す 16 チャンネル分のパッドの信号を読み出した。

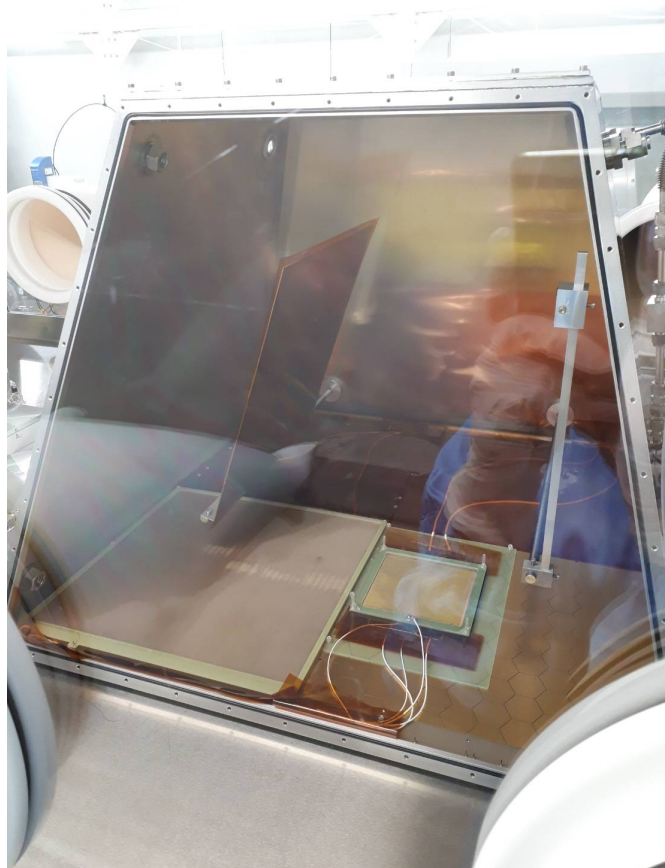


図 4.5: HBD テスト機内部の写真。光電面保護のため、窒素を充填したグローブボックス内で扱う。

GEM 間の距離は HBD 実機と同じ構成であるが、増幅 2 段目、3 段目の GEM として、在庫の都合上ピッチ 140  $\mu\text{m}$ 、穴径 70  $\mu\text{m}$  のものを使用した。なお HBD 実機は 3 枚ともピッチ 110  $\mu\text{m}$ 、穴径 55  $\mu\text{m}$  の GEM を使用する。1 段目の GEM は実機と同じ構成なので光電子の collection efficiency は同一であるが、一般にピッチ/穴径の比率が一定であるとき、穴径の小さい GEM のほうが増幅率が大きいことが確認されているため、この違いによって増幅率が落ちる懸念は生じうる。

また読み出しパッドについて、HBD 実機は一辺 10 mm の六角形であるが、このテスト機では一辺 16.2 mm の六角形である。この違いは、オフライン解析でクラスターサイズを用いた電子識別を行う際には問題となるが、今回評価するオンラインレベルの性能を評価するうえでは大きな問題とならない。

GEM の増幅率は印加電圧や先述した GEM の構成だけでなく、温度や圧力、増幅を起こし続けた時間によっても左右される。ビームタイムの合間にゲイン測定が行えるよう、チェンバー内部に X 線源である  $^{55}\text{Fe}$  を同封した。 $^{55}\text{Fe}$  線源は 5.9 keV の特性 X 線を放射し、 $\text{CF}_4$  による光電効果で 110 個の一次電子を生じさせる。生じた電子を FB で GEM 側へ誘導し、GEM で増幅して読み出す。ゲイン調整については 5.2.3 節で、取得データを用いて詳細を説明する。

ここまで説明した HBD 実機とテスト機の違いを表 4.2 にまとめる。

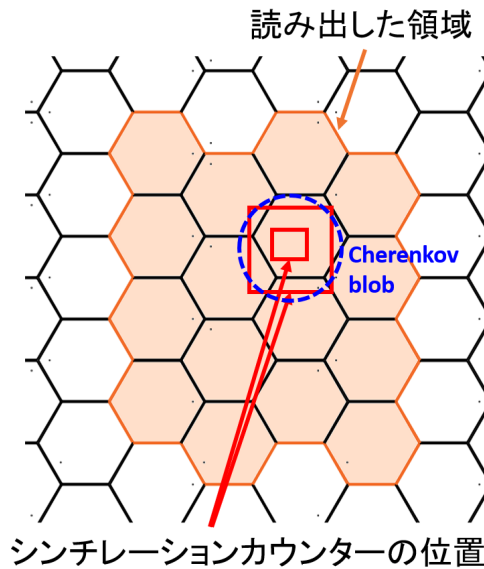


図 4.6: HBD テスト機で読み出しを行ったパッドの配置。

表 4.2: HBD 実機とテスト機の違い。

	HBD 実機	HBD テスト機	性能への影響
GEM 穴径/ピッチ (2, 3 段目)	55/110 $\mu\text{m}$	70/140 $\mu\text{m}$	電子の増幅率
読み出しパッドの大きさ	六角形 10 mm	六角形 16.2 mm	オフライン解析
ゲイン測定用 X 線源	無	有	

#### HBD テスト機の想定性能

3.1.4 節で説明したように、HBD の電子検出効率の想定性能は光電面の量子効率 (QE)、 $\text{CF}_4$  ガスの純度、電子の collection efficiency (CE) によって決定する。ここで、電子の CE は先行研究で計測されている [29]。ガスの純度が十分高く、カットオフの効果が検出効率に影響しない場合は、光電面の QE を測定することで、この HBD で期待される光電子の検出個数を求めることができる。今回使用した HBD テスト機において、想定光電子検出数を測定した結果は  $12.8 \pm 3.2$  p.e. であった。QE 測定の方法や想定光電子検出数の導出については付録 A で説明する。なおデータ取得中、 $\text{CF}_4$  ガスの純度は典型的に  $\text{H}_2\text{O}$  は 5 ppm、 $\text{O}_2$  は 5 ppm であり、3.1.1 節の図 3.3 で示すようにこの場合検出光子数にほとんど影響を与えない。

#### 4.2.2 LG テスト機

性能評価に使用する LG は、スペクトロメータで使用するものと同じブロックと PMT を使用した。図 4.7 に実際に使用した LG の写真を、図 4.8 に LG の構成や寸法を示す。今回のセットアップではシンチレーションカウンターを用いて粒子の軌道を特定しており、LG における入射位置は図 4.8 左に示す領域となる。性能評価に使用する LG の他に、シャワー漏れや鉛ガラスブロックを突き抜けたハドロンを同定するためにもう一台 LG を下流側に設置した。また LG を設置した位置はビー

ムダンプからの距離が近く、中性子によるバックグラウンドを懸念して、厚さ 50 mm のパラフィンブロックで遮蔽を行った。



図 4.7: 性能評価に使用した LG の写真。

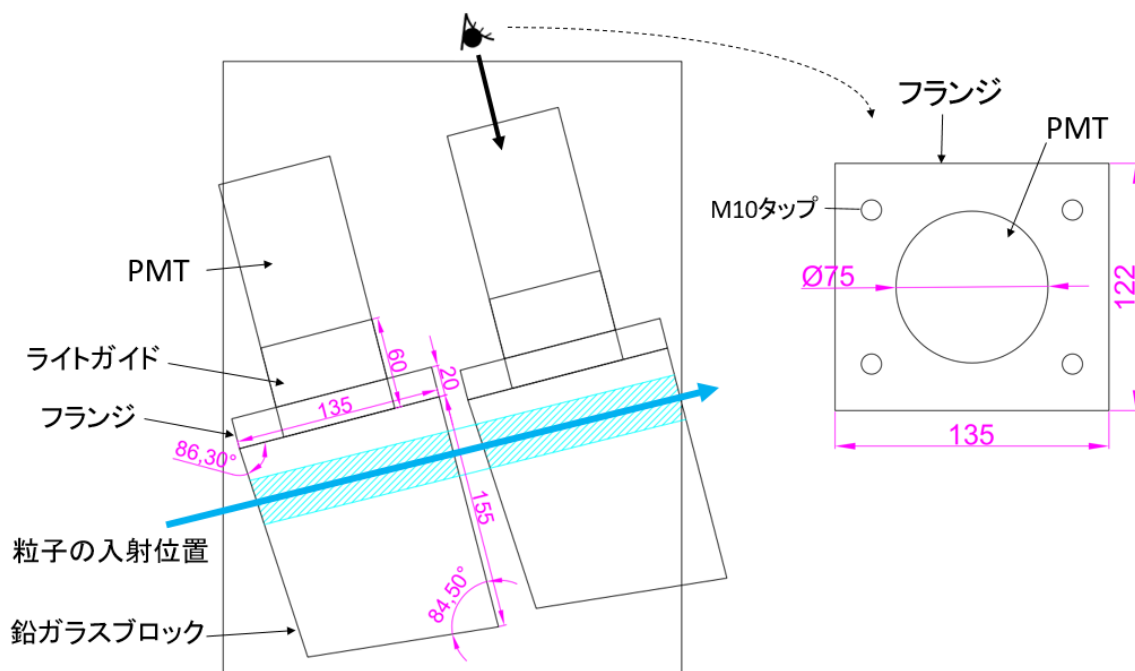


図 4.8: 性能評価に使用した LG の構成と寸法。

### 4.2.3 ガスチェレンコフ検出器

性能評価の対象である HBD と LG 以外で電子を識別する検出器として、2 台のガスチェレンコフ検出器 GC1、GC2 を使用した。図 4.9 に GC1、図 4.10 に GC2 の写真を示す。GC1 には窒素、GC2 にはイソブタンを加圧して封入し輻射体として用いる。またどちらも、チェンバー内で発生した光電子を鏡で一回反射したのち光電子増倍管 (PMT) で読み出す。GC1 は平面鏡、GC2 は放物面鏡を使用し集光する。光電子増倍管には、浜松ホトニクス製の Fine-Mesh PMT (R5543ASSY) を使用した。光電面の径は 3 インチであり、有感波長領域は 300–650 nm、量子効率 は 22% 程度である。今回のセットアップでは最大 500 Gauss 程度の磁場が生じている環境下で GC を使用するため、Fine-Mesh 型のダイノードをもつ PMT を使用した。表 4.3 に 2 台の GC について特性をまとめる。

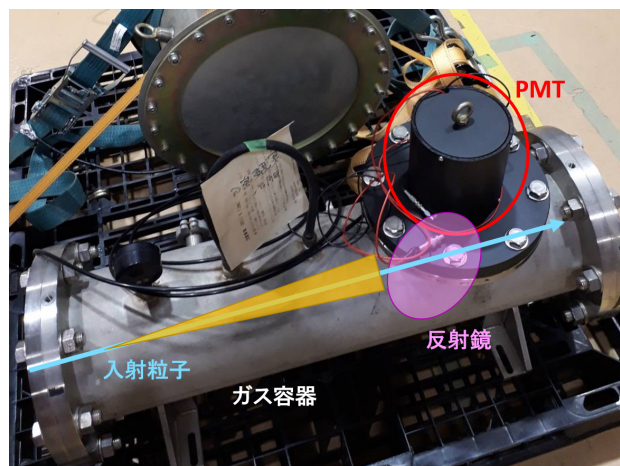


図 4.9: GC1 の写真。

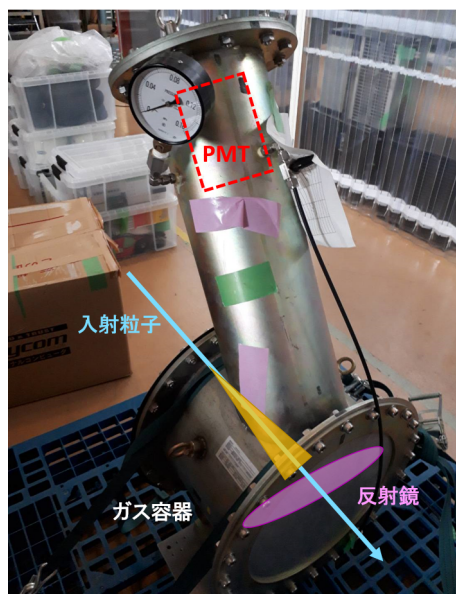


図 4.10: GC2 の写真。

表 4.3: ガスチェレンコフ検出器の特性。

	GC1	GC2
ガス	窒素	イソブタン
圧力 (差圧) [MPa]	0.35	0.008
屈折率	$1 + 1.24 \times 10^{-3}$	$1 + 1.49 \times 10^{-3}$
$\pi$ 中間子が光るしきい値運動量 [GeV/c]	2.8	2.6
輻射体の厚さ [mm]	600	250

#### 4.2.4 シンチレーションカウンター (飛跡検出)

前節で述べたように、GC で  $\pi$  中間子がチェレンコフ光を出すしきい値は 2.6 GeV/c 程度であり、それ以上の運動量をもつ粒子は識別ができない。また FM 電磁石による漏れ磁場が生じているため、荷電粒子はそれぞれのもつ運動量によって軌道を曲げながら検出器へ入射する。つまり、例えばターゲットを見込んで検出器を直線上に配置した場合、飛跡の曲率の小さい高運動量のものしか検出できない恐れがある。そこで、FM 電磁石によって生じた磁場中を運動する荷電粒子の飛跡を計算し、前方セットアップに入射する粒子の運動量分布の見積を行った。以下でこのシミュレーションを行った際の設定を説明する。以下、ビーム軸方向を  $z$  軸、鉛直方向を  $y$  軸、これらと直行する方向を  $x$  軸と定義している。

- 標的を含む  $xz$  平面内 (水平面) の二次元の運動を考える。
- FM 電磁石及びその周囲にある鉄遮蔽体等を考慮した計算磁場を、磁場シミュレータ TOSCA を用いて作成した [35]。ここではそのうち FM 電磁石中心から  $z$  軸 (ビーム軸) に沿って下流方向へ 0–4200 mm の領域の磁場の  $y$  軸方向 (垂直方向) の射影成分  $B_y$  のみを使用する。 $xz$  平面内における  $B_y$  は FM 中心からの距離  $r$  にしかよらないと仮定する。
- sanford-wang の経験式 [37] に従って、FM 中心で二次粒子を生成する。標的はすべて FM 中心にあると仮定する。
- $r = 10$  mm ごとに計算磁場を用いて粒子が飛ぶ角度を計算する。

図 4.11 にてこのシミュレーションの概要を説明する。また、 $r = 2$  m と  $r = 4$  m の場合における  $B_y$  の計算値を図中に示す。

シンチレーションカウンターを図 4.1 に示す 12 度の線に対して直線に設置した場合に検出される、 $\pi$  中間子の運動量分布を図 4.12 に示す。GC2 で  $\pi$  中間子が光る運動量しきい値は 2.6 GeV/c であり、このままではシンチレーションカウンターを通過した  $\pi$  中間子のほとんどは GC でチェレンコフ光を出すような高運動量のものになってしまう。そのため、シンチレーションカウンターは標的を見込んで直線上に設置するのではなく、ある程度角度をもって入射した粒子を検出できるように設置することにした。具体的な設置位置は先述のシミュレーションを用いて決定した。



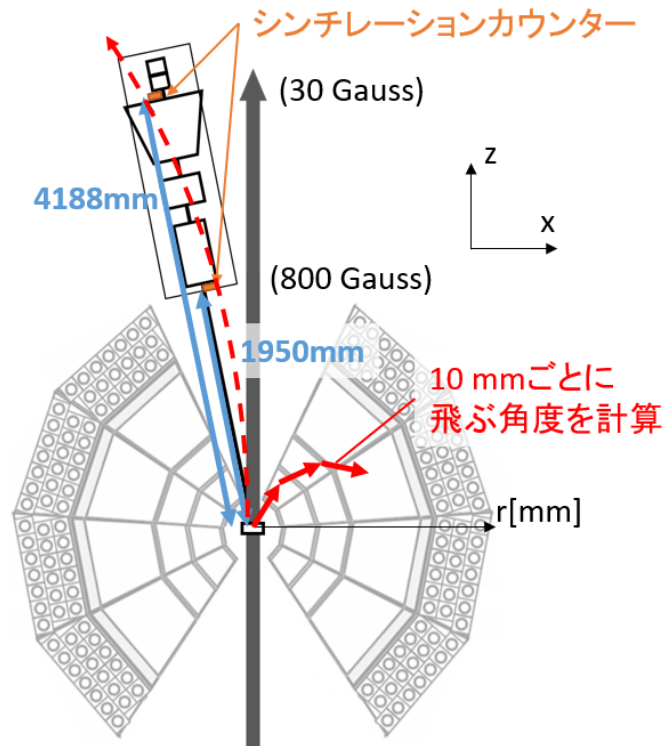


図 4.11: シミュレーションの様子を示す。赤線で示すように、10 mm ごとに計算磁場を用いて粒子が飛ぶ角度を計算する。z 軸上において、計算による  $B_y$  の値は、 $r=2$  m 付近で 800 Gauss、 $r=4$  m 付近で 30 Gauss 程度であった。

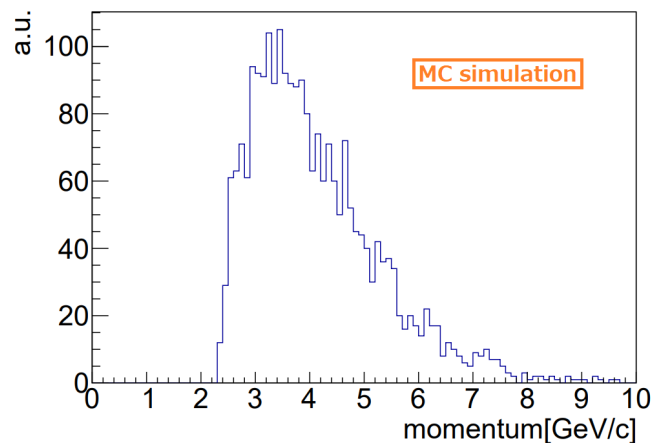


図 4.12: 前方セットアップに入射する  $\pi$  中間子の運動量分布。標的を見込んで直線上にシンチレーションカウンターを設置した場合。

ビーム強度や磁場の有無によってトリガーを変更できるように、図 4.13 に示す全 7 か所にシンチレーションカウンターを設置した。TS1-5 は 30-40 mm 平方、MS1、MS2 は 10 mm 平方のプラスチックシンチレータを用いる。またシミュレーションで導出した、前方セットアップで取得される  $\pi$  中間子の運動量分布を図 4.14 に示す。表記のシンチレーションカウンターをトリガーとして利用した場合において、左は磁場が印加されている場合、右は印加されていない場合に検出される想定運動

量である。磁場がある場合、入射粒子の軌道の曲率を選ぶことができ、結果として 1–3 GeV/c 程度の運動量の  $\pi$  中間子を選んで検出することが可能になると予想される。

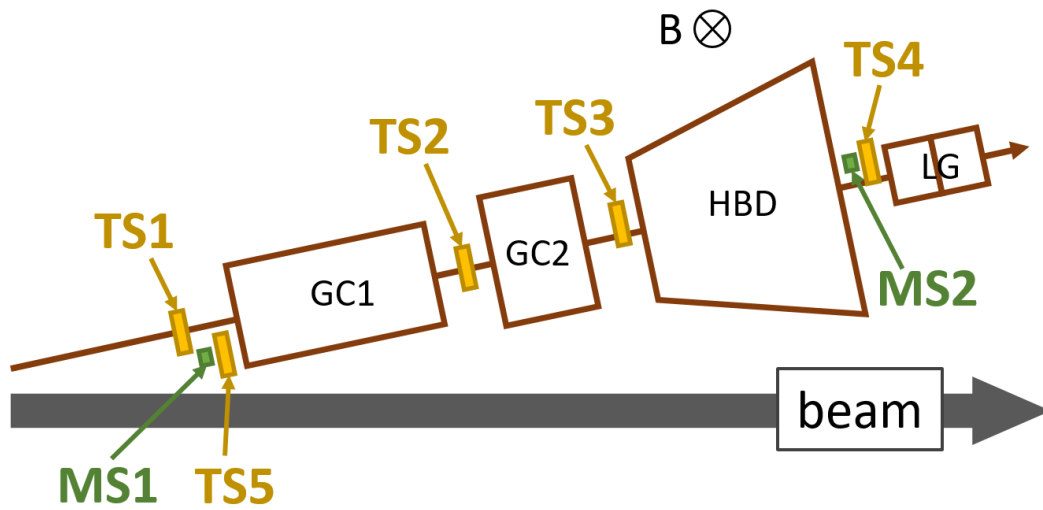


図 4.13: シンチレーションカウンターの配置。

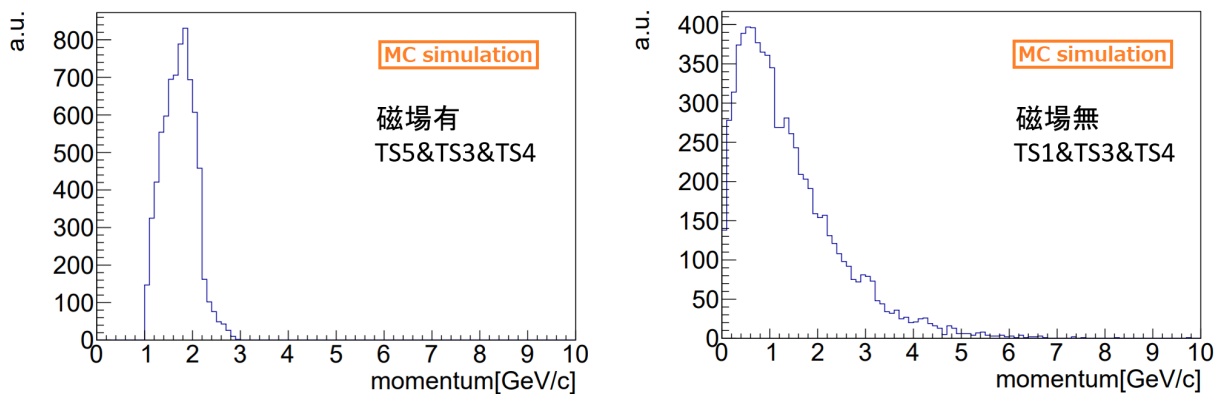


図 4.14: シミュレーションで導出した、前方セットアップに入射する  $\pi$  中間子の運動量分布。左は磁場が印加されている場合に TS5、TS3、TS4 をトリガーとして使用した場合の運動量分布である。右は磁場が印加されていない場合に、TS1、TS3、TS4 をトリガーとして使用した場合である。

### 4.3 読み出し回路

データ取得に使用したモジュールは、Peak Hold ADC(CAEN v785)、QDC (CAEN v792)、Multi Hit TDC (CAEN v1290)、DRS4QDC モジュールである。GC、LG、シンチレーションカウンターは DRS4 で波形情報、QDC で電荷積分値を取得し、さらに MHTDC で時間情報を取得した。これら 3 種類の検出器はすべて光電子増倍管で信号を読み出しており、信号は数 10 ns 程度の時間幅をもつ。HBD の信号読み出しには時定数が 10  $\mu$ s 程度と長いアンプを使用したため、PMT で読んだ他の検出器に比べて信号の時間幅が大きく、TDC の region of interest (ROI) に収まらないため PHADC で波高情報のみを取得した。

ビームタイム中は回路へアクセスが不可能となるため、遠隔操作でトリガーを変更できるように DRS4 を用いて図 4.15 のようなセットアップを構築した。DRS4 はディスクリミネータとしても使用することができ、入力したアナログ信号のうち任意の 2 チャンネルの NIM アウトプット信号を出することができる。NIM のコインシデンスモジュールと組み合わせてトリガーを生成し、それをもう一度 DRS4 にインプットとして入れ、DRS4 の NIM アウトを QDC、MHTDC、PHADC へトリガーとして入れる。このようにして、遠隔で DRS4 の NIM アウトを変更することで、回路へのアクセスなしにトリガーを変更することを可能にした。

