2021 年度 修士論文

MEG II 実験背景事象削減に向けた 超低物質量・高レート耐性 RPC の開発

(Development of ultra-low mass and high-rate capable resistive plate chamber for background reduction in the MEG II experiment)

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 素粒子物理国際研究センター 森研究室

35-196098

山本 健介

2022年1月

MEG II 実験は、前身の MEG 実験から 1 桁上回る 6×10^{-14} で $\mu^+\to e^+\gamma$ 崩壊を探索することを目指している。 MEG 実験で探索感度を制限した背景事象を抑制するために、MEG II 実験では背景事象を積極的に同定する検出器を新たに導入する。この検出器はミューオンの輻射崩壊からの背景ガンマ線を同定するために、同時に放出される 1-5 MeV の陽電子を検出する。ビーム上流側と下流側の 2 箇所に導入されるが、上流側の検出器はミューオンビームが通過する中で運用されるため、厳しい要求性能が課せられている。上流側の検出器の候補として、超低物質量・高レート耐性の Resistive Plate Chamber (RPC) を本研究で開発する。この RPC は高抵抗電極に Diamond-Like Carbonを用いることで超低物質量のデザインを実現する。本研究では RPC のレート耐性と大型化に着目して開発を行った。製作されたおよそ 2 cm 角のプロトタイプ検出器に大強度のミューオンビームを照射し、その性能を評価した。その結果、1 MHz/cm² 程度のレート耐性を有していることを示した。さらなるレート耐性の向上と検出器の大型化のために高抵抗電極の設計を行い、この電極を実現することができれば要求性能を満たせることを示した。さらに直径 20 cm の実機の設計も行った。いくつかの技術的課題は残されているものの、本検出器が MEG II 実験の要求性能を満たし得ることを示した。

目次

第1章	序論	1
第2章	$\mu o e \gamma$ の物理	3
2.1	標準理論におけるミューオン	3
2.2	ニュートリノ振動と μ → eγ 崩壊	5
2.3	標準理論を超える物理モデルでの $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊	6
2.4	μ → eγ 崩壊探索実験	10
第3章	MEG II 実験	12
3.1	信号事象と背景事象	12
3.2	実験装置	13
3.3	予想される探索感度	24
第4章	上流側輻射崩壊同定用検出器	26
4.1	上流側輻射崩壊同定用検出器への要請	26
4.2	RPC の動作原理	27
4.3	先行研究における RP C 開発	33
4.4	本研究における開発課題	41
第5章	プロトタイプ検出器のレート耐性の評価	44
5.1	概要と目的	44
5.2	プロトタイプ検出器のセットアップ	45
5.3	$oldsymbol{eta}$ 線に対する応答	45
5.4	MIP 陽電子に対する応答	49
5.5	低運動量ミューオンに対する応答	52
5.6	高レートミューオンビーム照射中の応答	58
5.7	まとめ	65
第6章	レート耐性向上と大型化のための高抵抗電極の開発	66
6.1	高抵抗電極の改良点	66
6.2	導電ストリップの実装	67
6.3	表面抵抗率のコントロール	69
6.4	電極サンプルの製作	72
6.5	まとめ	73

iv	目次

第7章	RPC 実機設計	74
7.1	検出器設置環境	74
7.2	ビームミューオンと輻射崩壊陽電子とのパイルアップ抑制	76
7.3	RPC 実機設計	83
7.4	まとめ	90
第8章	に 結論	92
8.1	結論	92
8.2	今後の展望	93
付録		95
A	スパッタリング技術	95
В	ピラー形成	96
C	ビーム試験のためのシンチレーションカウンタの製作と時間分解能の評価	97
D	RPC 読み出しストリップの特性インピーダンス	100
E	RPC モックアップ製作	101
謝辞		108
参考文献		109

第1章

序論

現在の素粒子物理学は標準理論と呼ばれる枠組みによって記述される。2012 年に Large Hadron Collider における ATLAS 実験と CMS 実験によって、標準理論で予言される最後の粒子である Higgs 粒子が発見された [1, 2]。これにより標準理論は完成を迎え、電弱スケールの物理を正しく記述できることが確認されている。しかし、ニュートリノ振動など標準理論では説明できない現象が発見されており、標準理論を超える物理の存在が強く示唆されている。そのため、新物理の探索が活発に行われている。

レプトンフレーバー保存則を破る $\mu\to e\gamma$ 崩壊は標準理論では禁止される反応であり、現在まで観測されていない。しかし、標準理論を超える多くの有力な新物理モデルでは観測可能な分岐比で起こると予言されており、発見されれば確実な新物理の証拠となる。MEG 実験は $\mu^+\to e^+\gamma$ 崩壊を 5.3×10^{-13} の探索感度で探索し、発見には至らなかったもののその崩壊分岐比に 4.2×10^{-13} (90% C.L.) の上限をつけた [3]。MEG 実験の後継となる MEG II 実験は、ビーム強度の増大とすべての検出器の分解能向上、背景事象を積極的に同定する検出器の導入によって、 6×10^{-14} という一桁良い感度で $\mu^+\to e^+\gamma$ 崩壊を探索する。背景事象を同定する検出器はビーム上流側と下流側に導入可能であり、上流側の検出器を導入することによりさらに良い探索感度を実現できる。

本稿では MEG II 実験においてビーム上流側に導入予定の背景事象を同定する検出器として開発している RPC の研究について述べる。はじめに MEG II 実験で探索する $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理を第 2 章でまとめ、MEG II 実験については第 3 章でまとめる。この検出器は、MEG II 実験の背景事象のもととなるミューオンの輻射崩壊由来の背景ガンマ線を同定するために、同時に放出される陽電子を検出する。そのため、輻射崩壊同定用検出器と呼ばれる。ビーム上流側の輻射崩壊同定用検出器は低運動量かつ大強度のミューオンビームが通り抜ける場所に設置されるため、厳しい要求性能が課され開発が難航してきた背景がある。現在、有力な検出器の候補として、Diamond-Like Carbon (DLC) をスパッタリングする技術を用いたガス検出器 Resistive Plate Chamber (RPC) を開発している。RPC は高抵抗電極が向かい合う構造を持ち高速な応答が期待できる。また DLC は高抵抗の炭素薄膜であり、これをポリイミド薄膜にスパッタリングし高抵抗電極として用いる。この検出器技術は神戸大学がその基礎的研究を行い、本学でも MEG II 実験でのアプリケーションを目指して研究が進められてきた [4,5]。上流側輻射崩壊同定用検出器の開発要請と RPC の検出器技術と先行研究における性能については第 4 章で議論する。

RPC プロトタイプ検出器を組み立て、MEG II 実験でのアプリケーションが可能かどうかの研究を進めてきた。 MEG II 実験で用いる低運動量かつ大強度のミューオンビームを用い、次の測定を行った。(1) 低レートの Minimum Ionizing Particle (MIP) 陽電子に対して RPC で検出される信号、(2) 低レートの低運動量ミューオンに対して RPC で検出される信号、(3) 大強度ミューオンビーム照射中での MIP 陽電子検出の性能評価。これらの試験とその結果については第 5 章で述べる。ミューオンビーム照射試験の結果から得られた知見を基に、MEG II 実験の大強度ミューオンビームに耐え得るレート耐性を実現するための研究を行った。高レート耐性を実現し検出器の大型化を図るためには、高抵抗電極の構造を工夫し、かつ DLC の表面抵抗率を十分にコントロールすることが必要である。これらの取り組み

2 第1章 序論

については第 6 章で述べる。また、並行して直径 20 cm の実機の設計を検討してきた。上流側輻射崩壊同定用検出器は、検出したい輻射崩壊陽電子とビームミューオンのパイルアップを抑制する必要があり、信号読み出し構造の細分化と信号読み出しにかかる時間の短縮が必要である。さらに、現在検討している実機の設計について議論する。RPC 実機の具体的な設計を第 7 章で議論し、第 8 章で結論と MEG II 実験への導入の展望を述べる。

第2章

$\mu \rightarrow e \gamma$ の物理

本章では MEG II 実験で探索する $\mu \to e\gamma$ 崩壊について述べる。初めに 2.1 節では標準理論におけるミューオンの性質をまとめ、2.2 節で標準理論にニュートリノ振動の寄与を含めた $\mu \to e\gamma$ 崩壊について述べる。次に、2.3 節では超対称性を中心とする有望な標準理論を超える物理モデルを紹介し、これらの物理モデルでの $\mu \to e\gamma$ 崩壊の分岐比を議論する。詳細なレビューは [6] にあるが、ミューオンのレプトンフレーバを破る反応のうち $\mu \to e\gamma$ 崩壊に着目して議論する。本章の最後に、2.4 節で過去の $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験についてまとめる。

2.1 標準理論におけるミューオン

標準理論は $\mathcal{O}(10^2~{\rm GeV})$ の電弱スケールの物理を正しく記述することに成功している。標準理論では図 2.1 に示す物質の構成粒子であるフェルミオンが 3 世代存在し、その性質の違いからクォークとレプトンに分類される。そのうちミューオンは第 2 世代の荷電レプトンである。

ミューオンのラグランジアンは式 (2.1) で記述され、第 1 項は電磁相互作用、第 2 項は \mathbf{W}^{\pm} との相互作用、第 3 項は

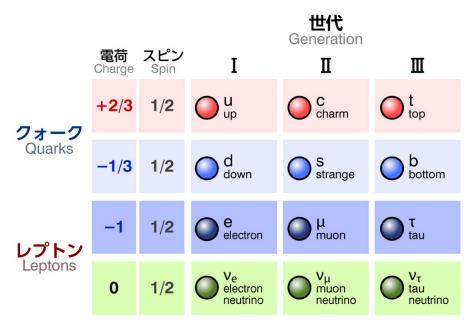


図 2.1 標準理論におけるフェルミオン [7]

 Z^0 との相互作用、第 4 項はヒッグスボソンとの相互作用を表す。

$$\mathcal{L} = e\overline{\mu}\gamma^{\mu}\mu A_{\mu}
- \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\overline{\nu_{\mu L}}\gamma^{\mu}\mu_{L}W_{\mu}^{+} + \overline{\mu_{L}}\gamma^{\mu}\nu_{\mu L}W_{\mu}^{-} \right)
- \sqrt{g^{2} + g'^{2}} \left\{ \overline{\mu_{L}}\gamma^{\mu} \left(-\frac{1}{2} + \sin^{2}\theta_{W} \right) \mu_{L} + \overline{\mu_{R}}\gamma^{\mu} \sin^{2}\theta_{W}\mu_{R} \right\} Z_{\mu}^{0}
- \frac{m_{\mu}}{\nu} \overline{\mu}\mu H$$
(2.1)

ここで、g, g' はそれぞれ SU(2)、U(1) 相互作用に対応した結合定数、 θ_W はワインバーグ角、A は電磁場、 W^\pm と Z^0 は弱い相互作用におけるゲージボソン、H はヒッグス場である。ミューオンは、電子のおよそ 200 倍の質量を持ち不安定であるため、表 2.1 に示す崩壊モードで崩壊する。

 崩壊モード	崩壊分岐比	
Michel 崩壊 $\mu \to e \overline{v_e} v_\mu$	~1 [8]	-
植野斑梅	$(6.0 \pm 0.5) \times 10^{-8} \; [8]$	E_e > 45 MeV かつ E_γ > 40 MeV の場合
輻射崩壊 $\mu \rightarrow e \overline{\nu_e} \nu_\mu \gamma$	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ [9]	$E_{\gamma} > 10~{ m MeV}$ の場合
$\mu \to e \overline{\nu_e} \nu_\mu e \overline{e}$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5} [10]$	-

表 2.1 標準理論でのミューオンの崩壊モード

Michel 崩壊

表 2.1 に示したようにミューオンの主な崩壊モードは図 2.2 で表される Michel 崩壊 $\mu \to e \overline{v_e} v_\mu$ である。Michel 崩壊の微分崩壊分岐比は式 (2.2) で表される [6]。

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^{\pm} \to e^{\pm}\nu\bar{\nu})}{dx \ d\cos\theta_e} = \frac{m_{\mu}^5 G_F^2}{192\pi^3} x^2 \left[(3 - 2x) \pm P_{\mu}\cos\theta_e (2x - 1) \right]$$
 (2.2)

ここで、 G_F はフェルミ結合定数、x はミューオンの質量で規格化された電子のエネルギー ($E_e \cdot \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu}$)、 P_μ はミューオンの偏極である。ツリーレベルではフェルミ結合定数 G_F は式 (2.3) で表される。

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2} \tag{2.3}$$

ここで m_W は W^\pm の質量である。図 2.3 に 100% 偏極されたミューオンの Michel 崩壊で生成される陽電子のエネルギースペクトルを示す。特に $x>\frac12$ の高エネルギー側では電子の放出される角度 θ_e に大きく依存する。

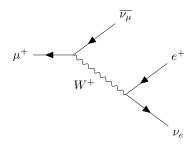


図 2.2 μ^+ の Michel 崩壊のファインマンダイアグラム

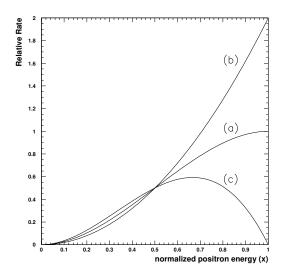


図 2.3 ミューオンの偏極が 100% のときの Michel 陽電子のエネルギースペクトル [6]。 横軸はミューオンの質量で規格化された電子のエネルギーx。 (a) は $\cos\theta_e=0$ のとき、(b) は $\cos\theta_e=1$ のとき、(c) は $\cos\theta_e=-1$ のとき。

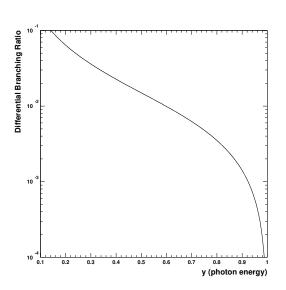


図 2.4 輻射崩壊ガンマ線のエネルギースペクトル [6]。横軸はミューオンの質量の半分で規格化されたガンマ線のエネルギー。

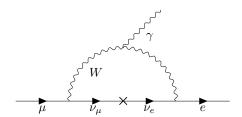


図 2.5 ニュートリノ振動が寄与する $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム

輻射崩壊

ミューオンの輻射崩壊 $\mu \to e \overline{v_e} v_\mu \gamma$ はガンマ線を伴う崩壊である。この輻射崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルを 図 2.4 に示す。横軸はミューオンの質量の半分で規格化されたガンマ線のエネルギー $\frac{2E_\gamma}{m_\mu}$ である。MEG II 実験において、輻射崩壊から放出される陽電子とガンマ線のエネルギーがどちらも信号事象に近い場合には物理的背景事象となり、輻射崩壊で放出されるエネルギーの大きいガンマ線は偶発的背景事象の要因となる。

2.2 ニュートリノ振動と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

標準理論にニュートリノ振動の寄与を加えた場合、図 2.5 のように $\mu \to e\gamma$ 崩壊が起こり得る [11, 12]。しかし、ニュートリノの小さい質量によってその崩壊分岐比は式 (2.4) のように強く抑制され、現在の技術では観測することができない。

$$\mathcal{B}(\mu \to e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i} U_{\mu i}^{*} U_{ei} \frac{\Delta m_{i1}}{M_{w}^{2}} \right|^{2} \sim 10^{-54}$$
 (2.4)

ここで、 α は微細構造定数、 U_{ij} はニュートリノの混合行列 *1 、 Δm_{ij} はニュートリノの質量の二乗差である。 $\mu \to e\gamma$ 崩壊は、標準理論と現在発見されているニュートリノ振動の枠組みでは観測されないことから、 $\mu \to e\gamma$ 崩壊の発見は新物理の証拠となる。

2.3 標準理論を超える物理モデルでの $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊

初めに 2.3.1 節で超対称性についてまとめ、2.3.2 節から 2.3.5 節にかけて代表的な標準理論を超える物理モデルと観測可能な $\mu \to e \gamma$ 崩壊分岐比を議論する。本節のまとめとして、2.3.6 節で偏極したミューオンを用い $\mu \to e \gamma$ 崩壊を観測することによる、新物理モデルの選別可能性について議論する。

2.3.1 超対称性

超対称性理論 (Supersymmetric model; SUSY) は、標準理論の自然さの問題または階層性問題を解決するために提唱されている理論である。自然さの問題とは、標準理論で記述する電弱スケール ($\sim 10^2~{\rm GeV}$) と重力も統一される基本的なエネルギースケールと考えられているプランクスケール ($\sim 10^{19}~{\rm GeV}$) に大きな乖離があることである。ヒッグス粒子の質量を電弱スケールに保ったまま、標準理論がプランクスケールまで成り立つことを要請すると、ヒッグス粒子の裸の質量と高エネルギースケールで二次発散する量子補正の間に不自然なほど正確な微調整 (fine tuning) が必要となる。超対称性粒子を導入すると、この大きな量子補正がキャンセルされ、自然に電弱スケールのヒッグス粒子の質量を説明できる。

2.3.2 MSSM と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

標準理論を最小な超対称性で拡張した、最小超対称性標準理論 (Minimal supersymmetric standard model; MSSM) は標準理論の素粒子に対してスピンが 1/2 異なる超対称粒子を導入する。スピン 1/2 のクォークとレプトンに対しては複素スカラー場であるスカラークォーク (squark) とスカラーレプトン (slepton) を導入する。スピン 1 のゲージボソンに対してはゲージフェルミオン (gaugino) を導入し、特にグルーオン、SU(2) ゲージボソン、U(1) ゲージボソンに対する超対称粒子はそれぞれグルイーノ (gluino)、ウィーノ (wino)、ビーノ (bino) を導入する。スピン 0 のヒッグス場に対してはヒッグシーノ (Higgsino) を導入する。ウィーノ、ビーノ、ヒッグシーノは電弱対称性の破れに伴い混合し、チャージーノ (chargino) と呼ばれる 2 種類の荷電ディラックフェルミオン ($\tilde{\chi}_i^{\pm}$; i=1,2) とニュートラリーノ (neutralino) と呼ばれる 4 種類のマヨラナフェルミオン ($\tilde{\chi}_i^0$; i=1-4) を形成する。

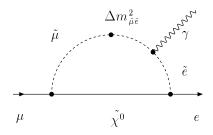


図 2.6 slepton のフレーバ混合による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム [6]

レプトンの質量行列を対角化したとき、slepton の質量行列の非対角成分は 0 ではないので、 $\Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}$ によって図 2.6 のように slepton のフレーバ混合によって $\mu \to e \gamma$ 崩壊が起こる。しかし、このようにして起こる $\mu \to e \gamma$ 崩壊分岐比は

^{*1} Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列として知られている。

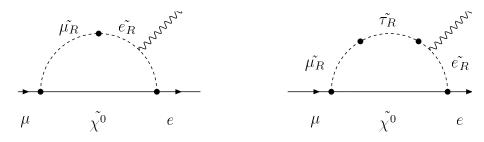


図 2.7 SU(5) SUSY-GUT による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム [6]

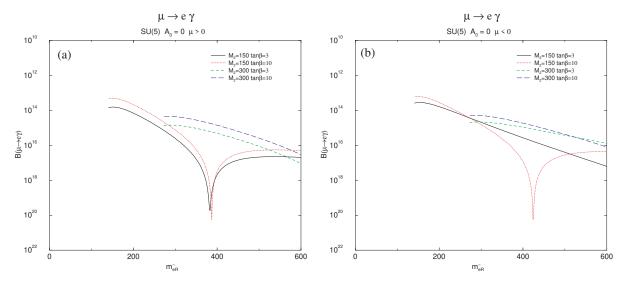


図 2.8 SU(5) SUSY-GUT による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比の例 [6]。横軸は右巻き slepton の質量。

大きすぎる値が予想されている $*^2$ 。これまでのレプトンフレーバの破れ (Lepton Flavour Violation; LFV) とフレーバを変化させる中性カレント (flavour-changing neutral current; FCNC) の実験の制限から、超対称性の破れには slepton のフレーバ混合が抑制されなければならない。この問題は超対称フレーバ問題と呼ばれ、解決するシナリオの 1 つとして超重力モデルなどが挙げられている。

2.3.3 SU(5) SUSY-GUT と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

大統一理論 (Grand Unified Theory; GUT) は強い相互作用と電弱相互作用を統一しようとする理論である [13]。 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ の 3 つの群は、高エネルギースケールでより大きな 1 つの群に統一される。GUT に超対称性を導入した、超対称性大統一理論 (Supersymmetric Grand Unified Theory; SUSY-GUT) のうち、最小の統一群である SU(5) の SUSY-GUT は 3 つの結合定数が $\sim 10^{16}$ GeV で統一されることから、標準理論の拡張として期待されている。

2.3.2 節で議論したように、超対称性による拡張モデルでは $\mu \to e\gamma$ 崩壊は slepton の質量行列における非対角項によって引き起こされる。SU(5) SUSY-GUT では、右巻き slepton の質量行列の非対角成分によって図 2.7 で示すダイアグラムを通して $\mu \to e\gamma$ 崩壊が起こる。この場合、右巻き slepton のみが $\mu \to e\gamma$ 崩壊に寄与するため、生成される陽電子のヘリシティは左巻きが支配的となる。つまり、 $\mu^+ \to e_L^+\gamma$ の崩壊が支配的となる。また、予想される崩壊分岐比を図 2.8 に示す。特に slepton の質量が数百 GeV/c^2 のとき、崩壊分岐比は $\mathcal{O}(10^{-14})$ となる。さらに、2 つのヒッグス

 $^{*^2}$ 一般にはレプトンフレーバの破れが大きくなるがここでは $\mu \to e \gamma$ 崩壊に着目する。

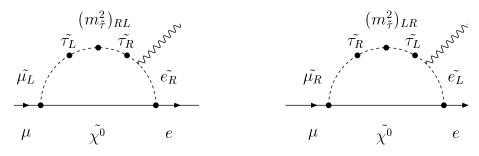


図 2.9 SO(10) SUSY-GUT による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム [6]

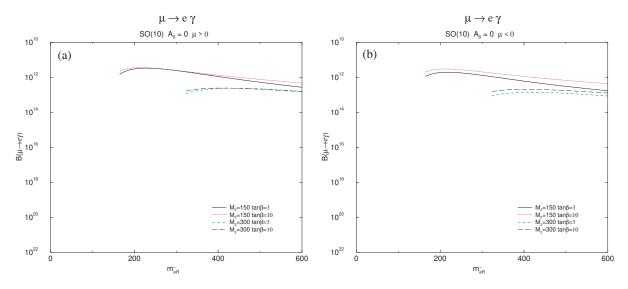


図 2.10 SO(10) SUSY-GUT による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比の例 [6]。横軸は右巻き slepton の質量。パラメータは図 2.8 と同様。

真空期待値の比である an eta が大きい場合はさらに大きな $\mu o e \gamma$ 崩壊分岐比が予想されている。

2.3.4 SO(10) SUSY-GUT と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

2.3.3 節で議論した SU(5) SUSY-GUT よりも大きな枠組みである、SO(10) 群が統一群となる SUSY-GUT について議論する。SO(10) SUSY-GUT では左巻き slepton と右巻き slepton の両方が $\mu \to e\gamma$ 崩壊に寄与し、その崩壊分岐比は片方のヘリシティのみが寄与する場合と比べ $\left(m_\tau/m_\mu\right)^2$ で増大されるため、図 2.9 に示すようなダイアグラムが $\mu \to e\gamma$ 崩壊の分岐比を大きくする (図 2.10)。

2.3.5 SUSY-seesaw と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

ニュートリノ振動の発見によってニュートリノに質量があることが示された。他のフェルミオンと比べて非常に小さな質量を自然に説明する理論としてシーソー機構がある [14, 15]。シーソー機構では、標準理論にはない重い右巻きニュートリノを導入し、新たな湯川結合定数と右巻きニュートリノに対するマヨラナ質量項が導入される。マヨラナ質量がディラック質量より大きくなるとき、左巻きニュートリノの質量は軽く、右巻きニュートリノの質量は重くなる。

重い右巻きニュートリノを MSSM に導入して、シーソー機構を含めた超対称性 (SUSY-seesaw) での $\mu \to e\gamma$ 崩壊を議論する。ニュートリノ混合が新たな湯川結合定数に起因すると仮定すると、ニュートリノ混合パラメータが slepton の混合に影響し、 $\mu \to e\gamma$ 崩壊の分岐比を予想できる。図 2.11 の (a), (b) は左巻き slepton の混合によって $\mu \to e\gamma$ 崩壊

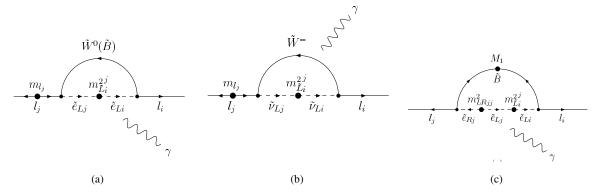


図 2.11 SUSY-seesaw による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラムの例 [16]

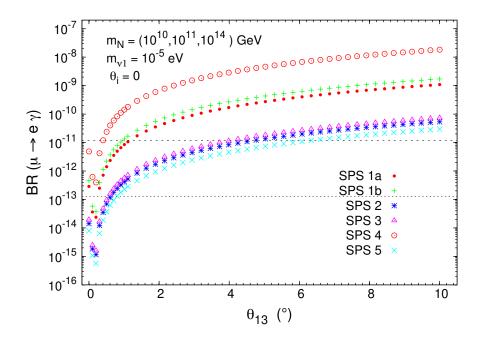


図 2.12 SUSY-seesaw による $\mu \to e\gamma$ 崩壊分岐比の例 [17]。横軸はニュートリノ質量の混合角である θ_{13} 。6 つのパターンのパラメータを用いている (SPS)。

が起こるダイアグラム、(c) は左巻き slepton の混合に加えて left-right のスピン混合も寄与するダイアグラムである。 重い右巻きニュートリノの質量を $10^{10}-10^{14}~{\rm GeV}/c^2$ と仮定し、予想される $\mu \to e\gamma$ 崩壊分岐比をニュートリノ質量の 混合角 θ_{13} の関数で示したのが図 2.12 である。SUSY-seesaw の重い右巻きニュートリノが slepton の混合の大きさを 決定し、SUSY-GUT と同程度の観測可能な分岐比を予言する。

2.3.6 偏極ミューオンと $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

本節では観測可能な $\mu \to e \gamma$ 崩壊分岐比を予言する新物理モデルを議論してきた。本節のまとめとして、偏極されたミューオンビームを用いたこれらのモデルの選別可能性について議論する。

 $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊において偏極されたミューオンを用いた場合、生成される陽電子のミューオン偏極方向に対する放出

10 第 2 章 μ→ eγ の物理

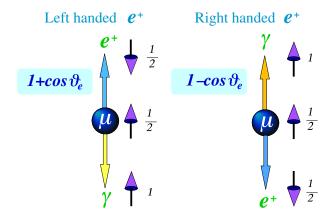


図 2.13 偏極されたミューオンを用いた $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊での陽電子のスピン [6]

角分布は次の式 (2.5) で表せる。

$$\frac{d\mathcal{B}\left(\mu^{+} \rightarrow e^{+}\gamma\right)}{d\cos\theta_{e}} = 192\pi^{2}\left[\left|A_{R}\right|^{2}\left(1 - P_{\mu}\cos\theta_{e}\right) + \left|A_{L}\right|^{2}\left(1 + P_{\mu}\cos\theta_{e}\right)\right] \tag{2.5}$$

ここで、 θ_e はミューオンの偏極と陽電子の運動量の間の角、 A_R , A_L はそれぞれ $\mu^+ \to e_R^+ \gamma$ と $\mu^+ \to e_L^+ \gamma$ の結合定数、 P_μ はミューオン偏極の大きさである。陽電子の角度分布を測定することで、右巻き陽電子 e_R^+ に対する結合定数 A_R と左巻き陽電子に対する結合定数 A_L の大きさの比を調べることができる (図 2.13)。 A_R , A_L はモデル依存性があるため、 $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊で生成される陽電子の角度分布を調べることでモデルの選別が可能である。2.3.3 節で議論した SU(5) SUSY-GUT の場合は右巻き slepton のみが $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊に寄与し、 $A_R \sim 0$, $A_L \neq 0$ であるため、式 (2.5) の第 2 項のみが寄与する。2.3.4 節で議論した SO(10) SUSY-GUT の場合は左巻きも右巻きも同じへリシティの大きさを与える。2.3.5 節で議論した SUSY-seesaw の場合は $A_R \neq 0$, $A_L \sim 0$ であるため、式 (2.5) の第 1 項のみが寄与する。

MEG 実験では、ミューオンの偏極は $P_\mu = -0.86 \pm 0.02$ (stat) $^{+0.05}_{-0.06}$ (syst) と測定された [18]。 MEG II 実験で $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊が複数イベント発見されれば、陽電子の角度分布から新物理モデルの選別を行うことも期待できる。

2.4 $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊探索実験

2.2 節と 2.3 節では、 $\mu \to e\gamma$ 崩壊の発見は標準理論を超える新物理の証拠としてその探索意義が高いことを示した。その一方で、 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索は理論的な研究よりも古くから行われてきた。過去の実験結果を、ミューオンを用いた他の荷電レプトンフレーバの破れ (charged Lepton Flavour Violation; cLFV) の崩壊モードである $\mu N \to eN$ と $\mu \to eee$ とあわせて、図 2.14 に示す。現在の $\mu \to e\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比の上限は MEG 実験によって 4.2 × 10⁻¹³ (90% C.L.) で与えられている [3]。

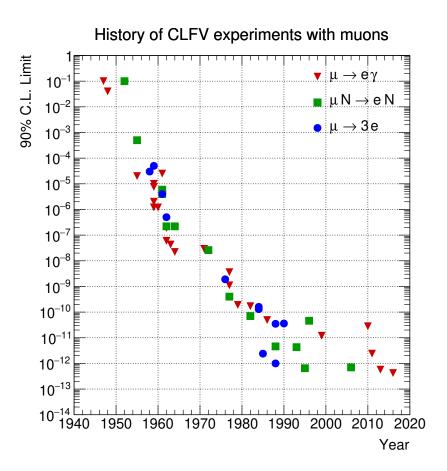


図 2.14 過去のミューオンを用いた cLFV 探索結果 [19]

第3章

MEG II 実験

本章では $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊を探索する MEG II 実験を紹介する。前身の MEG 実験とも適宜比較することで、MEG II 実験のアップグレード内容にも言及する。3.1 節で $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊の信号事象と背景事象の運動学的な特徴についてまとめ、3.2 節で実験装置について述べる。特に本稿で開発する輻射崩壊同定用検出器の背景事象削減の原理については丁寧に議論する (3.2.4 節)。最後に 3.3 節で予想される探索感度について述べる。

3.1 信号事象と背景事象

信号事象

 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊は簡単な二体崩壊であり、運動学的に次の特徴を持つ (図 3.1(a))。

- 陽電子とガンマ線はどちらもミューオンの質量の半分である 52.8 MeV のエネルギーを持つ。
- 陽電子とガンマ線は逆方向に飛来する。
- 陽電子とガンマ線は同時刻に放出される。

期待される信号事象の数 $N_{
m sig}$ は、 $\mu^+ o e^+\gamma$ の崩壊分岐比が ${\cal B}$ のとき、次の式 (3.1) のように計算できる。

$$N_{\text{sig}} = R_{\mu^{+}} \times T \times \Omega \times \mathcal{B} \times \epsilon_{\gamma} \times \epsilon_{e^{+}} \times \epsilon_{s}$$
(3.1)

ここで、 R_{μ^+} はミューオンの静止レート、T は測定時間、 Ω は陽電子検出とガンマ線検出の検出器のアクセプタンス、 $\epsilon_\gamma,\,\epsilon_{e^+}$ はそれぞれガンマ線と陽電子の検出効率、 ϵ_s は解析によるイベントセレクション効率である。

偶発的背景事象

異なる親粒子から生成される陽電子とガンマ線が偶発的に信号事象と同じような特徴を持つ事象が偶発的背景事象である(図 3.1(b))。偶発的背景事象は MEG II 実験の主要な背景事象となる。背景陽電子の発生源は 2.1 節でも議論

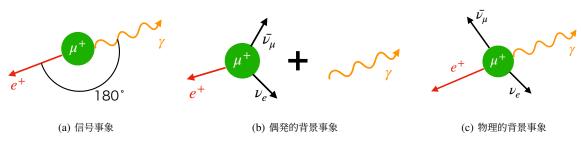


図 3.1 信号事象と背景事象

3.2 実験装置 13

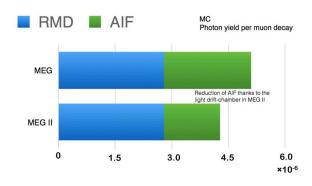


図 3.2 偶発的背景事象における $E_{\gamma} > 48$ MeV の背景ガンマ線の発生源 [19]

した Michel 崩壊である。図 2.3(a) に示すように 52.8 MeV にかけて高エネルギーの陽電子が多く生成される。一方、 $E_{\gamma}>48$ MeV の背景ガンマ線は次の 2 種類が発生源となる。

