

修士論文

Λn 終状態相互作用研究に向けた
Multi-gaps Resistive Plate Chamber の開発

Development of Multi-gaps Resistive Plate Chamber
for study of the Λn final state interaction

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

竹内 大貴

平成 29 年

概要

現在の原子核物理が解明すべき課題の一つは、陽子と中性子間に働く力だけでなく、 s クォークを含んだバリオンであるハイペロンを用いて核力をバリオン間に働く力を調べ、原子核を構成する規則を理解することである。

このためにはバリオン間の相互作用ポテンシャルを決定する必要がある。しかし、核子-核子散乱実験のようにハイペロン-核子相互作用 (YN 相互作用) を直接散乱実験から決めることは困難である。 YN 相互作用の効果を測定する有効な手段の一つが、重水素標的からハイペロンを生成し、ハイペロンと終状態に残る核子との間の相互作用 (YN 終状態相互作用) の効果を測定する実験である。

現在、我々は東北大学電子光理学研究センター (ELPH) において Λn 終状態相互作用測定実験を計画している。現在までに Λn の散乱長及び有効到達距離の測定データは少なく、測定が行われた実験についても誤差が大きい。また、散乱角度も限定的な部分だけであり、 Λn のポテンシャルを決定できるほどのデータは得られていない。ELPH では大立体角時期スペクトロメータを使用できるほか、生成閾値付近の低エネルギー領域で実験を行えるため、これまでの実験と比較してユニークな手法で Λn 終状態相互作用測定実験を行える。この実験により $K^+\Lambda n$ 生成断面積を測定し、 Λn の散乱長を精度良く測定することを目指す。

ELPH で Λn 終状態相互作用測定実験を行う上では K^+ の識別が重要であるが、現行のセットアップでは質量二乗分布の上で K^+ の識別が困難である。GEANT4 によるモンテカルロシミュレーションを用いて、理想化したモデルで新検出器に要求される時間分解能を見積もると $\sigma \sim 100$ ps 程度であれば K^+ を π の混入率 10% 以下で識別可能であるという結果が得られた。この結果から、新検出器に要求される性能は、時間分解能 $\sigma = 100$ ps 程度、磁場中で動作可能、大面積を覆うことである。これらの要求を満たす検出器の中で、我々は安価に製作が可能で大型化が容易である Multi-gaps Resistive Plate Chamber (MRPC) に注目した。MRPC はガス増幅を利用した検出器で、高時間分解能を達成可能であり、かつ安価に大面積を覆える検出器である。

本研究の目的は、MRPC を新たな TOF 検出器として用いるために、MRPC の製作、最適化、性能評価実験を行うことである。我々は 2015 年にプロトタイプ MRPC を製作し、2016 年に性能評価実験を行った。この詳細については 3 章で述べる。この時、MRPC と読み出し回路との間でインピーダンス不整合が起こっており、これが時間分解能を悪化させる原因の 1 つと考えた。その後、MRPC の筐体デザインの変更や、インピーダンスマッチングと整形増幅を同時に行うアンプ回路の製作を行い、実機使用の MRPC のデザインを行った。また、

MRPC に対して性能評価実験を行った。この結果の詳細については第 4 章で述べる。実験の結果、最終的に得られた MRPC の時間分解能は $\sigma \sim 120$ ps であった。

第 5 章では、GEANT4 によるモンテカルロシミュレーションを用いた Λn 終状態相互作用測定実験デザインの詳細を述べる。この章ではこれまでに得られた MRPC の時間分解能 ($\sigma \sim 120$ ps) および目標値に設定した時間分解能 ($\sigma \sim 100$ ps) を仮定し、実際に MRPC を設置する場所の最適化や Λn 終状態相互作用研究実験を行うために必要なビームタイムの見積もりを行った。このシミュレーションは、開発前の理想化したモデルを用いたシミュレーション時に考慮しなかった反応を含めて行った。

また、光子ビームが標的中で作る e^+e^- バックグラウンドのレートや、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応起因の K^+ 、 π^- 、 p の分布から、MRPC の配置の検討を行った。

目次

概要	i
第 1 章 序章	1
1.1 ストレンジネスを含んだハドロン物理	1
1.2 ストレンジネスを含んだハドロン実験の歴史	2
1.3 ハイパー核反応分光実験の手法	3
1.3.1 (K^- , π^-) 反応	3
1.3.2 (π^+ , K^+) 反応	4
1.3.3 (e , $e'K^+$) 反応	5
1.3.4 (γ , K^+) 反応	7
1.3.5 γ 線分光実験	7
1.4 ハドロン間相互作用の研究	8
1.4.1 核子-核子相互作用 (NN 相互作用)	8
1.4.2 ハイペロン-核子相互作用 (YN 相互作用)	8
1.4.3 ΛN 終状態相互作用	8
1.5 ELPH における Λn 終状態相互作用測定実験の計画と課題	12
1.5.1 Λn 終状態相互作用測定実験の要請	12
1.5.2 Neutral Kaon Spectrometer (NKS2)	12
1.5.3 実験計画と課題	13
1.6 本研究の目的	16
第 2 章 Multi-gaps Resistive Plate Chamber	19
2.1 MRPC の基本原理	19
2.1.1 MRPC	19
2.1.2 MRPC の構造	20
2.1.3 オペレーションモード	20
2.1.4 MRPC の構造による性能の変化	22
2.1.5 ギャップ間にかかる電圧	23
2.1.6 スペースチャージ効果	24
2.1.7 レート耐性	25

2.1.8	主な MRPC	26
2.2	MRPC の基本動作	27
2.2.1	MRPC 開発フローチャート	27
2.2.2	MRPC の構造	29
2.2.3	MRPC の筐体	31
2.2.4	MRPC の信号	32
2.2.5	整形増幅回路	33
2.2.6	暗電流	34
2.2.7	ノイズ	34
第 3 章	プロトタイプ MRPC の性能評価実験	35
3.1	実験セットアップ	35
3.2	実験結果	37
3.2.1	レート測定	37
3.2.2	時間分解能	38
3.2.3	検出効率	42
3.2.4	位置依存性	43
3.2.5	クロストーク	43
3.3	まとめ	45
第 4 章	整形増幅回路を含めた MRPC の性能評価実験	47
4.1	アンプ回路	47
4.1.1	アンプ回路の要求性能	47
4.2	アンプ回路のレート耐性	50
4.3	MRPC 筐体のデザイン	50
4.4	アンプ回路を含めた MRPC の性能評価実験	53
4.4.1	実験セットアップ	53
4.4.2	実験中の陽電子ビームサイズ測定	55
4.4.3	実験中のビームレート	56
4.4.4	時間分解能	57
4.4.5	検出効率	58
4.4.6	位置依存性	59
4.4.7	実験結果まとめ	60
4.5	宇宙線を用いた性能評価	60
4.5.1	セットアップ	61
4.5.2	MRPC 時間分解能向上のための改善策	61
4.5.3	時間分解能	62

4.5.4	時間分解能悪化の原因についての考察	62
4.6	まとめ	63
第 5 章	ELPH における Λn 終状態相互作用測定実験のデザイン	65
5.1	目的と方針	65
5.2	GEANT4	66
5.3	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$ 反応に関する理論計算	66
5.3.1	散乱断面積	67
5.3.2	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + N$ 反応における K^+ の運動学	70
5.4	MRPC の配置の検討	70
5.4.1	シミュレーションで仮定した検出器セットアップ	71
5.4.2	e^+e^- バックグラウンド	72
5.4.3	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p の分布	78
5.5	重水素標的を用いた光生成反応のシミュレーション	82
5.5.1	シミュレーションで仮定した光生成反応断面積	83
5.5.2	検出器分解能	84
5.5.3	質量二乗分布	87
5.5.4	ミッシングマス	91
5.6	Λn 終状態相互作用実験に要求されるビームタイム	96
5.6.1	シミュレーションの仮定	96
5.6.2	モデル分離の手法	96
5.6.3	モデル分離に必要な $K^+\Lambda n$ 生成イベント数	97
5.6.4	Λ 生成量およびビームタイム見積もり	99
5.7	まとめ	103
第 6 章	本研究のまとめ	105
付録 A	MRPC の製作過程	106
A.1	読み出しパッド	106
A.2	MRPC 本体	108
付録 B	NKS2 の従来のセットアップ	110
B.1	東北大学電子光理学研究センター (ELPH)	110
B.1.1	ビームライン	111
B.1.2	光子標識化装置 (Tagger)	111
B.1.3	Sweep magnet	112
B.1.4	680magnet	113
B.1.5	Inner Hodoscope(IH)	113

B.1.6	Outer Hodoscope(OH)	113
B.1.7	Cylindrical Drift Chamber(CDC)	114
B.1.8	Vertex Drift Chamber(VDC)	114
B.1.9	Electron Veto(EV)	115
付録 C	読み出し回路系に関する説明	118
C.1	読み出し回路	118
参考文献		120
謝辞		123

1.1	素粒子一覧	2
1.2	$n(K^-, \pi^-)\Lambda$ 、 $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ 、 $p(e, e'K^+)\Lambda$ 反応に対するビーム運動量 (横軸) と運動量移行 (recoil momentum、縦軸) の相関	4
1.3	(K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 $(e, e'K^+)$ 反応によるハイペロン生成過程	5
1.4	終状態相互作用の模式図	9
1.5	$E_\gamma = 1300$ MeV、 $\theta_K = 0^\circ$ の時の終状態相互作用を含めた微分断面積	10
1.6	$E_\gamma = 950$ MeV、 $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ の時の終状態相互作用を含めた微分断面積	11
1.7	$d(e, e'K^+)X$ 反応において、横軸 X のミッシングマスのヒストグラム	11
1.8	NKS2 を俯瞰で見た時の図	12
1.9	NKS2 における p, π に対する運動量 (横軸) と運動量分解能 (縦軸) の相関 [19]	14
1.10	過去の実験で得られた mass square のヒストグラム [20]	15
1.11	OH の場所に時間分解能 100 ps の検出器を置いた場合の mass square 分布	17
1.12	本研究の開発フローチャート	18
2.1	MRPC の模式図	19
2.2	ダブルスタック MRPC の模式図	20
2.3	ギャップ間にかかる電圧の時間変化の様子 [33]	24
2.4	アバランシェ発生部分の電場の状態の模式図 [33]	25
2.5	MRPC の開発フローチャート	28
2.6	(上) 製作した MRPC の模式図 (下) 読み出しパッドの形状	30
2.7	MRPC 筐体の組み立て図	31
2.8	MRPC 筐体の側面図	33
2.9	典型的な MRPC のシグナル	33
3.1	2016 年実験の検出器のセットアップ図	36
3.2	検出器部分を正面から見た時の模式図	36
3.3	「 e^+e^- 平面」と検出器群の位置関係	37
3.4	MRPC の回路図	37
3.5	H1L のシングルレートの時間依存性	38

3.6	H1L のシングルレートの全 run 変移	39
3.7	ディスクリミネータがロジック信号を出すタイミングと入力信号の大きさの 関係	39
3.8	タイムウォーク補正前後の変化	41
3.9	時間分解能の HV 依存性	42
3.10	検出効率の HV 依存性	43
3.11	時間分解能の位置依存性の測定位置を MRPC 読み出しパッド上に示した図 .	44
3.12	印加電圧 16 kV のときの時間分解能の位置依存性	44
3.13	クロストークの HV 依存性	45
4.1	製作したアンプ回路図	48
4.2	LTSpice によるシミュレーション結果	49
4.3	製作したアンプ回路	49
4.4	アンプ回路を通した MRPC の信号	49
4.5	ファンクションジェネレータによるアンプ回路のレート耐性テスト	50
4.6	製作した MRPC 筐体の天板裏側の様子	51
4.7	MRPC とアンプ回路のアノード、カソード、グラウンドの接続方法	52
4.8	作製した筐体のガスフローの方法	52
4.9	2017 年実験の検出器のセットアップ図	53
4.10	フィンガーカウンターと veto カウンター	54
4.11	実験時のフィンガーカウンターと veto カウンターの配置をビーム進行方向か ら見た図	54
4.12	Finger3 によるビームサイズ測定	55
4.13	各コンバータの材質に対するコインシデンスレートの変化	56
4.14	1cm ² あたりのビームレートの測定結果	57
4.15	時間分解能の印加電圧依存性を各レートごとにまとめたグラフ	58
4.16	検出効率の HV 依存性を各レートごとにまとめたグラフ	58
4.17	$Z = 43 \Omega$ の場合の時間分解能の位置依存性	59
4.18	$Z = 43 \Omega$ の場合の検出効率の位置依存性	60
4.19	宇宙線測定 of 検出器のセットアップ図	61
4.20	波形が乱れた MRPC の信号の例	63
5.1	シミュレーションのフローチャート	66
5.2	$E_\gamma = 1250 \text{ MeV}$ の場合の微分散乱断面積の理論計算	68
5.3	$E_\gamma = 950 \text{ MeV}$ の場合の微分散乱断面積の理論計算	69
5.4	図 5.2 および図 5.3 それぞれの $\theta_K = 0^\circ$ の場合に対して、 Λn 終状態相互作用を 考慮しない場合と考慮した場合の微分断面積の比	69

5.5	$E_\gamma = 1250, 1150, 1050, 950$ MeV の時の $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + N$ 反応に対する生成閾値 K^+ の運動量及び角度の相関	70
5.6	GEANT4 上で再現した、NKS2 を俯瞰で見た時の配置レイアウト	71
5.7	NKS2 標的周りの検出器の配置図	72
5.8	ポラロイドフィルムで撮影した光子ビーム	73
5.9	γ カメラ	74
5.10	画像より得られた光子ビームの 2 次元ヒストグラム	75
5.11	シミュレーションから得られた Y 軸方向および Z 軸方向の光子ビームの広がり	75
5.12	シミュレーションで用いた光子ビームのエネルギー分布	76
5.13	過去実験の IH のシングルレート	76
5.14	$R = 1200$ mm、ビームカレント 2 mA の場合の MRPC における e^+e^- の分布	77
5.15	$R = 1500$ mm、ビームカレント 2 mA の場合の MRPC における e^+e^- の分布	78
5.16	$R = 2000$ mm、ビームカレント 2 mA の場合の MRPC における e^+e^- の分布	78
5.17	$R = 1200$ mm の場合に対する、MRPC 位置での π^- 、 K^+ 、 p のヒット位置分布	80
5.18	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応において生成時の K^+ の運動量 (横軸) と散乱角度 (縦軸) の相関	81
5.19	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応において $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ 崩壊起因の p および π^- の MRPC 位置での運動量 (横軸) と散乱角度 (縦軸) の相関	82
5.20	シミュレーション時に仮定した光生成反応の反応断面積	83
5.21	GEANT4 のシミュレーションから求めた、 π 、 K 、 p の運動量分解能	85
5.22	中心運動量 $p_0 = 1.0$ GeV/ c 、運動量分解能 $\sigma_p = 0.05$ GeV/ c の場合の飛行距離の分布	87
5.23	運動量と飛行距離分解能の相関	87
5.24	MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子ビームエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.2$ GeV を選んだ時の質量二乗分布	88
5.25	質量二乗と運動量の相関	88
5.26	MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps のとき、質量二乗分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_γ と π 混入率の相関	90
5.27	MRPC の時間分解能 $\sigma = 120$ ps のとき、質量二乗分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_γ と π 混入率の相関	90
5.28	K^+ が生成される 3 つの光生成反応のみに対して、 K^+ を要求した場合のミッシングマスを計算した場合のヒストグラム	92
5.29	MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子ビームエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.2$ GeV を選んだ時のミッシングマス分布	92
5.30	MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps のとき、ミッシングマス分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_γ と π 混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ の相関	94

5.31	$R = 1200$ mm の場合について $E_{\gamma}^{\max} = 1200$ MeV と $E_{\gamma}^{\max} = 1100$ MeV のときの π が作るバックグラウンドのヒストグラムと正しく選択した K^+ が作る $\Lambda n(\Sigma N)$ ピークのヒストグラム	95
5.32	MRPC の時間分解能 $\sigma = 120$ ps のとき、ミッシングマス分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_{γ} と π 混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ の相関	96
5.33	NSC97f と Jülich A のモデルの識別方法	97
5.34	Λn 終状態相互作用の効果を含めた K^+ の運動量分布	98
5.35	図 5.34 において $P_K = 550 - 600$ MeV/ c の領域の部分を拡大して表示した図	98
5.36	$P_K = 550 - 600$ MeV/ c の領域で NSC97f と Jülich A が 2σ で分離できるときの K^+ の運動量分布のヒストグラム	99
5.37	(左)Tagger の 1unit 分 (右)Tagger 全 unit 分	101
5.38	Tagger を用いた光子エネルギー決定方法の概要図	101
A.1	読み出しパッドの電極側	106
A.2	カーボンテープを張った後	106
A.3	カーボンテープを電極サイズに切り取った後	107
A.4	ガラスを貼る際の工夫例	107
A.5	ガラスを貼った後の読み出しパッド	107
A.6	ねじ固定後の読み出しパッド	108
A.7	釣り糸を張った後の MRPC の様子	109
A.8	MRPC	109
B.1	ELPH の施設全体図	110
B.2	第二実験室概観	111
B.3	(左)Tagger の 1unit 分 (右)Tagger 全 unit 分	112
B.4	Tagger を用いた光子エネルギー決定方法の概要図	112
B.5	680magnet の磁場の Z 成分 (鉛直方向成分) の高さ依存性	113
B.6	(左)IH の概略図 (右)IH の各セグメントのレイアウト	114
B.7	OH の概略図	115
B.8	CDC の概略図	116
B.9	VDC の概略図	117
B.10	EV の配置図	117

表目次

1.1	クォークの主な物理量	1
2.1	主な MRPC の性能	27
2.2	MRPC に用いた素材リスト	30
4.1	LTSpice シミュレーション時の抵抗、コンデンサなどの数値	48
4.2	コンバータ材質ごとのビームレート測定結果まとめ	57
4.3	時間分解能 (σ) の変化	62
5.1	照射時間	77
5.2	各ビームカレント、NKS2 中心からの距離の条件に対する、1 kHz/cm ² 以上の領域	79
5.3	K^+ 、 π^- 、 p に対して、表 5.2 で示した領域にヒットしたイベントを除いた場合に失うイベント数の割合	80
5.4	ビームタイム見積もりに用いたパラメータ一覧	100
B.1	BST リングの性能	111
B.2	CDC の仕様	115
B.3	VDC の仕様	116

第 1 章 序章

本章では、初めにストレンジネスを含んだハドロン物理について述べ、原子核物理における我々の研究の意義を説明する。次に、 ΛN 相互作用について、実験による測定結果などを交えて記述し、現在実験を計画している、東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) における Λn 終状態相互作用測定実験についての概要および現状の課題などを述べる。

1.1 ストレンジネスを含んだハドロン物理

我々の世界を形成しているのは素粒子であり、それらは図 1.1 に示すように強い相互作用を受ける素粒子 (クォーク) と強い相互作用を受けない素粒子 (レプトン)、力を媒介するゲージ粒子などで構成される。クォークについての主な物理量を表 1.1 に示す。クォーク間に働く力はその距離が離れるほど強くなる性質を持っているため、クォークは単体では取り出せず、複数個のクォークが結合した状態になる。このことは次のように解釈されている。クォークは「色価」と呼ばれる自由度を持っており、赤、青、緑の 3 種類の色価で表現される。

代表的な例として陽子や中性子が挙げられる。陽子はアップクォーク (u) 2 つとダウルクォーク (d) 1 つ、中性子はアップクォーク 1 つとダウルクォーク 2 つで構成されている。このように複数個のクォークで構成されている粒子をハドロンといい、陽子や中性子のように、3 つのクォークで構成されている粒子をバリオン、2 つのクォークで構成されている粒子をメソンと呼ぶ。

現在の原子核物理が解明すべき課題の一つは核力の理解である。核力は核子同士が集まって原子核を構成するために不可欠な力であり、理論的にはクォーク間に働く強い相互作用の基本

表 1.1: クォークの主な物理量 [1]

名称	記号	質量 [GeV/c^2]	スピン	アイソスピン	電荷 [e]
アップ	u	0.0017 – 0.0031	1/2	+1/2	+2/3
ダウン	d	0.0041 – 0.0057	1/2	−1/2	−1/3
チャーム	c	$1.29^{+0.05}_{-0.11}$	1/2	0	+2/3
ストレンジ	s	$0.10^{+0.03}_{-0.02}$	1/2	0	−1/3
トップ	t	$172.9 \pm 0.6 \pm 0.9$	1/2	0	+2/3
ボトム	b	$4.19^{+0.18}_{-0.06}$	1/2	0	−1/3

クォーク			ゲージ粒子		ヒッグス粒子
u アップ	c チャーム	t トップ	g グルーオン (強い相互作用)		H
d ダウン	s ストレンジ	b ボトム	γ 光子 (電磁相互作用)		未発見粒子 ?? 重力子 (??)
レプトン			$W^{\pm}$ ウィークボゾン (弱い相互作用)		
e 電子	μ ミュー	τ 電子	Z Zボゾン (弱い相互作用)		
ν_e 電子 ニュートリノ	ν_{μ} ミュー ニュートリノ	ν_{τ} 電子 ニュートリノ			

図 1.1: 素粒子一覧

理論である量子色力学 (QCD) によって説明されると考えられている。しかし、核子を構成する u クォークと d クォークだけではその性質を完全に説明することはできていない。そこで、陽子と中性子だけでなく、 s クォークを含んだバリオンを用いてバリオン間に働く力を調べ、核力の理解をすることが原子核物理の目的の一つである。

s クォークを含んだバリオンのことを総称してハイペロンと呼ぶ。ハイペロンには Λ 粒子や Σ 粒子などがある。また、原子核中にハイペロンが含まれている原子核をハイパー核と呼ぶ。現在までに存在することが確認されたハイパー核は、 Λ ハイパー核、 $\Lambda\Lambda$ ハイパー核、 Σ ハイパー核、 Ξ ハイパー核のみである。

1.2 ストレンジネスを含んだハドロン実験の歴史

1960 年代までの原子核分野の実験は、主に宇宙線と泡箱、霧箱を用いて行っていた。1947 年に G. D. Rochester, C. C. Butler により、 K 中間子と Λ 粒子が発見された [2]。この飛跡が発見された当初は、この現象を説明する理論がなかったが、1953 年、中野、西島、ゲルマンがストレンジネスという新たな量子数を導入した理論を提唱し、この現象を理論的に説明した (中野・西島・ゲルマンの法則)。その後、1964 年にゲルマンらによりクォークモデルが提唱され、ストレンジネスを担うクォークとしてアップ、ダウルクォークと共にストレンジクォークが導入された。

1970 年代になると、加速器技術の発展によりビームを用いたカウンター実験が可能になり、ハイパー核分光実験が盛んに行われるようになった。宇宙線とは異なり、加速器からのビー

ムを用いることで均一のエネルギー・運動量かつ単一の粒子を入射粒子として用いることが可能になり、非常に高レートでの実験も行われるようになった。ヨーロッパの欧州原子核研究機構 (CERN) で K^- ビームを用いた (K^-, π^-) 反応分光実験や γ 線分光実験が最初に行われ、それ以降、アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) や茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) などでは (π^+, K^-) 反応分光実験なども行われるようになった。さらに 2000 年代になると、アメリカのジェファークソン研究所 (JLab) で電子線ビームを用いた ($e, e'K^+$) 反応分光実験が行われるようになり、ハイパー核分光実験で研究できる領域がさらに広がった。

また、ストレンジネス生成の素過程を研究するために、実光子を用いた (γ, K^+) 反応分光実験が東北大学電子光理学研究センター (ELPH) や兵庫県の播磨科学公園都市にある SPring-8 などで行われている。

1.3 ハイパー核反応分光実験の手法

1.3.1 (K^-, π^-) 反応

(K^-, π^-) 反応は最初に行われたハイパー核分光実験の手法である。 K^- は陽子などのように 1 次ビームとして取り出すことが出来ない。そのため、1 次ビームとして陽子などを用い、金標的や白金標的などから生成された K^- を取り出して収集することで、2 次ビームとして K^- を取り出している。

(K^-, π^-) 反応の大きな特徴は以下のようなものがある。

- 吸熱反応：

図 1.2 に示すように、(K^-, π^-) 反応には反応閾値がない。そのため、入射粒子の運動量がゼロの場合、つまり入射粒子が静止している状態でも反応が起こる。

- 原子核内の中性子がハイペロンに変換される：

(K^-, π^-) 反応では原子核内の中性子が Λ 粒子に変換される。そのため、標的と同じ原子番号の Λ ハイパー核が生成される。

- 運動量移行が小さい：

他の (π^+, K^+) 反応、($e, e'K^+$) 反応に比べてハイパー核への運動量移行が小さい。そのため、変換される中性子と変換後の Λ 粒子の軌道が変化しにくい。このように、反応前の粒子の軌道と反応後の粒子の軌道が変わらない状態のことを”substitutional state”と呼ぶ。

- 反応断面積が大きい：

図 1.3 のように、(K^-, π^-) 反応は K^- の s クォークと中性子の d クォークが交換される反応であるため、(π^+, K^+) 反応、($e, e'K^+$) 反応などのように間接的にストレンジクォーク対を生成してハイペロンを作る反応過程と比較して反応断面積が大きくなる。

典型的な反応断面積は、 $\mu\text{b/sr} \sim \text{mb/sr}$ である [3]。

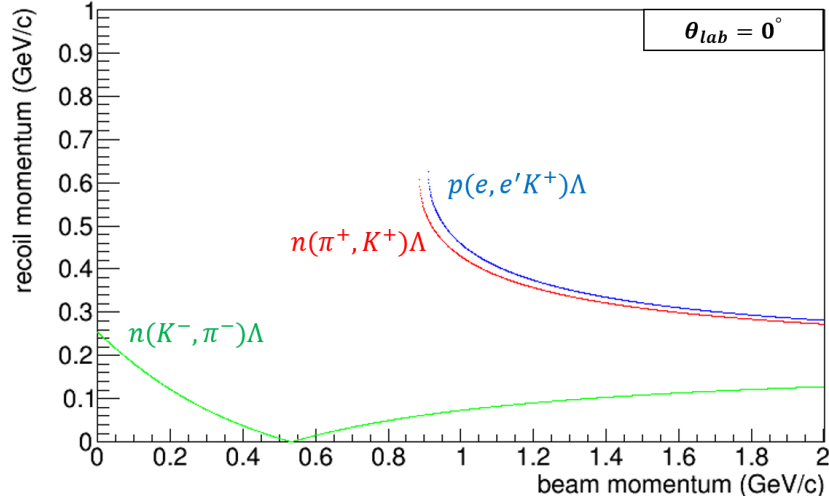


図 1.2: $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ 、 $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ 、 $p(e, e'K^+)\Lambda$ 反応に対するビーム運動量 (横軸) と運動量移行 (recoil momentum、縦軸) の相関。 θ_{lab} は実験室系でのビーム軸方向に対する Λ 粒子の運動量ベクトルの開き角で、 $\theta_{lab} = 0^\circ$ の場合を計算した。運動量移行は Λ 粒子が持つ運動量の大きさを表す。

1.3.2 (π^+, K^+) 反応

(π^+, K^+) 反応は (K^-, π^-) 反応と同じように、 π^+ を 2 次ビームとして取り出して実験を行う。

(π^+, K^+) 反応の大きな特徴には以下のようなものがある。

- 発熱反応 :
 (K^-, π^-) 反応とは異なり、反応閾値がある。反応によって閾値は異なるが、例えば素過程 $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ の反応閾値は、ビーム運動量でおよそ 0.88 GeV/c 程度である。
- 中性子がハイペロンに変換される :
- 運動量移行が大きい :
閾値付近では特に運動量移行が大きい。そのため、変換される中性子と変換後の Λ 粒子の軌道が変わるような事象が多くなり、ハイペロンの束縛が深い状態のハイパー核が生成可能である。反応前後で原子核の軌道角運動量の変化量が最大になる時の状態を "stretched state" と呼ぶ。
- $(e, e'K^+)$ 反応よりも反応断面積が大きい :
前述したように、 (π^+, K^+) 反応、 $(e, e'K^+)$ 反応はクォーク・反クォーク対や光子からストレンジ・反ストレンジクォーク対を生成する反応であるため、 (K^-, π^-) 反応のよ

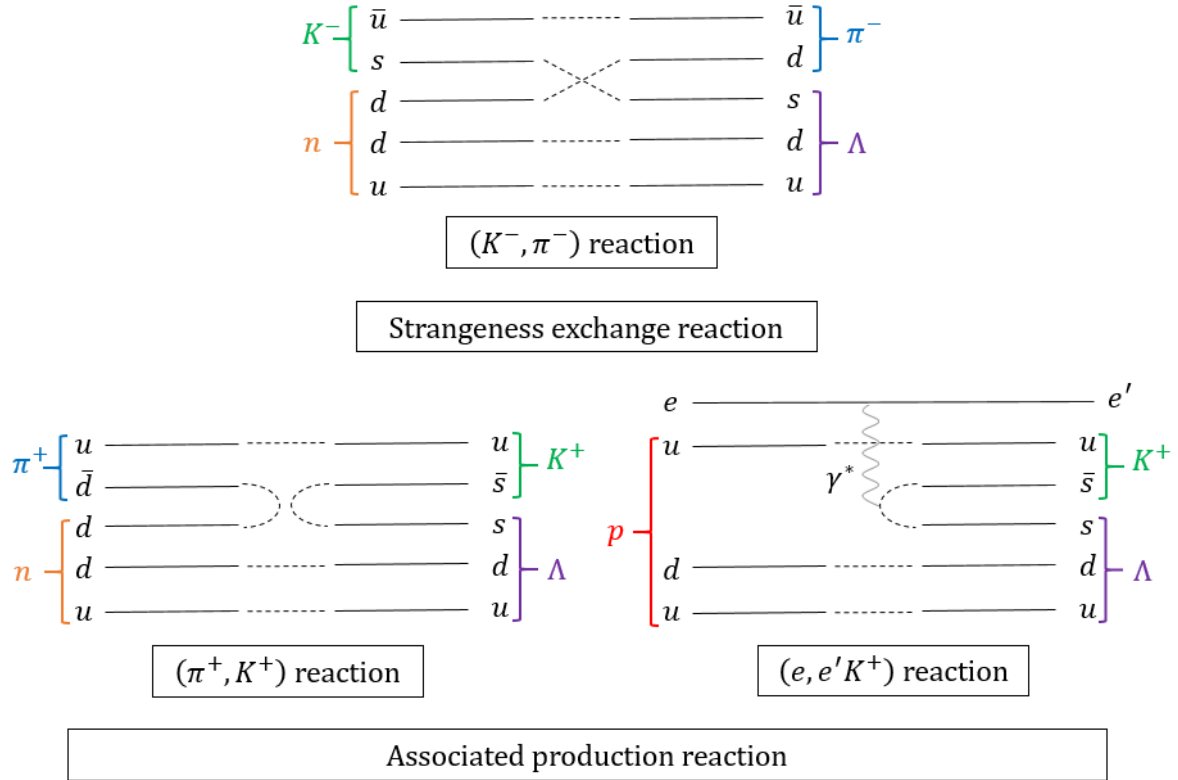


図 1.3: (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 $(e, e' K^+)$ 反応によるハイペロン生成過程。 (K^-, π^-) 反応は K^- のストレンジクォークと中性子のダウングォークを交換することで Λ 粒子を生成する。 (π^+, K^+) 、 $(e, e' K^+)$ 反応は対消滅・対生成によってストレンジクォーク対を生成して Λ 粒子を生成する。

うにストレンジ・反ストレンジクォーク対を直接交換する反応よりも反応断面積が小さくなる。 (π^+, K^+) 反応、 $(e, e' K^+)$ 反応を比較すると、 (π^+, K^+) 反応はダウングォーク対からストレンジクォーク対を生成するため、強い相互作用によるハイペロン生成反応である。一方 $(e, e' K^+)$ 反応や (γ, K^+) 反応は、光子からストレンジクォーク対を生成するため、電磁相互作用による反応である。そのため、 $(e, e' K^+)$ 反応や (γ, K^+) 反応に比べて (π^+, K^+) 反応の方が反応断面積が大きい。典型的な反応断面積は $\mu\text{b/sr}$ 程度である。

1.3.3 $(e, e' K^+)$ 反応

$(e, e' K^+)$ 反応の特徴は以下のようなものである。

- 1 次ビームを使用できる：

(K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応のように、2 次ビームを使用する際には粒子ごとに運動量を測定する必要がある。また、ビームレートも MHz 程度までであるため、標的を厚

くすることでハイペロン生成量を増やす必要がある。しかし、標的中のエネルギー損失などの影響により、分解能が悪くなる。そのため、これまでの最高のエネルギー分解能は 1.5 MeV(FWHM) 程度であった [4]。

一方、電子ビームは加速する際に運動量が揃ったビームを取り出して使用するため、ビームの運動量分解能が非常に良く ($\Delta p/p \sim 10^{-4}$) かつ小さいビームスポットサイズ (ビーム径 $\sim 100 \mu\text{m}$) で使用することが出来る。また、電子ビームは $10^{14} - 10^{15} \text{ Hz}$ という非常にレートの高いビームが使用可能であり、標的を数 100 mg/cm^2 程度まで薄くできる。現在、 $(e, e' K^+)$ 反応を利用した実験で達成された最も良いエネルギー分解能は、JLab における ${}^{12}\text{B}$ の分光実験で、540 keV (FWHM) である [5]。また、高いビームレートであるため、数 10 nb/sr 程度と小さい反応断面積を補うことが出来る。

- 運動量移行が大きい :

(π^+, K^+) 反応と同様に発熱反応であるため運動量移行が大きい。変換される陽子がいた軌道と変換後の Λ 粒子の軌道が変化した、ハイペロンの束縛が深い状態のハイパー核が生成可能である。

- 陽子がハイペロンに変換される :

(K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応と異なり、 $(e, e' K^+)$ 反応では原子核中の陽子がハイペロンに変換される。したがって、水素標的を使用すれば、 $p(e, e' K^+) \Lambda$ 、 $p(e, e' K^+) \Sigma^0$ のように、ハイペロン生成の素過程のデータを得られる。また、 Λ 、 Σ^0 の質量は非常に精度良く決定されているため、 $p(e, e' K^+) X$ 反応から生成される Λ 、 Σ^0 の質量を測定することで質量のキャリブレーションが可能になり、ハイパー核の質量の絶対値が測定できる。これは (K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応などにはない大きな特徴である。

- spin-flip 状態の生成断面積が大きい :

$(e, e' K^+)$ 反応は仮想光子を介してハイペロンが生成される。光子はスピン 1 を持っているため、ハイペロンのスピンの向きが反転するような状態を生成できる。このように、反応前の核子と反応後のハイペロンのスピンの向きが反転する状態を spin-flip 状態と呼ぶ。spin-flip 状態と non-spin-flip 状態 (spin-flip が起こっていない状態) の生成断面積は同程度のオーダーであることが分かっている [6]。spin-flip 状態と non-spin-flip 状態を同時に測定できるため、ハイパー核の束縛エネルギーについて、スピン依存性をより詳細に研究できる。

入射粒子のパリティが正の場合、標的原子核の反応前後の全角運動量の変化量 ΔJ とパリティの変化 $\Delta\pi$ の関係は、 $\Delta\pi = (-1)^J$ で記述できる。つまり、全角運動量の変化量が偶数の時は反応前後でパリティが変化せず、全角運動量の変化量が奇数の場合は反応前後のパリティが逆符号になる。このようにして現れるパリティは natural parity と呼ばれる。

一方、光子のパリティは負であるため、spin-flip 状態の原子核における反応前後の全角運動量の変化量とパリティの関係は、 $\Delta\pi = (-1)^{J+1}$ で記述され、全角運動量の変化量とパリティの変化の対応が natural parity の場合と反対になる。このような状態を

unnatural parity と呼ぶ。

1.3.4 (γ, K^+) 反応

反応の原理は $(e, e'K^+)$ 反応とほとんど同じだが、 $(e, e'K^+)$ 反応では仮想光子を用いているのに対し、 (γ, K^+) 反応では実光子を用いている。仮想光子は、入射ビームの電子の反跳により得られたエネルギーと、標的となる陽子の反跳運動量の差がゼロではないため、質量がゼロではないように見えている。また、そのために横方向の偏極成分だけでなく、進行方向の成分や偏光、干渉の効果も考慮しなければならない。一方、実光子の場合は質量がゼロであり、横方向の偏極成分の効果のみを考えればよいから、反応断面積などをシンプルな形式で表すことができる。

実光子を取り出すための手法は様々あり、例えば ELPH ではストレージリングを周回する最大 1.35 GeV/c の電子軌道に対して炭素繊維標的を挿入し、制動放射によって光子を取り出している。また、SPRING-8 では 8 GeV/c のストレージリング中の電子に対して、偏光電磁石からの放射光や、周回電子とレーザー光との間の逆コンプトン散乱を利用した放射光を利用している。SPRING-8 のビームラインには、ハドロン光生成実験 LEPS、LEPS2 専用のビームラインがあり、そこでは周回電子の軌道上にレーザー光を照射し、逆コンプトン散乱により高エネルギーの光子を取り出している。

$(e, e'K^+)$ 反応は 1 次ビームを利用可能だが、上記のように実光子を使う場合には制動放射や放射光の形で実光子ビームを取り出す必要がある。取り出せる実光子ビームは多くて 10 MHz 程度であるため、 $(e, e'K^+)$ 反応のような高レートでの実験が行えず、統計数を増やすためにより長い時間がかかるという不利な点もある。

1.3.5 γ 線分光実験

上記の反応などでハイパー核が生成されたとき、ハイパー核の励起状態も一定数生成される。その際、脱励起したときに放出される γ 線を観測することでハイパー核のエネルギー準位の間隔を決定することが出来る。 γ 線を観測するためには Ge 検出器が用いられることが多い。Ge 検出器は半導体検出器であり、エネルギー分解能は数 keV 程度である。J-PARC E13 実験で用いられた Ge 検出器群 Hyperball-J では、1.4 MeV の γ 線に対してエネルギー分解能 5 keV(FWHM) を達成している [7]。このように、エネルギー準位の間隔を非常に精度良く測定することが可能だが、励起状態のエネルギーの絶対値は γ 線分光実験だけでは決定できないため、ハイパー核の基底状態の絶対値などは他の実験を参照する必要がある。

1.4 ハドロン間相互作用の研究

1.4.1 核子-核子相互作用 (NN 相互作用)

核力については 1935 年に湯川秀樹により π 中間子交換理論が提唱され [8]、核力は二核子間で中間子を交換することにより生じるという描像が考えられるようになった。以降、 NN 散乱実験により、広いエネルギー領域で微分断面積や散乱長、偏極度などの測定をする実験が多数行われた。その後、1990 年代に、CD-Bonn [9]、Nijmegen I, II [10]、Argonne v18(AV18) [11] などの核力ポテンシャルモデルが次々と提唱された。これらのポテンシャルモデルは、それまでに行われた NN 散乱実験のデータを $\chi^2/\text{ndf} \sim 1$ の高精度で再現するものであった。

1.4.2 ハイペロン-核子相互作用 (YN 相互作用)

NN 相互作用に関しては直接散乱実験などで十分な研究が行われてきたが、一方でハイペロン-核子間の相互作用ポテンシャルについては理論、実験共に十分な理解が進んでいない。これまでに Nijmegen グループなどが YN 相互作用ポテンシャルモデルを提唱しており、一部の軽いハイパー核に対しては束縛エネルギーを再現している。しかし、全てのハイパー核に対して束縛エネルギーを再現するようなポテンシャルモデルは確立されていない。

一方、ハイペロンの寿命は 10^{-10} s 程度と非常に短く、 NN 散乱のように直接散乱実験を行うことが困難である。そのため、ハイパー核の束縛エネルギーの測定や YN 終状態相互作用の測定から YN 相互作用のポテンシャルを決定する実験が行われてきた。しかし、実験の面からもポテンシャルモデルを決定付けるデータは得られていない。

1.4.3 ΛN 終状態相互作用

終状態相互作用は、生成反応後の粒子間の相互作用の事を指し、特にハイペロンと核子の間の終状態相互作用を YN 終状態相互作用と呼ぶ。図 1.4 に $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応を例にとった場合の終状態相互作用の模式図を示す。この場合、中性子と相互作用を起こす粒子は K^+ と Λ であるが、 K^+N 散乱の反応断面積は ΛN 散乱の反応断面積よりも 2 桁程度小さいため、 ΛN 相互作用の効果を議論する際の K^+N 相互作用の影響は小さいと考えられる [12]。この例のように、重水素標的を利用して終状態相互作用を測定すると Λ 粒子と相互作用する核子は 1 つだけになるため、3 体以上の相互作用の効果がない YN 終状態相互作用の測定をすることが可能である。

ΛN 終状態相互作用による影響は、 ΛN 生成閾値近傍に最も強く表れることが分かっている。これは生成閾値近傍では Λ の反跳運動量が低く、核子との間の相対運動量が低いために核子間の相互作用の影響を受ける時間が長くなることが理由である。図 1.5 は入射光子エネルギー $E_\gamma = 1300$ MeV、ビーム軸に対する K^+ の散乱角度 $\theta_K = 0^\circ$ の時の $d(\gamma, K^+)$ 反応に

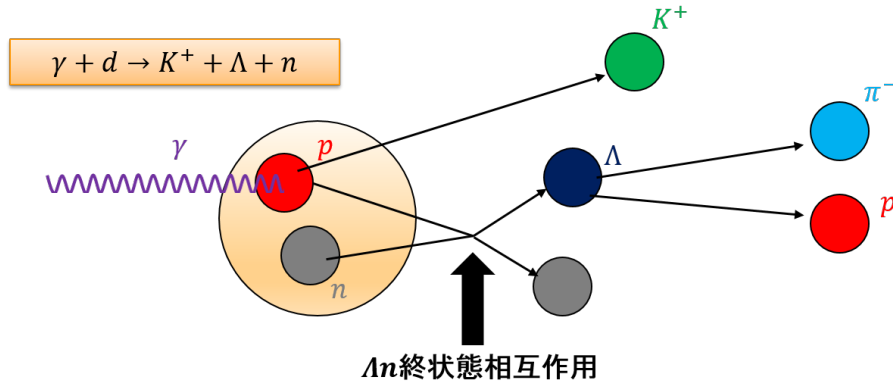


図 1.4: 終状態相互作用の模式図。 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ の反応を例としている

において、終状態相互作用の効果を理論計算した図である [13]。破線は終状態相互作用の効果を考慮しない場合、実線が NSC97f [14]、点線が NSC89 [15] モデルを仮定した場合の微分断面積を表している。この 2 つのモデルは Nijmegen グループが提唱した中間子交換力を考慮して計算された YN 相互作用ポテンシャルモデルであり、ハイパー核の束縛エネルギーを理論計算する際によく用いられている。また、図中において黒色の矢印で示されている部分は、 $K^+\Lambda N$ および $K^+\Sigma N$ の生成閾値を表している。青色および赤色の矢印で示されているピーク部分は、それぞれ $K^+\Lambda N$ および $K^+\Sigma N$ の Quasi-Free Scattering (QFS) ピークを指す。ここで、QFS は重陽子中の核子間の相対運動量がゼロの時を指し、ピークの中心が QFS の状態に対応する。また、ピークが広がっているのは重陽子中の核子のフェルミモーシオン (原子核中の核子が持つ運動量) によりピークがにじむためである。終状態相互作用の効果を考慮しない場合に比べて、 $K^+\Lambda N$ および $K^+\Sigma N$ 生成閾値付近で微分断面積が増大する一方、ピーク部分では減少している。また、 $K^+\Sigma N$ 生成閾値付近にはカスプと呼ばれる小さな山が表れている。

図 1.6 は図 1.5 と同じ反応 $d(\gamma, K^+)$ において、入射光子エネルギー $E_\gamma = 950$ MeV、ビーム軸に対する K^+ の散乱角度 $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ の時の微分断面積の理論計算の結果である [16]。それぞれ、横軸が K^+ の運動量 [MeV/c]、縦軸が微分断面積 [nb c/(MeV sr)] を表す。ここで仮定された YN ポテンシャルモデルは NSC97f で、図 1.6 では終状態相互作用の効果を考慮した場合の計算結果を実線で、考慮しない場合の計算結果を点線で示している。図 1.5 と同様に、 $K^+\Lambda N$ 生成閾値付近で終状態相互作用の効果によるエンハンスの効果が見える。 $K^+\Sigma N$ ピークが見えないのは、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + n$ 反応および $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^- + p$ 反応の生成閾値に対応する E_γ の値はそれぞれ 898.2 MeV および 899.2 MeV であり [17]、生成閾値付近では断面積が小さいので Σ が生成されるイベントがほとんど起こらないためである。また、 $E_\gamma = 950$ MeV の場合の終状態相互作用の効果によるエンハンスの比率は、 $E_\gamma = 1250$ MeV の場合に比べて大きくなっている。そのため、 $E_\gamma = 950$ MeV 付近の光子ビームエネルギーで実験を行うことにより、終状態相互作用による $K^+\Lambda N$ のエンハンスが大きく見える他、 $K^+\Sigma N$ イベントがほとんど生成されないためより純粋に Λn 終状態相互作用

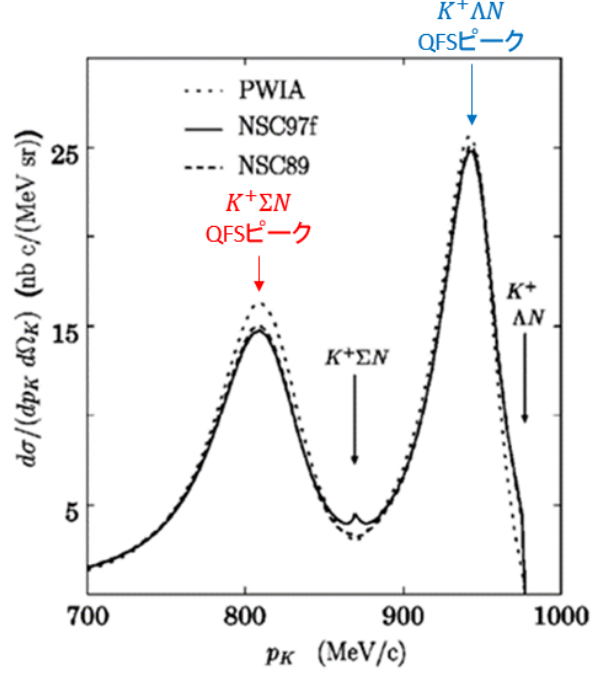


図 1.5: $E_\gamma = 1300$ MeV、 $\theta_K = 0^\circ$ の時の終状態相互作用を含めた微分断面積。横軸は実験系での K^+ の運動量、縦軸は K^+ の運動量、立体角に対する微分断面積 [13]

の効果を測定することが可能になる。

ΛN 終状態相互作用の効果を測定した実験の例として、アメリカのトーマス・ジェファークソン研究室 (Jlab) で行われた JLab E91-016 実験が挙げられる [18]。Hall C 実験室で行われた JLab E91-016 実験では、重水素標的や液体ヘリウム 3 標的などを用いて $(e, e' K^+)$ 反応でハイペロンを生成し、 YN 終状態相互作用の効果を測定した。図 1.7 に、 $d(e, e' K^+)X$ 反応における X の missing mass(M_X) のヒストグラムを示す。マゼンタ、水色の領域はそれぞれ、終状態相互作用を考慮しない場合と考慮した場合のヒストグラムの予想領域で、十字のマーカが実験値を表す。また、ここで仮定された YN 相互作用のポテンシャルモデルは、散乱長が Nijmegen 97f[14]、有効到達距離が Nijmegen 89[15] であった。これは、実験結果を解析していた当時は Nijmegen 97f モデルの散乱長は計算されていたが、有効到達距離の値が書かれていなかったためである。測定の結果、 M_X が 2.08 GeV 以下の領域で終状態相互作用によりイベント数がエンハンスしている様子が見られたが、厳密にポテンシャルを決定するには至らなかった。

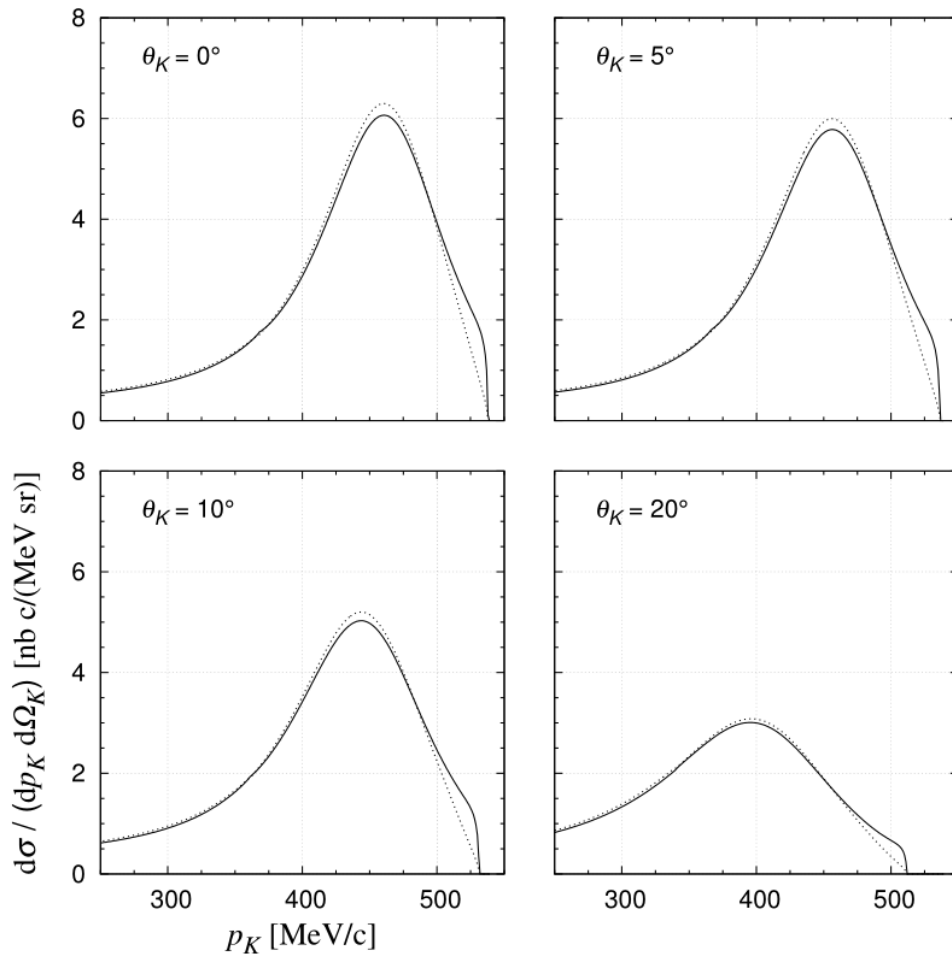


図 1.6: $E_\gamma = 950$ MeV、 $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ の時の終状態相互作用を含めた微分断面積。横軸は実験室系での K^+ の運動量、縦軸は K^+ の運動量、立体角に対する微分断面積 [16]