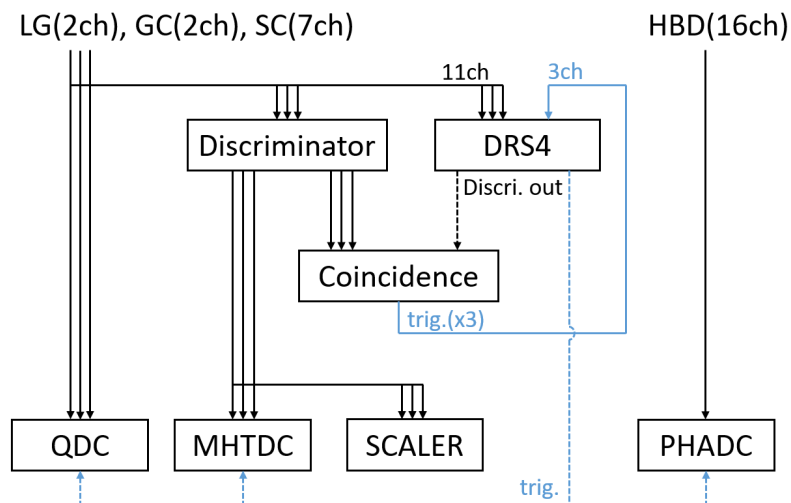


図 4.15: 読み出し回路のセットアップ。青線はトリガー信号、点線はリモート操作が可能な信号をそれぞれ示す。図中の SC はシンチレーションカウンタを表す。

## 第 5 章

# データ較正及びイベント選択

本性能評価実験における各検出器の応答を示し、データの較正を行う。本章最後に性能評価の具体的な方針を示す。

### 5.1 取得データの種類

データ取得は E16 実験スペクトロメータのコミッショニングと並行して行われたため、ビーム強度や FM 電磁石の状態は様々であった。表 5.1 に、この論文で使用したデータの取得状況についてまとめる。

表 5.1: この論文で使用しているデータの取得状況。

データ	ラン	データ取得時間	ビーム強度 [proton/spill]	FM 中心磁場 [T]	イベント数	トリガー
A	1173	2020/06/07 17:03-17:56	$1 \times 10^8$	0.6	20382	TS5&TS4
B	1264	2020/06/12 22:10-22:46	$1 \times 10^9$	0	109460	TS1&TS4
C	1307	2020/06/15 02:50-03:22	$1 \times 10^9$	1.8	7031	TS5&TS3&TS4
C	1308	2020/06/15 03:49-07:31	$1 \times 10^9$	1.8	46930	TS5&TS3&TS4
D	1318	2020/06/15 20:37-22:02	$5 \times 10^9$	1.8	36437	TS5&TS3&TS4
C	1368	2020/06/18 02:31-04:42	$1 \times 10^9$	1.8	21095	TS5&TS3&TS4
C	1377	2020/06/18 18:01-21:00	$1 \times 10^9$	1.8	36951	TS5&TS3&TS4

これらの取得データをビーム強度、FM 電磁石の磁場によって A~D の 4 種類のデータセットに分類する。今後の解析は主にデータ B、C に対して行い、ビーム強度の異なる A と D のデータは補助的に用いる。

### 5.2 各検出器の応答

#### 5.2.1 シンチレーションカウンター

表 5.2 に、シンチレーションカウンターの典型的なシングルレートを示す。

アクシデンタルコインシデンスを減らすために、データ B を用いた解析の際には TS1、TS3、TS4 の 3 つにヒットがあるという条件を要求した。図 5.1 に、データ B で取得された典型的なシンチレー

表 5.2: シンチレーションカウンターの典型的なレート。単位はすべて Hz。&は AND 条件を表す。シンチレーションカウンターの名前の横に大きさを記載している。単位は mm であり、横 × 縦。

data	D	C	B
ビーム強度 [proton/spill]	$5 \times 10^9$	$1 \times 10^9$	$1 \times 10^9$
FM 電磁石 中心磁場 [T]	1.8	1.8	0
TS1(40×45)	72964	18242	25388
MS1(10×10)	14840	3666	5000
TS5(30×30)	46663	11677	14796
TS2(50×40)	55745	14784	19003
TS3(30×30)	27399	6894	6957
MS2(10×10)	2301	571	580
TS4(30×30)	647	335	4143
TS1&TS4	-	-	495
TS5&TS3&TS4	23	10	-

シンチレーションカウンターの ADC 分布を示す。最小電離粒子 (MIP) によるランダウ分布が確認できる。

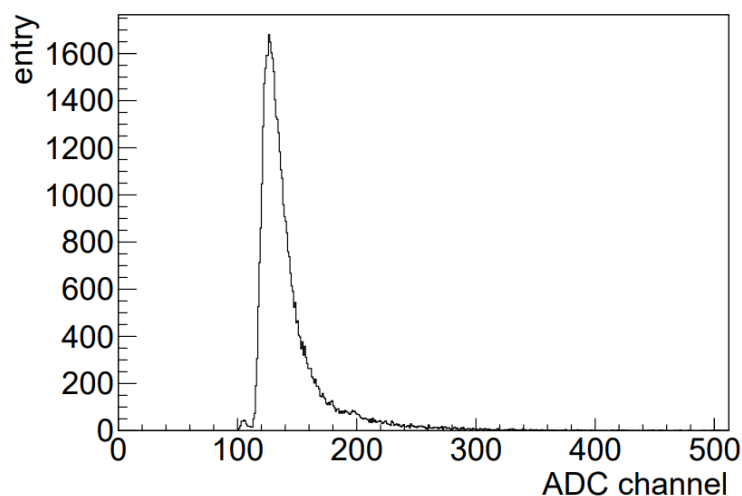


図 5.1: データ B (磁場が印加されていない場合) における、典型的なシンチレーションカウンター (TS3) の ADC 分布。

表 5.2 から、データ B とデータ C を比べて TS4 のシングルレートが 10 倍程度異なっていることが分かる。この理由として、磁場の影響により TS4 で使用している光電子増倍管の増幅率が低下したことが考えられる。図 5.2 右に示すように、磁場が印加されている場合 (データ C) の TS4 の ADC 分布は、ランダウ分布がディスクリミネータの設定しきい値で切れたような形をしており、増幅率の低下により分布の平均値が小さくなったためと考えられる。TS4 はトリガーとして使用していたため、しきい値を超えた粒子のみしかデータ取得が行われていない。これによって、シンチレーションカウンターでのエネルギー損失が大きい粒子を比較的多く集めるようにトリガーレベルでバイアスがかかってしまった懸念があるが、今回の評価を行う上で大きな問題にならないと考え、

データ C を性能評価に使用する。なお、TS4 より上流で使用したシンチレーションカウンターの読み出しには磁場に強い Fine-Mesh 型の PMT を使用しており、ゲインの低下は見られなかった。

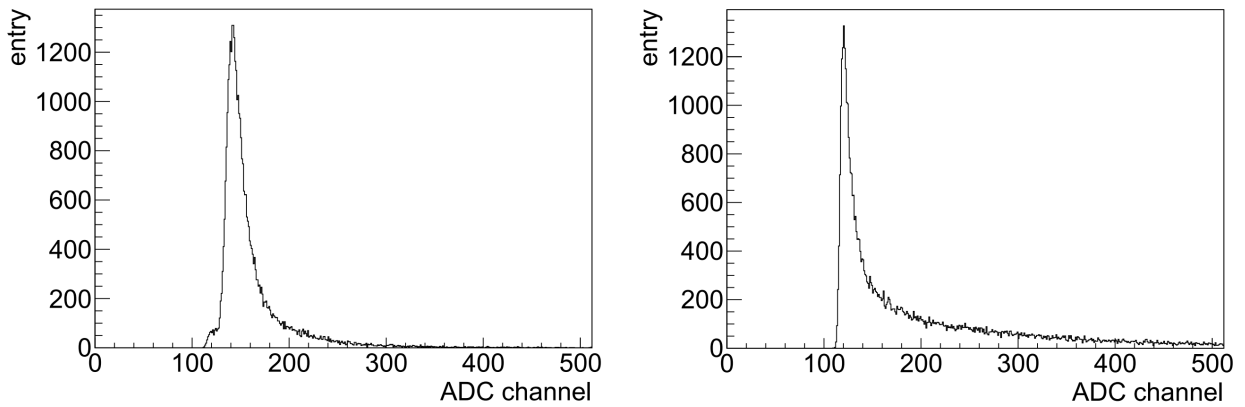


図 5.2: 左はデータ B (磁場印加無)、右はデータ C (磁場印加有) における TS4 の ADC 分布を示す。磁場の印加状況によって TS4 の ADC 分布に違いがみられる。

## 5.2.2 ガスチェレンコフ検出器 (GC)

データ B における典型的な GC1、GC2 の ADC 分布を図 5.3 に青のヒストグラムで示す。また図 5.3 に、HBD と LG を用いて電子を選んだ場合の ADC 分布を赤のヒストグラムで示す。電子が 2 台の GC で電荷量の大きな信号を残していることが確認できる。

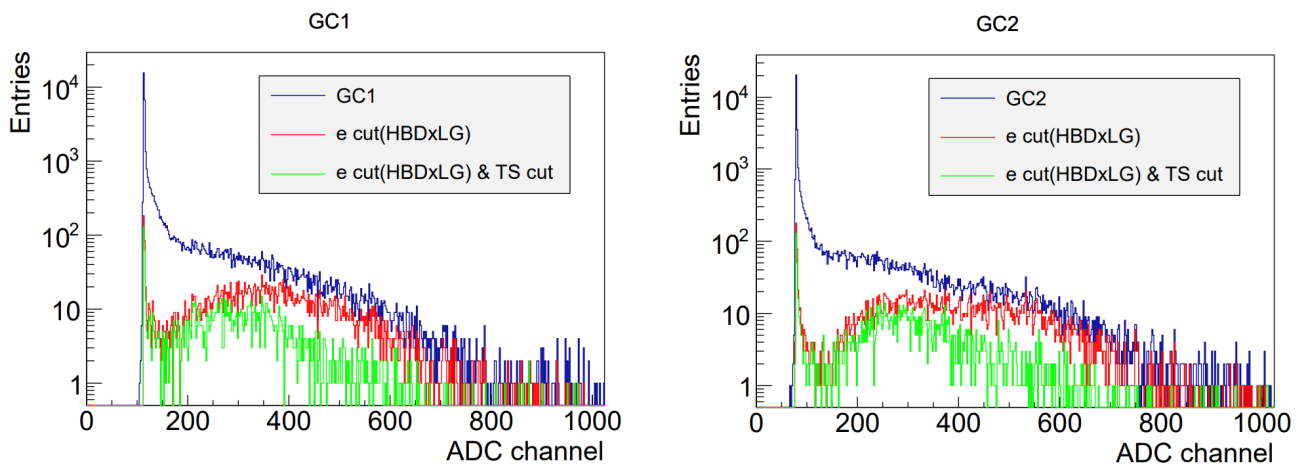


図 5.3: GC1、GC2 の ADC 分布。HBD と LG で電子を選んだイベントを赤で、さらに TS1、TS2、TS3 でシングルヒットを要求したイベントを緑で示す。

また同じ電子のイベントに対して TS1 の ADC 分布を図 5.4 の右に示す。ここで横軸は、ADC チャンネルの値からペDESTAL を差し引いたものである。図 5.4 において、HBD と LG で電子を選ぶと、ADC の 200–250 チャンネルあたりに二番目のピークが現れる。一番目のピークに比べ、このピークは光量が約 2 倍となっていることから、2 つの荷電粒子が同時に入射したイベントによるものであると考えられる。TS1、TS2、TS3 でこのダブルヒットの山をカットする条件をかけた場合 (TS

カット) の GC の ADC 分布は、図 5.3 の緑のヒストグラムで示すように、電子のピークの中で信号が小さいイベントが残る傾向が窺える。このことから、このダブルヒットはどちらも電子であることが推定できる。TS1 でダブルヒットが見えていることから、ターゲットで生じたガンマ線が電子対生成をおこし、電子と陽電子が同時に前方セットアップに入射したものと推測される。以降の解析ではサンプルに対して TS カットを行い、荷電粒子が同時に二個検出器に入るイベントを除く。

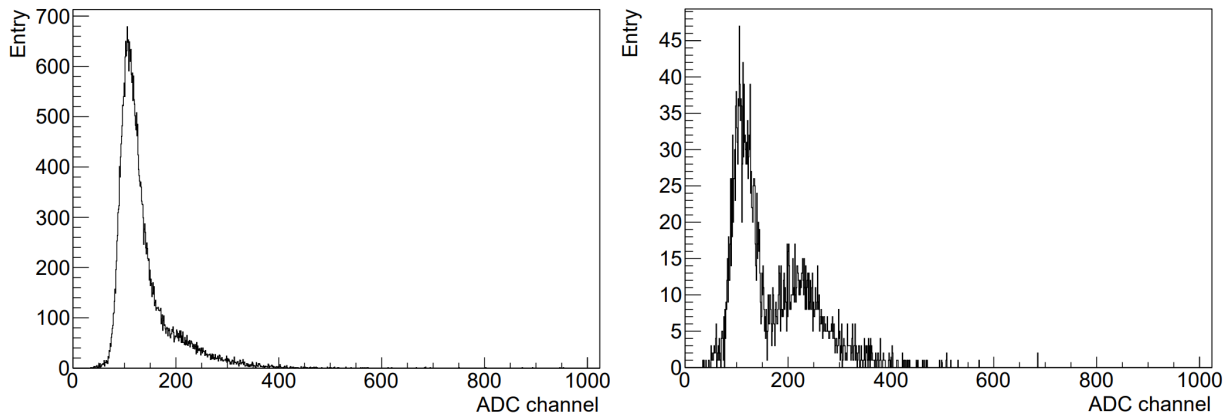


図 5.4: 左に TS1 の ADC 分布、右に、HBD と LG で電子を選ぶカットをかけた場合の TS1 の ADC 分布を示す。横軸は、ADC チャンネルからペDESTAL を差し引いた値である。

図 5.5 に GC1 と GC2 の ADC 分布の相関を示す。右のヒストグラムでは TS カットを行っている。電子のシングルヒット、ダブルヒットに対して二つの GC 間に相関があることが確認できる。

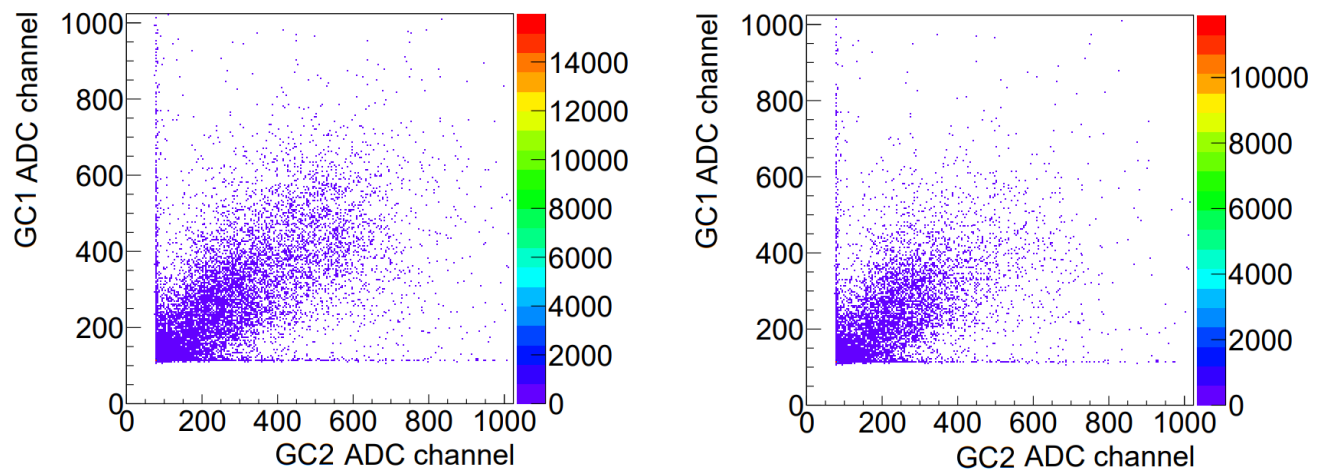


図 5.5: GC1 と GC2 の ADC 分布の相関。左は TS カットを行う前、右は行った後の分布である。

データ C における GC の応答の考察は付録 B にて行っている。

### 5.2.3 HBD の応答

#### パッドごとの応答

HBD のオペレーションは、リバースバイアス (RB)  $-50 \text{ V}/4\text{mm}$  にて行った。トリガーに用いたシンチレーションカウンターと HBD パッドの位置関係を図 5.6 に示す。またデータ B における HBD16 チャンネル分の信号の PADC 分布を図 5.7 に示す。RB でメッシュに吸収しきれなかった  $\pi$  中間子の分布が、ランダウ分布のテールとして確認できる。特にシンチレーションカウンターとアクセプタンスの大部分が共通するチャンネル 2 のパッドにおいて、 $\pi$  中間子のテールをつくるイベントが多いことが確認できる。

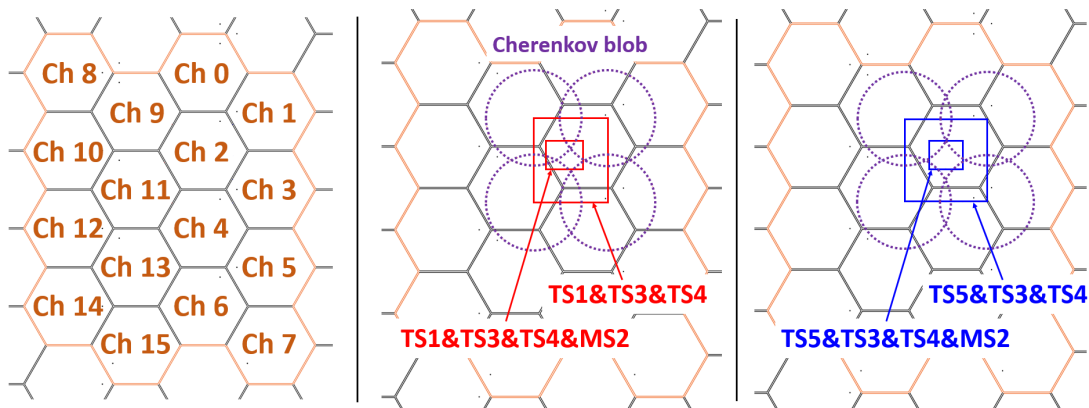


図 5.6: 図左に、ビームに乗って HBD のパッドを見たときのチャンネルの割り当てを示す。中央、右はトリガーごとの粒子のヒットポジションを示す。

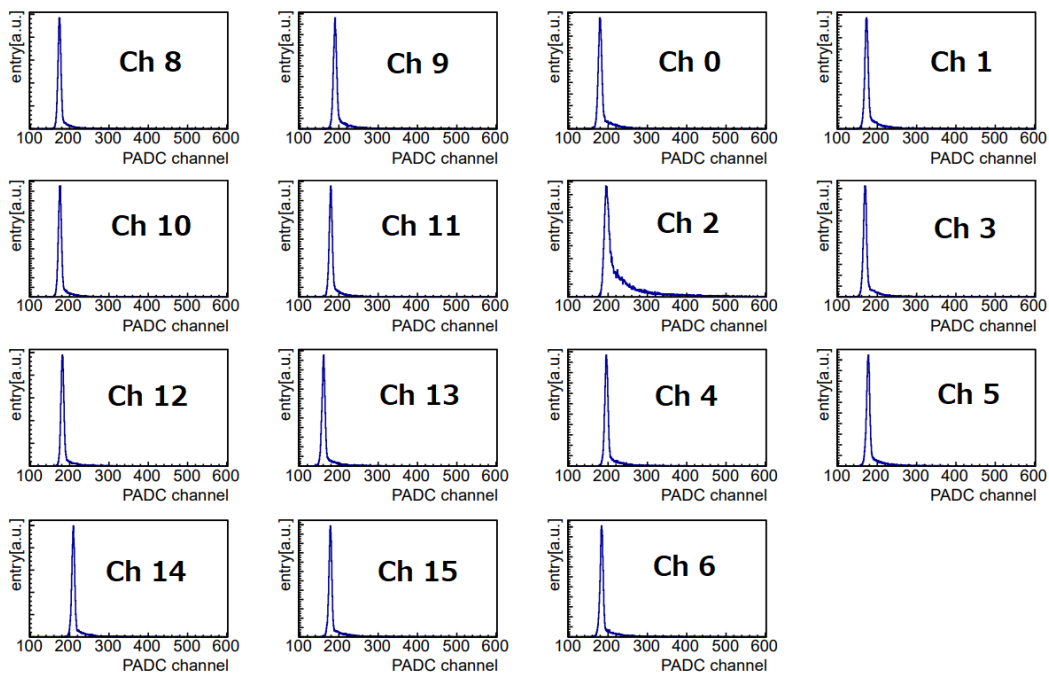


図 5.7: HBD を RB でオペレーションしたときの各パッドにおける信号の ADC 分布。



また図 5.7 から、シンチレーションカウンターから離れた位置にあるパッドでも信号を検出していることが分かる。これはアクシデンタルに検出された粒子によるものと考えられる。

今後 HBD の性能を評価する際に各パッドの信号の足し算を行うが、このとき上述のアクシデンタルに検出された粒子が ADC 分布へマルチヒットとして与える影響は 1 パッドのみの信号を考えている場合より大きくなる。特に  $\pi$  中間子に対してはもともとの光量が少ないため、相対的にマルチヒットの影響は大きくなる。今回の性能評価は手持ちの読み出し回路を使用してデータ取得を行ったため、時定数の大きいポストアンプを使う必要があり、結果としてマルチヒットの影響が大きくなってしまったが、実機は波高ではなく波形情報を取得し、信号も数 10 ns 程度であるため、信号のパイルアップによる  $\pi$  中間子除去性能が悪化する効果は今回の測定より小さいと考えられる。具体的に性能へ与える影響は、6.1.2 節、8.3 節で考察を行う。

### 増幅率の補正（ランの統合）

HBD は信号の波高で粒子識別を行う検出器であるので、信号の増幅率を各チャンネル、ランで較正しておくことが重要である。今回取得したデータは、すべてのチャンネルの信号を 1 つの GEM スタックから読み出しているため、各パッドにおける信号増幅率は同じであると仮定し、データ取得を行った時刻による増幅率の違いを考察する。

増幅率の時間変化を引き起こすものとして、以下の 2 つの要素が考えられる。

- 増幅に使用するガスの圧力と温度 (P/T)
- GEM のチャージアップによる増幅電場の変化

一般にガス検出器では、電離電子の増幅率はガスの密度に依存するため、増幅率は温度や圧力の変化に敏感である。CF<sub>4</sub> における増幅率の圧力・温度依存性 (P/T 依存性) は、具体的には PHENIX 実験にて調べられており [26]、図 5.8 に示すように P/T の値が増えるにつれて増幅率は指数関数的に減少する傾向が知られている。

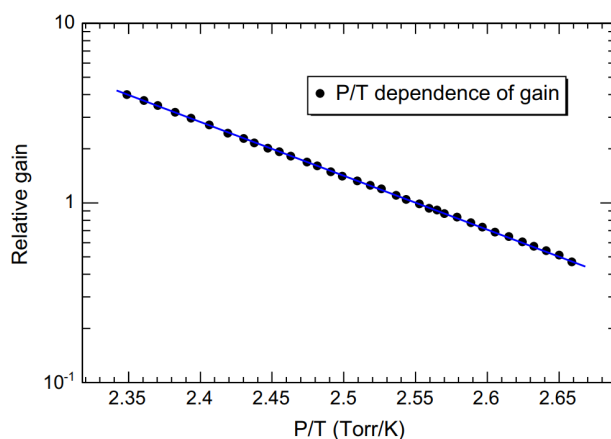


図 5.8: PHENIX 実験にて測定された、CF<sub>4</sub> を増幅ガスとして用いた際の増幅率の圧力・温度依存性 [26]。

また GEM に特徴的な現象として、チャージアップによる増幅電場の変化も生じうる。チャージアップは電離されたイオンや電子が GEM 電極間の絶縁体 (カプトン) を帯電させ、実効的な増幅電場が変化する現象である。一般に GEM では増幅電荷量が増えるほど増幅率は増大し、チャージアッ