- 高エネルギーガンマ線を放出する輻射崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ v_e \overline{v_\mu} \gamma$ (Radiative muon decay; RMD)
- 飛行中の陽電子と物質中の電子の対消滅 (Annihilation in flight; AIF)

これらの背景ガンマ線は図 3.2 のような割合で発生する。3.2.2 節で後述するように MEG 実験と比較して MEG II 実験ではドリフトチェンバーの物質量を 24% 減少させることにより AIF 由来の背景ガンマ線は減少する一方で、RMD 由来のそれは削減されず背景ガンマ線の 65% が RMD 由来となる。RMD 由来の背景ガンマ線を同定することでこの背景事象を削減できる。

偶発的背景事象の数 $N_{\rm acc}$ は、ガンマ線のエネルギー E_γ 、陽電子の運動量 p_{e^+} 、陽電子とガンマ線の成す角 $\Theta_{e^+\gamma}$ 、陽電子とガンマ線の時間差 $t_{e^+\gamma}$ の 4 つの測定量の分解能を用いて、次の式 (3.2) と計算される。

$$N_{\rm acc} \propto R_{\mu^+}^2 \times \Delta E_{\gamma}^2 \times \Delta p_{e^+} \times \Delta \Theta_{e^+\gamma}^2 \times \Delta t_{e^+\gamma} \times T \tag{3.2}$$

物理的背景事象

ミューオンの輻射崩壊 $\mu^+ \to e^+ v_e \overline{v_\mu} \gamma$ でニュートリノのエネルギーが小さい場合、生成される陽電子とガンマ線は信号事象に似た運動学的特徴を持つ。これが物理的背景事象となる (図 3.1(c))。物理的背景事象の数 $N_{\rm prompt}$ は偶発的背景事象と異なり、ミューオンビームのレート R_{μ^+} に比例する。MEG 実験では $R_{\mu^+}=3\times 10^7~\mu^+/{\rm s}$ で $N_{\rm prompt}$ は $N_{\rm acc}$ の 1/10 程度であった。ビーム強度を増大する MEG II 実験では、偶発的背景事象がさらに支配的になり物理的背景事象の数は相対的に減少する。

MEG 実験では主に偶発的背景事象の数によって、その実験感度が制限された。物理的背景事象も含め背景事象を削減し実験感度を向上するためには、高い分解能を持つ検出器が必要不可欠である。また、さらに偶発的背景事象を削減するため、背景ガンマ線を同定する検出器を導入する。

3.2 実験装置

MEG II 実験はスイスにあるポール・シェラー研究所 (Paul Scherrer Institut; PSI) で行われる。MEG II 実験の全体像を図 3.3 に示す。PSI の陽子サイクロトロンによって生成されるミューオンビームはターゲットで静止する (3.2.1 節)。陽電子の検出は陽電子スペクトロメータが担う (3.2.2 節)。一方、ガンマ線の検出は液体キセノンガンマ線検出器が担う (3.2.3 節)。輻射崩壊由来の背景ガンマ線を同定する輻射崩壊同定用検出器を MEG II 実験から新たに導入する (3.2.4 節)。本節の最後にトリガーとデータ取得についても述べる (3.2.5 節)。

14 第 3 章 MEG II 実験

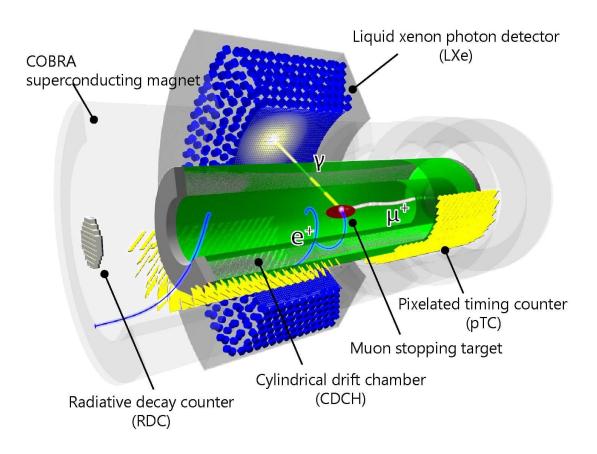


図 3.3 MEG II 実験の全体像 [19]

3.2.1 ミューオンビームとターゲット

陽子サイクロトロン

加速器設備の初段となる Cockcroft—Walton 加速器で生成、加速された陽子は、初段のサイクロトロンで 72 MeV まで加速され、メインリングの直径およそ 15 m の陽子サイクロトロン (図 3.4) で 590 MeV まで加速される。その強度は電流値で 2.2 mA であり、世界最大強度を誇る。また、加速器の周波数は 50.93 MHz であり、陽子の 1 次ビームは 19.75 ns のパルス間隔を持つ。

ミューオンビーム生成

加速された陽子ビームは厚さ 4 cm のグラファイト標的に衝突し、パイオンを生成する。パイオンは標的表面で $\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊することで、表面ミューオンが生成される。このようにして得られる表面ミューオンは 100% 偏極したものになる。しかし、実際にはビーム輸送中に崩壊するパイオンも存在することから、MEG 実験ではその偏極は $P_\mu = -0.86 \pm 0.02$ (stat) $^{+0.05}_{-0.06}$ (syst) と測定された [18]。パイオンの寿命は 26 ns、ミューオンの寿命は 2.2 μ s であり、陽子サイクロトロンの周期 (19.75 ns) よりも十分大きいことから、ミューオンビームは直流として振る舞う。このようにして得られるミューオンビームは π E5 のビームラインに輸送される。

3.2 実験装置 15



図 3.4 PSI の陽子サイクロトロン [20]

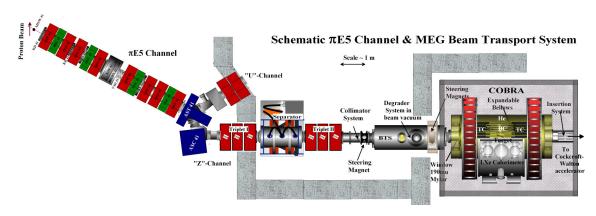


図 3.5 πE5 ビームラインと MEG II 検出器でのビーム輸送 [19]

ミューオンビーム輸送

図 3.5 の左側にある π E5 ビームラインを通ったミューオンビームは、2 つの四重極磁石 (Triplet I と II)、ウィーンフィルター (Separator)、Beam Transport Solenoid (BTS) を通って、ターゲットや検出器のある領域まで輸送される (図 3.5 の中央)。ウィーンフィルターでは表面ミューオンとビーム中に含まれる不純物*1とを高い精度で分離する。ミューオンのビームレートは Triplet II と BTS の間に設置されたコリメータ付近で測定され、この地点でのミューオンビームのレートは最大で $2\times10^8~\mu^+$ /s である。ビームレートは π E5 ビームライン中にあるスリット (FS41–FS43) の幅で調整する。ミューオンの静止レート R_{μ^+} をデザイン値の $7\times10^7~\mu^+$ /s にするためにはこのビーム輸送の段階で $1\times10^8~\mu^+$ /s のレートに調整される。また、BTS の手前の位置でのミューオンビームの運動量はおよそ 28 MeV/c である。BTS 中に設置された $300~\mu$ m 厚の Mylar degrader (放射長の 0.105%) によってその運動量を落とし、静止ターゲットでの静止効率が最大となるようにする。本研究で開発する RPC はミューオンビームが透過する位置に設置されるため、RPC を導入した際には degrader の厚みは小さくなる。このミューオンビームは後述する COBRA 電磁石の

^{*1} そのほとんどは陽電子であり、その数はミューオンビームのおよそ8倍である。

16 第 3 章 MEG II 実験

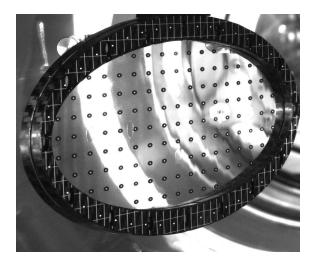


図 3.6 CCD カメラで撮影されたミューオン静止 ターゲットの写真。黒いドット状のものがマーカーである。



図 3.7 CCD カメラでのターゲット撮影の様子 [21]。右に見えるのが光学カメラ。

エンドキャップに設置された真空窓を通過して、ターゲットのある COBRA 領域内 (図 3.5 の右側) に入射される。

ミューオン静止ターゲット

ミューオン静止ターゲットには、次の要請が課される。

- ミューオンを高い効率で静止させること
- 陽電子の運動量測定の分解能を悪化させる、ターゲット内での多重クーロン散乱や検出器領域に入る際の AIF や制動放射を抑えるために、物質量を小さくすること
- その形状が安定であり、検出器の較正のために設置や取り出しが容易であること

前身の MEG 実験では、 $205~\mu m$ 厚のポリエチレンターゲットが 20.5° 傾けて設置されており、その位置の不定性とターゲットフィルムの歪みが崩壊分岐比の上限値に与えた不定性は他が 1% 以下であるのに対し 5% ほどであった。

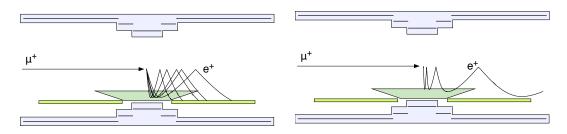
MEG II 実験では、ターゲットによる崩壊分岐比上限値の不定性を改善するため、リアルタイムで位置や形状を測定する。図 3.6 のようにターゲットにマーカーのパターンをつけ、これらのパターンを 3.5 μ m のピクセルが 2456×2054 個ある Sony IMX264 センサーを搭載した CCD カメラ (IDS, model UI-3282SE) で測定する。このカメラは磁場中でも動作し、図 3.7 のように COBRA 領域中の上流側のドリフトチェンバーのエンドキャップ付近に設置する。ただし、本研究で開発する RPC と設置場所の干渉はしない。また、ターゲットの厚みは運動量分解能を改善するために薄く (平均 174 μ m) し、ビーム軸から 15° 傾けて上流側から伸びた支持構造の先に取り付けるように設置される。 COBRA 領域中に入射したミューオンビームのおよそ 70% がターゲットで静止し、そのレートはデザインされた段階では 7×10^7 μ +/s であったが、検出器の性能を考慮し最小で半分の 3.5×10^7 μ +/s までビームレートを落とすことも議論されている。

本稿での以下の議論では、ミューオン静止レート $R_{\mu^+}=7\times 10^7~\mu^+/\mathrm{s}$ 、コリメータや本研究で開発する RPC の設置位置では $1\times 10^8~\mu^+/\mathrm{s}$ のビームレートを仮定する。

3.2.2 陽電子スペクトロメータ

陽電子スペクトロメータは、陽電子の運動量、放出角度、時間を測定するために、次の3つの装置から構成される。

3.2 実験装置 17



(a) 同じ運動量であれば陽電子は放出角にほとんど依らず回転 (b) 放出角が 90° 近い陽電子も中心付近から素早く掃き出さ 半径は等しくなる

図 3.8 COBRA 電磁石のコンセプト [3]



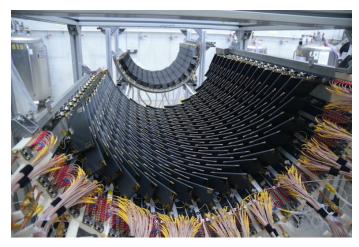
図 3.9 ドリフトチェンバーの写真 [19]

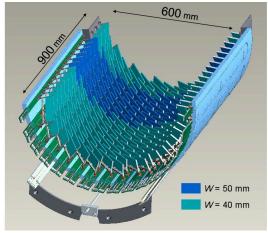
- 陽電子検出器内に勾配磁場を生成する COBRA 電磁石
- 陽電子の飛跡から角度と運動量を測定する円筒型ドリフトチェンバー (Cylindrical drift chamber; CDCH)
- 陽電子の時間を測定するタイミングカウンター (pixelated timing counter; pTC)

COBRA 電磁石

COBRA 電磁石は中心では 1.27 T、両端では 0.49 T の勾配磁場を生成する超伝導磁石であり、MEG 実験から引き継がれている。図 3.8(a) のように、信号領域 (52.8 MeV) 付近の陽電子の回転半径が等しくなるようにデザインされている $*^2$ 。また、勾配磁場により図 3.8(b) のように放出角が 90° 近い陽電子も中心付近から素早く掃き出されることで、高レート環境下でのデータ取得が可能となる。

18 第 3 章 MEG II 実験





(a) タイミングカウンターのモジュールの写真

(b) タイミングカウンターの下流側モジュールの模式図 [19]

図 3.10 陽電子タイミングカウンターの写真と模式図

ドリフトチェンバー

陽電子の飛跡検出器であるドリフトチェンバーは長さ 191 cm、内半径が 17 cm、外半径が 29 cm の円筒型となっている。9 層の検出層を持ち、1 層あたり 192 個のドリフトセルが数 mm 幅で存在する。ワイヤーは 6° から 8.5° の角度を持って互い違いに配置されるステレオ構造となっており、長手方向の位置再構成を可能にしている。さらにワイヤーの両端から信号を読み出すことにより、信号の時間差や電荷量の差も長手方向の位置再構成に役立っている。このようにして高精細な飛跡測定を可能にしている。

ドリフトチェンバー領域中での運動量分解能の悪化と陽電子の AIF を抑えるために物質量を小さくする工夫がされている。ガスは $He: C_4H_{10}=90:10$ の低物質量の混合ガスを用いる。ただし、安定な運用のために酸素を 1% 程度と少量のイソプロパノールを添加する。ワイヤーの直径と材質については、センスワイヤーで直径 $20~\mu m$ の金メッキのタングステン、フィールドワイヤーで直径 $40~\mu m$ もしくは $50~\mu m$ の銀メッキのアルミニウムである。これらの取り組みにより、陽電子が $1~\mu m$ 回転する間の物質量は放射長の 0.158% と、MEG 実験のおよそ 76% に削減した。

アルミニウムのフィールドワイヤーは、水分による化学的な浸食によって、切れてしまうという問題が起きている。 現在確認されているフィールドワイヤーの欠損は 100 本程度であり、シミュレーションによってそれらのフィールド ワイヤーが張られていなくても飛跡再構成への影響は無視できることが確認されている。また、さらなる損傷に備え、 検出層を 10 層にした 2 台目のドリフトチェンバーが製作されている。

陽電子タイミングカウンター

図 3.10 に示す陽電子の時間を測定するタイミングカウンターは、上流側と下流側の 2 つのモジュールに分かれており、1 つのモジュールには 256 個のシンチレーションタイルが設置されている。1 つのシンチレーションタイルは、幅 120 mm、高さが 40 mm もしくは 50 mm、厚みが 5 mm の高速応答のプラスチックシンチレータ (BC-422、Saint-Gobain) の両端に 6 個のシリコン光検出器 (Silicon photomultiplier; SiPM) を直列に接続した構造となっている (図 3.11)。1 つのタイルの時間分解能 $\sigma_{t_{o^+}}^{\text{single}}$ はおよそ 80 ps を達成しており、陽電子が N_{hit} 個のタイルにヒットを残

^{*2} COnstant Bending RAdius; COBRA

3.2 実験装置 19

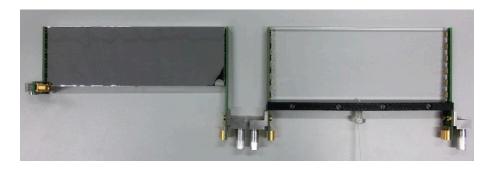
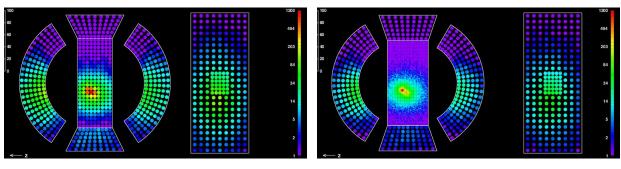


図 3.11 pTC における 1 つのシンチレーションタイル [19]。左側が高さ 40 mm のタイルで反射材を巻いた後の写真、右側が高さ 50 mm のタイルで反射材を巻く前の写真である。



(a) 入射面が光電子増倍管の場合

(b) 入射面を VUV-MPPC に置き換えた場合

図 3.12 液体キセノンガンマ線検出器のイベントディスプレイ [19]。同じシミュレーションイベントを用い、精細度を比較している。

すことでタイミングカウンター全体の時間分解能は、

$$\sigma_{t_{e^+}}(N_{\rm hit}) = \frac{\sigma_{t_{e^+}}^{\rm single}}{\sqrt{N_{\rm hit}}} \tag{3.3}$$

と改善される。信号領域付近の陽電子は平均して 9 つのタイルにヒットを残し、全体の時間分解能はおよそ 35 ps を達成する。

また、これまで SiPM の放射線損傷によってダークカレントが増加し時間分解能を悪化させることが報告されている [22]。ダークカレントを小さく抑えるために、運用時の温度を 10° C に冷やす冷却システムが構築されている。 30° C の環境下で 1 つのタイルの時間分解能の悪化は 41° C であったが、冷却システムの導入による 10° C の環境下では時間分解能の悪化は 13° 8 まで抑えられる。

3.2.3 液体キセノンガンマ線検出器

ガンマ線のエネルギー、位置、時間を測定するため、900 L の液体キセノンを用いたガンマ線検出器 (Liquid xenon photon detector; LXe) を用いる。液体キセノンは次のような特徴を持つ。

- 高密度 (2.98 g/cm^3) であり、原子番号も大きいため、ガンマ線に対する阻止能が高い
- 発光量が大きい (46000 photon/MeV)
- 高速なシンチレーション発光 (発光時定数 45 ns)
- 液体であるため均一性が高い
- シンチレーション光の波長が真空紫外 (Vacuum ultraviolet; VUV) 領域である (175 nm)

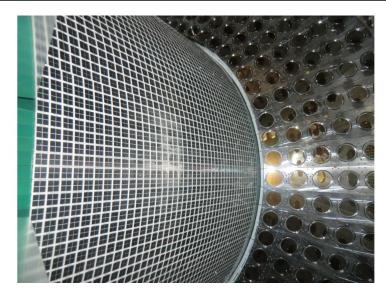


図 3.13 液体キセノンガンマ線検出器の内部の光センサーの写真 [19]。左側が VUV-MPPC、右側が PMT である。 VUV-MPPC は 6 mm × 6 mm のチップを 4 つ用いて 12 mm × 12 mm の 1 つのチャンネルとなっている。

• 165K の低温環境である

液体キセノンのシンチレーション光を検出する光センサーとして、MEG 実験では VUV 光に感度のある 846 本の 2 インチの光電子増倍管 (Photomultiplier tube; PMT) が検出器を囲むように配置されていた。しかし、円形の PMT では面のすべてを覆えないため、ガンマ線の入射面でのシンチレーション光の収集効率の非一様性がエネルギー分解能と位置分解能を制限していた。

この問題を改善するために、MEG II 実験では VUV 光に感度のある $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ の大きさの SiPM (VUV-MPPC) を開発し [23]、ガンマ線の入射面の光検出器を $216 \times 6 \text{ PMT}$ から 4092 個の VUV-MPPC に置き換える。図 3.12 に同じシミュレーションイベントでの光検出器の精細度の違いを示す。図 3.12(b) では、その高精細度によって $2 \times 6 \text{ CM}$ では、その高精細度によって $2 \times 6 \text{ CM}$ のガンマ線が区別できていることがわかる。図 $3.13 \times 6 \text{ CM}$ に使出器内部の光センサーがアセンブリされた写真を示す。 VUV-MPPC の導入によって、ガンマ線入射面が高精細化され、特に入射面に近い領域でガンマ線がシャワーを生成するイベントでエネルギー分解能や位置分解能が改善される。

これまでにビーム使用環境下で VUV-MPPC の光子検出効率 (Photon Detection Efficiency; PDE) が低下している という問題が発生している。原因については調査中である一方、解決策として素子を加温するアニーリングによって PDE が回復することが確認されており、加速器のシャットダウン期間中にアニーリングを予定している [24]。

3.2.4 輻射崩壊同定用検出器

3.1 節で述べたように、MEG II 実験における主要な背景事象は偶発的背景事象である。RMD によって 48 MeV 以上の背景ガンマ線が生成されるとき、それに伴って放出される陽電子 (RMD 陽電子) の大半が 1–5 MeV のエネルギーを持つ。低エネルギーの RMD 陽電子は COBRA 電磁石による磁場でビーム軸の付近を図 3.14 の赤実線のように飛行する。この RMD 陽電子を COBRA 領域の両端で検出することで RMD からの背景ガンマ線を同定する検出器が輻射崩壊同定用検出器 (Radiative decay counter; RDC) である。図 3.14 に示すように、RDC はビーム軸上の上流側と下流側の 2 箇所に導入することができ、上流側に 52%、下流側に 48% の RMD 陽電子が飛来する。

3.2 実験装置 21

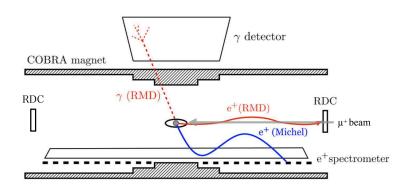


図 3.14 RDC による輻射崩壊同定原理。 [19] を改変。

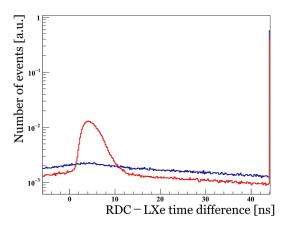


図 3.15 シミュレーションにおける RDC での陽電子検出と LXe でのガンマ線検出の時間差分布 [19]。 赤は偶発的背景事象、青は $\mu^+ \to e^+ \gamma$ の信号事象。

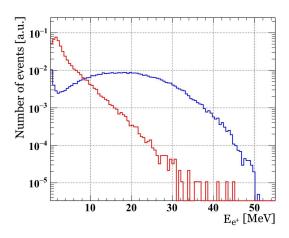
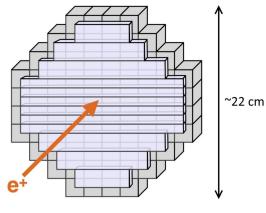
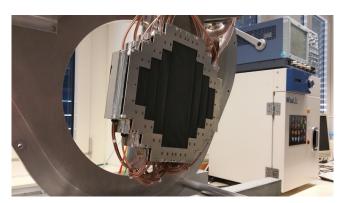


図 3.16 シミュレーションにおける RDC 地点での 陽電子のエネルギー分布 [19]。赤は $E_{\gamma} > 48$ MeV のガンマ線が生成されるときの RMD 陽電子、青は Michel 陽電子。



(a) 模式図 [19]



(b) インストールされた状況での写真

図 3.17 下流側 RDC の模式図と写真。写真はインストールされた状況で 83° 回転している。

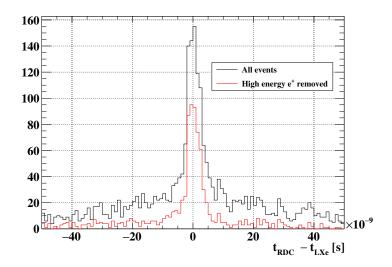


図 3.18 測定された RDC での陽電子検出と LXe でのガンマ線検出の時間差分布 [27]。黒は LXe で高エネルギーのガンマ線を検出したイベントでの時間差分布、赤は LYSO で測定された陽電子のエネルギーが 8 MeV 以下のイベントのみの時間差分布。

下流側 RDC

偶発的背景事象の場合には、RMD のガンマ線と陽電子が同時に生成されるため、図 3.15 の赤線で示すように RDC での陽電子検出時間と LXe でのガンマ線検出時間の差にピークが生じる。このピークの幅は RMD 陽電子の飛行時間 のふらつきに由来する。この時間差分布を用いることで輻射崩壊由来の背景ガンマ線を同定し背景事象削減を行う。一方、Michel 崩壊由来の陽電子もランダムに RDC で検出される。図 3.15 の青で示す分布は 1×10^7 /s の Michel 陽電子によって生じる。そのため、RDC で陽電子が検出されたイベントをカットすることはない。また、図 3.16 に示すように RMD 陽電子は Michel 陽電子と比較して低エネルギー側に分布する。Michel 陽電子と RMD 陽電子を分離するために、下流側 RDC は時間を測定するプラスチックシンチレータとエネルギーを測定する LYSO 結晶から構成され、下流側に飛行した RMD 陽電子のうち幾何学的に 88% のアクセプタンスを有する (図 3.17)。

時間を測定するプラスチックシンチレータは厚み 5 mm の BC-418 (Saint-Gobain) を 12 枚用いる。その幅は RMD 陽電子の広がりを考慮して、外側から順に 7, 11, 15, 19 cm となっている。また、RMD 陽電子が中心に最も多い分布を持つため、シンチレータの高さは中心付近の 6 枚は 1 cm、外側の 6 枚は 2 cm となっている。シンチレータの両端には、2 つあるいは 3 つの SiPM (MPPC S13360-3050PE、浜松ホトニクス社 [25]) がオプティカルセメントで接着されており、それらは直列接続されている。これにより、90 ps 以下の時間分解能を達成している [19]。

陽電子のエネルギーは 2 cm 立方の LYSO 結晶 76 個で測定する。LYSO は 3×10^4 photon/MeV の大光量が得られることと、42 ns の短い発光時定数であることが特徴である。また、LYSO は 176 Lu の放射性同位体を含んでおり、崩壊レートは RMD のヒットレートと比べ十分小さいため陽電子検出には影響を与えず、エネルギー較正に用いることができるのも特徴の 1 つである。LYSO のシンチレーション光は結晶後方の SiPM (MPPC S12572-025) で検出する。この構成で 6.9% のエネルギー分解能を達成している [26]。

下流側 RDC はこれまでのミューオンビームを用いたエンジニアリングランで RMD の同定能力を実証している。 LXe で高エネルギーガンマ線が検出されたイベントで、RDC での陽電子検出時間と LXe でのガンマ線検出時間の差を図 3.18 に示す。図 3.18 のピークが RMD 陽電子に対応する。同定した RMD の割合は、LXe で 48 MeV 以上のガンマ線が検出されたイベントのうちの 26.6(4)% であり、シミュレーションから期待される値 (27.2(4)%) と一致している [28]。

3.2 実験装置 23

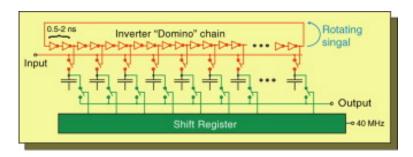


図 3.19 DRS4 の動作原理 [29]

上流側 RDC

この上流側 RDC が本研究で開発する検出器である。大強度 $(1 \times 10^8 \ \mu^+/s)$ かつ低運動量 $(28 \ MeV/c)$ のミューオンビームが検出器を通過するため、ビームへの影響を最小限にしながら RMD 陽電子を検出しなければならず、非常に厳しい要請が課せられている。詳細は第 4 章で述べる。

この検出器で同定できる RMD の割合は、次の3つの割合の積で見積もることができる。

- 48 MeV 以上のガンマ線が検出されるイベントでその発生源が RMD である割合: 65%
- 上流側に飛行する RMD 陽電子の割合: 52%
- 上流側 RDC の陽電子検出効率

陽電子検出効率を 90% と仮定すると、30% の RMD イベントを同定することが期待できる。

3.2.5 トリガーとデータ取得

波形デジタイザー

データ取得では、高レート環境下で生じるパイルアップをオフライン解析で取り除くために、波形データすべてを取得する。波形デジタイザーとして用いるのは DRS4 である [30]。動作原理を図 3.19 に示す。直列に繋がったリング状のインバータ遅延鎖によって作られるサンプリング信号により各コンデンサが電圧の情報を蓄える。トリガーがかかるとこのサンプリング信号が停止し、その時点での電圧の値がシフトレジスタによって読み出される。DRS4 では 0.5–5 GSPS のサンプリング周波数を使用することができる。

WaveDREAM ボード

MEG 実験と比較してチャンネル数がおよそ 3 倍に増大されることと SiPM が導入されることから、新たに WaveDREAM ボードが開発された。その回路図を図 3.20 に示す。このボードは 2 チップの DRS4 を搭載しており、最大 5 GSPS で 1 ボードあたり 16 チャンネルまでの波形データ取得が可能である。また、SiPM のバイアス電圧を供給でき、さらに 0.5 倍から 100 倍に対応する信号の増幅も可能である。

これまでに述べた全検出器の信号読み出しはこの WaveDREAM ボードを用いて 1.4 GSPS のサンプリング周波数で行う。開発する上流側 RDC も導入された場合はこのボードを用いる予定である。

トリガー

pTC での陽電子検出と LXe でのガンマ線検出は高速な応答が期待できる一方で、CDCH の信号はドリフト時間が長いため遅い。そのため pTC と LXe の情報のみからオンラインでイベントを再構成し、トリガー条件としては次の 3 つが用いられる。

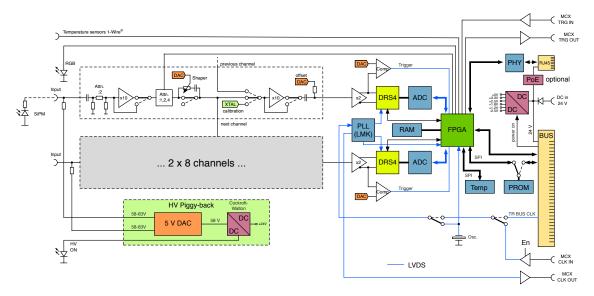


図 3.20 WaveDREAM ボードの回路図 [19]

	MEG	MEG II design	MEG II updated
e^+ の運動量分解能 $\sigma_{p_{e^+}}$ (keV/c)	380	130	100
e^+ の角度分解能 $\sigma_{ heta_{e^+}}$ (mrad)	9.4	5.3	6.7
γ のエネルギー分解能 $\sigma_{E_{\gamma}}$ (%) $(w < 2 \text{ cm}) / (w > 2 \text{ cm})$	2.4/1.7	1.1/1.0	1.7/1.7
γ の位置分解能 $\sigma_{x_{\gamma}}$ (mm)	5	2.4	2.4
e^+ と γ の時間分解能 $\sigma_{t_{e^+\gamma}}$ (ps)	122	84	70
e^+ の検出効率 ϵ_{e^+} (%)	30	70	65
γ の検出効率 ϵ_{γ} (%)	63	69	69

表 3.1 期待される検出器性能 [27]

- ガンマ線のエネルギー
- 陽電子とガンマ線の時間差
- 陽電子とガンマ線のなす角

また、RDC の情報はトリガー条件には用いられない。2021 年のランではトリガーが期待通り発行されていることが確認でき、最初の物理データ取得が行われた。

3.3 予想される探索感度

2020 年までに行われたエンジニアリングランによって 3.2 節で述べた検出器の性能が調べられてきた。調べられた検出器性能 (MEG II updated) を前身の MEG 実験での検出器性能 (MEG) と MEG II 実験のデザイン値 (MEG II design) と比較しながら表 3.1 にまとめる。

これらの検出器性能から予想される探索感度を図 3.21 に示す。ミューオン静止レート R_{μ^+} が 7×10^7 μ^+/s の場合、3 年間の物理データ取得によって 5.6×10^{-14} の探索感度が予想されている。[28] では下流側 RDC を導入し、RMD 由来の背景ガンマ線を同定することで探索感度が 8% 向上することが示された。

一方で、図 3.21 では上流側 RDC の寄与は含まれていない。4.1 節で述べるように上流側 RDC は、下流側 RDC と異なり陽電子のエネルギーを測定しない。そのため、上流側 RDC の RMD 由来の背景ガンマ線の同定能力は下流

3.3 予想される探索感度25

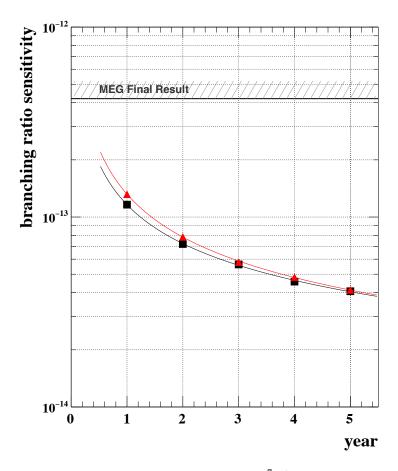


図 3.21 予想される探索感度 [28]。黒はミューオン静止レート R_{μ^+} が 7×10^7 μ^+/s の場合。赤は $R_{\mu^+}=3.5\times 10^7$ μ^+/s の場合。

側 RDC より小さくなり、探索感度への寄与は下流側 RDC よりも小さくなる。上流側 RDC が下流側 RDC のエネルギー情報を用いない場合と同じ性能を持つと仮定した場合、上流側 RDC の探索感度への寄与は 4% と見込まれている [31]。しかし、上流側 RDC を導入し上流側と下流側の RDC の 2 つの情報を組み合わせることによって、探索感度向上は単純な和ではなくさらに大きくなると見込まれている。これは片方の RDC で RMD 陽電子が検出された場合に、もう片方の RDC では RMD 陽電子は検出されないという相関があるためである。今後の研究によって上流側 RDC の検出器性能の評価と上流側 RDC 導入による探索感度向上を詳細に調べる必要がある。