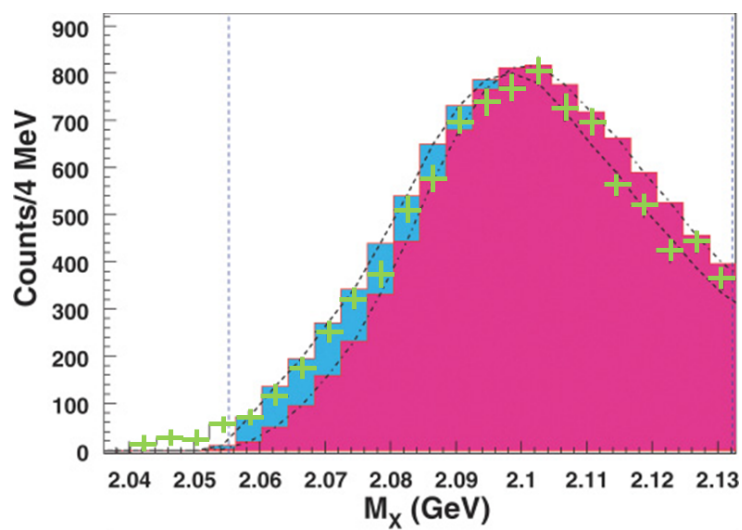


図 1.7: $d(e, e' K^+)X$ 反応において、横軸 X のミッシングマスのヒストグラム。ポテンシャルモデルは Nijmegen 97f および Nijmegen 89 を仮定した。マゼンタの領域が終状態相互作用を考慮しない場合、水色の領域が終状態相互作用を考慮した場合のヒストグラムの予想領域。十字のマーカが実験値 [18]

1.5 ELPH における Λn 終状態相互作用測定実験の計画と課題

1.5.1 Λn 終状態相互作用測定実験の要請

$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ を用いて Λn 終状態相互作用実験を行う際、重要になるのは

1. K^+ 、または Λ 崩壊起因の π^- , p などの荷電粒子を測定できること
2. 散乱角度 0° の超前方領域だけでなく、広い角度領域を覆えること
3. エネルギー $E_\gamma = 900 - 1000$ MeV 程度の光子ビームの時は Σ がほとんど生成されず純粋に Λn 終状態相互作用の効果が測定できるため、そのエネルギー領域の光子ビームを使用できること

の 3 点が挙げられる。1. および 2. に関しては、ELPH に設置されている Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) が条件を満たしている。これらの詳細については 1.5.3 節で述べる。3. に関しては、NKS2 を用いて $E_\gamma = 0.8 - 1.26$ GeV の条件で実験を行った実績がある。以上より、 Λn 終状態相互作用実験を ELPH で行うことに有意性があると言える。

そこで我々は、ELPH において Λn 終状態相互作用測定実験を行うための研究を行っている。次節以降では、ELPH に設置されている NKS2 スペクトロメータについての概要を紹介し、実験計画及び実験を行う上での課題について述べる。

1.5.2 Neutral Kaon Spectrometer (NKS2)

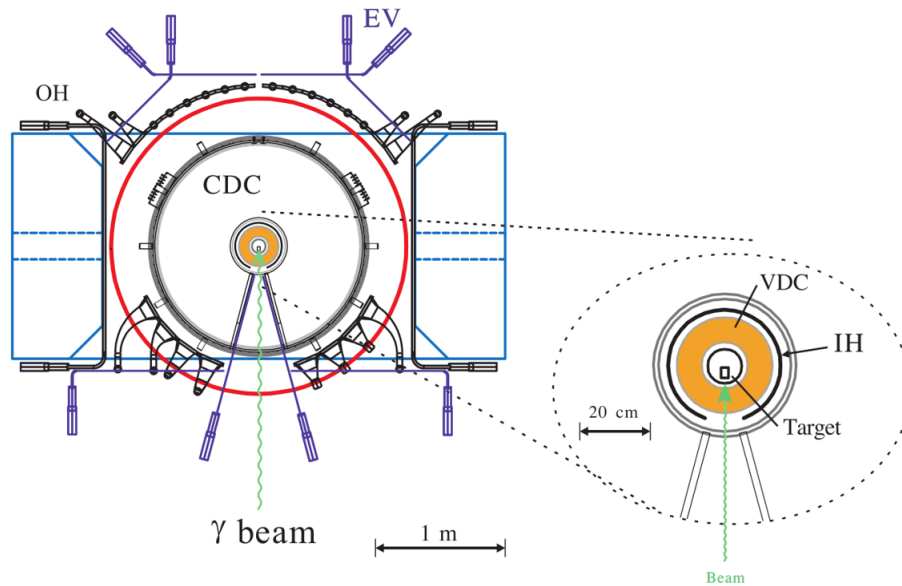


図 1.8: NKS2 を俯瞰で見た時の図

Neutral Kaon Spectrometer (NKS2) は、ELPH の第二実験室内に設置されているスペク

トロメータである。図 1.8 は NKS2 の概略図である。NKS2 は約 π sr の非常に広い立体角を持つスペクトロメータであり、元々は生成閾値領域での $n(\gamma, K^0)\Lambda$ 反応測定に特化した中性 K 中間子スペクトロメータとして設計された。NKS2 は K^0 生成領域をほとんどすべて覆っており、また Λ 粒子に対しても感度を持っているため、電磁相互作用によるストレンジネス生成機構の研究に重要な役割を果たすことが期待されている。

NKS2 は双極電磁石の 680magnet (最大平均磁場 0.42 T)、飛行時間測定のために用いられる Inner Hodoscope (IH), Outer Hodoscope (OH) と呼ばれるプラスチックシンチレーションホドスコープ、飛跡のトラッキングや反応点及び崩壊点の測定のために用いられている Cylindrical Drift Chamber (CDC)、Vertex Drift Chamber (VDC) と呼ばれるドリフトチェンバー、標的部分、標的からの電子陽電子対生成によるバックグラウンドを抑制するための Electron Veto (EV) と呼ばれるプラスチックシンチレーションカウンターなどで構成されている。標的から IH までの距離が直線距離でおよそ 10 cm、標的から OH までの距離が直線距離でおよそ 120 cm である。

現在の NKS2 における飛行時間分解能はおよそ 300 ps (OH – IH 間)、位置分解能がおよそ 350 μm (CDC) 及び 450 μm (VDC) である。また、運動量分解能は、 p, π に対して図 1.9 のようになっている [19]。図 1.9 の結果は GEANT4 と呼ばれる、粒子の崩壊反応や物質中でのエネルギー損失などの物理プロセスをモンテカルロシミュレーションにより再現できるシミュレータを用いて計算された。横軸の p_{gene} は p, π の生成時の運動量 [GeV/c] を表し、CDC、VDC によるトラッキングから再構成した運動量の分解能 (σ) を σ_{prec} としている。縦軸は σ_{prec} と p_{gene} の比で表される運動量分解能 [%] である。 p に対しては 0.3 GeV/c 付近で運動量分解能が大きく悪化する傾向があるが、それ以外の領域では運動量分解能 5% 以下となっている。なお、NKS2 の各検出器についての詳細な情報は Appendix B に記した。

1.5.3 実験計画と課題

以下に、1.5.1 節で述べた、ELPH で Λn 終状態相互作用測定実験を行うことの利点について詳細に述べる。

- 超前方だけでなく、広い角度領域において測定が可能: :

Λn 終状態相互作用の効果を測定する上では、散乱角が 0° 付近の超前方領域だけでなく、広い角度領域で K^+ を検出する必要がある。JLab Hall C で行われた実験 [18] では高レートの電子ビームや測定精度の良い検出器などを用いることで十分な統計数および分解能を達成しているが、 K^+ を検出するアームの制約上、ある特定の角度でしか測定ができない。そのため、反応微分断面積から全断面積を正しく求めることが難しくなる。一方、NKS2 では前述したように、NKS2 は π sr 程度の広いアクセプタンスを持っており、水平方向の検出可能領域もビーム軸に対して $-160^\circ \sim +160^\circ$ の広範囲を覆っている。そのため、様々な角度ごとの反応微分断面積を同一のセットアップで求め

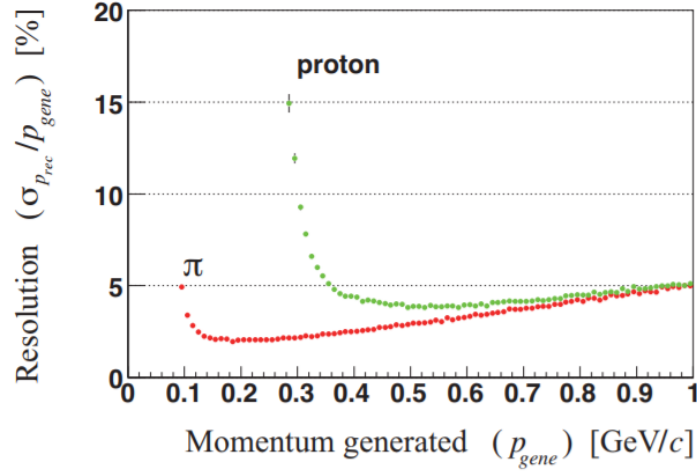


図 1.9: NKS2 における p, π に対する運動量 (横軸) と運動量分解能 (縦軸) の相関。データは GEANT4 によるモンテカルロシミュレーションより作成された。 p_{gene} は p, π の生成時の運動量で、CDC、VDC によるトラッキングから再構成した運動量の分解能 (σ) を $\sigma_{p_{rec}}$ としている [19]

ることが可能である。

- 低エネルギー領域における Λn 終状態相互作用測定実験が可能：

これまで行われてきた ΛN 相互作用測定実験は、入射粒子となる光子のエネルギーが比較的高い領域で行われており、反応閾値付近における実験はほとんど行われてこなかった。ELPH ではエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.26$ GeV の領域の光子ビームを利用できる。このエネルギー領域は $\gamma d \rightarrow K^+ \Lambda n$ 反応の閾値付近を覆っており、生成閾値付近におけるデータを取ることが可能である。また、 $E_\gamma = 1000$ MeV の領域では Σ^0 がほとんど生成されないため、 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ 起因の Λ と n との間の Λn 終状態相互作用の効果を考慮する必要がない。したがって、ELPH で Λn 終状態相互作用測定実験を行うことは ΛN 相互作用の解明に非常に重要な役割を果たすことが期待される。

一方、ELPH で実験を行う際の課題がいくつかある。1 つは現在の NKS2 セットアップでは K^+ と π^+ 、 p を飛行時間から識別できないことである。粒子の識別には質量を用いる。粒子の質量は式 (1.1) のように運動量 (p)、飛行時間 (t)、飛行距離 (L) から求めることができる。なお、式 (1.1) において β は光速 c を単位とした速度を表す。

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) = p^2 \left(\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1 \right) \quad (1.1)$$

図 1.10 は、過去に NKS2 で行われた実験の際に得られた質量二乗分布 (mass square) のヒストグラムである [20]。 K^+ 生成の断面積が小さいために統計的が π や p に比べて少ないこともあり、現行の NKS2 のセットアップでは K^+ を識別することが出来ない。

そのため、これまでの実験では K^+ を直接選び出すことが出来ず、 Λ が崩壊した際に放出される π^- と p を検出して 2 粒子の不変質量 (Invariant mass) を計算することで Λ 粒子を識別していた。また、その反応イベントに対して $p(\gamma, X)\Lambda$ 反応の Missing mass を計算し、 X が K^+ であることを確認しなければならなかった。

この解析手法でも Λn 終状態相互作用測定実験は行えるが、mass square のヒストグラムの上で π や p を選択する際には必ず他の粒子の混ざりこみがある。図 1.10 の赤線は $m^2 = 0.25 [\text{GeV}^2/c^4]$ を指しており、赤線より左側の領域 ($-0.5 \leq m^2 \leq 0.25 [\text{GeV}^2/c^4]$) にある粒子を π と識別している。同様に、2 本の青線の間の領域 ($0.5 \leq m^2 \leq 1.8 [\text{GeV}^2/c^4]$) を p と識別しているが、質量分解能が悪いため π のピークの右側のテールと p のピークの左側のテールが重なってしまう。そのため、少なからず π の質量領域には K および p が、 p の質量領域には K および π が混入している。また、 π のピークには他に e^+ や e^- などが、 p のピークには d なども混入する。そのため、 π や p を正しく選ぶためにはさらに IH や OH に粒子がヒットしたときのエネルギー損失の大きさやエネルギー・運動量保存則などの条件をかけてイベント選択を行う必要があり、その中で正しいイベントをカットしてしまう可能性がある。

もう 1 つの問題点は、ビームレートを上げるとバックグラウンド抑制が難しくなることである。現在の NKS2 実験におけるビームレートは、エネルギーが測定できた光子で 2MHz 程度であるが、 Λn 終状態相互作用測定実験を行うときは統計数を増やすためにビームレートを上げることを計画している。

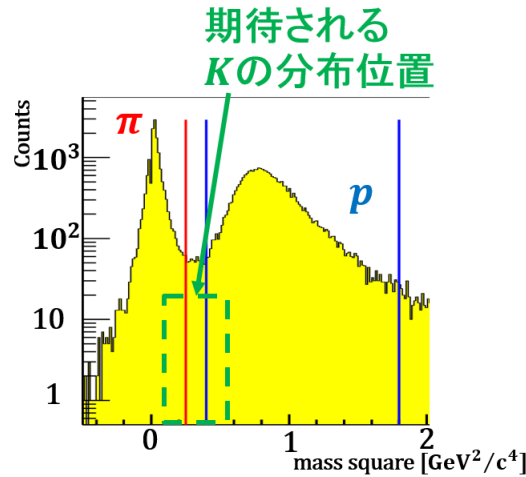


図 1.10: 過去の実験で得られた mass square のヒストグラム。横軸は式 (1.1) で計算された質量の二乗 (m^2)、縦軸はイベント数である。緑の点線で示された質量の領域は期待される K の質量二乗分布位置を指している。また、赤線より左側の領域 ($-0.5 \leq m^2 \leq 0.25 [\text{GeV}^2/c^4]$) を π 、2 本の青線の間の領域 ($0.5 \leq m^2 \leq 1.8 [\text{GeV}^2/c^4]$) を p と識別している [20]

しかし、その際には電子陽電子対生成によるバックグラウンドも増加してしまう。現在のバックグラウンド抑制の手段は EV と、EV よりさらに下流側に置く鉛ガラスチェレンコフカウンターがあるが、ビームレートを上げるためにはより強力なバックグラウンド抑制方法を考える必要がある。

そのため、現在我々は電子陽電子とその他の粒子を識別するために、円筒型のチェレンコフカウンターを設置することを計画している。このチェレンコフカウンターを IH と VDC の隙間に設置することで、より高レートのビームを使用できる。このチェレンコフカウンターについては今後開発していく予定である。

1.6 本研究の目的

前章で述べたように、ELPH で Λn 終状態相互作用測定実験を行う上では K^+ の識別が重要であるが、現行のセットアップでは質量二乗分布の上で K^+ の識別が困難である。しかし、モンテカルロシミュレーションにより、TOF 分解能をおよそ $\sigma \sim 160$ ps まで向上させることで、mass square のヒストグラムの上で K^+ を π の漏れ込みを 5% 以下にして識別することが可能であることが見積もれた。

図 1.11 は現在の NKS2 のセットアップにおいて、OH の場所に時間分解能 $\sigma = 100$ ps の検出器を置いたときの mass square 分布を以下のような仮定をしたシミュレーションにより見積もったものである。ここでは重水素標的に光子ビームを入射して起こる反応のうち、重水素内部の陽子と反応するプロセスの一部のみが起こるとし、反応断面積を光子ビームのエネルギー $0.8 - 1.3$ GeV の領域で平均化した場合を仮定した。なお、仮定した反応は以下の 6 つである。

- $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$
- $\gamma + d \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$
- $\gamma + d \rightarrow p + \pi^0 + \pi^0$
- $\gamma + d \rightarrow p + \pi^0$
- $\gamma + d \rightarrow n + \pi^+$
- $\gamma + d \rightarrow \eta + d$

K^+ の分布をガウス関数でフィッティングして得られた中心値を μ 、標準偏差を σ とすると、 K^+ の分布において $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$ の領域に漏れ込む π の数は、同じ範囲内の K^+ の数の 4% 程度である。

そこで我々は、NKS2 の TOF 検出器として現在の IH, OH に代わる、高時間分解能を達成可能な検出器を新たに製作することにした。様々な候補がある中で、我々が注目したのが Multi-gaps Resistive Plate Chamber (MRPC) と呼ばれる粒子検出器である。

MRPC は近年になり原子核・素粒子実験に用いられるようになった検出器で、ガス増幅を利用したガスチェンバーである。また、 $\sigma \sim 100$ ps 以下の時間分解能を達成可能、磁場中でも

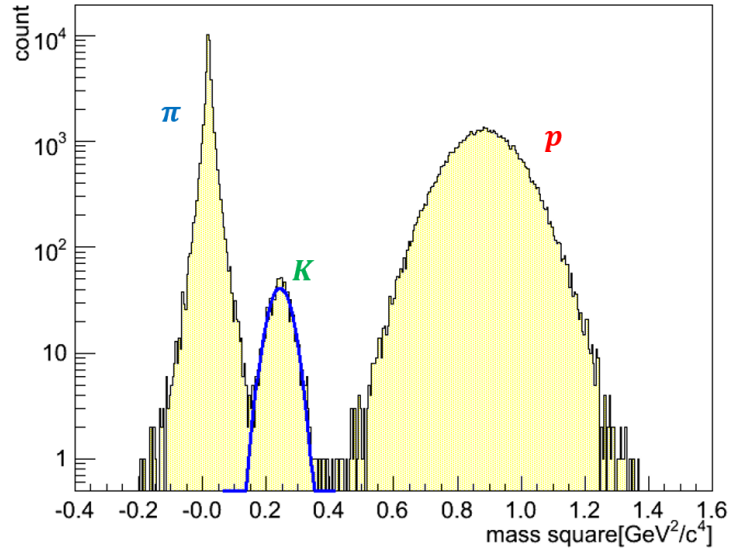


図 1.11: OH の場所に時間分解能 100 ps の検出器を置いた場合の mass square 分布

動作が悪化しないこと、安価に製作が可能で大型化も容易に行えること、などの特徴を持つ。MRPC の動作原理の詳細については 2 章で述べる。

本研究の開発フローチャートを図 1.12 に示す。本研究の目的は、MRPC を新たな TOF 検出器として用いるために、MRPC の製作、最適化、性能評価実験を行うことである。我々は 2015 年にプロトタイプ MRPC を製作し、2016 年に性能評価実験を行った。この詳細については 3 章で述べる。2016 年の性能評価実験時は、MRPC と読み出し回路との間でインピーダンス不整合が起こっており、これが時間分解能を悪化させる原因の 1 つと考えた。

その後、MRPC の筐体デザインの変更や、インピーダンスマッチングと整形増幅を同時に行うアンプ回路の製作を行い、実機使用の MRPC のデザインを行った。また、MRPC に対して性能評価実験を行った。この結果の詳細については第 4 章で述べる。実験の結果、最終的に得られた MRPC の時間分解能は $\sigma \sim 120$ ps であった。

第 5 章では、GEANT4 によるモンテカルロシミュレーションを用いた Λn 終状態相互作用測定実験デザインの詳細を述べる。この章ではこれまでに得られた MRPC の時間分解能 ($\sigma \sim 120$ ps) および目標値に設定した時間分解能 ($\sigma \sim 100$ ps) を仮定し、実際に MRPC を設置する場所の最適化や Λn 終状態相互作用研究実験を行うために必要なビームタイムの見積もりなども行った。



図 1.12: 本研究の開発フローチャート

第 2 章 Multi-gaps Resistive Plate Chamber

この章では、主に MRPC の性質について述べる。

2.1 MRPC の基本原理

2.1.1 MRPC

MRPC (Multi-gaps Resistive Plate Chamber) はガラスなどの高抵抗プレートを複数枚並べた構造を持つガスチェンバーであり、主に TOF カウンターとして用いられている。図 2.1 は MRPC の模式図である。図 2.1 に示した長さのスケールは、今回我々が製作した MRPC を例としている。

MRPC はガラスなどの高抵抗プレートを平行に並べた構造を持ち、プレート同士の間にスペーサーを設置することでギャップを作っている。電極には高抵抗のカーボンテープなどが用いられ、ギャップ間にはおよそ 10 kV/mm の電場がかかるようにオペレーションする。

荷電粒子が通過するとギャップ間にあるガス分子を電離させ、電子と陽イオンが生成される。電子はアノード側に、陽イオンはカソード側に電場の影響を受けながら移動し、十分加速された後、周りのガス分子に衝突して複数個の電子を電離させる。この現象が次々と起こると 1 つの電子から多くの電子が生成される。この一連の増殖をアバランシェ (電子雪崩) と呼ぶ。アバランシェにより生成された信号は絶縁体などを挟んで、表面の読み出しパッドまで誘起される。

なお、アノード側の読み出しパッドからカソード側の読み出しパッドまでの構造をスタックと呼ぶ。図 2.1 に示した MRPC はシングルスタック MRPC である。

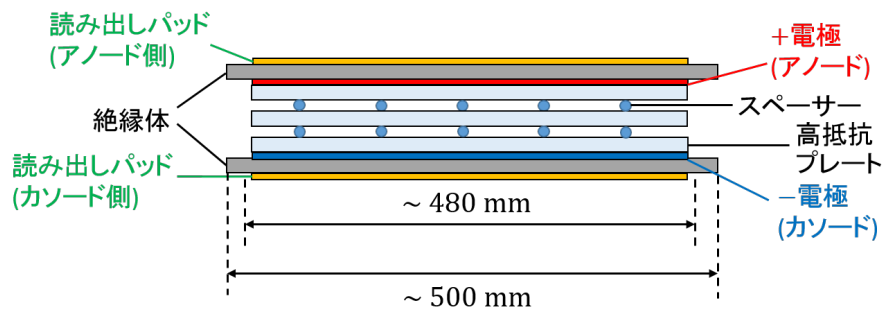


図 2.1: MRPC の模式図。長さのスケールは、今回我々が製作した MRPC を例としている。

2.1.2 MRPC の構造

一般的に MRPC の時間分解能を向上させる方法の 1 つとして、MRPC のギャップ数を増やすというものがある。ギャップ数を増やすほどアバランシェによって生じる電子の数が増えるため、参考文献 [21] ではギャップ間の電場の大きさを一定に保った条件下で、1 ギャップの場合の時間分解能 $\sigma = 44$ ps に対し、2 ギャップ、4 ギャップ、6 ギャップの場合の時間分解能はそれぞれ $\sigma = 40$ ps、31 ps、26 ps となり、ギャップ数が増えるごとに時間分解能が向上している。

MRPC のギャップは高抵抗プレートとスペーサーを交互に並べて作られ、原理的にはいくつでもギャップを増やすことが可能である。しかし、図 2.1 のようなシングルスタック構造の MRPC で、同じ印加電圧のままギャップ数を増やすだけではギャップ間の電場の大きさが下がってしまう。そのため、定電圧電源が供給できる最大電圧によって、シングルスタック MRPC では増やせるギャップ数が限られてくる。

そこで、図 2.2 のように、スタック数を増やすことにより印加電圧の大きさを保ったままギャップ数を倍に増やすことが出来る。このような構造の MRPC はダブルスタック MRPC と呼ばれる。読み出しパッドの数はアノード側、カソード側ともスタック数の分だけあるため、最終的に信号を足し合わせて読み出すことにより、信号の大きさを増やすことが出来る。また、ギャップ数が増えたことにより時間分解能や検出効率の向上が期待される。実際、ALICE 実験で開発された MRPC でスタック当たりのギャップ数およびギャップ間隔を同じにしたままシングルスタックからダブルスタックに変更することにより、時間分解能が $\sigma \sim 65$ ps から $\sigma \sim 50$ ps、検出効率が 98.6% から 99.9% 程度に向上したことが報告されている [22][23]。

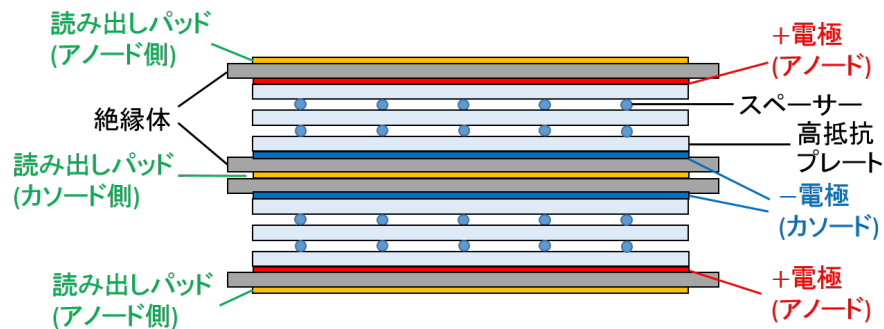


図 2.2: ダブルスタック MRPC の模式図。カソード側の読み出しパッドには上下のスタックから電荷が誘起されるため、カソード側の信号の大きさはアノード側の 2 倍になる

2.1.3 オペレーションモード

MRPC のオペレーションモードは 2 種類あり、アバランシェによる電子の増幅率や封入するガスの種類などが異なる。増幅率が 10^8 個以上で、紫外線などを吸収するクエンチガスの比

率が小さいオペレーションモードをストリーマモード、増幅率が 10^6 個程度でクエンチガスの比率を多くしたオペレーションモードをアバランシェモードと呼ぶ。以下に各モードの詳細を述べる。

■ストリーマモード

1980 年代の開発初期の MRPC は主にストリーマモードでオペレーションされていた。ストリーマモードの MRPC は主にアルゴン (50 – 67%) とブタン (33 – 50%) の混合ガスでオペレーションされる [24]。このガスを用いた MRPC では、増幅された電子の数は 10^8 個以上であり、読み出される信号の電荷量にして 10–1000 pC 程度である。ストリーマモードでは読み出す信号の大きさが非常に大きいため、プリアンプなどの増幅機構を用意する必要がないという利点がある。

一方、一度に生成される電荷量が多いため、生成されて定常状態に戻るまでに 10^{-2} s 程度の長い時間が必要になる [24]。そのため、ストリーマモードの MRPC はレート耐性が非常に弱く、高抵抗プレートとしてガラスを用いた場合の MRPC ではおよそ 1 Hz/cm^2 である。また、増幅過程によって信号が発生するタイミングが異なるため、ストリーマモードで動作させる MRPC では時間分解能が 1 ns 程度であり、タイミングカウンターとして使用するには分解能が悪い。なお、ストリーマモードの MRPC はミュオン用トリガーカウンターなどとして用いられており、この用途で用いている実験グループに Belle 実験がある [25]。

■アバランシェモード

アバランシェモードの MRPC は代替フロンガス ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$) をベースとしたガスでオペレーションされる。他のガス成分としては、iso- C_4H_{10} や SF_6 などがあり、全体の数 % ほどである。例えば ALICE グループが開発した MRPC (参考文献 [22]) では、 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$: iso- C_4H_{10} : SF_6 = 90 : 5 : 5 の比率で用いていた。 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$ は電気陰性度が高く、電子を吸着しやすい性質があるため、ストリーマモードの発生を抑制し、アバランシェモードのみでオペレーションすることが可能となっている。iso- C_4H_{10} はストリーマを誘発する原因となる紫外線を吸収するクエンチャーの役割を果たす。以前は iso- C_4H_{10} がクエンチャーとして使われていたが、 SF_6 もクエンチャーとして同様の役割を果たすため、コストを抑えるために代替フロンガスと SF_6 だけでオペレーションするグループもある [26]。アバランシェモードでは増幅後の電子の数は 10^6 程度であり、読み出される信号の電荷量にして 1–10 pC 程度と、ストリーマモードと比較して小さい。そのため、高時間分解能を達成するためには高い増幅率のプリアンプが必要となる。

一方、ストリーマモードと比較して電荷量が少ないため、定常状態に戻るまでの時間がストリーマモードの MRPC よりも短く、高抵抗プレートとしてソーダライムガラス (体積抵抗率 $\sim 10^{13} \text{ } \Omega\text{cm}$) を使った場合の MRPC の場合で、 1 kHz/cm^2 程度のレート耐性を持つ [27]。

また、アバランシェ起因の信号は発生するタイミングのばらつきが少ないため、100 ps 以下の非常に良い時間分解能を達成することが出来る。ALICE グループが製作した 6 ギャップ (ギャップ間隔 160 μm) 4 スタック、読み出しパッドサイズ $2.45 \times 7.4 \text{ cm}^2$ の MRPC は、読み出し回路側の時間分解能込みで 20 ps を達成した [28]。ただし、この時間分解能は粒子の通過位置による依存性を補正した後の値である。

2.1.4 MRPC の構造による性能の変化

MRPC の時間分解能および検出効率に主にはギャップの数、ギャップの間隔によって決まる。また、時間分解能は読み出しパッドの形状にも依存する。以下にその理由を簡潔に示す。

■ギャップの数

ギャップ数を増やすほど信号の大きさが大きくなるため、時間分解能の向上が期待される。しかし、信号が発生するタイミングは最も大きな信号が発生したギャップでのタイミングで決まるので、時間分解能は $1/\sqrt{n}$ (n : ギャップ数) に依存しない [21]。

また、ギャップ数が増えることで粒子の反応箇所が多くなるので、検出効率が向上する。参考文献 [21] では、1 ギャップの場合の検出効率は 75% であり、4 ギャップ以上の場合は 99% 以上になる。

■ギャップの間隔

MRPC のギャップあたりの時間分解能は、種電子の初期生成位置と増幅過程のばらつきによって決まるとされている [29]。信号として観測可能な電子数 10^6 個程度まで電子が増幅される種電子の初期生成位置は、カソード側寄りの数 10% の範囲である。

例えば 250 μm のギャップを持つ MRPC について具体的に計算する。信号として観測される電子の初期生成位置がカソード寄りの 10% だとすると、電子の初期生成位置のばらつきは 25 μm の幅の一様分布とみなせる。一般的に 250 μm ギャップの MRPC は、電子のドリフト速度が 200 $\mu\text{m}/\text{ns}$ 程度になる電場でオペレーションされるので、25 μm をドリフトするのにかかる時間は 125 ns であり、一様分布の標準偏差が分布幅の $1/\sqrt{12}$ になることを用いると、時間分解能は $\sigma = 36 \text{ ps}$ 程度になる。参考文献 [30] では、260 μm ギャップの MRPC では時間分解能 $\sigma = 65 \text{ ps}$ 、148 μm ギャップの MRPC では時間分解能 $\sigma = 56 \text{ ps}$ 程度を達成している。

一方、参考文献 [30] には、ギャップ間隔 104 μm の MRPC は時間分解能、検出効率ともにギャップ間隔 148 μm の MRPC よりも悪くなるという結果も報告されている。104 μm の MRPC では印加電圧がプラトー領域に入る前に、ギャップ間電場の大きさがストリーマフリーでオペレーション出来ない状態になってしまうことが原因と考えられている。

■パッドの形状

基本的には、読み出しパッドの面積が小さいほど時間分解能が良く出やすい。面積が大きいものや細長いストリップ状のパッドの MRPC だと、パッド内での反射など、信号伝搬の影響が小さいパッドのものよりも大きく出て来るため時間分解能が悪化しやすい。

ストリップ状の読み出しパッドを持つ MRPC では、粒子がストリップのどこを通過したかによって時間分解能が幅を持つことが報告されている。例として、A. Blanco らのグループが開発した $5 \times 160 \text{ cm}^2$ ストリップ MRPC が $50 - 75 \text{ ps}$ 程度 [31]、M. Abbrescia ら ALICE 実験のグループが開発した $2.5 \times 180 \text{ cm}^2$ ストリップ MRPC が $65 - 80 \text{ ps}$ 程度の時間分解能 [32] などが報告されている。

2.1.5 ギャップ間にかかる電圧

前述したように、MRPC は電極間にソーダガラスなどの高抵抗プレートを複数枚挟んでいる。図 2.3 に、ギャップ間にかかる電圧の事件変化の様子を示す [33]。図 2.3 では 1 ギャップ RPC に 8 kV の電圧をかけた場合を考えており、高抵抗プレートの誘電率を $\varepsilon = 5$ 、ギャップ間の誘電率を $\varepsilon = 1$ と仮定している。また、ギャップ間隔および高抵抗プレートの厚さはともに 2 mm としている。

高抵抗プレートに電圧を印加すると、印加直後はギャップ間だけでなく、高抵抗プレートにも電圧がかかる。また、誘電率の違いからプレートにかかる電圧とギャップにかかる電圧は異なる (図 2.3(a))。しかし、高抵抗プレートには少量の電流が流れるので、時間が経つと少しずつ表面に電荷がたまっていき、やがてプレートにかかる電圧はゼロになる。この状態になるとギャップのみに電圧がかかるようになる (図 2.3(b))。

MRPC はコンデンサとみなせるため、絶縁体に電圧が印加された後に放電をする様子は、理想的には式 (2.1) のように時定数 τ で指数関数的に減少する形で記述できる。式 (2.1) において、電圧が印加された瞬間を $t = 0$ として、 V_0 が印加電圧、 $V(t)$ が時刻 t における絶縁体にかかっている電圧である。

$$V(t) = V_0 \exp(-t/\tau) \quad (2.1)$$

しかし、実際には式 (2.1) のように単純な指数関数で表すことは出来ない。参考文献 [33] では、抵抗 $150 \text{ M}\Omega$ 、 $20 \times 20 \text{ cm}^2$ のフェノール樹脂シートを高抵抗プレートとして使用した RPC に瞬間的に 100 V の電圧を印加した場合について電圧の時間変化の様子を測定している。この時のギャップ間隔は 2 mm 、高抵抗プレートの誘電率が $\varepsilon = 5$ であるため、この MRPC の静電容量は 1 nF と計算でき、時定数は 150 ms となる。一方、実験結果を見ると、 $1/e$ ($\sim 37 \text{ V}$) になる時間は 200 ms だが、 $1/e^2$ ($\sim 14 \text{ V}$) になる時間は 800 ms 、 $1/e^3$ ($\sim 5 \text{ V}$) になる時間は 15 s と、次第に放電する時間が遅くなる結果が得られている。したがって、図

2.3(a) の状態から図 2.3(b) の状態になるまでには数分から 1 時間程度の時間がかかることが予想される。なお、ギャップが複数ある場合は、どのギャップにも均等な電圧がかかるようになる。

粒子が通過してギャップ内で電子と陽イオンの対が生成されると、生成された電荷の分だけギャップ間の電圧が変化し、わずかにギャップ間の電圧が減少する (図 2.3(c))。図 2.3(c) の状態のまま次の粒子がヒットすると信号がパイルアップ (前後の信号が重なり、本来の信号よりも高い波高になること) が起こり、正しいデータが得られなくなる可能性がある。

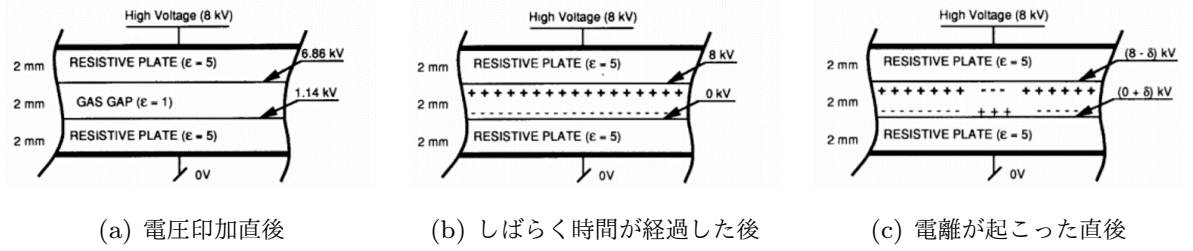


図 2.3: ギャップ間にかかる電圧の時間変化の様子 [33]

2.1.6 スペースチャージ効果

粒子が通過して電子と陽イオン対が生成された後、電子はアノード方向にドリフトしながらアバランシェを起こす。一方、ドリフト速度 v は質量の逆数に比例する。電荷を q 、電場の大きさを E 、緩和時間を τ 、質量を m とすると、ドリフト速度は次の式 (2.2) で表せる。

$$v = \frac{qE\tau}{m} \quad (2.2)$$

電子の質量は $m_e = 9.11 \times 10^{-31}$ kg、陽イオンをフロンガス ($C_2H_2F_4$) だとするとその質量は $m_{ion} = 1.69 \times 10^{-25}$ kg であるので、電子のドリフト速度 v_e に対する陽イオンのドリフト速度 v_{ion} の比は次の式 (2.3) のように書ける。

$$\frac{v_{ion}}{v_e} = \frac{m_e}{m_{ion}} = 5.39 \times 10^{-6} \quad (2.3)$$

したがって、電子のドリフト速度に対して陽イオンのドリフト速度は非常に遅い。そのため、電子がアバランシェを起こしてアノードまで移動する間、陽イオンはほとんど動かず、ギャップ間に留まっているように見える。この時、陽イオンによる電場の影響でアバランシェ先端の電場は低くなるため電子の増幅が抑えられる。この効果の事をスペースチャージ効果と呼ぶ。

図 2.4 に、アバランシェ発生部分の電場の状態の模式図を示す。それぞれ、 E_0 はアノード-カソード間の電場、 E_1 は電子-アノード間の電場、 E_2 は電子-陽イオン間の電場、 E_3 は陽イオン-カソード間の電場の大きさを表す。陽イオンが作る電場の大きさを E_{ion} と定義すると、

E_1 、 E_2 、 E_3 はそれぞれ、 $E_1 = E_0 + E_{\text{ion}}$ 、 $E_2 = E_0 - E_{\text{ion}}$ 、 $E_3 = E_0 + E_{\text{ion}}$ と表せる。スペースチャージ効果により、広い電圧領域においてアバランシェモードで MRPC をオペレーションすることが可能になる。狭いギャップの MRPC をオペレーションする上では、陽イオンによるスペースチャージの効果が重要な役割を果たす事が分かっている [33]。また、高抵抗プレートに隆起などがあり、局所的に電場が高くなっている領域がある場合でも同様の効果が起こるため、高抵抗プレートの平行度の要求を低くすることも可能にしている。

増幅が抑えられた電子はガス分子に捕らえられ、陰イオンになる。この陰イオンとギャップ間に留まっていた陽イオンは即座に結合するため、陽イオンが読み出しパッドまで移動する時間よりも短い時間で平衡状態に回復する。そのため、スペースチャージの効果により、高いレートでも MRPC を動作させることが可能になる。

一般に、ギャップ間隔が狭いほどアバランシェの密度は大きくなるため、スペースチャージの効果も大きくなる。実際に、2 mm シングルギャップ RPC に比べて数 100 μm の MRPC の方がストリーマが発生しないプラトー領域が長く、ガラス間隔の平行度の要求も低いことが分かっている。

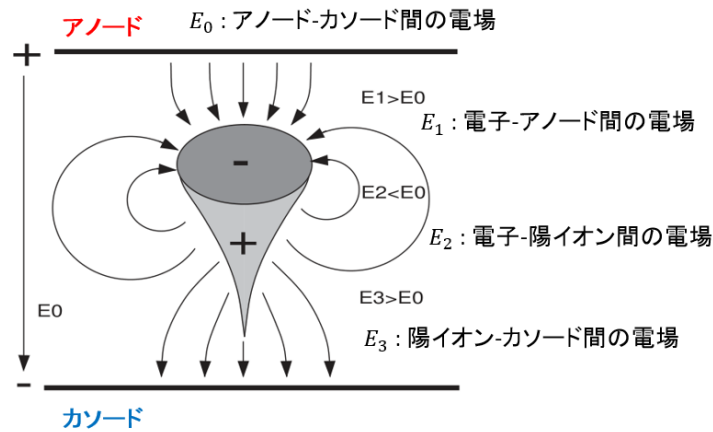


図 2.4: アバランシェ発生部分の電場の状態の模式図 (参考文献 [33] より)。 E_0 はアノード-カソード間の電場、 E_1 は電子-アノード間の電場、 E_2 は電子-陽イオン間の電場、 E_3 は陽イオン-カソード間の電場の大きさを表す。陽イオンが作る電場の大きさを E_{ion} と定義すると、 E_1 、 E_2 、 E_3 はそれぞれ、 $E_1 = E_0 + E_{\text{ion}}$ 、 $E_2 = E_0 - E_{\text{ion}}$ 、 $E_3 = E_0 + E_{\text{ion}}$ と表せる。

2.1.7 レート耐性

2.1.3 節で述べたように、アバランシェモードでオペレーションする MRPC は kHz/cm^2 オーダーのレート耐性を持つ。MRPC のレート耐性は、スペースチャージによる効果の他、アバランシェが起きてからどれだけの時間で元の状態に回復できるかによって決まる。電子は主にプレート中を流れるため、どれだけの時間で元の状態に回復するかはプレートの抵抗率に依存する。

MRPC の高抵抗プレートには一般的にソーダガラスが使われており、その体積抵抗率はおよそ $10^{13} \Omega \text{ cm}$ 、レート耐性はおよそ 1 kHz/cm^2 である。また、FAIR グループらが、プレートの体積抵抗率 $10^8 - 10^9 \Omega \text{ cm}$ の MRPC を開発し、 20 kHz/cm^2 のレートに対して検出効率 95% 以上、時間分解能 110 ps 程度を達成している [34]。このグループはプレートとしてアルカリ土類金属酸化物をドーピングした鉄ケイ酸塩ガラスを用いている。また、これと同程度の体積抵抗率を持つ物質としてベークライトを用いる場合もある [35]。

しかし、MRPC はギャップ間で起こる放電現象によって信号を作り出しているため、抵抗率の低いプレートを用いるとギャップ間で自発的な放電が起こるようになってしまい、オペレーションが出来なくなる。

2.1.8 主な MRPC

表 2.1 に、これまでに様々なグループにより製作された主な MRPC の性能を示す。表 2.1 に挙げたグループの MRPC は TOF 用カウンターとして用いられている。

ALICE と STAR は重イオン衝突実験を行っているグループであり、ALICE はスイスとフランスの国境上に位置している欧州原子核研究機構 (CERN)、STAR はアメリカニューヨーク州にあるブルックヘブン国立研究所 (BNL) で実験を行っている。

ALICE と STAR が開発した MRPC はパッドを細かくセグメント化することで粒子がヒットした位置を大まかに知ることが出来る。これと別に設置されているタイムプロジェクションチェンバー (TPC) と呼ばれる 3 次元トラッキングが出来るチェンバーにより再構成された粒子の飛跡の情報を組み合わせることで反応点の再構成精度を高めている [41][42]。

FAIR は ALICE や STAR と同様に重イオン衝突実験を行っているグループであるが、ALICE や STAR の MRPC と異なり、FAIR が開発している MRPC は細長いパッドの形状をしている。パッドの短い辺の方向が 0.7 cm であるため、粒子の飛行方向に対して縦方向に並べた MRPC と横方向に並べた MRPC を交互に設置することで空間分解能 $\sigma < 1 \text{ cm}$ を達成することを目標としている [43]。

LEPS2 はハドロン光生成実験を行っているグループであり、兵庫県播磨科学公園都市に位置する大型放射光施設である SPring-8 で実験を行っている。LEPS2 ではビーム軸方向に対して直径 1.8 m 、奥行き 2 m の領域を覆う TOF カウンターとして MRPC を用いるが、チャンネル数を減らすために 100 cm 以上の長さを持つストリップ型 MRPC を開発している [40]。

表 2.1: 主な MRPC の性能

group	size	gaps	stacks	gap width	resolution	efficiency
ALICE[37]	$2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$	5	2	$250 \text{ }\mu\text{m}$	$< 50 \text{ ps}$	$> 99 \%$
STAR[38]	$3.5 \times 6.1 \text{ cm}^2$	5	1	$220 \text{ }\mu\text{m}$	$< 75 \text{ ps}$	$> 95 \%$
FAIR[39]	$0.7 \times 27 \text{ cm}^2$	4	2	$250 \text{ }\mu\text{m}$	$< 60 \text{ ps}$	$> 97 \%$
LEPS2[40]	$2.5 \times 108 \text{ cm}^2$	6	2	$260 \text{ }\mu\text{m}$	$58 \pm 2 \text{ ps}$	$99.7 \pm 0.1 \%$

2.2 MRPC の基本動作

2.2.1 MRPC 開発フローチャート

本研究では図 2.5 に示した開発フローチャートに沿って MRPC 本体や筐体、アンプ回路などの開発を行った。図 2.5 中の各ブロックの詳細については、ブロック左上に書かれている章に記した。

2.2章

MRPCへの要請

- ・時間分解能 $\sigma \sim 100$ ps
→ 他グループなどで $\sigma < 100$ psを達成した実績がある
5ギャップ×2スタックの構造
- ・製作できる最大基板サイズが 500×500 mm²
→ ストリップ型のMRPCをテスト

筐体への要請

- ・ノイズに弱いため静電遮蔽の必要性有
→ アルミ製の筐体
- ・筐体から直接LEMOケーブルで信号を取り出せる構造



3章

プロトタイプMRPC性能評価実験

- ・時間分解能 $\sigma \sim 110$ ps、検出効率 $\sim 97\%$ を達成
- ・MRPCと読み出し回路の間のインピーダンス不整合あり
→ アンプ増幅回路開発&筐体デザイン変更



4.1章

アンプ回路への要請

- ・インピーダンスマッチング
→ MRPCと読み出し回路との間の反射を防ぐ
- ・微分回路
→ 波形の立下りを鋭くして時間分解能の向上を図る
- ・高速オペアンプ AD8000を用いた非反転増幅回路

筐体デザインへの要請

- ・アンプ回路を接続できる構造
→ 筐体に3 pinコネクタを設置



4.2章

2017年10月

MRPC性能評価実験

@東北大学電子光理学研究センター GeV - γ 実験室

- ・整形増幅回路込みの性能評価実験

図 2.5: MRPC の開発フローチャート

開発を開始した当初の MRPC への要請は以下のようなものであった。

- 時間分解能 $\sigma \sim 100$ ps を達成
- OH と同程度の領域を少ないセグメント数で覆う

以上の要請を達成するために、我々はストリップ型のパッドを持つ MRPC を開発した。また、MRPC のギャップ数とスタック数は、ALICE や LEPS2 グループが製作して $\sigma < 100$ ps を達成した実績がある 5 ギャップ、2 スタックとした。

MRPC の読み出しパッドの製作は P 版.com^{*1}に発注したが、製作できる最大の基板サイズは 500×500 mm² であったため、読み出しパッドの長辺方向の長さを 480 mm とした。また、パッドの短辺方向の幅を 40 mm としてストリップ型の MRPC をテストすることとした。なお、詳細な構造については次節以降で述べる。また、前述したように MRPC はノイズに弱いいため、静電遮蔽ができるアルミ製の筐体を製作した。

2.2.2 MRPC の構造

今回、我々が製作した MRPC はギャップ数 5 のダブルスタック型 RPC である。図 2.6 の上側は構造の模式図である。また、MRPC に用いた素材のリストを 2.2 に示す。

前述したように、読み出しパッドは P 版.com に製作してもらった。プリント基板および読み出しパッドの形状を図 2.6 の下側に示す。基板はガラスエポキシでできており、読み出しパッドは基板上にプリントされている。プリント基板のサイズは長辺 500 mm、短辺 120 mm、厚さ 0.6 mm である。読み出しパッドの形状は長辺 460 mm、短辺 40 mm の長方形部分と、底辺 40 mm、高さ 10 mm の三角形部分で作られており、同じ形状のパッドが同一プリント基板上に 2 つある。パッド間のギャップは 2 mm である。また、図 2.6 の読み出しパッド上に描かれている赤丸部分は、MRPC の信号を読み出すケーブルとの接合点を表している。読み出しパッドの端が三角形になっているのは信号を読み出しケーブルに集約させるためである。

ガラスはミツル工学研究所^{*2}から取り寄せたものを用いている。ガラスの種類はソーダガラスで、ソーダガラスの典型的な体積抵抗率は 10^{13} Ω cm である。ガラスのサイズは長辺 480 mm、短辺 100 mm、厚さ 0.4 mm である。

スパーサーには釣り糸を用いており、サンライン^{*3}社のクインスターと東レ・モノフィラメント株式会社^{*4}の銀鱗シリーズを使用した。これらの素材はナイロンである。また、ギャップ間隔は釣り糸の直径に対応し、使用した釣り糸は 2 号 (ϕ 0.235 mm) である。この値はメーカーの公称値であり、径の精度は記載されていなかったが、この値を信頼して用いることにした。また、均一性については MRPC が正常に動作することが確認できているため、オペレー