プが完了すると増幅率の変動が見られなくなる傾向があり、E16 実験に使用する GEM においてもこの傾向は確認されている。

GEM の増幅率の絶対値を把握するため、ビームタイム期間に X 線源である  $^{55}\text{Fe}$  線源を使用して増幅率測定を行った。 $^{55}\text{Fe}$  線源による 5.9 keV の特性 X 線は  $\text{CF}_4$  中で光電効果により 110 個の一次電子を生じさせる。FB (フォワードバイアス) の電圧印加で一次電子を GEM へ誘導し、ピーク位置を電子 110 個として増幅率の絶対値を導出する。ビームタイムの合間に  $^{55}\text{Fe}$  線源を 12 時間照射し続け、増幅率の時間変化を測定した。線源を照射している際の HBD の ADC 分布を図 5.9 に、測定した増幅率の時間変化を図 5.10 に示す。ここでは各時刻における増幅率に P/T の補正を入れているため、図 5.10 に見られる増幅率の時間変動はチャージアップによるものと推定される。時間が経つにつれて増幅率は増加していき、12 時間で約 2 倍となっている。ただし増幅率の時間変動の程度や速度は、単位時間あたりの増幅電荷量に関係するため、ビームタイム中のチャージアップと線源によるチャージアップを一概に比較することはできない。

そこで今回の取得データに対する補正として、増幅率の絶対値については、データ取得の前後に線源を用いて測定した値を平均して導出した。異なる日に取得したデータを統合するためには、各ランごとに増幅率の相対値が必要となるが、それはビーム中の電子に対する ADC 分布や、同じくビーム時に FB で取得した荷電粒子のランダウ分布を用いて補正を行った。

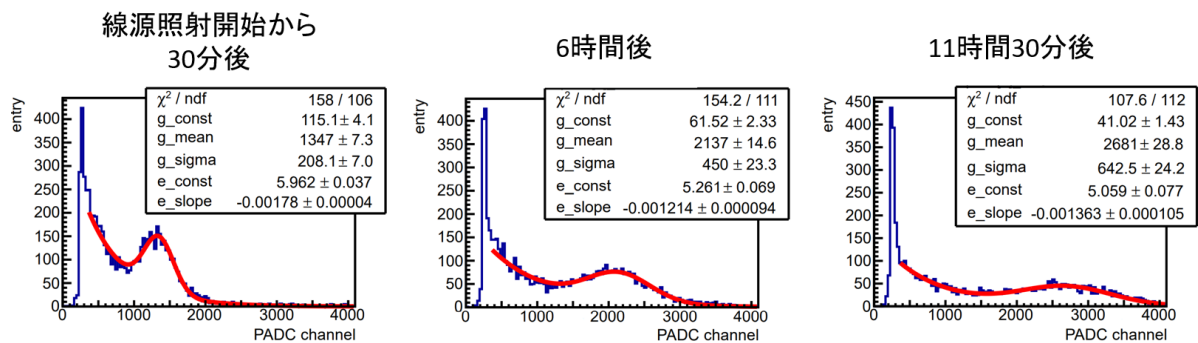


図 5.9: ゲイン測定時の ADC 分布。ガウス分布と指数関数分布でフィッティングしている。時間の経過につれて、鉄線源によるピーク位置の推移が見られる。

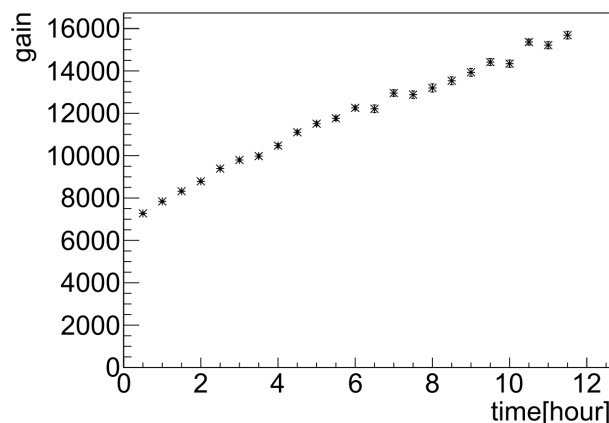


図 5.10:  $^{55}\text{Fe}$  線源を当て続けたときの GEM の増幅率の推移。

## 5.2.4 LG の応答

### 波形解析

LG のデータは、DRS4 QDC モジュールを用いて波形情報を取得した。DRS4 で取得した典型的な波形を図 5.11 に示す。横軸はサンプリング数であり時間軸に対応する。DRS4 では 960 MHz でサンプリングを行うため、ここでの 1cell は 1.04 ns に相当する。縦軸はデジタルアナログコンバータのチャンネルであり、電圧値に対応する。今回使用したモジュールにおいて、1 チャンネルはおよそ 0.39 mV 相当である。

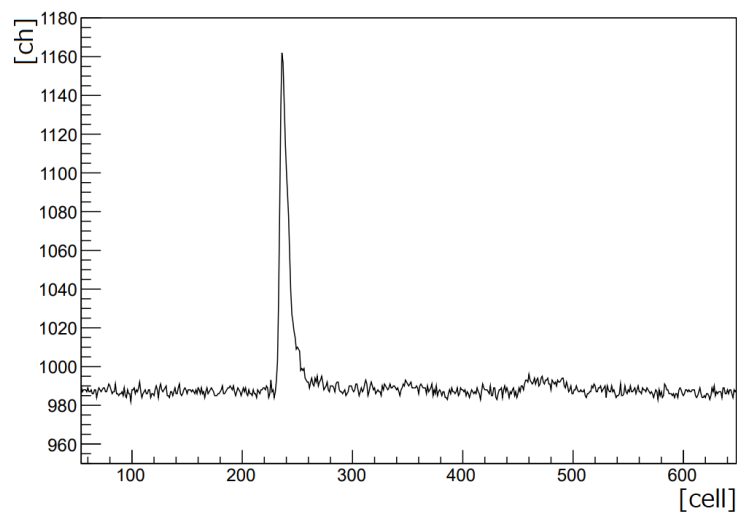


図 5.11: DRS4 で取得した、PMT 出力の典型的な波形。

波形から電荷量の積分値を導出する方法を以下に示す。

1. 200–300 cell の間で、電圧の最大値（ピーク値  $V_p$ ）を探す
2. ピーク値における cell の値 ( $x_p$ ) に対して、100–30 cell 前の領域で電圧値の平均値を計算し、その値をベースライン ( $V_b$ ) と定義する
3. ( $x_p - 30$ ) から ( $x_p + 50$ ) の cell の領域にて、電圧値とベースライン  $V_b$  の差を足しあげて積分値とする

図 5.12 にて上記の積分値導出方法を説明する。このテスト実験は高レート環境で行われており、信号のパイルアップが懸念される。特に上記の解析方法を利用するにあたって、例えば図 5.13 に示すように 200 cell の直前に信号があった場合は、ベースラインを間違えた結果積分値は小さくなってしまう。このようなイベントを除くために、LG を用いた解析を行う際は図 5.14 に示すようなベースラインの値によるカットをかける。

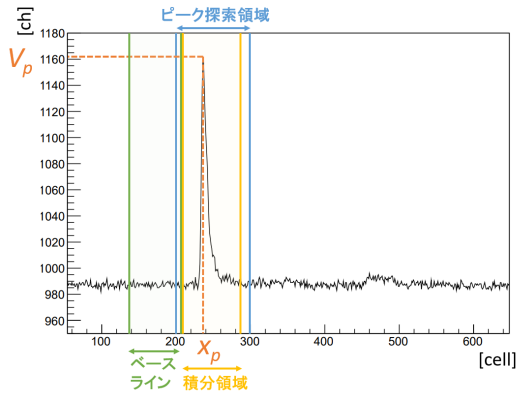


図 5.12: 積分領域の定義。

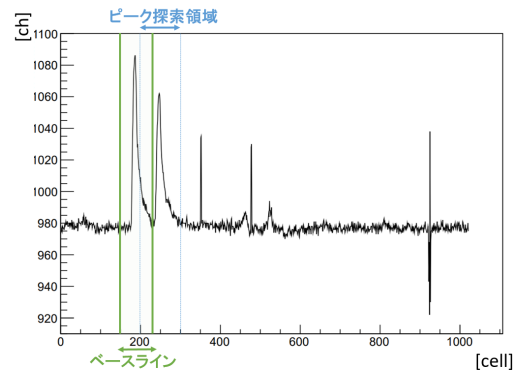


図 5.13: ベースラインと積分値を間違える例。

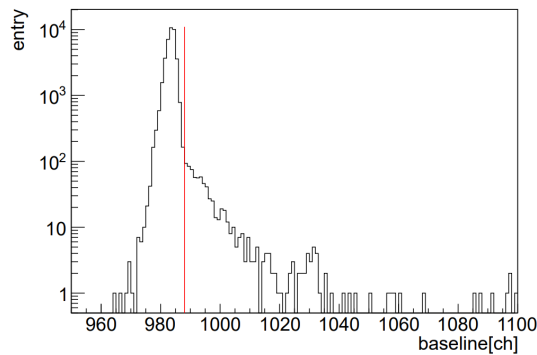


図 5.14: LG のベースラインの値。赤線で示す 988 チャンネル以上の領域は、図 5.13 のようなベースラインを間違えているイベントである可能性があるため除く。

この方法で得た LG の電荷量分布を図 5.15 に示す。ここではデータ B を使用している。pA 反応によって生じた荷電粒子のほとんどは  $\pi$  中間子であり、 $\pi$  中間子は鉛ガラスブロック中でチェレンコフ光を放出する。E16 実験で使用する LG のように PMT の光電面に対して平行に  $\pi$  中間子が入射した結果、電荷量の分布は高い領域にテールをひくようなピーク構造になることが過去のテスト実験で確認されている。今回取得したデータでもこの分布が確認できた。

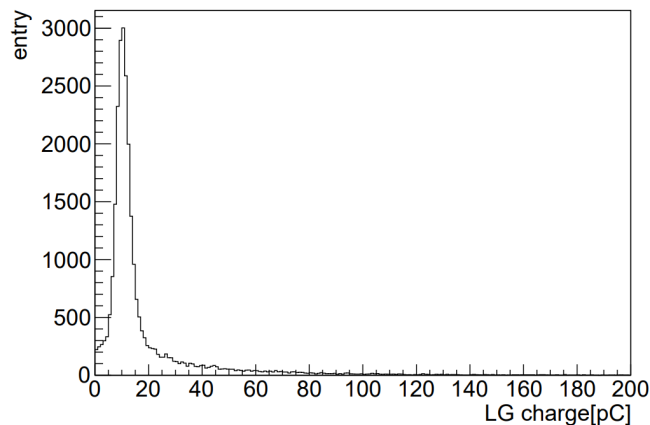


図 5.15: 今回の実験で取得した、荷電粒子に対する LG の応答。

### 5.3 性能評価の方針

本実験における評価項目は、HBD と LG 間の  $\pi$  中間子に対する応答の相関、例えば HBD で誤認した  $\pi$  中間子に対して LG の誤認率を評価することである。ここでは、HBD と LG においてあるしきい値を設定した場合に、実際に測定される総合性能は単独性能の積から予想される値に対してどの程度異なっているかという点に注目して考察を行う。この性能評価の考え方を図 5.16 に示す。

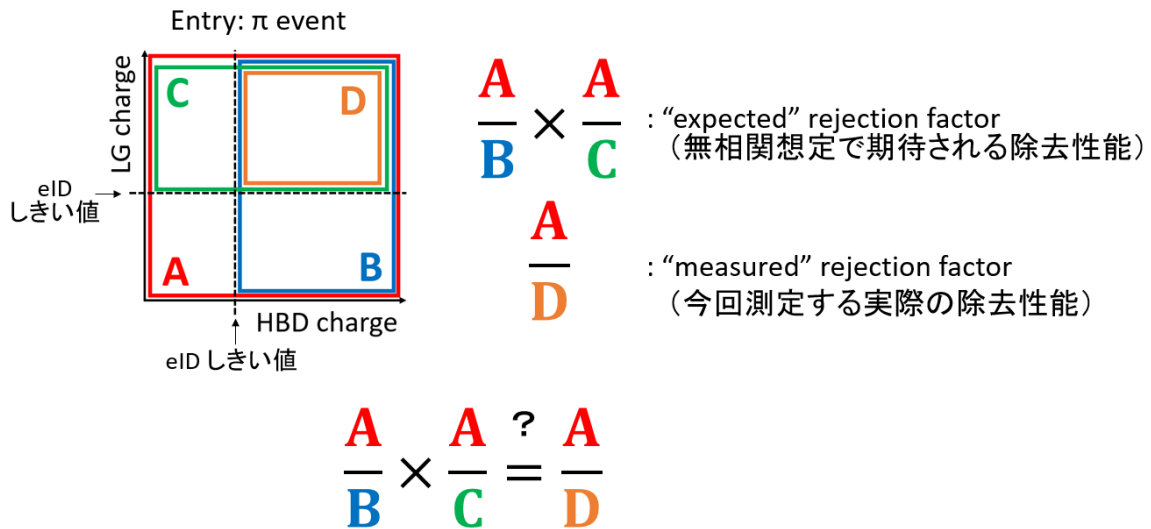


図 5.16: 本論文で行う性能評価の方針。

しきい値設定としては、実際に E16 実験でオペレーションを行うしきい値付近で評価がなされるべきである。今回は特に以下の 2 つに着目した。

- オンラインレベルの想定電子検出効率を満たすしきい値
- オンラインレベルの想定  $\pi$  中間子除去率を満たすしきい値

オンラインレベルの性能で、HBD は電子検出効率 68% であるしきい値に対して  $\pi$  中間子除去率は 98%、LG では 0.4 GeV/c の電子を 90% 検出するしきい値に対して、 $\pi$  中間子除去率は 90% と評価されている。ただしこれは pA 反応で生じた粒子をスペクトロメータで識別するときの想定性能であり、今回の性能評価を行ったセットアップで直接比較して良い数字ではない。例えば HBD の性能には入射角依存性があるため、今回のセットアップのように光電面に対してほぼ垂直に入射した粒子のみのデータを取得すると、実機全体の性能より良くなるはずである。また LG の応答には運動量依存性があるため、一律でしきい値をかけた場合の  $\pi$  中間子除去性能は  $\pi$  中間子の運動量分布に強く依存する。

そこでまず、HBD と LG における電子の応答を確認し、今回のセットアップにおける a) のしきい値と b) のしきい値の関係を明らかにする。今回のセットアップの状況を考慮したうえで、過去のテスト実験で確認された性能と比較を行う。その後、a)、b) のしきい値設定時における  $\pi$  中間子に対する応答の相関を確認する。

a) のしきい値を求めるためには、HBD と LG における電子の応答を知る必要がある。HBD に対

しては、このセットアップの HBD テスト機で取得した電子の分布を使用して検出効率を導出する。LG の電子の応答には運動量依存性があるため、今回のセットアップで取得した電子の運動量について次章で議論する。電子検出効率のしきい値依存性を導出する際は、過去に K1.8 ビームラインにて測定された運動量が明らかになっている  $\pi$  中間子と電子による発光量を参照しゲイン調整を行い、電子に対する応答は過去の測定によるものを使用する。よって今後の性能評価は以下の二段階で行う。

1. HBD と LG における電子検出効率の評価
2. HBD と LG の  $\pi$  中間子除去性能の総合評価

1 については第 6 章で、2 については第 7 章にて評価する。

## 第 6 章

# 電子識別性能の評価

本章では、次章にて背景事象の総合性能を評価する際に参照として用いる、HBD と LG における電子検出効率のしきい値依存性の導出を行う。

### 6.1 HBD の応答

5.2.3 節でもふれたように、今回の測定では時定数の大きなポストアンプを使用したため高レート環境でデータ取得を行う際に信号パイルアップやマルチヒットの影響が大きいことが懸念される。特に電子より信号が小さい  $\pi$  中間子に対して、パイルアップやマルチヒットが除去性能に与える影響は大きい。

そこで図 6.1 左で示す粒子の通過位置に基づいて、電子に対しては 9 パッド、 $\pi$  中間子に対しては 2 パッド分の信号を足した分布を考えた。電子に対してはチェレンコフ光の広がりを見逃すパッドについて足しあげ、 $\pi$  中間子に対してはできる限り少ないパッド数で読み出すことでマルチヒットの影響を抑えるために、10 mm 平方のシンチを用いて粒子の軌道を制限し、2 パッド分に落ちた信号を考える。電子に対しては広い面積を読み出す分、マルチヒットの影響を多く含むため電子検出効率を過大評価をしていることになるが、この影響については 6.1.2 節で評価する。

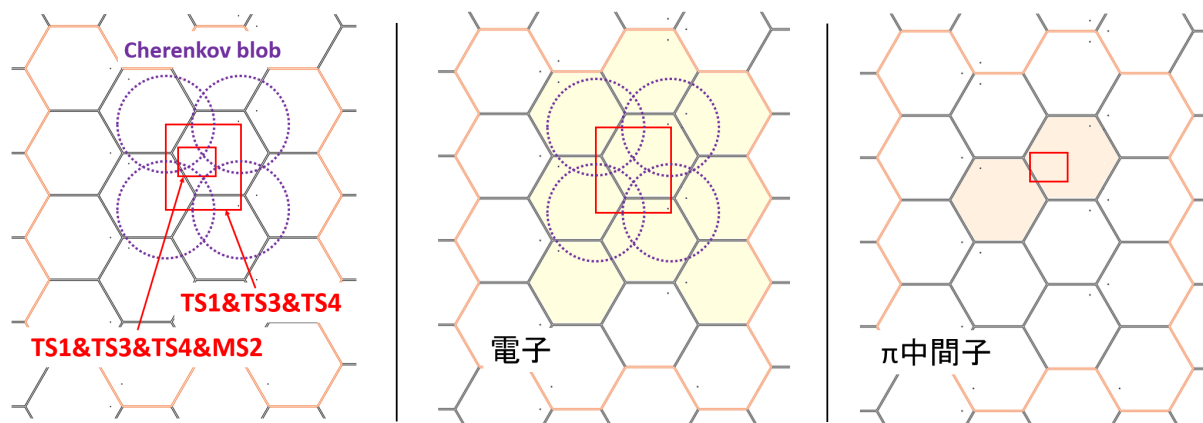


図 6.1: 左に、シンチレーションカウンターを通過した粒子の、HBD パッドにおけるヒットポジションを示す。中央、右にそれぞれ電子、 $\pi$  中間子の性能評価の際に足しあげるパッドを示す。

図 6.2 に、HBD における  $\pi$  中間子と電子に対する典型的な応答を示す。ここではデータ B を使用している。横軸は 5.2.3 節に示した方法で光電子数に換算している。縦軸は、ヒストグラムの面積が 1 となるようスケールしている。 $\pi$  中間子のイベントは GC1 と GC2、電子のイベントは GC1、GC2、LG を用いて選別している。GC1、GC2、LG において  $\pi$  中間子と電子を選ぶしきい値を図 6.3 に示す。

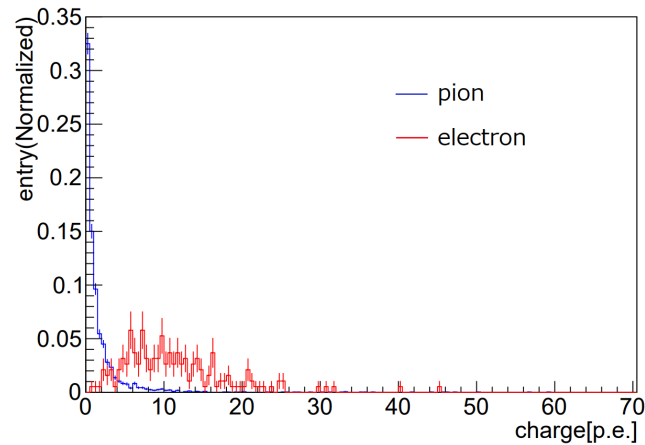


図 6.2: 電子と  $\pi$  中間子に対して、HBD で検出した光電子数分布。電子を赤のヒストグラムで、 $\pi$  中間子を青のヒストグラムで示す。

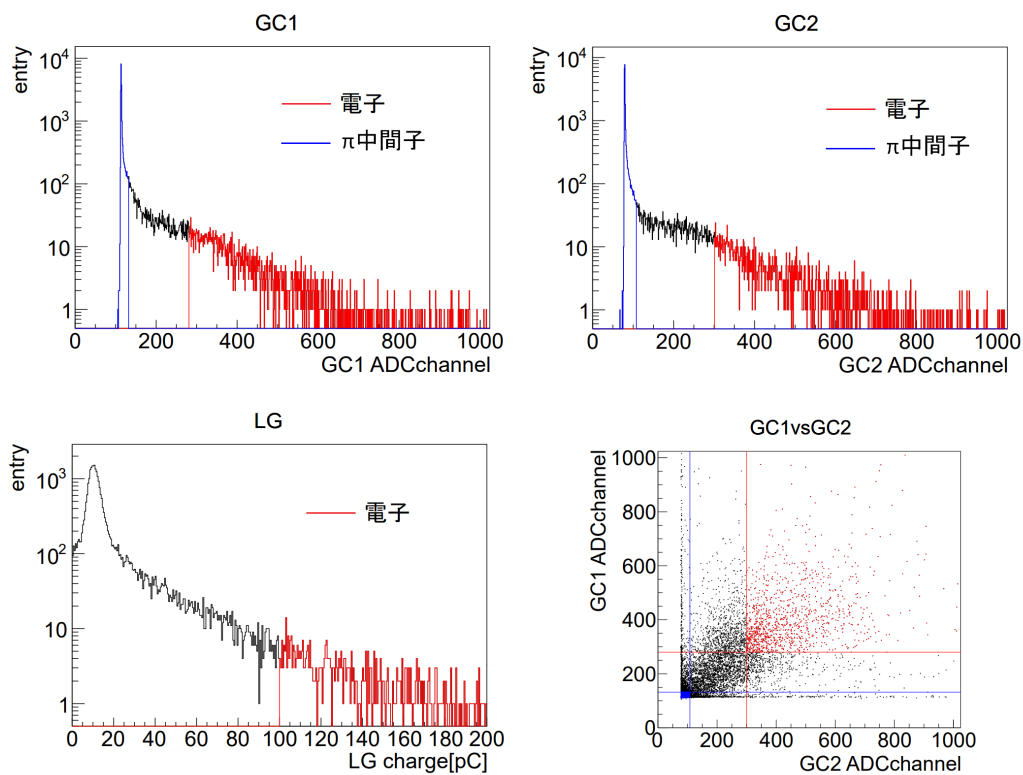


図 6.3: GC1、GC2、LG において、電子と  $\pi$  中間子を選ぶしきい値。左上は GC1、右上は GC2、左下は LG の ADC 分布であり、電子を選ぶカットを赤のヒストグラムで、 $\pi$  中間子を選ぶカットを青のヒストグラムでそれぞれ示す。右下は GC1 と GC2 の ADC 分布の相関である。



図 6.2 より、GC2 台と LG で電子と判定したイベントに対して、HBD でチェレンコフ光を検出できていることが確認できる。以降で図 6.2 に示す電子分布を用いて、HBD における電子検出効率を導出する。電子サンプルの選び方については 6.1.1 節で、電子に対する電荷分布の形の詳細な検討は 6.1.2 節で行う。

### 6.1.1 電子サンプルの純度

電子のイベントは GC2 台と LG を用いて選別を行ったが、その中には誤認した  $\pi$  中間子が含まれている可能性がある。また 5.2.2 節で説明したように、電子がダブルヒットしたイベントの混入も懸念される。この節では、まず GC1、GC2、LG で電子を選ぶしきい値決定方法を示したのちに、そのしきい値で選んだ電子サンプルに含まれる  $\pi$  中間子の割合の評価、及び電子ダブルヒットの割合の評価を行う。