第4章

上流側輻射崩壊同定用検出器

本章では、上流側輻射崩壊同定用検出器 (RDC) への要請と、上流側 RDC として開発する Resistive Plate Chamber (RPC) について議論する。4.1 節で MEG II 実験での上流側 RDC への要請を議論する。4.2 節で RPC の一般的な動作原理や検出器性能についてまとめ、4.3 節で本研究に先行して行われた MEG II 実験上流側 RDC としての RPC の開発についてまとめる。先行研究の詳細は [4,5] の 2 編の修士論文を参照されたい。最後に 4.4 節で本研究における開発課題を議論する。

4.1 上流側輻射崩壊同定用検出器への要請

3.2.4 節で述べたように、RDC はミューオンの輻射崩壊 (RMD) から放出される高エネルギーの背景ガンマ線を同定するために、同時に放出される 1–5 MeV の陽電子を検出する (図 3.14)。上流側 RDC は大強度の低運動量ミューオンビーム中に設置される。図 4.1 に RMD 陽電子とミューオンビームの分布を示す。RMD からの背景ガンマ線のエネルギーが 48 MeV 以上のときに放出される RMD 陽電子は上流側 RDC の設置位置で σ = 2.8 cm の広がりを持つ。一方、透過するミューオンビームは上流側 RDC の設置位置で σ = 2.0 cm の広がりを持ち、その運動量は 28 MeV/c である。RMD 陽電子もミューオンビームと同様に中心に最も多い分布であるため、ミューオンビームに影響を与えないために中心部分に穴を開けることはできず、検出器デザインは物質量を抑える方針で検討する必要がある。そのため、次の点

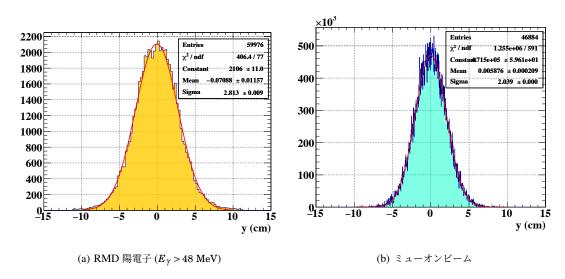


図 4.1 シミュレーションにおける RMD 陽電子とミューオンビームの分布 [32]。RMD 陽電子は σ = 2.8 cm、ミューオンビームは σ = 2.0 cm の広がりを持つ。

4.2 RPC の動作原理 **27**

が下流側 RDC と異なる。

• ミューオンビームへの影響を考慮し degrader の物質量 $(0.105\%~X_0)$ 以下に抑える検出器デザインにする

- 検出器デザインの観点からエネルギーの測定は困難であり時間情報のみを測定する
- Michel 陽電子だけでなくビームミューオンも検出される中で RMD を同定する

また、ミューオンビームの静止レート R_{μ^+} が 7×10^7 μ^+/s のとき、上流側 RDC の位置では透過するミューオンのレートは 1×10^8 μ^+/s となり、高いレート耐性と放射線耐性が求められる。

以上の条件から、上流側 RDC に対する要請は次のようにまとめられる。

- (1) 0.1% の放射長 X₀ 以下の物質量
- (2) $10^8 \mu^+/s$ (中心で 4 MHz/cm²) のミューオンへのレート耐性
- (3) 高レートミューオンビーム環境下で 60 週間以上の運転に対する放射線耐性
- (4) 90% 以上の陽電子検出効率
- (5) 1 ns 以下の時間分解能*1
- (6) 直径 20 cm の検出器サイズ

(1)–(3) はミューオンビームに対する要請、(4)–(6) は RMD 陽電子検出に対する要請である。また、RMD を効率良く同定するためにはビームミューオンと陽電子を識別できることが望ましい。

過去には、シンチレーションファイバーと SiPM を組み合わせたシンチレーションファイバー検出器や半導体検出器が検討されたが、いずれも上記の要求性能を満たせなかったことから実現には至らなかった。本研究ではこれらの要請をすべて満たすことのできる検出器として、Diamond-Like Carbon (DLC) を高抵抗電極に用いる Resistive Plate Chamber (RPC) を開発する。

4.2 RPC の動作原理

本節では、RPC の基本的な動作原理と一般的な検出器性能について述べる。

4.2.1 概要

RPC は高抵抗の素材でできた電極を平行に並べた構造を持ち、ガスで満たされたギャップに高電圧を印加することで動作する。高抵抗電極を用いることで放電を起こさずに動作させることが可能である*²。基本的な RPC である単層 RPC の構造を図 4.2 に示す。放射線がギャップを通過するとガスが電離し、生成された電子イオン対が検出器内部の電場によって増幅され、アバランシェを起こす。アバランシェによる信号は高抵抗電極、絶縁体を挟んで、読み出しストリップへ誘起される。

4.2.2 クラスター生成とガス増幅プロセス

Heed[33] によってシミュレートされた、RPC の異なるガス組成での平均電離クラスター数を図 4.3 に示す。横軸は電離放射線の運動量とエネルギーの比 β と $\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ を用いて $\gamma-1$ である。ガス組成によって生成されるクラスターの数は異なるが、一般的なエネルギー損失と同様の β 依存性を持つ。

生成された電離電子はアノードに向かってアバランシェを起こす。その増幅は Townsend 係数 α と吸着係数 η に

^{*&}lt;sup>1</sup> RMD 陽電子の飛行時間は図 3.15 と同様にふらつくので、1 ns よりも良い時間分解能を有していても実験感度は向上しない。

^{*&}lt;sup>2</sup> 過去に、金属を平行に並べた Parallel Plate Chamber が研究されたが、放電が多く発生することから実用には至っていない。

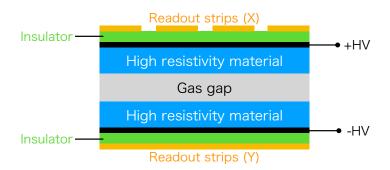


図 4.2 単層 RPC の模式図

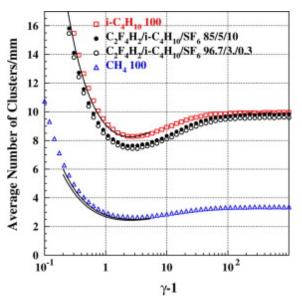


図 4.3 Heed[33] によってシミュレートされた平 均電離クラスター数 [34]。温度は 296.15K、圧力は 1013 mbar でシミュレートされている。 横軸は $\gamma-1$ 、ただし $\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\theta^2}}$ 。

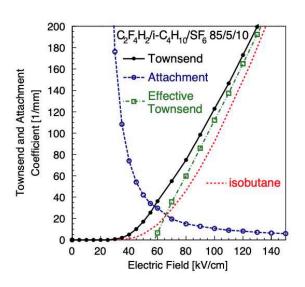


図 4.4 IMONTE[35] によってシミュレートされた Townsend 係数と吸着係数 [36]。温度は 296.15K、 圧力は 1013 mbar でシミュレートされている。

よって説明される。位置 z において n 個の電子が存在するとき、 $z+\delta z$ の位置で n+1 の電子が存在する確率は $n\alpha\delta z$ と表される。すなわち、Townsend 係数 α はアバランシェを成長させる係数として定性的に理解できる。一方、電子 が δz 走る間にガスに吸着され陰イオンを生成する確率は $n\eta\delta z$ で表され、吸着係数 η はアバランシェの成長を抑制する係数として理解できる。これらの係数の関係を IMONTE[35] でシミュレートした結果を図 4.4 に示す。 Townsend 係数 α と吸着係数 η の差が実効的な増幅確率となる。つまり、電離電子数の平均値を \overline{n} とするとき、アバランシェは式 (4.1) のように指数関数的に成長する。

$$\frac{d\overline{n}}{dz} = (\alpha - \eta)\overline{n} \tag{4.1}$$

しかし、実際には以下で議論するストリーマや空間電荷効果で、指数関数的な振る舞いからは大きく外れる。

ストリーマ

クラスターの電子が 10^8 個以上に増幅されると、クラスター内で発生する紫外線が増幅プロセスに関わるようになる。紫外線がアバランシェ領域の外側のガス分子を電離したり、高抵抗電極に当たったりすることで、電子がアノー

4.2 RPC の動作原理 **29**

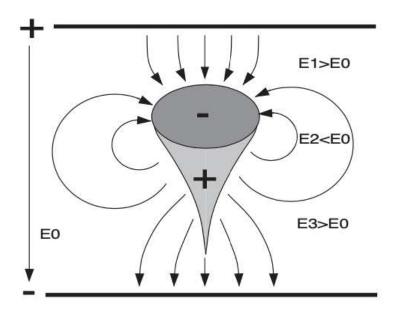


図 4.5 空間電荷効果の図 [37]

ド・カソード間一体に広がる。この現象をストリーマと呼ぶ。ストリーマが発生すると全体の増幅率は非常に大きくなり、10-1000 pC の電荷が発生する。

空間電荷効果

増幅された電子の数がストリーマが発生する前の 10^8 個以下のときは、主にアバランシェによって電子イオン対が生成される。正イオンは電子に比べて重くドリフト速度が遅いため、電子の時間スケールで見ると正イオンはギャップに停滞しているように見える。すると、正イオンの作り出す電場によって、図 4.5 のようにクラスター中心部のアバランシェが発生する地点の電場 E_2 を弱め、電子の増幅を抑制する。この効果を空間電荷効果 (Space charge effect) と呼ぶ。式 (4.1) の指数関数的振る舞いと実際に観測される振る舞いには大きな乖離がある $*^3$ 。シミュレーションによって、空間電荷効果が RPC の振る舞いに大きな役割を果たしていることが確認された [37]。電子の増幅率に対応する Townsend 係数 α は電場が弱まると小さくなる (図 4.4 の黒)。また、吸着係数 η は電場が弱まると大きくなる (図 4.4 の青)。したがって、空間電荷効果によって弱められたクラスター中心の電場 E_2 は全体の増幅率を抑制する。この結果は、電気陰性度の高いフロンベースのガスを用いた RPC で動作が安定することも説明できる。空間電荷効果によって、電子はストリーマが発生する直前の 10^7 – 10^8 個程度で増幅が止まるため、ストリーマを抑えた動作が可能になる。また、空間電荷効果は数 mm の広いギャップを持つ RPC よりも、数百 μ m の狭いギャップの RPC で強く確認できる。

4.2.3 信号誘起プロセス

検出器内部の電荷の移動が RPC の読み出し電極に電流を誘起する。4.2.2 節でも言及したように、正イオンのドリフト速度は遅いので、正イオンに誘起される電流は電子による電流よりも非常に小さくなる。時刻 t に位置 $\vec{x}(t)$ を移動するクラスター中の N(t) 個の荷電粒子による誘起電流は式 (4.2) で表される [39, 40]。

$$i(t) = \vec{E_w}(\vec{x}(t)) \cdot \frac{d\vec{x}(t)}{dt} e_0 N(t)$$
(4.2)

 $^{*^3}$ 観測される電荷量と計算される電荷量には、数 mm のギャップを持つ RPC では 5 倍の、数百 μ m のギャップを持つ RPC では 10^6 もの違いがある。

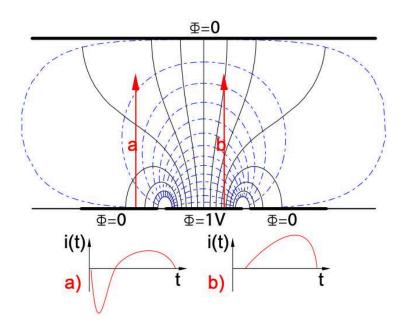


図 4.6 Weighting field の概念図 [38]。 a, b の 2 つの地点で、weighting field ベクトル $\vec{E_w}$ とドリフト速度ベクトル $\vec{v_D} = \frac{d\vec{x}(t)}{dt}$ の内積によって計算された誘起電流が下のグラフである。

ここで、 e_0 は単位電荷、 $\vec{E_w}$ は weighting field である。Weighting field とは、興味のある読み出し電極を 1 V、その他のすべての電極をグラウンドに落とした場合に計算される電場である。ただし、実際に印加される高電圧によって生じる電場とは異なることに注意する。Weighting field の概念図を図 4.6 に示す。また、実際には複数のクラスターが生成される場合が多い。この場合は、それぞれのクラスターに対する式 (4.2) の和が誘起される電流の大きさとなる。読み出される信号電圧については、式 (4.2) の誘起電流と読み出し電極のインピーダンスとの積で求められる。また、1 つのクラスターによって誘起される電荷 Q_{ind} は式 (4.2) を信号が得られる時間 T で積分して求められる。

$$Q_{\text{ind}} = \int_0^T dt \vec{E_w}(\vec{x}(t)) \cdot \frac{d\vec{x}(t)}{dt} e_0 N(t)$$
(4.3)

RPC の読み出し電極がカソード側とアノード側の双方に設置される場合、その構造は対称的となることが多い。そのため、カソード側とアノード側に設置された読み出し電極について weighting field を調べると、その間での違いは weighting field の向きが反転する点のみとなる。したがって式 (4.2) から、カソード側の読み出し電極とアノード側の読み出し電極では、同じタイミングに同じ大きさで極性のみが反転した信号が誘起される。

4.2.4 RPC の構成と運用

オペレーションモード

RPC には次の2種類のオペレーションモードがある。

- ストリーマモード
- アバランシェモード

ストリーマモードは、1980 年代初めに RPC が考案 [41] されてから、アバランシェモードが発見される 1990 年代まで主に使用されてきたオペレーションモードである。ストリーマモードの RPC はアルゴンベースのガスで運用され、電子が 10^8 個以上に増幅されることでストリーマを積極的に発生させる。そのためガスの増幅率が非常に大きく、増幅器の増幅率などエレクトロニクスに対する要請が小さくなるという利点がある。しかし、4.2.5 節で述べるように、

4.2 RPC の動作原理 31

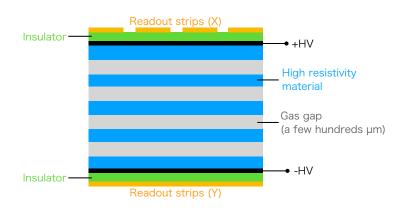


図 4.7 マルチギャップ型 RPC の模式図

検出器性能としてはアバランシェモードに劣るため、近年では用いられない。

アバランシェモードは、電気陰性度の高いフロン (R134a, $C_2H_2F_4$) をベースにしたガスで運用されストリーマの発生を抑えることで、アバランシェのみで運用をおこなうオペレーションモードである。4.2.2 節で述べたように、電気陰性度の高いフロンベースのガスでは空間電荷効果が大きく現れるため、増幅率がストリーマが発生する 10^8 以下となる。このため、読み出される信号は 1–10 pC とストリーマモードの RPC と比較して小さく、高い増幅率の増幅器が必要となる。一方、増幅される電子が少ないことで、後述するように検出器性能に良い効果をもたらす。近年開発されている RPC はアバランシェモードで運用されるものがほとんどである。

ガス

ストリーマモードの RPC はアルゴンをベースにイソブタン (iso- C_4H_{10}) や二酸化炭素をクエンチャーとして混合させたガスを用いることが多かった。アルゴンガスでは紫外線が発生しやすく、ストリーマを発生させやすいことが知られている。

アバランシェモードの RPC はフロンガスをベースに数 % の SF_6 、イソブタンを混合したガスを用いる。フロンガスや SF_6 は電気陰性度が高く、ストリーマを抑えることで安定した増幅率 (10^7-10^8) を得られることが知られている。フロンガスはアルゴンのおよそ 2.5 倍の密度があるため、放射線が通過した際に生成される電離電子の数が多く、検出効率の向上につながっている。また、フロンガスはアルゴンよりも電子のドリフト速度が速いため、時間分解能の向上にも寄与している。イソブタンはストリーマを発生させる紫外線を抑制するためのクエンチャーとして用いられる。

ギャップ構成と用途

RPC は図 4.2 のように数 mm の 1 つのギャップから構成されるシングルギャップ型と、図 4.7 のように数百 μ m の ギャップが積み重ねられたマルチギャップ型の 2 種類に大別される。

シングルギャップ型の RPC は最も基本的な構造であり製作も容易である。ATLAS 実験や ALICE 実験などで大面積のミューオンのトリガー用検出器として用いられる [42, 43] ことから、トリガー RPC と呼ばれることが多い。現在実験に用いられている多くのトリガー RPC は 2 mm のギャップであり、検出効率は 95% 程度、時間分解能は 1 ns 程度である。

マルチギャップ型の RPC は高抵抗素材と数百 μ m のギャップが積み重なるように配置され、複数のギャップを持つ構造となっている*⁴。現在実験で使われるマルチギャップ型の RPC の多くは、各ギャップの厚みが 200–300 μ m、4–10 層である。高電圧は最も外側の高抵抗素材につけられた電極に印加され、それぞれのギャップに均等に電圧がか

^{*4} Multigap RPC から mRPC と呼ばれる。

かる。例えば、 $10\,\mathrm{kV}$ の電圧を $4\,\mathrm{g}$ の RPC に印加したとき、各層に印加される電圧は $2.5\,\mathrm{kV}$ となる。アバランシェは それぞれのギャップで起こり、読み出し電極には各層の信号の和が誘起される。 $4.2.5\,\mathrm{m}$ で言及するように時間分解能 が $100\,\mathrm{ps}$ 以下と良いことから、Time-of-flight (TOF) 検出器として用いられることが多く、タイミング RPC と呼ばれ ることが多い。また、マルチギャップ型の応用として、アノードとカソードで挟まれた部分を $1\,\mathrm{c}$ 0のスタックとして、スタックを積み重ねるマルチスタック型の RPC も開発されている。

4.2.5 検出器性能

検出効率

RPC の検出効率は、主にギャップの厚みとギャップの数で決まる。アバランシェの増幅率はドリフト距離が長いほど大きくなるため、カソード付近の領域で電離した電子のみが検出するのに十分な大きさの信号となる。したがって、ギャップの厚みが大きいほどアバランシェが十分に増幅でき検出効率が上がる*5。シングルギャップ型のトリガーRPC では、ギャップの厚みを 2 mm ほどに大きくとることによって 95% 程度の検出効率を達成している。一方、時間分解能を良くするためにギャップの厚みを小さくした場合でもギャップの数を多くすることによって、高い検出効率を実現できる。単層での検出効率 ϵ_1 と n 層に積層した場合の検出効率 ϵ_n はおよそ次のような関係を持つ [36]。

$$\epsilon_n = 1 - (1 - \epsilon_1)^n \tag{4.4}$$

タイミング RPC はギャップ間隔を 200–300 μ m にとって高い時間分解能を達成しつつ、積層することによって 99% 以上の検出効率が実現できる。

また、ガスに対する依存性も知られている。アルゴンガスはフロンガスよりも電離による電子イオン対の数が少ないため、放射線との反応が起きづらい。そのため、ストリーマモードの RPC は 2 mm のシングルギャップで検出効率が70% 程度と先ほど述べたトリガー RPC よりも劣る。

時間分解能

RPC の時間分解能も検出効率と同様に、主にギャップの厚みとギャップの数で決まる。ギャップの厚みが小さいほど、アバランシェが十分に増幅できる初期電離電子の生成位置の幅が小さくなるため、ドリフト距離のふらつきが小さくなる。したがって、ギャップ間隔が狭いほど時間分解能は良くなる。また、ギャップの数が多くなるほど生成される信号の数が増えるため時間分解能が良くなることも知られている。ただし、最も大きな信号の生じたタイミングで決まるため、単純に $1/\sqrt{n}$ では改善しない。ギャップ間隔が広く単層のトリガー RPC では 1 ns 程度の時間分解能となり、ギャップ間隔が狭く複数層を有するタイミング RPC では数十 ps の時間分解能が報告されている。

ストリーマモードの RPC では、アルゴンガス中でドリフト速度が小さくなることや、ストリーマの生じる時間のばらつきが生じるため、時間分解能は数 ns とさらに悪くなる。

位置分解能

RPC の位置分解能は、読み出し電極の形状と大きさで決まる。アバランシェモードの RPC において、アバランシェの大きさは典型的に数十 μ m 程度であり、誘起される信号は正確な位置情報を持つ。しかし、読み出し電極の大きさによって位置分解能が制限されることがほとんどである*6。また、ストリップ状の読み出し電極を用いる場合、信号をストリップの両端から読み出しその時間差を用いることでストリップ方向の位置情報を得ることができる。3 つの RPC を用いて宇宙線の軌跡を再構成することで 38 μ m の位置分解能が報告されている [44]。

 $^{^{*5}}$ ただし、4.2.2 節で述べたように空間電荷効果によって増幅率は最大でもストリーマが発生し始める 10^8 程度となる。

^{*6} 読み出し電極を小さくすれば良いがその分だけチャンネル数が膨大になり、容易に大面積をカバーできるという RPC の利点が損なわれる。

オペレーションモード	ガス	ギャップ	時間分解能	レート耐性	主な用途
ストリーマモード	アルゴン	1–2 mm 単層	数 ns	~1 Hz/cm ²	ミューオントリガー検出器
アバランシェモード	フロン	1–2 mm 単層	∼1 ns	~1 kHz/cm ²	ミューオントリガー検出器
アバランシェモード	フロン	200–300 μm 複数層	≤100 ps	~1 kHz/cm ²	TOF 検出器

表 4.1 RPC の構成と検出器性能

レート耐性

RPC のレート耐性は主に高抵抗電極の抵抗率で決まる。増幅した電子は高抵抗電極を流れるため、アバランシェが発生した部分に印加される電圧が局所的に小さくなるように働く * 7。抵抗率が小さければそれらの電子が速く流れて、元の電場の状態に戻る時間が短くなり、レート耐性が向上する。通常の RPC の電極に用いられるガラスの体積抵抗率は 10^{13} Ω cm 程度であり、この抵抗率では 1 kHz/cm² 程度までのレート耐性しか持たない。ガラスにアルカリ土類元素の酸化物を添加し体積抵抗率を 10^8 – 10^9 Ω cm 程度まで下げることで、およそ 20 kHz/cm² までのレート耐性を持つ RPC が開発されている [45]。

一方、ストリーマモードの RPC は増幅率が極めて大きく大電流が流れるため、電場が元の状態に戻るまでに時間がかかる。さらにストリーマの持続時間も長く、1 Hz/cm² 程度のレート耐性しかない。

4.2.6 他実験における RPC の利用例

本節のまとめとして、4.2.4 節と 4.2.5 節で議論した RPC の構成やその性能を表 4.1 にまとめる。RPC は安価に製作できることが利点で、他実験で用いられてきた。特に大面積であることが必要な大型検出器では特に優れており、そのような応用例が多い。ストリーマモードの RPC はアバランシェモードの RPC が開発される以前に多く利用されてきた。ミューオン用のトリガー検出器やニュートリノ実験における VETO 検出器として、BaBar 実験 [46] や OPERA 実験 [47] などで利用された実績がある。しかし、近年ではあまり用いられない。アバランシェモードで動作する RPC のうち、トリガー RPC は大規模実験におけるミューオントリガー用の検出器として、ATLAS 実験 [42] や ALICE 実験 [43] などで利用されている。これらは大面積をカバーし、90% 以上の高い検出効率を有する。タイミング RPC は STAR 実験 [48] や ALICE 実験 [49] などで TOF 検出器として用いられている。大面積をカバーしつつ、数十 ps の時間分解能を達成している。

4.3 先行研究における RPC 開発

上流側 RDC のための RPC は [5] で開発が始められた。本節では、本研究に先行して行われた [5] をまとめる。

4.3.1 検出器デザイン

4.1 節で述べた検出器の要請の 1 つ目である検出器の物質量を $0.1\%~X_0$ に抑制することを実現するために、RPC の高抵抗電極に Diamond-Like Carbon (DLC) をスパッタリングした厚さ $50~\mu m$ のポリイミドフォイルを用いる $*^8$ 。 DLC を高抵抗電極に用いて RPC を製作する技術は [4] で研究され、物質量を削減することが可能であることが示されている。DLC とは主に炭素からなる薄膜であり、次の 2~0の化学結合が混在する。

^{*7} これにより放電を抑えた動作が可能である。

^{*8} DLC のスパッタリング技術については付録 A にまとめる。

表 4.2 検出器素材とその物質量

	物質量
ポリイミド 50 μm	$0.0175\% X_0$ [50]
アルミニウム 30 nm	$0.0034\% X_0$ [50]
ガス 2 mm	$\sim 0.001\%~X_0$

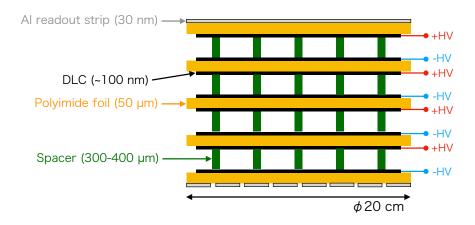


図 4.8 超低物質量 RPC の模式図

- 自由電子が含まれるために電気伝導性を持つグラファイト構造と同様の ${
 m sp}^2$ 結合
- 自由電子が含まれず絶縁性のダイヤモンド構造と同様の ${
 m sp}^3$ 結合

そのため膜厚に応じて $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ から $1000 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ 程度の表面抵抗率を持ち、スパッタリングする DLC の厚みによって調整が可能である $*^9$ 。この炭素薄膜は 100 nm 以下の厚みであるため、その物質量はほぼ無視できる。また、信号の読み出しには 100 nm 以下のアルミ薄膜を用いる。これは市販されているアルミ蒸着ポリイミドを用いる予定である。第 7 章で述べるように 30 nm 厚のアルミ薄膜で信号の読み出しを行ったことから、ここでは 30 nm 厚のアルミ薄膜を用いることとする。これまでに述べた検出器素材とその物質量を表 4.2 にまとめる。積層することで検出効率を向上させることを図るが、物質量を 0.1% X_0 に抑えるためにはポリイミドフォイル 5 枚が上限である。この場合、図 4.8 に示すように 4 層まで積層することができる。

[4] で開発された RPC の特徴は DLC のほかには、高電圧の供給方法とスペーサーである。これらの特徴は本検出器 にも引き継がれる。高電圧の供給方法は、絶縁体であるポリイミドを挟んで配置された各層の電極にそれぞれ +HV と -HV を供給する。図 4.8 中の +HV (-HV) の部分には共通の電位をかけることで、各層で共通の電圧差を供給できる。このようにすることで 1 層分の電圧を用意すればよく、従来型のマルチギャップ型 RPC よりも低い電圧での運用が可能となる。

また、ギャップの厚みを制御するスペーサーについては、従来型の RPC では釣り糸を使うことが多い。しかし、本研究で開発する RPC はポリイミドフォイルの機械的強度が弱いことから電極の平坦性が損なわれる。そこでこの検出器では、フォトリソグラフィー技術を用いたピラーをスペーサーとして用いる。フォトレジストを用いたピラー形成の流れを図 4.9 に示す。このピラーは直径 400 μ m 程度で 2.5 mm ピッチでドット状に配置され、ピラー付きの電極に上から少しの圧力をかけることでギャップの平坦性を確保する。一方、この手法の欠点は数百 μ m の厚いピラーを形成するのが技術的に難しい点である* 10 。

 $[\]star^9$ ただし、厚みによる抵抗率のコントロールを精度良く行うことは困難である。この問題と解決策については 6.3 節で述べる。 \star^{10} この点については付録 B で述べる。

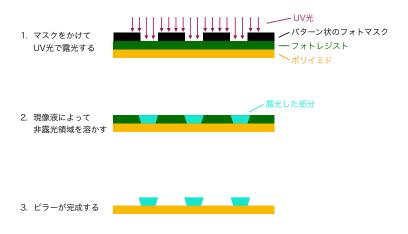


図 4.9 フォトレジストを用いたピラー形成の図

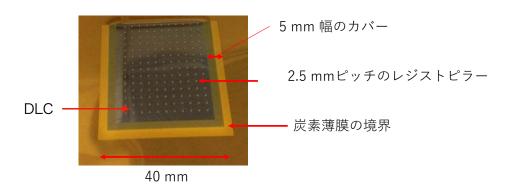


図 4.10 完成した高抵抗電極とピラー。[5] を一部改変。

4.3.2 プロトタイプ検出器の製作

DLC を高抵抗電極に用いた 3 cm 角の大きさのプロトタイプ検出器が製作された。本研究における性能評価はこのプロトタイプ検出器を用いて行う。

高抵抗電極とスペーサー

デュポン社 [51] のカプトンシート*¹¹に、DLC をスパッタリングした。スパッタリング作業についてはビースパッタ社 [52] に依頼した。 $10~M\Omega/sq$ の表面抵抗率を目標にスパッタリングを行ったが、製作されたものは $60~M\Omega/sq$ と $7~M\Omega/sq$ と測定された。DLC の表面抵抗率については 6.3~節で詳しく述べる。

DLC の境界付近は放電を起こしやすいことが知られている。これは、境界付近では DLC が一様には付着せず境界線に凹凸ができるため、その周辺で電場が歪むためであると考えられている。DLC の境界の保護のためにレイテック社 [53] に依頼し、25 μ m 厚のフォトレジストを境界部分に被せた。

スペーサーとして 4.3.1 節で述べたフォトレジストで形成するピラーを用いる。高さ 384 μ m、直径 400 μ m のピラーを 2.5 mm ピッチで格子状に DLC 電極上に配置した。こちらのピラー形成もレイテック社に依頼した。

このようにして完成した高抵抗電極とピラーの写真を図 4.10 に示す。

^{*11} デュポン社の製造するポリイミドの商標がカプトンである。

メーカー アルミニウムの厚み (公称値) 測定された表面抵抗率 Goodfellow 30 nm [54] 0.53 Ω/sq Liren 200–500 nm [55] 1.1 Ω/sq

表 4.3 読み出し電極に用いることを検討しているアルミ蒸着ポリイミド

表 4.4 RPC に用いた混合ガス

ラベル	C ₂ H ₂ F ₄ (%)	SF ₆ (%)	iso-C ₄ H ₁₀ (%)
A	93	7	0
В	94	1	5

読み出し電極

4.3.1 節で述べたように、読み出し電極には 100 nm 以下の厚みのアルミ薄膜を用いる。アルミ薄膜として市販されているアルミ蒸着ポリイミドを用いる。検討しているアルミ蒸着ポリイミドは表 4.3 の 2 つのメーカーのものである。 先行研究と第 5 章の性能評価では Liren 社のアルミ蒸着ポリイミドを用いた。第 7 章の試験では Goodfellow 社のものを用いた。2 つのアルミ蒸着ポリイミド間で読み出した信号に差異はほとんどないため、今後は入手のしやすさとベースとなるポリイミドがカプトンと明記されていることから Goodfellow 社のアルミ蒸着ポリイミドで開発を進めていく予定である $*^{12}$ 。

ガス

RPC の測定で用いたガスは表 4.4 に示すように、不燃性ガスのみの混合ガス (A) と可燃性のイソブタンも用いた混合ガス (B) の 2 種類である。4.3.3 節と 4.3.4 節で述べる先行研究における性能評価では A のガスを用いており、本稿で述べる測定では B の混合ガスを用いた。また、ガスギャップに混合ガスが充満するまでには一定の時間を要する。本稿で述べる測定ではガスチェンバーの体積を 5-10 置換する時間をかけて混合ガスを充満させた。

組み立て

検出器の組み立ては、次の工程が必要となる。

- 高抵抗電極の取り付けによる有感領域の設置
- 高抵抗電極への高電圧供給
- ガスパッケージ
- 信号読み出し電極の設置

高抵抗電極の取り付けは図 4.11 のようにピラーのある電極の面とピラーのない電極の面を向かい合わせにするように行った。最外層は片面がアルミ蒸着面の電極を用い、信号読み出しを可能にする。しかし、電極のアルミ蒸着面は信号読み出しには用いず、後述するように独立したアルミ蒸着ポリイミドのストリップをチェンバー窓の外側に貼り付けた。積層する場合は、図 4.12 に示す片面にピラーがつき、もう片面にはピラーのない中間層を配置することで、このような組み立てが可能となる。本稿での測定は単層で行ったが、先行研究では 4 層まで積層して測定された。プロトタイプ検出器ではこれらの高抵抗電極はカプトンテープで取り付けたが、将来的には改善する必要がある*¹³。

高抵抗電極への高電圧供給は、星和電機株式会社の導電性テープ (E13CE3020) を DLC がスパッタされている領

^{*&}lt;sup>12</sup> [55] を見る限り、Liren 社のポリイミドはどのような素性のものか明記されていなかった。

^{*13} 実機での取り付け方法は 7.3 節で述べる。

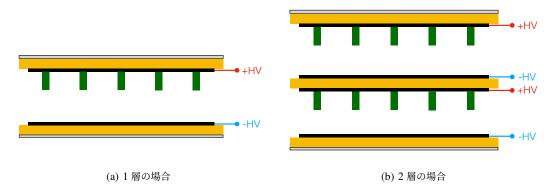


図 4.11 検出器組み立ての模式図。下のフィルムにはピラーのない電極を用い、上の層にはアルミ蒸着ポリイミドに DLC とピラーを取り付けた電極を用いる。(b) の中間層には図 4.12 の電極を用いる。