^{*1} URL : <https://www.p-ban.com/>

^{*2} 神奈川県川崎市宮前区土橋 2-1-6 TEL : 044-853-2818 URL : <http://www.mitsuru-op.co.jp/>

^{*3} <http://www.sunline.co.jp/>

^{*4} <http://www.torayfishing.net/>

ションに影響が出ない程度には均一性が保たれていると考えられる。

電極として用いたカーボンテープは ESD EMI エンジニアリング株式会社^{*5}の T-9149 ラインを用いており、厚み方向の抵抗値が $1\text{ k}\Omega$ 以上である。また、カーボンテープの厚さは $90\text{ }\mu\text{m}$ である。

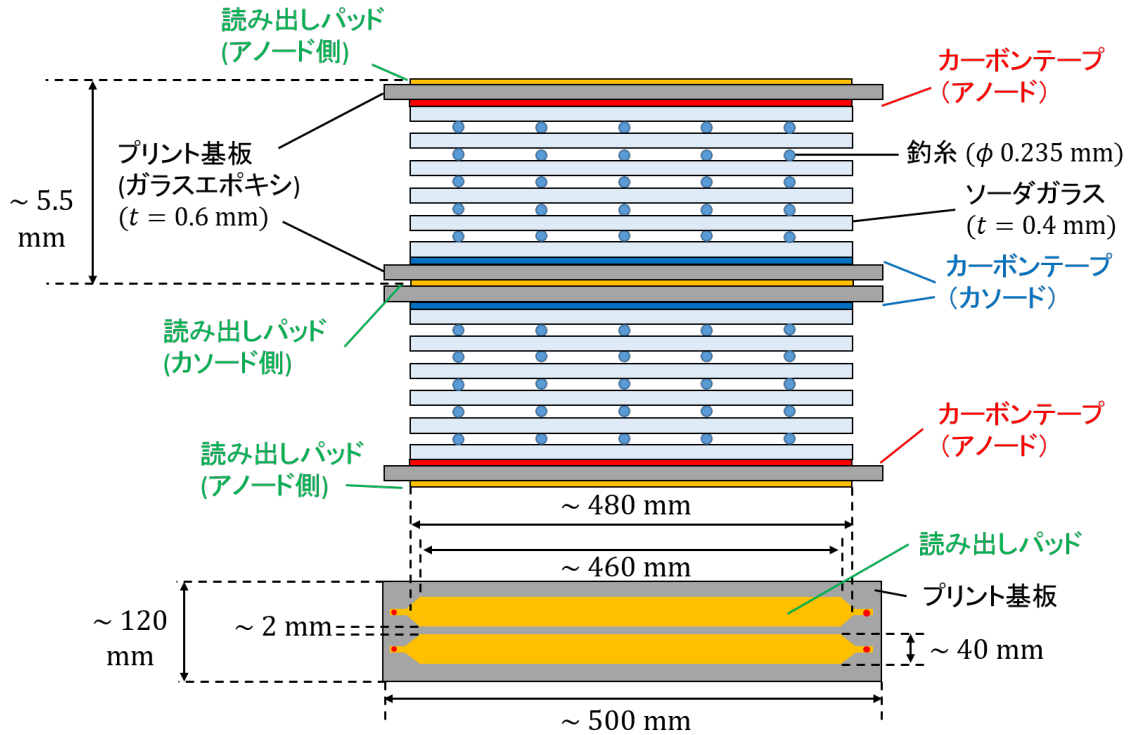


図 2.6: (上) 製作した MRPC の模式図。ギャップ数 5、スタック数 2。図中において、 t は厚さ、 ϕ は直径 (単位は共に [mm]) を表す。1 スタックの厚さはおおよそ 0.55 mm である。(下) 読み出しパッドの形状。同一基板上に同じ形状の読み出しパッドが 2 つあり、パッド同士の間隔は 2 mm である

表 2.2: MRPC に用いた素材リスト

parts of MRPC	material	size
高抵抗プレート	ソーダガラス	$100^{\text{W}} \times 480^{\text{H}} \times 0.4^{\text{T}}\text{ mm}^3$
絶縁体	プリント基板	$120^{\text{W}} \times 500^{\text{H}} \times 0.6^{\text{T}}\text{ mm}^3$
読み出しパッド	金メッキ	$40^{\text{W}} \times 500^{\text{H}}\text{ mm}^2$
スペーサー	釣糸	$\phi\ 0.235\text{ mm}$ (2 号)
電極	カーボンテープ	$100^{\text{W}} \times 480^{\text{H}} \times 0.09^{\text{T}}\text{ mm}^3$

なお、実際の製作過程に関しては Appendix A に記した。

^{*5} 東京都江東区東砂 2-15-16-301 E-mail : info5@eeec.co.jp URL : <https://www.esd-emi.com/>

2.2.3 MRPC の筐体

筐体は、2016 年 2 月に行ったプロトタイプ MRPC 性能評価実験の時に使用したもの（以降、このデザインの筐体を「筐体 A」と呼ぶ）と、2017 年 10 月に行った MRPC 性能評価実験の時に使用したもの（以降、このデザインの筐体を「筐体 B」と呼ぶ）でデザインが異なる。ここでは筐体 A のデザインについてのみ述べる。筐体 B のデザインについては 4.1 章に後述する。

図 2.7 は筐体 A の組み立て図である。筐体はアルミ素材を用いている。上側の天板と下側とに分かれるように構成されており、天板と下側の筐体はねじで固定する。固定用のねじ穴は図 2.7 の赤線の枠で囲まれた部分に対応する。また、天板の厚さは 1 mm である。天板は図 2.7 の灰色の斜線部分を切り抜いており、代わりにアルミナイズドマイラーを貼っている。アルミナイズドマイラーの領域は、天板を閉めた状態で MRPC と重なるように設計されており、MRPC よりも前に物質量の大きなものを置かないようにする目的でアルミナイズドマイ

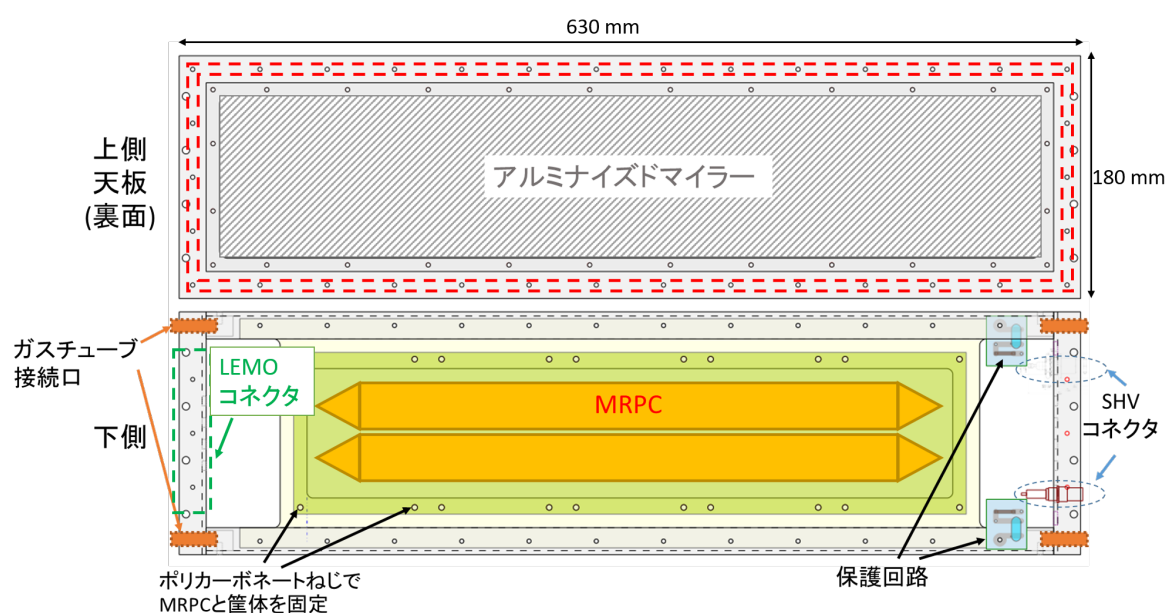


図 2.7: MRPC 筐体の組み立て図。上側の天板と下側の筐体はねじで固定するようになっており、固定のためのねじ穴は図中の赤色の点線で囲った部分。下側筐体の側面にはガスチューブ接続用の口が計 4 か所、MRPC に電圧を供給するための SHV コネクタの接続部が計 2 か所、MRPC からのシグナルを取り出すための LEMO コネクタが左右 6 か所ずつ取り付けられている（図中では左側にだけ場所を記入した）。電圧供給ラインには安全のために、最大耐圧 15 kV のコンデンサを用いた保護回路を接続している。MRPC 本体を設置する部分にはポリアセタールを素材とする MRPC 固定治具が筐体に取り付けられており、この治具と MRPC の固定はポリカーボネートねじを使用した。また、図中の灰色の斜線で示した部分は天板を切り抜き、アルミナイズドマイラーを貼っている

ラーを取り付けた。

MRPC 本体を設置する部分にはポリアセタールと呼ばれる熱可塑性樹脂の一種を素材とする MRPC 固定治具が図 2.8 のように筐体に取り付けられており、治具と筐体の間はポリカーボネートねじで固定した。また、治具と MRPC 本体の固定にもポリカーボネートねじを使用した。MRPC 本体の固定にプラスチック製のものを使用しているのは、MRPC に供給する電圧 (最大 16 kV) による放電を避けるためである。

LEMO コネクタは左右の側面にそれぞれ 6 チャンネル分ずつ、計 12 チャンネル分取り付けられている。図 2.8 中において、LEMO コネクタの $-$ および $+$ はそれぞれ、アノード、カソードの信号を取り出すコネクタを指す。MRPC 筐体内部では、MRPC から LEMO コネクタまでは被膜付きケーブルを用いて接続している。

ガスチューブは 1/4 インチを使用する設計にした。ガスチューブの接続口は左右の側面にそれぞれ 2 つずつ、計 4 つ取り付けられており、片方の側面にある 2 つの接続口からガスを送り、反対側の側面の口から外に出す。

電源供給用の SHV コネクタは片側の側面のみに取り付けられている。各 SHV コネクタごとの最大印加電圧は ± 8000 V である。

ガス漏れ対策として、天板と筐体の間の隙間をテフロンテープで埋めた。この構造では多少のガス漏れがあることが確認されたが、筐体内部の内圧の方が大気圧よりも高いため、筐体内部からガスが漏れることはあっても外部から空気が混入することはない。筐体 B のデザインの際には、筐体の縁に溝を掘り、合成ゴム素材の O リングを用いることでガス漏れ対策を行っている。

2.2.4 MRPC の信号

オシロスコープで観察した MRPC の信号を図 2.9 に示す。観察はカイズワークスの PM AMP (KN2104) で 5 倍に増幅した後の信号で行った。図 2.9 に書かれた矢印は波形の谷の部分の指しており、矢印同士の間隔は 4 – 5 ns である。

読み出しパッドの長さはおおよそ 500 mm であり、信号がパッド内を伝搬する速度を 200 mm/ns とする。信号が読み出しパッドの片方の端から発生してパッド内を伝搬すると仮定する。読み出しケーブルと MRPC のインピーダンスが不整合の場合、信号がパッドの端で反射する。最初にやってきた信号と反射によりやってきた信号の経路差はおおよそ 1000 mm になり、時間差にすると 5 ns となり、矢印同士の間隔とほぼ一致する。したがって、図 2.9 の信号は読み出しパッドの端と読み出しケーブル (特性インピーダンス 50 Ω) の間で反射していると考えられる。このように、ストリップ型の読み出しパッドを用いている MRPC はパッドの両端での反射の影響が無視できない。そのため、より良い時間分解能を出すためには、信号を読み出す際にインピーダンスマッチングを行う必要がある。なお、カソード側のシグナルは読み出さず、筐体のグラウンドに接続した。

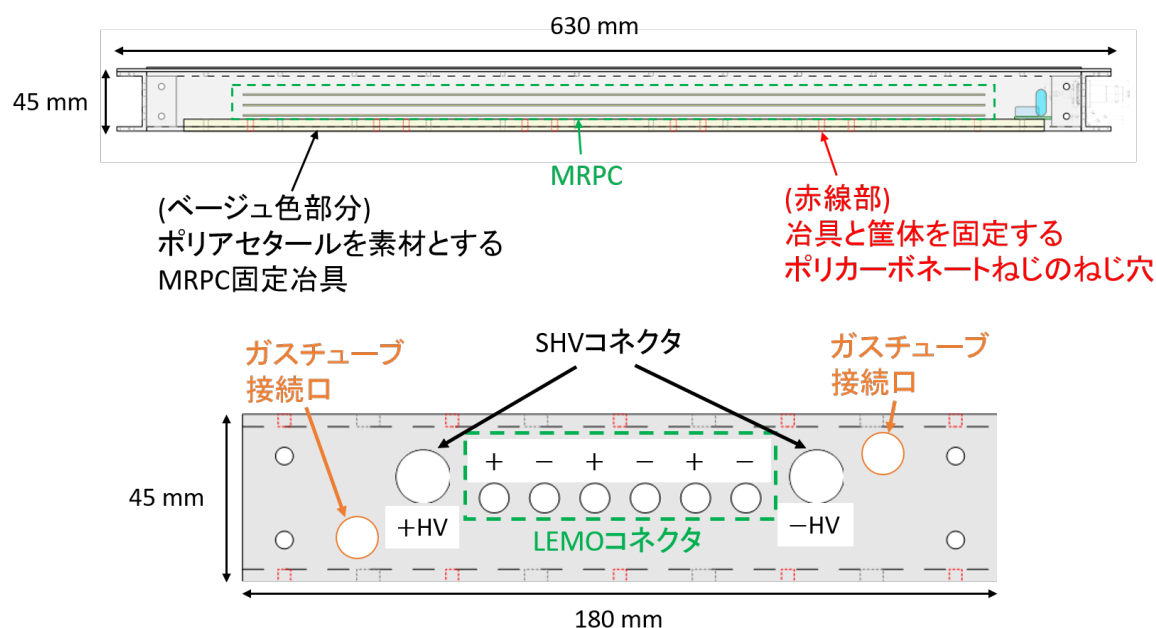


図 2.8: MRPC 筐体の側面図。(上) MRPC 固定治具と筐体はポリカーボネートねじで固定した。治具の厚さは 8 mm である。(下) LEMO コネクタ、SHV コネクタ、ガストューブ接続口の設置場所。LEMO コネクタの - および + はそれぞれ、アノード、カソードの信号を取り出すコネクタを指す。ガストューブの径は 1/4 インチを使用する設計になっている。

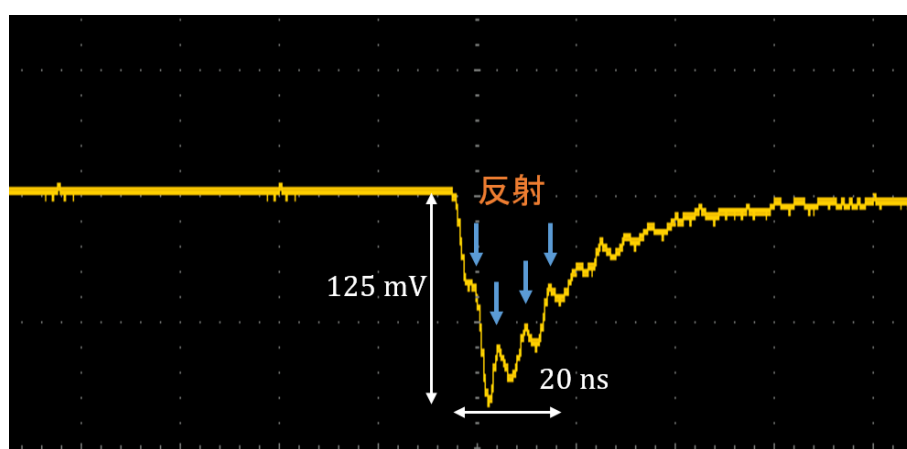


図 2.9: 典型的な MRPC のシグナル。5 倍アンプ増幅後。矢印は反射による信号の谷の部分を目指し、その間隔は 4 – 5 ns 程度である

2.2.5 整形増幅回路

アバランシェモードの信号は小さいため、増幅率の高いアンプなどを用いる必要がある。2016 年に行った実験ではインピーダンスマッチングを行っておらず、アンプにはカイズワークスの PM AMP (KN2104) を用いた。2017 年に行った実験ではインピーダンスマッチング

およびアンプ部分の回路を自作し、性能評価を行った。製作した回路および回路を用いた実験結果については第4章で述べる。

2.2.6 暗電流

MRPC の信号はギャップ間の放電現象により起こるが、それとは別に微弱な暗電流が常に流れている。暗電流は MRPC に電圧を印加する電源から流れて来るもので、その大きさは MRPC の電極の大きさによる。そのため、暗電流の大きさを表記する際には、単位面積当たりで表記することが多い。

現在、我々が使用している電圧供給源は、CAEN N1470 という NIM 規格の定電圧電源モジュールで、各チャンネル当たり最大 8 kV の電圧を供給できる。また、各チャンネルに流れる電流値を $0.05 \mu\text{A}$ 刻みでモニターすることが出来る。今回用いた MRPC の電極サイズが $10 \times 50 \text{ cm}^2$ 、モニターした電流値が $0.20 \mu\text{A}$ (供給電圧 8000 V、安定状態時) であったため、単位面積当たりの暗電流は、最大 0.4 nA/cm^2 程度であった。これは他グループが製作した MRPC に比べてやや大きい値であり、MRPC の性能に悪い影響を与えている可能性がある。

2.2.7 ノイズ

今回我々が製作した MRPC の信号の大きさはおよそ 20 mV と小さいため、数 mV 程度のノイズでも MRPC の時間分解能を悪化させる原因になる。また、元の信号が小さいためプリアンプで増幅する必要があるが、その際には MRPC に乗っているノイズも同時に増幅してしまう。そのため、MRPC に乗るノイズは極力除去する必要がある。

ノイズ源としては、定電圧電源を動作させるために供給している電源に乗っているノイズや、同軸ケーブルやモジュールなどを通して MRPC と共通のグランドを持っている検出器からのノイズなどが挙げられる。ノイズ対策として、MRPC を入れる筐体をアルミ製にした。これにより静電遮蔽が行なわれ、外部からの電氣的なノイズを遮蔽した。また、MRPC の定電圧電源のグランドと筐体をスズメッキ平編銅線で接続することで、ノイズによるベースラインのふらつきを抑えることが出来た。

第3章 プロトタイプ MRPC の性能評価実験

この章では 2015 年に製作したプロトタイプ MRPC について行った性能評価実験の結果について述べる。実験は ELPH 第二実験室 (2016 年 2 月) で行われた。

3.1 実験セットアップ

2016 年 2 月、ELPH 第二実験室でプロトタイプ MRPC の性能評価実験を行った。実験時の検出器群のセットアップの写真および設置位置の鳥瞰図を図 3.1 に示す。また、検出器部分を正面から見たときの模式図を図 3.2 に示す。

検出器は NKS2 スペクトロメータの下流側に設置した。MRPC 本体を挟むように設置されている 2 本のプラスチックシンチレーションカウンタは MRPC の固有時間分解能を評価するために用いており、90 ps 程度の時間分解能が出ていることを確認している。図 3.1 の右側の鳥瞰図にあるように、MRPC を挟んで上流側のカウンタを H1、下流側のカウンタを H2 と呼ぶ。図 3.2 に示すように、H1 および H2 は検出器群を正面から見た時に MRPC の読み出しパッドと重なるように設置した。

H1 の前方に 3 本のフィンガーカウンタを設置した。フィンガーカウンタのサイズは幅 15 mm、長さ 120 mm、厚さ 5 mm である。MRPC の水平方向の中心に鉛直方向に設置したフィンガーカウンタを Finger 1、Finger 1 から 10 cm 左側に設置したフィンガーカウンタを Finger 2 とする。また、Finger 1 と垂直に交差するように設置したフィンガーカウンタを Finger 3 とする。各フィンガーカウンタに信号があったことを要求することで、MRPC の時間分解能の位置依存性を測定した。

各検出器を固定するためのフレームはミスミ^{*1}製のアルミフレームを用いており、フレームを水平になるようにリフトラーに乗せた。リフトラーを上下することにより、標的と光子ビームの間で起きる制動放射起因の電子及び陽電子が集中的にやって来る領域 (以下、このことを「 e^+e^- 平面」と表記する。説明の図を 3.3 に示す) と、それを避けるような領域のそれぞれで時間分解能と検出効率の測定を行った。

この時に測定した MRPC は、2 スタック 5 ギャップ MRPC で、ギャップ間隔は 0.235 mm だった。また、MRPC のオペレーションガスとして R-134a を 90%、SF₆ を 10% の比率で混合させたガスを使用した。MRPC に電圧印加する電源には CAEN N1470 を用いた。今回測

^{*1} <https://jp.misumi-ec.com/>

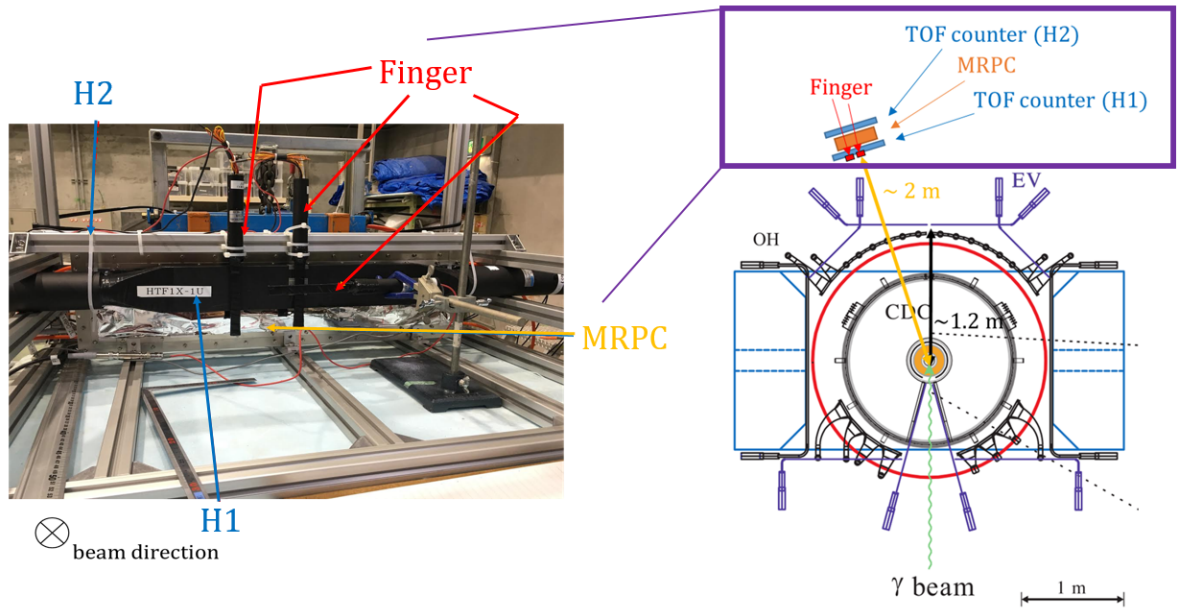


図 3.1: 2016 年実験の検出器のセットアップ。左側が検出器部分、右側が設置位置の鳥瞰図。

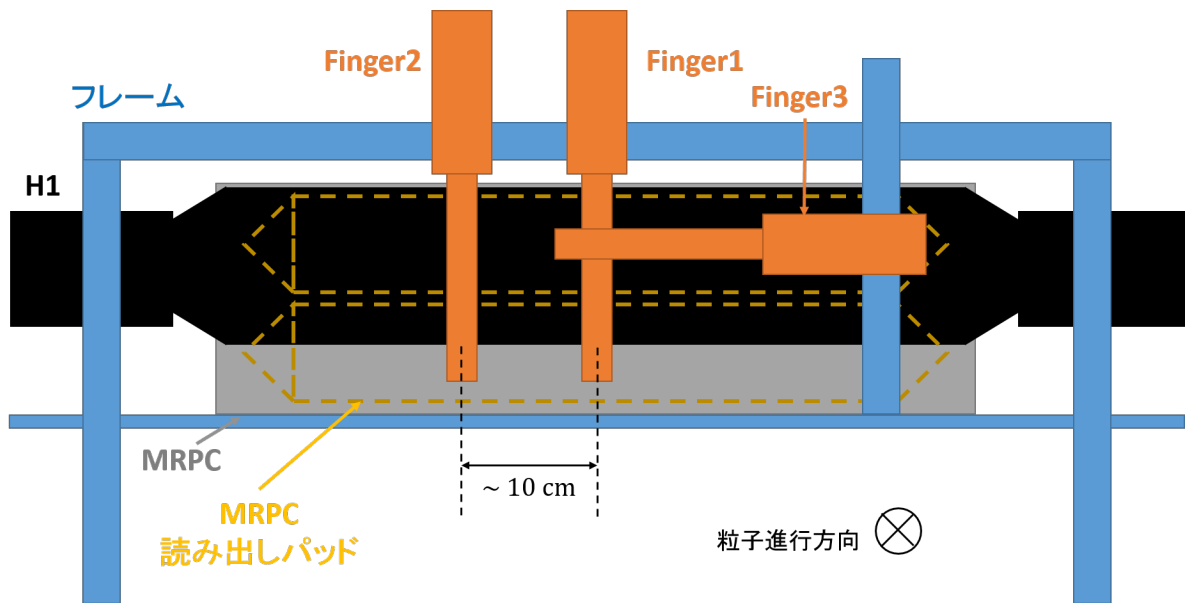


図 3.2: 検出器部分を正面から見た時の模式図。

定した電圧領域は、13 kV から 16 kV (ギャップ間電場にして 11 kV/mm から 13.6 kV/mm 程度) であった。

検出器以降のモジュールの回路図を図 3.4 に示す。この時は TDC (入力信号の時間情報) モジュールとして CAEN 製の V775、QDC (入力信号の電荷量情報) モジュールとして CAEN 製の V792 を用いた。また、MRPC の信号増幅のためのアンプは海津の PM AMP (KN2104) で、input 1 チャンネルに対して output が 2 チャンネルある。output チャンネルの片方が解放されているときの増幅率が 10 倍、どちらのチャンネルにも接続されている場合の増幅率が

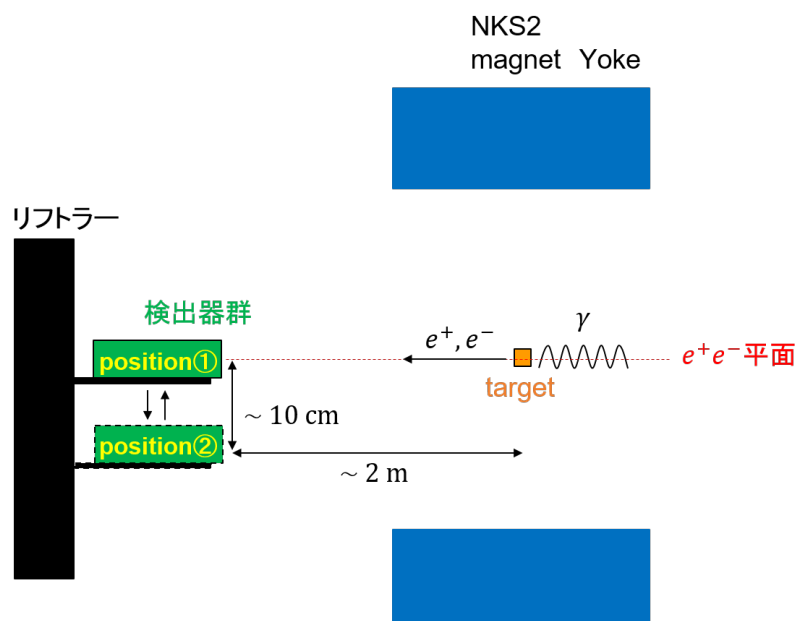


図 3.3: 「 e^+e^- 平面」と検出器群の位置関係。図中の position ①が e^+e^- 平面上に検出器群が置かれている場合、position ②がそれよりも 10 cm 程度低い場所に置かれている場合を示す。

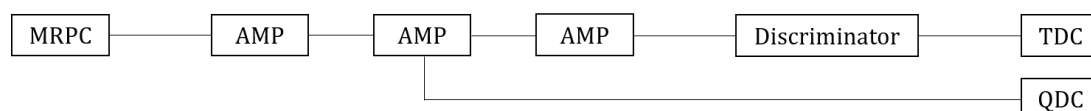


図 3.4: MRPC の回路図。AMP の増幅率は、1.3 段目は 10 倍、2 段目は 5 倍増幅

5 倍とされている。この PM AMP に対して QDC line は 2 段、TDC line は 3 段増幅して測定した。データを取るトリガー条件は H1 カウンターと H2 カウンターのコインシデンスとした。

3.2 実験結果

3.2.1 レート測定

MRPC に粒子がヒットしたレートを、ビジュアルスケーラーを用いて測定した。実験時の ELPH のビーム構造は、1 スピル (加速器でビームを加速してから照射し終わるまでの時間) 60 s であり、フラットトップ (1 スピルの間にビームを照射する時間) 40 s であった。

測定日時の情報は、主に高エネルギー物理実験で利用されているオンラインデータ取得システムである、KiNOKO[44] の内部時計を使用した。また、図 3.2 に示したように、MRPC の検出可能領域と MRPC 前方に設置した H1 カウンターが覆う領域はほぼ一致しているため、ここでは H1 カウンターの片側 (H1L) のシングルレートをもって MRPC に粒子がヒットしたレートとする。

図 3.5 は、H1L のシングルレートの測定結果である。横軸は KiNOKO の内部時間 [s]、縦軸は H1L シングルレート [kHz] を表す。ヒストグラムに値が詰まっていないところはビームオフに対応する。検出器群にヒットする粒子は主に標的内部での制動放射起因の電子、陽電子である。

この測定を、検出器群が e^+e^- 平面上の場合、 e^+e^- 平面外の場合の両方について行った。その結果を図 3.6 に示す。横軸は run 番号で、各 run にかかった時間は、 e^+e^- 平面上に置かれているときで 3 分程度、 e^+e^- 平面から外れたときで 8 分程度であった。縦軸は H1L のシングルレート [kHz] である。ここでプロットしたシングルレートは、各 run ごとの 3.5 に対して、ビーム照射中の H1L のビジュアルスケーラーのカウント数をビーム照射中の総時間で平均した値である。

実験中、加速器の運転が安定しなかったが、電子や陽電子は水平面上で大きな偏りを持っていない事、MRPC のレート耐性がおよそ 1 kHz/cm^2 であることから、実験結果に与える影響はほとんどないと判断した。測定の結果、検出器が e^+e^- 平面上に置かれているとき (高レート) のシングルレートの平均値は 19.2 kHz 、 e^+e^- 平面上から外れているとき (低レート) のシングルレートの平均値は 14.0 kHz であった。これはあくまでも目安のレートの値であり、より詳細な MRPC のレート依存性の測定結果については第 4 章で述べる。

3.2.2 時間分解能

信号の時間情報はディスクリミネータと呼ばれる、入力信号が閾値を超えた場合に -0.8 V のロジック信号を出力するモジュールを用いて測定する。図 3.7 は、ディスクリミネータの動

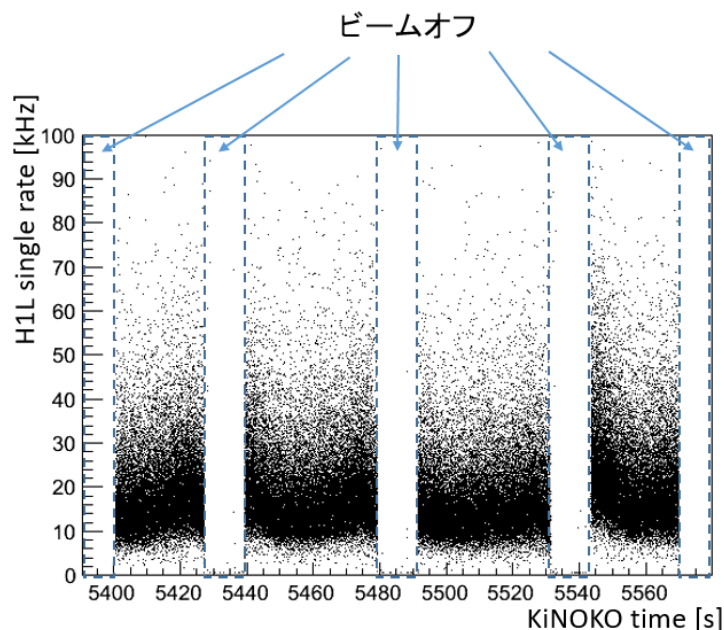


図 3.5: H1L のシングルレートの時間依存性。値が詰まっていないところはビームオフに対応する。

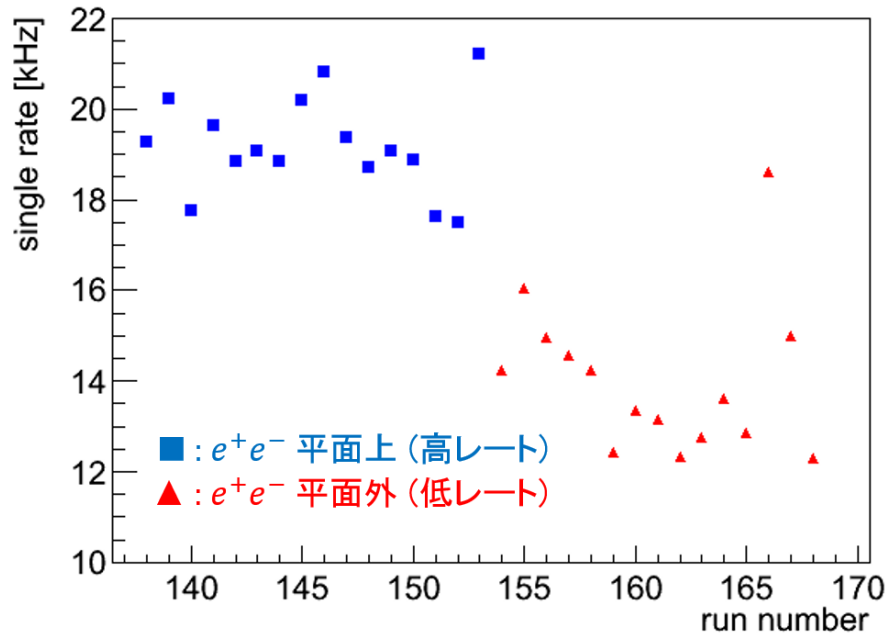


図 3.6: H1L のシングルレートの全 run 変移。各点が 1 run 分に対応する。1 run にかかった時間は、 e^+e^- 平面上の時で 3 分程度、 e^+e^- 平面外の時で 8 分程度であった

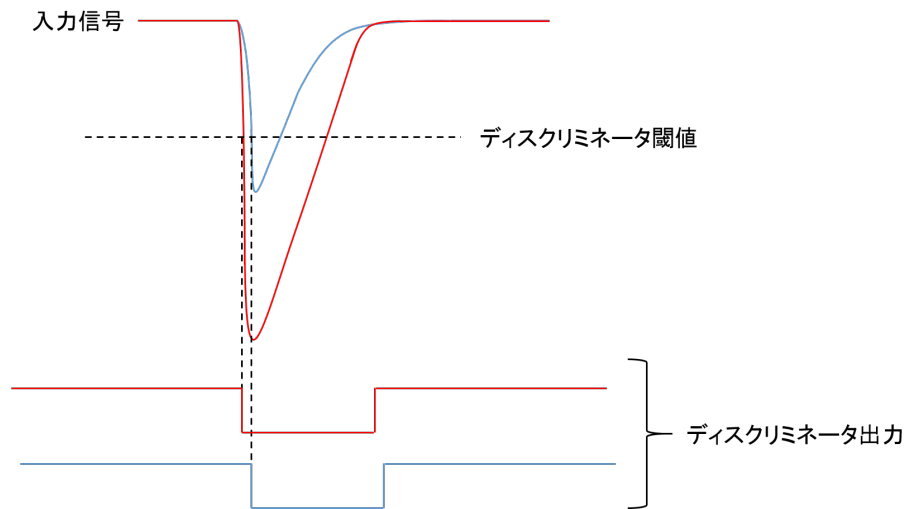


図 3.7: ディスクリミネータがロジック信号を出すタイミングと入力信号の大きさの関係。ディスクリミネータに入力する信号の波高が低いほどディスクリミネータの信号出力のタイミングが遅くなる

作の概略を表した図である。一般的に、同じタイミングで立ち下がる信号が入力された場合でも、信号の波高によってロジック信号が出力されるタイミングが異なり、波高が低いほど閾値を超えるまでに時間がかかるため出力のタイミングが遅くなる。つまり、時間と波高の間に相関があることを意味している。このように、入力信号の波高によってロジック信号の出力のタイミングが変わるディスクリミネータを、リーディングエッジディスクリミネータと呼ぶ。

図 3.8(a) の①は、横軸に H1 と MRPC の間の飛行時間 (TOF : Time Of Flight)、縦軸

に MRPC の信号の電荷 (Q_{signal}) を取った時のヒストグラムである (単位は共に [ch])。ここで、横軸の TOF は、値の大きい方が時間的に遅い方に対応しており、 Q_{signal} と TOF の間に相関があることが分かる。しかし、粒子の通過するタイミングは波高によらず一定であるはずなので、この相関を補正して波高によらず粒子が通過したタイミングが一定の値となるようにする必要がある。今回用いた Q_{signal} と TOF の間の補正式は次の式 (3.1) で定義した。なお、 a, b, c, d は定数である。

$$\text{TOF} = \frac{a}{\sqrt{b \times (c + Q_{\text{signal}})}} + d \quad (3.1)$$

式 (3.1) の右辺第 1 項目が Q_{signal} に依存する項で、第 2 項目は定数である。この式を用いて相関をフィッティングした様子が図 3.8(a) の②である。赤色の線がフィッティングに使用した領域内での関数の形で、緑色の線は全 Q_{signal} 領域で関数を表示したものに対応する。式 (3.1) の右辺第 1 項目を左辺に移項してその値を新たに TOF' と定義すると、式 (3.2) のように時間が Q_{signal} によらず一定にすることが出来る。

$$\text{TOF}' \equiv \text{TOF} - \frac{a}{\sqrt{b \times (c + Q_{\text{signal}})}} = d \quad (3.2)$$

このような補正をタイムウォーク補正と呼ぶ。タイムウォーク補正を行った後の Q_{signal} と TOF の相関が図 3.8(b) の①である。 $Q_{\text{signal}} < 500$ の領域で少し相関が残っているが、ほとんど Q_{signal} の値によらず TOF が一定になっている。また、図 3.8(a) と図 3.8(b) の③はそれぞれタイムウォーク補正前と補正後の TOF の 1 次元ヒストグラムである。このヒストグラムをガウス関数でフィッティングして σ を求めると、補正前は $\sigma_{\text{TOF}} = 195.8 \pm 0.9$ ps であったのに対し、補正後は $\sigma_{\text{TOF}} = 122.9 \pm 0.7$ ps となり、補正により正しく分解能を評価することが出来る。

この補正を他の 2 組の TOF の組み合わせ、H1 – H2、MRPC – H2 に対しても行い、それぞれに対して TOF 分解能を求める。H1 – H2、H1 – MRPC、MRPC – H2 の TOF 分解能を $\sigma_{\text{H1-H2}}$ 、 $\sigma_{\text{H1-MRPC}}$ 、 $\sigma_{\text{MRPC-H2}}$ とし、H1、H2、MRPC の固有時間分解能を σ_{H1} 、 σ_{H2} 、 σ_{MRPC} とすると、次の式 (3.3) の関係式が成立する。

$$\sigma_{\text{H1-H2}}^2 = \sqrt{\sigma_{\text{H1}}^2 + \sigma_{\text{H2}}^2} \quad (3.3a)$$

$$\sigma_{\text{H1-MRPC}}^2 = \sqrt{\sigma_{\text{H1}}^2 + \sigma_{\text{MRPC}}^2} \quad (3.3b)$$

$$\sigma_{\text{MRPC-H2}}^2 = \sqrt{\sigma_{\text{MRPC}}^2 + \sigma_{\text{H2}}^2} \quad (3.3c)$$

式 (3.3) を σ_{H1} 、 σ_{H2} 、 σ_{MRPC} について解くと、式 (3.4) のようにそれぞれの検出器の固有

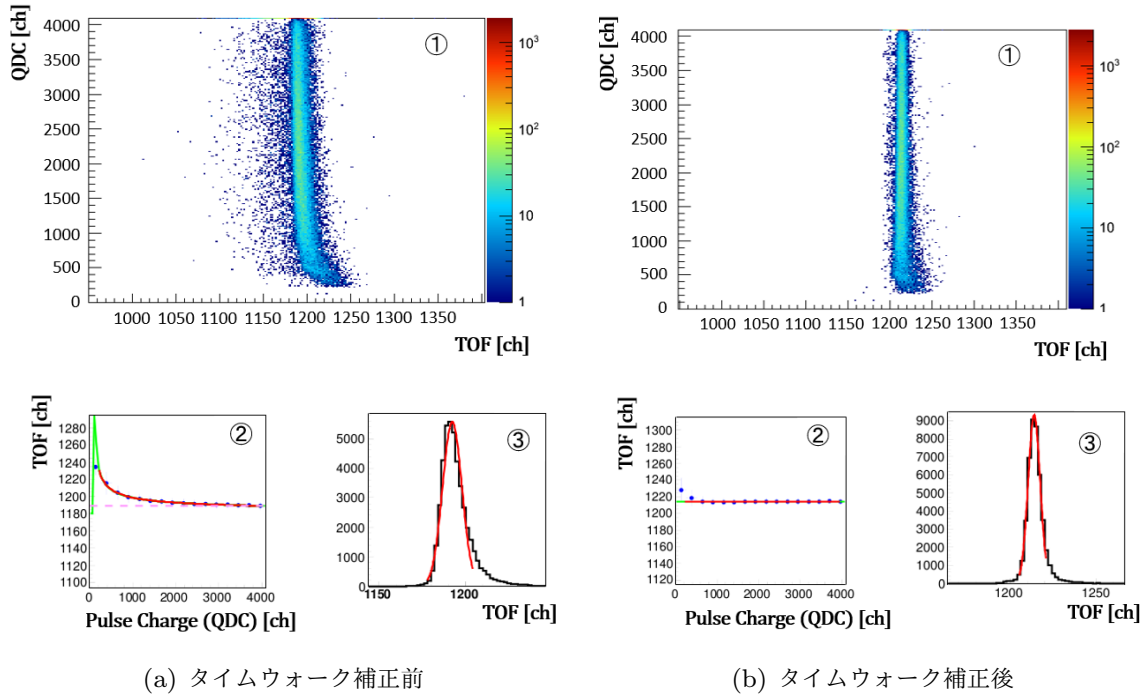


図 3.8: タイムウォーク補正前後の変化。それぞれ、①は H1-MRPC の TOF と MRPC の QDC との相関、②は補正の様子、③は TOF の分布。

時間分解能が求まる。

$$\sigma_{H1} = \sqrt{\frac{\sigma_{H1-H2}^2 + \sigma_{H1-MRPC}^2 - \sigma_{MRPC-H2}^2}{2}} \quad (3.4a)$$

$$\sigma_{H2} = \sqrt{\frac{\sigma_{H1-H2}^2 + \sigma_{MRPC-H2}^2 - \sigma_{H1-MRPC}^2}{2}} \quad (3.4b)$$

$$\sigma_{MRPC} = \sqrt{\frac{\sigma_{H1-MRPC}^2 + \sigma_{MRPC-H2}^2 - \sigma_{H1-H2}^2}{2}} \quad (3.4c)$$

このようにして求めた MRPC の固有時間分解能の印加電圧依存性を図 3.9 に示す。図 3.9 の横軸は MRPC のスタックあたりの印加電圧 [kV]、縦軸はタイムウォーク補正後の MRPC の固有時間分解能 σ_{MRPC} [ps] である。また、青色の四角でプロットした点は検出器群を e^+e^- 平面上に置き、レートが高い状態で実験を行った時の結果、赤色の三角でプロットした点は検出器群を e^+e^- 平面上から外し、レートが低い状態で実験を行った時の結果である。レートによらず高い印加電圧であるほど時間分解能は向上し、16 kV のときにレートが高い場合で $\sigma_{MRPC} = 108.3 \pm 0.6$ ps、レートが低い場合で $\sigma_{MRPC} = 108.0 \pm 0.5$ ps であった。なお、16 kV 以上の電圧は使用電源では供給できなかった。

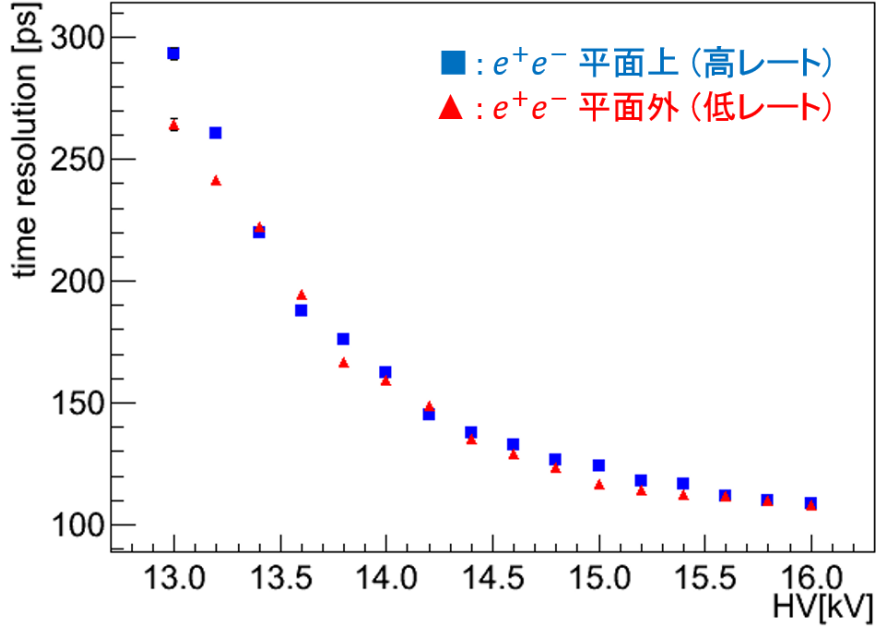


図 3.9: 時間分解能の HV 依存性。横軸が MRPC のスタックあたりの印加電圧 [kV]、縦軸が MRPC の固有時間分解能 σ_{MRPC} [ps] を表す。青点は MRPC が e^+e^- 平面上に置かれているとき、赤点は e^+e^- 平面を外したときの結果

3.2.3 検出効率

検出効率は、H1, H2, Finger1, Finger3 の全カウンターのヒットがあったイベント数に対する、H1, H2, Finger1, Finger3, MRPC の全カウンターのヒットがあったイベント数で定義した。カウンターの TDC の値 tdc が $0 < tdc < 4096$ [ch] だった場合を、カウンターにヒットがあったとみなす。これを論理式で表すと式 (3.5) となる。

$$\text{efficiency} = \frac{\# \text{events} (H1 \wedge H2 \wedge \text{Finger1} \wedge \text{Finger3} \wedge \text{MRPC})}{\# \text{events} (H1 \wedge H2 \wedge \text{Finger1} \wedge \text{Finger3})} \times 100 [\%] \quad (3.5)$$

これにより求めた検出効率を印加電圧ごとにプロットした結果を図 3.10 に示す。横軸はスタックあたりの印加電圧 [kV]、縦軸は式 3.5 により求めた検出効率 [%] である。検出効率は MRPC の印加電圧に比例するように増加していき、最も良い時間分解能を出した印加電圧 16 kV に対して、検出器群が e^+e^- 平面上に置かれているとき (高レート) に $81.56 \pm 1.23\%$ 、検出器群が e^+e^- 平面上から外れているとき (低レート) に $97.03 \pm 0.64\%$ を達成した。

MRPC を NKS2 に実装する場合、MRPC はデータ収集のトリガー条件に入れることを想定しているため、検出効率は 99% 以上必要だと考えており、低レート時、高レート時ともに検出効率は十分ではなかった。

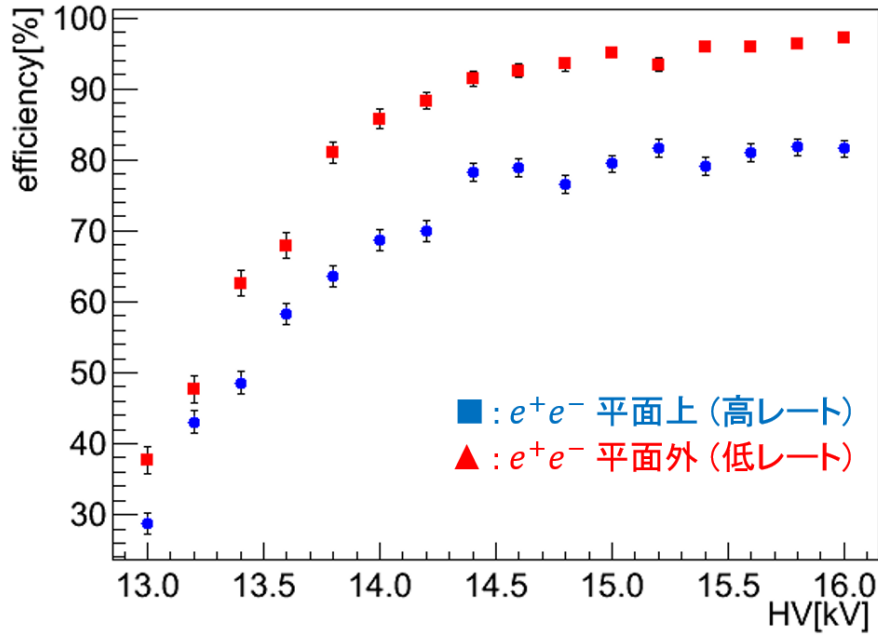


図 3.10: 検出効率の HV 依存性。横軸はスタックあたりの印加電圧 [kV]、縦軸は式 3.5 により求めた検出効率 [%]。青点は MRPC が e^+e^- 平面上に置かれているとき、赤点は e^+e^- 平面を外したときの結果