#### GC1、GC2、LG で電子を選別するしきい値

図 6.4 に、図 6.1 の中央に示す HBD9 パッドで検出した電荷分布を示す。

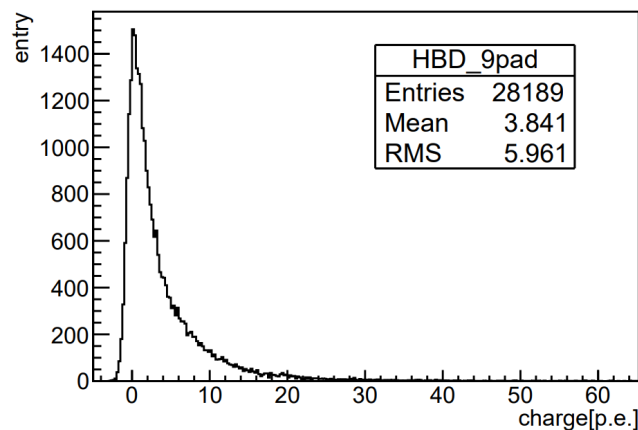


図 6.4: HBD9 パッドで検出した電荷量分布。

図 6.4 は全イベントに対する分布であり、ここから GC1、GC2、LG を用いて電子を選ぶカットをかけていく。GC1 で電子を選ぶしきい値を徐々に上げていく過程の、HBD の電荷量分布の変化を図 6.5 に示す。図 6.5 左は GC1 の ADC 分布を示している。GC1 で電子を選ぶカットを行った場合の HBD における電荷量分布を図 6.5 の右に示す。このように GC1 で電子を選ぶしきい値を徐々に上げていく場合における、HBD の電荷量分布の平均値の推移を図 6.6 左に示す。GC のしきい値を上げるほど  $\pi$  中間子のイベントが落ち電子のイベントが残るため、HBD における電荷量分布の平均値は増加していくと期待される。さらに GC のしきい値が十分高くなると、今度は電子の検出効率が低下し、HBD の分布における平均値の増加は抑制されると予想される。この傾向は実際に図 6.6 にて確認できる。図 6.6 に示す平均値変動を参考に、3 台のカットによって残る電子の統計量も考慮しながら、GC1、GC2、LG の ADC、ADC 及び電荷量のしきい値をそれぞれ 280 ch、350 ch および 100 pC と設定した。これは図 6.3 に示したしきい値と同一である。本来なら HBD の電子に対する分布の形の変化によって十分高いしきい値を選ぶべきであるが、取得データの中の電子のイベントは少

なく統計量との兼ね合いからこのような方法でしきい値を設定した。このしきい値設定によって作成した電子サンプルの純度について以下で評価を行う。

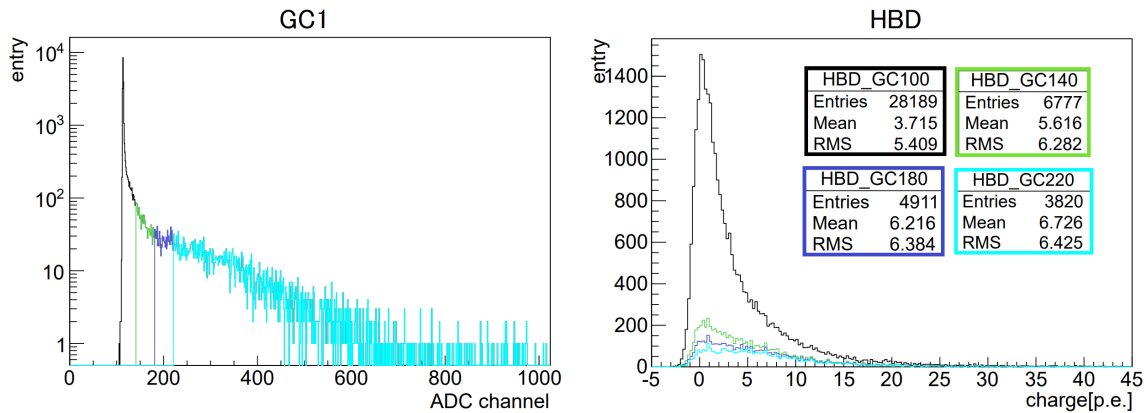


図 6.5: 左に GC1 の ADC 分布、右に HBD の ADC 分布を示す。それぞれのヒストグラムは、GC1 で電子を選ぶしきい値を設定したときの、HBD における電荷量分布である。

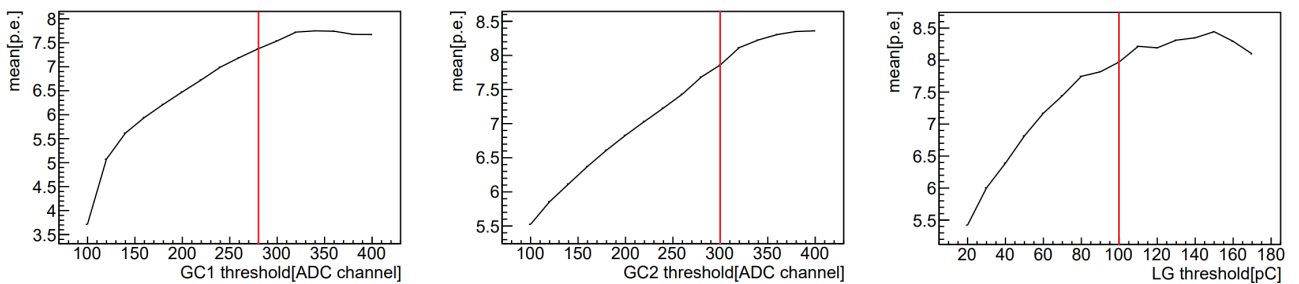


図 6.6: GC1、GC2、LG それぞれで電子を選ぶしきい値（横軸）と、そのしきい値設定における HBD 電荷量分布の平均値（縦軸）の関係。電子サンプルを作る際に採用したしきい値を赤線で示す。

### 電子サンプルに対する $\pi$ 中間子混入率の評価

ここでは、上記しきい値で選んだ電子サンプルに含まれる  $\pi$  中間子の数の評価を行う。上記しきい値で電子を選ぶと、全サンプル数 28189 個のうち電子サンプルの数は 190 個 ( $N_e$ ) であった。この 190 個に対して  $\pi$  中間子の混入がどの程度であるかを知るためには、以下の 2 つの値を知る必要がある。

1. GC1、GC2 及び LG それぞれに対して上記しきい値を設定した際の、 $\pi$  中間子除去率 ( $R_3$ )
2. 全サンプル数 28189 個 ( $N_{tot}$ ) の中に含まれる  $\pi$  中間子の数  $N_\pi$

電子サンプルの数  $N_e$  の中に含まれる  $\pi$  中間子の数は、 $N_\pi \times R_3$  で導出される。 $R_3$  を求めるためには  $\pi$  中間子のサンプルが必要であるが、その際に GC1、GC2、LG の 3 台の情報を使うことはできない。HBD のみを用いて  $\pi$  中間子を定義し、GC1&GC2&LG における  $\pi$  中間子除去率  $R_3$  を導出する。具体的には、図 6.4 に示す HBD で測定した電荷量が 1 p.e. 以下のイベントを  $\pi$  中間子と定義する。HBD1 台のみで  $\pi$  中間子を定義することは電子の漏れ込みが懸念されるが、たとえあったと

しても GC2 台と LG の  $\pi$  中間子除去率  $R_3$  が悪くなる方向に影響するため、電子サンプルに含まれる  $\pi$  中間子の数の上限値を知る上では、サンプルに電子の混入があっても問題ない。 $N_\pi$  を導出するためには、サンプル中に含まれる電子と  $\pi$  中間子の比率を知る必要があるが、ここでは  $N_\pi < N_{\text{tot}}$  であるので上限値として  $N_\pi$  の代わりに  $N_{\text{tot}}$  を使用する。 $R_3$  は、二項分布の統計誤差を考慮して上限値が 0.027% と求められる。 $N_{\text{tot}}$  は 28189 であるので、電子サンプルに含まれる可能性のある  $\pi$  中間子の個数の上限値は  $N_{\text{tot}} \times R_3 = 7.6$  個と導出される。これより電子サンプル  $N_e = 190$  個に対して最大 4% の  $\pi$  中間子の混入があると評価した。

### 電子サンプルに対する、電子ダブルヒットイベントの割合の評価

続いて電子のダブルヒットについて評価を行う。5.2.2 節でみたように、電子のダブルヒットはシンチレーションカウンターの ADC 分布にみられるダブルピークにて確認できた。そのためこの章で示している HBD の電子検出効率を評価する際には、シンチレーションカウンターの ADC 分布を用いて、光量が 2 倍あるイベントをカットしている。

図 6.7 に TS1 の ADC 分布を示す。この分布は、GC1、GC2、LG で電子を選ぶカットを行ったイベントに対するものである。この分布に対して、MPV が 2 倍異なる二種類のランダウ分布を足した関数でフィッティングを行う。電子サンプルを選ぶ際に、TS1 の ADC の値 (図 6.7 に示す横軸の値) が 173 チャンネル以下であることを条件と設定した。このとき、173 ch 以下に残るダブルヒットのイベントの数から電子サンプルへの混入率を導出すると、 $5.1 \pm 1.7\%$  であると見積もられた。

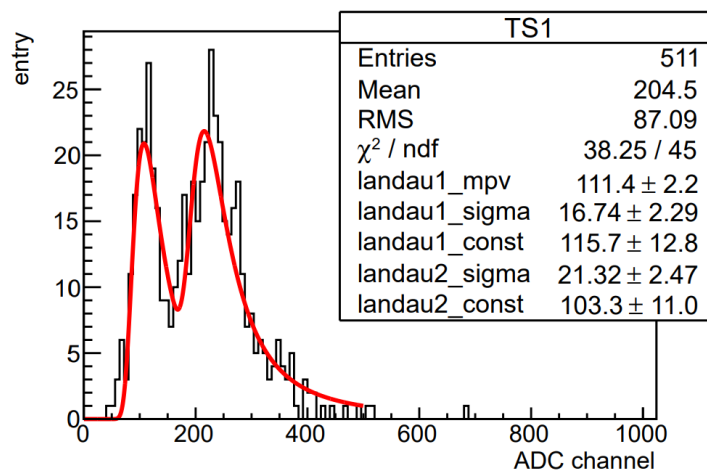


図 6.7: TS1 の ADC 分布。GC1、GC2、LG で電子を選ぶカットをかけている。2 種類のランダウ分布の和でフィッティングを行った。

### 6.1.2 電子検出効率におけるマルチヒットの影響

以下で今回得られた HBD の電子に対する ADC 分布の考察を行う。

HBD でチェレンコフ光を検出する過程は、光電面における光電子への変換と、GEM による電子増幅の二つに分けられる。検出できるチェレンコフの光電子数はポアソン分布、ガスで増幅する数はポリヤ分布となることが知られており [39]、実際にパッドで検出される分布は、ポアソン分布、ポリ

ヤ分布、及びノイズによるガウス分布を畳み込んだ分布となる。さらに今回のセットアップで取得したデータでは、複数パッドの信号を足しているためマルチヒットの影響が加えられる。

ポアソン分布の平均値は、4.2.1 節でもふれたように量子効率の測定から  $12.8 \pm 3.2$  と予測されている。またポリヤ分布の確率密度関数を以下に示す。

$$p(n) = \frac{(1 + \theta)}{\Gamma(1 + \theta)\bar{n}} \left[ (1 + \theta)\frac{n}{\bar{n}} \right]^\theta \exp\left(- (1 + \theta)\frac{n}{\bar{n}}\right) \quad (6.1)$$

ここで  $\bar{n}$  は電子増幅率の平均値、 $n$  は電子増幅率である。 $\theta$  はポリヤ分布のパラメータであり、PHENIX 実験で使用された HBD では 0.38、E16 実験における先行研究では 0.4 程度の値となる [26][29]。

またマルチヒットの影響は、シンチレーションカウンターから離れた位置にあるパッドの応答により確認する。図 6.1 に示すように、10 mm 角のシンチレーションカウンターである MS2 のヒットを要求すると粒子の軌道を絞ることができ、さらに  $\pi$  中間子であることを要求するとチェレンコフ光の広がりによる信号の誘起を除くことができるため、電子の応答を確認する際に足しあげたパッドにおける、粒子が来なかった場合の応答を見ることができる。図 6.1 中央で示す 9 パッドから、図 6.1 右で示す 2 パッドを除いた 7 パッド分 (図 6.8 の左) を足した分布を図 6.8 の右に示す。このとき、先述したように MS2 で粒子の軌道を制限し、さらに GC2 台で  $\pi$  中間子とされたイベントを選んでいる。つまりこの分布はトリガーを要求した粒子がアクセプタンスへ入らない HBD7 パッド分の応答を示しているといえる。

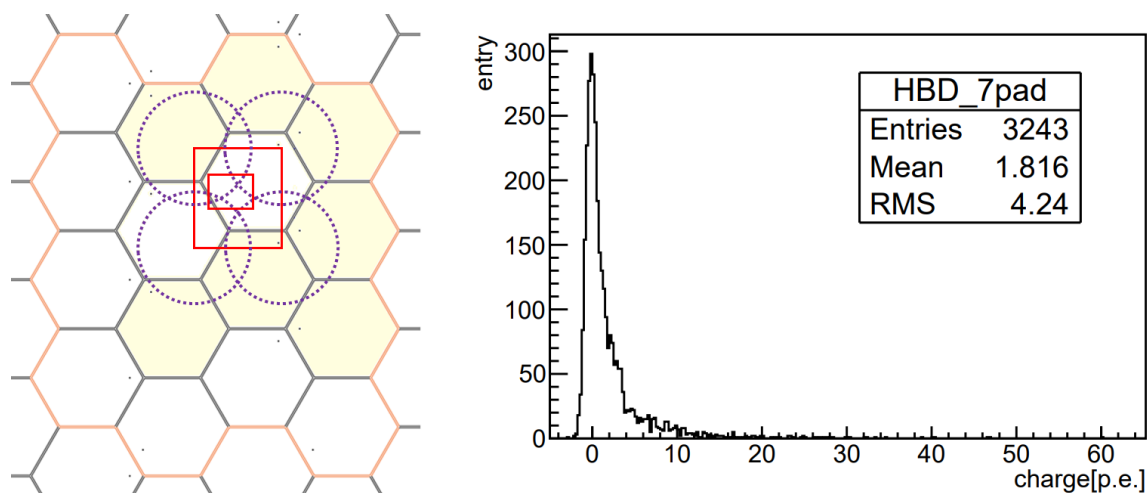


図 6.8: 図左に色付きで示す 7 パッド分の信号を足し合わせた分布を図右に示す。10mm 角のシンチレーションカウンターで軌道を制限し、さらに GC で  $\pi$  中間子と判定したイベントのみを表示している。0 に立つペダスタルの他に正の領域にテールがみられ、これはマルチヒットによるものと考えられる。

今回検出効率を評価した際は 9 パッド分の信号を使用したため、ここではこの分布を横軸方向へ 9/7 倍し、その分布をマルチヒットの影響とみなすことにする。

検出光子数を求めるため、ポアソン分布、ポリヤ分布、図 6.8 で示すマルチヒットを考慮するための分布の 3 つを畳み込み、ポアソン分布の平均値  $\lambda$  をパラメータとして、測定で得られたヒストグラムに対してフィッティングを行った。ここでポリヤ分布の変数  $\theta$  は、PHENIX 実験にて測定され

た値である 0.38 を用いた。図 6.9 に測定によって得られた光電子数分布とフィッティングによって得られた分布を示す。フィッティングの結果、平均検出光子数は  $8.9 \pm 1.0$  と求められた。

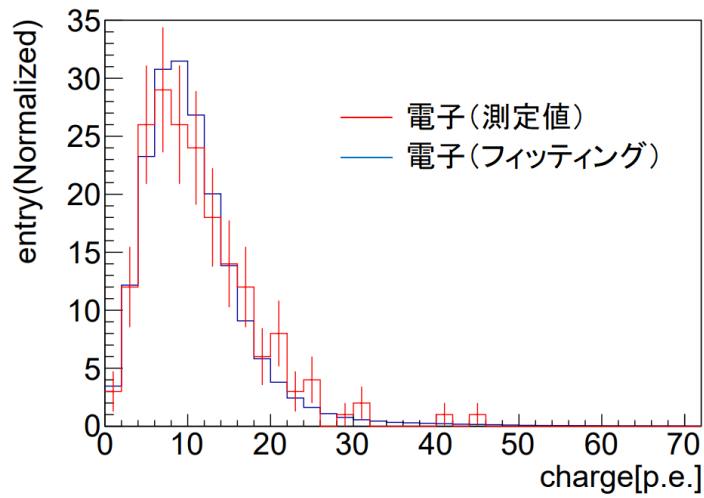


図 6.9: 測定で求めた電子の分布を赤のヒストグラムで示す。光電子の発生分布（ポアソン分布）の平均値をパラメータとして、フィッティングを行ったあとのヒストグラムの青で示す。

### 6.1.3 HBD の電子検出効率

前節で導出した平均光子数を用いて、この HBD における、マルチヒットの影響のない理想的な電荷量分布を導出した。この応答を図 6.10 に示す。

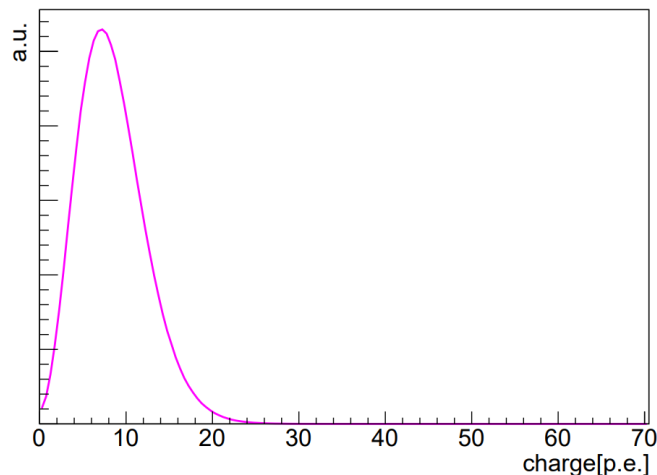


図 6.10: 今回使用した HBD テスト機における、電子に対する理想的な応答。

図 6.10 に示す理想的な分布から導出した電子検出効率を図 6.11 にマゼンダの線で示す。赤のプロットは、今回の測定で得られた電荷量分布から導出した電子検出効率である。2 つの検出効率の乖離は、マルチヒットの影響の有無によるものである。

次章にて  $\pi$  中間子除去率を評価する際は、ここで導出した想定電子検出効率（図 6.11 マゼンダの

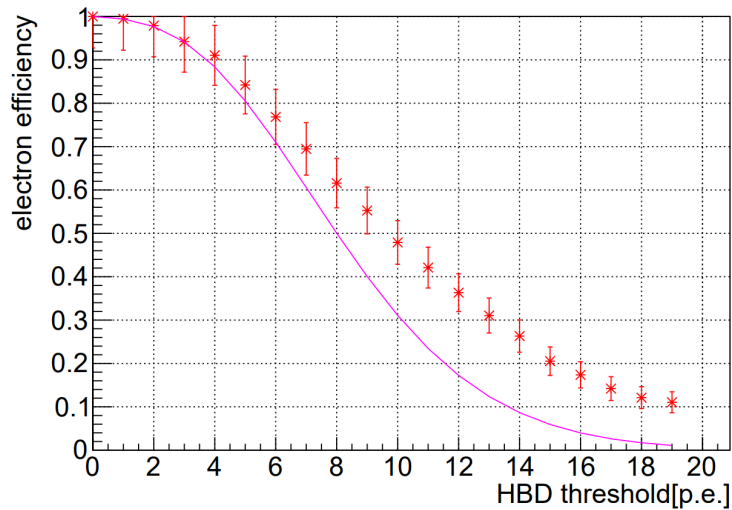


図 6.11: 測定によって得られた HBD の電子検出効率を赤点で示す。また、マルチヒットの影響を考慮した分布を除いた場合の電子検出効率をマゼンダの線で示す。

線) を参照として用いる。

## 6.2 LG の応答

LG における、電子と  $\pi$  中間子に対する典型的な応答を図 6.12 に示す。ここでデータセットとして、5.1 節に示すデータ A を使用している。 $\pi$  中間子のイベントは GC1 と GC2、電子のイベントは GC1、GC2、HBD で識別している。GC1、GC2、HBD におけるしきい値を図 6.13 に示す。 $\pi$  中間子、電子によるピークを確認できる。

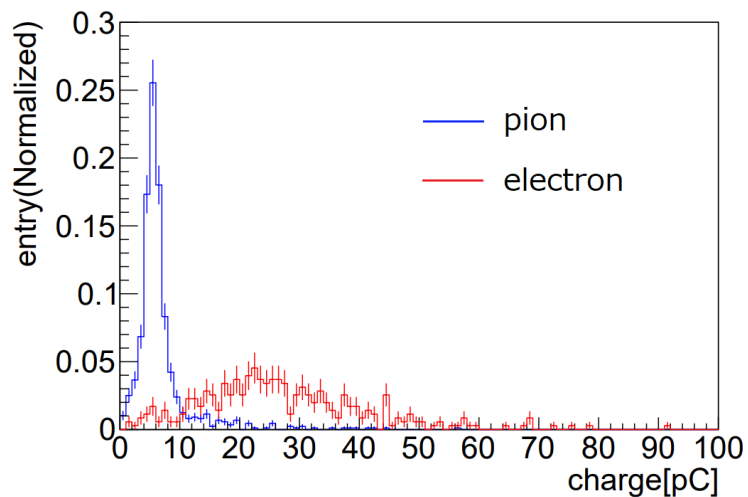


図 6.12: 電子と  $\pi$  中間子に対して LG で検出する電荷量分布。電子の分布は赤のヒストグラム、 $\pi$  中間子の分布は青のヒストグラムで示す。

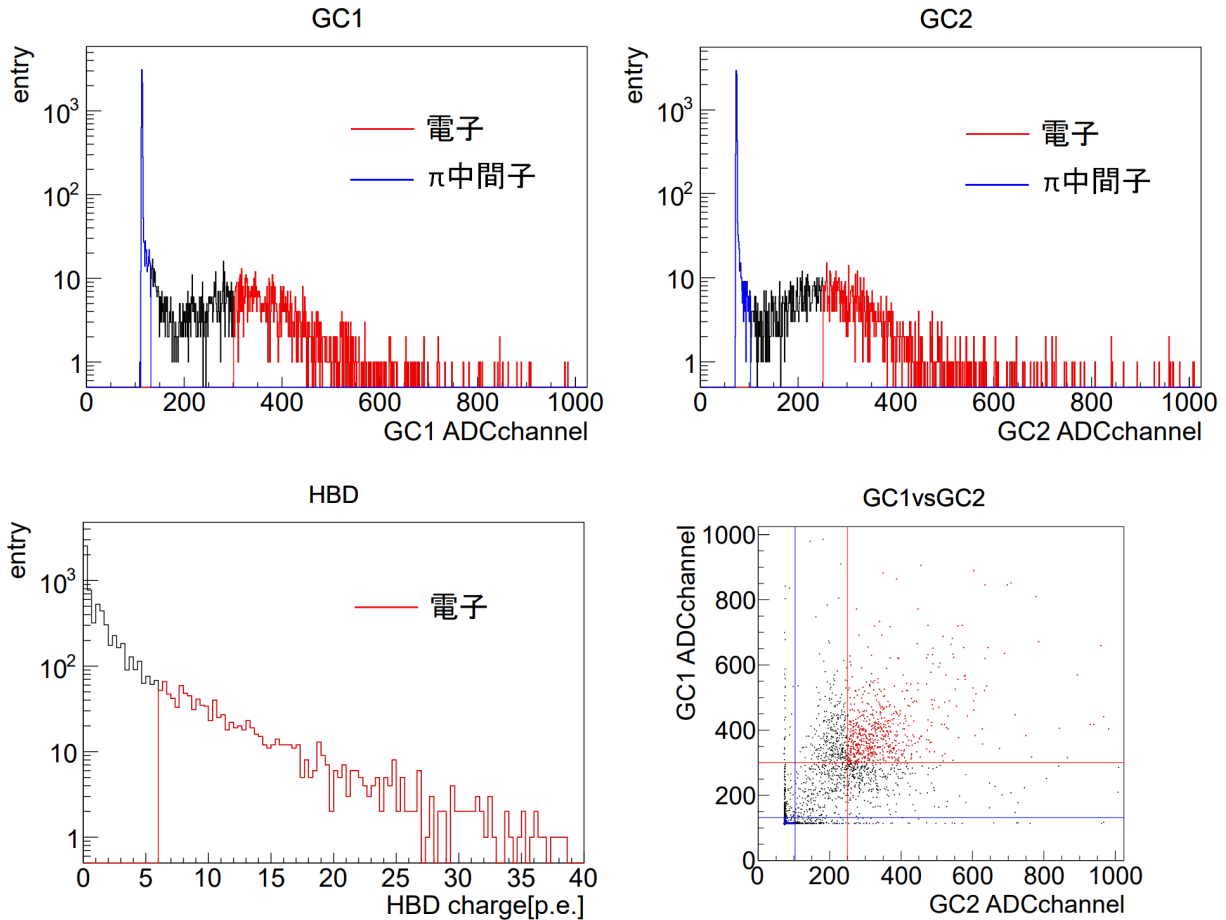


図 6.13: GC1、GC2、HBD において、電子と  $\pi$  中間子を選ぶしきい値。左上は GC1、右上は GC2 の ADC 分布であり、電子を選ぶカットを赤のヒストグラムで、 $\pi$  中間子を選ぶカットを青のヒストグラムでそれぞれ示す。右下は GC1 と GC2 の ADC 分布の相関である。左下は HBD の検出電荷量であり、電子を選ぶカットを赤のヒストグラムで示す。