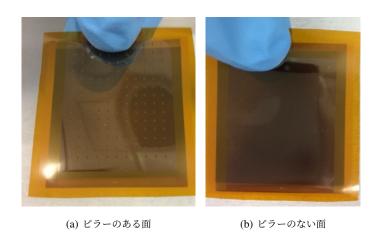


図 4.12 両面に DLC をスパッタリングした中間層の高抵抗電極 [5]

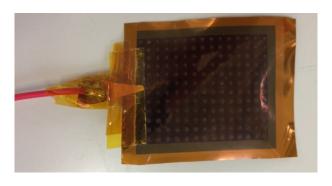
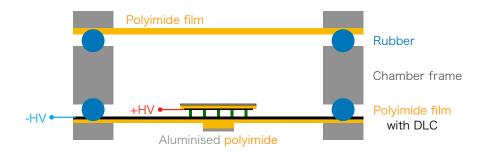


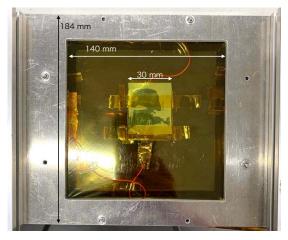
図 4.13 高抵抗電極への高電圧供給 [5]

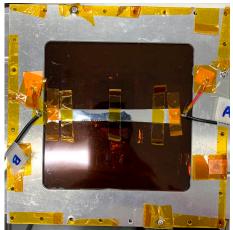
域の端に取り付けることで行った (図 4.13)。このテープは接着面も導電性となっており、その接触抵抗は $\leq 1~\Omega$ であった。

ガスパッケージには金属のチェンバーフレーム、シリコーンゴム、ポリイミドフィルムを図 4.14 のように用いた。 検出器部分は DLC をスパッタしたポリイミドフィルムをチェンバー窓に用いることで物質量の削減を実現した。チェ ンバー窓のポリイミドフィルムにスパッタされた DLC が -HV 側の電極となっている。チェンバーフレームの側面に ガスが通るためのパイプが 2 つ取り付けられており、それらのパイプから混合ガスが出入りする。チェンバーフレーム をネジで締め上げることでガスのパッケージを行う。



(a) 模式図





(b) 模式図を上から見たときの写真

(c) 模式図を下から見たときの写真

図 4.14 組み立てたプロトタイプ検出器の模式図と写真

信号読み出し電極にはストリップ状に切り出したアルミ蒸着ポリイミドを用い、これをポリイミドのチェンバー窓の外側に貼り付けた。先行研究と第 5 章の試験では、ストリップの両端に導電性テープを貼り、そのテープに $50\,\Omega$ の同軸ケーブルの芯線をはんだ付けするという流れで読み出しを行った (図 4.14(c))*¹⁴。しかし、この場合ストリップの両端から得られる波形に違いが生じているため、7.2 節の試験では導電性接着剤を用いた接続に変更している。これについては 7.2 節で述べる。数十 cm の同軸ケーブルを通った信号は、後述する増幅器で増幅される。一方、チェンバー内にある検出層を挟んで反対側にある電極はグラウンドに落とすか、フロートしている。また、このようにアルミ蒸着ポリイミドをチェンバー窓の外側に取り付ける場合、4.3.1 節で議論した検出器デザインよりも検出層と読み出し電極との間に余分に $50\,\mu$ m のポリイミドが置かれることになる。4.2.3 節で述べた信号誘起のプロセスと照らし合わせると、この違いはプロトタイプ検出器のほうが信号が小さくなるように影響する。したがって、性能の過大評価にはつながらない。

信号の確認

RPC の信号は図 4.15 の PSI で SiPM 用に開発された増幅器を用いて増幅した。この増幅器のゲインは 38 dB である。これは、高速な応答や低ノイズといった面で優れており、RPC の信号を読み出すのにも十分な性能を有している。 波形情報は 3.2.5 節でも述べた DRS 波形デジタイザー (DRS4 evaluation board) を用いてサンプリング速度 2.5 GSPS で取得した 15 。以上の測定セットアップで 90 Sr 線源からの β 線に対して得られた波形を図 4.16 に示す。電子が読み

^{*14} 同軸ケーブルのグラウンド線はチェンバーフレームと同電位にしている。

^{*15} 第 5 章の試験ではサンプリング速度 1.6 GSPS で波形情報を取得した。

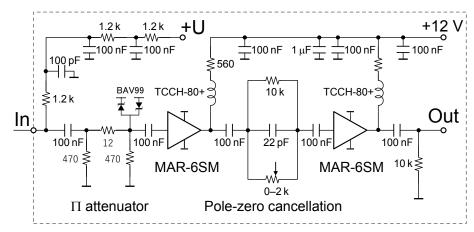


図 4.15 RPC の信号増幅に用いたアンプの回路図 [5]。Pole-zero cancellation の可変抵抗の値は 0Ω としている。

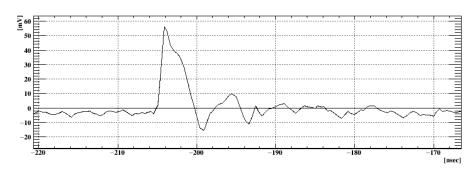


図 4.16 取得された波形の一例

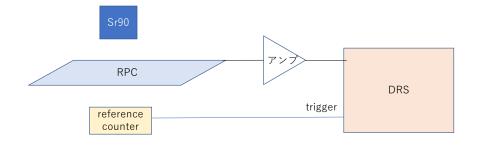


図 4.17 先行研究における性能評価のための測定セットアップ [5]

出し電極とは反対方向に向かってドリフトするように電圧を印加しているため、この波形は正の極性を持つ。パルスの幅はおよそ 5 ns となっており、従来型の RPC で観察された典型的な波形と同様のものである。また、最初のピークが生じた直後に共振しているような振る舞いが確認できる。この振る舞いと改善方法については、7.2 節で議論する。

まとめ

4.3.1 節で議論した検出器デザインを基にプロトタイプ検出器が製作された。余分な物質量や組み立て方法に改善の余地はあるものの、ポリイミドフィルムにスパッタした DLC を高抵抗電極に用いて検出器を動作させることに成功しており、物質量の要求を満たす検出器の建設が可能であることが示された。

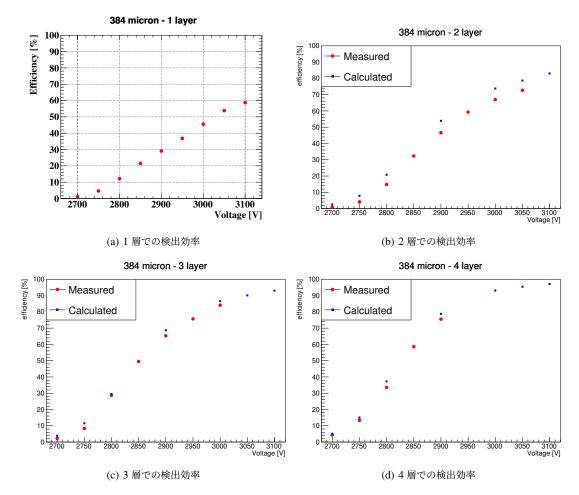


図 4.18 1 層から 4 層での検出効率の電圧依存性 [5]。2 層から 4 層の場合は 1 層での検出効率から式 (4.4) で予想した値もプロットする。

4.3.3 検出効率

プロトタイプ検出器の性能評価が行われた。測定セットアップを図 4.17 に示す。 90 Sr 由来の β 線を用い、RPC の有感領域を通ってリファレンスカウンターにヒットするイベントをトリガーした。リファレンスカウンターは大きさ 5 mm の立方体形状のプラスチックシンチレータに SiPM が光学的に接続されたものである。

検出効率の評価は、トリガーがかかったタイミング付近の波高の閾値を 10~mV としてイベント数を数え、リファレンスカウンターにヒットのあったイベント数を分母として測定した。1~M 層までの試験における検出効率の電圧依存性を図 4.18~C に示す。1~M 層では 3100~V の印加電圧でおよそ 55% の検出効率を達成した。2~M 層では 1~M 層の結果から予想される振る舞いとおよそ一致していることが確認でき、最大で 85% の検出効率を達成した。積層することにより最大の印加電圧が低下してしまったのは、検出器の動作が不安定であり低い電圧で放電してしまったからである。しかし、これはギャップ間に不純物が混入していた、もしくは高電圧供給の配線が原因で電極の平坦性が確保されなかったと推測されており、組み立て工程の改善により安定な動作ができれば 90% の検出効率を達成できる見込みである。

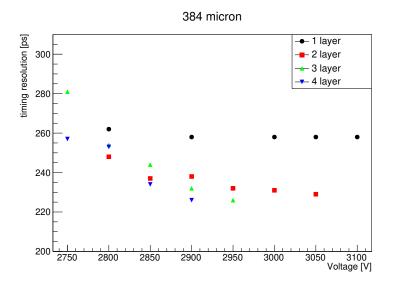


図 4.19 時間分解能のギャップ数依存性と電圧依存性 [5]

4.3.4 時間分解能

時間分解能の評価は、RPC の信号検出時間とリファレンスカウンターでの信号検出時間の差の分布から決定した $*^{16}$ 。 ギャップ数ごとの時間分解能の電圧依存性を図 4.19 に示す。単層で 260 ps の時間分解能を達成し、積層することで最大 10% 程度の改善が見られた。ただし、これらの時間分解能は RPC 固有の時間分解能だけでなく、次の測定系の時間分解能の寄与も含まれる。

- リファレンスカンターとエレクトロニクスの時間分解能 (およそ 100 ps)
- 読み出し系のノイズによって生じるジッター (およそ 150 ps)

これらの寄与を差し引いた値が RPC 固有の時間分解能であることに注意したい。

4.4 本研究における開発課題

先行研究 [5] において、上流側 RDC に対する要請のうち次の 3 つが実現可能であることが示された。

- (1) 0.1% X₀ 以下の物質量
- (4) 90% 以上の陽電子検出効率
- (5) 1 ns 以下の時間分解能

一方で残る3つの項目については十分な検証ができていない状態であった。本研究では、残る3つの要請のうち次の2つについて調査を行う。

- (2) 4 MHz/cm² のレート耐性
- (6) 直径 20 cm の検出器サイズ

また、RMD を効率良く同定するためのビームミューオンと陽電子の識別についても議論する。さらに、これらの調査

 $_{*}^{16}$ RPC での信号検出時間はピーク波高の 50% の高さとなる時間で求めた。

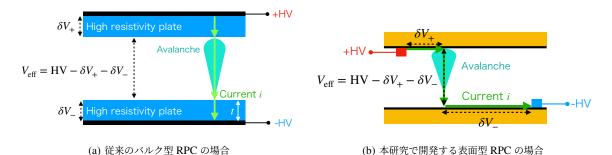


図 4.20 RPC の高電圧供給ラインの間を流れる電流の概念図

結果を基に実機の設計を議論する。

4.4.1 レート耐性

RPC のレート耐性は 4.2.5 節で述べたように、主に高抵抗電極の抵抗率で決まる。高レート環境下では、ギャップを流れる大電流が高抵抗電極内を流れることで電圧降下が生じるため実効的に印加される電圧が小さくなり、ガスでの増幅率が低下する (図 4.20)。これにより、検出効率や時間分解能といった検出器性能が悪化することが RPC におけるレート耐性の問題となっている。電圧降下を小さくするためには抵抗率を小さくすることが有効である一方、抵抗率を小さくすることは放電を頻発させる危険性もある。そのため、放電を抑えた動作が可能な範囲内で抵抗率を下げる必要がある。

従来のバルクの高抵抗体を用いる RPC (バルク型 RPC) では、アバランシェが生じると図 4.20(a) のようにギャップ間に電流が流れるほか、高抵抗体中も電流が流れる。アバランシェによる平均電荷を $Q_{\rm mean}$ 、粒子のヒットレートをf(x,y) とすると、単位面積あたりの電流は $Q_{\rm mean}\cdot f(x,y)$ と書ける。その領域における抵抗値はバルクの体積抵抗率 ρ_V とその厚み t の積で表せるので、電圧降下 δV は、

$$\delta V = Q_{\text{mean}}(V_{\text{eff}}) \cdot f(x, y) \cdot \rho_V \cdot t \tag{4.5}$$

で表される。ここで $V_{\rm eff}$ は実効的な印加電圧であり nominal $HV-\delta V_+-\delta V_-$ となる。アバランシェの平均電荷 $Q_{\rm mean}$ は印加電圧 $V_{\rm eff}$ での値であることに注意したい。

一方で、本研究で開発する DLC を高抵抗電極に用いる RPC (表面型 RPC* 17) の場合、図 4.20(b) のように電流が DLC の表面を流れる。このとき流れる電流密度 \vec{i} は、

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{i} = Q_{\text{mean}} \cdot f(x, y) \tag{4.6}$$

となる。一方で、オームの法則から電流密度を電圧降下 δ と表面抵抗率 ρ_S で表すと、

$$\vec{i} = \frac{\vec{\nabla}\delta V}{\rho_S} \tag{4.7}$$

となる。したがって、式 (4.6) と式 (4.7) から電圧降下について解くと、

$$\nabla^2 \delta V(x, y) = Q_{\text{mean}}(V_{\text{eff}}) \cdot f(x, y) \cdot \rho_S \tag{4.8}$$

と書ける。ここで $(x,y)=(x_1,y_1)$ に高電圧供給の導電体が配置されている場合、 $\delta V(x_1,y_1)=0$ という境界条件が成立する。電流が流れる距離は、バルク型 RPC の場合はバルクの厚みであったのに対し、表面型 RPC では高電圧供給の導電体までの距離になる。すなわち、高電圧を供給する導電体の配置が電圧降下に大きな影響を及ぼす。

 $_{*^{17}}$ このタイプの RPC はほとんど存在しないため未だ一般的な名称はないが、ここでは表面型 RPC と呼ぶことにする。

本研究では、ビームミューオンの Q_{mean} を測定し、プロトタイプ検出器のレート耐性を評価する。さらに、上流側 RDC の要請である 4 MHz/cm 2 のレート耐性を満たすための高抵抗電極の開発に取り組む。

4.4.2 検出器の大型化

先述したように表面型 RPC のレート耐性には高電圧供給のための導電体の配置が重要になる。このため、単純に検出器を大型化することはできない。例えば、高抵抗電極の円周のみで高電圧供給を行う場合は中心付近の電圧降下が最も大きくなってしまう。

本研究では、プロトタイプ検出器での性能評価を基に、検出器性能を維持したまま大型化することに着目した高抵抗電極の開発に取り組む。さらに、上流側 RDC の要請である直径 $20~\mathrm{cm}$ の検出器サイズを実現する実機の設計についても議論する。

第5章

プロトタイプ検出器のレート耐性の評価

2020 年 12 月に PSI π E5 ビームラインでミューオンビームを用いたプロトタイプ検出器の性能評価を行った。試験 に用いたミューオンビームは 3.2.1 節で述べた MEG II 実験で用いられるビームである。本章では、ミューオンビーム 照射試験とその結果から評価されるプロトタイプ検出器の性能について述べる。

5.1 概要と目的

4.4.1 節で述べたようにレート耐性の評価には電圧降下の大きさの見積もりが重要となる。プロトタイプ検出器を用いて式 (4.8) の各項を測定し、測定される電圧降下の大きさと予想される電圧降下の大きさを比較する。 $\delta V(x,y)$ の境界条件と DLC の表面抵抗率 ρ_S は RPC プロトタイプ検出器のセットアップで決まる。検出器のセットアップは 5.2 節で詳しく説明する。上流側 RDC は大強度の低運動量ミューオンビーム中で運用され、RPC の電圧降下を引き起こす主な粒子はビームである低運動量ミューオンである。したがって、右辺の第 1 項である $Q_{\rm mean}$ はミューオンの信号の平均電荷となるため、低運動量ミューオンに対する RPC の応答を測定する必要がある。また、右辺の第 2 項であるヒットレート f(x,y) は、ミューオンのビームレートとその分布によって決まる。これらは MEG コラボレーションのビームグループによって測定され、レートは $2\times 10^7~\mu^+/s$ から $2\times 10^8~\mu^+/s$ で調整可能であった。ビームの分布は水平方向の広がりが $\sigma_x=13~{\rm mm}$ 、鉛直方向の広がりが $\sigma_y=23~{\rm mm}$ と測定された。本試験におけるミューオンビームのレートとその分布については 5.6.1 節で詳しく述べる。ここまでの測定された値を用いて式 (4.8) から電圧降下の大きさを予想することができる。

一方、測定される電圧降下の大きさは、低レート環境下 * 1での電圧を変えて取得した波高分布と高レート環境下で取得した波高分布を比較して調べる。したがって、低レート環境下でのミューオンや陽電子の測定では電圧を変えながら検出器の応答を測定することが必要である。また、先行研究での性能評価はほとんどが 90 Sr 由来の $^{\beta}$ 線が用いられた。この $^{\beta}$ 線は幅広いエネルギースペクトルを持ち MIP でないものも含まれることから、ミューオン崩壊から生成される MIP 陽電子の応答も測定し比較する。さらに、測定されたミューオンと陽電子に対する検出器の応答から、粒子識別の可能性についても議論する。

以上のことから、本ミューオンビーム照射試験の目的は次の3つにまとめられる。

- MIP 陽電子に対する RPC の応答を調べる
- 低運動量のミューオンに対する RPC の応答を調べる
- ミューオンが高頻度で照射されている中で陽電子を測定し電圧降下の大きさを調べる

^{*1} 検出器が高レートの影響を受けずに十分な性能を出せるレート環境を意味する。

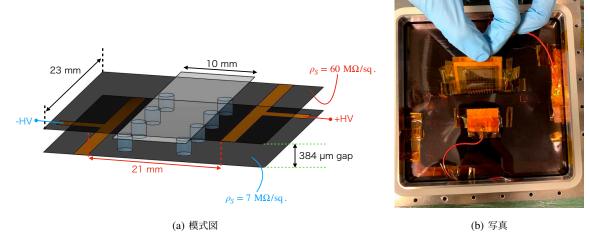


図 5.1 ビーム試験でのプロトタイプ検出器の構造

5.2 プロトタイプ検出器のセットアップ

4.3.2 節で製作したプロトタイプ検出器を用いた。積層した場合の検出効率の改善はすでに確認されていることと動作が不安定になった経験から、1 層で試験を行った(図 4.14(a))。図 5.1 にビーム試験でのプロトタイプ検出器の構造を示す。電圧降下の境界条件を決める高電圧供給の配置は、導電性テープを図 5.1(a) のように配置し、カソード (-HV 側) はグラウンドに落とし、アノード (+HV 側) が正の高電位となるようにした。導電性テープでの放電を防ぐために上からカプトンテープで保護した。このとき、検出器としての有感領域は 13 mm × 23 mm となる。ただし、実際に信号を読み出せるのは読み出し電極を配置した幅 10 mm の領域のみとなる。高電圧供給にはサトウ電子社の高電圧 NIM モジュール (HV-02W) を用い、電圧値と電流値をモニターした。DLC の表面抵抗率は、カソード側が 7 M Ω /sq、アノード側が 60 M Ω /sq と測定された* 2 。また、信号の読み出しには幅およそ 10 mm、長さおよそ 120 mm のストリップ状に切り出した Liren 社製のアルミ蒸着ポリイミドを用いた。ストリップの両端から信号を読み出し、図 4.15 の増幅器によって増幅される。増幅された信号は波形デジタイザー (DRS4) を用いて、サンプリング速度 1.6 GSPS で波形を取得した。ガスは表 4.4 のうち、B タイプのイソブタン入りのガスを用いた。

組み上げられたプロトタイプ検出器はビーム軸の高さ (およそ 150 cm) に調整するために、図 5.2 の支持構造に設置された。支持構造はアルミフレームやアルミ板から構成され、後述する様々な種類の測定セットアップに対応してトリガーカウンタなどを設置できるようにした。

5.3 β線に対する応答

ビーム照射試験の実施前に、検出器の動作確認のために 90 Sr 由来の β 線を用いて試験した。

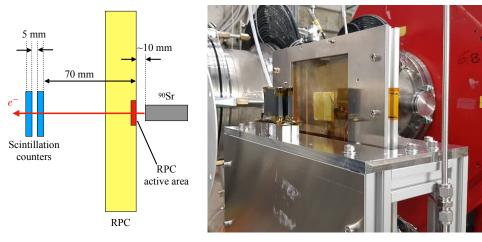
5.3.1 測定セットアップ

 90 Sr 由来の β 線に対する測定のセットアップを図 5.3 に示す。 β 線は RPC を透過して後方に置かれたシンチレーションカウンタに入射する。これらのシンチレーションカウンタは本ビーム試験のために製作され、縦 40 mm、横 40 mm、厚み 5 mm のプラスチックシンチレータ EJ-200 (Eljen Technology 社 [56]) にオプティカルセメントで 4 つ

^{*2} 測定方法は 6.3 節で詳しく述べる。



図 5.2 支持構造に固定したプロトタイプ検出器の写真



(a) セットアップを上から見た図

(b) セットアップの写真

図 5.3 β 線に対する測定のセットアップ。RPC の後方にあるシンチレーションカウンタのコインシデンスをとってトリガーした。

5.3 β 線に対する応答 47

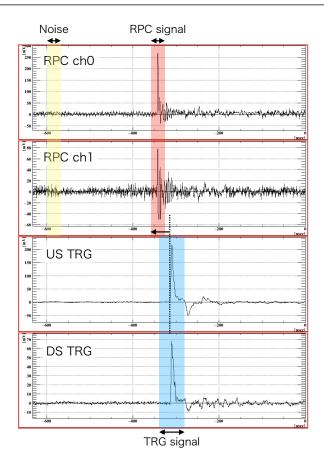


図 5.4 β 線に対する測定のイベントディスプレイの例。上 2 つのチャンネルが RPC による信号、下 2 つのチャンネルがシンチレーションカウンタによる信号である。

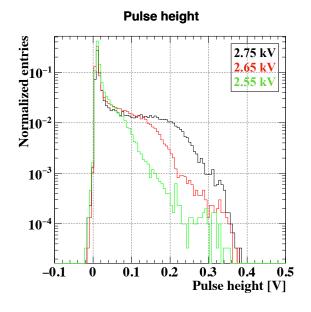
の直列接続する SiPM S13360-3050CS (浜松ホトニクス社 [25]) を接着したものである $*^3$ 。後方の 2 つのシンチレーションカウンタのコインシデンスをトリガー条件として波形の取得をおこなった。RPC に印加する動作電圧は 2.5 kV から 2.75 kV まで 50 V 刻みで変えて信号を測定した。先行研究 [5] よりも動作電圧が 300 V 程度異なるのは主に混合ガスの違いと測定環境の気圧差に起因する $*^4$ 。

得られた各チャンネルの波形を表示したイベントディスプレイを図 5.4 に示す。チャンネルの割り当ては、上 2 つが RPC のチャンネル (RPC ch 0 と RPC ch 1)、上から 3 番目が 2 つのシンチレーションカウンタのうち RPC 側に置かれたカウンタのチャンネル (US TRG)、一番下が最も後方に置かれたカウンタのチャンネル (DS TRG) である。トリガーされたシンチレーションカウンタの信号は青色で示した領域で観測され、この領域で信号の波高と時間を調べた。シンチレーションカウンタの信号検出時間はピーク波高の 10% の高さとなる位置で求めた。RPC の性能評価にあたっては、赤色で示した領域での波形を調べ波高と時間を求めた。赤色で示した領域は RPC 側のシンチレーションカウンタでの信号検出時間から 40 ns 前から、30 ns の幅で定義される。RPC の波形から波高を解析する際には、先行研究と同様に連続するサンプリング点 3 つの移動平均をとったのちに、低周波のノイズを削減するためにハイパスフィルタとして各点直前 31 点で平均をとったものを引いている。RPC の信号検出時間は生波形におけるピーク波高の 50% の高さとなる位置で求めた。

RPC の2つのチャンネルでの波形の違いについては、アルミ蒸着面と導電性テープとの間の接触抵抗の違いが考え

 $_{*^3}$ シンチレーションカウンタの製作については付録 ${\Bbb C}$ で述べる。

^{*4} 東京大学の実験室 (標高 60 m) と PSI (標高 350 m) との気圧差によって動作電圧は 50-100 V 異なると見積もられた。



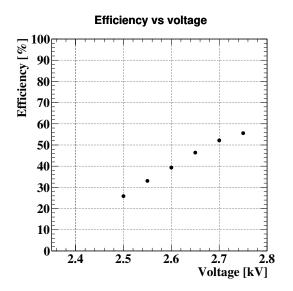


図 5.5 β線に対する異なる動作電圧での波高分布

図 5.6 β線に対する検出効率の電圧依存性

られる。これは試験後に改善され 7.2 節で述べる。本章におけるビーム試験では RPC の ch 0 の波形を用いて性能評価をおこなう。

5.3.2 波高分布

波高分布の電圧依存性を図 5.5 に示す。分布は全イベント数で規格化している。印加電圧を上げると分布が平坦になる領域が広くなることがわかる。これは先行研究で得られた波高分布と同様の振る舞いであり、RPC が正しく動作していることが確認できた。

5.3.3 検出効率

検出効率は、分子に信号領域での波高が 20 mV の閾値を超えたイベント数、分母に全イベント数をとったときの割合で測定した。先行研究での閾値は 10 mV であったが、本試験では測定環境の違いからノイズが大きいため閾値 20 mV を採用した。検出効率の電圧依存性を図 5.6 に示す。図 4.18(a) と比較すると、数% の違いはあるものの印加電圧を大きくするにつれて検出効率が上がるという同様の振る舞いを確認することができる。数% の違いは先行研究と本試験で、混合ガスの違いなどによって印加電圧が異なることや、ノイズ状況の違いによって閾値が異なることが原因と考えられ、検出器の性能の劣化を示すものではない。

5.3.4 時間分解能

時間分解能は、RPC での信号検出時間と RPC 側のシンチレーションカウンタでの信号検出時間との時間差分布から調べた。得られた時間差分布をガウス分布でフィッティングしその標準偏差 σ を求めた。図 5.7 に印加電圧が 2.75 kV のときの時間差分布を示す。フィッティングしたガウス分布の標準偏差は σ = (237.6 ± 1.6) ps と求められた。先行研究で測定された時間差の標準偏差は 260 ps であり、混合ガスやトリガーに用いるシンチレーションカウンタなどの測定セットアップの違いを考慮すると同程度の時間分解能が得られていることが確認できる。また、この値からシンチレーションカウンタの時間分解能を差し引くことで RPC の時間分解能を計算する。シンチレーションカウンタの時間分解

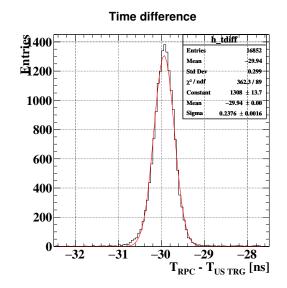


図 5.7 β 線に対する RPC と RPC 側シンチレーションカウンタとの時間差分布

能は 165 ps と測定されていることから*5、RPC の時間分解能は 171 ps と求められた。

5.3.5 レート耐性

今回用いた β 線の強度はシンチレーションカウンタの $40\,\mathrm{mV}$ を越える信号をスケーラーで測定することでおよそ $400\,\mathrm{kHz}$ ということがわかった。また、 $^{90}\mathrm{Sr}$ 線源での β 線の放射される領域は直径 $2\,\mathrm{mm}$ であると測定された。これらのことと測定系の位置関係を考慮すると、少なくともおよそ $100\,\mathrm{kHz/cm^2}$ のレートで RPC に入射していたと推測できる*6。このレート環境下でも低レート環境下でのパフォーマンスと同様の振る舞いを示していることは、本検出器がおよそ $100\,\mathrm{kHz/cm^2}$ のレート耐性を有していることを示している。この事実は $4.2.5\,\mathrm{mm}$ で述べた現在確認されている最高のレート耐性 $(20\,\mathrm{kHz/cm^2})$ を $5\,\mathrm{mm}$ 倍上回るものである。

5.4 MIP 陽電子に対する応答

 β 線との検出器応答の違いを調べるために、MIP 陽電子に対して測定を行った。

5.4.1 測定セットアップ

MIP 陽電子に対する測定のセットアップを図 5.8 に示す。ビームレート $2\times10^7~\mu^+/s$ のミューオンビームを照射し、RPC 前方に置かれたプラスチックの板でミューオンを停止させた。プラスチックの板はビームパイプに設置された Mylar の真空窓を保護するためのもので、その厚みは 5 mm である。プラスチックの板では低運動量のミューオンは 確実に停止し、そのほとんどが Michel 崩壊を起こす。そのようにして生成される陽電子は図 2.3 のようなエネルギースペクトルを持つため、ほぼすべての陽電子は MIP となる。生成された陽電子を RPC の前後に置いた 2 つのシンチレーションカウンタでトリガーした。この測定で用いたシンチレーションカウンタも本ビーム試験のために製作され、1 辺の長さが 5 mm の立方体のプラスチックシンチレータ EJ-200 (Eljen Technology 社) にオプティカルセメントで SiPM S13360-3050CS (浜松ホトニクス社) を接着したものである。この測定セットアップでの RPC の陽電子照射

^{*5} シンチレーションカウンタの時間分解能については付録 ${\mathbb C}$ で述べる。

 $_{*^6}$ 局所的には $\mathcal{O}(1~\mathrm{MHz/cm^2})$ となる。

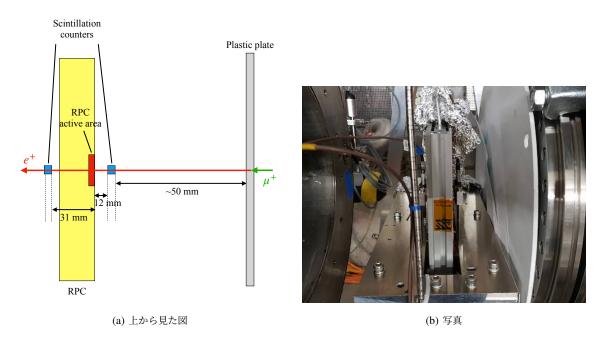


図 5.8 MIP 陽電子に対する測定のセットアップ。RPC の前後にあるシンチレーションカウンタのコインシデンスをとってトリガーした。

レートは RPC の電極間に流れる電流値から $\mathcal{O}(1-10~\text{kHz})$ と低いことが確認されている。RPC の印加電圧は 2.4 kV から 2.75 kV まで 50~V 刻みで変えて信号を測定した。

得られたイベントディスプレイを図 5.9 に示す。前節と同様の方法で解析を行った。この測定では、赤色で示した RPC の信号領域は RPC 後方のシンチレーションカウンタ (DS TRG) での信号検出時間の -40 ns --10 ns で定義される。

5.4.2 波高分布

波高分布の電圧依存性を図 5.10 に、 90 Sr 由来の β 線の波高分布と MIP 陽電子の波高分布の比較を図 5.11 に示す。 β 線での測定と同様の分布をしているが、2.75 kV のときには MIP 陽電子を用いたほうが波高の大きいイベントで分布が右にシフトしていることがわかる。これは主にギャップ間隔の非再現性に起因していると考えられる。 β 線に対する測定と MIP 陽電子に対する測定との間には、ギャップ間に不純物が入ることが原因で起こる放電が発生したため、一度チェンバーを開けて電極をクリーンにした。この作業は手作業で行われ、再び電極を組み立てる際に最大で数 %のギャップ間隔のばらつきが存在することが経験的にわかっている* 7 。 β 線と MIP 陽電子で同様の振る舞いを示すことは RPC の今後の開発において、MIP 陽電子を用いることができない場合でも 90 Sr 由来の β 線を用いて性能評価を行うことが妥当であることを意味する。

5.4.3 検出効率

検出効率の電圧依存性を図 5.12 に示す。図 5.6 と同様に印加電圧を大きくするにつれて検出効率が上がる傾向が得られた。また、印加電圧 2.75 kV での検出効率は MIP 陽電子のほうが β 線と比較して 5% ほど大きいが、先に述べたギャップ間隔の非再現性によるものであると考えられる。したがって、 β 線との検出器応答の違いを示唆しているもの

^{*7 [5]} ではスペーサーに釣り糸を用いた際には 5% 程度の厚みのばらつきがあるとされている。その後の研究でスペーサーにピラーを用いた場合でも若干のばらつきを経験している。