3.2.4 位置依存性

ストリップ型の MRPC ではパッドの位置で時間分解能が変化する可能性があるため、今回の実験で時間分解能の位置依存性を測定した。今回測定した位置は図 3.11 のようにパッドの中心、中心から 10 cm 右にずらした位置の 2 か所であった。測定は MRPC の前方に置いたフィンガーカウンターのヒットを要求することで行った。なお、フィンガーカウンターの水平後方の幅は 1.5 cm である。図 3.12 に、印加電圧 16 kV のときの MRPC のパッド位置ごとの時間分解能を示す。w/o finger はフィンガーカウンターのヒットを要求しない場合の時間分解能であり、MRPC 全体の時間分解能に対応する。

今回の実験では 2 点でしか測定できなかったため、時間分解能の位置依存性については結論を出せないが、より詳細な時間分解能の位置依存性の測定結果については第 4 章で述べる。

3.2.5 クロストーク

図 3.2 に示したように、MRPC のセグメントには 2 枚の読み出しパッドが貼られており、その間隔は 2 mm である。読み出しパッドに誘起される電荷は電極として用いているカーボンの抵抗値に応じて広がりを持ち、抵抗値が小さいほど電荷が大きく広がる。そのため、同一イベント中に 2 枚の読み出しパッドの両方で信号が誘起される場合がある。これをクロストークと呼ぶ。

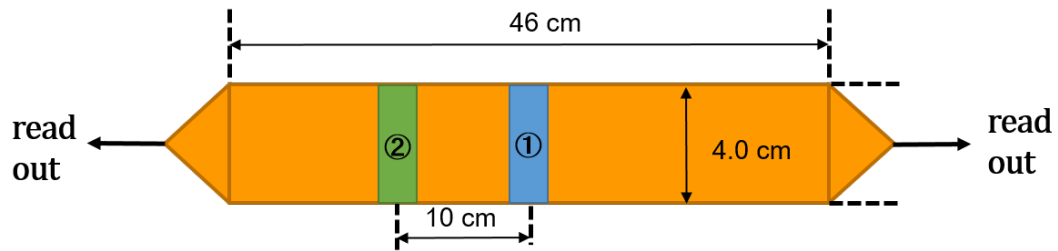


図 3.11: 時間分解能の位置依存性の測定位置を MRPC 読み出しパッド上に示した図。①は MRPC のパッドの中心、②は①の 10 cm 左側

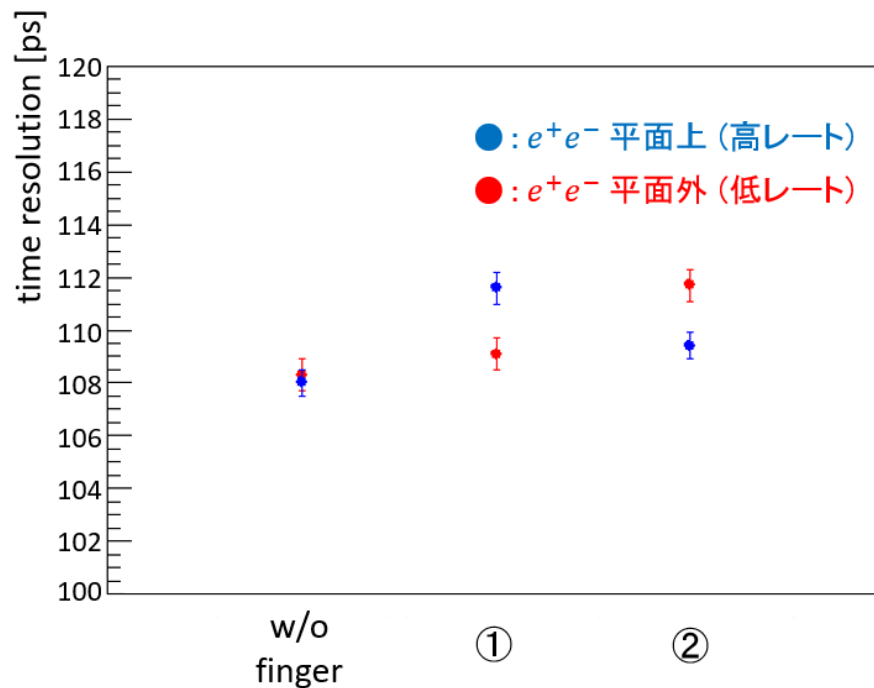


図 3.12: 印加電圧 16 kV のときの時間分解能の位置依存性。w/o finger は Finger によるヒット位置の要求をしなかった場合の時間分解能、①および②は図 3.11 に示した位置に対応する Finger のヒットを要求したときの時間分解能

図 3.13 に MRPC のクロストークの印加電圧依存性を示す。横軸はスタックあたりの印加電圧 [kV]、縦軸はクロストークの割合 [%] である。今回の解析ではクロストークが起こったとする条件を、「H1, H2, Finger1, Finger3 の全カウンターにヒットがあり、かつ MRPC の少なくともどちらかのパッドにヒットがあった場合」のイベント数に対し、「H1, H2, Finger1, Finger3 の全カウンターにヒットがあり、かつ MRPC の両方のパッドにヒットがあった場合」と定義した。式で表すと式 (3.6) となる。なお、図 3.2 中で MRPC 上側の読み出しパッドを MRPC_{up} 、下側の読み出しパッドを $\text{MRPC}_{\text{down}}$ と表記した。

$$\text{cross talk} = \frac{\# \text{events} (H1 \wedge H2 \wedge \text{Finger1} \wedge \text{Finger3} \wedge \text{MRPC}_{\text{up}} \wedge \text{MRPC}_{\text{down}})}{\# \text{events} (H1 \wedge H2 \wedge \text{Finger1} \wedge \text{Finger3} \wedge (\text{MRPC}_{\text{up}} \vee \text{MRPC}_{\text{down}}))} \times 100 [\%] \quad (3.6)$$

測定の結果、検出器群が e^+e^- 平面上に置かれているとき (高レート) 最大 96% 程度の割合で、検出器群が e^+e^- 平面上から外れているとき (低レート) 最大 80% 程度の割合で、クロストークが起こっていることが分かった。高レート側に比べて低レート側のクロストークの割合が低いのは、図 3.3 に示したように、低レート測定時は検出器群がビーム高さよりも 10 cm 程度低い位置にあるため、MRPC にヒットしたイベントのうち、MRPC の上側にヒットしたイベント数が下側に当たったイベント数よりも多かったためと考えられる。

他の原因としては、カーボンテープの体積抵抗率になどの詳細な情報が得られなかったため予想でしかないが、今回用いたカーボンテープではクロストークを防ぐには抵抗値が低く、電荷が広がりやすい状態であったと考えられる。

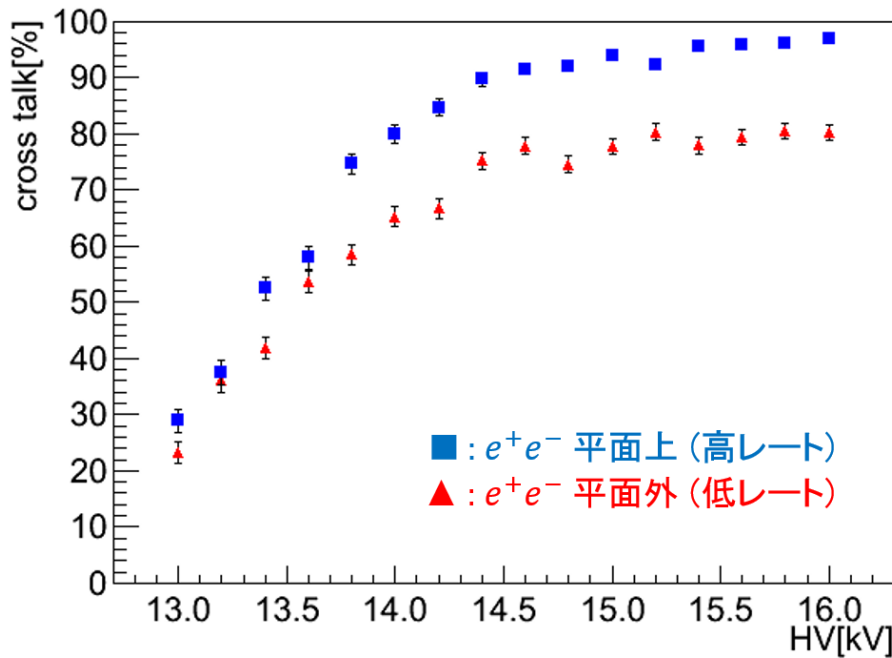


図 3.13: クロストークの HV 依存性

3.3 まとめ

2016 年 2 月に東北大学電子光理学研究センターの第二実験室にて、プロトタイプ MRPC の性能評価実験を行った。この実験では MRPC の時間分解能および検出効率などの基本的な性能について調べることを目的とした。また、MRPC の位置を、電子および陽電子が多く生成される場所 (高レート) と、その高さから 10 cm 程度下げて、粒子がヒットするレートを減らした場所 (低レート) の 2 か所で測定を行い、それぞれのレートごとの性能の変化を調べた。

実験の結果、時間分解能は印加電圧 16 kV の時が最も良い値であり、高レート時、低レート時でほとんど変わらず $\sigma_{\text{MRPC}} = 108 \text{ ps}$ を得た。また、検出効率、印加電圧 16 kV、低レート時で 97% を得た。これらの値はデザイン時に目標としていた、時間分解能 $\sigma \sim 100 \text{ ps}$ および検出効率 99% 以上に近い値であったが、さらなる性能向上を目的に開発を続ける必要があることが分かった。

時間分解能を向上させるための手段の 1 つとして、MRPC と読み出し回路 (特性インピーダンス 50Ω) との間のインピーダンス不整合を解消することが挙げられる。2.2.3 節で述べたが、図 2.9 に示した波形には MRPC と読み出し回路との間の反射が起こっている様子が見えており、反射により波形の立下り部分などが変化するため時間分解能を悪くする影響があると考えられる。

今回の実験では MRPC の信号を増幅するためのプリアンプとして、カイズワークスの PM AMP (KN2104) を用いた。しかし、第 5 章で後述するが、NKS2 に MRPC を実装する際の MRPC のセグメント数はおおよそ 200 個で、セグメントあたり 4 チャンネルの読み出しが必要になるため、同様の PM AMP モジュールが数百台必要になってしまい、これは現実的な数ではない。

そこで、インピーダンスマッチングだけでなく信号増幅、さらに信号の立下りを鋭くするための微分回路を 1 つにまとめたアンプ回路の製作を行うことにした。また、それに合わせて MRPC の筐体のデザインも変更した。次章では、これらの詳細について述べる。

第4章 整形増幅回路を含めた MRPC の性能評価実験

これまでに行った性能評価実験の結果を受け、インピーダンスマッチングと信号増幅を同時に行う整形増幅回路を製作した。この章では、まず整形増幅回路について述べ、この回路を含めた MRPC の性能評価実験の結果を示す。また、実験後に行った、宇宙線を用いた性能評価の結果についても述べる。

4.1 アンプ回路

4.1.1 アンプ回路の要求性能

我々がアンプ回路に要求する性能を以下に示す。

- インピーダンスマッチングにより反射を抑制する
- 数 100 mV 程度まで信号を増幅する

これらを満たす回路として、図 4.1 のような回路を製作した。オペアンプは Analog Devices 社が製造する AD8000 を用いた [45]。MRPC の信号は数 ns 程度の立ち下がりを持っているため、オペアンプには GHz 程度の広帯域が要求される。AD8000 は 1.5 GHz の帯域幅、4100 V/ μ m のスルーレートを持つオペアンプであるため、要求を満たしている。

MRPC の信号はアノード側のみ読み出すようにしている。実際に使用するのは負極性の信号のみであり、カソード側 (正極性の信号が取り出せる) の信号を使用しないためである。カソード側はアノード側で用いているインピーダンスマッチング用の抵抗と同じ値の抵抗を挟んでグラウンドに落としている。回路と MRPC の間の接続は 3 pin のコネクタを使用した。

実機を製作する前に、LTSpice によるシミュレーションを行った。LTSpice はリニアテクノロジー社が提供するフリーソフトで、設計した回路の応答をシミュレーションできる [46]。シミュレーション時の図 4.1 の抵抗、コンデンサなどの数値は表 4.1 のように設定した。また、回路へのインプット信号を図 4.2(a) のようにした。図 4.2(a) の信号は立ち下がり部分をガウス関数、立ち上がり部分を指数関数を用いて作成した。

図 4.2 は LTSpice によるシミュレーションの結果を表したものである。図 4.2(b) の結果にあるように、微分回路を入れたことによりオーバーシュートが見られる。

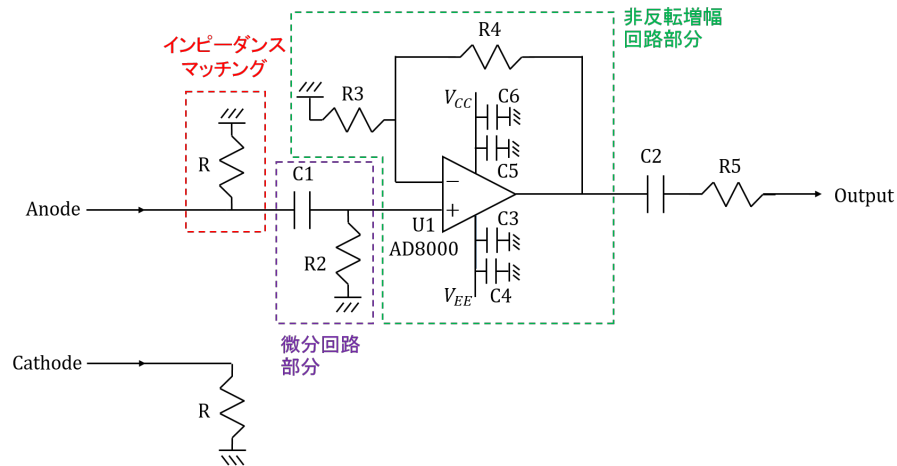


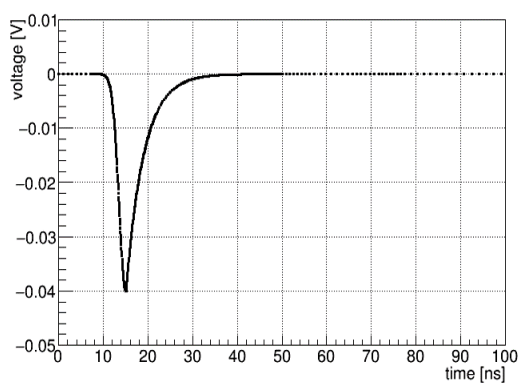
図 4.1: 製作したアンプ回路図

表 4.1: LTSpice シミュレーション時の抵抗、コンデンサなどの数値

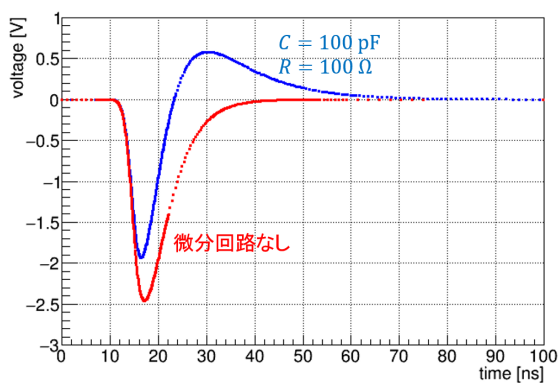
parts	parameter
R	20 Ω
R2	100 Ω
R3	20 Ω
R4	2 k Ω
R5	51 Ω
C1	100 pF
C2	0.1 μ F
C3, C5	1000 pF
C4, C6	0.1 μ F
V_{CC}, V_{EE}	± 5 V

シミュレーションの結果を受けて、図 4.3 に示すような回路実機を製作した。回路の基板は P 板.com に発注して製作してもらった。図 4.3(a) は回路の表側である。表面の A がアノード側、C がカソード側、G がグラウンドを表す。図 4.3(b) は回路の裏面である。図 4.3(b) 右側の 3 本のピンを MRPC 筐体に接続する。

図 4.4 はアンプ回路の出力信号をオシロスコープで見た時の写真である。この時の MRPC の印加電圧は 16 kV であった。反射が抑えられ、立ち下がりも数 ns 程度となり、期待していた信号を得ることが出来た。

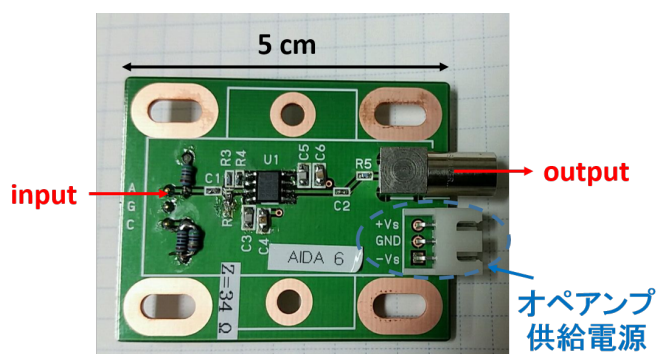


(a) インพุット信号

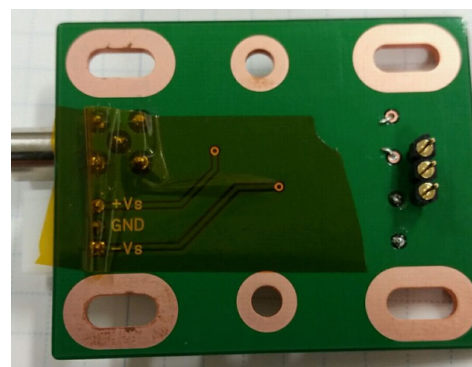


(b) アウトプット信号

図 4.2: LTSpice によるシミュレーション結果



(a) 表側



(b) 裏側

図 4.3: 製作したアンプ回路

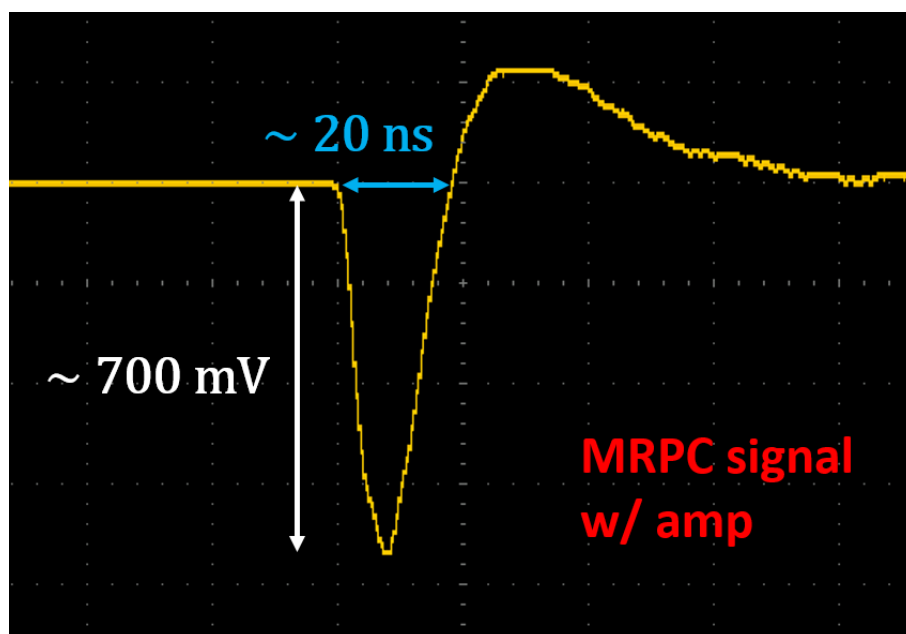


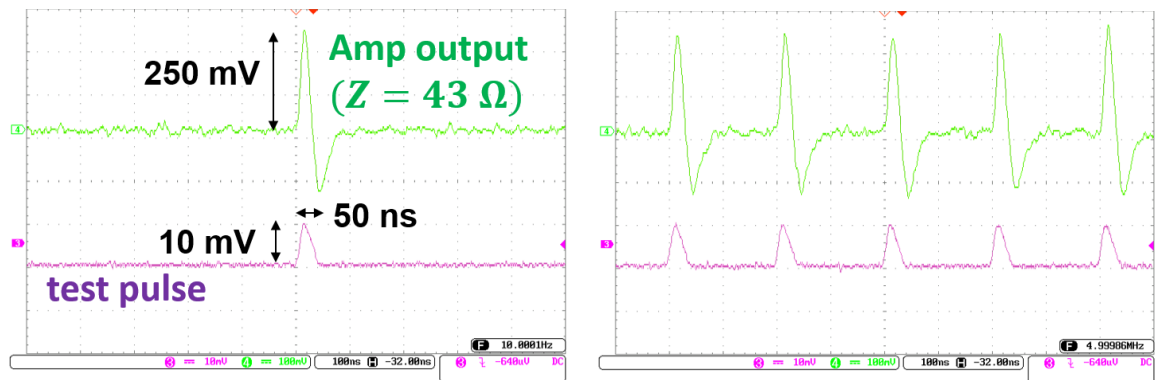
図 4.4: アンプ回路を通した MRPC の信号

4.2 アンプ回路のレート耐性

アンプ回路を含めた MRPC の性能評価では、MRPC のレート耐性を調べる実験を行った。回路でレート耐性を律速していないことを確認するため、ファンクションジェネレータを用いてアンプ回路自身のレート耐性テストを行った。

ファンクションジェネレータで MRPC の信号に近い形を生成し、クロックトリガーで信号をアンプ回路に入力した。図 4.5 は、インピーダンスマッチング用抵抗値が $75\ \Omega$ のアンプ回路を用いてテストを行ったときの出力信号である。今回用いたファンクションジェネレータは東陽テクニカの WW2074 型で、ファンクションジェネレータ上で任意の波形を生成することが出来るが、信号の極性を反転出来なかったため + 側の信号を入力として用いた。オペアンプには $\pm 5\text{ V}$ の電圧を供給しており、入力信号の極性による対称性は保たれている。

図 4.5(b) は入力信号が 5 MHz (200 ns 間隔) の場合の出力波形をオシロスコープで見た時の波形であるが、図 4.5(a) の時と同じ波形をしており、パイルアップが起こっていないことが確認できた。2017 年の実験では、最大数 kHz のビームレート下で MRPC をオペレーションする予定であった。安全性を考慮して、MRPC にヒットする粒子の平均レートが 10 kHz であると仮定し、瞬間的に 200 ns 以上の間隔で粒子がヒットする確率をポアソン分布を仮定して計算すると、 $2 \times 10^{-4}\%$ 以下であった。そのため、回路によりレート耐性が律速する恐れはないと考えた。



(a) クロックトリガー 1 MHz のとき

(b) クロックトリガー 5 MHz のとき

図 4.5: ファンクションジェネレータによるアンプ回路のレート耐性テスト。紫色の波形が入力信号。緑色の波形がアンプ回路の出力信号

4.3 MRPC 筐体のデザイン

アンプ回路と MRPC を接続するために、MRPC 筐体のデザインを変更した。筐体は天板が着脱可能であり、固定はねじで行う。今回はビームを用いた実験で複数台の MRPC をテス

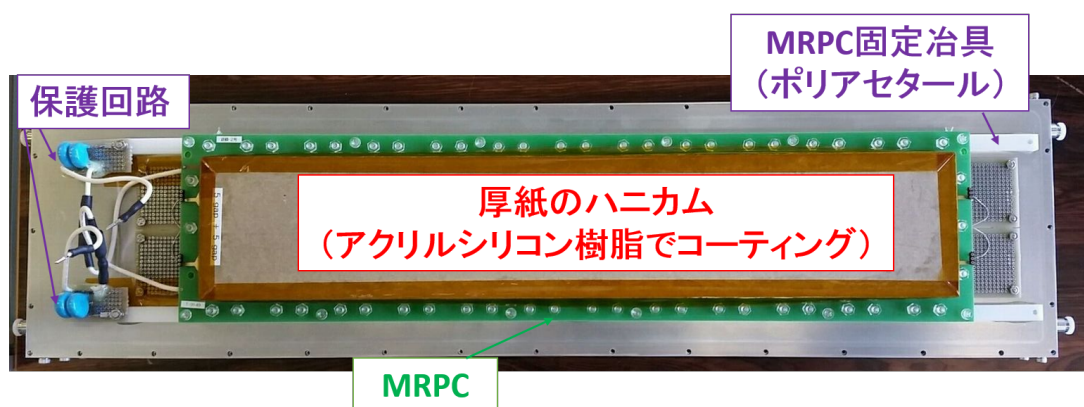


図 4.6: 製作した MRPC 筐体の天板裏側の様子。MRPC と天板はポリアセタールを材質とした固定治具で固定している。電源ラインには耐圧 15 kV のコンデンサを入れている。表面の読み出しパッドを覆うように厚紙の材質のハニカムを張り付けてある

トできるように、図 4.6 に示す写真のように、筐体の上下の天板にそれぞれ 1 台ずつ MRPC を固定している。これまでのデザインと同様に、天板と固定されているポリアセタール材質の固定治具に MRPC を置き、ポリカーボネートねじで固定している。

MRPC の電源ラインには耐圧 15 kV のコンデンサを保護回路として用いている。MRPC の表面には、読み出しパッドを覆うように厚紙材質のハニカムを貼り、MRPC の支持具とした。使用中にハニカムから紙層が出ないようにするため、ハニカムの表面をアクリルシリコン樹脂でコーティングした。また、ハニカムの縁は紙層が出やすかったため、縁にはカプトンテープを貼った。

MRPC のアノード、カソード、グランドと接続するために、図 4.7 に示すような構造を作製した。図 4.7 中の A がアノード、C がカソード、G がグランドを表す。グランドは筐体に落としている。それぞれの信号線と MRPC の読み出しパッドをはんだ付けし、筐体の外側に 3 ピンの差し込み口を取り付けた。ピンの差し込み口付近にはスペーサーが取り付けられており、図 4.7 に示すように、アンプ回路とスペーサーをねじ止めして固定する。

また、新たにデザインした筐体ではガスの流し方を工夫した。図 4.8 は新たに作成した筐体のガスの流し方を示したものである。従来のガスの流し方と異なるのは、筐体にガスを流す口に穴を開けたガストューブを取り付けたところである。MRPC のギャップ間隔は $235\ \mu\text{m}$ と非常に狭く、ギャップ間の空気を置換する際のコンダクタンスが悪い。そこで、ギャップ間のガスの置換効率を上げるために図 4.8 に示すような構造を作製した。ガストューブの穴は MRPC 本体の方向に向いて開いており、MRPC 筐体の左右両側からガスを入れると、MRPC の側面に向けてガスが流れる。そのため、ギャップ間のガスのコンダクタンスは従来より良くなると期待した。

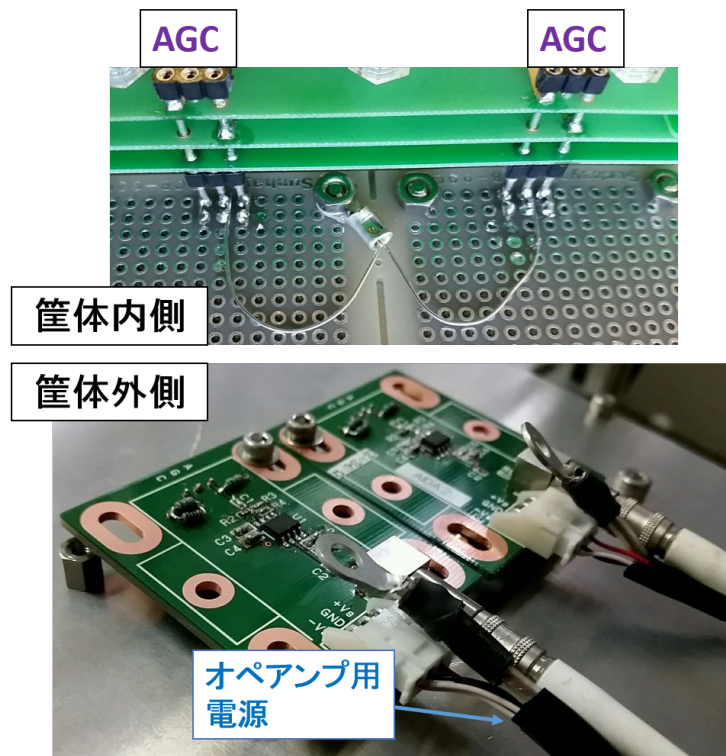


図 4.7: MRPC とアンプ回路のアノード、カソード、グラウンドの接続方法。筐体内側ではアノード、カソードの各信号線と MRPC の読み出しパッドをはんだ付けして導通させた。グラウンドは筐体に落としてある。外側にはピンの差し込み口が取り付けられ、図のようにアンプ回路を接続する

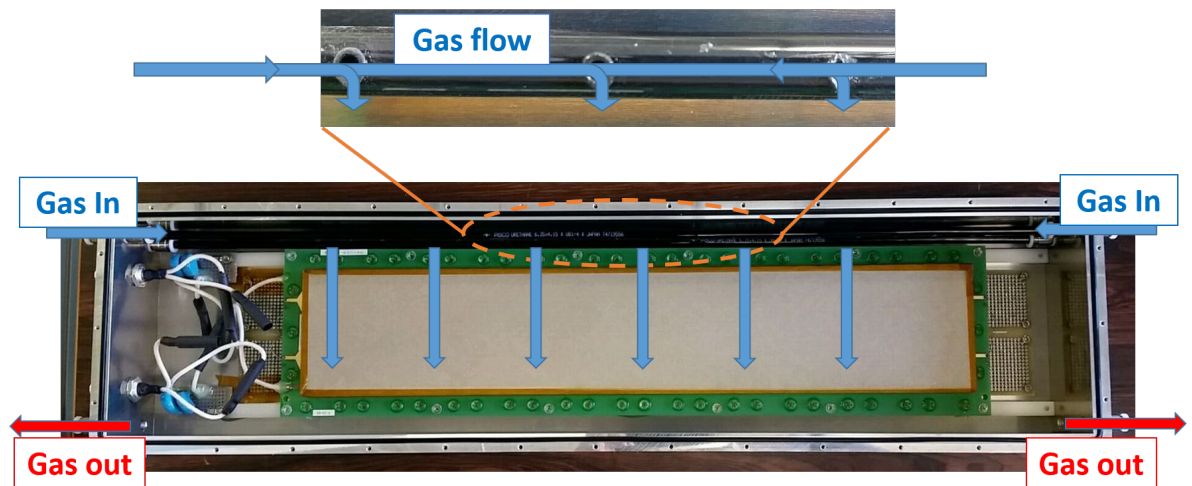


図 4.8: 作製した筐体のガスフローの方法。ガスを流す側には穴開きのガストューブが渡されている。穴の方向は MRPC の側面を向いているため流れるガスはギャップ間に直接吹き付けられ、ギャップ間のガスの置換効率の向上が期待できる

4.4 アンプ回路を含めた MRPC の性能評価実験

4.4.1 実験セットアップ

今回の実験は、ELPH の GeV- γ 実験室で実験を行った。GeV- γ 実験室では陽電子ビームを用いた実験が可能である。今回の実験でのセットアップの様子を図 4.9 に示す。

H1、H2 カウンターは第 3 章に記した 2016 年の実験と同様のものを用いた。フィンガーカウンターはサイズが変わっており、有感領域は 3 本とも幅 10 mm、長さ 95 mm、厚さ 5 mm である。これらは東北大学の機器開発研修棟^{*1}にて切り出しなどの加工を行い、幅の工作精度は 0.5 % (50 μ m) 以下であることを確認している。サイズの測定は 10 μ m の精度で測定できるデジタルノギスを用いた。

陽電子ビームが水平方向に広がっていることがこれ以前に実験を行ったグループの報告で分かっていたため、10 mm 四方の穴をあけたプラスチックシンチレーションカウンター (論文中ではこれを veto カウンターと呼ぶ) も用意した。これも機器開発研修棟にて製作を行った。信号は片読みとしている。製作したフィンガーカウンターおよび veto カウンターの実物の写真を図 4.10 に示す。

今回の実験では、MRPC の時間分解能および検出効率を 1 cm² あたりのレートを何点か変えて測定することを計画していた。そこで、図 4.11 に示すように、幅 10 mm のフィンガーカウンター 2 本を垂直に交差させて 1 cm² の面を作り、その交差面と veto カウンターの 1 cm² の穴が、ビーム進行方向から見て重なるように配置した。式 (4.1) に 1 cm² あたりのコインシデンスレートの測定条件を示す。コインシデンス条件は、フィンガーカウンター 2 本両方にヒットがあり、かつ veto カウンターにヒットがなかった場合を真とした。

$$\text{coincidence condition} = \text{Finger1} \otimes \text{Finger2} \otimes \overline{\text{Veto}} \quad (4.1)$$

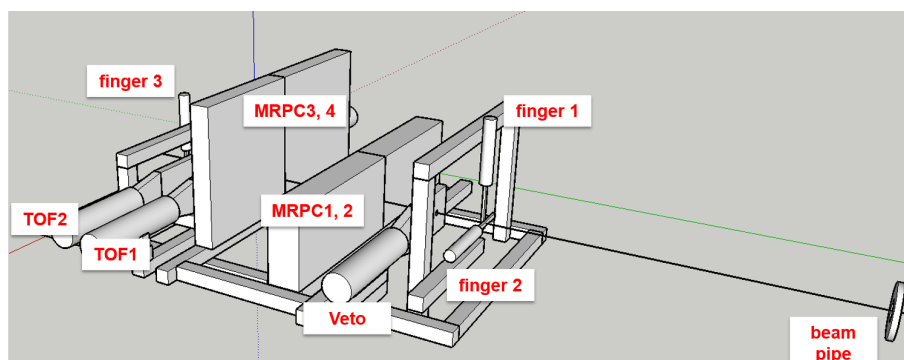


図 4.9: 2017 年実験の検出器のセットアップ

^{*1} <http://glass.tech.sci.tohoku.ac.jp/>

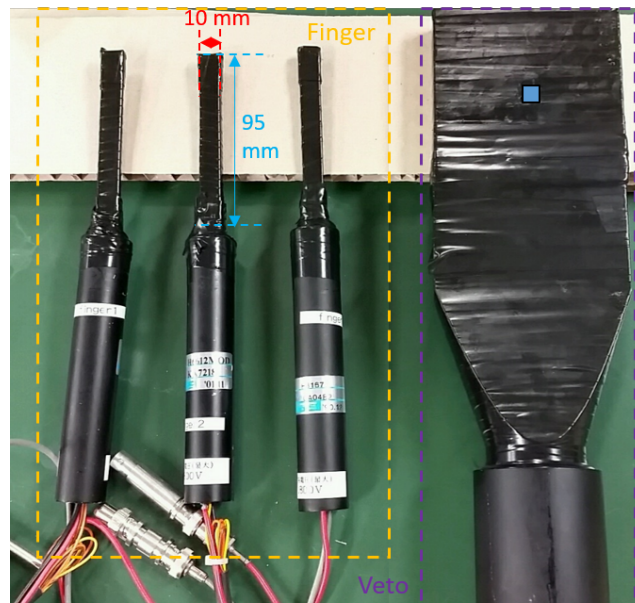


図 4.10: フィンガーカウンターと veto カウンター。veto カウンターの青色の部分は 10mm 四方の穴の位置に対応する

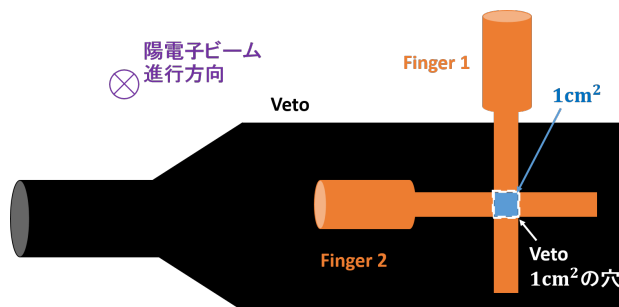


図 4.11: 実験時のフィンガーカウンターと veto カウンターの配置をビーム進行方向から見た図

以下に今回の実験で測定した内容の一覧を記す。

- 時間分解能
 - － 印加電圧依存性
 - － 1 cm^2 あたりのビームレート依存性
 - － ヒット位置依存性
 - － アンプ回路のインピーダンスマッチング抵抗値依存性
- 検出効率
 - － 印加電圧依存性
 - － 1 cm^2 あたりのビームレート依存性
 - － ヒット位置依存性
 - － アンプ回路のインピーダンスマッチング抵抗値依存性

4.4.2 実験中の陽電子ビームサイズ測定

実験中、検出器群最後段に設置した Finger3 の位置を変えながらビームの広がり調べた。図 4.12 に結果を示す。横軸は Finger3 の中心の場所を表し、横軸 0 をビームの中心の位置としている。また、ヒストグラムのビン幅は、Finger3 の 10 mm 幅に対応する。

図 4.12 の赤線はヒストグラムをガウス関数でフィッティングした結果、 σ_{Fit} はガウス関数の σ の値である。フィッティングは最尤法を用いており、値が詰まっていないビンは無視している。

今回の結果が妥当であるかを調べるため、クーロン多重散乱から計算される結果との比較を行った。散乱角が小さく、角度偏向の分布がガウス関数で近似できるとき、クーロン多重散乱による角度偏向の分布は式 (4.2) のように表される。ここで、 β 、 p は入射粒子の速度および運動量、 c は光速、 z は入射粒子の電荷量、 X_0 は物質の放射長、 x は物質中の飛行距離である。物質の放射長は PDG を参照した [1]。また、 θ_0 の単位はラジアンである。

$$\theta_0 = \theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (4.2)$$

GeV- γ ビームラインのビームの広がり、他グループがビームプロファイルモニター (縦方向、横方向に複数本のシンチレーションファイバーを張った構造を持つ検出器) を用いて測定した値である $\sigma = 10.6 \text{ mm}$ とした [47]。これとクーロン多重散乱による広がり効果を二乗和平方根で計算した結果が図 4.12 の緑色の線である。フィッティングにより求められた測定結果とおおよそ近い値が得られた。

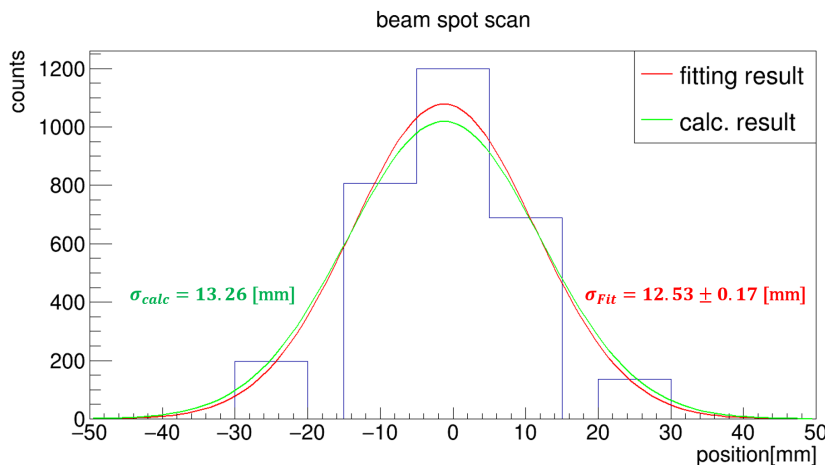


図 4.12: Finger3 によるビームサイズ測定。ヒストグラムの各ビンが測定結果を表す。赤線がヒストグラムのフィッティングの結果、緑線が式 (4.2) による計算結果

4.4.3 実験中のビームレート

今回の実験では、MRPC の 1 cm^2 あたりのレート測定は MRPC 前段に設置した 1 cm 幅の Finger1, 2, veto カウンター (veto コインシデンス) の 3 つの信号のコインシデンスレートを用いることとした。コインシデンスレート測定はビジュアルスケーラーを用いた。

ビームレートの変更は、GeV- γ ビームライン上にコンバータを設置することで行った。コンバータは各物質の放射長 (X_0 , 単位は $[\text{g}/\text{cm}^2]$) を単位として、物質質量 $0.006X_0$ の金箔、物質質量 $0.06X_0$ のタングステン、物質質量 $0.6X_0$ の真鍮の 3 種類を用いた。図 4.13 は各コンバータに対する、実験中に測定したコインシデンスレートを表した図である。縦軸は Finger1, 2, veto カウンターで測定した 1 cm^2 の領域のコインシデンスレート $[\text{Hz}]$ 、横軸は各コンバータの厚さ (ρ_t , 単位は $[\text{g}/\text{cm}^2]$) を放射長で割った値である。なお、縦軸の値は後述する図 4.14 の各コンバータの材質ごとの平均値を取ったものである。

測定の結果から、物質質量の大きいコンバータを使用することでビームレートが上昇していることが分かる。MRPC の 1 cm^2 あたりのレート耐性はおおよそ 1 kHz であり、今回の実験では 1 kHz 以上の環境下でレート耐性を測定することが出来なかったが、この 3 点のビームレートを用いて MRPC のレート耐性を測定することとした。

また、ビームレートの時間変化を図 4.14 に示す。各点が 1run に対応しており、縦軸は Finger1, 2, veto カウンターで測定した 1 cm^2 の領域のコインシデンスレート $[\text{Hz}]$ 、横軸は測定日時である。左の点から 10 点ごとに、コンバータが金箔、タングステン、真鍮の場合を表している。各コンバータの材質ごとのビームレートの平均値に対する各測定点の上下動は最大で 3% 以下であった。この測定結果から、金箔、タングステン、真鍮をコンバータとして使用した際の 1 cm^2 あたりのビームレートは、それぞれ 160 Hz 、 320 Hz 、 570 Hz であった。表

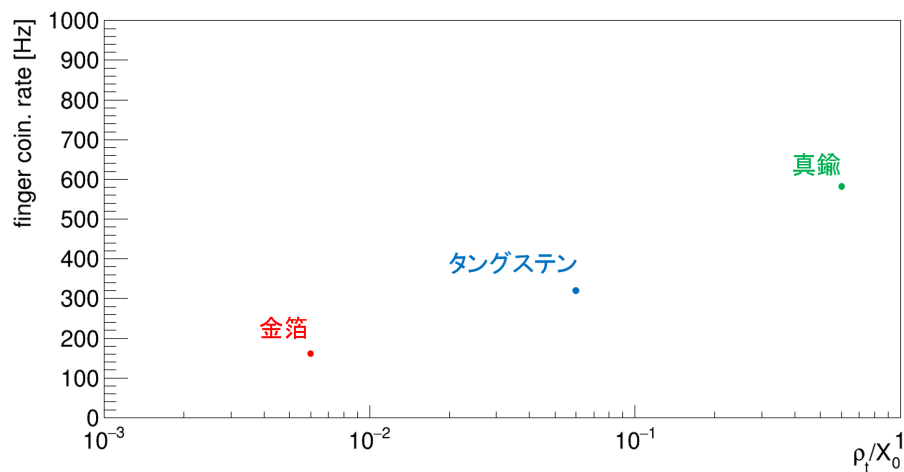


図 4.13: 各コンバータの材質に対するコインシデンスレートの変化。横軸が各コンバータの放射長に対する物質質量の比、縦軸は各コンバータを使用した際のコインシデンスレートの平均値 $[\text{Hz}]$ 。コインシデンスレートの時間変化は図 4.14 に示した

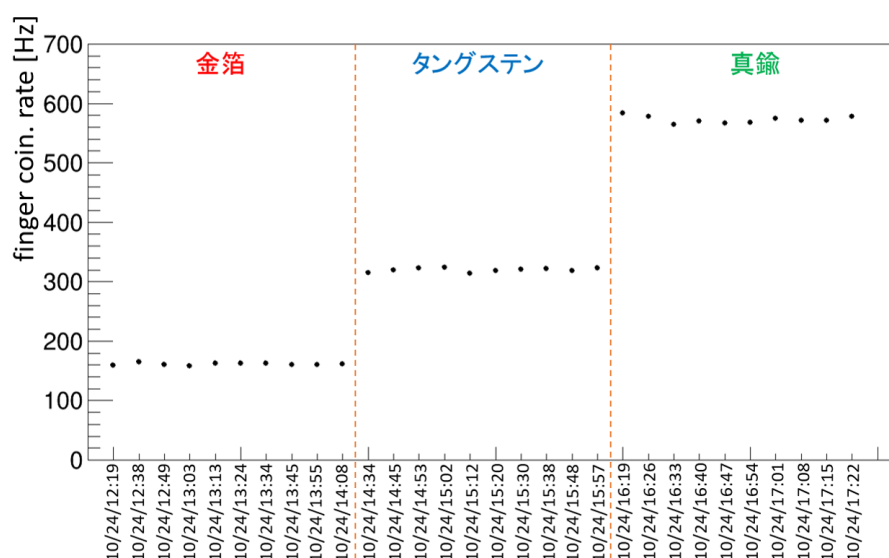


図 4.14: 1cm² あたりのビームレートの測定結果。各点が 1 run に対応しており、横軸は各点を測定し始めた日時、縦軸は 1 run 中のコインシデンスレートの平均値 [Hz]

表 4.2: コンバータ材質ごとのビームレート測定結果まとめ

コンバータ材質	放射長 [g/cm ²]	コインシデンスレート [Hz/cm ²]
金箔	0.006 X_0	160
タングステン	0.06 X_0	320
真鍮	0.6 X_0	570

4.2 に測定結果をまとめた。なお、加速器のビーム構造は、1 スピル (ビームを供給する周期) が 16 秒、フラットトップ (1 スピルの間に実際にビームが照射される時間) が 5 秒であった。

4.4.4 時間分解能

図 4.15 はアンプ回路のインピーダンスマッチング抵抗値 $Z = 34, 43 \Omega$ の場合の時間分解能の HV 依存性である。時間分解能の計算方法は第 3 章と同じである。測定の結果、ビームレート 160 Hz/cm²、 $Z = 43 \Omega$ の場合で時間分解能 $\sigma \sim 140$ ps 程度、 $Z = 34 \Omega$ の場合で時間分解能 $\sigma \sim 150$ ps 程度であった。また、 $Z = 34 \Omega$ の場合の時間分解能の印加電圧依存性は、第 3 章 3.9 に示した時間分解能の印加電圧依存性の振る舞いと異なるような結果が得られた。時間分解能が悪化した原因については 4.5.2 章および 4.5.4 章で考察する。

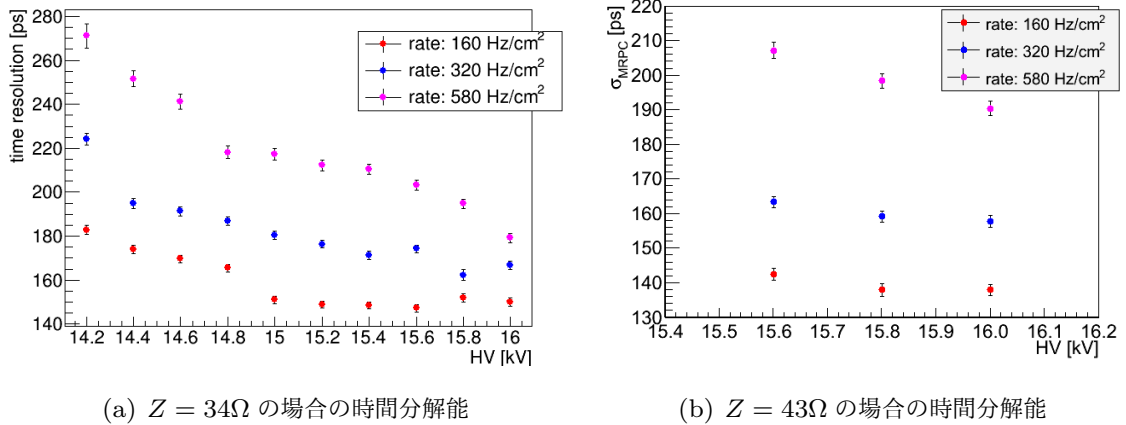


図 4.15: 時間分解能の印加電圧依存性を各レートごとにまとめたグラフ。横軸は MRPC の印加電圧 [kV]、縦軸は時間分解能 (σ) [ps]。赤色の凡例が金箔、青色の凡例がタングステン、マゼンタ色の凡例が真鍮をコンバータとして使用したときのデータを表す

4.4.5 検出効率

図 4.16 はアンプ回路のインピーダンス $Z = 34, 43\Omega$ の場合の検出効率について、各レートごとの結果をプロットしたグラフである。どちらの回路の場合も、ビームレート 160 Hz/cm² の場合で最高 98% を達成した。また、ビームレートが上昇するにつれ、検出効率が下がっていく様子が見られた。時間分解能とは異なり、検出効率は第 3 章 3.10 で得られた結果と同程度の結果を得られた。