### 6.2.1 取得データにおける運動量領域

図 6.14 に電子と  $\pi$  中間子に対する LG の発光量の運動量依存性を示す（再掲）[34]。

図 6.15 に、データ A を取得したときに前方セットアップで検出される粒子の運動量分布の予想値を示す。

この分布は 4.2.4 節で説明しているように  $\pi$  中間子に対して評価したものであるが、磁場中でシンチレーションカウンターにより軌道を制限しているため、どの荷電粒子に対しても同程度の運動量を選ぶことができていると考える。ここで電子の運動量分布が図 6.15 に従うと仮定し、今回のセットアップにおける電子に対する LG の応答を予想する。 $\pi$  中間子と電子の光量比は図 6.14 に示す応答に従うとし、カロリメータの分解能は過去に東北大学電子光理学研究センター（ELPH）で行った  $0.4 \text{ GeV}/c$  の電子に対する性能試験の結果を用いて、このセットアップで LG で検出される電子の電荷量分布を導出した。結果を図 6.16 に青のヒストグラムで示す。また、電子に対して実際に得られた電荷量分布のデータを赤の点で示す。

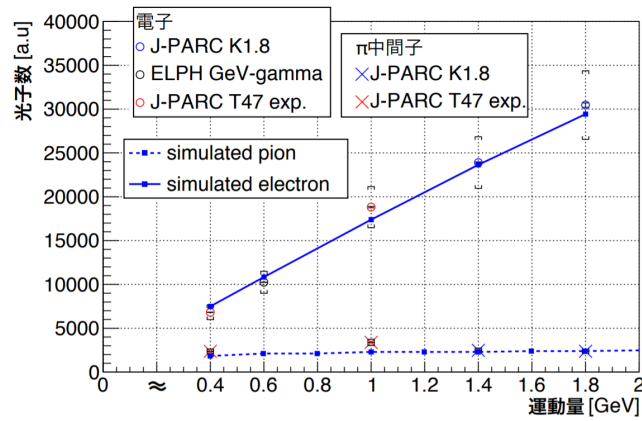


図 6.14: LG の電子と  $\pi$  中間子に対する発光量の運動量依存性 [34]。(図 3.8 の再掲)

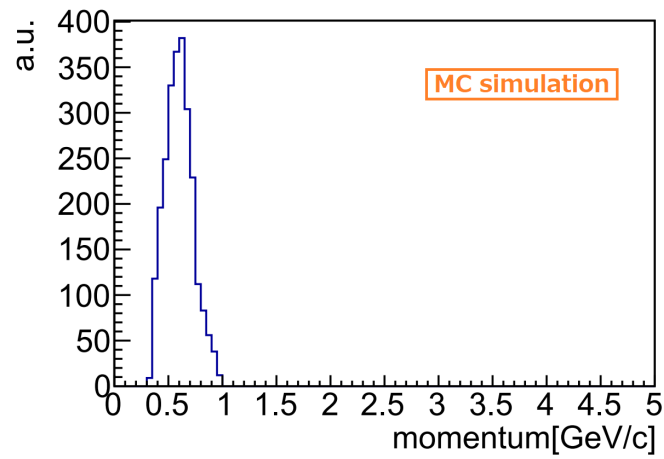


図 6.15: FM 中心磁場が 0.6 T である場合 (データ A) に、TS5、TS3、TS4 の 3 つのシンチレーションカウンタを通過した荷電粒子の運動量の推定分布。

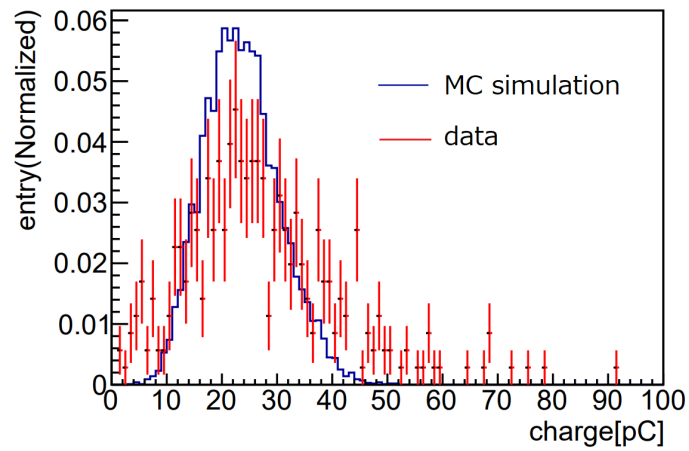


図 6.16: シミュレーションで得られた運動量分布を仮定したときの、電子に対して LG で検出する信号の電荷量分布。実際に取得した電子に対する電荷量分布も赤の点で示す。



推定分布に対して取得データの分布のピーク位置はほぼ一致しており、おおむね予想通りの運動量の粒子のデータが取得できていると考えられる。ただ、データの分布は電荷量の高い領域へ広がっており、想定より高運動量の電子がサンプルに含まれている傾向がうかがえる。

実際に測定された粒子の運動量分布と想定運動量分布が異なる理由として、ターゲットから飛来していない粒子の影響が考えられる。シミュレーションで求めた運動量分布はターゲットとシンチレーションカウンターを設置した位置から粒子の軌道の曲率を導出した結果であり、ターゲット以外の場所から飛来した粒子の運動量は想定運動量とは異なるはずである。例えばターゲット上流に設置されたビームパイプの真空膜などがこのような分布をつくっている可能性がある。

## 6.2.2 0.4 GeV/c の電子に対する検出効率

図 6.15 に見られるように、今回のセットアップで検出した電子に対する応答は運動量に不定性があるため、LG の電子検出効率のしきい値依存性を導出する際に取得した実データは使用しない。代わりに、過去に K1.8 ビームラインや ELPH で評価が行われた、運動量が明らかになっている  $\pi$  中間子や電子に対する LG の応答（以降、先行研究データと呼ぶ）を参照として使用する [34]。今回の測定で得られた  $\pi$  中間子のピーク位置を、先行研究データにおける 1.8 GeV/c の  $\pi$  中間子のピーク位置を基準としてスケールし、先行研究データにおける電子と  $\pi$  中間子の発光量の比率（図 6.14 参照）を用いて今回のデータにおける電子の発光量を導出する。図 6.17 に今回の測定で得られた  $\pi$  中間子の分布と、フィッティングで得られたピーク位置を示す。データセットは、7 章で行う性能評価に使用するデータ C である。

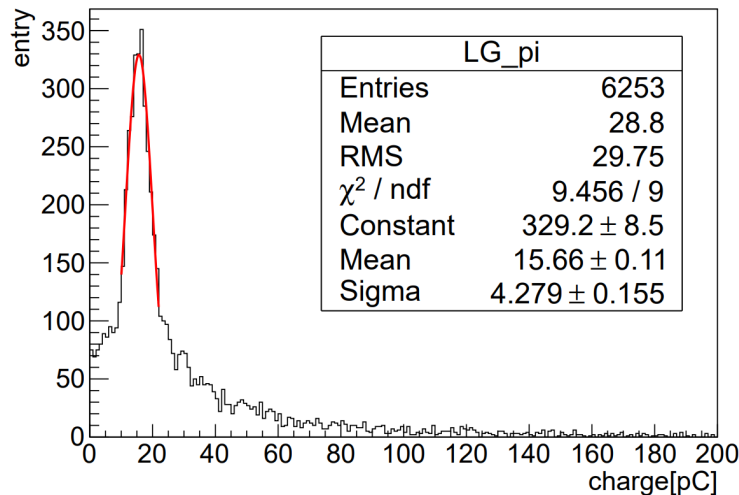


図 6.17: 今回の実験で取得した、LG の  $\pi$  中間子に対する応答。

また図 6.18 に、先行研究データを用いて導出した、様々な運動量の電子に対する LG の応答を示す。図 6.18 の 0.4 GeV/c に対する電荷量分布から計算した、電子検出効率としきい値の関係を図 6.19 に示す。この電子検出効率を次章で参照値として用いる。

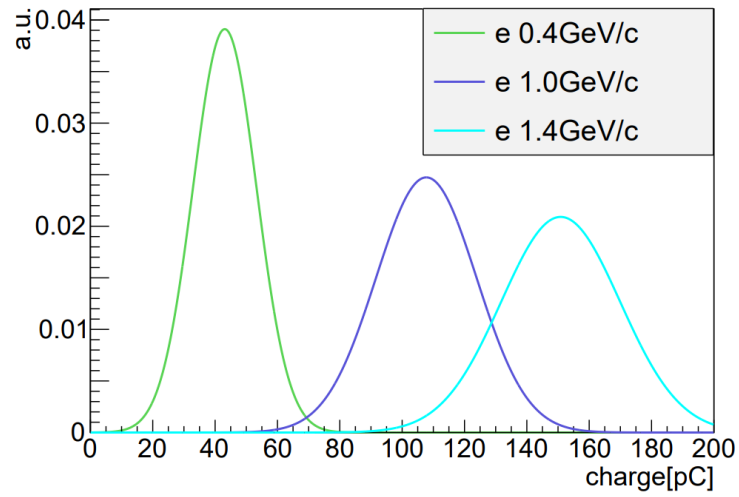


図 6.18: 先行研究データを参照に用いて導出した、様々な運動量の電子に対する LG の応答。

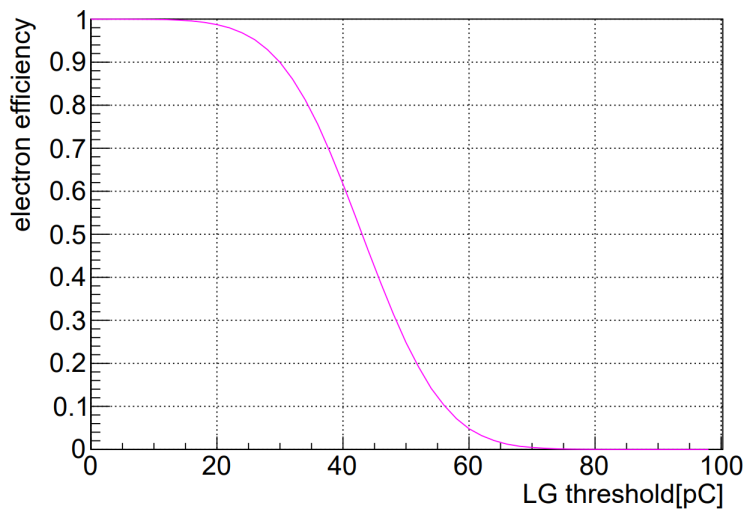


図 6.19: 先行研究データを参照に用いて導出した、運動量 0.4 GeV/c の電子に対する LG の検出効率のしきい値依存性。

## 第 7 章

# 背景事象除去に対する総合性能

この章では、HBD と LG を合わせて用いた際の  $\pi$  中間子除去性能の総合評価を行う。HBD と LG の  $\pi$  中間子に対する応答の相関を確認し、総合性能と単独性能の積を比較、評価する。

### 7.1 データセット

#### 7.1.1 HBD

本章で行う性能評価にはデータ C を使用する。6.1 節と同様に、トリガーに用いたシンチレーションカウンターの位置と HBD パッドの位置関係を考慮すると、図 7.1 のようになる。HBD におけるマルチヒットをできるだけ減らすために、10 mm 平方のシンチレーションカウンターを用いて粒子の軌道を制限し、粒子が通過するパッドを 1 パッドのみに絞る。この章で  $\pi$  中間子除去率を評価する際には、HBD の信号として図 7.1 右に示す 1 パッドのみの信号を考える。

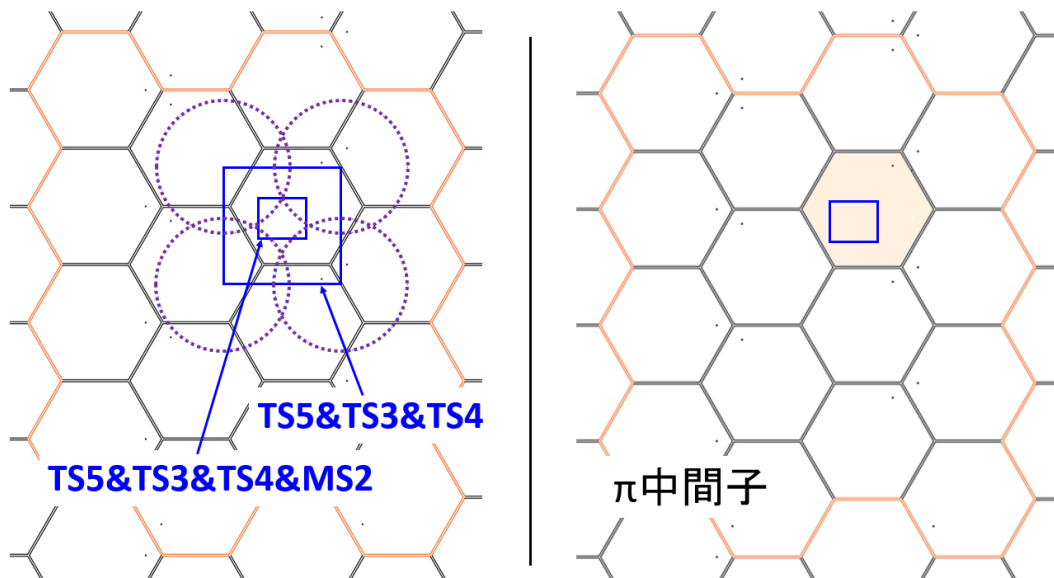


図 7.1: 左は HBD パッドにおける粒子のヒットポジション、右は  $\pi$  中間子の応答を評価する際に使用するパッドを示す。シンチレーションカウンターの位置を青線で示す。

## 7.1.2 LG

6.2.1 節で、シミュレーションによって見積もった本セットアップで取得できる  $\pi$  中間子の運動量分布は、おおむね実際の分布を再現していることが確認できた。ここで用いるデータ C における、予想運動量分布を図 7.2 に示す。

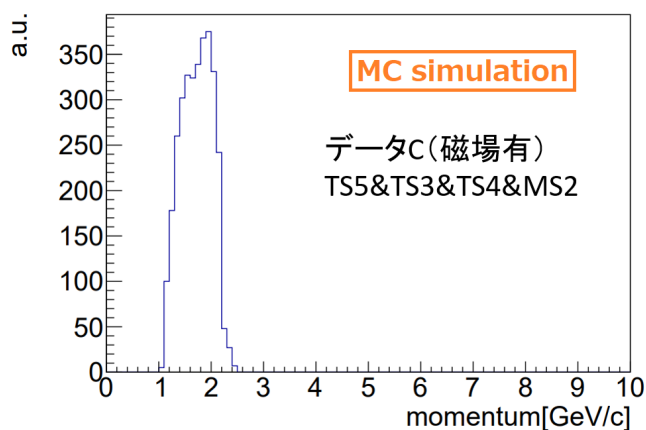


図 7.2: シミュレーションで導出した、前方セットアップに入射する  $\pi$  中間子の運動量分布。

## 7.2 HBD、LG 単独の性能

データ C における HBD、LG それぞれの  $\pi$  中間子に対する応答を図 7.3 に示す。

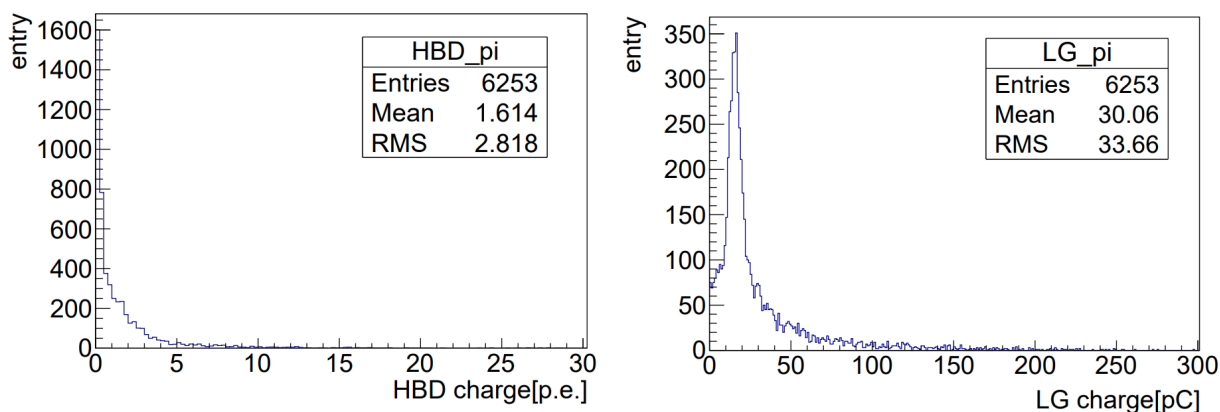


図 7.3: データ C における、HBD と LG で検出した  $\pi$  中間子に対する電荷量分布。

図 7.3 のヒストグラムから求めた HBD、LG それぞれの  $\pi$  中間子除去性能を図 7.4 に示す。ここで  $\pi$  中間子除去性能に関して、除去係数 (rejection factor; RF) を定義する。RF は  $\pi$  中間子全体の数をしきい値を超えた数で割った量であり、値が大きいくほど除去能力が高い。誤差は二項分布における統計誤差を考慮している。またそれぞれ前章で導出した参照値の電子検出効率をマゼンダの線で示す。

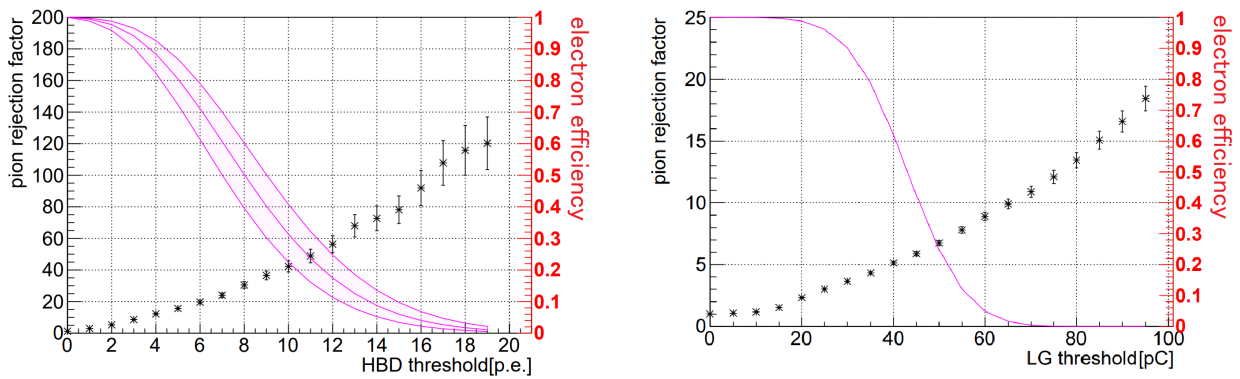


図 7.4: データ C における HBD、LG の  $\pi$  中間子除去性能。左は HBD、右は LG の性能である。左軸は  $\pi$  中間子の RF、右軸は電子検出効率をそれぞれ表す。 $\pi$  中間子の RF は図 7.3 に示す測定値から得られる値を黒のポイントで、電子検出効率は前章で導出した参照値をマゼンダの線で示す。HBD における電子検出効率では、前章で行ったフィッティングによる誤差を考慮している。

HBD の光電面に対して垂直に入射した粒子に対して、電子と  $\pi$  中間子に対する応答が過去のテスト実験に基づいて評価されている [41]。しきい値を 6.4 p.e. に設定した際に  $\pi$  中間子の RF は 50 であり、そのときの電子検出効率は 74% であった。図 7.4 に示す今回の測定結果では、しきい値 6.4 p.e. において、電子検出効率は  $68.5^{+8.5}_{-10.1}\%$  であり  $\pi$  中間子の RF は  $20.7 \pm 1.2$  であった。電子検出効率の誤差は 6.1.2 節にて導出した検出光子数の誤差に基づくものであり、 $\pi$  中間子 RF の誤差は二項分布による統計誤差である。過去の評価より想定される性能と今回測定された性能を比較すると、除去性能の測定値は想定より低い値となっている。この違いが生じる理由は 8.3 節で議論する。

スペクトロメータで実際に HBD を使用する場合は、バックグラウンド状況を確認しながら、 $\pi$  中間子の RF が 50 となるしきい値においてオペレーションを行う。つまり、今回のように除去性能が悪くトリガーリクエストレートが想定より多い場合、想定しきい値である 6.4 p.e. からしきい値を上げてオペレーションを行う。そこで以降の性能評価では、スペクトロメータで HBD を使用するときに要求されている性能である、 $\pi$  中間子の RF が 50 となるしきい値及びその周辺において HBD と LG の応答の相関を評価する。

スペクトロメータで LG 実機を使用するときのしきい値は、遅い  $\phi$  中間子の検出に重要な 0.4 GeV/c の電子を 90% 検出できるように設定する。LG の  $\pi$  中間子に対する応答は、図 6.14 に示すように光量の中心値は運動量で大きく変化することはない。ただし、 $\pi$  中間子の分布の形は異なることが先行研究で確認されている [34]。図 7.5 に先行研究で確認された、運動量 0.4 GeV/c、1.8 GeV/c の  $\pi$  中間子の光量分布を示す。このため、0.4 GeV/c と 1.8 GeV/c の  $\pi$  中間子では、同一のしきい値を設定した際に RF の値が異なる。具体的には、Geant4 [40] を用いた  $\pi$  中間子と鉛ガラスの相互作用のシミュレーションから  $\pi$  中間子運動量と RF の関係が導出されており、例えば 0.4 GeV/c の  $\pi$  中間子に対しては 92.7% (RF13.7)、1.6 GeV/c の  $\pi$  中間子に対しては 73.6% (RF3.8) の除去率であると評価されている。

ここで、今回取得したデータの運動量分布は図 7.2 に示すように、1–2 GeV/c 程度と予想される。このデータにおける 0.4 GeV/c の電子を 90.2% 検出できるしきい値は、図 7.4 から 30 pC と読み取れる。そのときの LG の RF の測定値は  $3.6 \pm 0.1$  であり、 $72.3 \pm 1.8\%$  の除去率であった。この性能