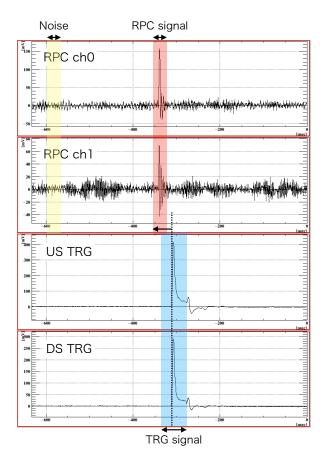


図 5.9 MIP 陽電子に対する測定のイベントディスプレイの例

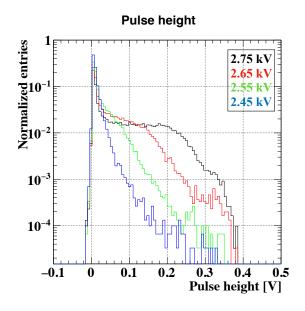


図 5.10 MIP 陽電子に対する異なる動作電圧での 波高分布

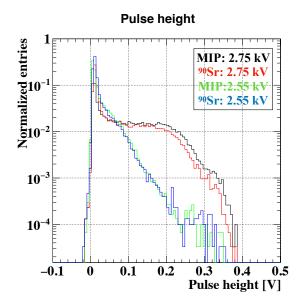


図 5.11 β 線と MIP 陽電子の波高分布の比較

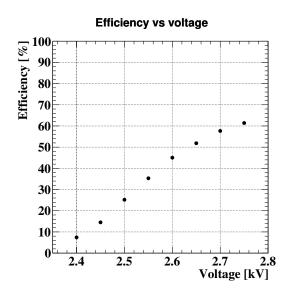


図 5.12 MIP 陽電子に対する検出効率の電圧依存性

Time difference Entries 000 h_tdiff2 18872 Entries Mean 29.6 Std Dev 0.2178 χ²/ndf 312.5 / 108 800 949.9 ± 9.2 Constant Mean -29.6 ± 0.0 Sigma 0.1924 ± 0.0012 600 400 200 -31 -30 T_{RPC} - $T_{DS TRG}$ [ns]

図 5.13 MIP 陽電子に対する RPC と RPC 後方の シンチレーションカウンタとの時間差分布

ではない。

5.4.4 時間分解能

動作電圧 2.75 kV のときの RPC での信号検出時間と RPC 後方のシンチレーションカウンタ (DS TRG) での信号検出時間の差の分布を図 5.13 に示す。フィッティングしたガウス分布の標準偏差は σ = (192.4 ± 1.2) ps と求められた。この値からシンチレーションカウンタの時間分解能 107 ps を差し引くことで、RPC の時間分解能は 160 ps と求められ、 β 線測定における RPC の時間分解能 (171 ps) と 7% の精度で一致した。この不定性として次の 2 つの寄与が考えられる。

- RPC ギャップ間隔の非再現性によりギャップが狭くなることでガス増幅プロセスの時間のふらつきに数 % の改善があった
- 2 つの測定セットアップの間で RPC とシンチレーションカウンタとの距離が 2 倍異なるため、 β 線のほうが飛行時間のばらつきが大きい (MIP 陽電子を用いた測定でのセットアップでは 31 mm であるのに対し、 β 線を用いた測定でのセットアップでは 70 mm である)

これらの寄与を正確に見積もることは難しいが、2 つの測定結果から RPC の時間分解能は 160-170 ps であると結論づけられる。

5.5 低運動量ミューオンに対する応答

MEG II 実験で用いられるミューオンビームの平均電荷量 Q_{mean} を調べるために、低運動量ミューオンに対して測定を行った。

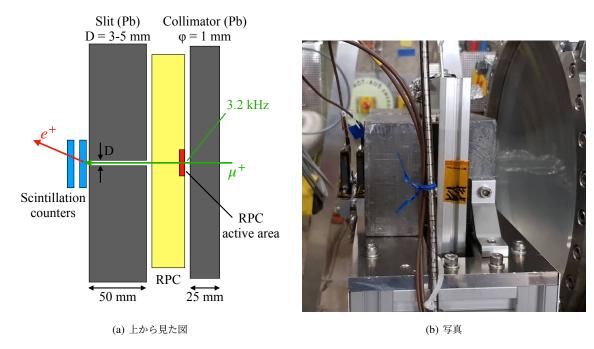


図 5.14 低運動量ミューオンに対する測定のセットアップ。上流側のカウンタのみにヒットするミューオンとその後崩壊して生成され 2 つのカウンタにヒットする陽電子の遅延コインシデンスでトリガーを発行した。

5.5.1 測定セットアップ

低運動量ミューオンに対する測定セットアップを図 5.14 に示す。運動量が 28 MeV/c のミューオンビームは直径 1 mm の穴が開いた鉛でコリメートされ RPC を透過する。RPC を透過する位置でのミューオンのレートはビームレート ($2\times 10^7~\mu^+/s$) とビームの分布 ($\sigma_x=13$ mm, $\sigma_y=23$ mm)、コリメータの穴径からおよそ 3 kHz であると計算された。このレートでは検出器パフォーマンスに影響を与えるほどの電圧降下は生じない* 8 。RPC を透過したミューオンは幅 3-5 mm の鉛スリットを通ったもののみが、5.3 節で用いた 40 mm 角のシンチレーションカウンタのうち RPC 側のものにヒットし静止する。その後、静止したミューオンはシンチレーションカウンタ内で崩壊し陽電子を生成する。トリガーは以下の 2 つの遅延コインシデンスをとって発行された。

- 上流側カウンタのみにヒットするミューオン (下流側カウンタで VETO をかける)
- 上流側と下流側のカウンタ両方にヒットする Michel 陽電子

遅延コインシデンスのウインドウは上流側カウンタのみにヒットがあってから 50–450 ns とした。オンラインでのトリガーロジックは NIM モジュールを用いて実装された。RPC の印加電圧は 2.4 kV から 2.75 kV まで 50 V 刻みで変えて信号を測定した。

得られたイベントディスプレイを図 5.15 に示す。上流側のシンチレーションカウンタの幅 450 ns の緑の領域でミューオンのヒットが検出され、その検出時間から -40 ns --10 ns の領域を RPC の信号領域と定義し、これまでと同様の方法で波形を解析した。2 つのシンチレーションカウンタのチャンネルでは -100 ns 付近に崩壊して生成された陽電子の信号を確認することができる。また、本研究で開発している RPC の抑制された物質量によって、28 MeV/c の非常に小さな運動量を持つミューオンを透過させながら検出に成功したことは特筆すべき点である*9。

^{*8} 電流値からもレートは十分に低いことが確認された。

 $^{*^9}$ このミューオンの運動量とエネルギーの比である β は 0.26 と一般的に加速器実験で生成される粒子の速さよりも非常に小さい。

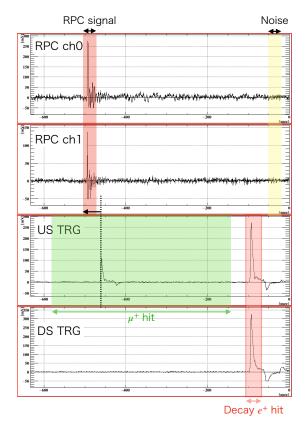


図 5.15 低運動量ミューオンに対する測定のイベントディスプレイの例

Pulse height 2.75 kV 2.65 kV 2.55 kV 2.45 kV 10⁻³ 10⁻⁴ 10⁻⁴ 10⁻² Pulse height Pulse height

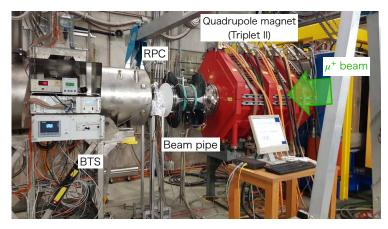
図 5.16 低運動量ミューオンに対する異なる動作電 圧での波高分布

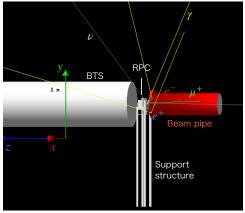
5.5.2 波高分布

異なる印加電圧で動作させたときの波高分布を図 5.16 に示す。 β 線に対する波高分布(図 5.5)や MIP 陽電子に対する波高分布(図 5.10)で確認された平坦な領域は見られず、印加電圧に応じてある波高にピークが立つ分布を得られた。このことは次のように解釈できる。RPC のギャップを通過するときに生成される初期クラスターの数は図 4.3 のようにシミュレートされているが、今回測定されたミューオンの $\gamma-1$ は 3.4×10^{-2} と [34] でシミュレートされた範囲よりも小さな運動量を持つ。低運動量ミューオンがギャップを通過するとき、図 4.3 から推測すると MIP と比べて数倍以上のクラスターが生成される $*^{10}$ 。したがって、信号として確認できる 10^7 以上に増幅するアバランシェがより多く発生することから、平坦な領域を持たずに波高の大きいイベントが多く存在する。その一方で、分布の右側(波高の大きな側)は陽電子と同じように 0.4 V 付近で急激に落ちている。これは空間電荷効果で電子の増幅が 10^7-10^8 程度で強く飽和していると理解できる。そのため、測定される波高は低運動量ミューオンと MIP 陽電子との間で数倍の違いしか生じない。

波高分布からは低運動量のミューオンが RPC を透過するとほぼすべてのイベントで信号が観測できると予想できる。一方で、全イベントの 25% 程度がペデスタルに存在する。これらのイベントは低運動量のミューオンイベントではなく、背景放射線による偶発的なトリガーに由来すると考えられる。ペデスタルイベントの調査のためにモンテカルロシミュレーションを行った。

 st^{*10} 後述するが、低運動量ミューオンと MIP 陽電子との間にはおよそ 10 倍のエネルギー損失の違いがある。

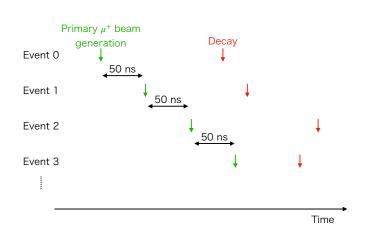




(a) 測定環境の写真

(b) 実装したジオメトリとイベントの例

図 5.17 測定環境の写真と実装したジオメトリ。鉛から多くのガンマ線が放出されている。





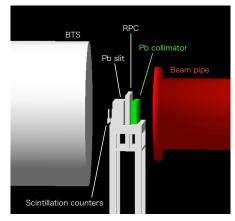


図 5.19 コリメータを傾けた状態での シミュレーションのジオメトリ。緑色の 直方体が鉛コリメータである。

5.5.3 モンテカルロシミュレーション

偶発的なトリガーイベントの原因を調べるために、Geant4[57] ベースのモンテカルロシミュレーションを行った。図 5.17 に示すように、ビームパイプ、RPC などの図 5.14(a) に示したすべてのパーツと支持構造、RPC 後方の BTS*¹¹を配置した。ミューオンビームはビームパイプ中の RPC の検出領域から 82.5 cm 前方の位置で、MEG II 実験と同様の運動量、角度分散を持って生成された。ビームの分布はビームグループによる測定値を用い、中心が (x,y)=(-7 mm,1 mm)、その広がりが $(\sigma_x,\sigma_y)=(13 \text{ mm},23 \text{ mm})$ となっている*¹²。このとき、RPC やコリメータなどのサポートストラクチャ上に乗ったパーツの中心はビーム軸と y 軸方向(鉛直方向)に 1 mm だけずらして配置し、支持構造はビーム軸に完全に垂直になるように配置した。

シミュレーションによって大量のガンマ線が生成されていたことがわかった。ミューオンが鉛コリメータで静止した

^{*11 3.2.1} 節で述べたものと同じものである。

^{*&}lt;sup>12</sup> ただし、ビームグループの測定はおよそプロトタイプ検出器が置かれている位置で行われ、シミュレーションビーム生成地点での測定値ではないことに注意したい。

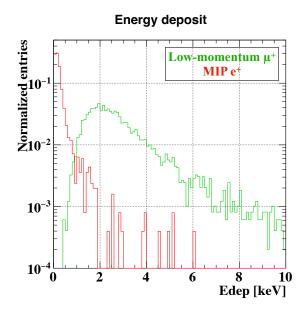


図 5.20 低運動量ミューオンと MIP 陽電子のギャップにおけるエネルギー損失。平均値で 10 倍の差異がある。

場合のイベントディスプレイを図 5.17(b) に示す。特に鉛コリメータで多くのガンマ線が生成されていることが確認できる。これらのガンマ線は次の 2 つの原因で生成される。

- ミューオンが鉛コリメータ表面で静止し、生成される崩壊陽電子が鉛コリメータ中で電子と対消滅する
- ガンマ線から生成される電子や崩壊陽電子が制動放射を起こす

生成されたガンマ線は物質との相互作用によって大量の電子・陽電子を生成し、偶発的なトリガーを引き起こす。遅延コインシデンスで偶発的にトリガーされてしまう状況を再現するために、図 5.18 のように初期粒子であるミューオンの生成時間を 50 ns ずらしながら全イベントを混合して解析を行った。このように解析することで異なる親粒子から生成される複数の娘粒子によるトリガーを再現することができる。測定でのオンラインのトリガーロジックと同様に、上流側のカウンタにヒットしてから 50-450 ns の間に上流側と下流側の両方のカウンタに同時にヒットするイベントを数えた。その結果、偶発的なトリガーの割合はトリガーされたイベントの 15% であった。

測定でのペデスタルイベントの割合は 25% であり、シミュレーションでの偶発的なトリガーの割合と一致しない。これは測定系のミスアラインメントがペデスタルイベントの割合を大きくしていると考えられる。特に鉛のコリメータは厚みが 25 mm に対し直径 1 mm の穴でコリメートしており、鉛コリメータに開けた円筒状の穴がビーム軸からずれた場合、コリメータを透過するミューオンが急激に減少することが予想された。この予想を確かめるために、図 5.19 のようにコリメータのみをビーム軸から 2° 回転させた配置でシミュレーションを行った。このアラインメントではトリガーされたイベントのうち 23% が偶発的なトリガーによるものであった。したがって、鉛コリメータのアラインメントによって偶発的なトリガーの割合が大きくなることが確かめられた。しかし、実際の測定でコリメータのみが 2° 回転していたとは考えにくい*13。支持構造も含めた測定系の角度や位置のビーム軸からのずれが重なったことにより、偶発的なトリガーがシミュレーションよりも増加していると理解できる。このシミュレーションの結果は定性的に図 5.16 におけるペデスタルイベントが偶発的なトリガーによって生じていることを支持する。

また、5.4 節での MIP 陽電子に対する測定セットアップでもシミュレーションを行い、ギャップにおけるエネルギー

^{*13} 目視で確認しても 2°の回転は明らかに気づくはずである。

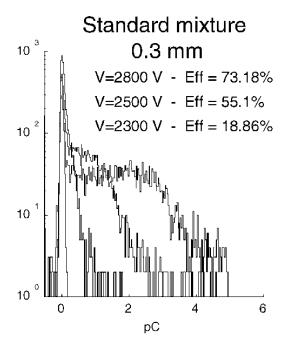


図 5.21 異なる動作電圧での単層の RPC における 電荷量分布 [58]。動作電圧 2800 kV のときの平均 電荷量はおよそ 1.2 pC と測定された。

Average charge vs voltage 3.5 3.5 1 0.5 1 0.5 Voltage [kV]

図 5.22 低運動量ミューオンの平均電荷量 Q_{mean} の電圧依存性

損失を調査した。その結果、低運動量ミューオンと MIP 陽電子の間にはおよそ 10 倍のエネルギー損失の違いがあることがわかった (図 5.20)。前節で議論したように、10 倍のエネルギー損失の違いがある場合でも RPC の空間電荷効果によって波高では数倍の差となっている。この事実は、次節で述べるように RPC のレート耐性の観点で有利に働く。

5.5.4 平均電荷量

RPC の幅 4 ns 程度の高速な応答とパルスの直後に生じる数十 ns にわたる共振、ノイズの状況から、波形を積分することで電荷量を調べることは難しい。波高と電荷量の間には相関があることが知られている。そのため、MIP に対する測定で得られた先行研究 [58] における電荷分布と図 5.10 の波高分布を比較することで波高と電荷量の変換係数を調べ、図 5.16 のミューオンの波高分布におけるピークから平均電荷量を計算する。

300 μ m のギャップ厚の単層 RPC で 7 GeV の π^- 粒子ビームを照射した際の電荷量分布を図 5.21 に示す $*^{14}$ 。印加電圧 2800 V での平均電荷はおよそ 1.2 pC であると測定された。一方で、分布が図 5.21 と似ている図 5.10 の印加電圧 2.75 kV での平均波高は 84 mV であった。前節で議論したモンテカルロシミュレーションでの結果から図 5.16 におけるミューオンのイベントは分布の右側のピークのみと考えられる。そのため平均電荷量の計算には波高分布の右側のピーク値を用いる。図 5.22 に換算した平均電荷量 Q_{mean} の印加電圧依存性を示す。印加電圧が 2.75 kV のときには平均電荷量 Q_{mean} は 3.7 pC となり、MIP 陽電子のおよそ 3 倍となっている。

前節で言及したように低運動量のミューオンによるエネルギー損失が MIP 陽電子のそれと比べて 10 倍大きいのに対し、波高や電荷量は 3 倍程度しか差がない。ミューオンの平均電荷量 $Q_{\rm mean}$ が空間電荷効果による電子増幅の飽和によって抑制されていることで、式 (4.8) の電圧降下が抑えられる。したがって、レート耐性の観点で有望な結果を得られたと言える。

 $^{*^{14}}$ ガスは $C_2H_2F_4/SF_6/iso-C_4H_{10} = 85/10/5$ の混合ガスが用いられた。

Entries 000 Low-momentum µ MIP e 800 600 400 200

Expected height spectra @2.75 kV

0.2 Height [V]

図 5.23 4 層に積層した場合に予想される波高分布。動作電圧は 2.75 kV を仮定している。

0.3

0.1

5.5.5 低運動量ミューオンと MIP 陽電子の識別

0 0

これまでに述べたように、低運動量ミューオンと MIP 陽電子では平均エネルギー損失に 10 倍の違いがある一方で、 測定される波高や電荷量の平均は RPC の空間電荷効果によって 3 倍の違いとなる。この事実は粒子識別に不利である ように見えるが、そもそも一般にガス検出器ではイベントごとにガス増幅率が異なるため、得られる信号の大きさから 粒子識別を行うことは難しい。RPC でもイベントごとにクラスター生成位置が異なるためガス増幅率が異なり、単層 の場合、MIP 陽電子でも低運動量ミューオンと同等の信号の大きさになるイベントも存在する。そのため、ミューオ ンと陽電子を効率良く識別することは難しい。しかし、積層することによって各層の増幅プロセスが足し合わされ平均 化されることで、波高分布の幅が小さくなる。したがって、波高を用いて粒子を識別することが可能になる。 n 層に積 層することによる波高分布の変化は先行研究 [5] で示され、次の手順でシミュレートできる。

- 1層の波高分布に従う乱数を n 個独立に生成する。この乱数が各層での増幅プロセスに対応する。
- n 個の乱数の和をとり、4.2.3 節で述べた weighting field の違いを補正する。

動作電圧 2.75 kV のときのペデスタルを除いたミューオンの波高分布 (図 5.16) と MIP 陽電子の波高分布 (図 5.10) を用いて、4 層に積層した場合に予想される波高分布を図 5.23 に示す。粒子識別の閾値を 0.155 V に設定すること で、陽電子の 1.8% が inefficency になるが、1.1% のミューオンの混入率でミューオンと陽電子を識別できる。ただ し、図 5.23 では動作電圧 $2.75~\mathrm{kV}$ を仮定しており、次節で述べる電圧降下を考慮していない 15 。

高レートミューオンビーム照射中の応答 5.6

高レート環境下での検出器応答を調べるために、ミューオンビームを照射する中で MIP 陽電子の測定を行った。

 $_{*}^{15}$ 100 V の電圧降下を仮定した場合に 4 層で予想される波高分布は図 7.6 に示す。

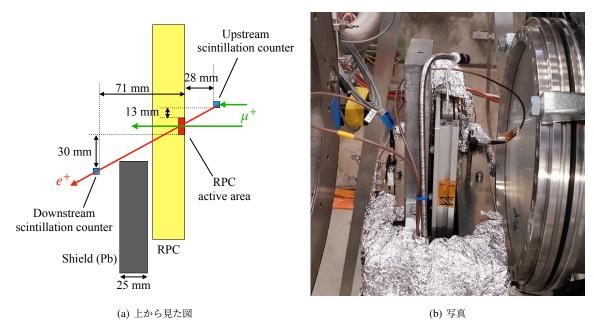


図 5.24 高レートミューオンビーム中での MIP 陽電子測定のセットアップ。RPC を挟む 2 つのシンチレーションカウンタのコインシデンスでトリガーをとった。

5.6.1 測定セットアップ

高レートミューオンビーム中での陽電子測定 (高レート試験) のセットアップを図 5.24 に示す。RPC にはミューオンビームが照射され、ミューオンの一部は RPC 前方のシンチレーションカウンタで静止する *16 。静止したミューオンは崩壊し陽電子を生成する。その陽電子が RPC 前方と RPC 後方の両方のシンチレーションカウンタにヒットしたイベントをトリガーした。このとき、両方のカウンタにヒットする陽電子は RPC の $10~\text{mm} \times 23~\text{mm}$ の読み出し領域を通過するように配置している。この試験で用いるシンチレーションカウンタは 5.4~節で用いた 5~mm 角のものである。また、偶発的なコインシデンストリガーを避けるために、RPC 後方のシンチレーションカウンタの前に鉛のシールドを置いた。この鉛は 5.5~節でコリメータとして用いたものである。RPC には 2.75~kV の電圧を印加した。

ミューオンビームの分布とレートは MEG コラボレーションのビームグループによって測定された。ビームの広がりを図 5.25 に示す。ビームの中心は (x,y) = (-7 mm, 1 mm) であり、その広がりは (σ_x,σ_y) = (13 mm, 23 mm) であった。RPC の読み出し領域の中心がビーム中心と一致するように設置された。5.5.3 節で議論したミスアラインメントの問題はあるが、ここでは完全に一致していると仮定する。 π E5 ビームラインのスリットを調整したときのビームレートを図 5.26 に示す。スリットの幅を調整することでビームレートを変化させることができる。今回の高レート試験では、 $2\times10^7~\mu^+/s$ (slit 70)、 $7\times10^7~\mu^+/s$ (slit 110)の 2 つのビームレートで試験を行った。全体のビームレートが $2\times10^7~\mu^+/s$ のとき、中心でのレートは 1 MHz/cm² であり、ガウス分布を積分することで RPC の有感領域へのヒットレートは 2.9 MHz、RPC の読み出し領域へのヒットレートは 2.3 MHz と推定できる。また、全体のビームレートが $7\times10^7~\mu^+/s$ のとき、中心でのレートは 3.5 MHz/cm² であり、RPC の有感領域へのヒットレートは 10.1 MHz、RPC の読み出し領域へのヒットレートは 8.5 MHz と推定できる。

図 5.27 に高レート試験でのイベントディスプレイを示す。これまでと同様の方法で波形解析を行った。RPC のチャンネルにおける赤色の領域は、RPC 後方のシンチレーションカウンタ (DS TRG) の信号検出時間から -40 ns - -10 ns

^{*16} ミューオンは遮光シート等の物質量によってシンチレータまで到達しない。

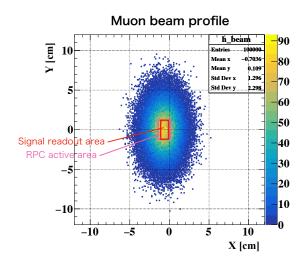


図 5.25 ミューオンビームの広がりと RPC の有感領域

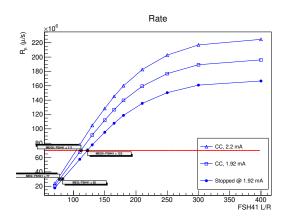


図 5.26 ミューオンビームレート。横軸は $\pi E5$ ビームライン中のスリットの幅を表す値である。 高レート試験のビーム条件は CC, 1.92 mA である。

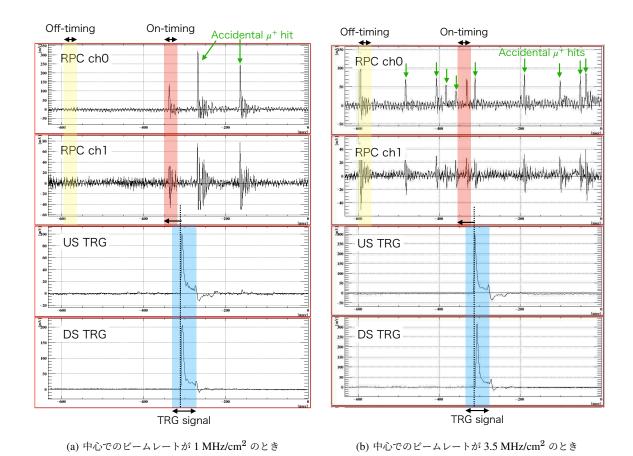


図 5.27 高レート試験のイベントディスプレイの例

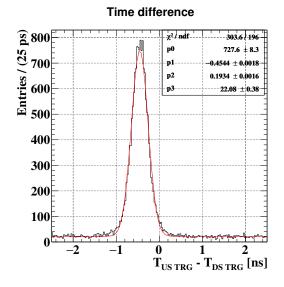


図 5.28 中心でのビームレートが $1\,\mathrm{MHz/cm^2}$ での 高レート試験における $2\,\mathrm{つのシンチレーションカウ}$ ンタの時間差分布

Pulse height 10⁴ 10² 10² 10 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 Pulse height [V]

図 5.29 中心でのビームレートが 1 MHz/cm^2 の ミューオンビーム照射中での波高分布

で定義される。一方、黄色の領域ではほとんどがペデスタルイベントであるが、偶発的にミューオンを検出する。黄色の領域でミューオンを検出しなかったイベントを数え、ポアソン分布を用いることで RPC の読み出し領域へのヒットレートを推定することができる。黄色の 30 ns の領域でミューオンが平均 λ 個見つかる場合、ミューオンが k 個検出される確率は、

$$P(k) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!} \tag{5.1}$$

のポアソン分布で表せる。ここでは黄色の領域でミューオンが検出されずその領域での波高が 60~mV を下回るイベントの割合、すなわち P(0) を調べることで、読み出し領域へのヒットレート (λ /30 ns) を推定する。全体でのビームレートが $2\times 10^7~\mu^+$ /s のとき、計算された読み出し領域へのヒットレートは 2.5~MHz となり、先述したヒットレート (2.3~MHz) と 10% の精度で一致した。ポアソン分布から推定したヒットレートが 10% ほど大きいのは、波高が 60~mV 以上のイベントにミューオンだけでなく偶発的にヒットする陽電子も含まれるからであると考えられる。

5.6.2 波高分布

中心でのビームレートが 1 MHz/cm² のとき

初めに偶発的なトリガーイベントを除くために、2つのシンチレーションカウンタの時間差を用いる。図 5.28 に 2つのカウンタでの時間差分布を示す。偶発的なイベントはこの分布にオフセットとして存在し、その数は 22 イベント/(25 ps) であった。以降の解析では、2 つのカウンタの時間差が -1 ns -0.1 ns であることをカット条件として解析に用いるイベントを選択する。このようにして選んだイベントの中にも 6.4% の偶発的なトリガーによるイベントが存在することに注意したい。トリガーされた時間 (on-timing) における波高分布と off-timing での波高分布を図 5.29 に示す。2.75 kV を印加しているにも関わらず on-timing の波高分布で平坦な領域が存在せず、図 5.10 の分布と比較すると印加電圧 2.55 kV や 2.65 kV のときの波高分布と似た形状となっている。このことは電圧降下によってギャップに印加される実効的な電圧が低下したことを示している。また、崩壊して生成された陽電子に対する検出効率は 50%となっており、図 5.12 と比較すると実効的な動作電圧は 2.6-2.65 kV であることがわかる。off-timing での波高分布には 0.16 V 付近に小さなピークを確認でき、off-timing で検出される粒子が主にミューオンであることがわかる。

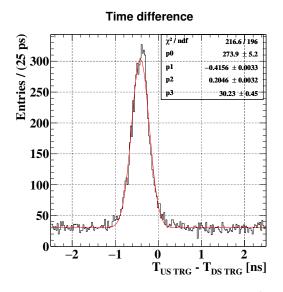


図 5.30 中心でのビームレートが $3.5~\mathrm{MHz/cm^2}$ で の高レート試験における $2~\mathrm{OO}$ シンチレーションカウンタの時間差分布

図 5.31 中心でのビームレートが 3.5 MHz/cm² の ミューオンビーム照射中での波高分布

Pulse height [V]

図 5.16 と比較すると印加電圧 2.65 kV のときのピーク波高とおよそ一致することからも電圧降下が確認できる。

中心でのビームレートが 3.5 MHz/cm² のとき

1 MHz/cm² のときと同様に初めに偶発的なトリガーイベントを除き、その数を見積もった。図 5.30 に 2 つのカウンタでの時間差分布を示す。オフセットは 30 イベント/(25 ps) であり、ビームレートの増加にともない偶発的なイベントも増加したことが確認できる。先ほどと同様のカットをかけたイベント中には 19% の偶発的なトリガーイベントが存在する。On-timing と off-timing での波高分布を図 5.31 に示す。Off-timing の波高分布での 0.08 V 付近での小さなピークと図 5.16 とを比較すると、実効的に 2.45-2.55 kV で動作していることがわかる。一方で、on-timing での波高分布や 40% 程度の検出効率は実効的な動作電圧が 2.55-2.6 kV 程度であることを示唆しているようにも見えるが、これらの振る舞いはミューオンが on-timing 領域でも検出されることに由来している。

5.6.3 レート耐性

4.4.1 節や 5.1 節でも述べたようにレート耐性を評価するためには電圧降下の大きさを評価することが重要である。 プロトタイプ検出器の構造とこれまでに得られた測定結果から電圧降下の大きさを評価した。

波高分布から見積もられる電圧降下

中心でのビームレートが 1 MHz/cm² のときの波高分布とこれまでの低レート環境下で得られた MIP 陽電子とミューオンの波高分布を比較することで電圧降下の大きさを評価した。図 5.32 に波高分布の比較を示す。On-timing での分布の形と off-timing でのピーク波高から 1 MHz/cm² のときには実効的な動作電圧は 2.6–2.65 kV であり、100–150 V の電圧降下が生じていたと結論づけられる。図 5.32(a) で 0.1 V 以上の波高が大きい領域では on-timing の分布が異なるが、この領域に混入したビームミューオンが原因であると考えられる。

中心でのビームレートが 3.5 MHz/cm² のときも同様に、波高分布を比較することで電圧降下の大きさを評価した。図 5.33 に off-timing での波高分布の比較を示す。ピーク波高から 3.5 MHz/cm² のときには実効的な動作電圧は 2.45–2.5 kV であり、250–300 V の電圧降下が生じていたと結論づけられる。On-timing での分布は低運動量ミューオ

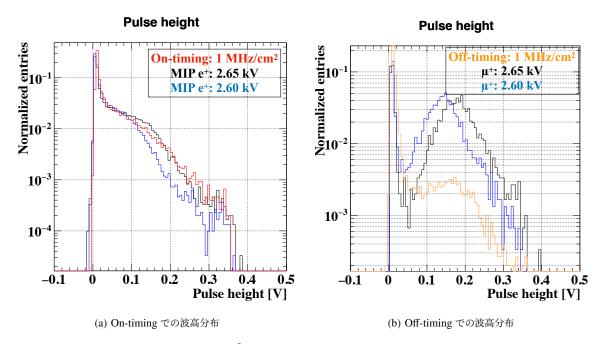


図 5.32 中心でのビームレート 1 MHz/cm² のときの高レート試験で得られた波高分布と MIP 陽電子・ミューオンの波高分布との比較

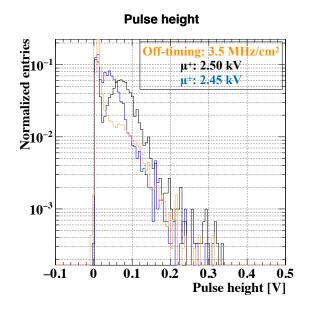


図 5.33 中心でのビームレート 3.5 MHz/cm² のときの高レート試験で得られた off-timing での波高分布とミューオンの波高分布との比較

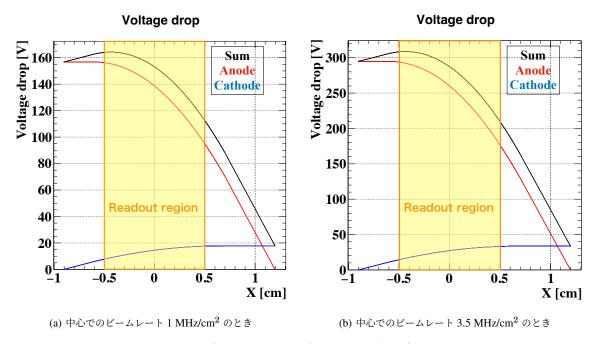


図 5.34 式 (4.8) を用いて見積もった電圧降下の大きさ

ンの混入が多く電圧降下の過小評価につながってしまうため、今回の比較には用いない。

式 (4.8) から見積もられる電圧降下

式 (4.8) の右辺第 1 項の $Q_{\rm mean}$ は実効的な動作電圧に依存し図 5.22 と調べられた。波高分布から見積もられる電圧降下の大きさを引いた実効的な動作電圧でのミューオンの平均電荷量は、中心でのビームレートが 1 MHz/cm² のときに 2.2—2.6 pC、中心でのビームレートが 3.5 MHz/cm² のときに 1.0—1.6 pC とわかる。一方で、 $Q_{\rm mean}$ は測定された電流値を RPC の有感領域でのヒットレートで割ることでも算出できる。中心でのビームレートが 1 MHz/cm² のとき、測定された電流値は 6.5 μ A であり有感領域でのヒットレートは 2.9 MHz であったことから 2.2 pC と計算できる。また、中心でのビームレートが 3.5 MHz/cm² のときの測定された電流値は 12 μ A であり、有感領域でのヒットレートは 10.1 MHz であったことからおよそ 1.2 pC と計算できる。波高分布からの見積もりと測定された電流値からの見積もりでおよそ一致することが確認できる。第 2 項は図 5.25 のビーム分布と図 5.26 のビームレートから、局所的な位置 (x,y) でのヒットレートが算出できる。第 3 項は 5.2 節で述べたようにアノード側が 60 M Ω /sq、カソード側が 7 M Ω /sq であった。電圧降下の大きさはアノード側とカソード側の和となる。これらの数値を用いて式 (4.8) を解いた結果を図 5.34 に示す。電圧降下の値は位置に依存し、中心でのビームレートが 1 MHz/cm² のときには 110—170 V の電圧降下、中心でのビームレートが 3.5 MHz/cm² のときには 210—310 V の電圧降下が計算された。これらの見積もられた電圧降下の値は測定された電圧降下の大きさとおよそ 10% の精度で一致している。