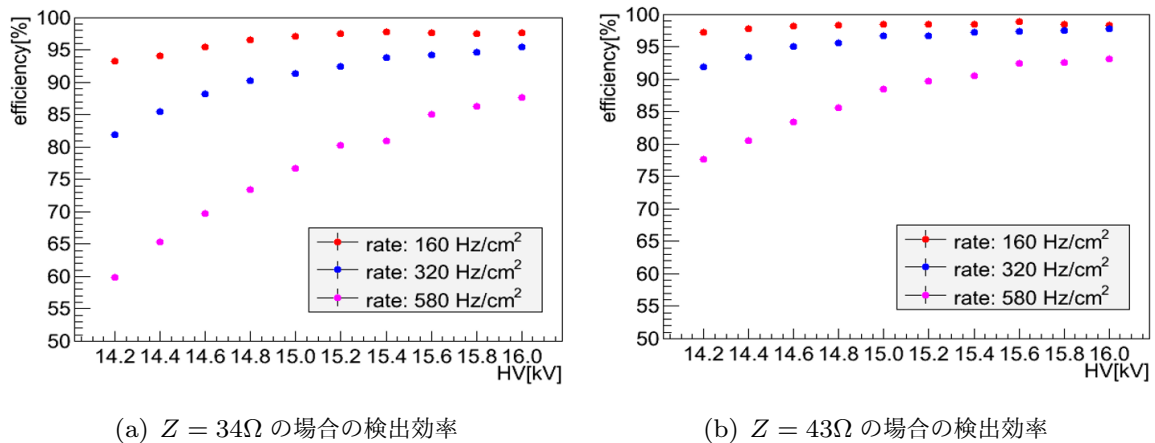


図 4.16: 検出効率の HV 依存性を各レートごとにまとめたグラフ。横軸は MRPC の印加電圧 [kV]、縦軸は検出効率 [%]。赤色の凡例が金箔、青色の凡例がタングステン、マゼンタ色の凡例が真鍮をコンバータとして使用したときのデータを表す

4.4.6 位置依存性

印加電圧 16 kV、コンバータをタングステン (ビームレート = 320 Hz/cm^2) を用いた時の時間分解能のヒット位置依存性を図 4.17 に示す。縦軸は MRPC の時間分解能 [ps] で、横軸は測定した MRPC の読み出しパッドの位置 [cm] を表す。読み出しパッドの中心をゼロとし、ビーム進行方向から見て右側を正の方向とした。今回の結果から、MRPC の時間分解能にヒット位置依存性があることが確認された。

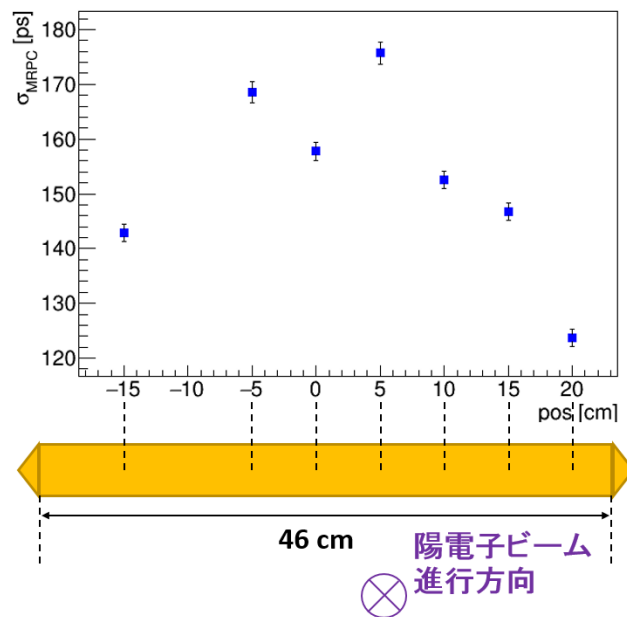


図 4.17: $Z = 43 \Omega$ の場合の時間分解能の位置依存性。縦軸は MRPC の時間分解能 [ps]。横軸は測定した MRPC の読み出しパッドの位置 [cm]。読み出しパッドの中心をゼロとし、ビーム進行方向から見て右側を正の方向とした

同様の条件で検出効率も測定した。その結果を図 4.18 に示す。縦軸は MRPC の検出効率 [%] で、横軸は測定した MRPC の読み出しパッドの位置 [cm] を表す。測定の結果、検出効率は中心位置から 5 cm ごとに上下動しており、時間分解能と同様に位置依存性が見られた。

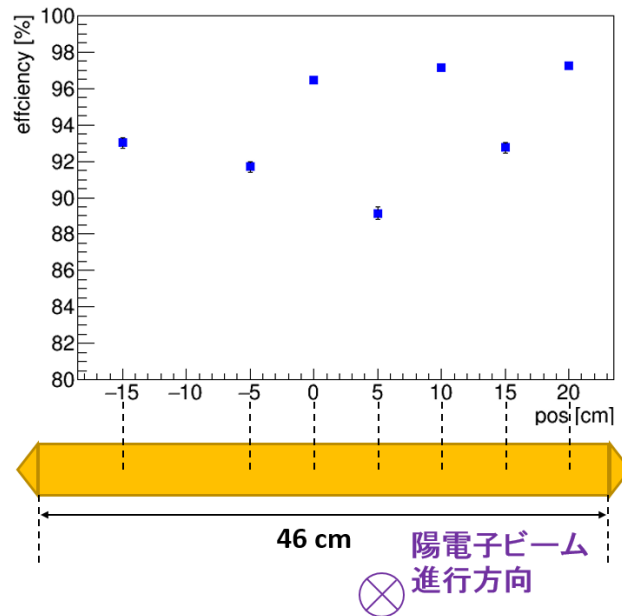


図 4.18: $Z = 43 \Omega$ の場合の検出効率の位置依存性。縦軸は MRPC の検出効率 [%]。横軸は測定した MRPC の読み出しパッドの位置 [cm]。読み出しパッドの中心をゼロとし、ビーム進行方向から見て右側を正の方向とした

4.4.7 実験結果まとめ

2017 年 10 月、ELPH の GeV- γ 実験室で陽電子ビームを用いた MRPC の性能評価実験を行った。今回の実験では新たに製作したインピーダンスマッチングと整形増幅を同時に行うアンプ回路を製作し、アンプ回路を含めた MRPC の時間分解能および検出効率を測定した。

測定内容は時間分解能および検出効率に対する、 1 cm^2 あたりのレート依存性、印加電圧依存性、ヒット位置依存性、アンプ回路のインピーダンスマッチング抵抗値依存性を測定した。測定の結果、レート 160 Hz/cm^2 、印加電圧 16 kV 、インピーダンスマッチング抵抗値 43Ω の場合に、時間分解能 $\sigma = 138 \text{ ps}$ 、検出効率 98% を達成することを確認できた。一方、時間分解能は期待していた値を得ることが出来なかった。

今回、第 3 章で述べたプロトタイプ MRPC の時間分解能 $\sigma = 108 \text{ ps}$ の場合に比べて時間分解能が悪化した理由としては、ガス置換時間が不足していた (データ取得時はガス置換 3 日程度だった)、MRPC 本体やアンプ回路との間の接続が悪く、ノイズが乗りやすかったことなどが考えられる。

4.5 宇宙線を用いた性能評価

GeV- γ 実験室で行った性能評価実験では、期待していた時間分解能を得ることが出来なかった。前節のまとめに示したように、その原因としてはガス置換が十分ではなかったこと

や、MRPC およびアンプにノイズが乗ってしまっていたことなどが考えられた。そこで、これらの改善策を施した後、宇宙線を用いた追テストを行った。改善策に関しては後述する。

4.5.1 セットアップ

宇宙線測定の設定アップは図 4.19 のように、MRPC を 2 本のプラスチックシンチレーションカウンタ H1、H2 で挟むような配置で行った。データを収集するトリガー条件は、H1 と H2 のコインシデンスとした。

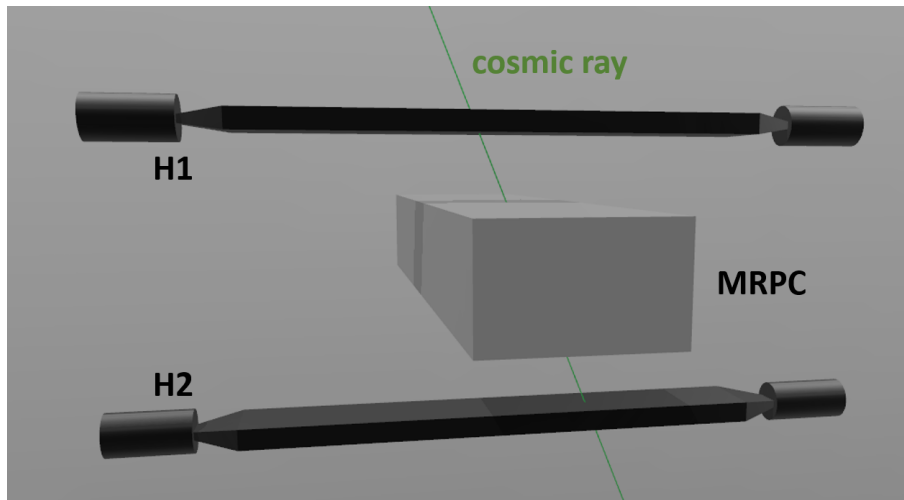


図 4.19: 宇宙線測定の検出器のセットアップ図

4.5.2 MRPC 時間分解能向上のための改善策

■ガス置換時間

GeV- γ 実験室で行った実験で得られたデータは、ガスの流量 30 cc/min で、ガス置換時間は 3 日間だった。ガスの置換時間を t 、置換する容器の体積を V 、ガスの流量を v 、置換率を x と置くと、 t の計算式は式 (4.3) で表される。

$$t = \frac{V}{v} \ln \left(\frac{1}{1-x} \right) \quad (4.3)$$

今回製作した筐体の容積は、MRPC や治具などの体積を無視すれば、およそ 6126 cc である。置換率を 99.9% とすると、式 (4.3) から 99.9% 置換するために必要な時間は 23.5 h となる。しかし、前述したようにギャップ間ではガスのコンダクタンスが悪いため、手計算で得られた時間以上のガス置換が必要になると考えられる。2016 年 2 月実験時では、ガスの流量 50 cc/min、筐体の容積がおよそ 3727 cc で 1 週間以上のガス置換を行った。2017 年 10 月実験では、筐体が完成した時期が実験の直前であり、十分なガス置換時間を確保することが出来なかった。そのため、ガス置換を 10 日間以上行い、宇宙線で追テストを行った。

■ノイズ対策

アンプ回路と MRPC の筐体は図 4.7 に示したように 3 ピンコネクタで接続し、スペーサーとねじを用いて固定する。アンプと筐体を接続する際には細心の注意を払ったが、接続不良からノイズが乗った可能性がある。また、GeV- γ 実験室のコンセントなどからのノイズの影響なども考えられる。

実験中は MRPC に電源を供給する定電圧電源モジュールとグランドを共通にするラックと MRPC 筐体をスズメッキ平編銅線で接続し、ノイズ対策を行っていたが、これが不十分だった可能性がある。

4.5.3 時間分解能

表 4.3 に、GeV- γ 実験時の時間分解能と、宇宙線による測定を行ったときの時間分解能 (σ) の値を示す。GeV- γ 実験時の時間分解能は、ビームレート 160 Hz/cm² の場合を用いた。アンプ回路のインピーダンスマッチング抵抗値はともに $Z = 43 \Omega$ であり、MRPC の印加電圧は 16.0, 15.6 kV の場合について行った。測定の結果、印加電圧 16.0, 15.6 kV の両方の場合に対して時間分解能の大幅な改善が出来たが、第 3 章に示したプロトタイプ MRPC の時間分解能 ($\sigma = 108$ ps) を達成することが出来なかった。以下ではその原因について考察する。

表 4.3: 時間分解能 (σ) の変化

印加電圧 [kV]	GeV- γ 実験 [ps]	宇宙線 [ps]
16.0	150.1 ± 1.9	118.8 ± 2.3
15.6	147.2 ± 1.7	128.1 ± 2.7

4.5.4 時間分解能悪化の原因についての考察

プロトタイプ MRPC に比べて現在の MRPC の性能が悪化した原因については次のようなことが考えられる。

- ギャップ間の電場が、ストリーマモードが支配的な大きさになっていた：
高時間分解能を達成するためには、MRPC をアバランシェモードでオペレーションする必要がある。ギャップ間の電場が大きいと、電子の増幅数が 10^8 程度と多いストリーマモードの信号が発生するようになる。第 2 章でも述べたように、ストリーマモードの信号が出るタイミングは信号の増幅過程に依存し、アバランシェモードのように一定ではないため、時間分解能を悪化させる原因になる。ストリーマモードの信号はアバランシェモードの信号よりも遅れて出て来る。

ガス置換を 10 日間以上行ったのち、MRPC の信号をオシロスコープで観測すると、図 4.20 のようにストリーマモードの信号が後ろに出て来るような波形が度々観測された。この様子はクエンチガスとして用いている SF_6 の比率を、従来の比率である 10% から 15% 程度にまで増やしても同様に観測された。また、印加電圧を 16 kV から 14 kV まで下げても最初の信号から数 10 ns 程度遅れて大きな信号が生成されていた。このような振る舞いはプロトタイプ MRPC では観測されていなかった。MRPC の構造や大きさ、オペレーション時のフロンガスと SF_6 の比率などを変更していないにも関わらず、現在のデザインでこのような波形の乱れが観測されるようになってしまった。この原因は不明である。

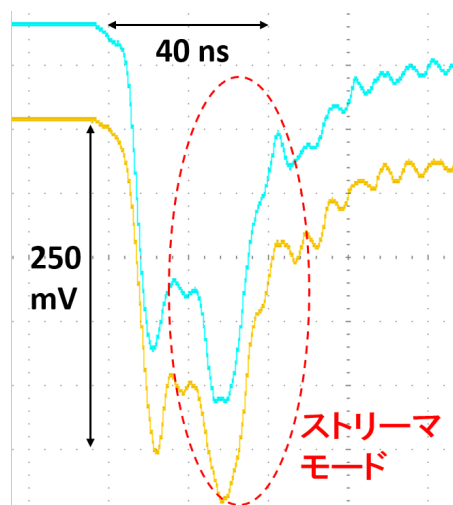


図 4.20: 波形が乱れた MRPC の信号の例

- MRPC に乗るノイズの大きさが大きくなっていた：

2016 年 2 月実験時のプロトタイプ MRPC の暗電流の大きさを、定電圧電源 CEAN N1470 を用いてモニターすると、その大きさは $0.00 \sim 0.05 \mu\text{A}$ だった。一方、2017 年 10 月実験で使用した MRPC について同様に暗電流をモニターすると、その大きさは $0.20 \mu\text{A}$ 程度だった。暗電流が増加した原因を突き止めることは出来なかったが、考えられる原因としては、筐体内の埃やガス置換不足が原因で MRPC が放電した際、最大 $100 \mu\text{A}$ の電流が流れてしまい、定電圧電源自体に何らかの影響をもたらしたことが挙げられる。

4.6 まとめ

2016 年 2 月に行ったプロトタイプ MRPC の性能評価実験後、MRPC と読み出し回路との間のインピーダンス不整合を解消するための回路を製作する必要がある。また、プリアンプとしてカイズワークスの PM AMP を用いていたが、プリアンプを MRPC の近くに設置する

こと、またコスト面の要請から、整形増幅回路を自作する必要があった。そのため、インピーダンスマッチングと整形増幅を同時に行うアンプ回路を製作した。

製作したアンプ回路を含めた MRPC の性能評価実験を 2017 年 10 月に、ELPH の GeV- γ 実験室で、陽電子ビームを用いて行った。この実験では、時間分解能および検出効率に対する、印加電圧依存性、 1 cm^2 あたりのビームレート依存性、ヒット位置依存性、アンプ回路のインピーダンスマッチング抵抗値依存性を測定した。測定の結果、ビームレート 160 Hz/cm^2 、インピーダンスマッチング抵抗値 $43\ \Omega$ 、印加電圧 16 kV において、時間分解能 138 ps (σ)、検出効率 98% を達成した。

ビームレートは物質量の異なるコンバータを用いて変更し、ビームレート 160 Hz/cm^2 、 320 Hz/cm^2 、 580 Hz/cm^2 の場合について実験を行った。ビームレートが上昇するにつれ、時間分解能、検出効率ともに悪化する様子が見られた。

MRPC の読み出しパッドに当たる位置を、パッドの中心から 5 cm ずつずらしながら、各点での時間分解能、検出効率の変化を測定した。測定の結果、時間分解能、検出効率ともにヒット位置依存性があることが分かった。

インピーダンスマッチング抵抗値 $Z = 34, 43\ \Omega$ の場合について測定を行った結果、 $Z = 34\ \Omega$ の場合で時間分解能 148 ps 、検出効率 97% を達成、 $Z = 43\ \Omega$ の場合で時間分解能 138 ps 、検出効率 98% を達成することを確認した。

2016 年に行ったプロトタイプ MRPC の実験結果と比較して、実機使用に変更したことにより時間分解能が悪化する結果となった。時間分解能が悪化した原因については、ガス置換時間が不足していたことや、アンプ回路と筐体との間の接続が悪く、回路もむき出しのまま使用していたためノイズが乗りやすかった、などが考えられる。

ガス置換を 10 日間以上行い、宇宙線を用いて測定した実験結果から、印加電圧 16 kV のときに時間分解能 $\sigma = 118.8 \pm 2.3\text{ ps}$ を達成した。この値は GeV- γ 実験よりは改善されたが、プロトタイプ MRPC の性能よりは悪い。時間分解能が悪化した 1 つの原因として、最低でも流量 30 cc/min で 10 日間以上はガスを流し続けなければいけないことは分かったが、まだ不明な点もあり、全ての原因を究明出来ていない。

第 5 章 ELPH における Λn 終状態相互作用 測定実験のデザイン

この章では、現在計画している ELPH における Λn 終状態相互作用測定実験に関する研究結果を述べる。まず、シミュレーション全体の方針を述べ、岡山理科大学の高橋謙太氏により理論計算された $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$ 反応の断面積や運動学などについて紹介する。その後、ELPH における Λn 終状態相互作用測定実験を行うために要請される、MRPC の配置やビームタイムなどについてシミュレーションした結果を示す。

なお、高橋氏による理論計算は、NKS2 実験の条件下で ΛN 終状態相互作用が強く発現する運動学領域を探索するために行われたものである [16]。

5.1 目的と方針

本章の内容に関するフローチャートを図 5.1 に示す。目的は 2 つあり、1 つは実験時に考えられる粒子のヒット位置やレートなどの面から、NKS2 に MRPC を実装する時の配置を検討することである。

実験において最大のバックグラウンドになると予想されているのが、光子ビームが標的中で生成する e^+e^- 対である。MRPC はレート耐性が 1 kHz/cm^2 程度であり、特に e^+, e^- が集中すると予想されているビーム前方方向ではレートの上限を超えてしまい、正常な動作が保証できない可能性がある。シミュレーションでは、レート耐性の面から MRPC が避けるべき領域について調べた。

e^+e^- バックグラウンドとは別に、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ で生成される K^+, π^-, p が MRPC にヒットする場所もシミュレーションから求めた。 e^+e^- バックグラウンドの結果から避けるべき領域に K^+, π^-, p が集中しているかを確認した。

もう 1 つの目的は、 YN ポテンシャルに制限を与えるために必要な $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 終状態相互作用測定実験のビームタイムおよび実験セットアップを検討することである。本研究では、Nijmegen グループにより構築された NSC97f と、Jülich グループにより構築された Jülich A[48] (共に中間子交換を仮定したポテンシャルモデル) を仮定し、この 2 つのポテンシャルモデルに対して制限を与えるための条件を検討した。

第 4 章の実験結果から、MRPC が $\sigma = 120 \text{ ps}$ の時間分解能を持つことを確認した。ここでは、現在の MRPC を用いて Λn 終状態相互作用測定実験を行うことになった場合、当初の

目的であった K^+ と π^+, p の分離を達成するための MRPC の配置の条件を、物理プロセスを含めたシミュレーションから決定した。その後、選択した K に対してミッシングマス (ミッシングマスに関する計算方法は後述する) を計算し、 Λn ピークとピーク中のバックグラウンド (BG) の混入率を求め、正しく K を選択できた時のイベント数に対する BG イベントの混入率が 1% 以下になる条件を調べた。また、同様に開発当初の目標値であった $\sigma = 100$ ps の時間分解能の場合についてもシミュレーションを行った。

これらのシミュレーション結果からバックグラウンドの混入率が低いセットアップを求め、その中の 1 つのセットアップを仮定した。仮定の下、 Λn 生成イベント数の運動量依存性を求め、NSC97f と Jülich A に制限を与えるために必要なビームタイムの見積もりを行った。

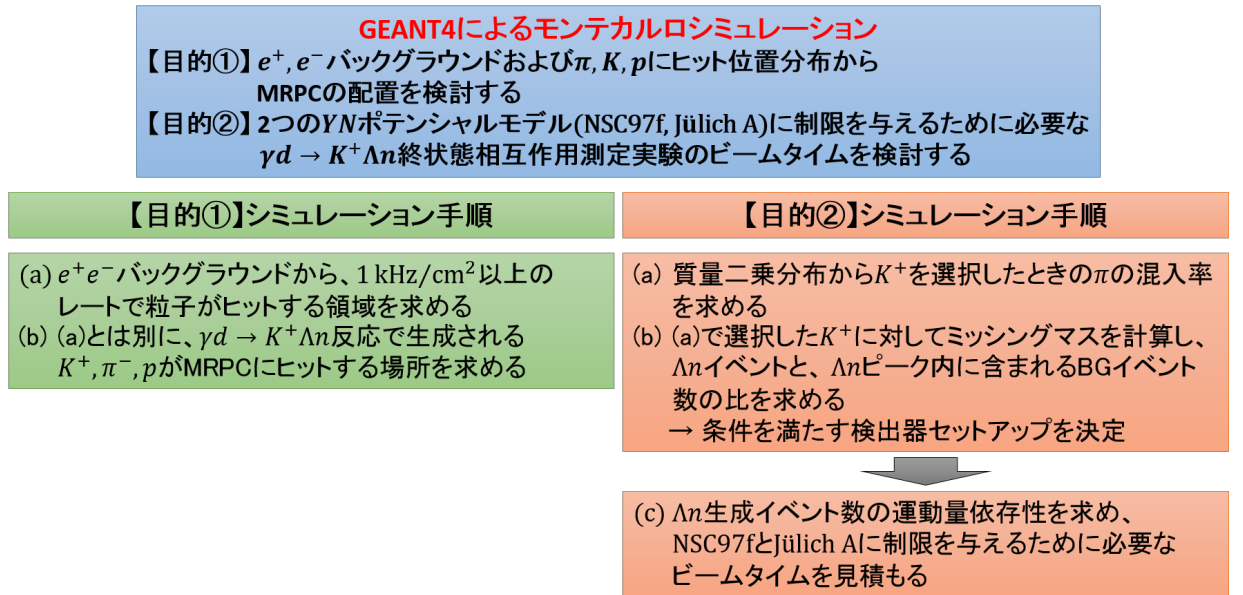


図 5.1: シミュレーションのフローチャート

5.2 GEANT4

実験デザインを行うにあたり、シミュレーションパッケージとして GEANT4 を用いた。GEANT4 は高エネルギー実験や医療分野などで用いられているシミュレーションツールであり、モンテカルロシミュレーションによって様々な物理現象を再現できる [49]。

5.3 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$ 反応に関する理論計算

第 1 章で述べたように、終状態相互作用の効果は ΛN 生成閾値近傍で強く発現する。MRPC を配置する際には、特にこの領域を覆えるようにしなければならない。この節では理論計算の結果についてまとめる。なお、この理論計算は岡山理科大学の高橋謙太氏によって計算されたものである [16]。計算するにあたって、 NN ポテンシャルモデルとして Nijmegen93[50]、

YN 相互作用として NSC97f (中間子交換のソフトコアポテンシャルモデル) を仮定している。この計算では、終状態における K^+ の相互作用は YN 相互作用に比べて小さいとし、無視している。また、素過程としては以下の 3 つの過程を考慮している。

$$\begin{cases} \gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda \\ \gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 \\ \gamma + n \rightarrow K^+ + \Sigma^- \end{cases}$$

5.3.1 散乱断面積

図 5.2 と 5.3 は $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$ 反応において、入射光子エネルギーと K^+ のビーム軸に対する散乱角 θ_K を 0° 、 5° 、 10° 、 20° に固定した場合の微分散乱断面積と K^+ の運動量の相関である。実線が ΛN 終状態相互作用の効果を軌道角運動量 $j = 1$ の成分まで含めた場合、点線が ΛN 終状態相互作用の効果無の場合に対応する。

入射光子のエネルギー E_γ は、図 5.2 が 1250 MeV、図 5.3 が 950 MeV としている。図 5.2、5.3 内で矢印で示した部分はそれぞれ $K^+\Lambda N$ (青線) および $K^+\Sigma N$ (赤線) 生成閾値のときの K^+ 運動量に対応する。いずれの角度の場合も ΛN 生成閾値近傍に強く終状態相互作用の効果が表れている。また、 ΛN のピークと ΣN のピークの間にある小さな山はカスプと呼ばれる。

図 5.4 は図 5.2 および図 5.3 それぞれの $\theta_K = 0^\circ$ の場合に対して、 Λn 終状態相互作用を考慮しない場合と考慮した場合の微分断面積の比を取ったものである。縦軸の C_{NSC97f} は、 Λn ポテンシャルモデルとして NSC97f を仮定した場合の微分断面積、 C_{PWIA} は Λn 終状態相互作用を考慮しない場合の微分断面積を表す。図 5.4(a) および図 5.4(b) とともに $K^+\Lambda n$ 生成閾値付近で最も大きなエンハンスが見られる。 $K^+\Sigma n$ 生成閾値付近でもエンハンスが見られるが、図 5.4(b) の場合は光子エネルギー $E_\gamma = 950$ MeV と低いために Σ がほとんど生成されず、 $K^+\Sigma N$ 生成閾値付近のエンハンスの大きさが $E_\gamma = 1250$ MeV の場合に比べて小さくなっている。

一方、 $K^+\Lambda n$ 生成閾値付近について、 C_{NSC97f} と C_{PWIA} の比 $C_{\text{NSC97f}}/C_{\text{PWIA}}$ は $E_\gamma = 950$ MeV の方が大きい。生成される Λ と n の間の相対運動量が小さいイベントが $E_\gamma = 1250$ MeV の場合に比べて多く生成されるためであり、低い光子エネルギーで測定することの重要性を示している。

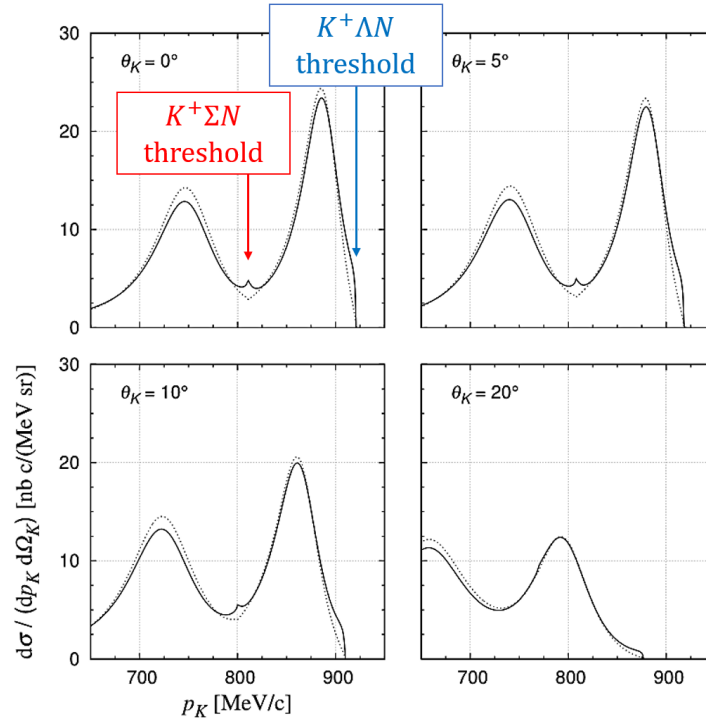


図 5.2: $E_\gamma = 1250$ MeV の場合の微分散乱断面積の理論計算 [16]。実線は ΛN 終状態相互作用の効果を軌道角運動量 $j = 1$ の成分まで含めた場合、点線は ΛN 終状態相互作用の効果無の場合に対応する。矢印で示した部分はそれぞれ $K^+\Lambda N$ (青線) および $K^+\Sigma N$ (赤線) 生成閾値のときの K^+ 運動量に対応する

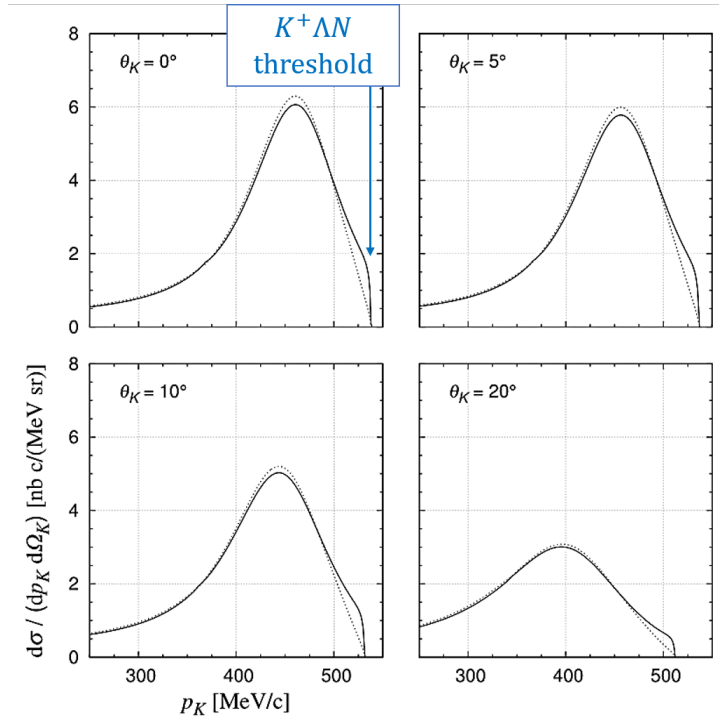


図 5.3: $E_\gamma = 950$ MeV の場合の微分散乱断面積の理論計算 [16]。実線は ΛN 終状態相互作用の効果を軌道角運動量 $j = 1$ の成分まで含めた場合、点線は ΛN 終状態相互作用の効果無の場合に対応する。矢印で示した部分は $K^+ \Lambda N$ 生成閾値のときの K^+ 運動量に対応する。光子エネルギーが低いため Σ がほとんど生成されず、カスプを見ることは出来ない

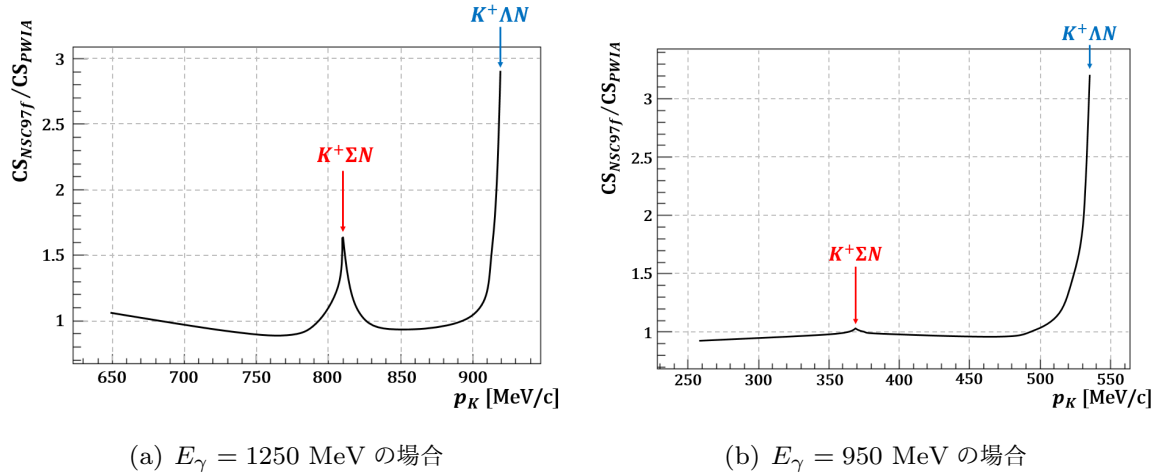


図 5.4: 図 5.2 および図 5.3 それぞれの $\theta_K = 0^\circ$ の場合に対して、 Λn 終状態相互作用を考慮しない場合と考慮した場合の微分断面積の比。 $K^+ \Lambda n$ および $K^+ \Sigma N$ 生成閾値付近で終状態相互作用によるエンハンスが見られる。

5.3.2 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + N$ 反応における K^+ の運動学

図 5.5 は $E_\gamma = 1250, 1150, 1050, 950$ MeV に対して、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応に対する生成閾値 K^+ の運動量及び角度の相関を計算したものである。黒線が ΛN 生成閾値に対応し、それよりも内側の斜線部が運動学的に生成しうる領域である。この領域、特に ΛN 生成閾値近傍の K^+ を可能な限り検出できるように MRPC の設置場所を最適化する必要がある。

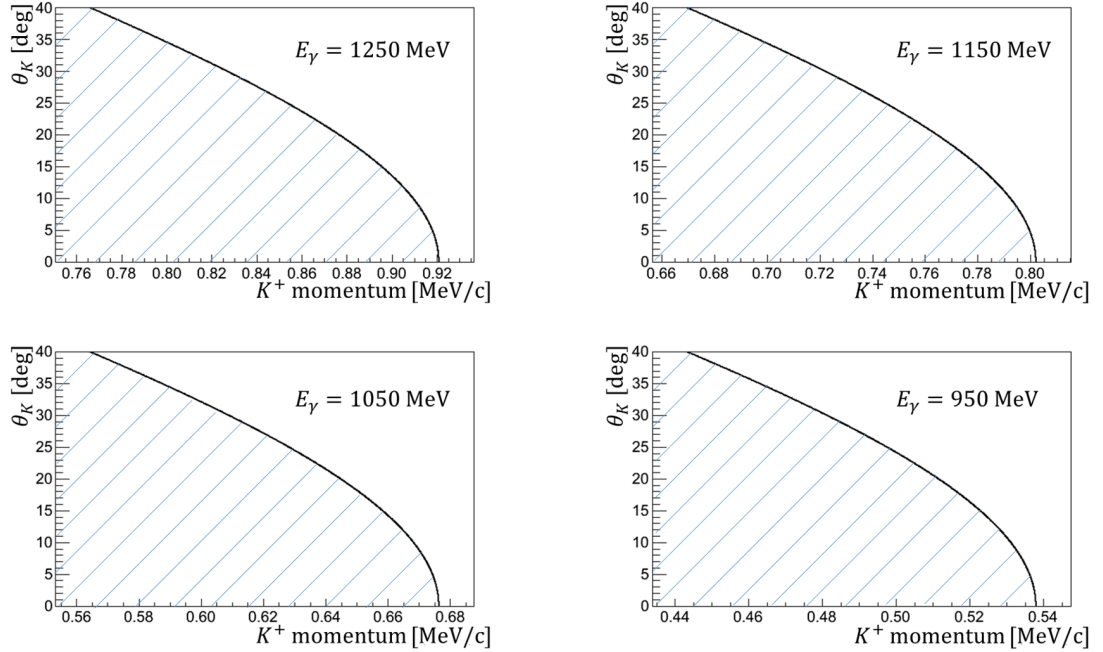


図 5.5: $E_\gamma = 1250, 1150, 1050, 950$ MeV の時の $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + N$ 反応に対する生成閾値 K^+ の運動量及び角度の相関。横軸が生成された K^+ の運動量 [MeV/c]、縦軸が K^+ の散乱角度 [°]。黒線が Λn 生成閾値を表し、それより内側の斜線で示した領域が運動学的に生成しうる領域を表す

5.4 MRPC の配置の検討

この章では、

- MRPC 位置での e^+e^- バックグラウンドレート
- $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p の分布

の 2 つの観点から MRPC の配置の検討をするために行ったシミュレーションについて述べる。

5.4.1 シミュレーションで仮定した検出器セットアップ

シミュレーションを行うにあたり、図 5.6 に示すように CDC の外側に円筒形の検出器を設置した。以降、この検出器を MRPC と呼ぶことにする。MRPC は重力方向 (z 軸方向) の ± 500 mm を覆っており、NKS2 中心からの半径 (R) を適当に変化させて検出器位置での粒子の分布を調べる。ビーム軸 (x 軸方向) に対して粒子が当たった所の水平面上の角度を θ と定義し、図 5.6 の反時計回り方向を $\theta > 0^\circ$ 、時計回り方向を $\theta < 0^\circ$ とする。

NKS2 標的周りの検出器の配置図を図 5.7 に示す。標的はビーム軸方向に対して平行な向きで NKS2 中心に置かれており、標的のサイズは直径 40 mm、厚さ 30 mm の円筒型である。VDC (Vertec Drift Chamber) は内半径 55 mm、外半径 165 mm のドリフトチェンバーで、3010 本のワイヤーが 8 層のセルを構成している。IH (Inner Hodospoe) は全 20 本の厚さ 5 mm、高さ 380 mm のプラスチックチックシンチレータで構成されており、NKS2 中心からおよそ 170 mm の位置に円形に配置されている。

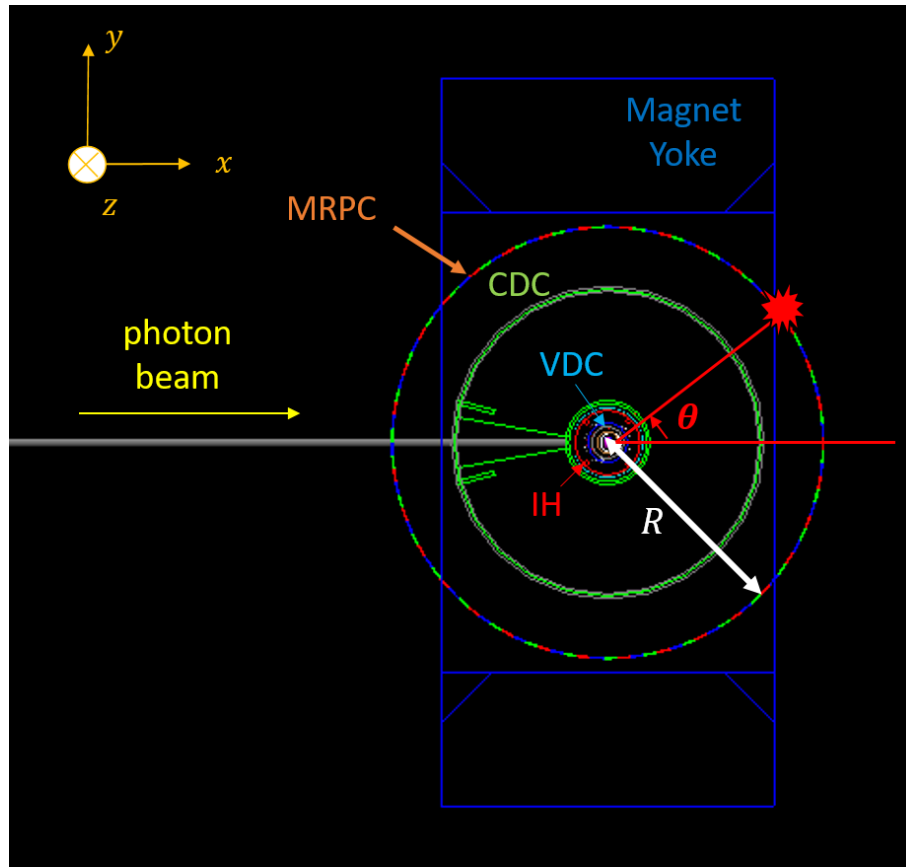


図 5.6: GEANT4 上で再現した、NKS2 を俯瞰で見た時の配置レイアウト。 x 軸をビーム軸方向、 y 軸を水平方向、 z 軸を鉛直方向と定義する。MRPC は円筒状に配置し、半径を R [mm] とした。 θ を MRPC にヒットした位置のビーム軸に対する水平方向の開き角 $[\circ]$ と定義する

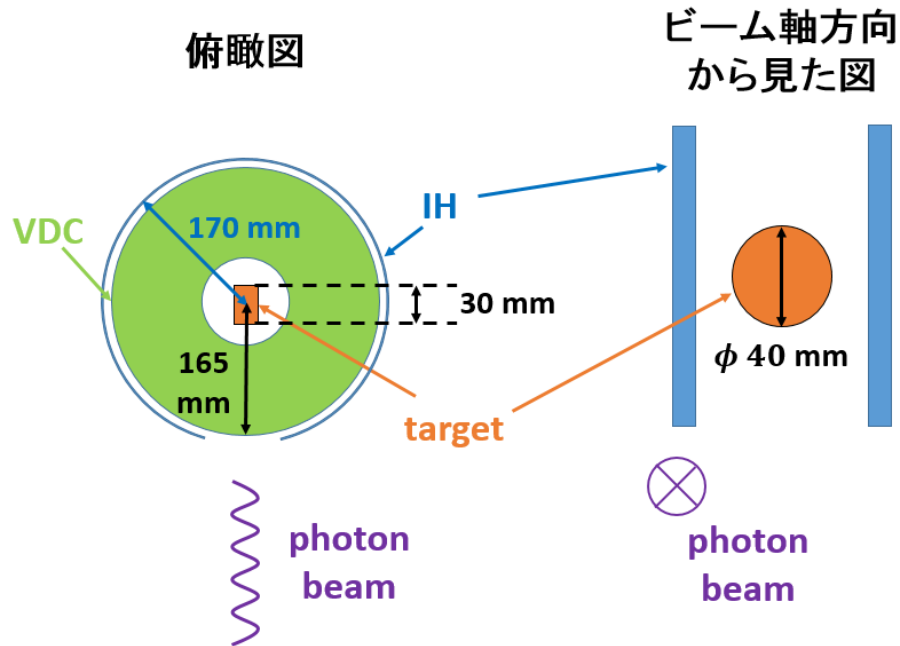


図 5.7: NKS2 標的周りの検出器の配置図。左側の図が俯瞰 (z 軸方向) から見た図、右側の図がビーム軸方向 (x 軸方向) から見た時の図。

5.4.2 e^+e^- バックグラウンド

NKS2 まで飛行して検出される粒子のほとんどは光子ビームからの電子陽電子対生成反応起因の e^+ と e^- であり、これは実験を行う上での最大のバックグラウンドとなる。NKS2 より上流側で生成された e^+, e^- については Sweep Magnet でビームライン上から除去することが出来るが、標的部分や Sweep Magnet 以降の部分などで生成された e^+, e^- は検出器群にヒットする。特に MRPC のレート耐性はおよそ 1 kHz/cm^2 と言われているため、 e^+, e^- が集中する部分を避けるようにしなければならない。そこで、GEANT4 を用いて MRPC が避けるべき領域を見積もった。

以下にシミュレーション手順を示す。

1. ビームサイズを測定データから求める。
2. 図 5.6 と同じ検出器の配置において標の手前から光子ビームを打ち込む。光子ビームのサイズは (1.) で求めた値を用いる。また、標的は重水素標的とする。
3. シミュレーションの結果から、IH に粒子がヒットした総イベント数を求める。また、過去の実験から重水素標的を用いた時の、ビームカレントと IH 全体のシングルレートの相関を求めることで、シミュレーションの全イベントがビーム照射時間を何秒間再現したかを求める。
4. 横軸 θ [$^\circ$]、縦軸 z [mm] の 2 次元ヒストグラムを作る。各軸のビン幅を 10 mm に設定し、各ビンのエントリー数が 1 cm^2 あたりのヒット数を表すようなヒストグラムを用

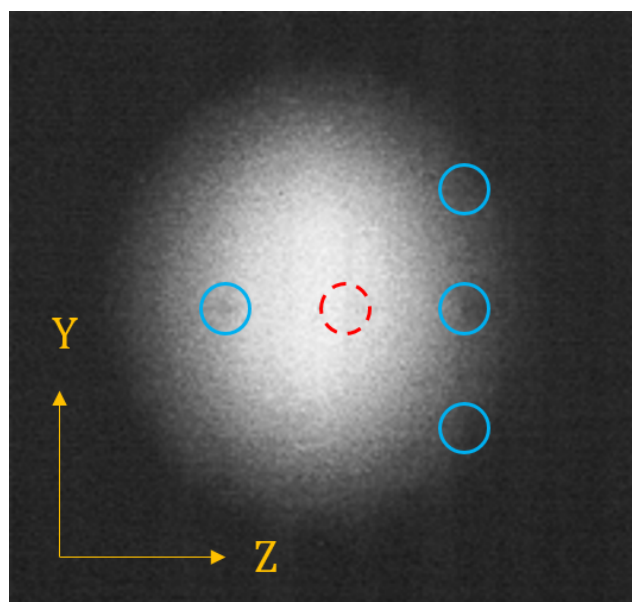


図 5.8: ポラロイドフィルムで撮影した光子ビーム。Y 軸および Z 軸はそれぞれ図 5.6 で定義した軸と同じ方向であり、Y 軸は水平方向、Z 軸は鉛直方向の軸を表す。丸で囲まれた部分が γ カメラの穴の位置に対応し、赤丸の部分は輝度が高すぎたために飽和してしまい、穴が見えなくなっている。丸同士の間隔は 5 mm である

意する。

5. (4.) で用意したヒストグラムの各ビンのエン트리数を、(3.) で求めた時間の逆数でスケール倍することで、ヒストグラムの各ビンが 1 秒間あたり 1 cm^2 あたりのヒット数を表す 2 次元ヒストグラムを作る。この 2 次元ヒストグラムから 1 kHz/cm^2 を超える領域を探し、MRPC が避けるべき領域を求める。

標的位置でのビームサイズの広がりとは 2006 年に取得されたポラロイドフィルムより見積もった。図 5.8 は実際の画像である。ここで Z 軸が重力方向、Y 軸が水平方向を表す。画像取得時にはサイズの校正のために 5 mm 間隔の穴を上下左右に開けている「 γ カメラ」と呼んでいる鉛板を用いた (図 5.9)。

ビーム方向に対して γ カメラの裏側にポラロイドフィルムを設置しビームに当てると、 γ カメラの穴に対応する部分は周囲よりも暗めに写る。図 5.8 において青色の実線および赤色の点線で囲まれた場所が γ カメラの穴に対応する。なお、赤点線部分に穴が見えないのは、ビーム中心で光量が飽和しているためと考えられる。

画像解析の手順を以下に示す：

1. 図 5.8 の画像を 600 dpi の解像度で取り込み、ビームスポット周辺のみを切り出したものを 200 dpi の解像度にした画像を作製する
2. 作製した画像の各ピクセルに対してグレースケール 8 bit で輝度を数値化する
3. ピクセルと長さの変換は γ カメラの間隔より求める

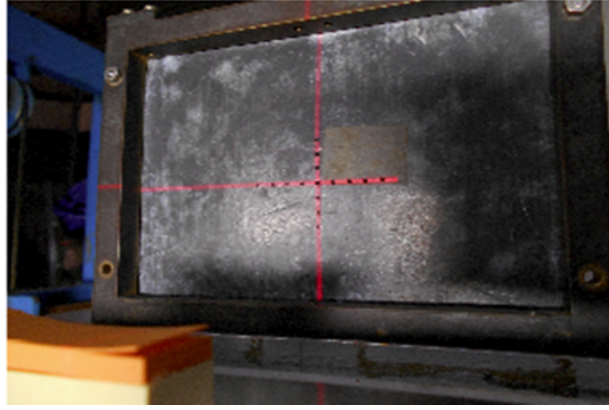


図 5.9: γ カメラ。隣の穴同士の間隔は 5 mm となっている。図中の赤色のレーザーはそれぞれ水平軸および鉛直軸を表している

上の解析手順より得られたデータに対して 2 次元ヒストグラムを作った。その結果を図 5.10 に示す。これに対して 2 次元 2 変数ガウス関数 (式 (5.1)) でフィッティングを行うと、 $\sigma_Z = 28.46 \pm 0.03$ 、 $\sigma_Y = 33.09 \pm 0.04$ (単位はともにピクセル) となった。 γ カメラの穴の間隔から 1 ピクセルが 0.125 mm に相当する事が分かるため、これを長さに直すと $\sigma_Z = 3.558 \pm 0.004$ 、 $\sigma_Y = 4.136 \pm 0.005$ [mm] となった。なお、式 (5.1) において、変数ベクトルを $\mathbf{x}$ 、平均ベクトルを $\boldsymbol{\mu}$ 、 2×2 の対称行列を Σ と定義する。また、式 (5.2) において ρ は相関係数であり、共分散を σ_{ZY} 、各成分の標準偏差を σ_Z, σ_Y で定義すると、相関係数は $\rho = \sigma_{ZY} / \sigma_Z \sigma_Y$ と表せる。

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{|\Sigma|}} \exp \left[-\frac{1}{2} (\mathbf{x} - \boldsymbol{\mu})^T \Sigma^{-1} (\mathbf{x} - \boldsymbol{\mu}) \right] \quad (5.1)$$

$$\Sigma^{-1} = \frac{1}{\sigma_Y^2 \sigma_Z^2 (1 - \rho^2)} \begin{pmatrix} \sigma_Y^2 & \sigma_{ZY} \\ \sigma_{ZY} & \sigma_Z^2 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

この結果から、鉛直方向よりも水平方向にビームが広がっていることが分かる。これは、シンクロトロンを周回する電子軌道中に炭素繊維標的を挿入して光子を生成する際、炭素繊維標的を水平方向に挿入するためであると考えられる。

ここで得られたビームサイズを GEANT4 のインプットパラメータにしてシミュレーションを行い、光子ビーム起因の e^+ と e^- の分布を見積もった。図 5.11 は、 Y 軸方向および Z 軸方向のビームサイズである。 Y 軸方向および Z 軸方向のヒストグラムをガウス関数でフィッティングすると、ガウス関数の σ はそれぞれ、 $\sigma_Y^{\text{rec}} = 4.117 \pm 0.009$ mm、 $\sigma_Z^{\text{rec}} = 3.549 \pm 0.008$ mm であり、実データから求めた結果とほぼ同じ結果であることが確認できた。

光子ビームのエネルギーは実験時に用いることを想定している 0.8 – 1.3 GeV で、その分布を図 5.12 に示す。ELPH では、シンクロトロンを周回する電子軌道中に炭素繊維標的を挿入し、制動放射を起こすことで光子を生成する。制動放射の断面積は、入射粒子のエネルギーが GeV 以上であるとき式 (5.3) で近似できる。ここで、 A は物質の質量数、 X_0 は物質の放