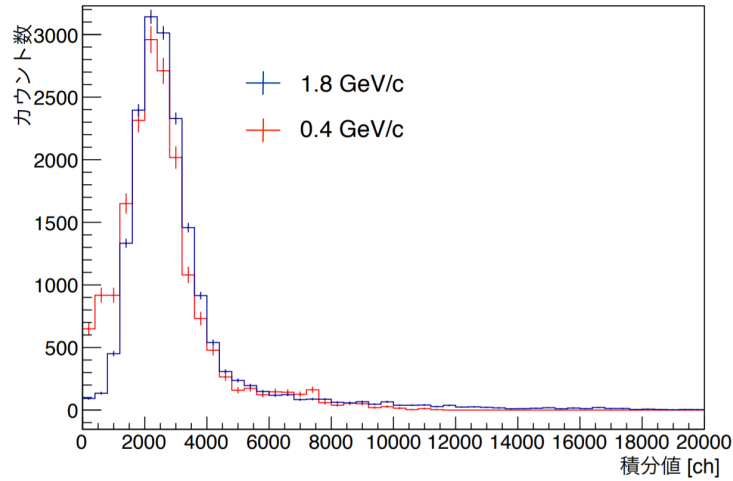


図 7.5: 先行研究で確認された、運動量の異なる  $\pi$  中間子に対する LG の応答の実測値 [34]。

は上記シミュレーションによって導出した性能と比較しても無矛盾な値である。LG においては、この 30 pC というしきい値及びその周辺に対して、 $\pi$  中間子除去性能の相関を評価する。

### 7.3 HBD と LG の $\pi$ 中間子に対する応答の相関

図 7.6 に HBD と LG の  $\pi$  中間子に対する電荷量分布の相関を示す。

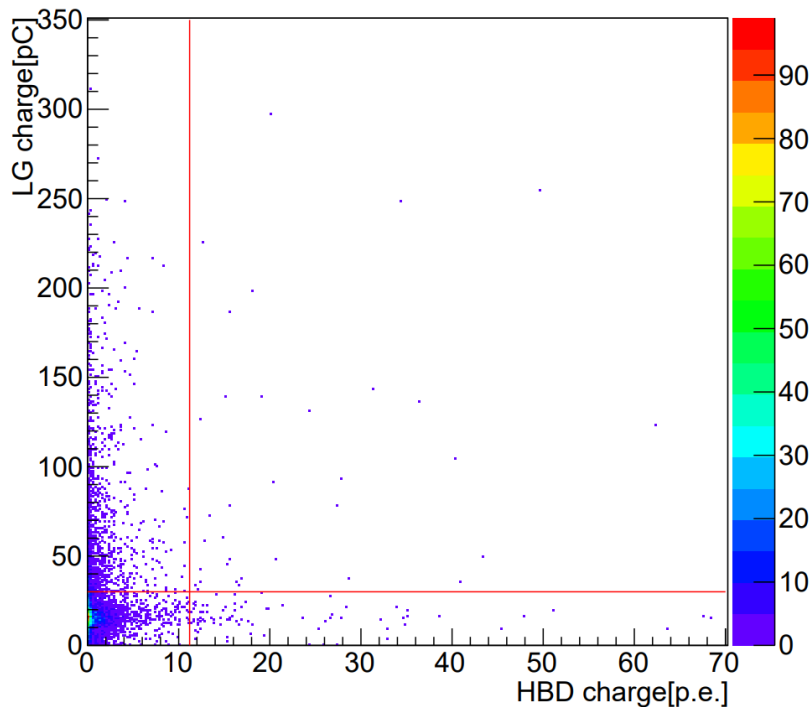


図 7.6:  $\pi$  中間子に対して、HBD と LG で検出した電荷量分布の相関。HBD で  $\pi$  中間子の RF がおよそ 50 となるしきい値 (11.2 p.e.)、LG で 0.4 GeV/c の電子検出効率 90% を達成するしきい値 (30 pC) を赤線で示す。

図に示す赤線はそれぞれ、HBD で  $\pi$  中間子の RF がおよそ 50 となるしきい値 (11.2 p.e.)、LG で 0.4 GeV/c の電子検出効率 90% を達成するしきい値 (30 pC) である。このしきい値設定時における、HBD 単独性能、LG 単独性能、HBD と LG の単独性能の積、HBD と LG の測定総合性能を表 7.1 にまとめる。単独性能の積は RF  $178.1 \pm 16.3$  (除去率  $99.44 \pm 0.05\%$ )、測定された性能は RF  $173.7 \pm 28.9$  (除去率  $99.42 \pm 0.10\%$ ) であった。これら 2 つの値は統計誤差の範囲で一致しており、このしきい値において HBD と LG の  $\pi$  中間子除去性能に統計誤差以上の相関は見られないことが分かった。

スペクトロメータで HBD 及び LG を用いる場合は、バックグラウンド状況に応じてしきい値の調整を行う。そのため、想定している電子検出効率を達成するしきい値付近の領域においても相関の影響を確認しておく。図 7.7 に、HBD&LG の  $\pi$  中間子除去性能のしきい値依存性を示す。ここで、黒のプロットは HBD と LG の単独性能の積を、赤のプロットは測定した総合性能を示している。図 7.7 左のグラフは LG のしきい値 30 pC に固定し、総合除去性能の HBD のしきい値依存性をみたものである。図 7.7 右のグラフは、HBD のしきい値を 11.2 p.e. に固定したときの、LG のしきい値依存性を示している。誤差は二項分布の統計誤差を考慮している。高いしきい値に設定するほどサンプル中の誤認  $\pi$  中間子の数が少なくなり、統計誤差は大きくなっている。

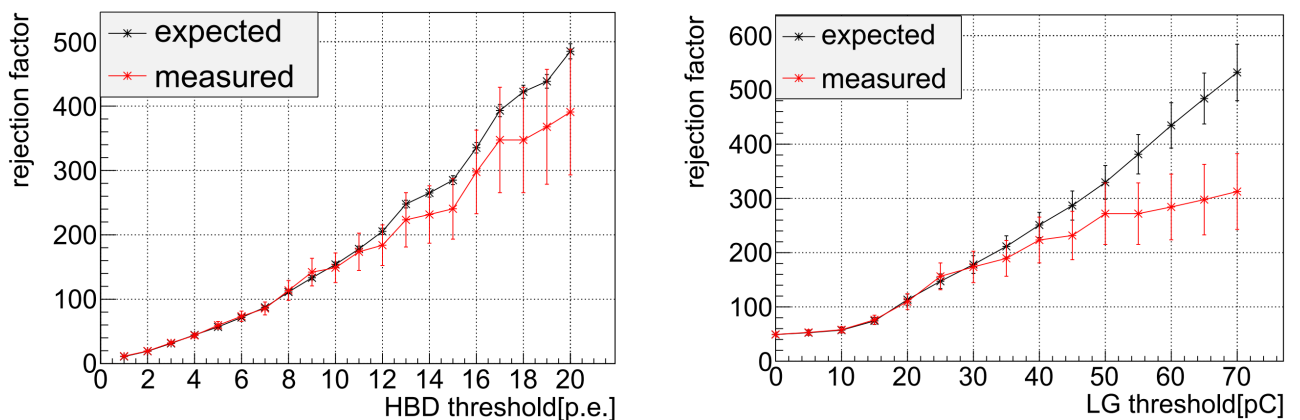


図 7.7: HBD と LG を合わせて使用した際の除去性能測定値のしきい値依存性。黒のプロットで HBD と LG の単独性能の積を、赤のプロットで実際に測定した HBD と LG の総合性能を示している。左は LG のしきい値を 30 pC に固定し、HBD のしきい値依存性をみたものである。右は HBD のしきい値を 11.2 p.e. に固定し、LG のしきい値依存性をみたものである。

HBD のしきい値 11.2 p.e.、LG のしきい値 30 pC より低いしきい値領域においては、単独性能の積と実際の性能は一致している。

図 7.7 右に示すように、LG のしきい値の高い領域で単独性能の積と実際の性能に乖離がみられる。LG のしきい値が 66 pC であるときの性能を表 7.1 に記載する。これについては次章で議論を行う。

表 7.1: HBD と LG を合わせて使用して期待される性能と実際の性能。

HBD しきい値 [p.e.]	LG しきい値 [pC]	HBD RF	LG RF	HBD RF×LG RF	HBD&LG 測定性能
6.4	30	20.7±1.2	3.6±0.1	75.5±4.7	77.2±8.5
11.2	30	48.9±4.3	3.6±0.1	178.1±16.3	173.7±28.9
11.2	66	48.9±4.3	10.1±0.4	491.1±47.7	297.8±65.0

## 7.4 評価方法によるバイアス

### 7.4.1 $\pi$ 中間子サンプルに含まれる電子の影響

前述の性能評価を行う際、 $\pi$  中間子のサンプルは GC2 台を用いて選別した。今回の性能評価は RF500 程度の高い領域で行っているため、 $\pi$  中間子サンプルへの電子の漏れ込みが 0.1% 程度より大きいと測定性能に影響を与える。この節では  $\pi$  サンプル中に含まれる電子の数の評価を行い、今回の性能評価の感度について考察する。

データ C における、GC の ADC 分布を図 7.8 に示す。横軸は ADC の値からペDESTAL を引いたものとなっている。GC1 では ADC の値とペDESTAL の差が 20 チャンネル以下のイベントを、GC2 では 30 チャンネル以下のイベントを  $\pi$  中間子であると定義した。このカットを図 7.8 に青のヒストグラムで示す。

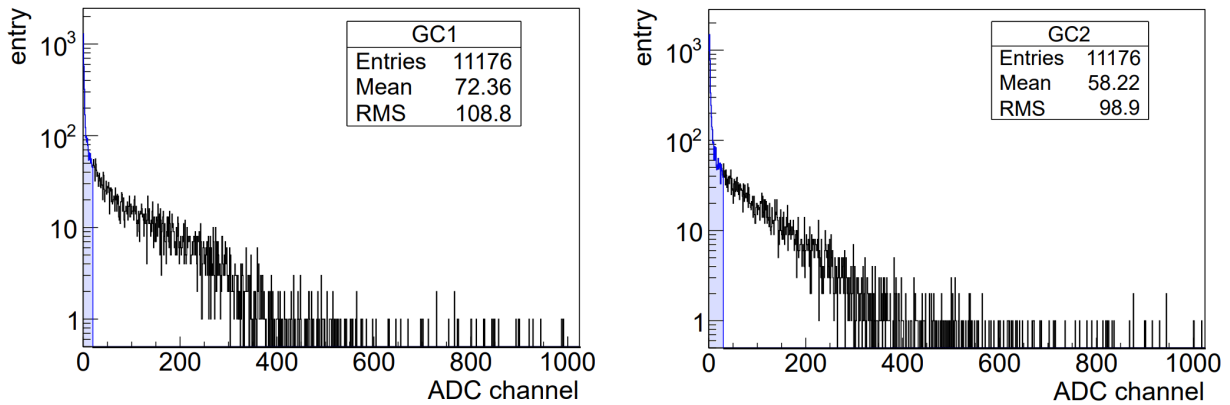


図 7.8: 左は GC1、右は GC2 の ADC 分布を示す。 $\pi$  中間子を選ぶカットを青のヒストグラムで示す。

GC における電子検出効率を以下の手順で評価し、このサンプルの中に含まれる電子の数を評価する。

1. GC2、HBD、LG で電子のイベントを選び、GC1 における電子の応答（ADC 分布の形）を決定する。
2. GC1 の全イベントにおける ADC 分布に対して、1 で得られた電子の ADC 分布をスケールをパラメータとしてフィッティングする。このフィッティングで得られた ADC 分布を、実際に取得された電子の ADC 分布であるとする。
3. ADC チャンネルからペDESTAL 値を引いた値が 20 チャンネル以下となるイベントに含まれ



る電子の数を評価する。

4. 同様の評価を GC2 にも行う。電子のイベントは GC1、HBD、LG を用いて選別する。

まず手順 1 で、GC2、HBD、LG で電子を選ぶしきい値を決定する。GC2 のしきい値を少しずつ上げていき、 $i$  番目のしきい値における GC1 のヒストグラムと  $i+1$  番目における GC1 のヒストグラムの間で、面積を規格化したのち  $\chi^2$  値をビンごとに計算する。 $\chi^2$ /自由度の値が初めて 1 を下回ったときのしきい値を採用する。同様のことを HBD、LG のしきい値を変えても行う。上記の方法で決定した GC2、HBD、LG のしきい値に設定して電子を選んだときの GC1 の ADC 分布を図 7.9 に示す。

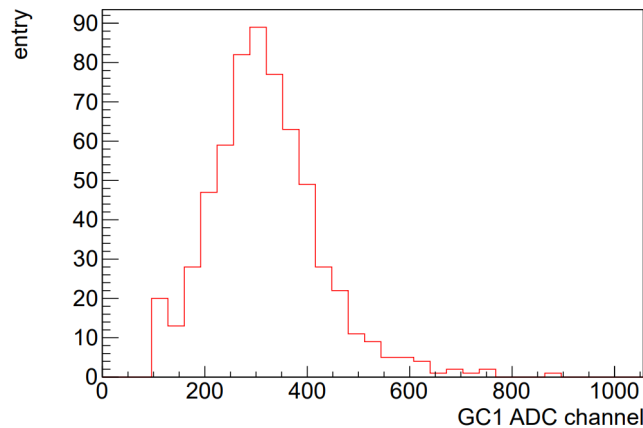


図 7.9: GC2、HBD、LG で電子を選んだ場合の GC1 における ADC 分布。

次に手順 2 を行う。手順 1 で得られた図 7.9 のヒストグラムは、電子に対して期待される GC1 の ADC 分布であるが、純粋電子サンプルを選ぶために GC2、HBD、LG で厳しいカットをかけたため、このカットで残った数がサンプル中に含まれる全電子の数ではなく、本来はより多くの電子が含まれていたはずである。手順 1 で得られた、電子に対する GC1 の ADC 分布の形は変わらないと仮定し、図 7.9 の ADC 分布に係数  $C$  をかけたものと、全イベントに対する GC1 の ADC 分布を比較する。具体的には、この係数  $C$  をパラメータとして全イベントに対する GC1 の ADC 分布を電子サンプルの分布でフィッティングする。図 7.10 にフィット結果を示す。図 7.11 に、上記フィットを行った後の  $\chi^2$ /自由度の値を示す。横軸はフィット領域の下限值を示す。 $\chi^2$ /自由度が最も小さくなったフィッティング領域を採用し、そのときのパラメータ  $C$  を求めた。GC1 において  $\chi^2$ /NDF が最小となったのは 370 チャンネル以上をフィッティング領域として設定した場合であり、そのときのフィッティング後の  $\chi^2$ /NDF 値は 1.75 であった。そのときのパラメータ  $C$  の値は  $1.62 \pm 0.08$  であった。

最後に手順 3 で、 $\pi$  中間子を選ぶしきい値以下における電子の数を求める。先ほど求めたパラメータ  $C$  を図 7.9 のヒストグラムにかけ、 $\pi$  中間子を選ぶしきい値において積分を行うと、 $\pi$  中間子のイベント 7442 に対し電子の個数は 30.7 個であり、GC1 単独での電子の漏れ込みは  $0.41 \pm 0.08\%$  であった。同様の手順を GC2 に対しても行い、電子の漏れ込みは  $0.19 \pm 0.05\%$  であると評価された。GC1 と GC2 を 2 台用いて  $\pi$  中間子を選んだ場合、そのサンプルにおける電子の漏れ込みはそれぞれの漏れ込みの割合を掛け合わせ  $(7.8 \pm 2.6) \times 10^{-4}\%$  となり、99.4% の除去率を評価するには

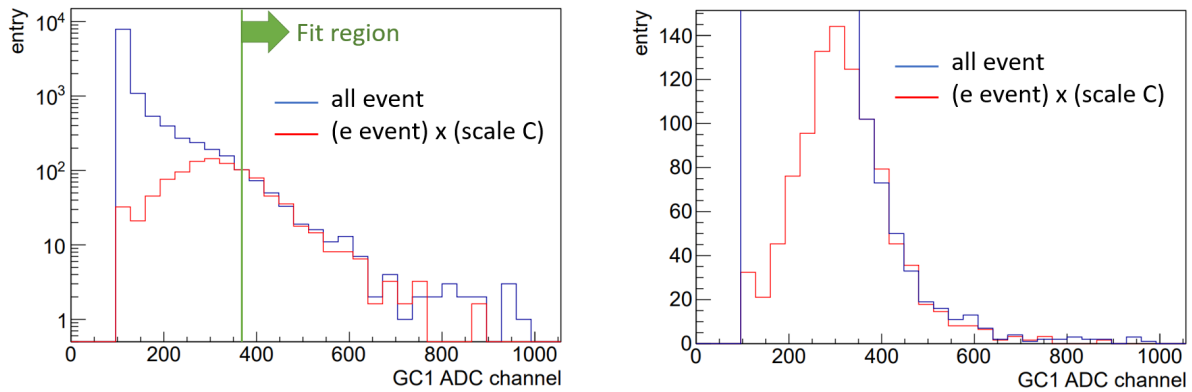


図 7.10: GC1 の ADC 分布を電子による ADC 分布でフィッティングした結果。左右のヒストグラムは同じものであり、縦軸の表示範囲が異なる。青のヒストグラムは全イベントに対する GC1 の ADC 分布、赤のヒストグラムは図 7.9 に示す電子の分布を係数  $C$  倍した分布である。緑の線はフィッティングを行った領域を示す。

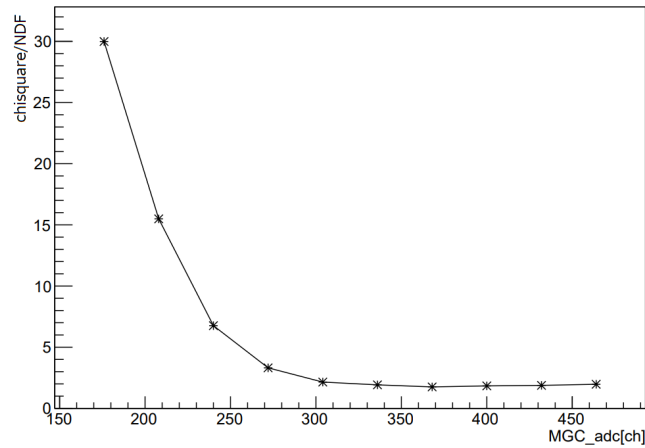


図 7.11: フィッティングを行う領域の下限值と、フィッティング後の  $\chi^2/\text{NDF}$  の値の関係。

十分小さいことが明らかになった。

## 7.4.2 GC 通過中に発生するデルタ線の影響

今回の前方セットアップでは、スペクトロメータ内部と異なる点として HBD の上流側にガスチェレンコフ検出器が設置してある。チェンバーは、GC1 はステンレス、GC2 は鉄でできており、特に GC2 に使用している反射鏡は、6mm 厚のホウケイ酸ガラスであり、この物質を通過中に発生したデルタ線が HBD にも LG にも信号を残す可能性がある。3.3.1 節における評価と同様の方法で、GC2 の反射鏡及び厚さ 0.5 mm の鉄窓を考慮した際にデルタ線の混入率を計算したところ、 $3.8 \times 10^{-4}\%$  であり、除去率 99.8% を評価する際に与える影響は十分小さいと考えられる。

## 第 8 章

# 議論と展望

第 7 章で得られた結果について議論を行い、今後の展望を述べる。

### 8.1 HBD と LG における $\pi$ 中間子の応答の相関

前章で HBD と LG における  $\pi$  中間子に対する応答を評価した。表 7.1 中段に示すように、想定しているしきい値領域に対して、HBD と LG の単独性能の積と実際の性能は統計誤差の範囲で一致した。つまり、このしきい値において HBD と LG の応答に統計誤差以上の相関がないことが分かった。

想定しきい値における測定性能は、RF で  $173.7 \pm 28.9$  (除去率  $99.42 \pm 0.10\%$ ) であった。このとき単独性能の積は RF  $178.1 \pm 16.3$  (除去率  $99.44 \pm 0.05\%$ ) である。ここで、測定性能が統計誤差の範囲内で、相関によって 90% 信頼区間の下限まで悪かったと仮定し、その場合にトリガーレートへ与える影響を評価した。

除去性能が想定性能 (単独性能の積) である 99.44% から 99.30% へ悪化した場合、誤認する  $\pi$  中間子の数はおよそ 1.3 倍となる。E16 実験では粒子 2 トラックを検出してトリガーを発行するため、誤認する  $\pi$  中間子の数はおよそ 1.6 倍になりうる。実際はミストラックがすべて  $\pi$  中間子ではないため、この 1.6 倍という数字は過大評価である。

トリガーレートは 2.4 節で説明したように、トラックの開き角が大きい粒子を選ぶことで 1 kHz 以下に抑える。トリガーレート 1 kHz 以下は全検出器がインストールされている状態における要請であり、第 2 章で説明した Run1 においては検出器はその 1/3 程度であるため、1.6 倍のオンラインレベルのバックグラウンドの増加があっても  $\phi$  中間子の収量を損なうことなくデータ取得が可能である。

最終的に全検出器がインストールされた Run2 においては、 $\pi$  中間子除去性能の悪化が収量へ与える影響が懸念される。この見積のためにはスペクトロメータにおいて電子検出効率と  $\pi$  中間子除去率の相補的な評価が必要であり、今後スペクトロメータにおける HBD と LG の性能評価を行っていくうえで考慮する。

## 8.2 高いしきい値でみられる応答の相関

前章で HBD と LG の  $\pi$  中間子除去率における総合性能を評価し、想定している  $\pi$  中間子除去率を満たすしきい値まで除去率に相関がないことが確認された。一方で、7.3 節で LG のしきい値を想定より高く設定したところ、単独性能の積から想定される性能に比べて実際の性能が悪化している傾向が見られた。HBD と LG におけるしきい値は、最終的には実際の背景事象の状況を考慮して調整を行うため、想定より高いしきい値設定を行う可能性もある。よってこの乖離について以下で考察を行う。

### 8.2.1 相関があらわれるしきい値

想定性能と測定性能の違いから、相関があらわれるしきい値領域を導出した。想定性能と測定性能の差が 90% の信頼区間で 0 にならない場合を相関有と判定し、そのときの HBD と LG のしきい値の組み合わせを図 8.1 に赤のピンで示した。ここでしきい値は、HBD は 1 p.e. 刻み、LG は 5 pC 刻みに変えている。また、7 章で無相関を確認したしきい値を緑の線で示す。

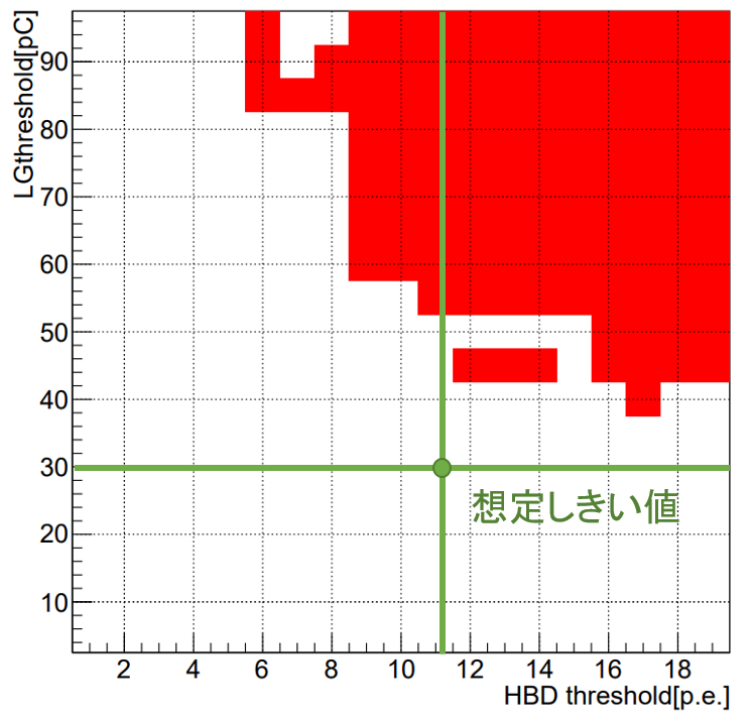


図 8.1: 今回の測定で相関が確認されたしきい値を示す。横軸は HBD のしきい値、縦軸は LG のしきい値であり、赤のピンは相関有と判定されたしきい値の組である。