本研究で開発したプロトタイプ検出器は $3.5~\mathrm{MHz/cm^2}$ のレート環境下では $250-300~\mathrm{V}$ の電圧降下を引き起こし、MIP の検出効率は 30% を割り込んでしまう。一方で $1~\mathrm{MHz/cm^2}$ のレート環境下では $100-150~\mathrm{V}$ の電圧降下を引き起こすが、MIP の検出効率は 50% 程度を達成していることから、 $4~\mathrm{MER}$ 層に積層することで 90% の検出効率を達成できる見込みである。したがって、この RPC は $1~\mathrm{MHz/cm^2}$ のレート耐性を有していると結論づけられる。次章で述べるように高抵抗電極を改良することで、さらに高いレート耐性を達成する見込みである。

5.7 まとめ 65

5.7 まとめ

プロトタイプ検出器を用いてミューオンビーム照射試験を行い、次の知見を得ることができた。

- MIP 陽電子の信号を測定し、 90 Sr と同様の振る舞いをすることを確認した
- 低運動量ミューオンの信号測定に成功し、その平均電荷量は印加電圧 2.75 kV で 3.7 pC であることが測定された
- 低運動量ミューオンと MIP 陽電子の識別が 97.1% の効率で可能であることがわかった
- 高レートのミューオンビームを検出器に照射し、1 MHz/cm² で 100–150 V の電圧降下が、3.5 MHz/cm² で 250–300 V の電圧降下が測定された
- 測定された電圧降下の大きさと見積もられた電圧降下の大きさを比較することで式 (4.8) を用いた見積もり方法 の妥当性が確認された

測定された 100-150 V の電圧降下とこのときの MIP 陽電子に対する 50% の検出効率から、このプロトタイプ検出器は 1 MHz/cm² のレート耐性を有していることを示した。

一方で本研究で開発する RPC に必要な 4 MHz/cm² のレート耐性には到達できていない。また、これらの結果は 2 cm 角の小型の検出器を用いて得られた。レート耐性を向上させるためには、式 (4.8) における表面抵抗率 ρ_S をさらに小さくすることと、電圧降下の境界条件、すなわち電流が流れる距離を短くする必要がある。電流が流れる距離を短くし高電圧供給を細分化することは検出器の大型化にも不可欠である。次章では電極の抵抗率を小さくする取り組みと高電圧供給の構造に工夫を凝らした高抵抗電極の開発について議論する。

第6章

レート耐性向上と大型化のための高抵抗電極の 開発

前章で述べたプロトタイプ検出器でのミューオンビーム照射試験の結果から、高抵抗電極の改良が必要であることが 判明した。本章では、レート耐性の向上と検出器の大型化に向けた高抵抗電極の開発について述べる。

6.1 高抵抗電極の改良点

電圧降下を決める要因の中で高抵抗電極に関するものは DLC の表面抵抗率 ρ_S と電圧降下の境界条件である。これらの要因の改良を検討する上で、高レート環境下でどの程度の電圧降下まで許容できるかということとその他の要因についてまとめる。図 5.12 から 100 V の電圧降下であれば単層での検出効率は 50% を達成でき、4 層に積層することで 90% の検出効率を達成できる見込みであることから、電圧降下は 100 V まで許容できる。一方、電圧降下が 100 V のとき、ミューオンビームの平均電荷量 $Q_{\rm mean}$ は図 5.22 から 2.6 pC である。ヒットレート f(x,y) はビームレート 1×10^8 μ^+/s と図 4.1(b) の分布から決められる。特にビーム中心では 4 MHz/cm² となる。

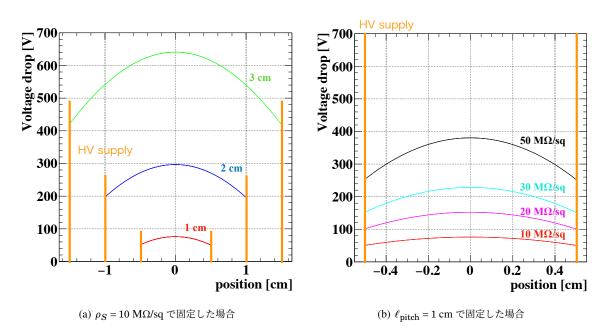


図 6.1 予想される電圧降下の大きさ。position = 0 cm がビーム中心である。

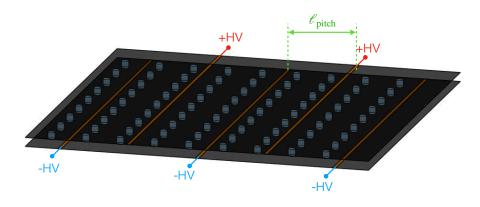


図 6.2 高電圧供給ラインをストリップ状に配置する模式図

これらのパラメータを用いて式 (4.8) を計算して得られた電圧降下の大きさを図 6.1 に示す。(a) は表面抵抗率を $10~\mathrm{M}\Omega/\mathrm{sq}$ に固定して高電圧供給間の距離 ℓ_pitch の依存性を示したものである。電圧降下の大きさは高電圧供給の間の 距離の $2~\mathrm{\pi}$ に大まかに比例して大きくなる。(b) は高電圧供給間の距離を $1~\mathrm{cm}$ に固定して表面抵抗率の依存性を示したものである。電圧降下の大きさは表面抵抗率に比例して大きくなる。ただし、これらの値はプロトタイプ検出器と 同様の電極幅で $1~\mathrm{\chi}$ 元で近似して計算されている。実機ではこの幅が大きくなり、電圧降下の大きさは小さくなる $*^1$ 。図 6.1 から電圧降下を $100~\mathrm{V}$ 以下に抑えるためには、高電圧供給の距離を $1~\mathrm{cm}$ 、表面抵抗率を $10~\mathrm{M}\Omega/\mathrm{sq}$ にする必要があることがわかる。

高電圧供給の距離 ℓ_{pitch} を 1 cm にするために、図 6.2 のように高電圧供給ラインをストリップ状に配置する。このようにすることで高電圧供給間の距離を小さくできるだけでなく、検出器の大型化が可能になる。一方で、高電圧供給ストリップの領域は検出器の不感領域になるためその幅を細くする必要があるほか、DLC 上に金属などの導電体を接着させることは自明ではない $*^2$ 。そのため、導電ストリップを DLC 上に実装する技術的な取り組みが必要である。この取り組みについて 6.2 節で述べる。

表面抵抗率 ρ_S は高いときは大きな電圧降下を引き起こす一方で、低すぎるときは放電を頻発させ安定に検出器を動作させることができなくなる。20–30 $M\Omega/sq$ での安定な動作に成功しているが、1 $M\Omega/sq$ 以下では放電が頻発し十分な検出効率が得られる動作電圧での安定運転に成功していない。したがって、その間の 10 $M\Omega/sq$ での試験が必要である。しかし、DLC をスパッタリングした段階で抵抗率を正確にコントロールすることは容易ではなく、2019 年に製作した電極では 10 $M\Omega/sq$ の抵抗率は実現できなかった。そのため、DLC の表面抵抗率を精度良くコントロールすることが必要である。この取り組みは 6.3 節で述べる。

6.2 導電ストリップの実装

素材の選定

DLC は銅などの金属と親和性が弱く接着しにくいが、よく接着する金属としてクロムが知られている。そのため、銅などの金属を DLC の表面に実装する場合にはクロムを中間層にすることで実装が可能となる [59]。このことから導電ストリップの素材にはクロムを用いる。また、金属が剥き出しになっていると放電が発生しやすくなることが予想される。そのため図 6.3 のようにフォトレジストを用いた絶縁カバーでクロムのストリップを覆う。

 st^* 1 直感的には、電流が流れる方向に対して幅 W が大きくなると抵抗値 $R_S =
ho_S \cdot L/W$ は小さくなると理解できる。

^{*2} DLC を用いた検出器を開発するグループでは DLC 上にスパッタリングした銅箔が容易に剥がれてしまった経験がある。

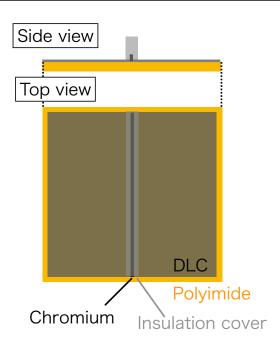


図 6.3 導電ストリップと絶縁カバーの模式図

表 6.1 導電ストリップと絶縁カバーの設計

	導電ストリップ	絶縁カバー
素材	クロム	ドライレジスト
厚み	100 nm	25 μm
幅	50 μm	200 μm

幅と厚みの決定

導電ストリップや絶縁カバーは不感領域となるため、可能な限り細くすることが求められる。クロムのストリップは DLC にマスクをかけた後にクロムをスパッタリングする手法 (リフトオフ) で DLC 上に接着させる。したがって、マスキングの精度がクロムの幅を決める。マスキングはレイテック社 [53] に依頼してフォトレジストを用いる予定で、その精度からクロムの幅は $50~\mu m$ とする。また、絶縁カバーはクロムストリップとの位置合わせに高い精度が要求される。余白をとることと位置合わせの精度から絶縁カバーの幅は $200~\mu m$ とした。 $7.3~\mu m$ でも述べるが直径 $20~\mu m$ の絶縁カバーを $\ell_{pitch}=1~\mu m$ で配置した場合、不感領域の割合は 2.1% となる。

クロムストリップの厚みは金属のスパッタリングでの一般的な厚みである $100~\rm nm$ とした。ミューオンビームの信号電荷によって電流がクロムストリップ内を流れるが、その電圧降下は $1~\rm V$ 以下でありほとんど無視できる。一方、絶縁カバーには 4.3.2 節で述べた DLC の境界部分の保護のための $25~\rm \mu m$ 厚のドライレジストを用いる。そのため、その厚みは $25~\rm \mu m$ となる。

導電ストリップの設計を表 6.1 にまとめる。導電ストリップの実装に向けて技術的な検討を行ってきた。現時点で未だ製作は完了していないが、6.4 節でその開発状況について議論する。

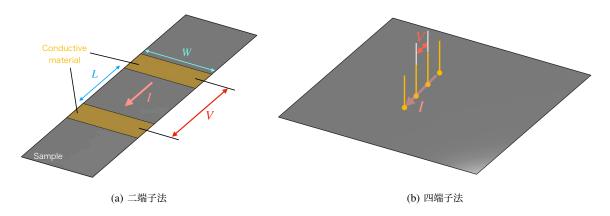


図 6.4 表面抵抗率の測定方法

6.3 表面抵抗率のコントロール

 $10~M\Omega/sq$ 程度の DLC の表面抵抗率を決める要因はその厚みと製作過程における加熱である $*^3$ 。厚みによる精度の良い調整は困難である一方、加熱によって抵抗率が変化することが知られておりそれを用いて精度の良いコントロールを行う。

6.3.1 表面抵抗率の測定方法

初めに表面抵抗率の測定方法について説明する。測定方法は二端子法と四端子法が用いられることが多い (図 6.4)。二端子法は図 6.4(a) のように幅 W の試料に長さ L の間隔で導電体を取り付け、電流 I を流したときの電圧 V を測定し、表面抵抗率を次のように計算する。

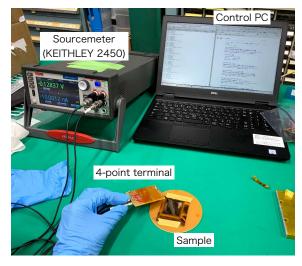
$$\rho_{S,\text{two}} = \frac{V}{I} \frac{W}{L} \tag{6.1}$$

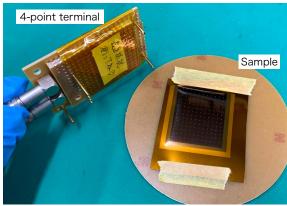
このとき試料の表面状態に依存した接触抵抗が存在し、実際よりも大きな抵抗値が測定されることが多いので、接触抵抗と比べて十分大きな試料の測定に適している。一方、四端子法は図 6.4(b) のように 4 つの端子を試料表面に当て、外側 2 つの端子間で電流 I を流し、内側 2 つの端子間の電圧 V を測定する。この場合、電圧 V を測定する際の入力インピーダンスが試料の抵抗値よりも十分大きな条件での測定方法として適している。試料が無限に広く無限に薄い場合の表面抵抗率は、

$$\rho_{S,\text{four}} = \frac{V}{I} \frac{\pi}{\ln 2} = \frac{V}{I} \times 4.532 \tag{6.2}$$

のように計算できる。

今回は二端子法における接触抵抗の不定性と測定する試料を切り出さずに済むことから四端子法での測定を行った。その測定セットアップを図 6.5 に示す。スプリング入りのピンを 4 つ取り付け、測定用の端子とした (図 6.5(b))。入力インピーダンスが 10 G Ω 以上のソースメータ (KEITHLEY 2450) から外側の端子に 10 nA の電流を流し内側の端子間の電圧を測定した。それらの値から式 (6.2) を用いて表面抵抗率 ρ_S を計算した。





(a) セットアップの全体写真

(b) 製作した端子と被測定サンプル

図 6.5 表面抵抗率測定のセットアップ

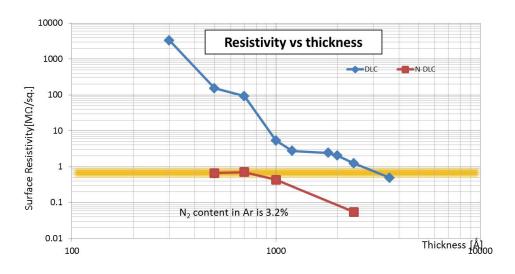


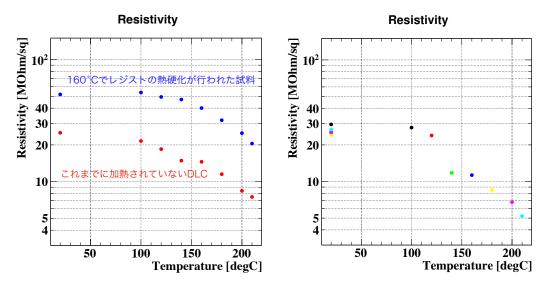
図 6.6 DLC の表面抵抗率の厚み依存性 [60]。青は炭素のみ、赤は窒素を添加した DLC である。

6.3.2 DLC の厚みによる抵抗率コントロール

DLC の表面抵抗率の厚み依存性を図 6.6 に示す。10 M Ω /sq 以上の領域では厚みの変化に対して急激に抵抗率が変化している。これは厚みが 1000 Å 以下では抵抗率との比例関係が破綻し急激に抵抗率が上昇することに由来する。また、厚みに対する表面抵抗率の非再現性も知られている。そのため、厚みのみで表面抵抗率を精度良くコントロールすることは困難である。実際に、現在プロトタイプ検出器で用いている電極の DLC は 10 M Ω /sq の表面抵抗率を目標に800-1000 Å の厚みで DLC をスパッタリングしたが、100 M Ω /sq 程度になった場合と 6 M Ω /sq 程度になった場合があり 1 桁程度のばらつきが確認されている。

最近では適宜抵抗率を測定しつつ DLC を少しずつスパッタリングし薄膜の厚みを継ぎ足す手法によって、およそ期

 $^{*^3}$ 1 M Ω /sq 程度の DLC を製作するときには窒素を添加することが多い。



(a) 室温とそれぞれの温度条件を繰り返して加熱した場合

(b) 室温からそれぞれの温度条件で一度に加熱した場合

図 6.7 DLC の表面抵抗率の加熱温度依存性。(b) の色は加熱温度条件に対応する。

待する抵抗率の範囲でスパッタリングを行うことが可能となっている。しかし、現在も 2 倍程度の幅を持って目標の抵抗率を設定することが要求されている。

6.3.3 加熱による抵抗率の変化

DLC は加熱することによってその抵抗率が不可逆的に減少することが知られている。抵抗率の減少は DLC の厚みや加熱時間にはほとんど依存せず、加熱温度の依存性を強く持つ*⁴。意図的にある温度で加熱することで抵抗率を精度良くコントロールすることができる。この操作をアニーリングと呼ぶ。

加熱による DLC の表面抵抗率の変化を測定した。サンプルにはポリイミドフィルムにスパッタした DLC を 3 cm 角に切り出したものを用いた。加熱にはオーブン (FO-30WT、株式会社いすゞ製作所) を用い、 $100-210^{\circ}$ C の温度に設定したオーブン内で 60 分間放置した。抵抗率の測定は室温で行うため、10-15 分程度室温環境においてから四端子法で測定を行った。加熱は次の 2 通りの方法で行った。

- 同一のサンプルに対して、室温で抵抗率測定、100°C で加熱、室温で抵抗率測定、120°C で加熱、室温で抵抗率測定、を繰り返し行う
- 複数のサンプルを用いて、室温で抵抗率を測定した後にそれぞれの温度条件で一気に加熱する

このようにして測定された表面抵抗率の加熱温度依存性を図 6.7 に示す。 210° C で加熱したとき加熱前の抵抗率の 20–30% に減少する。ただし、この測定における不定性は 15% 程度であると考えられる。

4.3 節で述べたようにスペーサーや DLC の境界保護のためにフォトレジストを用いる。また、6.2 節で述べたように導電ストリップの絶縁カバーとしてもフォトレジストを用いる予定である。フォトレジストは露光し現像したのちに $150-160^{\circ}$ C の温度で 60-90 分の熱硬化を行う。この硬化のプロセスにおける加熱によって DLC の抵抗率は変化していると考えられ、図 6.7 から加熱前の抵抗率の 45% 程度になっていると推測される。

また、アニーリングすることで抵抗率を調整することが可能である。抵抗率の目標値に調整するため、図 6.7 を基に加熱温度を決めオーブンで電極をアニーリングする。現在プロトタイプ検出器に用いている電極と同じサンプルを

^{*4} 化学組成にも依存し窒素ドープした場合は抵抗率の減少が小さくなる。

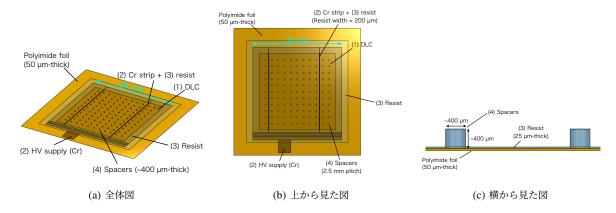


図 6.8 改良した 3 cm 角の電極のデザイン

アニーリングした結果を図 6.7(a) の青点で示す。このサンプルはフォトレジストの熱硬化によって、すでに 160° C で加熱されている。そのため、 160° C までは抵抗率の変化はほとんどない一方で、 160° C 以上で加熱した場合は赤点で示したこれまでに加熱されていない DLC の試料と同様の抵抗率の変化を示す。また、アニーリング温度の最大値はフォトレジストの耐熱性によって決まる。レイテック社によるとフォトレジストは 200° C の加熱では問題ないことが確認されている。我々のグループでも 210° C でアニーリングした試料を用いて RPC を動作させることに成功しており、 210° C の加熱でも問題ないことが確認できている。

6.4 電極サンプルの製作

レート耐性向上と大型化に向けた技術実証のために、6.2 節で述べた導電ストリップを実装した 3 cm 角の電極サンプルを製作する。その電極の設計を図 6.8 に示す。製作の手順は次の通りである。

- (1) 50 μm 厚のポリイミドフィルムに DLC をスパッタする
- (2) クロムのスパッタリングを行う
- (3) DLC の境界保護とクロムストリップの保護のために 25 μm 厚のフォトレジストを取り付ける
- (4) スペーサーとしてフォトレジストで形成されるおよそ 400 μm のピラーを取り付ける
- (5) DLC の表面抵抗率を調整するために電極のアニーリングを行う

電極の製作は現時点で(1)の工程まで完了している。

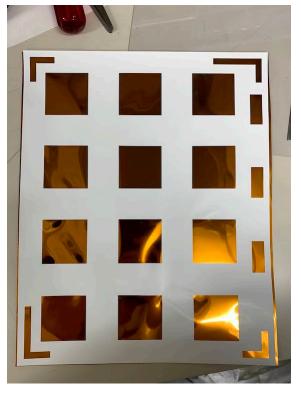
DLC のスパッタリングの準備として、DLC 領域を指定するためのマスキングを行った。マスキングはカクエイ社 [61] にシール製作を依頼し、手作業でポリイミドフィルムに貼り付けた。図 6.9(a) にマスクをした状態のポリイミドフィルムを示す。手作業で貼り付けたためしわが生じてしまっているが、DLC の境界保護のカバーが 5~mm の幅を持っため、(2)–(4) の工程におけるアラインメントには影響しない。

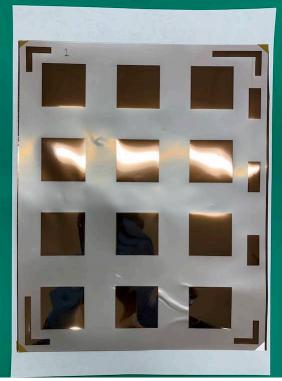
DLC のスパッタリングは 4.3.2 節と同様にビースパッタ社 [52] に依頼した。その抵抗率は 20–40 $M\Omega$ /sq を指定した。スパッタリングの途中に抵抗率を測定しながら作業を行い、20–50 $M\Omega$ /sq での DLC のスパッタリングが完了した* 5 (図 6.9(b))。この表面抵抗率であれば、フォトレジストの熱硬化によって表面抵抗率が元の 45% 程度に減少し、さらにアニーリングによって 15% 程度の精度で最大 50% 減少することから、10 $M\Omega$ /sq の表面抵抗率を実現することが十分に可能である。

また、(2)-(4) の工程のクロムスパッタリング、レジスト形成は 4.3.2 節と同様にレイテック社 [53] に依頼する。

^{*5} ビースパッタ社での測定は二端子法による測定である。

6.5 まとめ 73





(a) DLC スパッタリング前

(b) DLC スパッタリング後

図 6.9 DLC スパッタリング前後のマスクされたポリイミドフィルム

2022年2月末ごろの製作完了を目指し、現在調整を進めている。

6.5 まとめ

4 MHz/cm² のレート耐性の実現のためには、高抵抗電極に 1 cm 間隔で導電ストリップを配置し、DLC の表面抵抗率を $10~\mathrm{M}\Omega/\mathrm{sq}$ に調整する必要がある。また、DLC 上に導電ストリップを配置することは検出器の大型化の観点からも不可欠である。本章では次の $2~\mathrm{点}$ について議論した。

- 導電ストリップ実装のために、DLC 上に厚み $100~\rm{nm}$ 、幅 $50~\rm{\mu m}$ のクロムストリップをスパッタリングし、その上から厚み $25~\rm{\mu m}$ 、幅 $200~\rm{\mu m}$ の絶縁カバーを被せる
- $10~\text{M}\Omega/\text{sq}$ の DLC の表面抵抗率の実現のために、アニーリングによる抵抗率調整を行う

これらの点を実現する高抵抗電極の設計を検討し、製作を進めている。現段階で DLC のスパッタリングまで完了し、 $10~\mathrm{M}\Omega/\mathrm{sq}$ の表面抵抗率が実現できる見込みである。

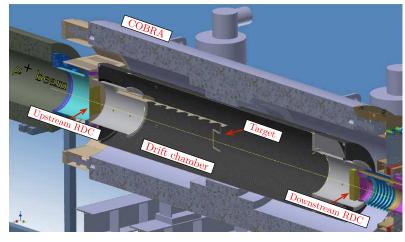
第7章

RPC 実機設計

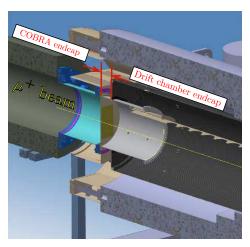
プロトタイプ検出器のコンセプトや現状のデザイン、性能評価を基に、実機の設計を行った。初めに 7.1 節で検出器 が置かれる環境についてまとめ、その環境における高レートのビームミューオンと輻射崩壊陽電子のパイルアップの抑制について 7.2 節で述べる。7.3 節では直径 20 cm の実機の設計について議論する。

7.1 検出器設置環境

検出器が設置されるのは図 7.1 に示すドリフトチェンバーのエンドキャップと COBRA のエンドキャップの境界付近である。CDCH エンドキャップと COBRA エンドキャップの間には、図 7.2 に示すような内径 31 cm、厚さ 6 cm のフランジが存在する。このフランジには上流側 RDC を設置するためのネジ穴と、ケーブルやガスのフィードスルーがおよそ 30 個取り付けられている。フィードスルーの数は決まっているため、信号線の本数、すなわち RPC のチャンネル数には上限がある。また、RPC の信号はおよそ 8 m 離れた DAQ クレートまで伝送され、図 3.20 の WaveDREAM ボードで信号が増幅されたのち波形ごと取得される。後述するように、実験室では伝送するケーブルをシールドしグラウンドを丁寧にとることで、前置増幅なしでも信号とノイズの比 (S/N) を保ったまま長い距離伝送できることが確認された。しかし、これは実験室での測定であり、実際の実験環境で確認する必要がある。また、この領域はヘリウムで満たされており、高電圧の供給にあたり放電に注意しなければならない。



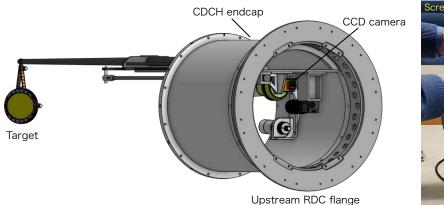


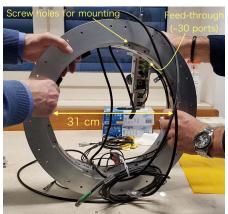


(b) 上流側 RDC 周辺

図 7.1 RPC が設置される周辺の環境 [32]。ただし、ここでは CCD カメラは描かれていない。

7.1 検出器設置環境 75





(a) 上流側 RDC フランジとその周辺の設計

(b) フランジの写真

図 7.2 上流側 RDC フランジ

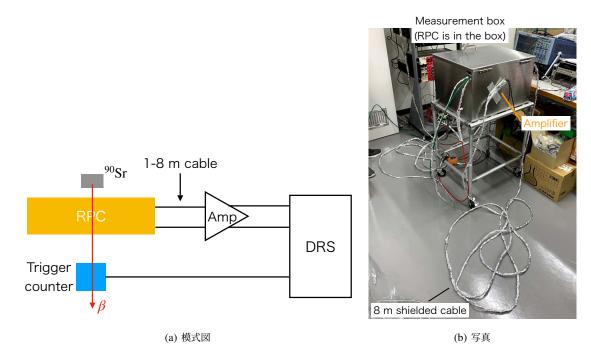


図 7.3 信号伝送試験の測定セットアップ。RPC からの信号はアルミホイルで遮蔽された 1-8~m のケーブルを通ってから増幅器で増幅された。

前置増幅なしでの長距離の信号伝送

図 7.3 に示すセットアップで信号伝送の試験を行った。 β 線を RPC に照射し、RPC の下にあるトリガーカウンタでトリガーをかけた。RPC の信号は 1–8 m のアルミホイルで遮蔽された LEMO ケーブルを通って、図 4.15 の増幅器で増幅されたのち、波形デジタイザー (DRS4) で波形ごと取得した。図 7.4 に増幅器までのケーブル長が 1 m のときと 8 m のときの波高分布を示す。同軸ケーブル中で信号が減衰しており、その減衰率は 2.8%/m と求められた。ケーブルでの減衰が検出効率に与える影響については今後調査が必要である。図 7.5 に off-timing での振幅の二乗平均平方根 (ノイズ RMS) を示す。ノイズ RMS が小さいほうがノイズが小さいと評価できる。8 m のときのほうがノイズ RMS が小さいが、これはランごとのノイズ状況のふらつきとして理解でき、増幅器までのケーブル長が長いほうが系統的に

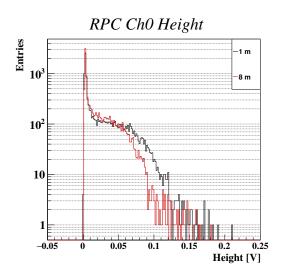


図 7.4 増幅器までのケーブル長が異なる場合の波高分布。 黒はケーブル長が $1 \, \mathrm{m}$ のとき、赤はケーブル長が $8 \, \mathrm{m}$ のとき。

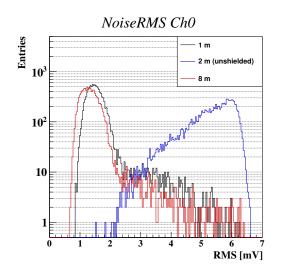


図 7.5 増幅器までのケーブル長が異なる場合のノイズ RMS 分布。黒はケーブル長が 1 m のとき、赤はケーブル長が 8 m のとき、青はケーブル長が 2 m でケーブルを遮蔽していないときである。

ノイズが小さいことを示すものではない。また、ケーブルを遮蔽しない場合には青で示すように 4 倍程度大きなノイズ RMS となる。したがって、信号伝送においてノイズを抑制するためには増幅器までのケーブル長よりもケーブルの遮蔽が重要となる。信号が減衰することで S/N の悪化が見られるが、同軸ケーブルを遮蔽することでノイズを抑えられるため、信号伝送という点では問題がない。

7.2 ビームミューオンと輻射崩壊陽電子とのパイルアップ抑制

上流側 RDC には主にビームミューオンによって高レートで信号が生じるため、輻射崩壊陽電子がビームミューオンとパイルアップしてしまう $*^1$ 。パイルアップによって陽電子の信号の数え落としが生じると陽電子の検出効率の悪化につながる。先行研究 [5] では、アノード側の 16 本のストリップとカソード側の 16 本のストリップを直交するように配置することで読み出し領域を 256 個の仮想的なセルに細分化し、パイルアップを抑制することが提案された。しかし当時は、ミューオンと輻射崩壊陽電子の識別は考慮されず、波形におけるメインのピーク直後の共振のような振る舞いも解決されていなかった $*^2$ 。そこで、ミューオンビーム照射試験の結果から得られたミューオンと陽電子の識別可能性を考慮しパイルアップ確率の計算を行い、信号のリンギングを抑制するための研究を行った。

7.2.1 パイルアップ確率の計算

単層でのミューオンの波高分布 (図 5.16) と単層での MIP 陽電子の波高分布 (図 5.10) から、電圧降下が 100 V を仮定して 4 層に積層したときに予想される波高分布を図 7.6 に示す。 $0.1\ V$ を閾値としたとき、2.2% の陽電子が inefficiency となるが、ミューオンの混入率 0.1% でミューオンと陽電子を識別することができる。ミューオンのほう が波高が大きいため、パイルアップは常にミューオンの信号に陽電子の信号が隠されてしまう場合を考える。パイルアップによって輻射崩壊陽電子の再構成が不可能となるのは次の 2 つの場合である。

^{*1} 下流側 RDC でのピークイベントの割合を見ると、Michel 陽電子も一定の割合でパイルアップに寄与することが想定されるがここでは議論しない。

^{*2} ピーク直後の振る舞いが生じている時間が不感時間となってしまうとパイルアップの確率は大きくなる。

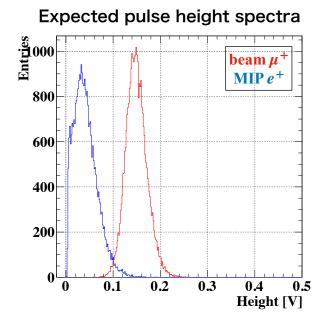


図 7.6 4 層で予想されるビームミューオンと輻射崩壊陽電子の波高分布。100~V の電圧降下が生じていると仮定して予想している。

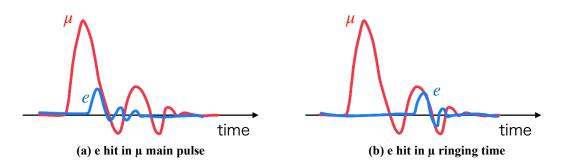


図 7.7 パイルアップの定義

- ミューオンヒットのパルス幅 (5 ns) 中に陽電子がヒットする場合 (図 7.7 の (a) の場合)
- ミューオンヒットの後のリンギング時間中に陽電子がヒットし、かつ陽電子の信号波高がミューオンヒットのリンギングの振幅と同程度かそれ以下の大きさの場合 (図 7.7 の (b) の場合)