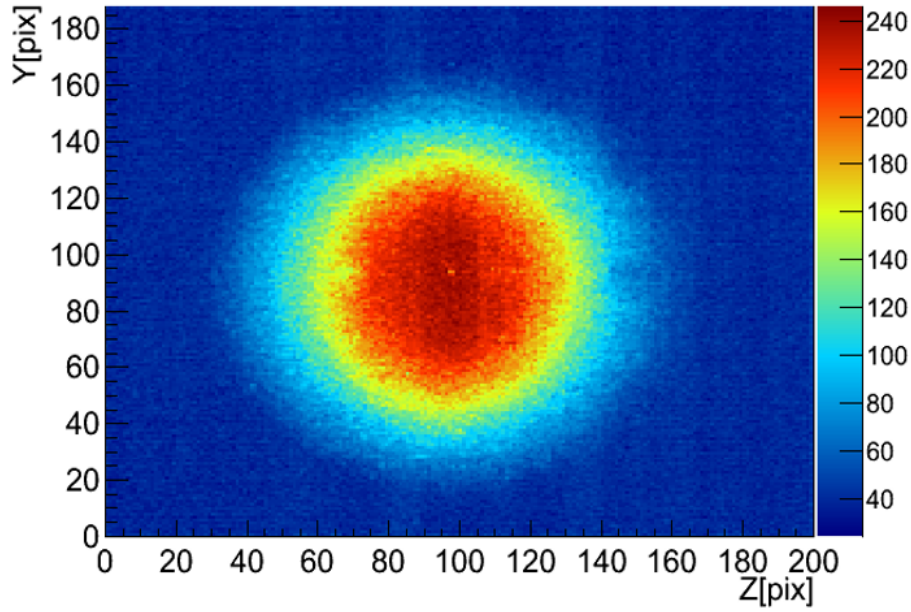


図 5.10: 画像より得られた光子ビームの 2 次元ヒストグラム

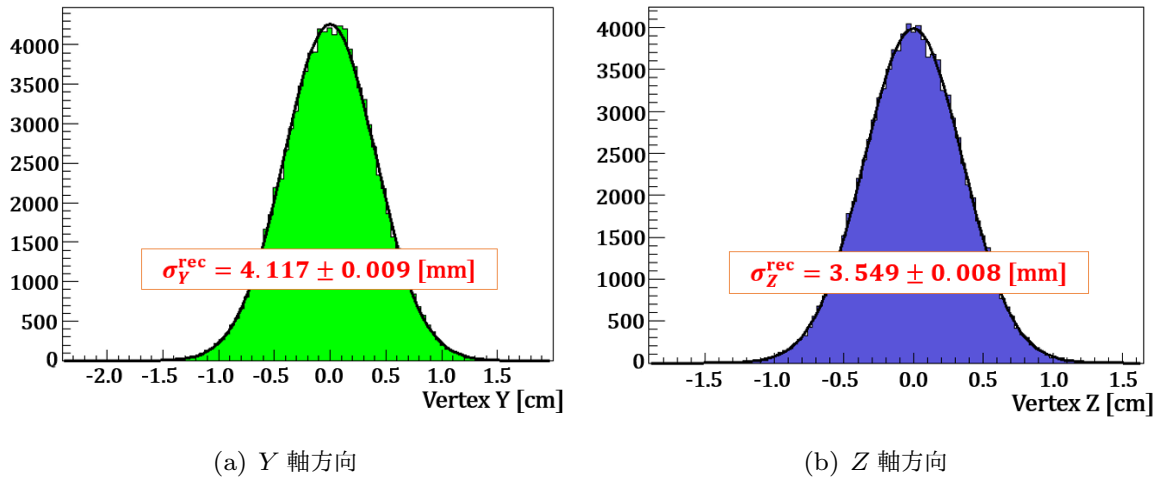


図 5.11: シミュレーションから得られた Y 軸方向および Z 軸方向の光子ビームの広がり。
 σ^{rec} は、各ヒストグラムをガウス関数でフィッティングした結果

射長、 N_A はアボガドロ数、 k は生成された光子のエネルギーで、 y は入射する電子のエネルギー E を用いて $y = k/E$ で表される [51]。

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 N_A k} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y - y^2 \right) \quad (5.3)$$

1 秒あたりのレートを見積もるために過去の実験で得られた重水素標的を使用したときの IH のシングルレートをを用いた。IH から信号が来た回数は実験中常にビジュアルスケーラーで測定していた。図 5.13 は横軸に beam current[mA]、縦軸にビジュアルスケーラーの値をビームオンの時間で割ってシングルレートに換算した値 [MHz] としたときの分布である。サ

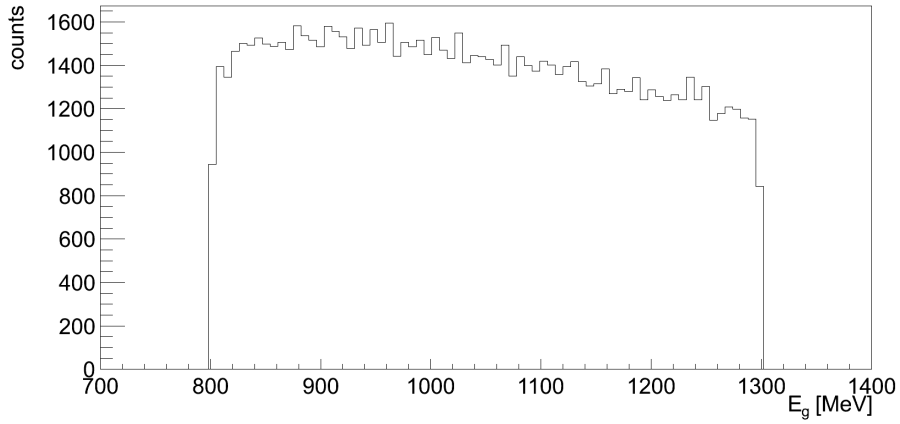


図 5.12: シミュレーションで用いた光子ビームのエネルギー分布

ンプルには実験期間の 27 run 分 (1 run = 100 spill、flat top = 20 s) を用いた。また、図中の赤色の直線は線形フィッティングの結果である。補正式は、IH のレートを y [MHz]、ビームカレントを x [mA] とすると、 $y = 0.0842 + 0.1980x$ [MHz] と求まった。

この補正式から得られた y の値と、シミュレーションから求めた IH のイベント数 y_{IH} の比を取ると、シミュレーション結果が何秒間のビームタイムを再現するか、求めることが出来る。再現時間を t_{sim} とすると、その値は式 (5.4) のように表すことが出来る。

$$t_{\text{sim}} = \frac{y_{\text{IH}}}{y} [\text{s}] \quad (5.4)$$

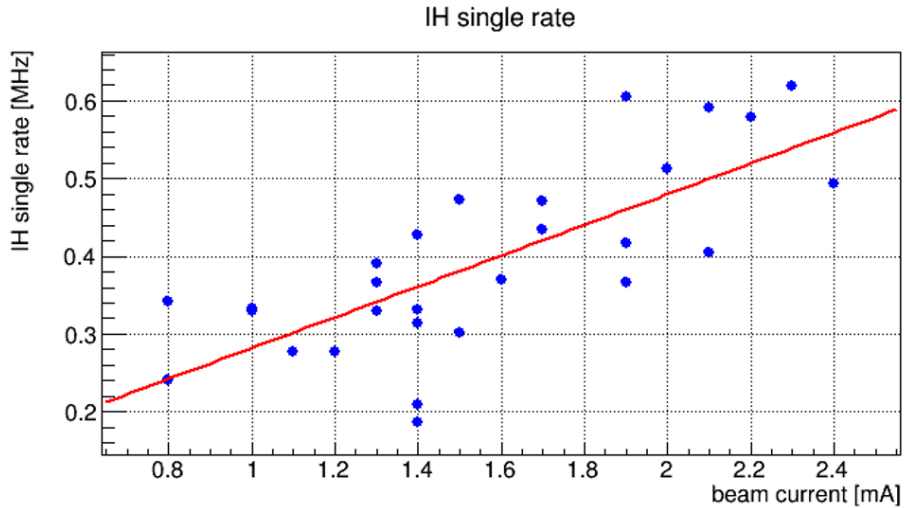


図 5.13: 過去実験の IH のシングルレート

表 5.1 に、各 R に対するシミュレーション時の IH のイベント数、ビームカレントを 2 mA、4 mA、10 mA、20 mA と仮定したときのビーム照射時間 $t_{2\text{mA}}$ 、 $t_{4\text{mA}}$ 、 $t_{10\text{mA}}$ 、 $t_{20\text{mA}}$ (単位は [s]) を示す。なお、光子ビームは標的の 22 cm 手前から X 軸方向に沿って打ち込んだ。

e^+e^- バックグラウンドの評価は、粒子が MRPC にヒットした位置におけるビーム軸に対

表 5.1: 照射時間

R [mm]	IH イベント数	$t_{2\text{mA}}$ [s]	$t_{4\text{mA}}$ [s]	$t_{10\text{mA}}$ [s]	$t_{20\text{mA}}$ [s]
1200	354460	0.738	0.405	0.172	0.088
1500	342254	0.713	0.391	0.166	0.085
2000	340772	0.710	0.389	0.165	0.084

する水平方向の角度 θ [°] と重力方向の高さ z [mm] の相関のヒストグラムを用いて行う。各軸のビン幅を 1 mm に設定すると、ヒストグラムの各ビンが 1 cm^2 あたりの粒子のヒット数に対応する。また、得られたヒストグラムの各ビンを t_{sim} の逆数でスケール倍することで、各ビンが 1 cm^2 あたりの粒子のヒット数 [kHz/cm^2] に対応する。

図 5.14 は $R = 1200 \text{ mm}$ の場合、図 5.15 は $R = 1500 \text{ mm}$ の場合の MRPC 位置における e^+e^- の分布である。MRPC の耐レート上限を $1 \text{ kHz}/\text{cm}^2$ と仮定して、この上限を超える領域をそれぞれの図に示したヒストグラムから選択した。選択した領域は各図の紫色の点線内に対応する。

表 5.2 にそれぞれの結果をまとめる。表 5.2 に示した z および θ の範囲が、 e^+e^- バックグラウンドのレートから見た MRPC が避けるべき領域となる事が分かった。なお、 z 方向の幅については、現在の NKS2 の対生成起因電子・陽電子検出器である Electron Veto (EV、詳細は Appendix B に示す) の z 方向の幅が 50 mm であるため、 z 方向に関しては今回のシミュレーション結果が大きく間違っていないことを確認できた。

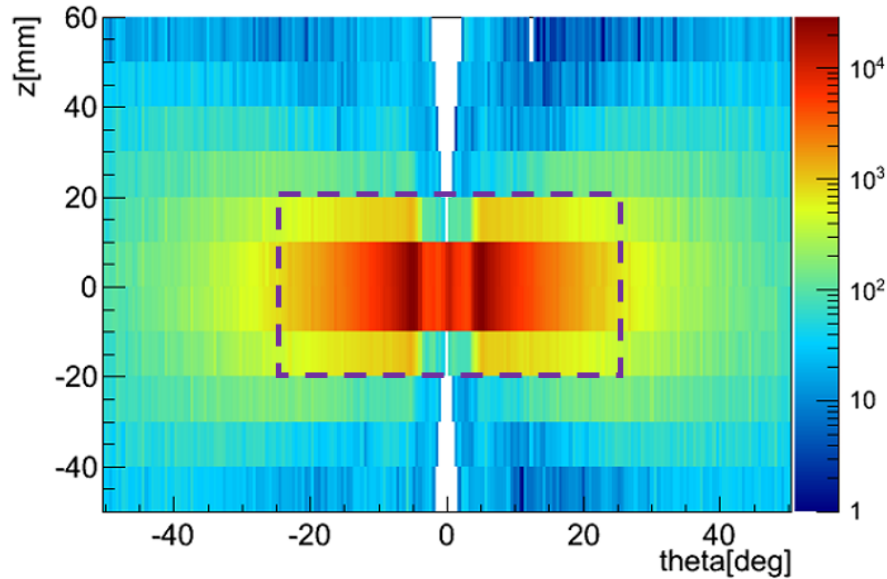


図 5.14: $R = 1200 \text{ mm}$ 、ビームカレント 2 mA の場合の MRPC における e^+e^- の分布。紫色の点線の内側の領域が $1 \text{ kHz}/\text{cm}^2$ を超えると予想される範囲

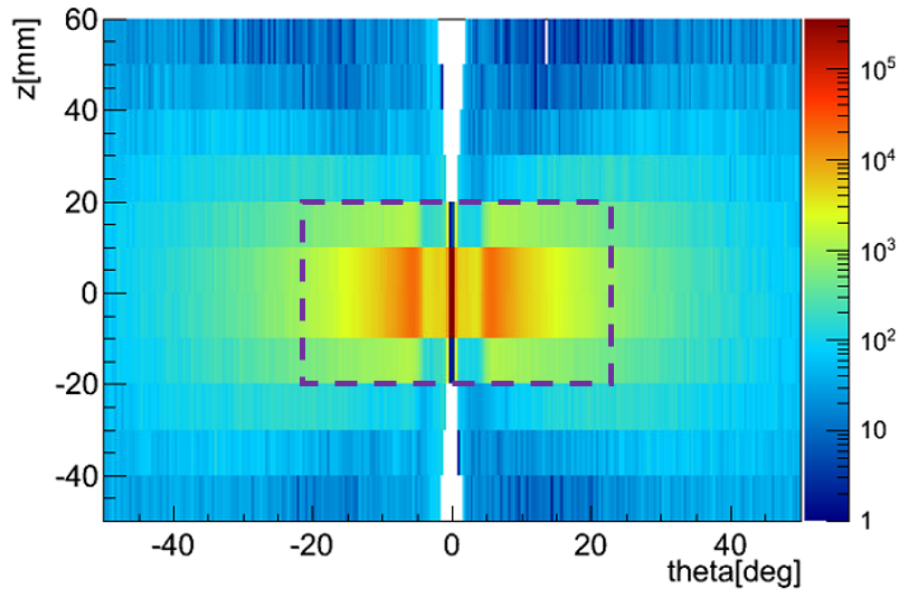


図 5.15: $R = 1500$ mm、ビームカレント 2 mA の場合の MRPC における e^+e^- の分布。紫色の点線の内側の領域が 1 kHz/cm^2 を超えると予想される範囲

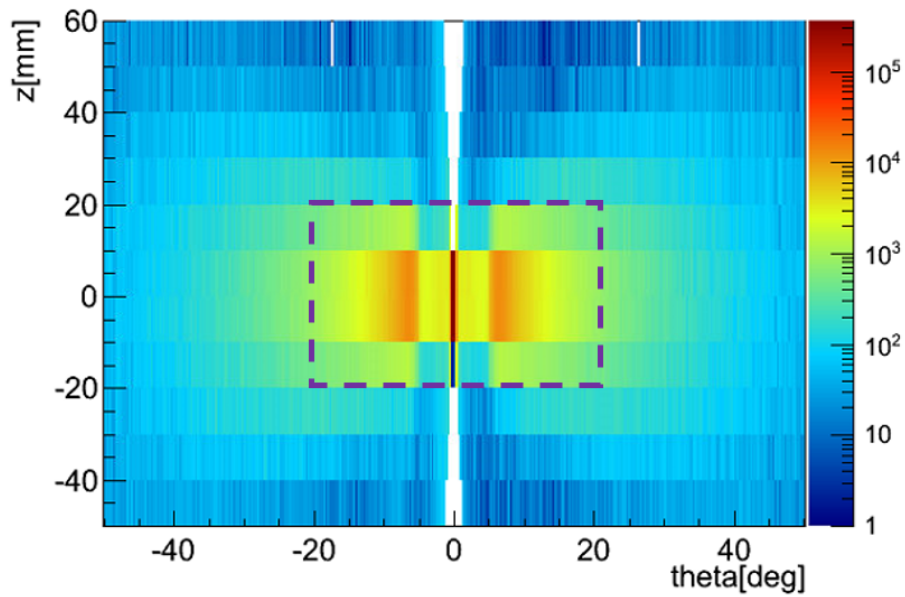


図 5.16: $R = 2000$ mm、ビームカレント 2 mA の場合の MRPC における e^+e^- の分布。紫色の点線の内側の領域が 1 kHz/cm^2 を超えると予想される範囲

5.4.3 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p の分布

前節で e^+, e^- バックグラウンドの観点から、MRPC が避けるべき領域を求めた。一方、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p が表 5.2 で求めた領域に集中している場合は、ビームカレントを下げるか、他の検出器を設置して MRPC が覆えない領域をカバーするかな

表 5.2: 各ビームカレント、NKS2 中心からの距離の条件に対する、 1 kHz/cm^2 以上の領域。 R はシミュレーションで仮定した MRPC の NKS2 中心からの距離を表す

R [mm]	ビームカレント 2 mA の場合	ビームカレント 4 mA の場合
1200	$-24^\circ < \theta < 24^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$	$-30^\circ < \theta < 30^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$
1500	$-23^\circ < \theta < 23^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$	$-28^\circ < \theta < 28^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$
2000	$-21^\circ < \theta < 21^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$	$-26^\circ < \theta < 26^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$
R [mm]	ビームカレント 10 mA の場合	ビームカレント 20 mA の場合
1200	$-38^\circ < \theta < 38^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$	$-50^\circ < \theta < 50^\circ, -30 < z < 30 \text{ mm}$
1500	$-38^\circ < \theta < 38^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$	$-49^\circ < \theta < 49^\circ, -30 < z < 30 \text{ mm}$
2000	$-35^\circ < \theta < 35^\circ, -20 < z < 20 \text{ mm}$	$-42^\circ < \theta < 42^\circ, -30 < z < 30 \text{ mm}$

どの対策を考える必要がある。この節では、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p の分布を求める。

シミュレーションで用いた反応は $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ で、重水素中の核子のフェルミモーシオンを含めている。また、反応点は重水素標的内部で一様に分布していると仮定した。検出器の配置 (図 5.6)、光子ビーム分布 (図 5.12) などの他のシミュレーション条件は e^+ 、 e^- バックグラウンドのシミュレーション時と同じである。

図 5.17 に、 $R = 1200 \text{ mm}$ の場合に対する、MRPC 位置での π^- 、 K^+ 、 p のヒット位置分布である。それぞれのヒストグラムの横軸は、ビーム軸と MRPC ヒット位置の間の開き角 $[\circ]$ 、縦軸が鉛直方向の位置 z [mm] である。それぞれの分布から、表 5.2 で示した領域に偏って分布している様子は見られない事が分かった。

次に、 K^+ 、 π^- 、 p に対して表 5.2 で示した領域にヒットしたイベントを除いた場合、どの程度の割合のイベントを失うか調べた。その結果を表 5.3 に示す。結果は $R = 1200, 1500 \text{ mm}$ の場合について示す。 R が大きいほど失うイベントの割合が小さいが、標的から見た立体角は少なくなる。また、ビームレートを上げていくほど表 5.2 で示した避けるべき領域は広がっていくため、失うイベントの割合も多くなる。

少なくとも K^+ のヒットを要求する場合、この結果からビームタイムが最大 1.1 倍程度になる事が分かる。また、詳細については後述するが、 K^+ および、 $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ 崩壊起因の π^- もしくは p の 2 粒子のヒットを要求した場合 (つまり、 $K^+\pi^-$ もしくは K^+p の組み合わせで検出することを要求した場合) はさらにビームタイムが長くなる。

図 5.18 に、 $R = 1200 \text{ mm}$ の場合に対する、MRPC にヒットがあった K^+ の生成時の運動量および散乱角度の分布を示す。横軸が生成時の運動量 [GeV/c]、縦軸が K^+ の散乱角度 [deg] である。また、図 5.18 中の黒色の線は、図 5.5 で計算した ΛN 生成閾値を表す線である。生成閾値よりも外側に分布する点があるのは、フェルミモーシオンによる影響である。図 5.18 において、(a) は生成された全イベント、(b) は MRPC にヒットしたイベント、(c) は

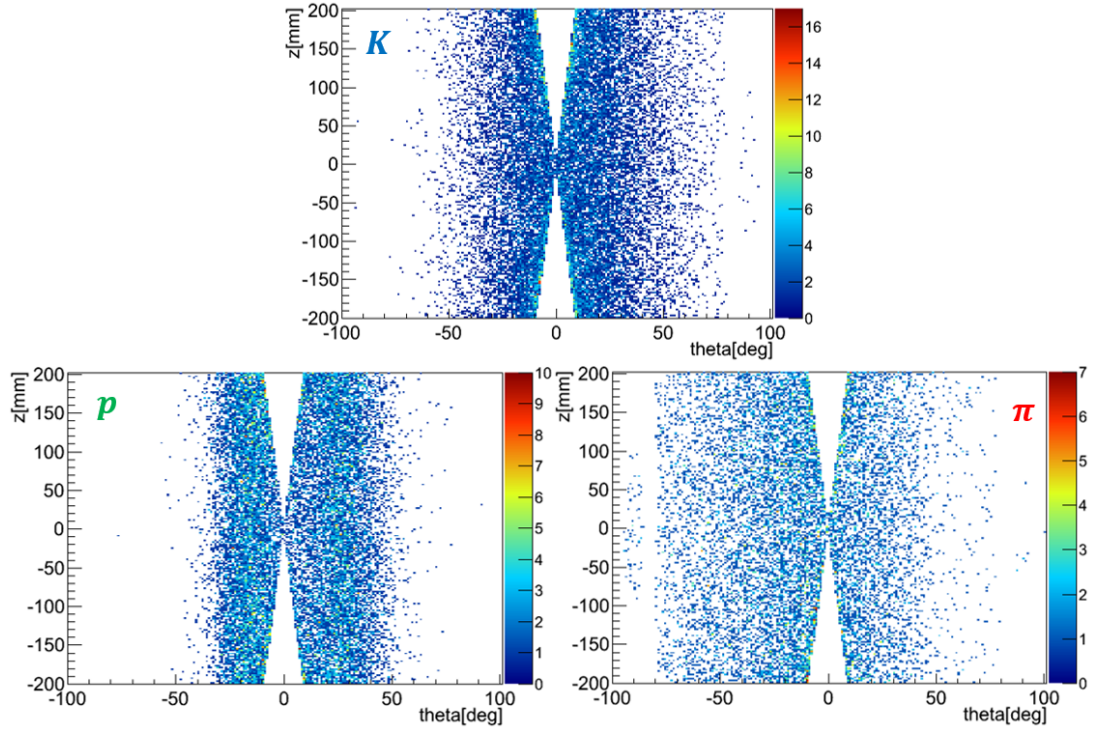


図 5.17: $R = 1200$ mm の場合に対する、MRPC 位置での π^- 、 K^+ 、 p のヒット位置分布。それぞれのヒストグラムの横軸は、ビーム軸と MRPC ヒット位置の間の開き角 $[\circ]$ 、縦軸が鉛直方向の位置 z [mm] を示す

表 5.3: K^+ 、 π^- 、 p に対して、表 5.2 で示した領域にヒットしたイベントを除いた場合に失うイベント数の割合

	$R = 1200$ mm				$R = 1500$ mm			
	ビームカレント				ビームカレント			
particle	2mA	4mA	10mA	20mA	2mA	4mA	10mA	20mA
K^+	5.78%	6.50%	7.34%	11.97%	4.10%	4.63%	5.39%	8.59%
π^-	4.50%	5.14%	5.96%	10.47%	3.58%	4.25%	5.20%	8.83%
p	5.33%	6.42%	7.25%	11.89%	6.20%	7.12%	8.16%	12.72%

(b) のうち $-24^\circ < \theta < 24^\circ$ 、 $-20 < z < 20$ mm の領域内にヒットしたイベント、(d) は残りの (b) のイベントについての分布を表す。5.4.2 章で求めた、MRPC が避けるべき領域と定めた領域の中に前方方向の散乱角度を持つ K^+ の一部が含まれており、特に散乱角度 $0^\circ \sim 1^\circ$ の領域は全て検出できなかった。

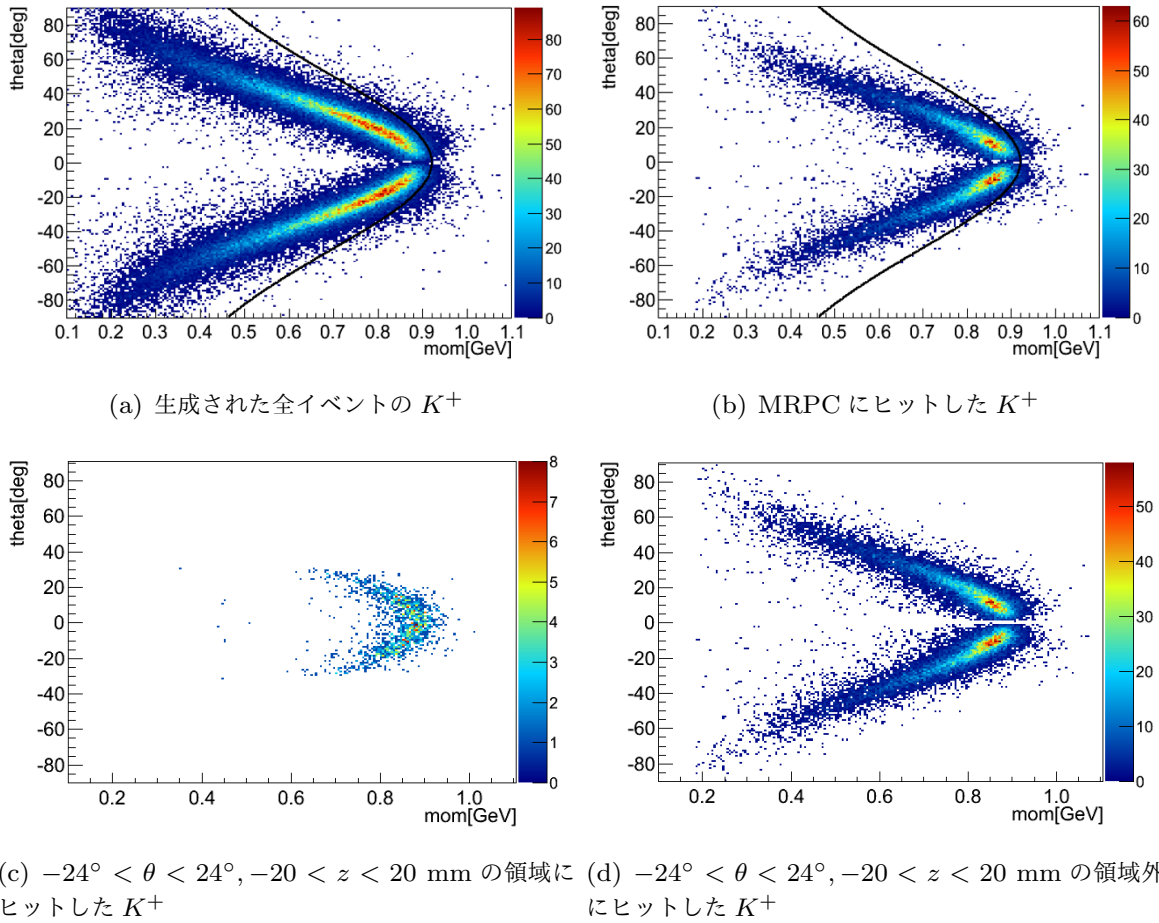


図 5.18: $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応において生成時の K^+ の運動量 (横軸) と散乱角度 (縦軸) の相関。(a) は生成された全イベント、(b) は MRPC にヒットしたイベント、(c) は (b) のうち $-24^\circ < \theta < 24^\circ, -20 < z < 20$ mm の領域内にヒットしたイベント、(d) は残りの (b) のイベントについての分布

また、 $R = 1200$ mm の場合に対して、 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ 崩壊起因の π^- および p の MRPC 位置での分布を図 5.19 に示す。図 5.19(a) に示した π^- が $\theta < 0^\circ$ の領域で角度の大きい方向に広がっているのは、運動量が小さいために磁場中での回転半径が小さくなっているためである。また、 θ が負の方向はマイナスの荷電粒子が曲がる方向であるため、 $\theta < 0^\circ$ の領域に集中している。

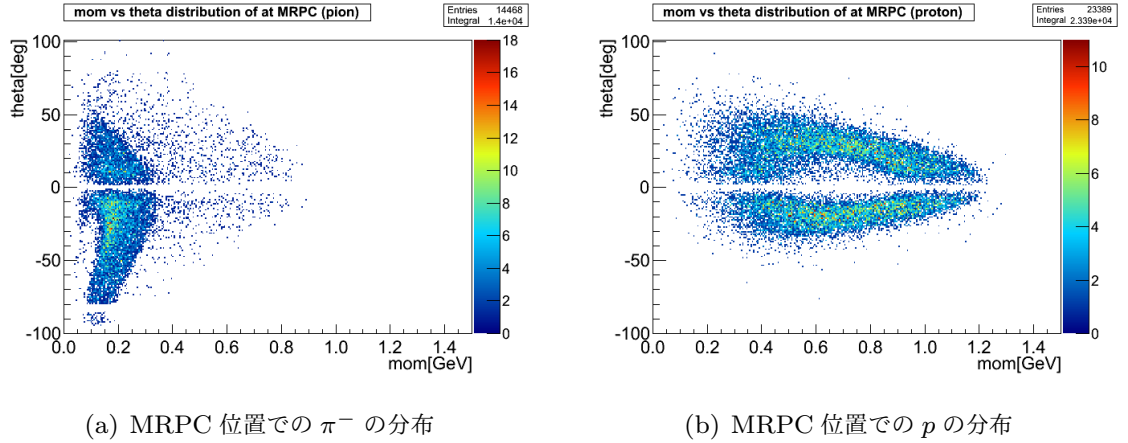


図 5.19: $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応において $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ 崩壊起因の p および π^- の MRPC 位置での運動量 (横軸) と散乱角度 (縦軸) の相関

以上の結果から、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応起因の K^+ 、 π^- 、 p は、表 5.2 で求まった領域に偏って分布していないことが分かったため、単に収量の面から考えるとビームタイムを増やせば良い。一方、運動量分布から見ると、失うイベントの中には $K^+ \Lambda n$ 生成閾値付近のイベントも含まれている事が分かる。生成閾値付近のイベント全てが検出できない訳ではないので、実験実施に致命的な影響はないと考えるが、より効率的に実験を行うためには表 5.2 に示した領域にプラスチックシンチレーションカウンタなどの高レートにも耐えられる検出器を設置する必要がある。

5.5 重水素標的を用いた光生成反応のシミュレーション

この節では、重水素標的を用いて光生成反応を起こした際の様々な物理プロセスや検出器分解能を仮定した上で、予想される質量二乗分布やミッシングマス分布のスペクトルを求め、バックグラウンドイベントの混入率から検出器セットアップの条件を検討する。なお、シミュレーションで仮定した検出器のセットアップは 5.4.1 章の図 5.6 と同じである。

以下に、全体のシミュレーション手順を示す。

1. 標的は重水素標的を仮定し、核子のフェルミモーシンの効果を含めた。ビーム広がり
は 5.4.2 章で仮定した形と同じとした。反応点は 5.4.3 章で示した図の分布と同じよう
に、 x 軸方向に一様分布、 y 軸方向と z 軸方向はビームサイズと同じ分布であると仮定
した。検出器の配置は図 5.6 と同じである。
2. 反応は後述する図 5.20 に示したものを仮定した。図 5.20 の反応断面積に従って光生成
反応が起こると仮定し、GEANT4 でシミュレーションを行った。
3. シミュレーションから得られた運動量、飛行時間を検出器分解能でなまらせる。その値
を用いて質量を計算し、質量二乗分布を作る。得られた質量二乗分布から、 K^+ の質量

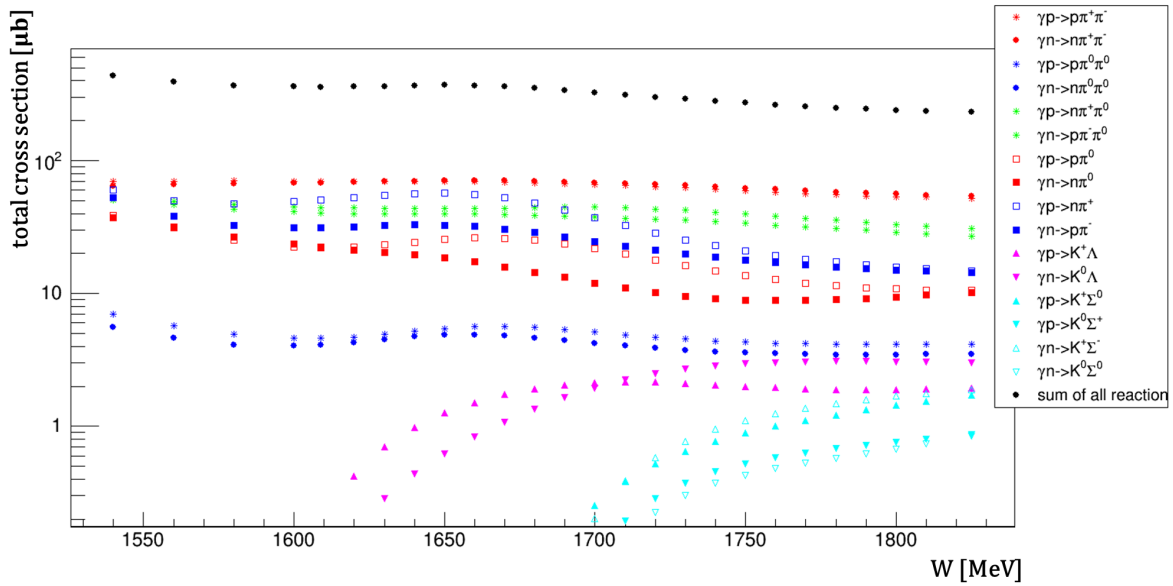


図 5.20: シミュレーション時に仮定した光生成反応の反応断面積。横軸は反応した核子と光子ビームの不変質量 [MeV]、縦軸は全反応断面積 [μb] を表す。標的は重水素標的を用いており、フェルミモーシンの効果も含まれている。凡例ではスペクテータとなる核子については省略して記述してある

の 2 乗 (m_K^2) 付近のピークに対してガウス関数でフィッティングする。得られたガウス関数の σ を用いて、($m_K^2 - 3\sigma$, $m_K^2 + 3\sigma$) の範囲の粒子を K^+ と見なす。なお、 K^+ の質量は Particle Data Group (PDG) の値を参照した [1]。

4. K^+ と判定した粒子に対して、ミッシングマス (欠損質量) を計算する。ミッシングマスの計算方法は後述する。

5.5.1 シミュレーションで仮定した光生成反応断面積

今回のシミュレーションで仮定した反応の総断面積を図 5.20 に示す。標的は重水素を仮定したが、光子ビームと反応する核子は 1 つであるとした。図 5.20 中の凡例に反応式を示したが、反応しない核子 (スペクテータ) についてはシミュレーションでは省略した。横軸の W は反応した核子と光子ビームの間の重心系での全エネルギー [MeV] ($\sqrt{s}$ に等しい) であり、縦軸は各反応の総断面積 [μb] である。

π 生成の断面積は MAID2007[52] および 2-PION-MAID[53] から、 K 生成の断面積は KAON-MAID[54] から計算された値を用いた。これら 3 つの理論モデルは、ドイツ・マインツ大学の理論グループにより構築されたモデルで、MAID2007 は single π 、2-PION-MAID は double π 、KAON-MAID は KY の光生成反応のモデルである。

また、反応後の粒子が 2 つの反応については角度依存性を考慮した微分反応断面積を用いた。この値は MAID2007 および KAON-MAID の値を用いた。反応後の粒子が 3 つの反応に

については三体位相空間中で等方に生成されると仮定した。

5.5.2 検出器分解能

質量を計算するときに仮定しなければならない検出器分解能は、運動量分解能、飛行時間分解能、飛行距離分解能の3つである。以下に、今回のシミュレーションで仮定した検出器分解能をどのようにして設定したか、その方法を述べる。

■運動量分解能

実際の実験では、運動量および飛行距離を、NKS2 の CDC、VDC によるトラッキング情報から求める。図 5.21 に、 π 、 K 、 p の各運動量に対する運動量分解能の関係を示す。図 5.21 は GEANT4 によるシミュレーションから作成した。その手順は以下のとおりである。

1. シミュレーションから、ある運動量 p_{gene} を持った粒子を生成する。
2. 生成したデータを実際の実験と同じ解析ルーチンを用いて解析する。
3. トラッキングにより再構成した運動量 p_{rec} の分布に対してガウス関数でフィッティングする。得られたガウス関数の σ を $\sigma_{p_{rec}}$ と定義する。
4. p_{gene} に対する $\sigma_{p_{rec}}$ の比 $\sigma_{p_{rec}}/p_{gene}$ をトラッキングによる運動量分解能 [%] とする。
5. 手順 (1.) から (4.) を様々な p_{gene} に対して行う。また、これを π 、 K 、 p の各粒子に対して行う。

得られた図 5.21 のデータ点に対して、相関の形を適当な関数でフィッティングして求める。フィッティング関数は、パラメータを a, b, c, d として以下の式 (5.5) で定義した。ここで、横軸の p_{gene} を x 、縦軸の $\sigma_{p_{rec}}/p_{gene}$ を $f(x)$ と表記した。

$$f(x) = a \exp(-x/b) + c + dx \quad (5.5)$$

π 、 K 、 p に対する運動量分解能は式 (5.5) でフィッティングした結果を用いた。その結果を式 (5.6) に示す。ここでは、 p_{gene} を x と表記し、 π 、 K 、 p それぞれの分解能 $\sigma_{p_{rec}}/p_{gene}$ を $f_{\pi}(x)$ 、 $f_K(x)$ 、 $f_p(x)$ と表記する。

$$f_{\pi}(x) = 18.2 \exp(-x/0.05) + 0.89 + 4.11x \quad (5.6a)$$

$$f_K(x) = 2.15 \times 10^3 \exp(-x/0.03) + 1.66 + 3.30x \quad (5.6b)$$

$$f_p(x) = 5.98 \times 10^4 \exp(-x/0.03) + 2.83 + 2.11x \quad (5.6c)$$

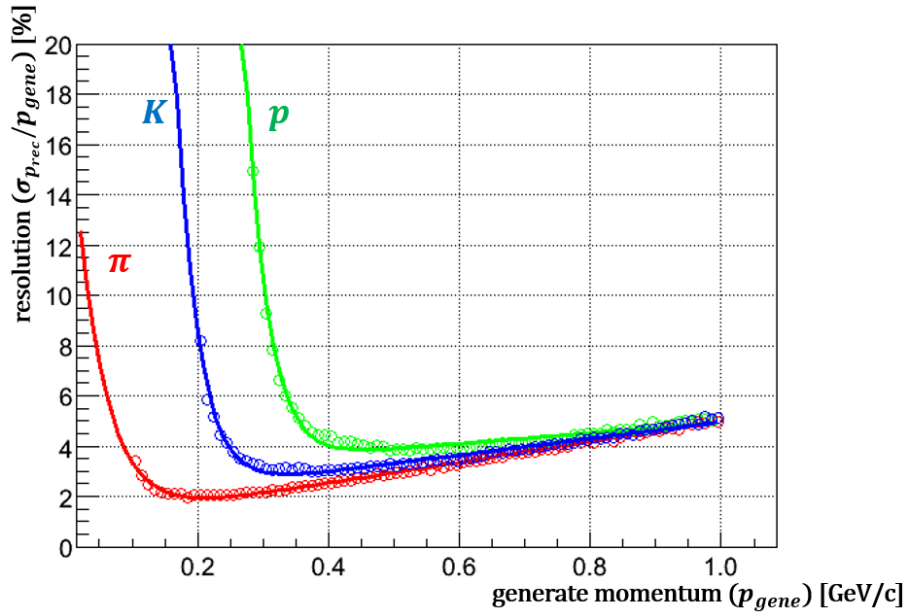


図 5.21: GEANT4 のシミュレーションから求めた、 π 、 K 、 p の運動量分解能。横軸の p_{gene} は GEANT4 で生成した運動量、縦軸はトラッキングから再構成した運動量 (p_{rec}) の標準偏差 $\sigma_{p_{rec}}$ と p_{gene} により表される運動量分解能 [%] である。それぞれ、赤色のデータ点が π 、青色が K 、緑色が p の場合に対応し、実線は式 (5.5) でフィッティングして求めた関数である

■飛行時間分解能

実験では IH と OH の間の時間差を飛行時間と定義している。シミュレーションでも同様の解析方法にするため、飛行時間は IH および MRPC の間の飛行時間で定義した。また、IH および MRPC の固有時間分解能を σ_{IH} 、 σ_{MRPC} と表記する。IH にヒットがあった時間を t_{IH} 、MRPC にヒットがあった時間を t_{MRPC} とすると、飛行時間 TOF は次の式 (5.8) で表される。

$$TOF = t_{MRPC} - t_{IH} \quad (5.7)$$

t_{IH} を IH の時間分解能 σ_{IH} 、 t_{MRPC} を MRPC の時間分解能 σ_{MRPC} でなませ、得られた値を式 (5.8) を用いて差を取ることで、検出器の時間分解能を含めることが出来る。

■飛行距離分解能

運動量分解能の部分でも述べたように、実験では飛行距離をトラッキングを用いて求める。今回のシミュレーションデータの解析はトラッキングルーチンを用いずに行った。GEANT4 では粒子の運動量、位置などの情報を、粒子が数 mm から数 cm 進むごとに記録することが出来る。前後の記録点同士を直線でつなぎ、その長さが記録点の間の飛行距離となる。今回のシミュレーションでは、IH にヒットするまでの飛行距離 l_{IH} と MRPC にヒットするまでの飛行

距離 l_{MRPC} の差を、IH と MRPC の間の飛行距離 L と定義する。

$$L = l_{\text{MRPC}} - l_{\text{IH}} \quad (5.8)$$

実験では運動量と飛行距離はトラッキング情報から同時に決まるため、飛行距離分解能は運動量分解能と相関を持っている。飛行距離分解能を見積もるため、以下の手順で示すような計算を行った。

1. 中心運動量 p_0 を運動量分解能 σ_p でなまらせる。計算結果を p_{gene} とする。なお、運動量分解能は中心運動量によらず 5% とした。
2. 運動量 p_{gene} を持った粒子を NKS2 の中心からビーム軸方向に沿って打ち出す。なお、飛行中の粒子のエネルギー損失は無視する。
3. 磁場中の粒子の運動量 (p) [GeV/c]、磁場 (B) [T]、曲率半径 (R) [m] の関係式 (式 (5.9)) :

$$p = 0.3BR \quad (5.9)$$

から、曲率半径を求める。ここで仮定した磁場は NKS2 の最大平均磁場 0.42 T である。

4. 求まった曲率半径を用いて粒子の軌道を描き、NKS2 中心から検出器にヒットした場所までの飛行距離を計算する。
5. 得られた飛行距離の分布をガウス関数でフィッティングする。ガウス関数の σ を飛行距離分解能 σ_{path} [m] とする。
6. これを様々な運動量 p_0 に対して計算する。

図 5.22 は、中心運動量 $p_0 = 1.0$ GeV/c、運動量分解能 $\sigma_p = 0.05$ GeV/c の場合の飛行距離の分布である。横軸が飛行距離 [m]、縦軸はイベント数である。飛行距離分布をガウス関数でフィッティングした結果は図 5.22 の赤線で示されている。フィッティングの結果、中心運動量 $p_0 = 1.0$ GeV/c、運動量分解能 $\sigma_p = 0.05$ GeV/c の場合の飛行距離分解能は、 $\sigma_{\text{path}} = 1.24 \times 10^{-4} \pm 2.56 \times 10^{-7}$ m と求まった。

手順 1 から 6 までを、中心運動量 0.15 – 1.0 GeV/c まで 0.01 GeV/c 刻みで計算を行った。計算結果をグラフにしたものを図 5.23 に示す。横軸は分解能でなまらせる前の中心運動量 p_0 [GeV/c]、縦軸は飛行距離分解能 σ_{path} [m] を表す。また、式 (5.10) を用いて得られたデータ点をフィッティングし、運動量と飛行距離分解能の相関式を求めた。式 (5.10) において、 a, b, c は定数である。

$$\sigma_{\text{path}}(p_0) = \frac{a}{p_0^2} + \frac{b}{p_0} + c \quad (5.10)$$

フィッティングの結果、相関式は $\sigma_{\text{path}}(p_0) = \frac{1.45 \times 10^{-4}}{p_0^2} - \frac{7.87 \times 10^{-5}}{p_0} + 5.63 \times 10^{-5}$ [m] と求まった。この式を飛行距離分解能としてシミュレーションに組み込んだ。

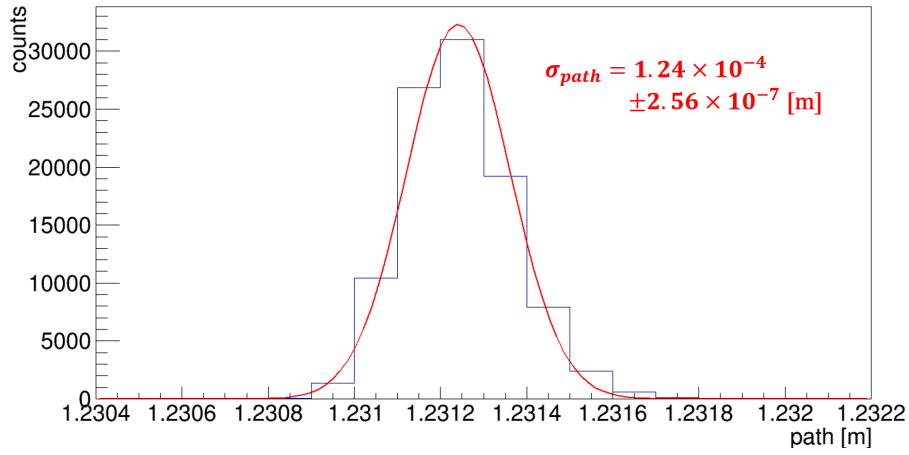


図 5.22: 中心運動量 $p_0 = 1.0 \text{ GeV}/c$ 、運動量分解能 $\sigma_p = 0.05 \text{ GeV}/c$ の場合の飛行距離の分布。横軸が飛行距離 [m]、縦軸はイベント数。飛行距離分布をガウス関数でフィッティングした結果は図 5.22 の赤線で示されている。

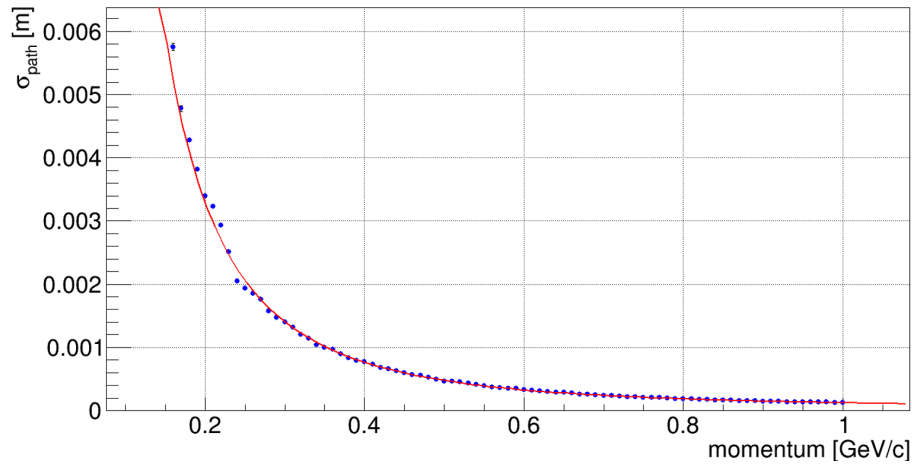


図 5.23: 運動量と飛行距離分解能の相関。横軸は分解能でなまらせる前の中心運動量 p_0 [GeV/c]、縦軸は飛行距離分解能 σ_{path} [m] を表す。図中の赤線は式 (5.10) でフィッティングした結果を示したもの

5.5.3 質量二乗分布

図 5.20 に従ってイベントを生成し、GEANT4 シミュレーションから得られた運動量と飛行距離、飛行時間を検出器分解能でなまらせ、粒子の質量を求める。第 1 章にも計算式を示したが、ここで改めて質量 m と運動量 p 、飛行距離 L 、飛行時間 t の間の関係式を式 (5.11) に示す。式 (5.11) において光速を c 、光速を単位とする速度を β と定義する。

$$m^2 = p^2 \left(\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1 \right) = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (5.11)$$

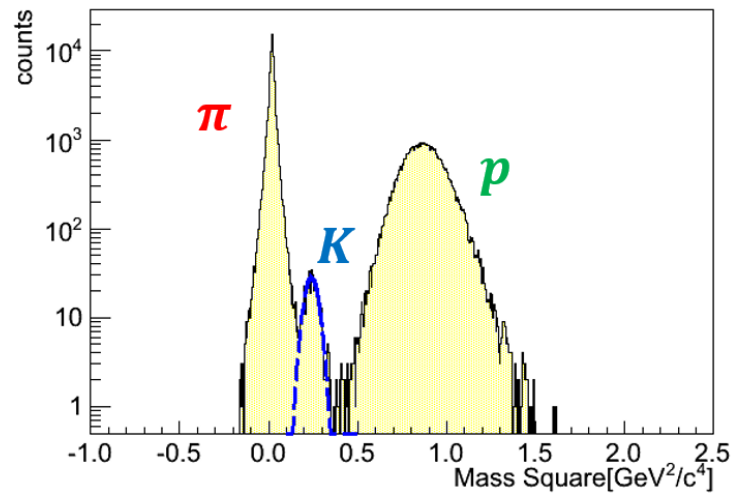


図 5.24: MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子ビームエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.2$ GeV を選んだ時の質量二乗分布。青線は K のピークをガウス関数でフィッティングした結果を表す。縦軸は対数軸