想定より高いしきい値領域で、HBD と LG の応答に有意な相関がみられる。

この相関の理由として、HBD や LG が内在的に持つ応答の相関である場合と、評価方法によって相関のように見えてしまう場合と 2 種類考えられる。評価方法の影響は 7.4.1 節で評価を行い、十分小さいことを確認した。ただし  $\pi$  サンプルにおける電子の混入を評価する際に、2 台の GC の間の

電子の不感率に相関がないことを仮定している。もし GC の応答に入射角または入射位置依存性が合った場合、2 台の電子不感率に相関が生じてしまい、7.4.1 節で評価した量よりも電子の混入が多い可能性も考えられる。ただし今回の性能評価ではこれ以上詳細な評価はできない。

評価方法が原因でなかった場合、図 8.1 に示すしきい値領域では HBD と LG の応答に相関があることになる。スペクトロメータでのオペレーション時に、想定よりしきい値を上げる必要が出てきた際には、ここで得られた相関としきい値の関係を参考に HBD、LG のしきい値を検討する。

### 8.3 HBD における、 $\pi$ 中間子に対する信号パイルアップの影響

HBD における、PADC のゲート幅に起因する信号パイルアップの影響を考察する。

図 8.2 に、オシロスコープで確認した PADC のゲート幅と HBD ポストアンプへテストパルスを入れたときの信号を示す。ここでテストパルスは、増幅率 10000 倍のときに 6 p.e. 程度の光電子検出に対応する電荷量である。HBD1 パッドあたりに想定される荷電粒子のシングルレートは 7 kHz 程度であり、ゲート内にアクシデンタルヒットがある確率は 7% 程度と予想されるが、信号の時間幅が大きいため、ゲート外のタイミングにヒットがあった場合でもゲート内の信号のピーク値に影響を与えうる (図 8.3 参照)。このため、パイルアップの影響を受けるイベントの割合は 7% より多いと予想される。トリガーを要求した  $\pi$  中間子の信号に対して、パイルアップする粒子も  $\pi$  中間子である可能性が高く、この場合両者の信号の平均波高は同程度と予想されるため、パイルアップによる影響は無視できない。

ペDESTALから  $5\sigma$  以上大きい信号をヒットとみなし、トリガーを要求した粒子が通過しないパッドにおいて、全イベントのうちヒットの割合を求めた。ここでいうヒットの割合とは、ゲート内に偶然信号もしくは信号の一部が入るようなイベントの割合、つまりトリガーを要求した  $\pi$  中間子による信号に対して、パイルアップによって PADC で測定する値が本来の信号によるものと変わりうるイベントの割合である。図 8.4 に、7 章で解析しているラン (データ B) における、HBD の 1 パッドの ADC 分布を示す。左はチャンネル 2、右はチャンネル 15 であり、チャンネル 2 はトリガーを要求した粒子が通過するパッド、チャンネル 15 は通過しないパッドである。図 8.4 右における赤のヒストグラムは、ヒットを定義したしきい値を表している。チャンネル 15 におけるヒットの個数は 1457 個であった。複数パッドで平均をとると、6 章で解析したデータのうちパイルアップにより  $\pi$  中間子の検出光量に影響が生じる割合は  $15.2 \pm 0.2\%$  と見積もられる。

HBD におけるしきい値 6.4 p.e. に対して、過去の測定に基づく想定性能は  $\pi$  中間子除去率 98%(RF 50) である [41]。 $\pi$  中間子のイベントのうち 15.2% にパイルアップの影響があり、そのイベントは RF が倍悪くなると仮定すると、RF は 46.2 となる。実際の測定値は  $20.7 \pm 1.2$  であったので、パイルアップでは説明できないほど RF が悪化していることになる。本セットアップでこれ以上詳細な評価は難しく、今後実機で使用する読み出し回路を使った場合のより詳細な性能評価が必要である。

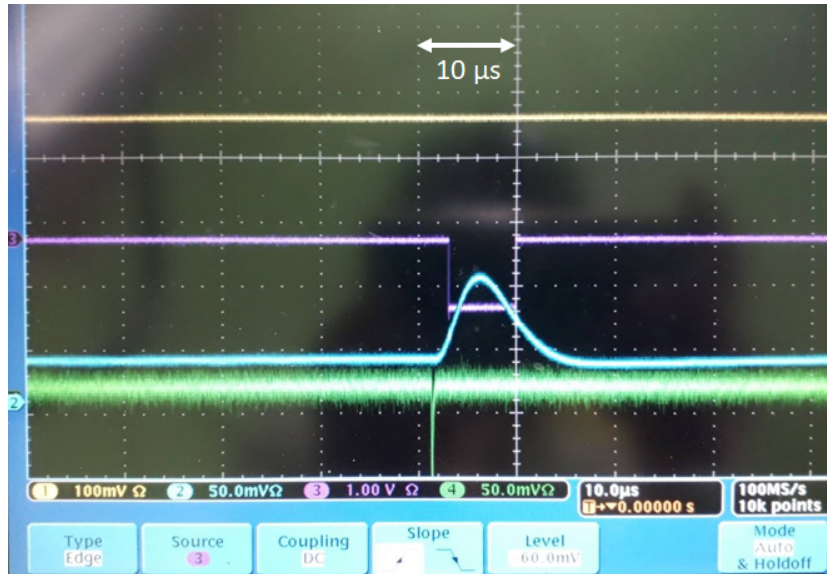


図 8.2: オシロスコープで確認した、テストパルスに対する HBD ポストアンプの応答と PADC のゲート幅。チャンネル 2 にテストパルス、チャンネル 3 にゲート幅の信号を入力している。

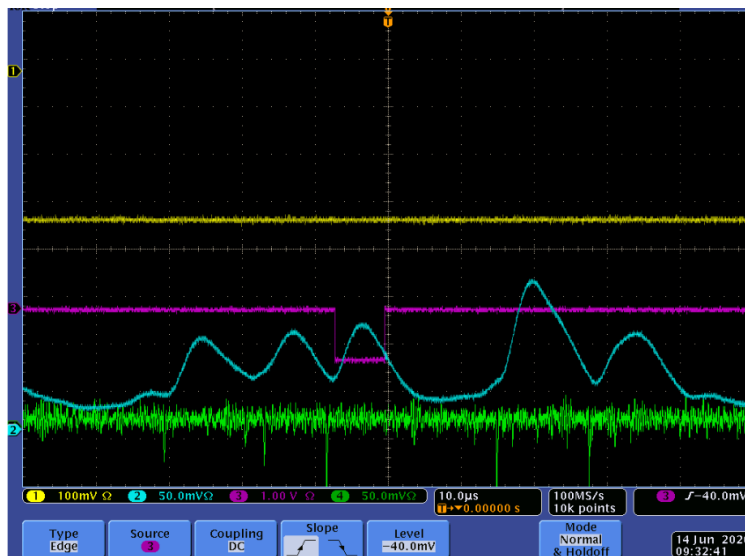


図 8.3: ビームタイムに確認された HBD における信号パイルアップの例。このデータはビーム強度が  $5 \times 10^9$  proton/spill であるときに取得した。

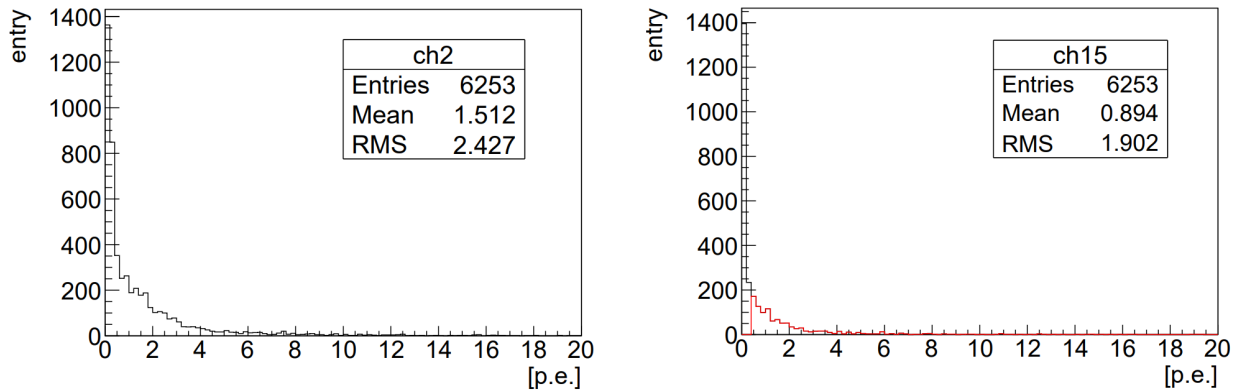


図 8.4: HBD1 パッドにおける検出光電子数。左はトリガーを要求した粒子が通過するパッド、右はしないパッドである。ペDESTALの  $5\sigma$  より大きい信号をヒットと判定しており、赤のヒストグラムでヒットとみなすしきい値を示している。

## 8.4 スペクトロメータにおける HBD と LG の性能

今回は背景事象除去に対する総合性能を評価するため、専用セットアップで評価を行った。 $\pi$  中間子に対する応答の相関の程度を理解できたため、次の段階としてスペクトロメータの実機に対して性能評価を行う必要がある。スペクトロメータの性能評価に向けた展望を記述する。

### 8.4.1 HBD の性能

5.2.3 節にて、本性能評価実験に使用した HBD の電子検出効率の評価を行った。HBD テスト機と実機は同じ環境で製作、輸送されたものであり、GEM やメッシュの構成は 4.2.1 節で説明したように、オンライン性能に影響を与える要素は同じ構成で作られている。HBD テスト機と、スペクトロメータの実機との違いを表 8.1 にまとめた。

表 8.1: HBD 実機とテスト機の違い。(表 4.2 の再掲)

	HBD 実機	HBD テスト機	性能への影響
GEM 穴径/ピッチ (2, 3 段目)	55/110 $\mu\text{m}$	70/140 $\mu\text{m}$	電子の増幅率
読み出しパッドの大きさ	六角形 10mm	六角形 16.2mm	オフライン解析
ゲイン測定用 X 線源	無	有	

また設置されている環境も実機とは異なり、スペクトロメータ内部と比較して今回のセットアップでは磁場は 100 分の 1 程度であり、ターゲットからの距離は約 2 倍のためシングルレートは約 4 分の 1 である。HBD において、信号の検出に磁場が影響を与えることはその検出原理を考慮すると考えにくく、また信号増幅にはレート耐性のある GEM を使用しているため、検出器のハードウェアとしての応答に大きなレート依存性はないと考えられる。実機と同じ信号増幅機構の構成で、電子と  $\pi$  中間子両方に対する応答を 1 つのチェンバーで確認したのは今回の測定が初めてであり、 $\pi$  中間子除去性能がわずかに想定性能に及ばなかったものの、おおむね正常に動作していることが確認できた。

想定性能と比較して、電子検出効率に対する  $\pi$  中間子除去率が及んでいない点について、性能評価に使用した電子のイベントサンプルへの高運動量  $\pi$  中間子の混入、またマルチヒットによって  $\pi$  中間子除去率が悪化している可能性等が考えられる。今後はスペクトロメータの実機の実機データ解析を行い、実際のバックグラウンド環境下における性能評価を行う。今回評価したテスト機では線源によるゲイン測定を行っていたが、線源をチェンバー内に搭載していない実機においてはそれに代わる別の方法で行う。ゲイン補正の方法の確立も今後行い、オンライン性能への影響を考察する。

#### 8.4.2 LG の性能

LG における電子や  $\pi$  中間子の応答には運動量依存性があり、運動量を精密に測定する機構のない今回のセットアップで厳密な評価を行うことは難しい。LG の信号増幅は PMT を使用しているため、高磁場環境下におけるゲイン低下や、高レートビームを受けることによる増幅の線形性が失われる懸念があり、それは今回のセットアップのような比較的低レート、低磁場環境下で確認することのできないものである。今後スペクトロメータの実機の性能評価にあたって、光量のビームレート依存性の評価や、トラッキングを行い運動量を特定した状態でのより精度の高い性能評価を行う。



## 第9章

# 結論

J-PARC E16 実験は、有限密度媒質中におけるベクター中間子の質量の精密測定を行い、クォーク凝縮量とハドロン質量の関係から QCD 真空構造の解明に迫る実験である。先行研究である KEK-PS E325 実験にて原子核中における  $\phi$  中間子の質量変化の兆候が観測されている。E16 実験は、J-PARC 高運動量ビームラインにて供給される高強度陽子ビームと大立体角を覆うスペクトロメータの開発によって先行実験の 100 倍の統計量の取得し、 $\phi$  中間子の質量変化を理論と比較する際に重要となる分散関係を導出する。

$\phi$  中間子の電子対崩壊への崩壊分岐比は  $10^{-4}$  と小さく、100 倍程度存在する背景事象を抑えて電子を検出するために、オンラインレベルで 99.8%、オフラインで 99.97% の高い  $\pi$  中間子除去率を達成することが要求される。電子識別に使用する HBD と LG はそれぞれ個別に開発、性能評価が行われているが、2 台を合わせて使用した際の総合的な性能はこれまで確認されていなかった。2020 年 6 月にビームラインとスペクトロメータのコミッショニングを実施し、2021 年 2 月のビームタイムではコミッショニングに加えて、初めての物理データ取得を予定している。本研究の目的は、物理データの取得に先駆けて、HBD と LG を合わせて使用した際の  $\pi$  中間子除去性能の評価を行い、スペクトロメータ全体としての粒子識別性能を保証することである。そのためにコミッショニングと並行して、専用セットアップを用いた性能評価実験を行った。

今回行った性能評価実験では、本番の E16 電子検出効率実験と同様、pA 反応で生成した粒子を用いて評価を行っているため、入射粒子の運動量や入射角などは様々である。設置した検出器の応答を相互に確認し、シミュレーションとも比較しながら、取得データサンプルに対する考察を行った。

今回の性能評価では HBD と LG の  $\pi$  中間子に対する応答の相関を評価する。つまり、ある電子識別しきい値を設定した場合における、HBD と LG の単独性能の積（想定性能）と実際の性能を比較する。 $\pi$  中間子除去率はしきい値に依存する値であり、電子検出効率と関連付けられる量である。実際に E16 実験で物理データを取得する際に使用するしきい値領域において総合性能の評価は行われる必要があるため、参照とするための電子検出効率を今回取得したデータと過去の測定から導出した。LG において、電子検出効率と  $\pi$  中間子除去性能の関係は過去の測定と無矛盾であった。HBD においては、98% の  $\pi$  中間子除去率を過去に達成しているしきい値に対して、実際の性能は  $95.2 \pm 0.3\%$  であった。この性能の悪化については、信号パイルアップの影響があると考えられるがそれだけでは説明できず、スペクトロメータの実機においても同様の傾向が見られるかどうか今後詳細な評価が必要である。

HBD と LG で想定していた  $\pi$  中間子除去率を達成するしきい値に対して、単独性能の積と実際の性能は統計誤差の範囲で一致し HBD と LG の間の  $\pi$  中間子に対する応答に統計誤差以上の相関はないことが分かった。また統計誤差による不定性を考慮しても、除去性能の悪化がトリガーレートへ与える影響は十分小さいことが確認された。

今回の評価は HBD と LG において、ある特定の入射角と運動量の  $\pi$  中間子に対する応答を見たものであった。今後はコミッショニングデータから実機の HBD と LG の性能評価を行い、スペクトロメータ全体としての電子検出効率、 $\pi$  中間子除去率の導出、またオフラインレベルの性能評価を行う。

## 付録 A

# HBD 光電面の量子効率測定

HBD は微弱なチェレンコフ光から電子を識別する検出器であり、光電面の量子効率 (QE) は電子検出効率に大きく影響する。GEM の表面への CsI 光電面の蒸着は浜松ホトニクスへ依頼しており、蒸着後の光電面における量子効率の測定は実験グループで行う。今回性能評価に使用した HBD テスト機における光電面の量子効率を測定し、想定検出光子数の評価を行った。

### A.1 測定を行ったサンプル

HBD テスト機には、30 cm 角の GEM を使用したスタックと 10 cm 角の GEM を使用したスタックの 2 つを備えている。今回性能評価に使用したのは 30 cm 角のスタックである。そのため、本来ならばこの 30 cm 角の GEM に蒸着された光電面の QE 測定を行いたいが、現在使うことができる QE 測定のセットアップでは、測定用のチェンバーの大きさの都合から 30 cm 角の GEM に対して測定を行うことができない。CsI 蒸着時に、GEM と同時にアルミ板の 3 cm 角程度の領域へも蒸着を行っており (図 A.1)、GEM の代わりにこのサンプルの QE を測定する。またテスト機には 10 cm 角の GEM も使用しており、こちらは QE 測定用のチェンバーに封入することが可能な大きさであるため、GEM のまま QE を測定する。10 cm 角の GEM に蒸着を行った際にもサンプルは作成しており、この QE も測定した。まとめると、以下の 3 種類に対して QE 測定を行った。なおこの測定はすべてビームタイムの後に行っており、ビームタイムの間サンプルは窒素を封入した袋に入れてデシケータの中で保管していた。

- 30 cm 角 GEM への蒸着と同時に作成されたサンプル (30GEMsample)
- 10 cm 角 GEM に蒸着された光電面 (10GEM)
- 10 cm 角 GEM への蒸着と同時に作成されたサンプル (10GEMsample)

### A.2 測定方法

重水素ランプ (Hamamatsu L13088) による光をモノクロメータ (真空光学株式会社 VMK-200-I 型) で単色光にし、フッ化マグネシウムのハーフミラーで 2 系統へ分け QE 測定用チェンバーへ入れた GEM と参照用の PMT (Hamamatsu R6836) へそれぞれ照射する。QE がすでに知られている

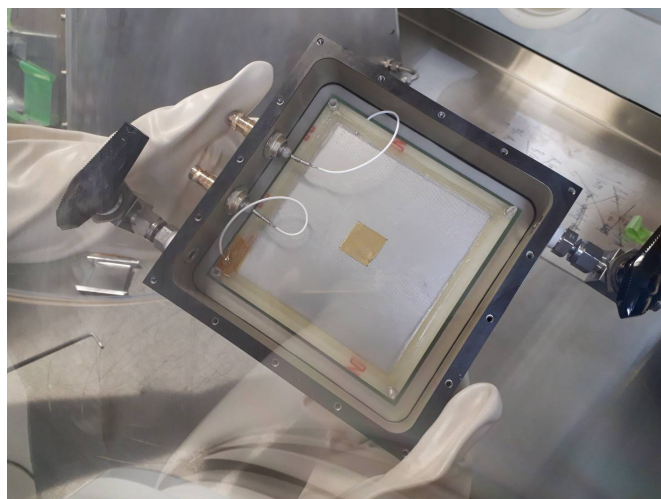


図 A.1: QE 測定用チェンバーに入ったサンプルの写真。

参照用 PMT で検出する電流値と比較することで、測定用チェンバーに入れたサンプルや GEM の QE を測定する。光学系の詳細を図 A.2 に示す。

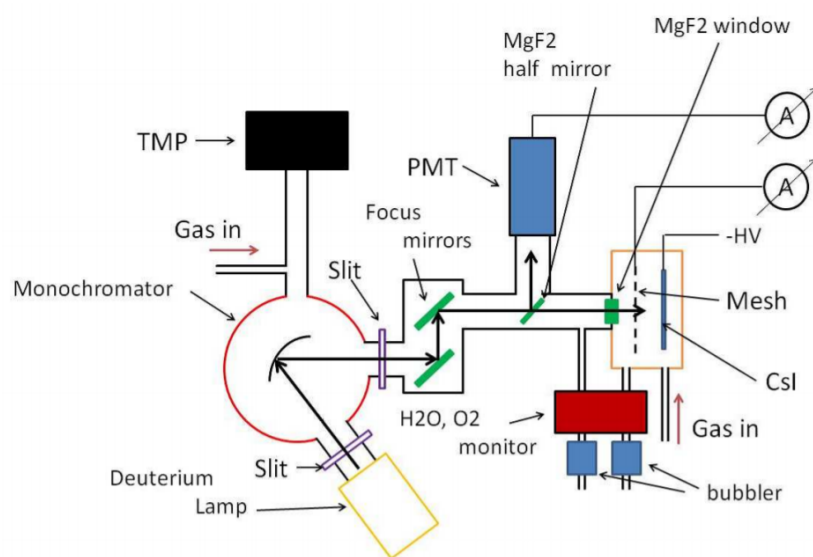


図 A.2: QE 測定セットアップの光学系 [29]。

測定時、光学系にはアルゴンガスを 2 L/min で、測定用チェンバーに  $\text{CF}_4$  を 1 L/min でそれぞれ流していた。測定時の光学系における水分濃度は 5 ppm 程度、測定用チェンバー内の水分濃度は 12 ppm 程度であった。

GEM の 4 mm 上流側へメッシュを設置し、GEM へ  $-1500 \text{ V}$  の電圧を印加する。この電位差によって、光電面で生じた光電子をメッシュへ吸収し、メッシュに流れた電流値を測定する。PMT やメッシュに流れた電流値は 2 種類の電流計 (ADCMT 8240, R8340A) を用いてそれぞれ測定した。

重水素ランプによる光の波長領域は 115–400 nm であり、160 nm 付近で強度が最大となる。HBD で検出するチェレンコフ光の波長領域は CsI 光電面の仕事関数と  $\text{CF}_4$  ガスによるカットオフによって決まっており、およそ 100–200 nm である。QE の測定は 120–200 nm の波長領域を 5 nm 刻みに

行い、検出光子数を導出する際には 100 nm までの短波長領域の QE に対しては外挿を行う。

測定した電流値から以下に示す式 A.1 を用いて、GEM に蒸着した光電面の量子効率  $QE_{GEM}(\lambda)$  を導出する。

$$QE_{GEM}(\lambda) = \frac{I_{GEM}}{I_{PMT}}(\lambda) \cdot R/T(\lambda) \cdot \frac{1}{\epsilon_{mesh}\epsilon_{GEM}} \cdot QE_{PMT}(\lambda) \quad (A.1)$$

ここで、 $R/T(\lambda)$  はハーフミラーの透過率と反射率の比であり、GEM の QE 測定の前に参照用 PMT を 2 台用いて測定を行った。 $\epsilon_{mesh}$  はメッシュによって光が遮られる領域を考慮するための係数であり、 $\epsilon_{mesh} = 0.885$  である。 $\epsilon_{GEM}$  も同様に、GEM のホールによって光電面が生成されない領域を考慮するための係数であり、 $\epsilon_{GEM} = 0.773$  である。

### A.3 結果と考察

GEM の QE 測定の前に、QE が既知である参照用 PMT2 台をミラーの反射側と透過側に設置し、波長ごとに流れる電流値の比を測定し PMT 自身の QE を考慮して R/T の値を導出した。この測定は PMT の位置と電流計の組み合わせを変えて計 4 回測定し、値のばらつきは系統誤差として処理した。図 A.3 に測定した波長ごとの R/T の値を示す。

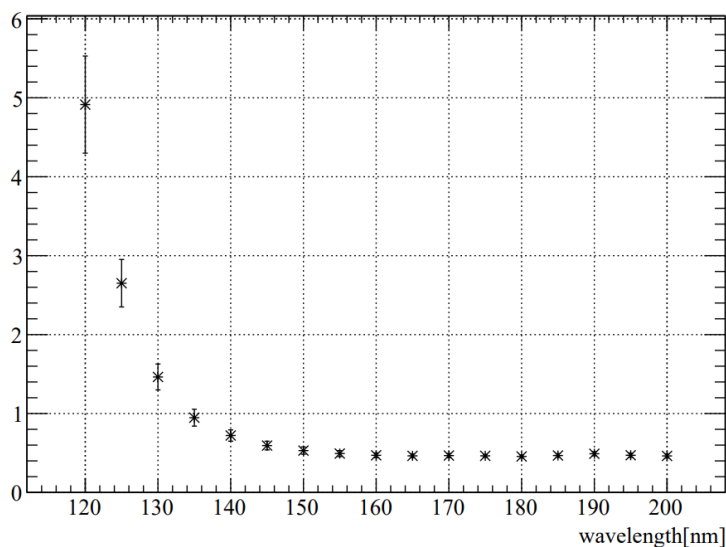


図 A.3: 測定した R/T の値。

4 回測定した R/T の平均値を用いて、10 cm 角 GEM (10GEM)、10 cm 角 GEM のサンプル (10GEMsample)、30 cm 角 GEM のサンプル (30GEMsample) の 3 つに対して QE を導出した。結果を図 A.4 に示す。