ここでリンギング時間とは、図 4.16 で述べたピーク直後の共振のような振る舞いが継続する時間である。前者のパイルアップは削減できない一方で、後者のパイルアップを減らすためにはリンギング時間を短くすることとリンギングの振幅を小さくすることが効果的である。また、パイルアップで輻射崩壊陽電子の再構成が不可能となるヒットパターンは次の 2 つのいずれかである。

- 陽電子とミューオンが X 座標、Y 座標両方で重なる場合 (図 7.8 の青い四角と赤い丸)
- 2 つのミューオンが入射し、片方は X 方向のストリップで陽電子と重なり、もう片方は Y 方向のストリップで 陽電子と重なる場合 (図 7.8 の青い四角と 2 つの黒い三角)

これらのパイルアップの組み合わせをすべて検討し、パイルアップ確率を計算した。

図 7.8 のように X 方向のストリップと Y 方向のストリップを配置する場合、(X 方向のストリップの本数) \times (Y 方

78 第 7 章 RPC 実機設計

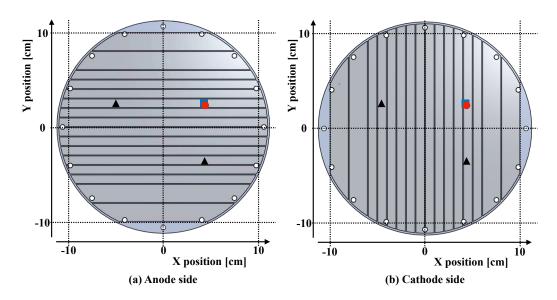


図 7.8 パイルアップが起こるヒットパターン。青い四角が陽電子のヒットを表し、赤の丸が陽電子と同じセルに入るミューオン、黒の三角が陽電子と同じストリップに入るミューオンを表す。

向のストリップの本数)の数のセルが実効的に作られる。各セルでのパイルアップ確率を p_i 、そのセルに輻射崩壊陽電子がヒットする確率を q_i とすると、検出器全体でのパイルアップ確率は、

$$P = \sum_{\text{strip}} p_i q_i \tag{7.1}$$

と表せる。 p_i の計算については次のように考えられる。あるセルにミューオンが入射するレートが $1/\tau$ であるとき、そのセル上での連続するミューオンの信号の時間差 Δt は以下の確率分布に従う。

$$r(\Delta t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right) \tag{7.2}$$

そのセルに輻射崩壊陽電子が入射したとき、この信号がミューオンの信号とパイルアップする確率 p_i は、

$$p_{i} = \left[1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{pulse}}}{\tau}\right)\right] + \left[1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{ringing}}}{\tau}\right)\right] \times R(V_{\text{ringing}})$$
(7.3)

となる。ここで $t_{\rm pulse}$ はミューオンのパルス幅 ($t_{\rm pulse}=5$ ns)、 $t_{\rm ringing}$ はリンギング時間、 $V_{\rm ringing}$ はリンギングの振幅 である。 $R(V_{\rm ringing})$ はミューオンのリンギング中に陽電子の信号を波形解析で識別できない確率であり、図 7.6 の波高 分布に従う乱数をそれぞれ生成してその乱数の比をとることで算出した。今後、波形解析を改善することによりこの確率を下げることができる。一方、 q_i は輻射崩壊陽電子の広がりから計算され、図 4.1(a) に従う。

図 7.8 に示した X 方向のストリップが 16 本、Y 方向のストリップが 16 本のとき、上記のようにして計算されたセルごとのパイルアップ確率を図 7.9 に示す。この計算では $t_{\rm ringing}$ = 40 ns、 $R(V_{\rm ringing})$ = 25% を仮定している。中心付近で 14% のパイルアップ確率になり、検出器全体でのパイルアップ確率 P は 6% になる。上流側 RDC として 90% の陽電子検出効率が要請されている一方で、4 層の RPC で予想される陽電子検出効率は 94% 程度でありフォトレジスト領域による不感領域が 4% 程度存在するため、6% のパイルアップによる輻射崩壊陽電子の inefficiency は許容できない。したがって、読み出しストリップ構造の最適化とリンギング時間の短縮、リンギング振幅の減少によって、パイルアップ確率を 1% のレベルに抑える必要がある。

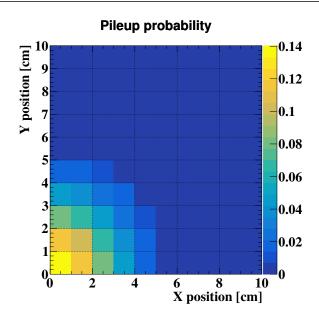


図 7.9 X 方向のストリップが 16 本、Y 方向のストリップが 16 本の場合のセルごとのパイルアップ確率。 $t_{\rm ringing} = 40~{\rm ns}$ 、 $R(V_{\rm ringing}) = 25\%$ を仮定している。

7.2.2 読み出しストリップ構造の最適化

図 4.1(b) に示したようにミューオンビームは中心で最も集中し、その広がりは 2~cm である。したがって、読み出しストリップは中心付近を細かくする構造が良い。一方で、7.1 節で述べたようにチャンネル数はあまり多くは増やせない。この検出器はストリップの両端から信号を読み出すことを検討しているため、図 7.8~o ように X~f 方向と Y~f 方向にそれぞれ 16~c のストリップがある構造ではチャンネル数は 64~c となる。また、データ取得に用いられる C WaveDREAM ボードは 1~c ボードあたり 16~c チャンネルであることから、16~c チャンネル単位での読み出しを検討する。チャンネル数が 16~c チャンネル単位という条件下ではストリップ構造は次の 2~c つが候補となる。

- X 方向と Y 方向にそれぞれ 20 本のストリップを用い、チャンネル数を 80 にする
- X 方向と Y 方向にそれぞれ 24 本のストリップを用い、チャンネル数を 96 にする

しかし、96 チャンネルの信号線はフィードスルーの数により実装が困難であると予想できる。したがって、チャンネル数は80 とし、X 方向とY 方向にそれぞれ20 本のストリップを用いる場合の構造の最適化を行った。

X方向と Y方向にそれぞれ 20 本のストリップを配置する場合に検討した構造の例を図 7.10 に示す。 $t_{\rm ringing}$ = 40 ns、 $R(V_{\rm ringing})$ = 25% を仮定した場合に、図 7.10(a) の全体のパイルアップ確率 P は 2.9%、図 7.10(b) の全体のパイルアップ確率 P は 3.9% と計算された。図 7.10(a) のように配置することで、図 7.8 の構造と比較してパイルアップ確率を半分にすることができた。また、X 方向と Y 方向にそれぞれ 20 本のストリップを配置する場合にはこの構造が最もパイルアップ確率を抑えることができ、読み出しストリップの構造としては図 7.10(a) を採用する。

7.2.3 リンギングの抑制

式 (7.3) からリンギングを抑制することによりパイルアップの確率を小さくすることができることがわかる。パイルアップ確率のリンギング時間 $t_{
m ringing}$ 依存性を図 7.11 に、リンギング振幅 $V_{
m ringing}$ 依存性を図 7.12 に示す。1% 以下のパイルアップ確率に抑えるために、図中の赤の矢印で示した $t_{
m ringing}=20$ ns、 $V_{
m ringing}=0.1\times V_{
m pulse}$ をリンギング抑

80 第 7 章 RPC 実機設計

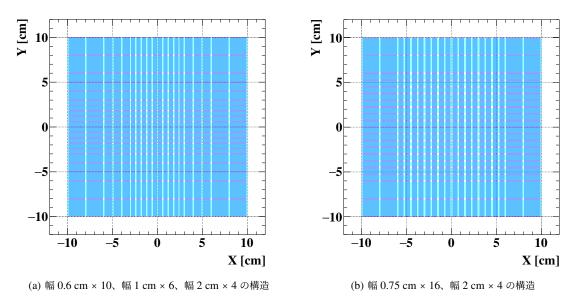


図 7.10 X 方向と Y 方向にそれぞれ 20 本のストリップを配置した場合に検討される構造の例

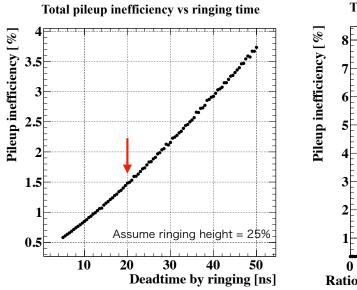


図 7.11 パイルアップ確率のリンギング時間 $t_{
m ringing}$ 依存性

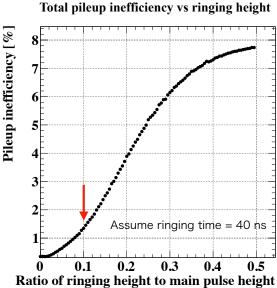


図 7.12 パイルアップ確率のリンギング振幅 V_{ringing} 依存性

制の目標値とする。ここで、 $V_{\rm pulse}$ は信号のピーク波高である。このときのセルごとのパイルアップ確率を図 7.13 に示す。中心のセルで 2% のパイルアップ確率、検出器全体では 0.83% までパイルアップを抑制することが見込まれる。 リンギング抑制のためにプロトタイプ検出器を用いて試験を行った。その測定セットアップを図 7.14 に示す。 $^{90}{\rm Sr}$ 線源からの β 線が RPC を通過しトリガーカウンタにヒットしたイベントをトリガーした。第 5 章と同様に、RPC は 単層で動作させた。その信号は長さ 3 cm、幅 7 mm のストリップの両端から読み出され、図 4.15 の増幅器で増幅された。増幅された信号はサンプリング周波数 2.5 GSPS の波形デジタイザー (DRS4) で波形ごと取得され、ヒットのあったイベントの平均波形を調べることでリンギングの時間や振幅を評価した。

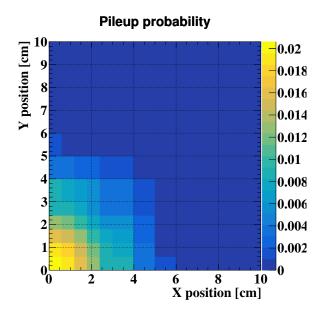


図 7.13 リンギングが十分抑制された場合のセルごとのパイルアップ確率。 $t_{\rm ringing}$ = 20 ns、 $V_{\rm ringing}$ = 0.1× $V_{\rm pulse}$ を仮定している。

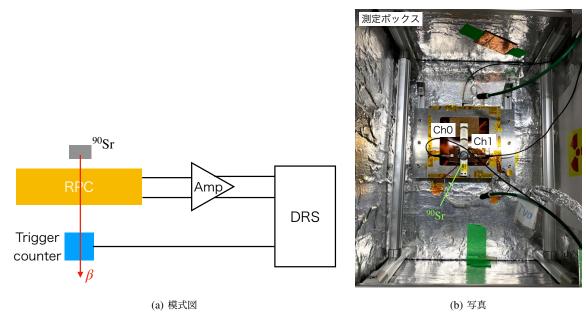
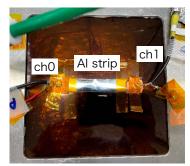
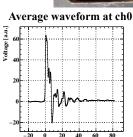
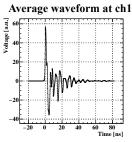


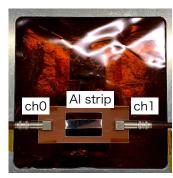
図 7.14 リンギング抑制試験のセットアップ

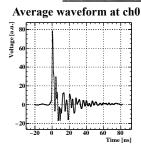
第 5 章ではストリップの両端から得られる波形に大きな違いが生じていた。これはアルミ薄膜と導電性テープとの間の接触抵抗の違いに由来すると考えられる。さらに、この接触抵抗はテープを貼り直すごとに変化していると考えられ、得られる波形はテープを貼り直すごとに若干異なっていた。そのためリンギングに対する定量的な評価が困難であった。そこで、銅箔のついた生基板を加工し、アルミ薄膜と銅箔を Epoxy Technology 社 [62] の導電性接着剤 (E4110) で接着した読み出し用の基板を製作した。なお、この試験ではアルミ薄膜として Goodfellow 社のアルミ蒸着ポリイミドを用いた (表 4.3)。図 7.15 に信号読み出しの構造と得られる平均波形を示す。製作した読み出し基板を用いた場合、ストリップの左右 (ch 0 と ch 1) で波形が同じ振る舞いをしている。また、得られる波形の再現性も改善さ

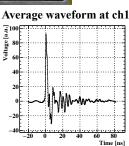












(a) アルミストリップと導電性テープを用いた信号読み出し

(b) アルミストリップと基板を用いた信号読み出し

図 7.15 読み出し用基板製作による信号波形の変化

れた。以降の試験では、読み出し基板を用いて信号読み出しを行った。

リンギングの主な原因は増幅後の信号からの電磁場がアルミストリップで拾われていることであると推定できた。増幅器を金属板でできた測定ボックスの外に出したときの平均波形の変化を図7.16に示す。このとき、リンギング時間 $t_{\rm ringing}$ はおよそ $35~{\rm ns}$ 、リンギングの振幅はピーク波高のおよそ15% である。目標となる値には届いていないもののリンギングを抑制することができた。

また、リンギングには次の2つの原因も寄与していると考えられる。

- 増幅器での反射
- 読み出しストリップの特性インピーダンス

図 7.16(b) の 10 ns 付近に見える細いパルスは、増幅器までのケーブル長を変化させることで増幅器での反射であることが確認された。しかし、この試験は実際の実験環境とは異なり、読み出しストリップから増幅器まで 1 m の距離しか存在しない。実際の環境では 8 m ほどの距離があるため、この反射は大きな問題にならないと予想される。読み出しストリップでの信号伝播はアノード側とカソード側の読み出しストリップ間に形成されるキャパシタンス C とインダクタンス L によって決まる [63]*³。RPC の読み出しストリップに限らず一般に損失のない伝送路での特性インピーダンスは、

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{7.4}$$

である。今回の測定セットアップではキャパシタンスはおよそ 140 pF/m、インダクタンスはおよそ 100 nH/m であるので、特性インピーダンスは $26~\Omega$ だと計算される $*^4$ 。一方で同軸ケーブルや増幅器の特性インピーダンスは $50~\Omega$ であることから、インピーダンス不整合が何らかの影響を与えているはずである。しかし、ストリップとケーブルの境界

^{*&}lt;sup>3</sup> [63] では隣り合うストリップも考慮してキャパシタンス行列やインダクタンス行列をシミュレートしているが、今回の試験ではストリップは 1 本しか用いていないのでスカラーとして考える。

^{*&}lt;sup>4</sup> 読み出しストリップの特性インピーダンスの計算は付録 D で議論する。

7.3 RPC 実機設計 **83**

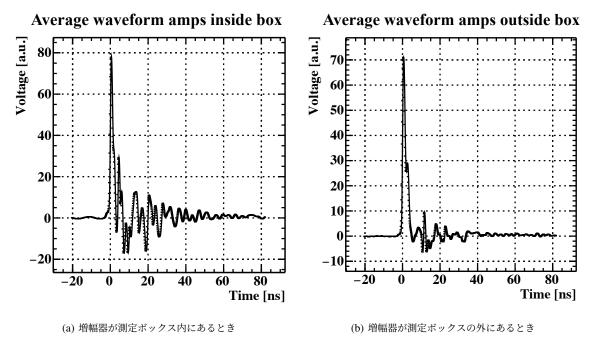


図 7.16 増幅器の場所による平均波形の変化

で反射波が発生している場合は図 7.16(b) で見えている振る舞いよりも周期の短い振る舞いが観測されるべきである。 現時点では、インピーダンス不整合の影響を正確には理解できておらず、この理解は今後の課題となっている。

ビームミューオンと輻射崩壊陽電子のパイルアップを抑制するために、現在観測されているメインのパルス直後のリンギングを抑制する取り組みを行った。現時点では、目標である $t_{\rm ringing}=20~{
m ns}$ 、 $V_{\rm ringing}=0.1 \times V_{\rm pulse}$ には到達していないものの、リンギング時間 $t_{\rm ringing}$ はおよそ 35 ns、リンギングの振幅はピーク波高のおよそ 15% まで達成した。このときの検出器全体でのパイルアップ確率は 2% 程度である。今後さらにリンギングを抑制することや波形解析手法の改善によって、パイルアップによる輻射崩壊陽電子の inefficiency を 1% 以下に抑えることを目指す。

7.3 RPC 実機設計

これまでに述べてきた RPC のコンセプトやプロトタイプ検出器の構造と性能を踏まえ、直径 $20~\rm cm$ の RPC 実機の設計を行った。なお、第 $6~\rm \tilde{p}$ で議論した DLC 上の導電ストリップは製作が完了しておらず未だ RPC の動作を検証できていないが、ここでは RPC の運用には影響を与えないと仮定する。

7.3.1 全体像

設計した RPC 実機の全体像を図 7.17 に示す。中心の直径 200 mm の円の部分が有感領域になっており、この領域には高抵抗電極とスペーサ、信号読み出しストリップのみが配置される。上下には外径がそれぞれ 278 mm と 298 mm のドーナツ状の基板があり、最外層のフィルムはこの基板に接着される。O リングを挟んで上下の基板を締め上げることによってガスパッケージを形成する (7.3.3~fi)。この設計により、実機でもミューオンビームが透過する中心の有感領域部分の物質量を $0.095\%~X_0$ に抑えながら、検出器を組み上げることが可能となる。上下基板は多層構造となっている。高電圧は下基板に供給され、基板内のパターンを通って各層の電極面に供給される。RPC の外気はヘリウムで満たされているため、高電圧を下基板に供給する部分の放電対策が必要である (7.3.4~fi)。また、最外層のフィルムの

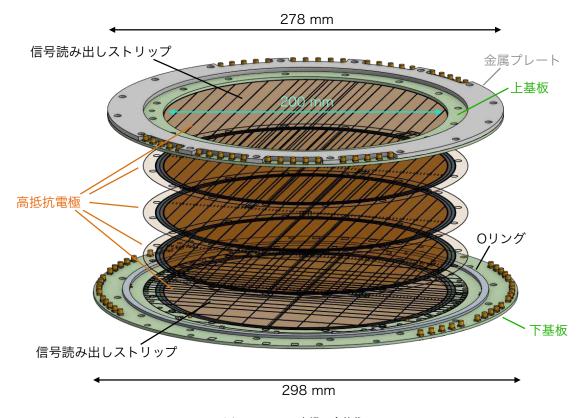


図 7.17 RPC 実機の全体像

外側の面は信号読み出しストリップとなっている。そのストリップに誘起された信号はストリップの両端から上下基板内のパターンを通って、図 7.17 で黄色の円柱状で描かれた MMCX コネクタから外に取り出される (7.3.5 節)。

組み上げた RPC を上流側 RDC フランジにインストールしたときに想定される図を図 7.18 に示す。RPC の外径とフランジの内径には 6 mm のスペースが確保されており、ビームラインのヘリウムの循環を妨げないようになっている*5。信号線や高電圧供給線などのケーブルはすべて上流側に向かって設置され、フランジにあるフィードスルーに接続しやすいようにしてある。しかし、詳細なケーブルの取り扱いについては十分な検討がなされていない。実験環境にインストールするときに必要になることをよく考慮して設計することが今後の課題となっている。

7.3.2 高抵抗電極フィルム

高抵抗電極フィルムは最下層、最上層、中間層で異なる構造を持つ。

最下層のフィルム

最下層のフィルムは図 7.19 のように、片面が DLC などで構成される高抵抗電極、もう片面にアルミの読み出しストリップが実装される。図 7.19(a) はピラーを中心部分のみ描き、他は省略している $*^6$ 。図 7.20 にピラーをすべて描いた高抵抗電極面を示す。ただし、この図も DLC と 25 μ m 厚のレジストが省略されている。以降ではピラーは中心部分のみ描くこととする。高抵抗電極におけるピラーによる不感領域の割合は 2.0%、導電ストリップの絶縁カバーによる不感領域の割合は 2.1% であり、フォトレジストによって高抵抗電極の 4.1% が不感領域となる。

^{*&}lt;sup>5</sup> 6 mm のスペースで十分であるかという疑問も残されており、このスペースでガスがきちんと循環するか検討中である。

^{*6} これは使用している PC のパフォーマンスの都合である。

7.3 RPC 実機設計 **85**

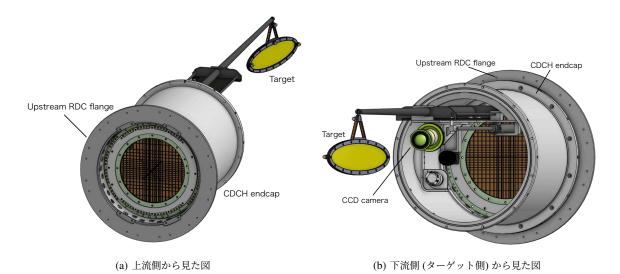


図 7.18 上流側 RDC フランジにインストールしたときの想定図。ただし、どのようにマウントするかやケーブルの取り扱いについては未定である。

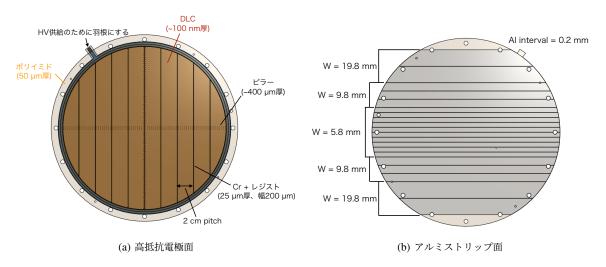


図 7.19 最下層の高抵抗電極フィルム

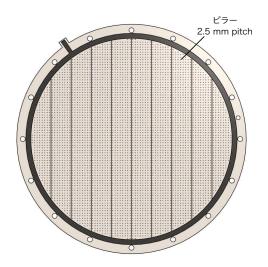


図 7.20 ピラーをすべて取り付けた場合の高抵抗電極面。ここでは DLC と 25 μm 厚のレジストが省略されている。

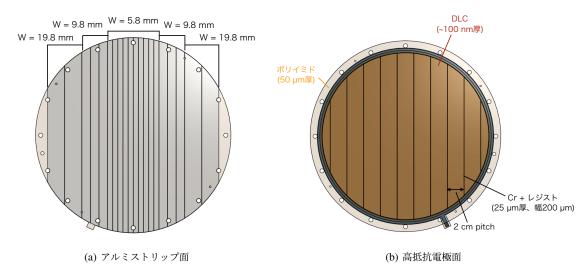


図 7.21 最上層の高抵抗電極フィルム

最下層のフィルムは $50~\mu m$ 厚のアルミ蒸着ポリイミドをベースに製作される。アルミ蒸着ポリイミドはポリイミドの特性が明記されていることと購入の容易さから Goodfellow 社のものを用いる予定である。高抵抗電極面の製作手順は 6.4~ 節で述べた手順と同様である。DLC のスパッタリングはビースパッタ社に、クロムのスパッタリングとレジストの取り付けはレイテック社に依頼する予定である。また、ポリイミドフィルムとクロムは羽根の部分を作り、そこで高電圧供給を行う。一方、アルミストリップは蒸着した 30~n m 厚のアルミ薄膜を 0.2~m m の幅でエッチングで溶かすことにより製作される。ストリップの幅はパイルアップ抑制のために 7.2~ 節で最適化した構造にする。こちらの作業もレイテック社に依頼する予定である。

最上層のフィルム

最上層のフィルムは、最下層のフィルムと同様に片面が高抵抗電極面、もう片面がアルミの読み出しストリップとなっている(図 7.21)。ただし、最上層の高抵抗電極面はピラーは取り付けない*7。アルミストリップは最下層のフィルムと直交する向きに配置する。

中間層のフィルム

中間層のフィルムは最下層の高抵抗電極面 (図 7.19(a)) と最上層の高抵抗電極面 (図 7.21(b)) を組み合わせた構造となっている。図 7.22 にピラーが付いている面から表裏を透かして見たときの図を示す。高電圧を各層に供給する部分を層ごとにずらすため羽根の位相が異なる。また、クロムのストリップは各面で 2 cm ピッチで配置し表と裏で 1 cm ずらしている。そのため、透かして見ると 1 cm ピッチで導電ストリップがあるように見えるが、実際には表と裏に 2 cm ピッチで配置されている。

中間層のフィルムは 50 µm 厚の生のポリイミドフィルムをベースに製作される。製作手順は最下層の高抵抗電極の製作と同様であるが、DLC のスパッタリングを両面に行ってからクロムやレジストの取り付けを両面に行う。アニーリングを行う場合、両面の DLC が同時に抵抗率の変化を起こすことに注意する必要がある。

7.3 RPC 実機設計 **87**

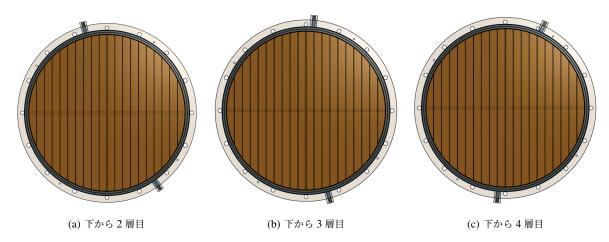
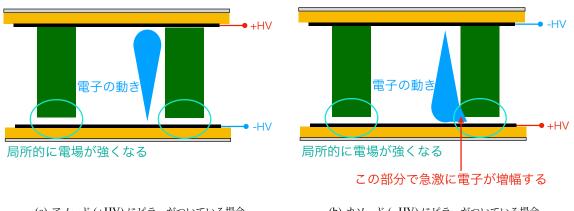


図 7.22 中間層のフィルム。ピラーが付いている面から表裏を透かして見ている。



(a) アノード (+HV) にピラーがついている場合

(b) カソード (-HV) にピラーがついている場合

図 7.23 ピラー取り付けと電極の極性

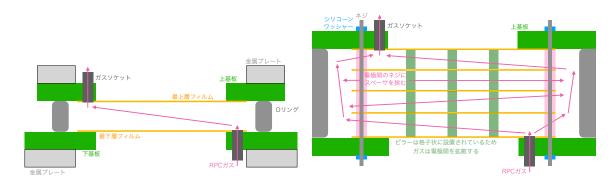
電極の極性

これまでの試験から経験的に、ピラーがついている面はアノードである必要があることがわかっている。これはピラーの先端とその向かい合う面に隙間が生じた場合、そこで電場が局所的に強くなることが関係していると考えられる。図 7.23(a) のように電極の極性を設定した場合には、電子はピラーがついている側に増幅されるため隙間があったとしても問題はない。その一方で、図 7.23(b) のように電極の極性を設定した場合には、増幅された電子がピラーの先端と向かい合う面の隙間に存在する電場が強くなっている領域に侵入すると急激に電子の増幅が起こる。そのため、後者の場合では放電が起こりやすく安定な動作が困難になると考えられる。

また、電極の極性と DLC の表面抵抗率に着目すると、図 7.23(a) のとき、DLC の表面抵抗率が重要なのはピラーのついているアノード側であり、カソード側は数 $M\Omega$ /sq よりも低くても問題なく動作することがわかっている*8。これも電子増幅の向きが関係していると考えられる。この事実はカソード側の DLC の表面抵抗率に対する要求精度を低くする。特に両面に DLC がスパッタリングされた中間層の抵抗率の調整の際には、ピラーのついたアノード側の抵抗率を重視してアニーリングできることが利点となる。

^{*7} 向かい側の中間層にピラーが取り付けてあるためである。

^{*8} カソード側の電極に金属を用いた場合でも動作した経験がある。



(a) チェンバー全体のガスの流れ

(b) チェンバー内部のガスの流れ

図 7.24 ガスパッケージの模式図

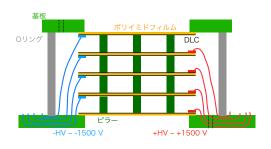


図 7.25 高電圧供給の模式図

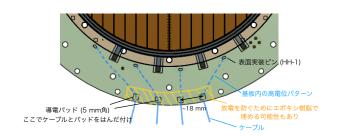


図 7.26 高電圧を基板に供給する部分

7.3.3 ガスパッケージ

ガスパッケージは図 7.24(a) のように上下基板とそれらに接着される最外層のフィルムで O リングを挟み、ネジで締め上げることで実現する。上下基板だけでは O リングを挟んだ際に歪みが生じてしまうため、金属プレートを基板の外側に入れることで歪むことなく O リングを挟むことができる。チェンバー内部ではガスは図 7.24(b) のように高抵抗電極間にも拡散すると期待される $*^9$ 。また、O リングの内側に 16 ヶ所のアセンブリ用のネジ穴が存在するが、これらのネジ穴の外側にはシリコーンワッシャーを挟むことでガス漏れを防ぐ。

7.3.4 高電圧供給

高電圧は各層に独立に供給される。これは本研究で開発する表面型 RPC の特徴であり、積層した場合でも非常に高い電圧を用意する必要がない。また、独立に高電圧供給ラインを引くことで、ある 1 つの層が放電してしまった場合でも残りの 3 層で運用することが可能となる。

高電圧を検出器外部から電極まで供給するためには図 7.25 のように、基板まで高電圧を供給し、多層基板内のパターンを通って、RPC ガスボリューム内で表面に出したのちに電極に接続される。電極の各面に +HV と -HV をそれぞれ供給する。例えば、電極間のギャップに 3 kV の電圧を印加する場合は、+HV に +1.5 kV、-HV に -1.5 kV を供給する。

基板に高電圧を供給する部分を図 7.26 に示す。この領域はヘリウムガス中であるため放電に注意する必要がある。 単線のケーブルに高電圧を供給し、そのケーブルと基板表面の導電パッドをはんだ付けで接続する。なお、高電圧のグ

^{*9} ガスの流量は50 mL/min と速度としては遅いため拡散しながらチェンバー内にガスが充満すると予想している。

7.3 RPC 実機設計 **89**

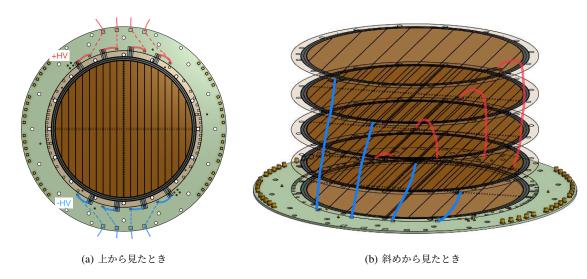


図 7.27 チェンバー内部での電極への高電圧供給

ラウンドは図 7.2 の高電圧のフィードスルーでとることとし、検出器基板ではグラウンドをとらないことにする $*^{10}$ 。はんだ付けした部分は放電が頻発するようであれば、黄色く囲った領域をエポキシ樹脂で埋める。高電圧は多層基板中の導電パターンを通って、RPC ガスボリューム内の基板表面に実装されたピン (HH-1、マックエイト社) に接続される。このピンは高さが 1.6 mm と非常に小型で、RPC の 4 層のギャップの厚み (およそ 2 mm) よりも小さい。高電圧供給のパターンだけでなく後述する信号伝送やアラインメントピンも実装した基板の製作はハヤシレピック社 [64] に依頼する予定である。

メンテナンスのために高抵抗電極は取り外し可能であることが望ましい。図 7.27 のように高抵抗電極の羽根の部分に接続されたケーブルをピンに差すことで取り外しも容易にでき、高電圧の供給も可能となる。また、高抵抗電極の羽根の位相をずらしたことで独立な高電圧供給を容易にしている。

7.3.5 信号読み出し

RPC の信号は最外層の高抵抗電極フィルムの外側の面に形成されたアルミストリップに誘起される。図 7.28 に信号 伝送パターンを示す。最外層の高抵抗電極フィルムのアルミストリップは基板表面の 3 mm 角の導電パッドと導電性 接着剤で接着される。導電パッドは多層基板内のパターンを通って基板外径近くの MMCX コネクタまでつながって いる。多層基板内のパターンは特性インピーダンス 50 Ω で信号線をシールドするような設計を行う。

7.3.6 アラインメント

各層のピラーの位置がずれると不感領域が増えてしまうため、高抵抗電極フィルムの正確なアラインメントが必要となる。高抵抗電極フィルムのアラインメントを図 7.29 に示す。下基板にアラインメントピンを貫通するように取り付け、電極フィルムにはちょうどピンの径の大きさの穴を開ける。電極フィルムに開ける穴はピラーの形成時にレジストをドーナツ状につけておき、レーザーでドーナツの内側の円を切るという手法をとる。このようにすることでピラーとアラインメント用の穴の相対的な位置が保証され、積層した場合もピラーが同じ位置で積み上がることが期待できる。また、O リングのガイドを図 7.30 のようにアラインメントピンを下基板に取り付ける。これらのピンは位置精度は求められていないため、表面実装によってピンを立てる。多層基板中に信号線のパターンが存在することと、基板に掘