この計算式と、これまでに定義した検出器分解能を考慮して、各 R に対して質量二乗分布を求める。図 5.24 は、MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子ビームエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.2$ GeV を選んだ時の質量二乗分布である。3 本見えるピークは左から π 、 K 、 p を表している。

K の選択は、 K のピークをガウス関数でフィッティングした結果を用いて行う。フィッティングにより得られたガウス関数の平均値 μ および標準偏差 σ を用いて、 $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$ の範囲に含まれた粒子を K と同定する。この中には特に π の混入が予想される。

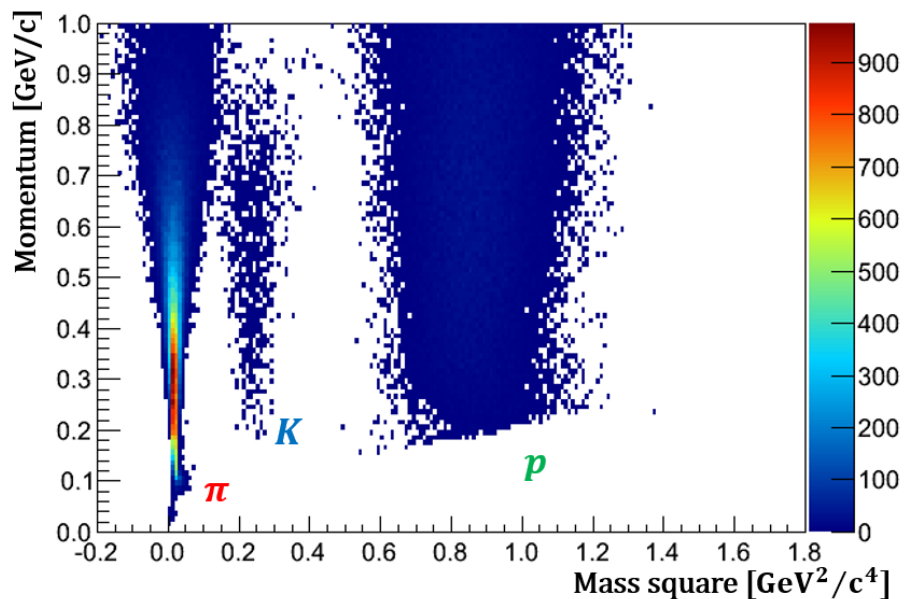


図 5.25: 質量二乗と運動量の相関。横軸が質量二乗、縦軸が運動量を表す。高い運動量であるほど質量二乗が広がり、 π のピークの裾が K のピークと被る様子が見られる

一般に、飛行距離を長くするほど質量分解能は良くなる。一方で K^+ の寿命は $\tau = 12.380$ ns であり [1]、飛行距離を長くするほど K が飛行中に崩壊するイベントの割合が多くなり、収量を損してしまふ。そのため、可能な限り R は短く、かつ π と K を分離できるような条件を調べる必要がある。

また、高いエネルギーの光子を使用するほど、高い運動量の π が多く生成される。現在の NKS2 の π に対する運動量分解能は、図 1.9 に示したように高い運動量であるほど悪くなる傾向があり、運動量 1 GeV/c 付近で 0.05 GeV/c 程度の運動量分解能となる。そのため、図 5.25 に示すように、高い運動量の粒子であるほど質量二乗分布の上で広がりを持ってしまい、ピークの裾の部分を作ってしまう。 π については、この裾の部分が K のピークに混入しすることがある。高い運動量の π の生成は光子エネルギーを下げることで抑えることが出来る。

そこで、NKS2 中心から MRPC までの距離 R および使用する最大光子エネルギー $E_\gamma^{\max}$ を変化させながら、 $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$ の範囲に含まれた全粒子数に対する π の混入率を求めた。 π の混入率 ($r_{\text{con}}^{\text{MS}}$) [%] は、 $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$ の範囲に含まれた粒子の総数 (N_{peak}) に対する、同範囲内の π の数の比 (N_π) で定義する。式 (5.12) に定義式を示す。

$$r_{\text{con}}^{\text{MS}} = \frac{N_\pi}{N_{\text{peak}}} \times 100 \text{ [%]} \quad (5.12)$$

図 5.26 は、MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps のとき、各 R に対して、 $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$ の範囲に含まれた π の混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MS}}$ と最大光子エネルギー $E_\gamma^{\max}$ の相関である。横軸が $E_\gamma^{\max}$ [MeV]、縦軸が $r_{\text{con}}^{\text{MS}}$ [%] を表す。また、図 5.26 中の紫色の点線は、目標であった混入率 10% に対応している。

$E_\gamma^{\max} = 1000$ MeV の場合は、 $E_\gamma^{\max} = 1100$ MeV の場合に比べて混入率が上昇する傾向が見られる。これは、 π 生成の断面積は $800 < E_\gamma < 1100$ MeV の領域でほとんど変わらないが、 K^+ 生成の断面積は $E_\gamma \sim 900$ MeV 付近から $E_\gamma \sim 1000$ MeV 付近にかけて急速に立ち上がるため、 $E_\gamma^{\max} = 1000$ MeV の場合では生成される K^+ の数自体が少なくなり、相対的に π の数が多い状況になっているためだと考えられる。

この結果から、図 5.24 で示したセットアップは K を π の混入率 10% 以下で選択出来ることを示した。また、MRPC を NKS2 中心から 2 m 離れた位置に設置した場合、どの光子エネルギー範囲でも混入率 3% 以下に抑えられることが分かった。

MRPC の時間分解能が $\sigma = 120$ ps の場合についても同様の計算を行った。その結果を図 5.27 に示す。ここでは $R = 1500, 1600, 2000$ mm の場合のみについて計算を行った。計算の結果、 π の混入率 10% 以下に抑えられる検出器セットアップが存在することが分かったが、 $\sigma = 100$ ps よりも遠くに配置しなければならないため、 K^+ の飛行中の崩壊事象の割合も増え、より多くのビームタイムが必要になる。

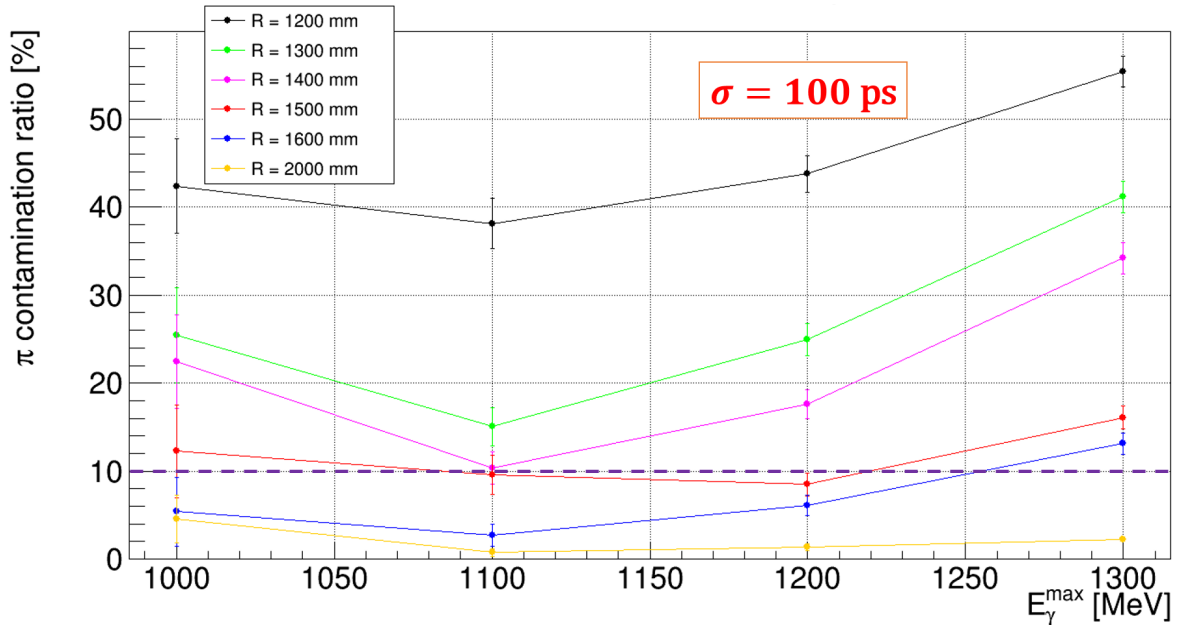


図 5.26: MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps のとき、質量二乗分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_{γ} と π 混入率の相関。横軸が使用した最大光子エネルギー $E_{\gamma}^{\max}$ [MeV]、縦軸が選択した K の総数に対する π の混入率 [%]。紫色の点線は混入率 10% を表し、点線以下の領域が目標を達成する領域に対応

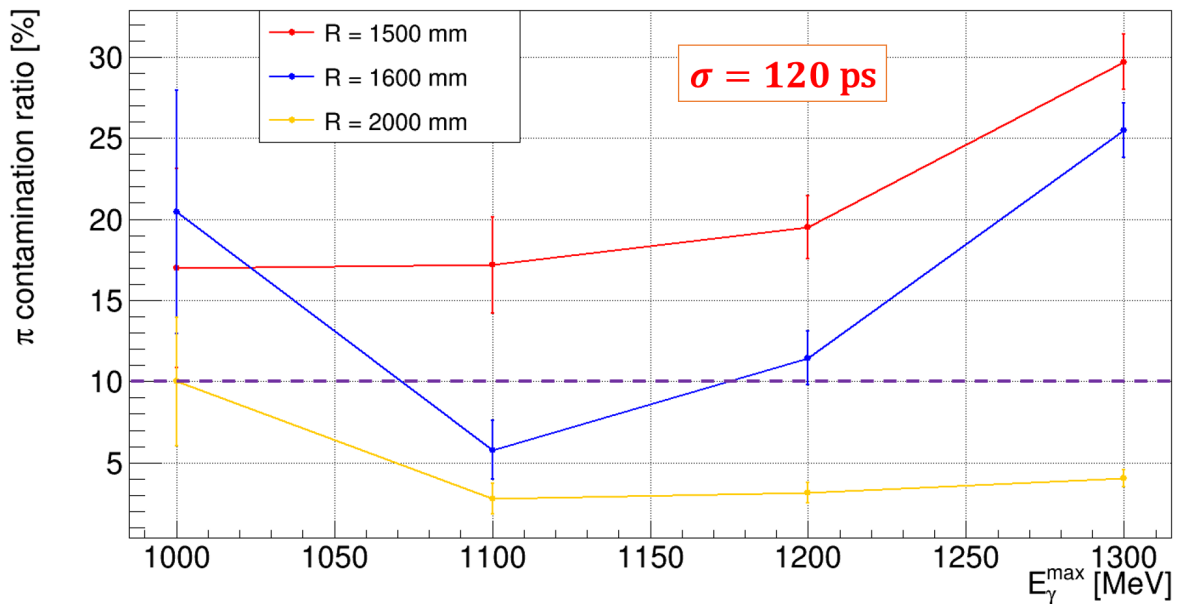


図 5.27: MRPC の時間分解能 $\sigma = 120$ ps のとき、質量二乗分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_{γ} と π 混入率の相関。横軸が使用した最大光子エネルギー $E_{\gamma}^{\max}$ [MeV]、縦軸が選択した K の総数に対する π の混入率 [%]。紫色の点線は混入率 10% を表し、点線以下の領域が目標を達成する領域に対応

5.5.4 ミッシングマス

ミッシングマス (欠損質量) 法は、反応後に生成されたが検出できなかった粒子の質量を、エネルギー・運動量保存則を用いて求める方法である。ここでは、検出できなかった粒子を X と置き、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + X$ を反応例としてミッシングマスの具体的な計算方法を示す。光子、重水素、 K^+ 、 X のエネルギーを E_γ, E_d, E_K, E_X 、運動量を $\vec{p}_\gamma, \vec{p}_d, \vec{p}_K, \vec{p}_X$ と定義する。また、重陽子、 K^+ 、 X の質量を M_d, M_K, M_X とする。エネルギー・運動量保存則から、以下の式 (5.13) が成り立つ。

$$E_\gamma + E_d = E_K + E_X \quad (5.13a)$$

$$\vec{p}_\gamma + \vec{p}_d = \vec{p}_K + \vec{p}_X \quad (5.13b)$$

式 (5.13) において、標的である重水素は巨視的には運動量を持っていないので、 $\vec{p}_d = \vec{0}$ である。また、エネルギー E 、運動量 p 、質量 m の間には、 $E^2 = p^2 + m^2$ ($c = 1$ とした) の関係式がある。また、光子は質量を持たないので、 $E_\gamma = |\vec{p}_\gamma|$ である。これらの関係と式 (5.13) から粒子 X の運動量 $\vec{p}_X$ を消去すると、粒子 X の質量は式 (5.14) のように書ける。

$$M_X = \sqrt{(E_\gamma - E_K + M_d)^2 - (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_K)^2} \quad (5.14)$$

標的および K^+ の質量 M_d, M_K は既知の値である。また、 $E_\gamma = |\vec{p}_\gamma|$ である。したがって、光子ビームと K^+ の運動量を測定することにより、粒子 X の質量 M_X を求めることが出来る。

今回仮定した光生成反応のうち、 K^+ が生成される反応は次の 3 つである。

$$\begin{cases} \gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n \\ \gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + n \\ \gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^- + p \end{cases}$$

したがって、今回のシミュレーション結果を用いてミッシングマスを計算すると、 $M_X = 2.055$ ($X = \Lambda n$), 2.132 ($X = \Sigma^0 n$), 2.136 ($X = \Sigma^- p$) [GeV/c^2] の付近にピークが立つと予想される。なお、 $\Sigma^0 n$ のピークと $\Sigma^- p$ のピークは非常に近く、2 つのピークを分離できるほどの分解能がないため、1 つのピークとして観測される。

今回用いたミッシングマスの計算方法が正しいことを確認するため、 K^+ が生成される 3 つの光生成反応のみに対し、 K^+ を要求した場合のミッシングマスを計算した。図 5.28 はその結果のヒストグラムである。横軸が計算したミッシングマス [GeV/c^2]、縦軸がイベント数である。光子エネルギーは $0.8 - 1.3$ GeV であり、ミッシングマスを計算したイベントに π お

よび p の混ざり込みはなかった。図 5.28 には、粒子 X が Λn および Σn の場合の質量と同じ位置に 2 つのピークが立っていることが確認できた。

以上の確認をしたうえで、図 5.29 に MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子ビームエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.2$ GeV を選んだ時のミッシングマス分布を示す。図 5.29 において、赤色のピークが Λn 、青色のピークが Σn 、緑色のピークが π のバックグラウンドに対応する。黒色の線はこれらのガウス関数を足し合わせた結果を示す。この検出器セットアップの場合は、 Λn のピークと π バックグラウンドのピークをおよそ 3σ で分けることが出来る。

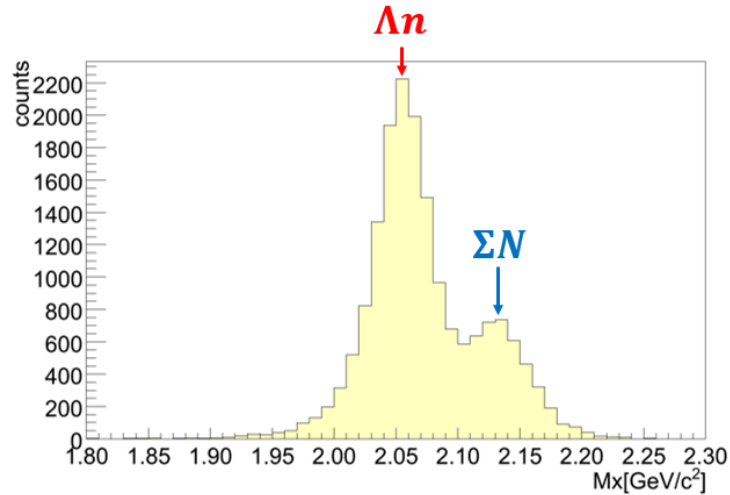


図 5.28: K^+ が生成される 3 つの光生成反応のみに対して、 K^+ を要求した場合のミッシングマスを計算した場合のヒストグラム。横軸が計算したミッシングマス [GeV/c^2]、縦軸がイベント数。矢印で示したピークは、それぞれ Λn 、 Σn 生成イベントを表す

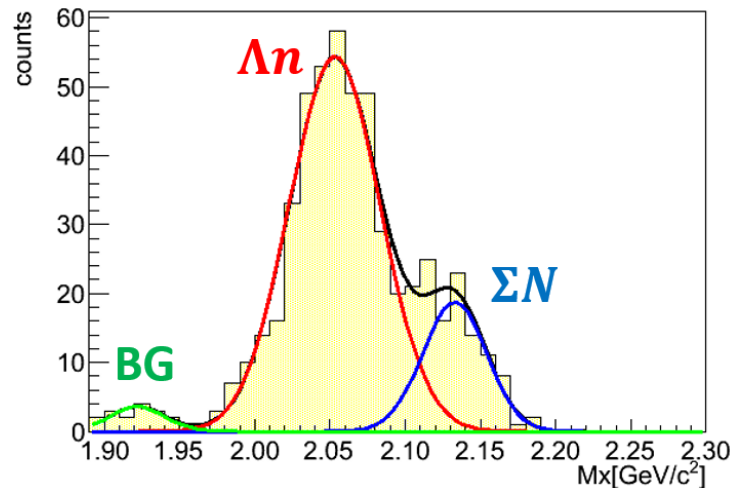


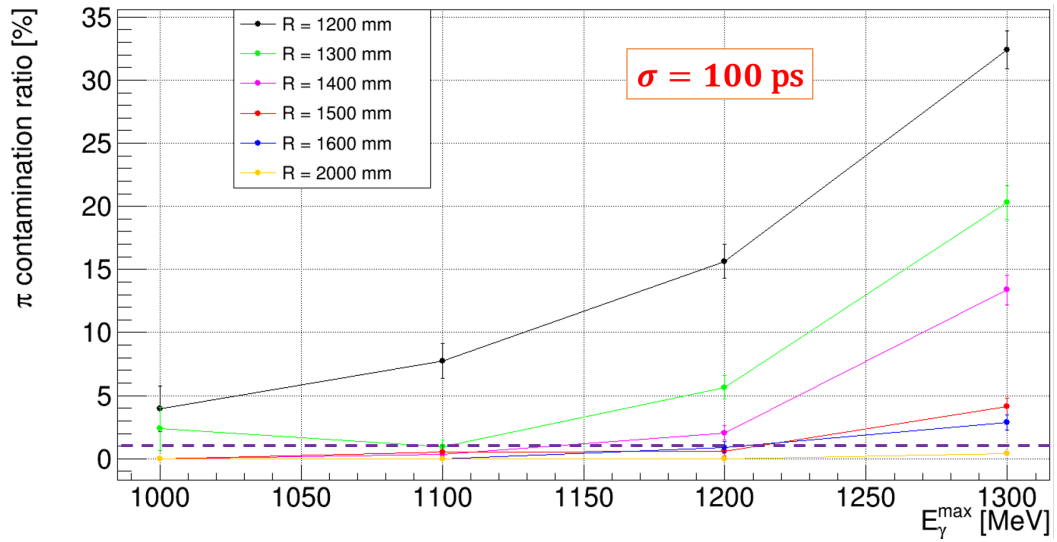
図 5.29: MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子ビームエネルギー $E_\gamma = 0.8 - 1.2$ GeV を選んだ時のミッシングマス分布。赤色のピークが Λn 、青色のピークが Σn 、緑色のピークが π のバックグラウンドに対応する。黒色の線はこれらのガウス関数を足し合わせた結果を示す

5.5.3 章で示した混入率と同じように、 Λn ピーク中に含まれるバックグラウンドの混入率を定義する。 $K^+\Lambda n$ ピークおよび $K^+\Sigma N$ ピークのイベント数を N_{KYN} 、 $K^+\Lambda n$ ピークおよび $K^+\Sigma N$ ピーク内に含まれる π のバックグラウンドのイベント数を N_{BG} とすると、ミッシングマス分布におけるバックグラウンドの混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ は以下の式 (5.15) で表せる。

$$r_{\text{con}}^{\text{MM}} = \frac{N_{\text{BG}}}{N_{\text{KYN}}} \times 100 [\%] \quad (5.15)$$

バックグラウンドイベントが多くなると断面積を正しく求めることが出来なくなる。また、実験では Λn 終状態相互作用によるエンハンスの大きさから散乱長を決める。そのため、バックグラウンドによりエンハンスが作られてしまうと Λn 終状態相互作用を誤って評価することになる。今回は混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ が 1% 以下になる条件を求めた。各 R 、 E_{γ}^{max} における $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ の値を図 5.30 に示す。図 5.30 において、横軸が E_{γ}^{max} [MeV]、縦軸が $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ [%] を表す。紫色の点線は目標値である混入率 1% を表す。

この結果から、5.5.3 章で示した、時間分解能 $\sigma = 100$ ps、 $R = 1500$ mm、光子エネルギー $800 < E_{\gamma} < 1200$ [MeV] の実験セットアップは、 $K^+\Lambda n$ および $K^+\Sigma N$ ピーク中のバックグラウンドの混入率を 1% 程度に抑えられる事が分かった。また、 E_{γ}^{max} を下げていくと、ミッシングマス分布上では混入率が非常に低くなることも分かった。



(a) 全体図

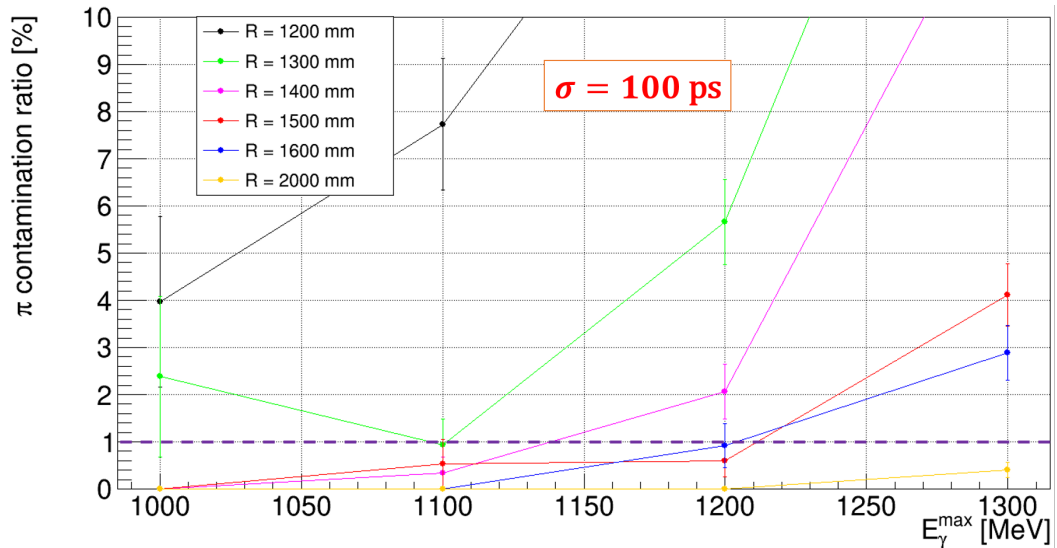
(b) $r_{\text{con}}^{\text{MM}} < 10\%$ の領域を拡大した図

図 5.30: MRPC の時間分解能 $\sigma = 100$ ps のとき、ミッシングマス分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_γ と π 混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ の相関。横軸が E_γ^{max} [MeV]、縦軸が $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ [%] を表す。紫色の点線は目標値である混入率 1% を表す。

質量二乗分布の場合は、 E_γ^{max} を下げていくと、断面積の関係で K^+ の数に対する π の数の比率が大きくなるため、混入率が増える方向になるという結果が得られていた。しかし、ミッシングマス分布上では、 E_γ^{max} を下げていくとバックグラウンドの混入率が下がる方向に行くという結果が得られた。

運動量の高い粒子はミッシングマスの分布において低い方に対応する。これは、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + X$ 反応において、 K^+ を π と間違えて計算した場合についても同様に成り立つ。 π は K^+ よりも高い運動量を持っているものが混入することが多く、ミッシングマスの値としては低い方向になる。

図 5.31 は、 $R = 1200$ mm の場合について $E_{\gamma}^{\max} = 1200$ MeV と $E_{\gamma}^{\max} = 1100$ MeV のときの π が作るバックグラウンドのヒストグラムと正しく選択した K^+ が作る $\Lambda n(\Sigma N)$ ピークのヒストグラムである。 $E_{\gamma}^{\max}$ が下がるにつれて、 π が作るバックグラウンドの混入率が低くなるとともに、バックグラウンドピークのミッシングマスの上限值も低くなっていることが分かる。

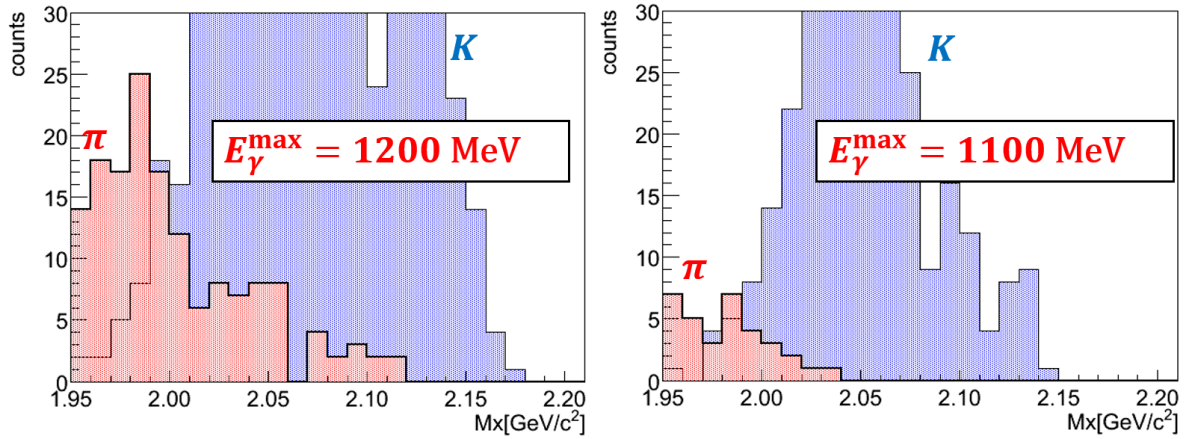


図 5.31: $R = 1200$ mm の場合について $E_{\gamma}^{\max} = 1200$ MeV と $E_{\gamma}^{\max} = 1100$ MeV のときの π が作るバックグラウンドのヒストグラムと正しく選択した K^+ が作る $\Lambda n(\Sigma N)$ ピークのヒストグラム。赤色のヒストグラムが π 、青色のヒストグラムが K^+ に対応する

同様に、MRPC の時間分解能 $\sigma = 120$ ps の場合についても計算を行った。計算は $R = 1500, 1600, 2000$ mm の場合についてのみ行った。計算結果を図 5.32 に示す。この結果から、MRPC の時間分解能 $\sigma = 120$ ps の場合でもバックグラウンドの混入率 1% 以下に抑えられる検出器セットアップがあることが分かった。

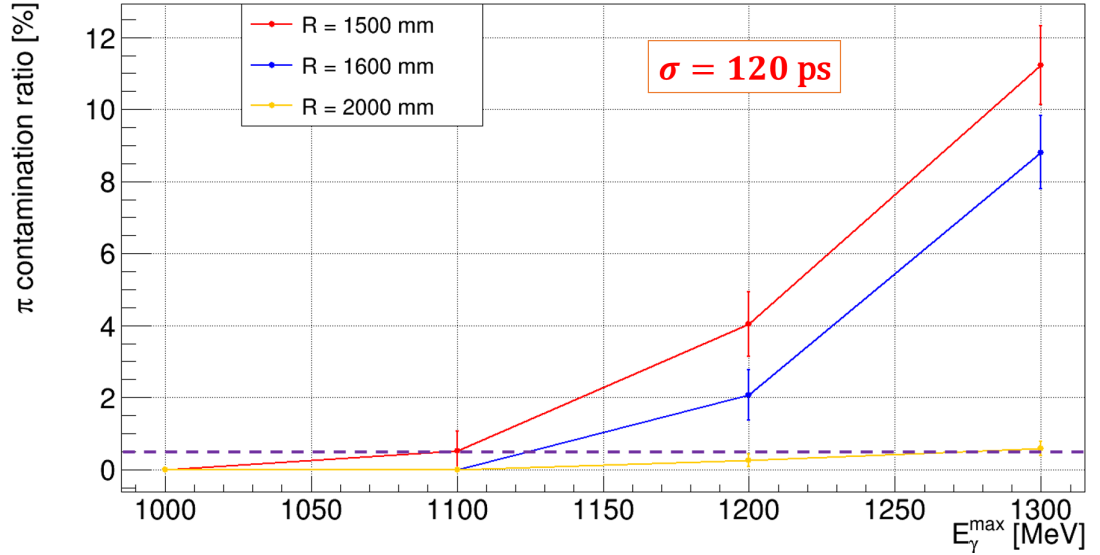


図 5.32: MRPC の時間分解能 $\sigma = 120$ ps のとき、ミッシングマス分布において各 R に対する最大光子エネルギー E_{γ} と π 混入率 $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ の相関。横軸が $E_{\gamma}^{\max}$ [MeV]、縦軸が $r_{\text{con}}^{\text{MM}}$ [%] を表す。紫色の点線は目標値である混入率 1% を表す。

5.6 Λn 終状態相互作用実験に要求されるビームタイム

5.6.1 シミュレーションの仮定

今回、光子ビームエネルギー $E_{\gamma} = 950$ MeV を使用する場合を考えてビームタイムの見積もりを行った。この光子ビームエネルギーを選択した理由は、 ΣN のピークがほとんど発現せず、図 5.30 にも示したようにバックグラウンドとなる π の混入率も非常に低いため、 Λn 終状態相互作用以外の効果を少なくできるからである。また、 Λn 終状態相互作用のポテンシャルモデルとして、NSC97f と Jülich A を用いた。

5.6.2 モデル分離の手法

今回取り上げた 2 つのモデルに対してどの程度の制限を与えられるかを考察する。図 5.33 に、NSC97f と Jülich A のモデルをどの程度の信頼水準 (CL : Confidence Level) で識別できるかを考える手法を模式化した。NSC97f および Jülich A のモデル自身の中心決定精度は無限に良く、2 つのモデルによるエンハンスの大きさの差は正確に決まっている。この上のどこかに誤差 σ を持つデータ点を 1 点与えると、誤差 $x\sigma$ (x は適当な係数) の間に片方のモデルの中心値が入り、もう片方のモデルの中心値が含まれなかった場合、 $x\sigma$ に対応する CL で含まれなかった方のモデルを棄却し、モデルに制限を与えることが出来る。なお、CL は、 1σ で約 68.3%、 2σ で約 95.5%、 3σ で約 99.7% に対応し、「CL 95% で今回の測定結果から X のモデルは棄却できる」と言ったときは「同じ測定を 100 回行った場合、95% の確率で『測定結

果から X のモデルが棄却できる』という結果を得る」という意味を表す。

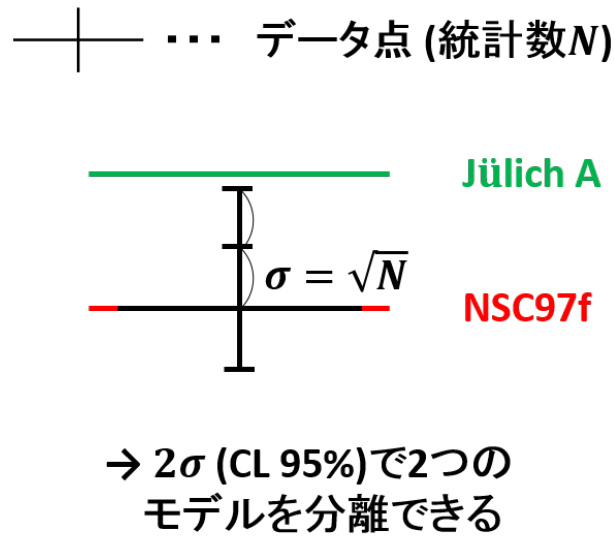


図 5.33: NSC97f と Jülich A のモデルの識別方法

図 5.33 では、例としてデータ点の中心値が NSC97f と一致し、その統計誤差が $\sigma = \sqrt{N}$ で表せる場合を考えている。この図の場合は、データ点の統計誤差 2σ の中に Jülich A が含まれていないため、「CL 95% で、測定結果は NSC97f を支持し、Jülich A を棄却する」ことになる。今回のシミュレーションでは図 5.33 のように、測定結果の中心値が NSC97f と一致すると仮定して、 2σ の範囲に Jülich A の中心値が含まれないだけの統計数を得るために必要なビームタイムを見積もった。

5.6.3 モデル分離に必要な $K^+\Lambda n$ 生成イベント数

まずは、エンハンスが現れる K^+ の運動量領域やモデルによってエンハンスの大きさが異なる領域を調べるため、10 万イベント以上の十分な統計数が得られたとしてヒストグラムを作った。図 5.34 は横軸に生成 K^+ の運動量 P_K [MeV/c]、縦軸に各ビンのイベント数を取ったヒストグラムである。運動量のビン幅は 50 MeV/c である。図 5.34 において、青色の線が終状態相互作用を考慮しない場合、赤色の線が NSC97f、緑色の線が Jülich A を Λn ポテンシャルモデルと仮定した場合に対応する。また、ヒストグラムの誤差棒は統計数の平方根である。特に $P_K = 550 - 600$ MeV/c の領域に強く Λn 終状態相互作用によるエンハンスが見られる。図 5.35 は $P_K = 550 - 600$ MeV/c の領域の部分を拡大して表示したものである。

続いて、測定結果の中心値が NSC97f と一致すると仮定して、 2σ の範囲に Jülich A の中心値が含まれないだけの統計数を求めた。図 5.36 は図 5.35 と同様に $P_K = 550 - 600$ MeV/c の領域における K^+ の運動量分布である。赤色の斜線で示した領域は、 YN ポテンシャルモデルとして NSC97f を仮定した場合の中心値から $\pm 2\sigma$ の領域であり、マゼンタ色の十字マーカーが中心値を表す。ここでの σ は中心値の統計数の平方根である。また、Jülich A を仮定

したときの中心値が緑色の線で表されている。

図 5.36 を見れば明らかなように、赤色の斜線で示した領域と緑色の線が分かれており、「CL95% で測定結果は NSC97f を支持し、Jülich A を棄却する」条件を満たすことが分かった。この時の全イベントの統計数はおおよそ 23700 イベントであった。次節では、ここで求めた 23700 イベントを収集するためのビームタイムの見積もりを行う。

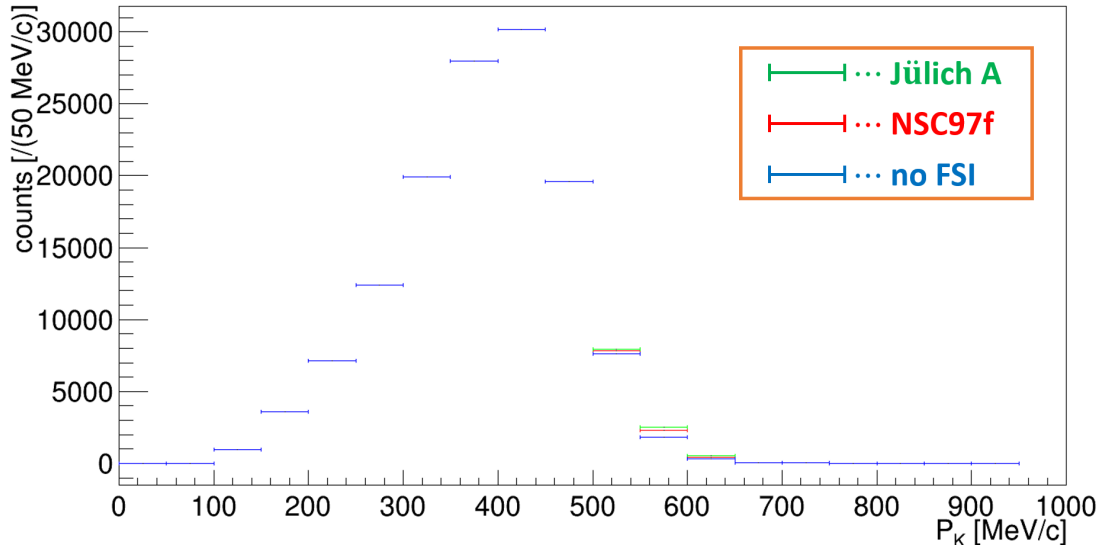


図 5.34: Λn 終状態相互作用の効果を含めた K^+ の運動量分布。青色の線が終状態相互作用を考慮しない場合、赤色の線が NSC97f、緑色の線が Jülich A を Λn ポテンシャルモデルと仮定した場合

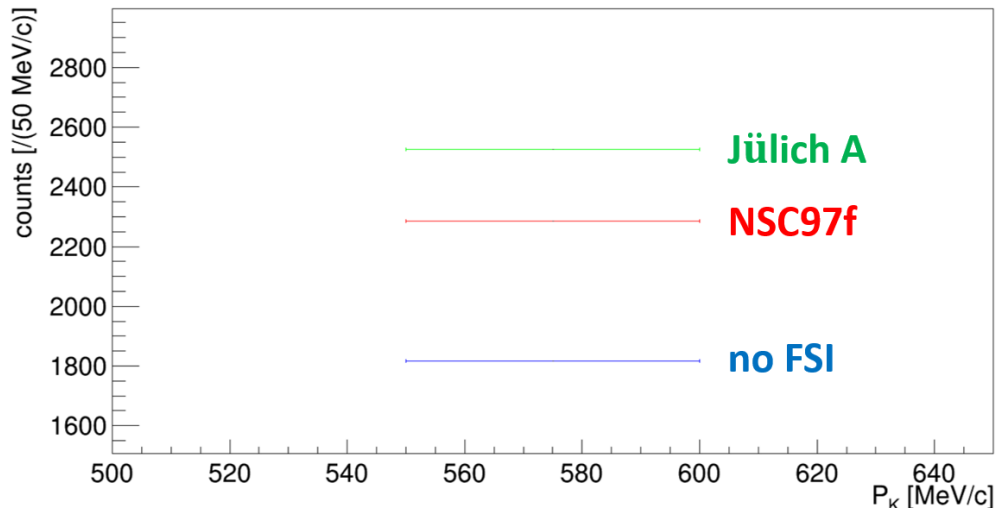


図 5.35: 図 5.34 において $P_K = 550 - 600 \text{ MeV}/c$ の領域の部分を拡大して表示した図。青色の線が終状態相互作用を考慮しない場合、赤色の線が NSC97f、緑色の線が Jülich A を Λn ポテンシャルモデルと仮定した場合

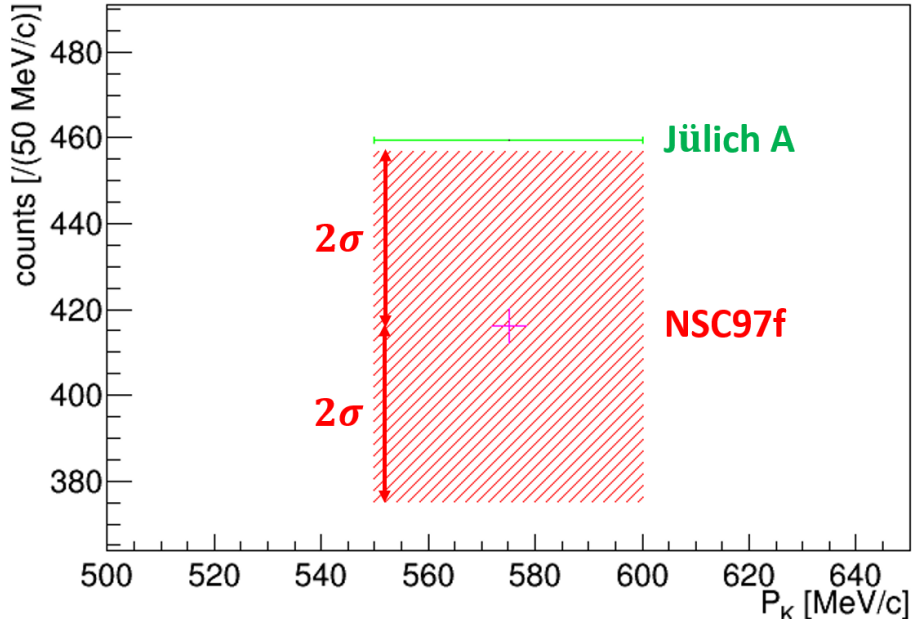


図 5.36: $P_K = 550 - 600 \text{ MeV}/c$ の領域で NSC97f と Jülich A が 2σ で分離できるときの K^+ の運動量分布のヒストグラム。赤色の斜線で示した領域は、 YN ポテンシャルモデルとして NSC97f を仮定した場合の中心値から $\pm 2\sigma$ の領域であり、マゼンタ色の十字マーカーが中心値を表す。緑色の線は Jülich A を仮定したときの中心値を表す

5.6.4 Λ 生成量およびビームタイム見積もり

表 5.4 に、ビームタイムの見積もりに使用したパラメータの一覧を示す。以下では、それぞれのパラメータの決定方法について述べる。

- 光子ビームレート N_γ :

NKS2 の光子ビームの測定は、光子標識化装置 (Tagger) と呼ばれる検出器群で行う。Tagger は図 5.37 に示すような構造を 1 つのユニットとするプラスチックシンチレーション検出器群である。Tagger は BM4 と呼ばれる双極電磁石の内部に設置されている。BM4 の設置場所は図 5.38 に示すように、炭素繊維標的 (ラジエータ、周回電子との間で制動放射を起こし、光子ビームを生成する装置) の直後に置かれている。各ユニットは制動放射の反跳電子の通過位置を測定するための 4 本の TagF、通過時間を測定するための 1 本の TagB で構成されており、それぞれの信号は MPPC で読み出される。BM4 中にこのユニットが 40 個並べられている。図 5.38 のように、電子が Tagger を通過した位置で取り出した光子ビームのエネルギーを決定している。周回電子エネルギー E_e 、制動放射後の散乱電子のエネルギーを $E_{e'}$ と置くと、光子のエネルギー E_γ は次の式 (5.16) のように表せる。

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} \quad (5.16)$$

表 5.4: ビームタイム見積もりに用いたパラメータ一覧

パラメータ名	記号	値
光子ビームレート	N_γ	20 [MHz]
使用 Tagger セグメント数		1
duty factor	ε_d	0.67
反応断面積	σ	0.7 [μb]
標的物質厚	ρ	0.56 [g/cm^2]
標的原子数	N_{tar}	0.169 [b]
branching ratio	ε_{BR}	0.639
K^+p or $K^+\pi^-$ 同時検出率	ε_{KL}	0.209
tracking efficiency	ε_{track}	0.95
detector efficiency	ε_{eff}	0.99
DAQ efficiency	ε_{DAQ}	0.8
Λ 生成量	N_Λ^{gene}	3698 [day^{-1}]
Λ 検出量	N_Λ^{det}	370 [day^{-1}]

散乱電子は持っているエネルギーの大きさによって磁場中での回転半径が変わる。 $E_{e'}$ が大きいほど回転半径は大きくなり、ラジエータ位置から見て奥の Tagger のセグメントに当たる。一方、 $E_{e'}$ が小さいほど回転半径は小さくなり、ラジエータ位置から見て手前の Tagger のセグメントに当たる。Tagger の各セグメントごとには、セグメントにヒットする電子のエネルギーの中心値が割り当てられており、その値はシミュレーションから求められている。散乱電子がヒットしたセグメントの位置から $E_{e'}$ を求め、光子のエネルギー E_γ に変換する。これを標識化とよび、標識化された光子を tagged photon と呼ぶ。現在、我々が標識化できる光子のエネルギーは、周回電子エネルギー 1.3 GeV に対して 0.78 - 1.26 GeV であり、エネルギー幅はおよそ 1-6 MeV である。今回のシミュレーションでは、 $E_\gamma = 950$ MeV のみを仮定しているため、使用できる tagger のセグメントは 1 ユニットしかない。Tagger の各ユニットに来る散乱電子のレートは、すべてのユニットで等しいと仮定すると、全 tagged photon の 1/40 が使用できるビームレートになる。

現在、ELPH で使用実績があるビームカレントは 20 mA であり、NKS2 グループが通常使用するビームカレント 2 mA の 10 倍である。ビームカレント 2 mA のときの tagged photon のレートがおおよそ 2 MHz であるため、20 mA のビームカレントが使用できると仮定して、光子ビームレートを $N_\gamma = 20$ MHz とした。 $E_\gamma = 950$ MeV 程度に対応する Tagger のセグメントは 1 本だけであるので、使用可能なビームレートは N_γ の 1/40 倍である。

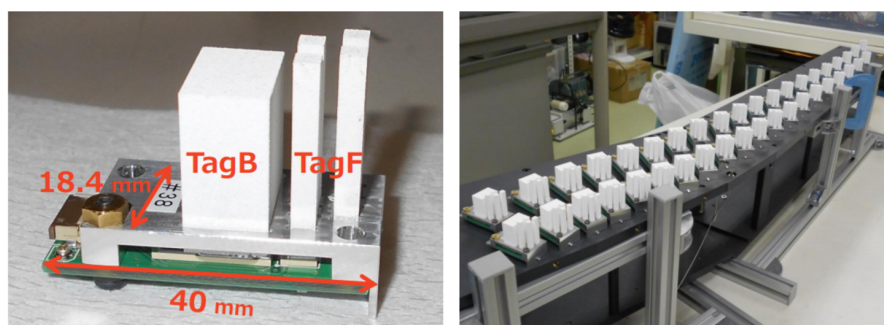


図 5.37: (左)Tagger の 1unit 分 (右)Tagger 全 unit 分

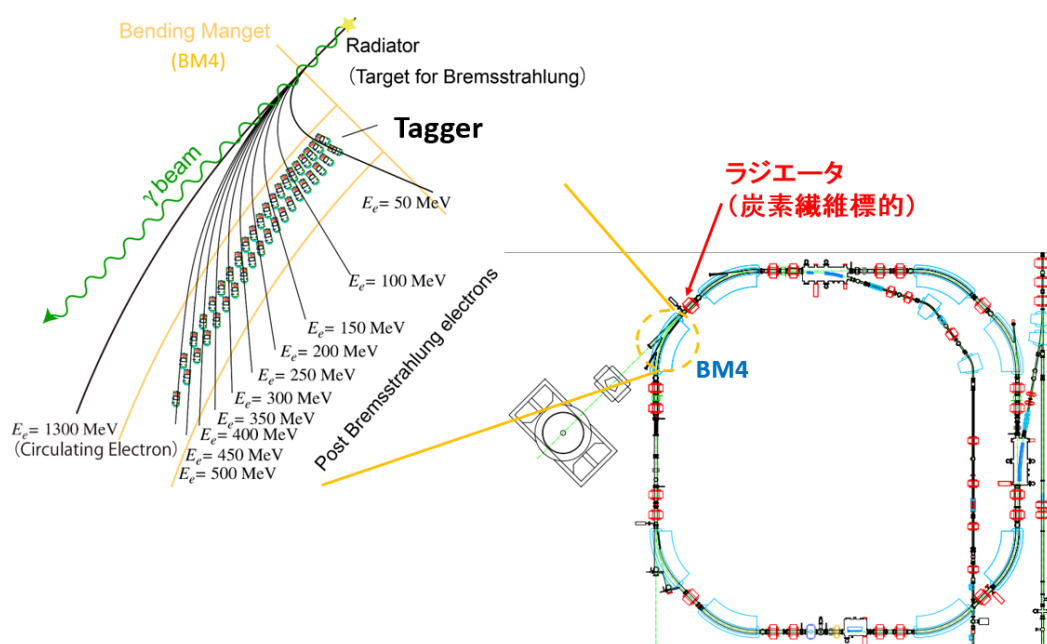


図 5.38: Tagger を用いた光子エネルギー決定方法の概要図

- duty factor ε_d :

duty factor はビームの 1 スピルの時間に対するフラットトップの比で表される。現在の NKS2 では 1 スピル 30 s に対してフラットトップ 20 s で実験を行っている。そのため、duty factor $\varepsilon_d = 20/30 = 0.67$ とした。

- 反応断面積 σ :

$E_\gamma = 950$ MeV における $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応の反応断面積は、KAON-MAID の値を用いると、 $\sigma = 0.756 \mu\text{b}$ である。今回は KAON-MAID の反応断面積を仮定してビームタイムの見積もりを行った。

- 標的物質厚 ρ :

標的には液体重水素を用いる。液体重水素の密度は 0.169 g/cm^3 であり [1]、NKS2 で用いている液体重水素標的のビーム軸方向の厚さは 3.3 cm である。この時の物質厚 ρ は、 $\rho = 0.169 \times 3.3 \sim 0.56 \text{ g/cm}^2$ である。

- 標的原子数 N_{tar} :

標的となる原子数 N_{tar} は、物質密度 ρ [g/cm³]、アボガドロ定数 $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ 、物質の原子量 A を用いて次の式 (5.17) のように表せる。

$$N_{tar} = \rho \times N_A / A \sim 1.69 \times 10^{23} [\text{cm}^{-2}] = 0.169 [\text{b}] \quad (5.17)$$

以上のパラメータを掛けると、生成される Λ の数 N_{Λ}^{gene} は次の式 5.18 で表せる。

$$N_{\Lambda}^{gene} = N_{\gamma} \times \frac{1}{40} \times N_{tar} \times \varepsilon_d \times \sigma = 0.0428 [\text{Hz}] = 3698 [\text{day}^{-1}] \quad (5.18)$$