図 A.4 より、すべての波長域に対して、サンプルの QE より GEM の QE が大きくでている傾向にあることが読み取れる。10GEM と 10GEMsample は同時に蒸着が行われており、このように QE に倍程度の差が出てしまう理由は不明であるが、ビーム照射後に QE が増加する傾向にあるという現象は過去にも確認されており、またサンプルと GEM で蒸着後の保管状況も異なる。ここで知りたかったのは今回の測定に使用した GEM (30GEM) の QE であるが、図 A.4 に示す結果から蒸着

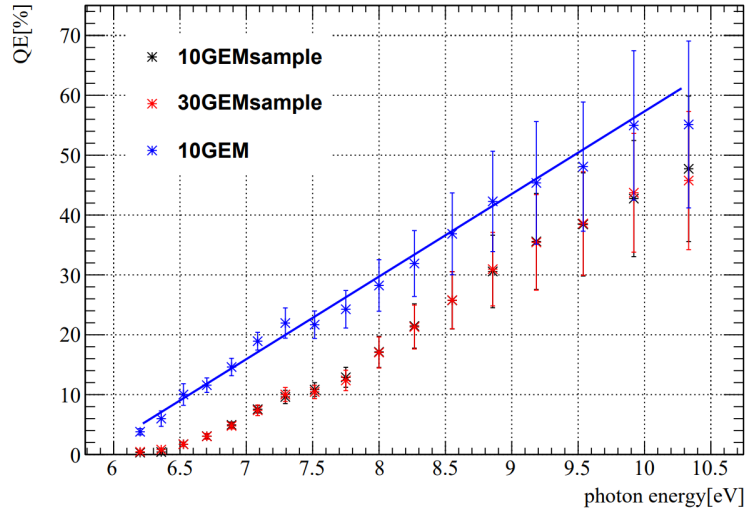


図 A.4: 10cm 角 GEM、10 cm 角 GEM のサンプル、30 cm 角 GEM のサンプルの 3 つに対して測定した波長ごとの量子効率。量子効率の誤差の大部分は図 A.3 に示す R/T の系統誤差からくるものである。

時の個体差よりも保管状況、またはビーム照射の有無が QE へ与える影響のほうが大きいと考え、10GEM の QE 測定値を使用して検出光電子数の評価を行うことにする。

#### A.4 HBD の想定性能

HBD で検出できる光電子数は以下の式 A.2 から求められる。

$$N_{p.e.} = \frac{z^2 \alpha L}{\hbar c} \sin^2 \theta_c \epsilon_{\text{mesh}} \epsilon_{\text{GEM}} \epsilon_{\text{CE}} T_{\text{imp}} \int dE QE(E) T_{\text{CF}_4}(E) \quad (\text{A.2})$$

ここで  $z$  は入射粒子の電荷、 $\alpha$  は電磁結合定数、 $L$  は輻射体の厚さである。 $\epsilon_{\text{CE}}$  は、光電面で発生した光電子のうち GEM の後段へ輸送され検出されるものの割合であり、過去の測定により  $\epsilon_{\text{CE}} = 0.427$  と測定されている。 $T_{\text{CF}_4}(E)$  は  $\text{CF}_4$  ガス中を通過する真空紫外光が光電面へ達する割合を表しており、特に  $\text{CF}_4$  自身の吸収による影響を考慮したものである。 $T_{\text{imp}}$  も同様であるが、こちらは  $\text{CF}_4$  中に含まれる水分や酸素などの不純物などによる影響を考慮したものであり、ここでは図 3.3 を参考に  $T_{\text{imp}} = 0.97$  として計算している。 $\text{CF}_4$  自身による非透過性には波長依存性があり、PHENIX 実験により測定されている [26]。ここでは  $T_{\text{CF}_4}(E)$  として図 A.5 に示す分布を使用している。

QE として、図 A.4 に示している 10GEM の測定値に対する直線フィットを使用した。この直線にて 12.4 eV まで外挿を行った。

チェレンコフ角  $\theta_c$  は  $\text{CF}_4$  の屈折率に依存するが、屈折率には波長依存性が存在する [43]。 $\beta \sim 1$  と近似し、屈折率の波長依存性は PHENIX 実験による計算 [26] を参照し、 $\gamma_{\text{th}}^2 = 28.8$  とした。

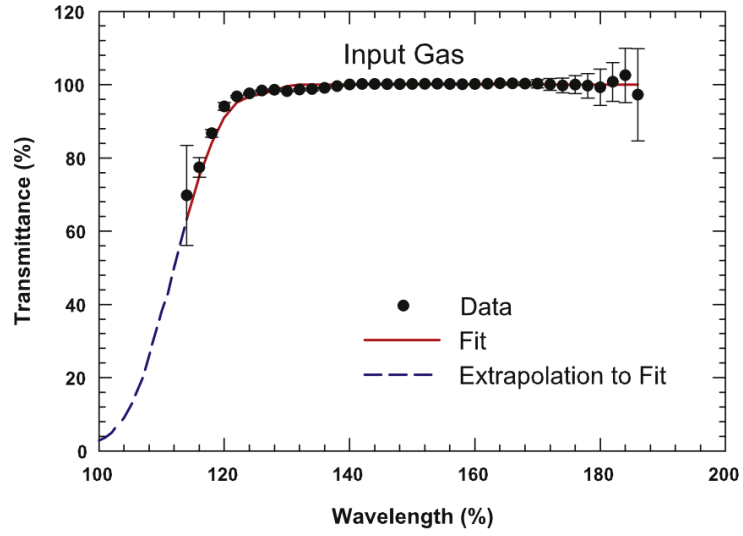


図 A.5: PHENIX 実験によって測定された、真空紫外光の  $\text{CF}_4$  中における透過率の波長依存性 [26]。

$$\sin^2 \theta_c = 1 - \frac{1}{n(\lambda)^2 \beta^2} \quad (\text{A.3})$$

$$\sim 1 - \frac{1}{n(\lambda)^2} \quad (\text{A.4})$$

$$= \frac{1}{\bar{\gamma}_{\text{th}}^2} \quad (\text{A.5})$$

以上から検出光電子数  $N_{p.e.}$  を計算すると、 $12.8 \pm 3.2$  個と求められる。

## 付録 B

# 磁場の印加状況による GC 応答の違い

磁場有の状態を取得した GC の ADC 分布について、磁場無の場合と比較して考察を行う。

磁場無の場合（データ B）と磁場有の場合（データ C）の GC1、GC2 の ADC 分布を図 B.1 で比較する。データ C における ADC 分布を緑のヒストグラムで示す。どちらもヒストグラムの面積を 1 と規格化し重ね描きしている。

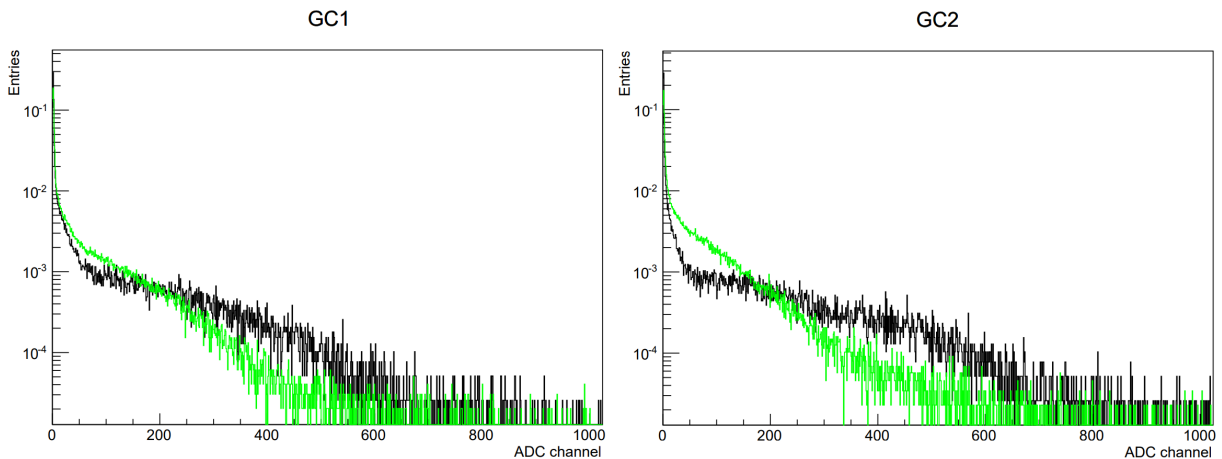


図 B.1: 磁場無の場合（黒）と磁場有の場合（緑）における GC1 と GC2 の ADC 分布。

さらに図 B.1 のサンプルに対して、5.2.2 節で用いた TS カットを行った分布を図 B.2 に示す。

ADC 分布の 200 チャンネル以上の領域で、TS カットを行った場合に分布の形状が一致したことから、図 B.1 に見られる磁場有と磁場無における分布の違いは磁場による PMT のゲイン低下でなく、サンプルにおける電子ダブルヒットの割合が異なるためと考えられる。磁場が印加されている場合、ターゲット付近で生じた低運動量の電子陽電子対は磁場によって大きく軌道を曲げるため、前方セットアップのアクセプタンスに二個同時に入る事象は少なくなると考えられる。

また ADC チャンネル 100 付近のイベントがデータ C で増加している傾向が見え、特に GC2 で顕著である。この ADC 分布の領域におけるマルチヒットの影響を懸念し、ビーム強度の低いデータも用いてこの差を検討する。一次ビームの強度が図 B.2 に示すデータと比べて 10 倍低い、 $1 \times 10^8$  であるときの磁場有の場合と磁場無の場合の GC の ADC 分布を図 B.3 で比較する。ここで示す GC の ADC 分布には、TS1 の ADC によるカットを入れて、電子ダブルヒットの影響を除いている。磁



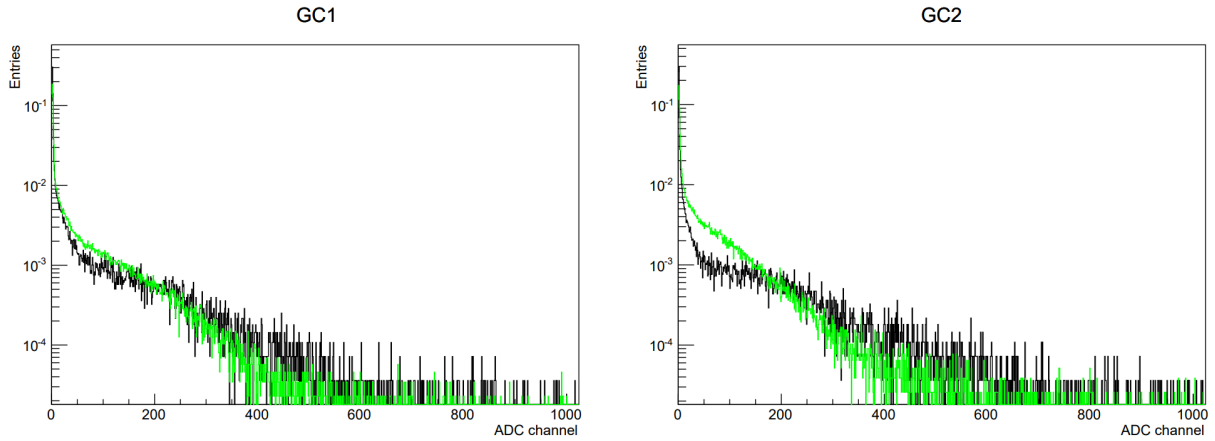


図 B.2: データ B (黒) とデータ C (緑) における GC1 と GC2 の ADC 分布。TS カット (TS1、TS2、TS3 の ADC 分布を用いてダブルヒットを除くカット) を行っている。

場無のデータは黒、磁場有のデータは緑で示す。

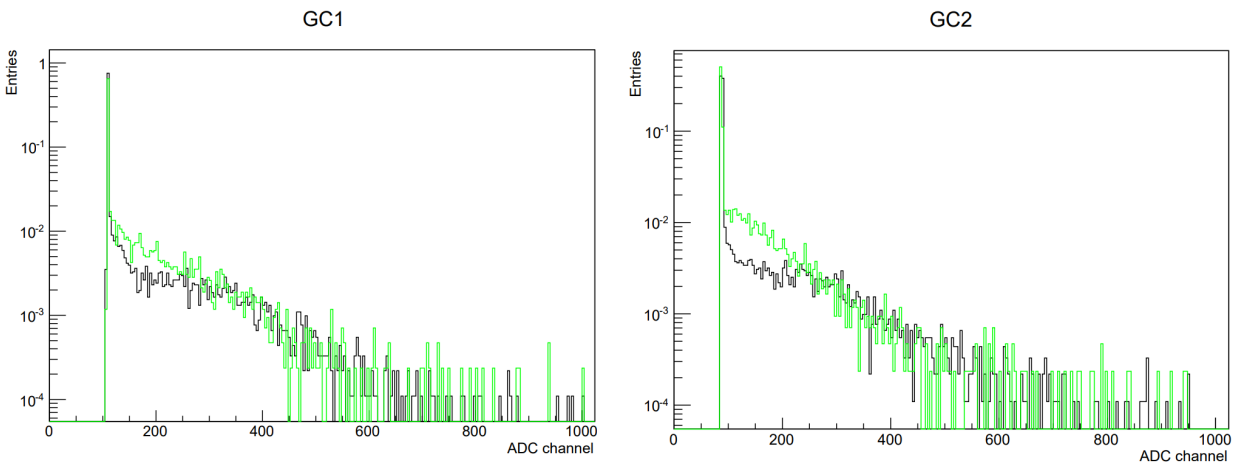


図 B.3: 磁場の有無による GC ADC 分布の違い。

電子ダブルヒットの影響を除いたうえで低ビームレートにおける応答を見ても、図 B.1 と同じように、ADC 分布の低い領域で磁場有の場合に超過が見られる。同様にこの超過分は GC2 においてより顕著である。

この理由として、高運動量の  $\pi$  中間子によるチェレンコフ光である可能性を考える。表 B.1 に、GC1 と GC2 に入射した高運動量電子や  $\pi$  中間子が発するチェレンコフ光電子数の比率についてまとめる。

表 B.1: 各 GC において、高運動量の電子と  $\pi$  中間子が発するチェレンコフ光電子数 ( $NC$ ) の比率。

	$\pi$ 中間子の運動量しきい値 [GeV/c]	$NC_e/NC_\pi$ ( $p = 3$ GeV/c)	$NC_e/NC_\pi$ ( $p = 3.5$ GeV/c)
GC1	2.8	7.8	2.7
GC2	2.6	3.7	2.1

ここに示すように、しきい値運動量を超えたばかりの粒子 ( $\pi$  中間子) が出すチェレンコフ光は、 $\beta \sim 1$  の粒子 (電子) が出すチェレンコフ光に比べて光量が少ない。3 GeV/c 程度の  $\pi$  中間子が、図 B.3 に見られるような低い領域の超過を生じさせる可能性がある。

磁場がある場合に取得される  $\pi$  中間子サンプルの運動量分布は 4.2.4 節で検討した。しかしこの分布は磁場の大きさが FM 中心からの距離にしか依存しないという仮定をおいており、さらに FM 中心に位置するターゲットからの  $\pi$  中間子しか考慮していない。実際にはターゲット上流の、ビームパイプとターゲットチェンバーの間にある厚さ 100  $\mu\text{m}$  のステンレス膜等、背景事象を発生させる可能性のある物質は設置されており、想定しなかった軌道を通して前方セットアップへ入射した粒子が存在する可能性もある。

磁場印加時の GC の応答についてより詳細を理解するためには、今回データを取得した粒子の運動量の情報や、磁場による PMT ゲイン変動のより詳細な計測が必要となる。今回の解析では磁場有のデータ (データ C) は  $\pi$  中間子を選ぶための veto としてのみ使用することにする。

# 謝辞

本研究を行うにあたって、非常に多くの方からご指導、ご支援をいただきました。

指導教官である成木恵准教授には、実験の計画からデータ取得、解析、論文執筆まで、研究の全過程において丁寧なご指導をいただきました。配属されたばかりは右も左も分からなかった私に、今すべきことを的確にご指導下さり、本論文を執筆するまで導いて下さいました。また私の不備でご迷惑をおかけすることも多くありましたが、いつも最善の策をご提案下さり、迅速に対応していただきました。永江知文教授、銭廣十三准教授、村上哲也講師、後神利志助教には、発表の際に多くのアドバイスをいただきました。ありがとうございました。

E16 実験グループの方々には、本研究を行うにあたって非常に多くの面でお世話になりました。ビームタイムの際には、貴重な時間の一部を本研究に費やして下さり、大変感謝しております。理化学研究所の四日市悟専任研究員には、実験計画、データ取得、解析を行うにあたって基礎的な事項についてご指導いただき、また私の見通しが甘かった点について逐一指摘を下さいました。KEK の小沢恭一郎准教授には、お忙しい中長い議論に付き合っただき、方針を示す助言や励ましをいただきました。青木和也助教には、本研究の細部にわたって多くの相談にのっていただき、物理、検出器に関する知識や解析の手法などを教えていただきました。森野雄平助教には、解析で行き詰まったときに、新しい視点からの解決法を多くご提案いただきました。

理化学研究所の菅野光樹さん、京都大学の足利沙希子さんには、本研究で HBD と LG を扱うにあたって必要なことのすべてを教えていただきました。菅野さんには、GEM やガスシステムの基本的な扱い方に始まり、扱いの難しい HBD をなんとか一人でオペレーションできるまでご指導いただきました。またビームタイム中の不測の事態や解析時の相談にも、迅速に対応して下さいました。足利さんにはセットアップの考案、建設の頃から解析まで長きにわたって、多くの助言、助力をいただきました。また同研究室の先輩として、実験に向き合う姿勢や J-PARC での生き方など多くのことを学ばせていただきました。

理化学研究所の中井恒さんには、本研究に使用した DAQ システムの構築をはじめとして、回路やソフトウェアにおける全面的なサポートをいただきました。京都大学の市川真也さんには、作業の進捗についてよく気にかけていただき、昼夜を問わず作業や議論にお付き合いいただきました。東京大学の村上智紀さんには日頃から多くの相談を聞いていただき、誰にも聞けないような初歩的な質問にも丁寧に答えて下さいました。実験グループの同期だった京都大学の高浦雄大さん、広島大学の近藤丈仁さんには、頼みづらい作業を手伝ってもらったり、愚痴を聞いてもらったり、本当にお世話になりました。二人の姿勢から刺激を受けることも多く、同期に恵まれたなと感じています。また近藤さんには本実験で使用した HBD の製作の際に、非常に多くの貢献をいただきました。ありがとうございました。

本研究のデータ取得は、2020年5月にJ-PARCへ新設された高運動量ビームラインにて行われました。MRスタッフのみなさま、HDビームグループのみなさまには、安定したビームの供給や、E16実験に適したビーム調整のために多大なるご尽力をいただきました。ありがとうございました。

原子力機構の佐甲博之研究主幹には、修士2年次より特別研究生として先端基礎研究センターのハドロングループへ受け入れていただきました。急な出張等ご迷惑をおかけすることも多くありましたが、寛大にご対応下さいました。ありがとうございました。

また本実験は短い準備期間で作られた即席のセットアップであったため、実験グループ以外の方からも多くのご協力をいただきました。原子力機構の山本剛史さんには、本実験で使用するガスやモジュールを貸していただき、またコロナ禍で準備が滞っている際など度々E16グループのことを気にかけて下さいました。原子力機構の橋本直さん、LEPS実験グループからはモジュールを、COMET実験グループとE05実験グループからは架台を貸していただきました。どれひとつ欠けても本実験を遂行することはできませんでした。本当にありがとうございました。

短い間しかいることができませんでしたが、京都の特に207号室のみなさまには、相談にのっていただいたり、励ましの言葉をいただいたり、温かく接していただきありがとうございました。

最後に、これまで私を支えてくれた友人、家族に感謝の意を伝えます。

# 参考文献

- [1] 熊野俊三, KEK 物理学シリーズ 2 「原子核物理学」, 共立出版 (2015)
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group) Phys. Rev. D 86, 010001.
- [3] W. Weise et al., Nucl. Phys. A 553, 59(1993).
- [4] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B 147, 385(1979).
- [5] P. Gubler and K. Ohtani, Phys. Rev. D 90, 094002 (2014).
- [6] P. Gubler and D. Satow, Prog. in Part. and Nucl. Phys. 106(2019) 1-67.
- [7] Y.B. Yang et al.(xQCD Collaboration), Phys. Rev. D 94 (5) (2016) 054503.
- [8] A. Abdel-Rehim et al.(ETM Collaboration), Phys. Rev. Lett. 116 (25) (2016) 252001.
- [9] G.S. Bali et al.(RQCD Collaboration), Phys. Rev. D 93 (9) (2016) 094504.
- [10] N. Yamanaka et al.(JLQCD Collaboration), Phys. Rev. D 98 (5) (2018) 054516.
- [11] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 75, 1272(1995).
- [12] R. Arnaldi et al., Phys. Rev. Lett. 96, 162302(2006).
- [13] M.H. wood et al., Phys. Rev. C 78, 015201 (2008).
- [14] Eur. Phys. J. A 55, 186(2019)
- [15] R. Muto et al., Phys. Rev. Lett. 98, 042501 (2007).
- [16] M. Naruki et al., Phys. Rev. Lett. 96, 092301 (2006).
- [17] T.Hatsuda and S.H. Lee. Phys. Rev. C 46, R34 (1992).
- [18] S.H. Lee, Phys. Rev. C 57, 927 (1998).
- [19] Y. Nara et al., Phys. Rev. C 61, 024901 (2000).
- [20] <https://j-parc.jp/c/for-researchers/accelerators.html>
- [21] <https://j-parc.jp/c/facilities/accelerators/mr.html>
- [22] 京都大学 浅野秀光 修士論文 (2010).
- [23] 京都大学 高浦雄大 修士論文 (2021) .
- [24] 東京大学 村上智紀 修士論文 (2020).
- [25] W. Nakai, private communication (2017).
- [26] W. Anderson, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 646 (2011) 35-58
- [27] F.Sauli, Nucl. Instrum. Meth. A 386(1997) 531-534.
- [28] <https://gdd.web.cern.ch/gem>
- [29] 東京大学 菅野光樹 修士論文 (2013).
- [30] K. Kanno et al., Nucl. Instrum. and Meth. A 819(2016) 35-58.
- [31] S. Yokkaichi et al., Technical Design Report for the J-PARC E16(2016).

- [32] Y. Aramaki, J-PARC T43 internal report (2014).
- [33] Kawabata et. al. Nucl. Instrum. Meth. A 270(1988) 11.
- [34] 京都大学 足利沙希子 修士論文 (2018).
- [35] 京都大学 藤井涼平 修士論文 (2020).
- [36] <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-passage-particles-matter.pdf>
- [37] ‘Study on Low Energy Intense Kaon Beam’, Akira Yamamoto, KEK Report No. 81-13.
- [38] P. Hauer et al., Nucl. Instrum. Meth. A 976(2020) 164205.
- [39] J. Va’vra et al., Nucl. Instrum. and Meth. A 324 (1993) 113-126.
- [40] S. Agostinelli et al.(GEANT4 Collaboration),Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250-303.
- [41] K. Kanno, Internal report.
- [42] W. Nakai, private communication.
- [43] R. Abjean, A. Bideau-Mehu and Y. Guern, Nucl. Instrum. Meth. A 292 (1990) 593.