ここで得られた N_{Λ}^{gene} に様々な効率やアクセプタンスなどをかけることで、検出できる Λ の数 N_{Λ}^{det} を見積もる。以下に計算に使用するパラメータを述べる。

- branching ratio ε_{BR} :

PDG から、 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ の崩壊モードの分岐比は 63.9%、 $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ は 35.8%、その他の崩壊モードは 0.3% 以下である [1]。NKS2 は荷電粒子しか検出できないため、 Λ 崩壊起因の粒子を検出するためには $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ の崩壊モードからの π^- もしくは p を見る必要がある。

- Λ 崩壊起因の K^+p または $K^+\pi^-$ 同時検出効率 ε_{KL} :

NKS2 の実験では、データ収集のトリガー条件として、2 種類の TOF 検出器である Inner Hodoscope (IH) および Outer Hodoscope (OH) にそれぞれ 2 粒子以上のヒットを要求することにする。要求する粒子は、 K^+ 、および $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ から生成される π^- もしくは p のどちらかとする。GEANT4 を用いて $K^+\pi^-$ または K^+p が検出される割合を求めると、 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ の崩壊モードのイベント数に対して 20.9% と求められた。

- tracking efficiency ε_{track} :

過去の NKS2 実験から、CDC および VDC を用いたトラッキング解析の解析効率を 95% と仮定した。

- detector efficiency ε_{eff} :

トリガーとして使用する検出器の検出効率を 99% と仮定した。各粒子が TOF 検出器である IH および MRPC の両方に検出される確率は ε_{eff}^2 、2 粒子のヒットを求めると、 ε_{eff}^4 が全体の検出効率になる。

- DAQ efficiency ε_{DAQ} :

過去の実験から、DAQ efficiency を 80% と仮定した。

以上から、1 日あたりの検出可能な Λ の数 N_{Λ}^{det} は次の式で表せる。

$$N_{\Lambda}^{det} = N_{\Lambda}^{gene} \times \varepsilon_{BR} \times \varepsilon_{KL} \times \varepsilon_{track} \times \varepsilon_{eff}^4 \times \varepsilon_{DAQ} = 370 [\text{day}^{-1}] \quad (5.19)$$

したがって、データ点の中心値が NSC97f と一致する場合に NSC97f と Jülich A を 2σ 以上で分離するために要求されるビームタイムは 64 日程度であることが分かった。

5.7 まとめ

本章の目的は 2 つあり、1 つは MRPC 位置での e^+e^- バックグラウンドレートおよび $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p の分布の 2 つの観点から、MRPC の配置を GEANT4 によるシミュレーションを用いて検討した。今回のシミュレーションでは OH の代わりに MRPC を設置し、MRPC は円筒状に並んだ形状をしていると仮定した。

実験中の最大のバックグラウンドは光子ビームが標的中で生成する e^+e^- 対であり、非常にレートが高いため MRPC のレート耐性 1 kHz/cm^2 を超える可能性がある。 1 kHz/cm^2 を超える領域をより実際に近い状況下でシミュレーションするため、実際に得られた光子ビームサイズの測定結果から光子ビームの広がり求めた。その結果を GEANT4 のインプットパラメータとしてシミュレーションを行った。NKS2 中心から MRPC までの距離 R とビームカレントを変えながら、MRPC のレート耐性を超える領域を調べると、表 5.2 のような結果が得られた。

また、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における π^- 、 K^+ 、 p の分布を求め、表 5.2 で得られた領域に π^- 、 K^+ 、 p が集中していないかを調べた。運動量分布から見ると、失うイベントの中には $K^+ \Lambda n$ 生成閾値付近のイベントも含まれている事が分かった。生成閾値付近のイベント全てが検出できない訳ではないので、実験実施に致命的な影響はないと考えるが、より効率的に実験を行うためには表 5.2 に示した領域にプラスチックシンチレーションカウンタなどの高レートにも耐えられる検出器を設置する必要がある。

もう 1 つの目的は、 YN ポテンシャルに制限を与えるために必要な $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 終状態相互作用測定実験のビームタイムおよび実験セットアップを検討することである。本研究では、Nijmegen グループにより構築された NSC97f と、Jülich グループにより構築された Jülich A を仮定し、この 2 つのポテンシャルモデルに対して制限を与えるための条件を検討した。

ビームタイムの見積もりを行う前に、バックグラウンドの混入率が低い検出器セットアップの条件を調べるため、物理プロセスや検出器分解能などを仮定したシミュレーションを行い、質量二乗分布やミッシングマス分布上におけるバックグラウンドの混入率を様々な条件に対して求めた。シミュレーションの結果、MRPC の時間分解能 $\sigma = 100 \text{ ps}$ 、NKS2 から MRPC までの距離 $R = 1500 \text{ mm}$ 、光子エネルギー領域 $0.8 - 1.2 \text{ GeV}$ の場合に、質量二乗分布上での K に対する π の混入率 10% 以下、ミッシングマス分布上での $\Lambda n(\Sigma N)$ ピークに対するバックグラウンドの混入率 1% 以下をとともに満たすことが分かった。また、 $\sigma = 120 \text{ ps}$ の場合は、 $R = 1600 \text{ mm}$ 、光子エネルギー領域 $0.8 - 1.1 \text{ GeV}$ の場合に同様の条件を満たすことが分かった。

ビームタイムの見積もりは、光子エネルギー $E_\gamma = 950 \text{ MeV}$ 、 $R = 1500 \text{ mm}$ のセット

アップを仮定して行った。測定結果の中心値が NSC97f と一致すると仮定して、 2σ の範囲に Jülich A の中心値が含まれないだけの統計数を求めると、およそ 23700 イベントであることがシミュレーションから求められた。このイベント数を収集するために必要なビームタイムを見積もると、表 5.4 で仮定した条件でおよそ 64 日であることが分かった。

第 6 章 本研究のまとめ

本論文は、東北大学電子光理学研究センター (ELPH) において Λn 終状態相互作用測定実験を行うために用いる Multi-gaps Resistive Plate Chamber (MRPC) の開発と性能評価の結果、および ELPH における Λn 終状態相互作用測定実験のデザインの結果についてまとめたものである。この研究では、MRPC を ELPH 第二実験室に設置されている Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) の飛行時間検出器として使用し、質量二乗分布の上で K^+ を π の混入率 10% 以下に抑えることのために必要と考えた時間分解能 $\sigma = 100$ ps を達成する MRPC の開発を目的とした。また、実験を行う条件や検出器群のセットアップなどをシミュレーションから示すことを目的とした。

2016 年 2 月に行ったプロトタイプ MRPC の性能評価実験では、時間分解能 $\sigma = 108$ ps、検出効率 97% を達成し、我々の要求性能をほぼ満たすことを確認した。その後、MRPC と読み出し回路との間のインピーダンス不整合による反射の影響を抑えるため、インピーダンスマッチングと整形増幅回路を同時に行うアンプ回路を設計、製作した。製作したアンプ回路を含めた MRPC の性能評価実験を 2017 年 10 月に行った。得られた性能は時間分解能 $\sigma = 138$ ps、検出効率 98% であり、時間分解能はプロトタイプ MRPC と比較して悪化した。悪化の原因については、現在のところ完全に特定できていないが、MRPC 内部のガス置換を十分に行い、ノイズを抑えるように工夫をしたところ、宇宙線による測定で時間分解能 $\sigma = 120$ ps 程度まで改善できた。MRPC の性能がプロトタイプから悪化した原因については今後詳細に調査していく必要がある。

また Λn 終状態相互作用測定実験のデザインを行い、 K を π の混入率 10% 以下に抑えられる検出器のセットアップを示した。同一のセットアップを用いて、選択した K に対してミッシングマスを計算して分布を作ると、 $\Lambda n(\Sigma N)$ ピーク内に含まれる π 起因のバックグラウンドの混入率を 1% 以下に抑えることが出来ることを示した。また、ビームタイム約 64 日で、NSC97f と Jülich A の Λn ポテンシャルモデルを CL 95% で分離できる実験条件を示し、ELPH において Λn 終状態相互作用を行うことで YN 相互作用の理論モデルに制限を与えることを示した。

付録 A MRPC の製作過程

この章では、実際に MRPC を製作した際の手順についてまとめる。

A.1 読み出しパッド

まず、図 A.1 のように、読み出しパッドの電極の縁に合わせてメンディングテープを貼る。メンディングテープは長めにとっておくと次の工程の際に都合がよい。電極部分には汚れやほこりなどが付着しないよう、エタノールやエアーなどを使って極力きれいな状態にしておく。

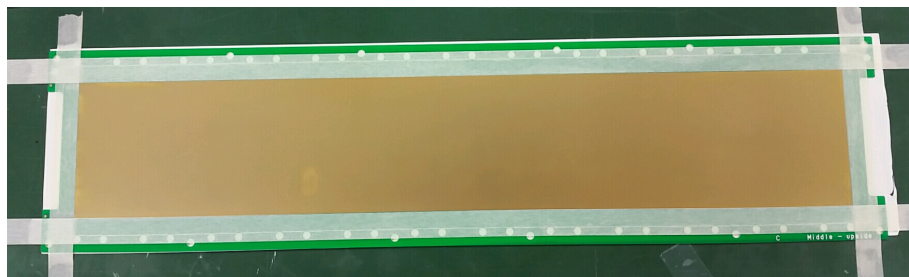


図 A.1: 読み出しパッドの電極側。金メッキ部分が電極部分に対応する。

次に、図 A.2 のように電極となる高抵抗カーボンテープを貼る。今回の製作時はちょうどよいサイズのカーボンテープがなかったため、電極より大きくなっている。この後、メンディングテープの縁に沿ってカッターで切り取り、電極のサイズに合わせる (図 A.3)。この際、カッターで基盤を傷つけないように注意する。また、カーボンテープと読み出しパッドの間にはできるだけ気泡が入らないようにした方がよい。

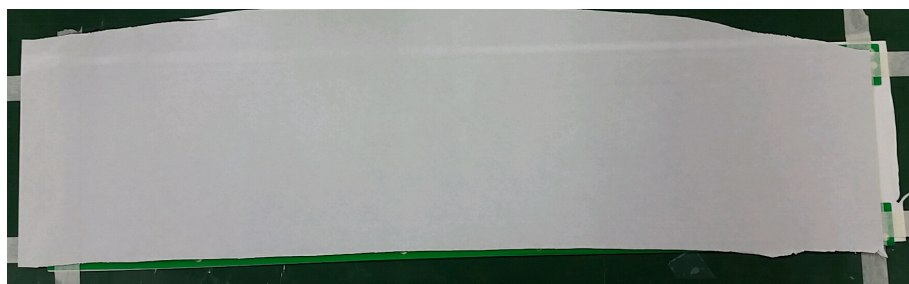


図 A.2: カーボンテープを張った後

最後にガラスを貼る。ガラスに着いている汚れやほこりは必ず落としておかないと、動作が

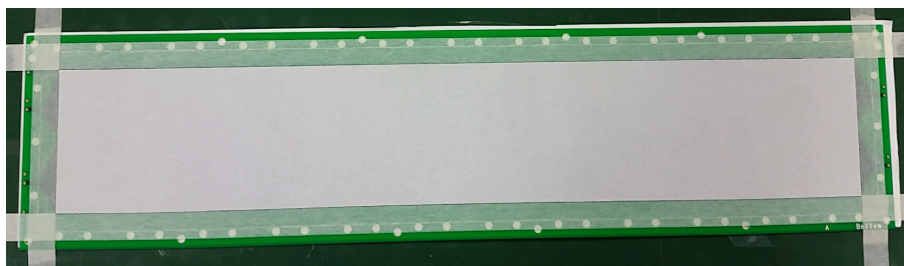


図 A.3: カーボンテープを電極サイズに切り取った後

不安定になる原因になる。カーボンテープは非常に粘着性が強く、一度ガラスとくっつくとはがすのが非常に困難なので失敗しないように注意しながら作業する。例えば図 A.4 のように、ガラスを白枠に場所に合わせ、1つの辺をメンディングテープなどで固定して持ち上げておき、カーボンテープの剥離紙をはがした後にガラスを下すと失敗しにくい。図 A.5 のようになれば読み出しパッドの作業は終了である。

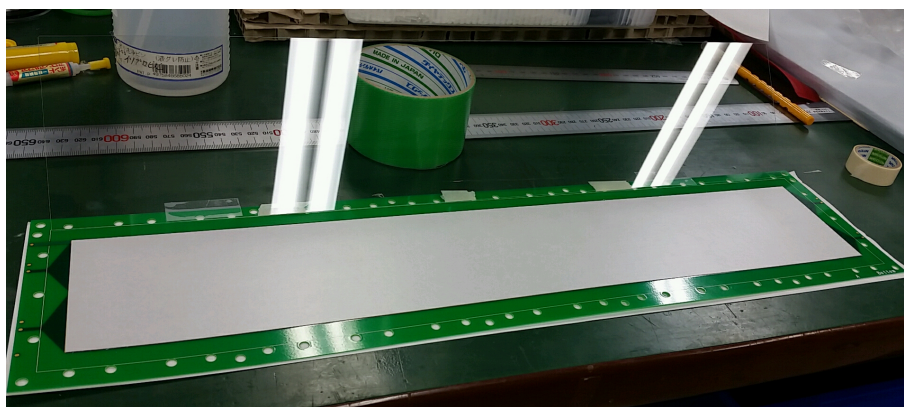


図 A.4: ガラスを貼る際の工夫例。基盤の白線の枠がちょうどガラスのサイズと同じになっているのでそこに合わせる。



図 A.5: ガラスを貼った後の読み出しパッド

なお、一番下側にする読み出しパッドには、図 A.6 のように釣り糸を引っかけるためのねじ (ポリカーボネートのものを使用) を固定しておく必要がある。接着にはアロンアルファなどの瞬間接着剤を用いればよい。固定したねじよりも外側にあるねじ穴は MRPC と筐体を固定しておくためのものである。また、赤丸で囲んだ部分のねじは、釣り糸の端を結ぶために用

いる。

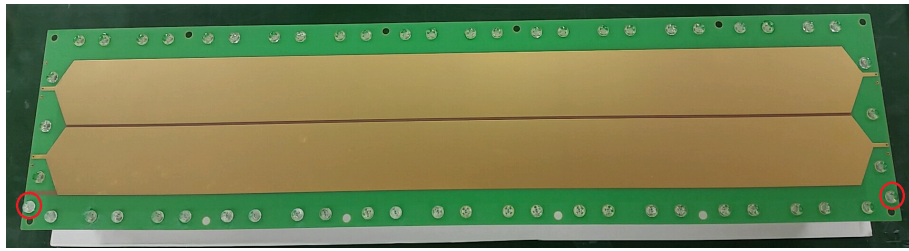


図 A.6: ねじ固定後の読み出しパッド

A.2 MRPC 本体

図 A.7 は釣り糸をかけた後の MRPC の様子である。釣り糸は写真のように梯子状にかけていく。この時、釣り糸をしっかりと張ろうと思って力を入れすぎると、ねじが傾いてしまい他の読み出しパッドが入らなくなってしまう。また、釣り糸が浮いてしまうとギャップ間隔が不均一になってしまうため、注意が必要である。また、釣り糸が汚れているとガラスを汚す原因になってしまうため、ポリエチレン手袋などをつけて作業を行った方がよい。また、釣り糸の端は図 A.6 で赤丸で囲んだ部分に、釣り糸が緩まないように縛り付けておく。釣り糸を張り終えたらその上からガラスを乗せる。この時、ギャップ間にほこりなどが無いこと、ギャップ間隔が均一になっていることなどを確認する。この作業を繰り返す。釣り糸をスタック当たりのギャップ数の分だけ張った後は、読み出しパッドを乗せる。読み出しパッドをねじ穴に通す際、無理やり入れようとするとうパッドに接着したガラスを割ってしまうので注意深く作業する。また、読み出しパッドの向きが正しいことを確認しておく。全ての作業が終わった後、ポリカーボネートのナットを締めて読み出しパッドを押さえつけておく。この際も無理やり押さえるとガラスを割ったりギャップ間が不均一になってしまう可能性があるため、ナットは軽く締める程度でよい。

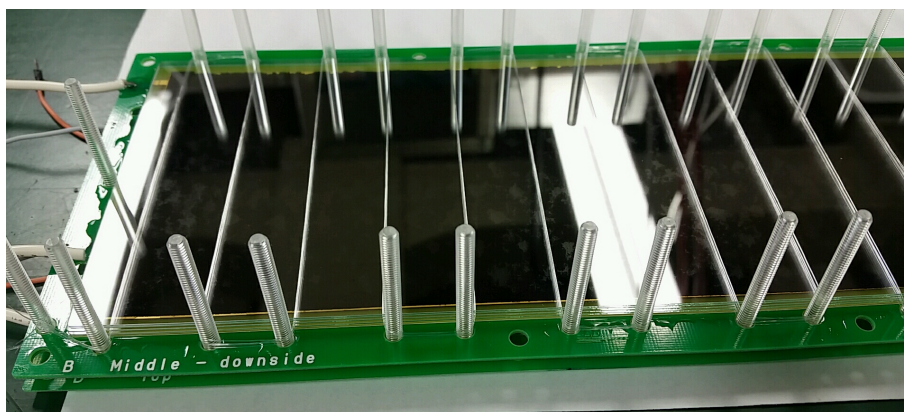
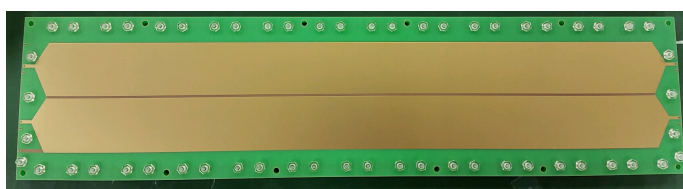
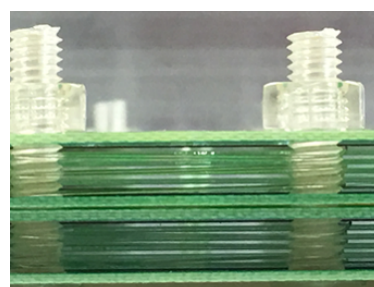


図 A.7: 釣り糸を張った後の MRPC の様子



(a) 上から見た写真



(b) 横から見た写真

図 A.8: MRPC

付録 B NKS2 の従来のセットアップ

この章では、従来の NKS2 のシステムについて説明する。

B.1 東北大学電子光物理学研究センター (ELPH)

ELPH は東北大学附属の施設であり、電子ビームやそれから制動放射により取り出した光子ビームを用いて実験を行っている。我々の研究グループは、ELPH の第二実験室に設置されている磁気スペクトロメータ NKS2 (Neutral Kaon Spectrometer 2) を用いて、ストレンジネス生成機構の研究などを行っている。図 B.1 は ELPH の全体図である。

以下では、我々が実験で使用している検出器や ELPH のビームライン等について述べる。

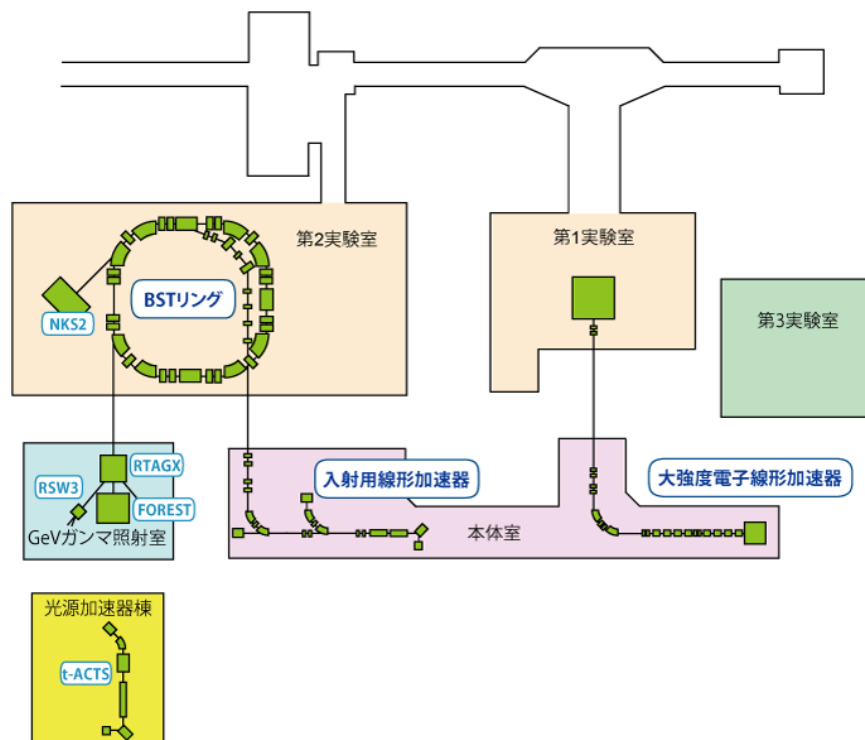


図 B.1: ELPH の施設全体図

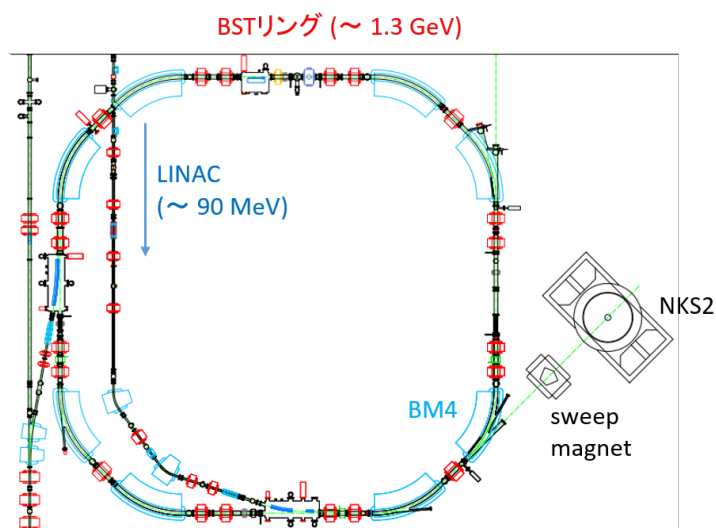


図 B.2: 第二実験室概観

B.1.1 ビームライン

ビームラインは入射用線形加速器部分とシンクロトロン部分に分かれている。図 B.2 は第二実験室内部の概観である。入射用線形加速器で約 90 MeV まで加速された電子ビームは第二実験室内の BST リング (ブースター・ストレージリング) に入射され、そこで最大 1.3 GeV まで加速される。加速された電子ビームの周回軌道に炭素ファイバーを挿入することで、制動放射により光子ビームを取り出している。NKS2 に向けて光子ビームを取り出すための炭素ファイバーは BM4 付近に設置されている。以下に BST リングの性能をまとめた表を示す (表 B.1)。

表 B.1: BST リングの性能

入射エネルギー	90 MeV
エネルギー	0.8 - 1.3 GeV
共進周波数	500 MHz
周囲	~ 50 m
ビームカレント	~ 30 mA

B.1.2 光子標識化装置 (Tagger)

Tagger は BM4 内部に設置されているプラスチックシンチレーション検出器群である。図 B.3 の左側の写真は Tagger の 1 つのユニットの写真である。各ユニットは制動放射の反跳電子の通過位置を測定するための 4 本の TagF、通過時間を測定するための 1 本の TagB で構成

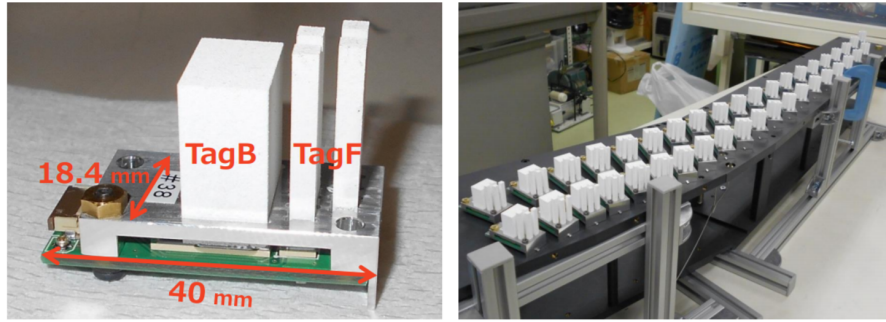


図 B.3: (左)Tagger の 1unit 分 (右)Tagger 全 unit 分

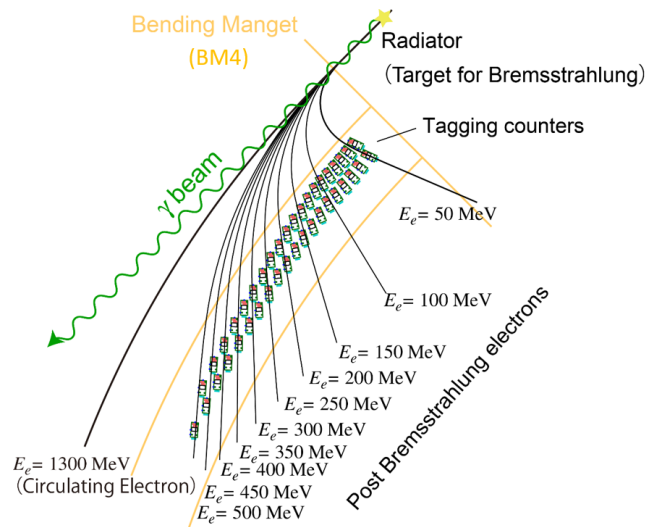


図 B.4: Tagger を用いた光子エネルギー決定方法の概要図

されており、それぞれの信号は MPPC で読み出される。BM4 中にこのユニットが 40 個並べられている。図 B.4 のように、電子が Tagger を通過した位置で取り出した光子ビームのエネルギーを決定している。現在、我々が標識化できる光子のエネルギーは、周回電子エネルギー 1.3 GeV に対して 0.78 - 1.26 GeV であり、エネルギー幅はおよそ 1-6 MeV である。

B.1.3 Sweep magnet

実光子ビームを輸送する際の問題点として、空気中での電子-陽電子対生成が挙げられる。電子や陽電子は実験のバックグラウンドになるため、NKS2 上流に電子陽電子をビームライン上から除去するために、Sweep magnet が設置されている。Sweep magnet はギャップ間隔 100 mm の双極電磁石であり、電流 300 A を流した時に 1.05 T の磁場を発生させる。また、Sweep magnet の直前には内径 10 mm、厚さ 250 mm の鉛コリメータが置かれており、光子ビームの広がり絞っている。また、Sweep magnet と NKS2 の間に真空ビームパイプを設置する場合もある。

B.1.4 680magnet

680magnet は東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) から移管された、磁極半径 800 mm の双極電磁石である。磁極間距離は 680 mm で最大平均磁場 0.42 T となっている。図 B.5 に 680magnet の磁場の Z 成分の高さ依存性を示す。

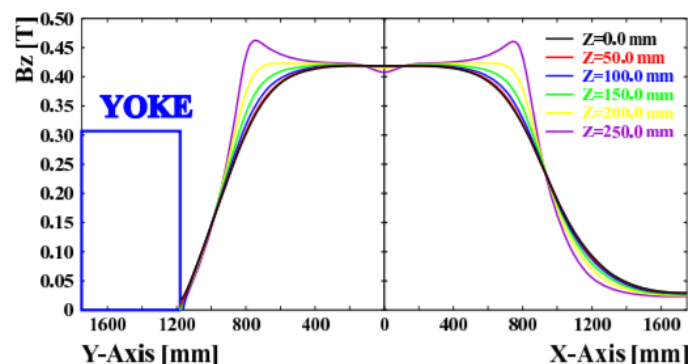


図 B.5: 680magnet の磁場の Z 成分 (鉛直方向成分) の高さ依存性。X 軸方向はビーム軸方向、Y 軸方向は X 軸および Z 軸に垂直な方向を表す。

B.1.5 Inner Hodoscope(IH)

Inner Hodoscope(IH) は厚さ 5 mm、鉛直方向の長さ 380 mm のプラスチックシンチレーションホドスコープである。図 B.6 のように全 20 セグメントに分けられており、上流側から見て左側 (L 側)、右側 (R 側) とともに IH2-10 は両側読み出しであり、IH1 はビームライン上に当たる部分を穴あきにしているため片側読み出しになっている。IH1 の上側のセグメントを IHL1、下側のセグメントを IHR1 と呼ぶ。また、全てのセグメントで $-165^\circ \sim +165^\circ$ の範囲を覆っている。

IH は 680magnet の磁場中に設置されているため、光電子増倍管 (PMT) は磁場中でも動作可能な Fine-Mesh Dynode PMT を用いている。セグメントごとの時間分解能は、IHL2 が 143 ps、IHR2 が 121 ps (いずれも σ) となっている [19]。また、IH3-10 は IH2 よりもセグメント幅が広がっているため、IH1 は片読みのため、時間分解能は IH2 よりも悪い。

B.1.6 Outer Hodoscope(OH)

Outer Hodoscope(OH) は鉛直方向に設置されている OHV、水平方向に設置されている OHH に分けられる。OHV は NKS2 下流側の 8 セグメント (OHV1 ~ OHV8) と NKS2 上流側の 4 セグメント (OHV9 ~ OHV12) に分かれており、それぞれのシンチ部分のサイズは、 $748^H \times 150^W \times 20^T$ mm、 $500^H \times 200^W \times 20^T$ mm となっている。OHH は NKS2 ヨー

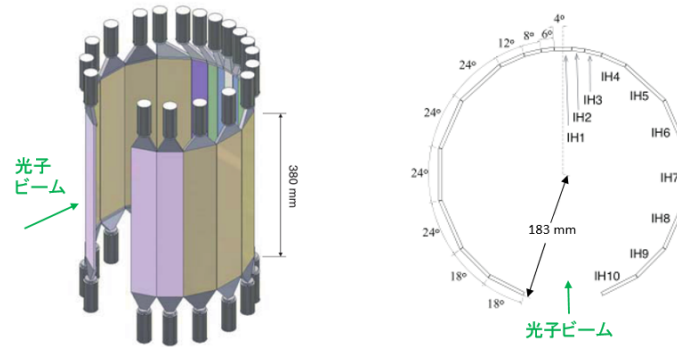


図 B.6: (左)IH の概略図 (右)IH の各セグメントのレイアウト

ク内部の側壁部分に沿うように設置されており、両側とも 9 つのセグメントに分けられている。シンチ部分のサイズは、OHH1,9 が $1600^L \times 82.5^H \times 20^T$ mm、OHH2 ~ 4,6 ~ 8 が $1600^L \times 80^H \times 20^T$ mm となっている。OHH5 は標的と同じ高さに設置されているため標的起因の制動放射による電子陽電子が大量にやってくるため、他のセグメントに比べて幅が狭くなっている。

OH の各セグメントに接続されている PMT には漏れ磁場対策として鉄管シールドが取り付けられている。ただし、OHVR10 - 12 に関しては、冷却水と電力を供給する銅パイプとの干渉を避けるため、Fine-Mesh Dynode PMT を使用し、磁場中に設置している。なお、OHVL2、OHVR2 の時間分解能はそれぞれ、204 ps、205 ps(いずれも σ) となっている [19]。

また、IH と OH はそれぞれ TOF のスタート、ストップカウンターとして用いられており、全てのセグメントの組み合わせの平均的な TOF 分解能は、 $\sigma_{TOF} \sim 400$ ps となっている。

B.1.7 Cylindrical Drift Chamber(CDC)

Cylindrical Drift Chamber(CDC) は 680magnet の磁極と同じ半径のドリフトチェンバーで、10 層 5 グループで構成されている。図 B.8 にも示されているように、CDC の上流側にはワイヤーが張られていない領域がある。各層のナンバリングは VDC からの通し番号になっているため、CDC の内側の層から、layer9,10, ..., 18 となっている。layer11,12,13,14 に対応するワイヤーは鉛直方向から 6.5 度前後傾いており、layer11,12 と layer13,14 のワイヤーの傾きは逆方向になっている。他の層のワイヤーは鉛直方向に張られているため、全ての層の情報を利用することで 3 次元トラッキングを行うことが出来る。以下に CDC の仕様を示す (表 B.2)。

B.1.8 Vertex Drift Chamber(VDC)

Vertex Drift Chamber(VDC) は CDC よりも内側に設置されているドリフトチェンバーで、8 層 4 グループで構成されている (図 B.9)。CDC とは異なり、平面方向は 360 度を覆っている。全ての層のワイヤーは鉛直方向から傾いた方向に張られており、layer1,2,5,6 と

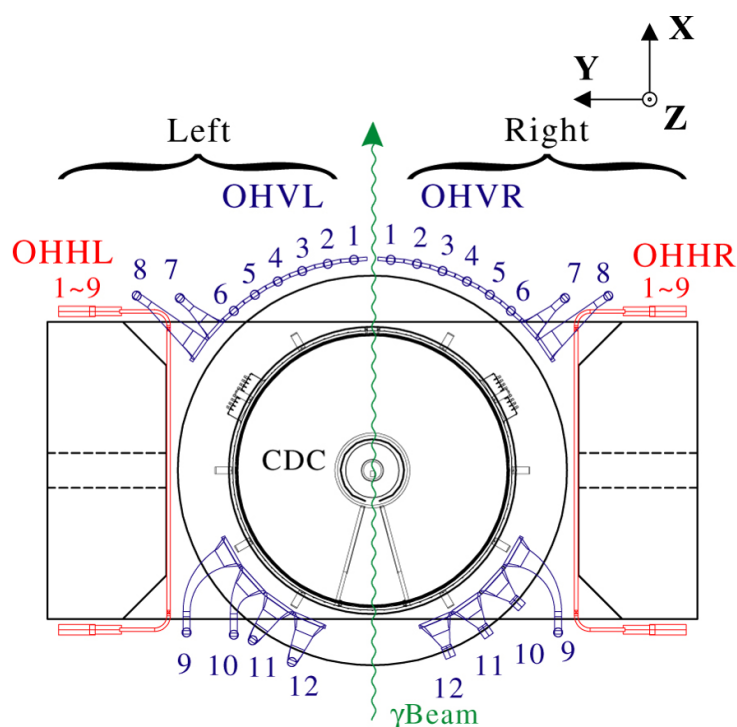


図 B.7: OH の概略図

表 B.2: CDC の仕様

内半径	200 mm
外半径	800 mm
検出領域の高さ	530 mm
検出可能領域	1.127π sr
Layer 数	10 (layer9 - 18)
Layer 構造	$x, x', u, u', x, x', v, v', x, x'$
オペレーションガス	Ar(50 %) - CH ₄ (50 %) 混合ガス
位置分解能	350 μ m

layer3,4,7,8 のワイヤーの傾け方は逆方向になっている。表 B.3 に VDC の仕様を示す。

また、宇宙線による性能評価により、全ての層に対して位置分解能 200 μ m 以下を達成している [55]。

B.1.9 Electron Veto(EV)

Electron Veto(EV) は電子と陽電子による大量のバックグラウンドを除去するために用いられるプラスチックシンチレーションカウンターである。EV はビーム平面上に設置されており、NKS2 下流側の EV1,2 は Veto 信号としてデータ収集のトリガー条件に入れることが多い。図 B.10 に EV の設置位置を示す。

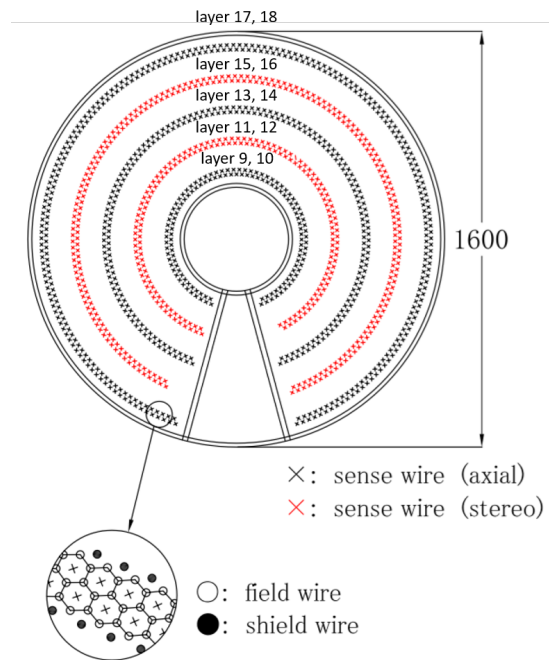


図 B.8: CDC の概略図

表 B.3: VDC の仕様

内半径	55 mm
外半径	200 mm
検出領域の高さ	406 mm
検出可能領域	3.277π sr
Layer 数	8 (layer1 - 8)
Layer 構造	u,u',v,v',u,u',v,v'
オペレーションガス	Ar(50 %) - CH ₄ (50 %) 混合ガス
位置分解能	< 200 μ m

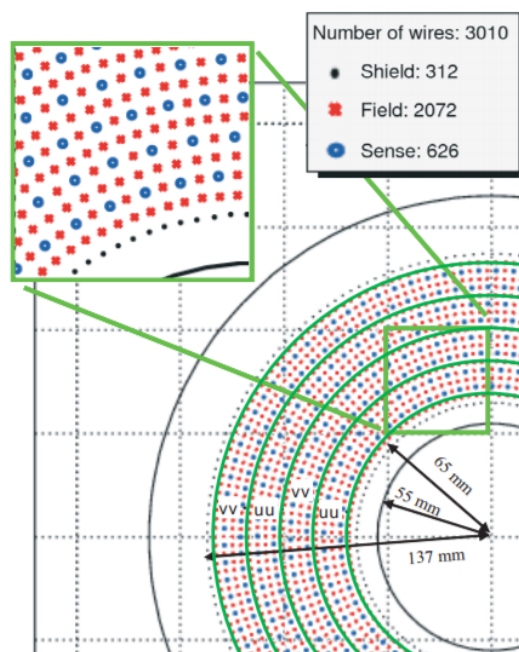


図 B.9: VDC の概略図

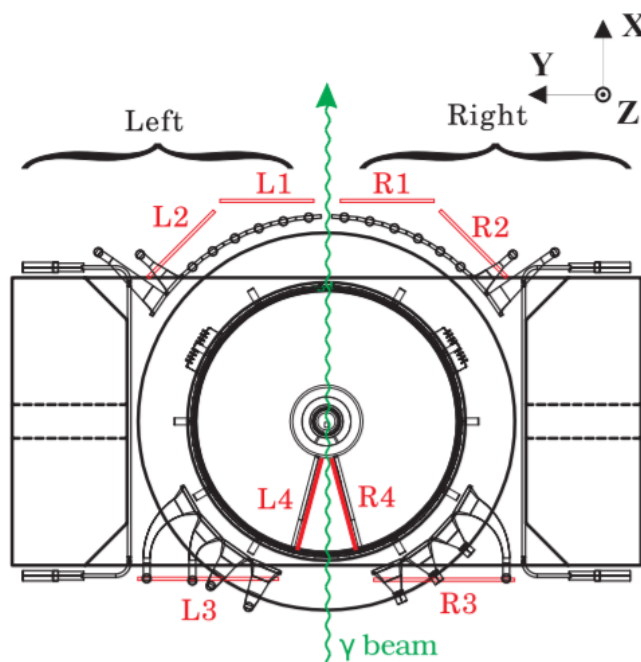


図 B.10: EV の配置図

付録 C 読み出し回路系に関する説明

C.1 読み出し回路

この節では、実験に用いた読み出し回路などについて説明する。

■ TDC

時間測定には次の 2 種類の TDC を用いた。

- CAEN V775

V775 は CAEN 製の 32 ch マルチイベント TDC で、12 ビット (4096 ch) の分解能を持つ。V775 で測定できるのは NIM 規格のロジック信号のリーディング部分のみで、ダイナミックレンジの範囲で各チャンネル 1 イベントのみに対して測定可能である。今回は、ダイナミックレンジ 140 ns、common stop の設定で実験を行った。この時の 1ch あたりの時間分解能は 35 ps である。また、アナログ-デジタル変換の時間は 5.7 μ s/32ch である。

- CAEN V1290A-2ESST

V1290 は CAEN 製の 32 ch マルチヒット TDC で、V775 とは異なりロジック信号のリーディング、トレーリング両方を測定可能である。V1290 はトリガーが入力されると定義されたダイナミックレンジの時間だけ過去に遡り、その範囲にある全てのデータを変換する。ダブルヒットの分解能は 5 ns である。今回の測定では、ダイナミックレンジ 2 μ s、1ch あたりの時間分解能は 25 ps で測定を行った。

■ QDC

QDC は 2016 年実験、2017 年実験両方で CAEN V792 を用いた。CAEN V792 は 32 ch マルチイベントチャージ ADC で、12 ビット (4096 ch) の分解能を持つ。測定可能な最大電荷量は 400 pC であり、これ以上の電荷の信号が入力された場合はオーバーフローする。V792 はトリガーに入力した NIM 規格のロジック信号が ON になっている間だけ各チャンネルに入力された信号を積分し、その積算値を返す。今回の実験では 1ch あたりの分解能 100 fC の設定で用いた。

■プリアンプ

プリアンプにはカイズワークス製 KN2104 を用いた。KN2104 は PMT 信号などの高速信号を増幅するために使用し、1 つのインプットに対して 2 つのアウトプットがある。入力インピーダンスは $50\ \Omega$ 、ゲインは片方のアウトプットが $50\ \Omega$ で終端されているときには約 5 倍、解放時には約 10 倍である。入出力のコネクタは LEMO コネクタである。

■UNIDAQ

UNIDAQ は KEK グループによって開発された、UNIX 上でオペレーション可能な汎用データ収集システムである [56]。UNIDAQ の特徴としては、プロセスの分散処理が可能であること、高い移植性などが挙げられる。

参考文献

- [1] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chinese Physics C Vol. **40**, No. 10 100001 (2016)
- [2] G. D. Rochester, C. C. Butler Nature 160, 855-857 (1947)
- [3] O.Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. **57**, 564 (2006).
- [4] H. Hotchi et al., Phys. Rev. C **64** 044302. (2001)
- [5] L. Tang et al. (HKS (JLab E05-115 and E01-011) Collaborations) Phys. Rev. C **90**, 034320
- [6] M. Sotona, Private communication, 1998.
- [7] T.O. Yamamoto et al., Phys. Rev. Lett. **115** 222501. (2015)
- [8] Proc. Phys. Math. Soc. Jpn 17, 48 (1935)
- [9] R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001
- [10] V.G.J. Stokes et al., Phys Rev. C **49**, 2950. (1994)
- [11] R. B. Wiringa et al., Phys. Rev. C **51**, 38. (1995)
- [12] <http://pdg.lbl.gov/2006/hadronic-xsections/hadron.html>.
- [13] H. Yamamura, K. Miyagawa, T. Mart, C. Bennhold, H. Haberzettl, W. Gloöckle, Phys. Rev. C, **61**, 014001 (1999)
- [14] V. G. J. Stoks and Th. A. Rijken, Phys. Rev. C **59**, 3009 (1999)
- [15] P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989)
- [16] 高橋謙太 岡山理科大学 修士論文 (2016)
- [17] P. Vancraeyveld., PhD thesis, Gent University, Belgium (2011)
- [18] F. DOHRMANN et al., Phys. Rev. C **76**, 054004 (2007)
- [19] M. Kaneta et al., arXiv:1711.03653
- [20] ベックフォード ブライアン 東北大学 博士論文 (2013)
- [21] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **500**, 144-162 (2003)
- [22] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **533**, 74-78 (2004)
- [23] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **478**, 183-186 (2002)
- [24] R. C, R. SANTONICO, A. DI BIAGIO, A. LUCCI, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **263**, 20-25 (1988)
- [25] J. Gui Wang, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **508** 133-136 (2003)

-
- [26] A.V. Akindinov et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **533** 93-97 (2004)
 - [27] A. Akindinov et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **490** 58-70 (2002)
 - [28] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **594**, 39-43 (2008)
 - [29] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **381**, 569-572 (1996)
 - [30] 富田夏希 京都大学 修士論文 (2012)
 - [31] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **485**, 328-342 (2002)
 - [32] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **593**, 263-268 (2008)
 - [33] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **517**, 54-76 (2004)
 - [34] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **576**, 331-336 (2007)
 - [35] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **451**, 462-473 (2000)
 - [36] Wang Xiao-Bin et al 2009 Chinese Phys. C **33**, 114
 - [37] A. Akindinov et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **602**, 709712 (2009)
 - [38] W.J. Llope, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **661**, S110S113 (2012)
 - [39] Y. Wang et al., doi:10.1088/1748-0221/11/08/C08007
 - [40] N. Tomida et al., doi:10.1088/1748-0221/7/12/P12005
 - [41] ALICE TOF Group (Bologna-CERN-ITEP-Salerno), Eur. Phys. J. C **32**, s02, s165s177 (2004)
 - [42] Ming Shao et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **558**, 419429 (2006)
 - [43] E. Casarejos et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **661**, S137S140 (2012)
 - [44] <http://www.awa.tohoku.ac.jp/sanshiro/kinoko-e/index.html>
 - [45] Analog Devices AD8000 データシート <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD8000.pdf>
 - [46] <http://www.linear-tech.co.jp/designtools/software/>
 - [47] S.H. Hwang et al., ELPH Annual Report, Tohoku University, p.36-44 (2014)
 - [48] A. Reuber, K. Holinde, J. Speth, Nuclear Physics A **570**, 543 (1994)
 - [49] S. Agostinelli et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **506**, 250303 (2003)
 - [50] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994)
 - [51] Yung-Su Tsai, Rev. Mod. Phys. **46**, 815 (1974)
 - [52] D. Drechsel, S.S. Kamalov, L. Tiator, Eur. Phys. J., A34, 69-97 (2007)

- [53] H. Arenhövel and A. Fix, Eur. Phys. J. A25, 115-135 (2005)
- [54] F.X. Lee, T. Mart, C. Bennhold, H. Haberzettl, L.E. Wright, Nucl. Phys. A695, 237-272 (2001)
- [55] 奥山皓 東北大学 修士論文 (2010)
- [56] M. Tairadate, KEK Internal 94-17 (1994), "Tutorial for Running UNIDAQ on DEC-station with VME-CAMAC Interface"

謝辞

本論文は多くの方々のご指導ご協力のもとに完成しました。心より感謝申し上げます。

中村哲教授には、毎週のミーティングで非常にお世話になりました。特に、研究とは何たるかという初歩の部分から教えていただきました。手計算による結果の確認や研究計画を立てることの大切さなどは、今後の社会人生活にもきっと生きて来るものだと思います。また、修士論文の概要提出期限の直前まで修正に付き合ってくださいありがとうございました。

金田雅司助教には、特に本論文のテーマである MRPC の開発に携わり始めてから大変お世話になりました。MRPC の製作からデータ解析の手法、シミュレーション、DAQ、回路など、本論文の内容ほぼ全てにおいて、金田助教のご指導がなければ結果を出せませんでした。また、質問するたびに聞いたこと以上の情報を話していただけたので、非常に勉強になりました。感謝申し上げます。本来ならば、MRPC の実機を完成させたかったところでした。今回の結果には私としても残念なものになってしまいましたが、金田助教もしくは私の後を継いで MRPC の開発を行ってくれる学生が、MRPC を完成させることを切に願っております。

永尾翔助教には、ミーティングなどで多くのコメントをいただきました。そのおかげで自身の研究の方針が決まったり、間違いに気づけたり出来ました。また、些細な質問にも答えていただき、同じ居合室にいてくれたことが心強かったです。ありがとうございました。

後神利志助教には、LEPS グループの MRPC の開発当時の状況について教えていただき、我々の MRPC 開発の参考になりました。また、研究を離れたプライベートな時でもお世話になりました。楽しい時間を過ごせました。ありがとうございました。

田村裕和教授には、原子核物理学の講義などを通してこの研究室に入るきっかけを作ってくださいました。今でも、研究室紹介の際に誰よりも楽しそうに研究内容を話す姿を思い出します。それを見てストレンジネス核物理に入ってきたことは間違いではありませんでした。非常に楽しい研究室生活を送ることが出来ました。また、小池武志准教授、三輪浩司准教授、本田良太郎助教には、H-lab ミーティングや物理学実験 TA などでお世話になりました。ありがとうございました。

研究室秘書である和田陽子氏、高橋あゆみ氏、鈴木由美氏には事務手続きに関して大変お世話になりました。提出締切を過ぎてから書類を提出することもしばしばあり、ご苦勞を掛けさせてしまいました。大変申し訳ございませんでした。

外山裕一氏には、回路製作やテストベンチ用 DAQ の開発など、何度も私の研究を助けていただきました。また、外山氏の修士論文は本論文の構成と非常に近いこともあり、執筆時に参考にさせていただきました。ありがとうございました。

同期の相田元気氏、小澤祥太郎氏、叶内萌香氏、室井佑太氏には、同じ苦楽を共にする中で私の心の支えになりました。相田氏、室井氏は同じグループとして時に研究に関する議論をしたり、溪流釣りに出かけたり、八木山の居酒屋であれこれ話したりしました。おかげで執筆に行き詰まって苦しかったときでも何とか堪えることが出来ました。叶内氏とは同じ居合室で2年間を過ごしました。J-PARC 出張などが多く、あまり話す機会がなかったのが残念でした。ぜひ、これからの博士後期課程も頑張ってください。小澤氏とは、学部1年のオリエンテーションで出会って以来、同じクラス、同じ研究室で6年間過ごしました。某ゲームや某アニメなど、非常に話が合う相手で、楽しい時間を過ごせました。ありがとうございました。

また、後輩の板橋浩介氏、小西由浩氏、上原圭太氏、上松武氏にも私の研究に協力していただきました。これからの研究室／社会人生活でも皆さんの力を発揮して頑張ってください。期待しています。

最後に、修士課程まで進むことを許してくれた両親、妹たちに感謝申し上げます。修士論文発表会が終わった後、父親から「よく頑張ったな、お疲れ様」と声をかけてもらえたことは、何より嬉しかったです。ここまで私の好きなことに取り組ませてくれて、支えてくれたことに最大の感謝を申し上げます。これからゆっくりと孝行していきたいと思います。