^{*&}lt;sup>10</sup> 前身の MEG 実験におけるドリフトチェンバーでは放電に苦戦し、高電位ラインと GND ラインでの放電が多発していた。

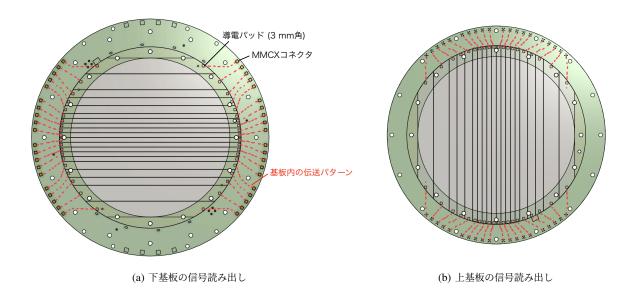


図 7.28 誘起された信号の伝送パターン

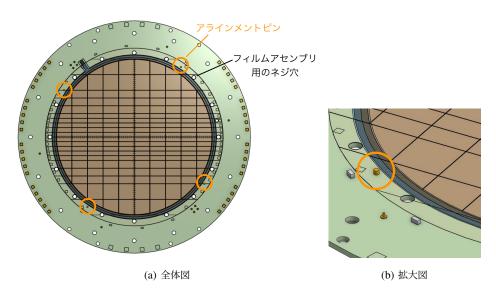


図 7.29 高抵抗電極フィルムのアラインメント。アラインメントピンを基板の裏から貫通させるように取り付ける。

る溝は凹凸が多く存在しガス漏れが生じることから、基板に溝を掘って O リングを固定することはしない。

7.4 まとめ

RPC が設置される環境についてまとめたのちに、本章では次の 2 点を議論した。

- 読み出しストリップ構造の最適化とリンギングの抑制によって、現時点でビームミューオンと輻射崩壊陽電子のパイルアップ確率は 2% まで抑制できる見込みであることが示された。
- 本研究で開発する RPC のコンセプトやこれまでに得られたプロトタイプ検出器の知見から、直径 20 cm の実機 の詳細な設計を行った。

パイルアップは2%まで抑制できる見込みであることを示し、今後、目標のレベルまでの抑制を目指した研究を継続す

7.4 **ま**とめ **91**

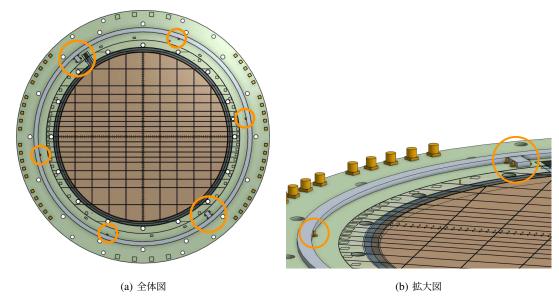


図 7.30 Ο リングのガイド

る予定である。また、実機の詳細な設計を行ったことで実機の建設に向けて大きく前進した。実験環境へのインストールを考慮してさらに設計を詰めていく予定である。

第8章

結論

本章では、本稿の結論と今後の展望を述べる。

8.1 結論

MEG II 実験の背景事象の削減を目指し、超低物質量かつ高レート耐性の RPC の開発を進めてきた。MEG II 実験の偶発的背景事象のソースの 1 つである輻射崩壊由来の背景ガンマ線を同定するために、同時に生成される 1-5 MeV の陽電子を検出する。大強度ミューオンビーム中で運用されるこの検出器に対する要請は次の 6 つである。

- (1) 0.1% X₀ 以下の物質量
- (2) $10^8 \mu^+/s$ (中心で 4 MHz/cm²) のレート耐性
- (3) 高レートミューオンビーム環境下で 60 週間以上の運転に対する放射線耐性
- (4) 90% 以上の陽電子検出効率
- (5) 1 ns 以下の時間分解能
- (6) 直径 20 cm の検出器サイズ

先行研究 [5] ではこれらの要請のうち (1)、(4)、(5) について達成可能であることが示され、本研究では (2) と (6) に着目して開発を行った (第 4 章)。

ミューオンビーム照射試験を行い、およそ 2 cm 角のプロトタイプ検出器のレート耐性を評価した。1 MHz/cm² のミューオンビームを照射した場合に 100-150 V の電圧降下、3.5 MHz/cm² のミューオンビームを照射した場合に 250-300 V の電圧降下が生じたことがわかった。電圧降下が 100-150 V 生じていても陽電子に対する検出効率は単層で 50% を達成しており、4 層に積層することで 90% の検出効率を達成する見込みである。したがって、プロトタイプ 検出器は 1 MHz/cm² 程度のレート耐性を有していることを示した (第 5 章)。

プロトタイプ検出器のレート耐性を 4 MHz/cm² まで向上させつつ検出器の大型化を図るために、高抵抗電極の 改良を行った。高抵抗電極の DLC 上に 1 cm ピッチで導電ストリップを配置するデザインを検討している。また、 DLC の表面抵抗率をアニーリングによって正確に調整し $10~M\Omega/sq$ の電極を製作する。それらの取り組みによって、 4 MHz/cm² のレート耐性を達成し、検出器の大型化が可能であることを示した。現在、高抵抗電極を製作中でありこれを用いた動作試験を行う予定である (第 6 章)。

直径 20 cm の RPC 実機の設計を行った。実機環境におけるビームミューオンと輻射崩壊陽電子のパイルアップ確率を 2% まで抑制できることを示した。最適化された読み出しストリップの構造や第 6 章で議論した高抵抗電極のデザイン、プロトタイプ検出器から得られた知見を基に実機の設計を行った (第 7 章)。

技術的な実現可能性に課題が残っているものの、 $4\,\mathrm{MHz/cm^2}$ のミューオンに対するレート耐性は実現可能であることが示され、大型な検出器の設計まで完了した。本研究により、超低物質量・高レート耐性の RPC が上流側 RDC の

8.2 今後の展望 93

厳しい要求を満たし得る有望な候補であることが示された。

8.2 今後の展望

高抵抗電極の製作と性能評価

第6章で議論した高抵抗電極の製作を完了させ、その電極を用いて RPC の動作試験を行う。導電ストリップがついている状態でも、また $10~M\Omega/sq$ の表面抵抗率でも、問題なく安定に動作することを確認する必要がある。また、この電極を用いてレート耐性の評価も行う。4~ 層に積層した状態でミューオンビーム中で動作させ、実機の性能を見積もることが重要である。これにより、後述する放射線耐性を除く RPC の検出器性能に対する要請はすべて満たされる見込みである。

放射線耐性の研究

上流側 RDC に対する要請のうち、放射線耐性に関する研究が残されている。本研究で開発する RPC における放射 線耐性に関する懸念は、主に高抵抗電極に用いられる DLC やフォトレジストのエイジングである。高抵抗電極に対す る加速試験を行い試験前後での検出器性能の違いを調べる予定である。

RPC 実機建設

高抵抗電極の動作実証が完了すれば、実機の設計は第7章で行ったため、なるべく早い段階で建設に移る。外径およそ30 cm の基板の製作は問題なく進むと考えられる一方で、直径20 cm の高抵抗電極の製作には技術的な障壁がある可能性もある。その都度必要な対応を行い、早期の実機建設に向けて動く必要がある。

MEG II 実験への導入に向けた議論

RPC 実機の実験環境へのマウントや検出器に必要なケーブル等の取り扱いは、検出器周辺に設置されているものの設計と照らし合わせて検討される必要がある。この検討は MEG コラボレーションの検出器グループとよく議論する必要がある。

RPC がミューオンビームに与える影響も見積もる必要がある。かつて上流側 RDC の候補であったシンチレーションファイバを用いた検出器をシミュレーションに組み込んで、ビームに与える影響が調べられた [32]。本研究で開発する RPC は有感領域部分の物質量は $0.1\%~X_0$ に抑えられている一方で、ピラーなどの不感領域部分では物質量が大きくなっている。そのため RPC 中で静止してしまうミューオンビームが増加してしまうことや、ターゲットでのミューオン静止レート R_{μ^+} が低下してしまうことが懸念される。シミュレーションによってビームへの影響や他の検出器性能に対する影響を調べることが重要である。また、実際に導入して検出器性能の変化を見ることも有効である。

さらに、ヒットした輻射崩壊陽電子の再構成に向けてソフトウェアの開発も不可欠である。アノード側とカソード側の直交するストリップから検出された信号からヒットを再構成するアルゴリズムを構築する。その後に陽電子とミューオンビームの識別、輻射崩壊の同定に対してもそのアルゴリズムの構築が必要である。

3.3 節で述べたように MEG II 実験の探索感度への寄与も評価する必要がある。今後、検出器性能と輻射崩壊の同定能力を評価することで、探索感度への寄与を正確に評価する。

他実験への応用可能性

4.2 節で述べたように RPC は安価に大面積をカバーできる検出器として、多くの素粒子実験で利用されてきた。 95% 以上の高い検出効率やタイミング RPC では数十 ps の高速な応答が利点である一方、レート耐性については従来の RPC が苦手としてきた部分である。本研究で開発する RPC は従来の RPC と次の点が大きく異なる。

94 第8章 結論

- 4 MHz/cm² の高レート耐性
- 超低物質量 (0.1% X₀) の検出器デザイン

以下では、European Committee for Future Accelerators (ECFA) が 2021 年に出版したロードマップ [65] を基に、これらの利点を活かした他実験への応用可能性を議論する。

高輝度 LHC (HL-LHC) や CERN で計画されている将来の円形加速器 (Future Circular Collider; FCC) でのハドロンコライダー (FCC-hh) など、将来の加速器はさらに高輝度化、高エネルギー化が進む。このとき、検出器システムの最外層に設置されることの多いミューオン検出器でも $\mathcal{O}(10 \text{ kHz/cm}^2)$ を超えるレート耐性が必要になる。特に、FCC-hh では内側のエンドキャップで最大 500 kHz/cm² のレート耐性が求められている。従来の RPC では到達できないレート耐性でも、本研究で開発する RPC であれば実現できる。このように、素粒子実験における高レート環境でのミューオン検出器としての応用が期待できる。

また、ハドロン実験でも粒子の高エネルギー化によって高レートのミューオンを検出する必要がある。ドイツの Facility of Antiproton and Ion Research in Europe (FAIR) で計画されている CBM 実験では最大で 500 kHz/cm^2 の レート耐性が求められている。ハドロン実験においても高レート環境でのミューオン検出器としての応用が期待で きる。

さらに、ハドロン実験や原子核実験では、高レート環境下における大面積の TOF 検出器が求められている。CBM 実験では 30 kHz/cm^2 のレート環境下で、80 ps の時間分解能が要求されている。本研究で開発する RPC では、このレート耐性は問題にならない。時間分解能についてはさらに研究が必要であるが、ギャップ厚を小さくし、ギャップ数を増やすことで、現在の 160 ps から改善できる。また、ハドロン実験や原子核実験の TOF 検出器では、粒子のエネルギー損失を抑えるため低物質量であることも利点となる。このように、低物質量かつ高レート耐性の TOF 検出器としての応用も期待できる。

付録

A スパッタリング技術

本研究で開発する RPC の高抵抗電極にはポリイミドフィルムにスパッタリングされた DLC を用いている。本節では開発における主要な技術であるスパッタリングについてまとめる。

高抵抗電極を形成するために炭素をスパッタリングする技術は 2013 年に神戸大学で開発された [60]。スパッタリングの原理を図 A.1 に示す。チェンバー内にアルゴンなどの不活性ガスを導入し、成膜材料であるプレート状のターゲットに負の電圧を印加してセットする。グロー放電によってガス原子がイオン化され、そのイオンが電場によって加速されて高速でターゲットに衝突し、ターゲットの粒子が叩き出される。それらの粒子がターゲットの反対側にセットされた被成膜基板上に付着して堆積することで薄膜が形成される。スパッタリングの利点は次のことが挙げられる。

- 付着力が大きく、物理的・化学的に安定している
- スパッタ時間により膜厚を制御でき、それにより抵抗率を制御できる
- 大面積に対応できる
- 高融点金属や合金など真空蒸着法では困難な材料でも成膜が可能である

本研究で開発する RPC のためのスパッタリングは先行研究 [60, 4] と同様にビースパッタ社 [52] に依頼した。ビースパッタ社が所有するスパッタリングチェンバーを図 A.2 に示す。円柱型のチェンバーの両端にターゲットが、中心のドラムには被成膜基板がセットされている。ドラムの大きさは円周が $4.5~\mathrm{m}$ で高さが $1~\mathrm{m}$ である。したがって、被成膜基板がフレキシブルな素材であれば、 $4.5~\mathrm{m} \times 1~\mathrm{m}$ までの面積に対応できる。スパッタリングの間、ドラムが回転することで均一な薄膜が形成される。

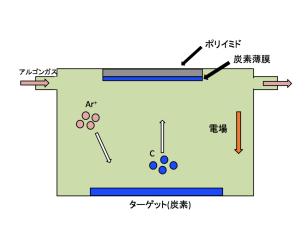


図 A.1 スパッタリングの模式図 [66]

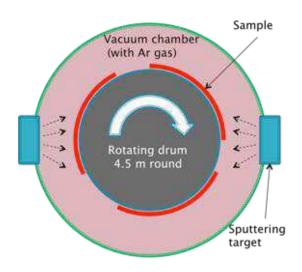


図 A.2 スパッタリング用チェンバーの模式図 [67]

96 付録

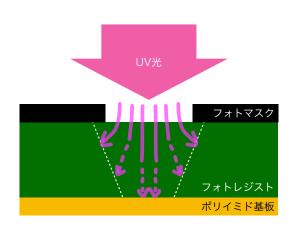


図 B.3 厚いフォトレジストフィルムの露光の模式 図。下に行くほど光は弱くなる。

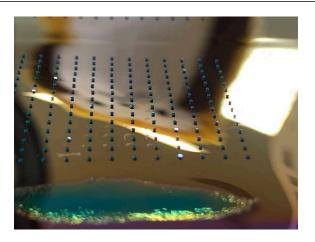


図 B.4 ピラー形成試験途中の銅基板上のピラー写真。ピラー上面が傾いて光が反射していることがわかる。

スパッタリングの工程は、

- (1) 被成膜基板をドラムにセットする
- (2) チェンバーの真空引きを行う(30分)
- (3) スパッタリングを行う
- (4) チェンバーを大気圧に戻す (30分)

となっている。6.3 節で述べたように少しずつスパッタリングし適宜その抵抗率を測定する場合、(3) のスパッタリングの工程の時間を短くし (1)–(4) の工程を終えた段階で基板を取り出して炭素薄膜の抵抗率を測定する。目標の抵抗率に達していない場合は、(1)–(4) の工程を繰り返して、再度抵抗率の測定を行う。これらの工程を繰り返し、目標の抵抗率に到達した段階でスパッタリングは完了となる。これにより手間やコストはかかるが、厚みによるコントロールのみでもより正確な抵抗率での炭素薄膜形成が可能となっている。

B ピラー形成

本研究で開発する RPC のスペーサーにはフォトリソグラフィー技術を用いた数百 μm のピラーを用いている。フォトリソグラフィー技術とは写真現像技術を応用した微細パターンの回路生成や半導体素子の生産に用いられる技術であり、フォトレジストを塗布した基板などにマスクを被せてから露光し回路などのパターンを生成する。一般にフォトレジストフィルムの厚みは数十 μm であり、数百 μm の厚いピラーを形成することは技術的に難しい。本節では厚いピラー形成における技術的に困難な点についてまとめる。

基本的なピラー形成の流れは図 4.9 で示した。ピラーの厚みはフォトレジストの厚みによって決まる。数百 μm 厚のピラーを形成するためには数十 μm 厚のフォトレジストフィルムを数枚重ねて用いる。プロトタイプ検出器に用いたフォトレジストはデュポン社の Pyralux PC1025 であった*¹。このレジストフィルムの厚みは 64 μm であり、6 枚重ねて使用することで 384 μm のピラーを形成することに成功した。

一方で、第 6 章で議論した電極開発時にはこのレジストフィルムは生産が終了しており、新たなフィルムとして太陽 インキ社の PSR-800 AUS410 を用いることにした。このレジストフィルムの厚みは 50 μ m であり、これを 6–8 枚重ねてピラー形成するときの条件出しをレイテック社 [53] に依頼した。レジストフィルムが厚い場合、図 B.3 に示すよ

^{*1} このレジストフィルムは CERN での MPGD 開発等によく用いられていたものである。

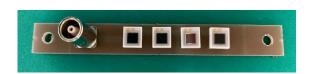




図 C.5 40 mm 角カウンタの基板と直列に接続した 4 つの SiPM の写真



図 C.6 40 mm 角カウンタのシンチレータと SiPM の接着の写真



図 C.7 40 mm 角カウンタに反射材を巻いた写真



図 C.8 40 mm 角カウンタに遮光シートを巻いた写真

うに下に行くほど光が弱くなるため、露光量を多くする必要がある。また、マスクの直下にも光が染み出すためピラー上部ではマスクの径よりも大きな範囲が露光される。したがって、下にすぼむような範囲が露光されることになる。現像の工程では大量のレジストを溶かすために大量の現像液が用いられるが $*^2$ 、ピラー下部はレジストと基板との粘着力が強いため溶かすことが難しい。露光された範囲と組み合わせると、ピラー中程がすぼんだ形となりその部分でピラーが折れてしまうことから図 B.4 のようにピラー上面が傾き、光の反射が確認できる。

C ビーム試験のためのシンチレーションカウンタの製作と時間分解能の評価

第5章でトリガーのために用いるシンチレーションカウンタを製作し、その時間分解能を評価した。

C.1 シンチレーションカウンタの製作

製作したシンチレーションカウンタは次の2種類である。

- 40 mm × 40 mm × 5 mm のカウンタ 2 つ
- 5 mm × 5 mm × 5 mm のカウンタ 4 つ

どのカウンタもシンチレータには Eljen Technology 社 [56] のプラスチックシンチレータ EJ-200 を用い、シンチレーション光の読み出しの SiPM には浜松ホトニクス社 [25] の MPPC S13360-3050CS を用いた。

^{*2} 現像液には炭酸水素ナトリウムが用いられる。

98 付録



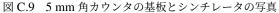




図 C.10 完成した 5 mm 角カウンタの写真

40 mm 角のカウンタは、4 つの SiPM を直列に接続するように自作した基板にはんだ付けした (図 C.5)。シンチレータと SiPM はオプティカルセメント BC-600 (Saint-Gobain 社 [68]) を用いて接着した (図 C.6)。このカウンタは低運動量のミューオンを検出するためシンチレータの周りの物質量を抑える必要がある。シンチレータの周りは図 C.7 のように C.7 のように C.7 のように C.7 のように C.7 のように (図 C.8)。また、光漏れを防ぐため基板全体も遮光シートで覆った。完成したカウンタをマウントすると図 C.7 のようになる。

5 mm 角のカウンタは、1 つの SiPM を自作した基板にはんだ付けし、シンチレータと SiPM をオプティカルセメント BC-600 で接着した (図 C.9)。このカウンタは高レート試験でビームに影響を与えないために、マウントする向きが異なる 2 種類の設計を行った。シンチレータは白いテフロンテープで巻いたのちに遮光シートを巻いた (図 C.10)。完成したカウンタをマウントすると図 5.24(b) のようになる。

C.2 シンチレーションカウンタの時間分解能の評価

先行研究 [26] ではあるカウンタの時間分解能を求めるために、3 つのカウンタを用い 2 つずつ 3 種類の組み合わせでの時間差の測定が行われた。測定された時間差分布の標準偏差 $\sigma_{1,2,3}$ から次の式を解くことで 3 つすべてのカウンタの時間分解能 $\sigma_{a,b,c}$ が算出できる。

$$\begin{split} \sigma_1^2 &= \sigma_a^2 + \sigma_b^2 \\ \sigma_2^2 &= \sigma_b^2 + \sigma_c^2 \\ \sigma_3^2 &= \sigma_c^2 + \sigma_a^2 \end{split} \tag{C.1}$$

今回製作した 5 mm 角のシンチレーションカウンタのうち実際にビーム試験で用いた 3 つはこの方法を用いて時間分解能を評価した。測定セットアップを図 C.11 に示す。 $2 \text{ つのシンチレーションカウンタの上から } ^{90}$ Sr 由来の β 線 を照射し、両方にヒットがあったイベントをトリガーした。これらのカウンタの信号は図 4.15 のアンプの Pole-zero cancellation の可変抵抗をおよそ $1 \text{ k}\Omega$ にして信号を増幅した。測定によって得られた波高分布の例を図 C.12 に示す。上に配置したカウンタを突き抜ける必要があるため、上のカウンタには MIP ピークが存在しエネルギー損失が大きい。両方のカウンタに同じくらいの光量を保証するために波高が大きいイベントを解析に使用した。得られた時間差分布の例を図 C.13 に示す。ガウス分布でフィッティングし、その標準偏差は 163.1 ps であった。

表 C.1 に測定結果と得られたシンチレーションカウンタの時間分解能を示す。MIP 陽電子測定で RPC の時間分解 能算出に用いたカウンタの時間分解能は $107.3~\mathrm{ps}$ であった。

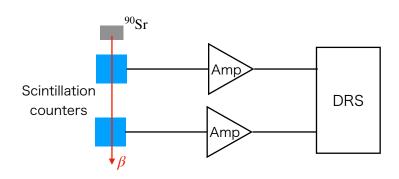


図 C.11 シンチレーションカウンタの時間分解能測定のセットアップ

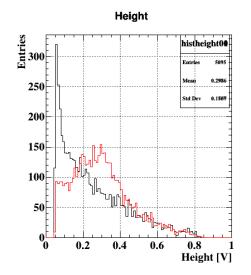


図 C.12 測定された波高分布の例。赤が上側のカウンタ、黒が下側のカウンタである。

Constant fraction time difference histcftime Entries 1756 160 Mean 0.1254 Std Dev 2² / ndf 0.1936 140 22.83 / 30 Prob 0.8224 120 Constant Mean $162.8\ \pm5.0$ 0.1186 ± 0.0040 100 0.1631 ± 0.0031 80 60 40 20 Time difference [ns]

図 C.13 測定された時間差分布の例

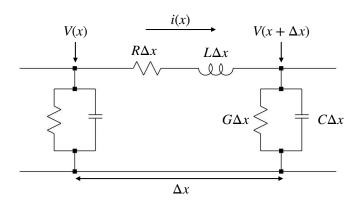
表 C.1 測定された時間差分布の標準偏差と 5 mm 角カウンタの時間分解能

	標準偏差 / 時間分解能	備考
σ_1	163.1 ± 3.1 ps	
σ_2	$170.3 \pm 4.8 \text{ ps}$	
σ_3	$159.5 \pm 3.0 \text{ ps}$	
σ_a	107.3 ps	5.4 節の MIP 陽電子測定で時間分解能算出に使用
σ_b	122.8 ps	
σ_c	118.0 ps	

表 C.2 測定された時間差分布の標準偏差と 40 mm 角カウンタの時間分解能

	標準偏差 / 時間分解能	備考
σ_1	$196.5 \pm 2.3 \text{ ps}$	
σ_2	$175 \pm 2 \text{ ps}$	
σ_a	164.6 ps	5.3 節の β 線測定で時間分解能算出に使用
σ_b	138.2 ps	

100 付録



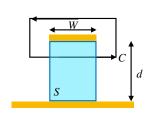


図 D.15 インダクタンス計算の模式図

図 D.14 伝送路の等価回路

MIP 陽電子測定で用いた 5 mm 角のカウンタを用いて 2 つの 40 mm 角のカウンタの時間分解能を測定した。その結果を表 C.2 に示す。 β 線に対する測定で RPC の時間分解能算出に用いたカウンタの時間分解能は 164.6 ps であった。

D RPC 読み出しストリップの特性インピーダンス

RPC の読み出しストリップにおける信号伝送を考える。詳細な議論は [63] にあるが、今回はシミュレーションツールを用いずにマクスウェル方程式から 1 つのストリップに着目した特性インピーダンスを計算する。

一般に信号伝送路は単位長さあたりの抵抗 R、インダクタンス L、キャパシタンス C、コンダクタンス G を用いて 図 D.14 が等価回路となる。その特性インピーダンス C0 は、

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L + i\omega R}{C + i\omega G}} \tag{D.2}$$

と表せる。ここで、i は虚数単位、 ω は角周波数である。 $L\gg\omega R$ 、 $C\gg\omega G$ とすると、 Z_0 は式 (7.4) と近似できる。抵抗 R は読み出し電極の表面抵抗率から計算でき、インダクタンス L は図 4.8 の読み出しストリップ間の各物質の厚みと透磁率から計算できる。キャパシタンス C は図 4.8 の読み出しストリップ間の各物質の厚みと誘電率から計算できる。コンダクタンス G はここでは無視できると仮定する。以上の条件で、各パラメータについて計算した。

抵抗 R の計算

実機で用いるアルミストリップの表面抵抗率 ρ_S は 0.53 Ω/sq と測定されている (表 4.3)。単位長さあたりの抵抗 R はストリップの幅 W を用いて、

$$R = \frac{\rho_S}{W} \tag{D.3}$$

と表せる。W = 1 cm = 0.01 m のとき、 $R = 53 \Omega/\text{m}$ である。

インダクタンスLの計算

一般にアンペールの法則、

$$\frac{1}{\mu} \oint_C \vec{B} \cdot \vec{\hat{t}} \, ds = \int_S \vec{j} \cdot \vec{\hat{n}} \, dS \tag{D.4}$$

が成立する。ここで μ は透磁率、 \vec{t} は周回 C の向きの単位ベクトル、 \vec{B} は磁束密度、 \vec{j} は電流密度、 \vec{n} は面 S に垂直な向きの単位ベクトルである。図 4.8 に示す物質の比透磁率はすべてが 1 であるため、各層でインダクタンスを独立に計

E RPC モックアップ製作 **101**

算する必要はない。図 D.15 の上のストリップに着目して式 (D.4) を解くと、

$$\frac{1}{\mu}BW = J \tag{D.5}$$

と計算できる。ここで J はストリップ上を流れる電流の大きさである。これを B について解くと、

$$B = \frac{\mu J}{W} \tag{D.6}$$

となる。

また、磁束 Φ は磁束密度と磁場に垂直な面の面積の積で表せる。

$$\Phi = \int_{S} \vec{B} \cdot \hat{\vec{n}} \ dS = \frac{\mu dJ}{W} \tag{D.7}$$

ここで d は読み出しストリップ間の距離である。誘導起電力 V は次のように 2 通りで表せる。

$$V = -\frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dJ}{dt} \tag{D.8}$$

したがって、式 (D.7) と式 (D.8) より、

$$L = \frac{\mu d}{W} \tag{D.9}$$

が導ける。ストリップの幅が W = 1 cm = 0.01 m のときは、L = 224.4 nH/m となる。

キャパシタンス C の計算

読み出しストリップ間のキャパシタンス C の逆数は、直列に接続された 5 層のポリイミド層と 4 層のガスギャップ 層のキャパシタンスの逆数の和と等しい。したがって、

$$\frac{1}{C} = \sum_{\text{polyimide}} \frac{1}{C_i} + \sum_{\text{gas gap}} \frac{1}{C_j}$$
 (D.10)

が成立する。平行平板の間の単位長さあたりのキャパシタンス C_i は、

$$C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r,i} W}{d_i} \tag{D.11}$$

と書ける。ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 $\epsilon_{r,i}$ は各物質の比誘電率、 d_i は各物質層の厚みである。ポリイミド層では $\epsilon_r=3.3$ 、 $d=50~\mu m$ であり、ガスギャップ層では $\epsilon_r=1.0$ 、 $d=384~\mu m$ であるから、W=1~cm=0.01~m のときには式 (D.10) と式 (D.11) より C=54.9~p F/m と計算される。

特性インピーダンス Z_0

簡単のために $L \gg \omega R$ として式 (7.4) を解く。ストリップの幅 W に応じて図 D.16 のように特性インピーダンスを持つと計算できた。設計された実機の読み出しストリップ幅での特性インピーダンスの計算値は次の通りである。

- 幅 6 mm のとき、 $Z_0 = 106.5 \Omega$
- 幅 10 mm のとき、 $Z_0 = 63.9 \Omega$
- 幅 20 mm のとき、 $Z_0 = 32.0 \Omega$

E RPC モックアップ製作

7.3 節と並行して図 E.17 に示す内径 10 cm、外径 20 cm のモックアップの製作を行った。ただし、この段階での設計や製作された部品は 7.3 節で議論したものと完全には一致しない。本節では、モックアップ部品の製作と組み立て手順の確認、モックアップを用いた気密試験について述べる。

102 付録

図 D.16 読み出しストリップの特性インピーダンス

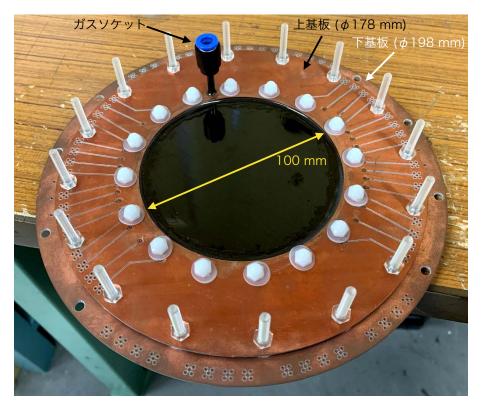
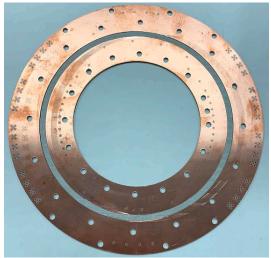


図 E.17 RPC モックアップの全体図

E RPC モックアップ製作 103





(a) 外側面

(b) 内側面

図 E.18 モックアップの下基板の写真

E.1 RPC モックアップ部品製作

モックアップの部品は次の通りである。

- 上下基板
- フィルム
- フィルムの外側のスペーサ
- O リング
- アセンブリ用のネジなど
- ガスソケット

このうち製作したのは、上下基板、フィルム、スペーサである。

上下基板

上下の基板は両面に銅箔がついた 1.6 mm 厚の生基板を実験室にある基板加工機 (Eleven Lab、MITS Electronics) で加工して製作した。この基板加工機の加工できる基板のサイズがおよそ 20 cm 角であることから、モックアップの大きさは 198 mm とした。製作した下基板を図 E.18 に、上基板を図 E.19 に示す。外側面のパターンは信号線のパターンと高電圧供給のパターンを模したものである。

フィルム

電極フィルムを模したフィルムは、 $50~\mu m$ 厚のポリイミドベースのフィルムを CO_2 レーザー加工機 (FABOOL Laser CO2、SMART DIYs) で図 E.20 のように加工した。図 E.20 の裏面では基板とフィルムが接着剤で接着されている。

104 付録





(a) 外側面

(b) 内側面

図 E.19 モックアップの上基板の写真



図 E.20 基板に接着されたフィルム



図 E.21 フィルム外側のスペーサ。かつては高電 圧供給にも用いられる予定であった。

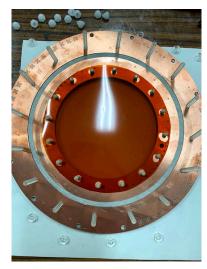
フィルム外側のスペーサ

フィルム外側のスペーサとして、 $0.4~\mathrm{mm}$ 厚の生基板を基板加工機で図 $E.21~\mathrm{o}$ ように加工したものを製作した。この基板はかつては電極フィルムと圧着することで高電圧を供給する設計であったが、第 6 章で述べたように高抵抗電極にクロムを実装するため、この基板の必要性がなくなった。ここでは図 $E.21~\mathrm{o}$ 基板をフィルム外側のスペーサとして用いることとする。

E.2 モックアップの組み立て

モックアップの組み立ては次の工程で行う。その様子を図 E.22 に示す。

105 E RPC モックアップ製作







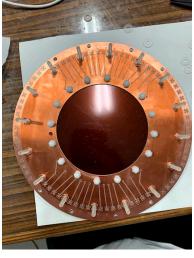
(a) 下基板にネジを入れておく

(b) スペーサを挿入する

(c) 次の層のフィルムを挿入する



(d) (b), (c) の工程を繰り返し、外側にスペー (e) 上基板をセットしネジを締める サと O リングをセットする





(f) 下基板を下から見た様子

図 E.22 モックアップの組み立て

- (1) 下基板にネジを入れておく。ただし、図 E.22(a) ではフィルムは接着されていないが、実際にはフィルムが接着 された下基板にネジを差しておく。
- (2) 1層目のギャップとなるスペーサを挿入する。7.3節で議論した設計ではここにはスペーサとしてワッシャーを 挿入する予定である。
- (3) 次の層のフィルムを挿入する。
- (4) 2,3 の工程を繰り返して4層のギャップを作る。また、基板外側のネジに自作した2 mm 厚のスペーサを挿入 する。その少し内側に O リングを配置する。
- (5) 上基板をセットしてネジを締める。図 E.22(e) では内側のネジにシリコーンワッシャーを挟んでいないが、実際 にはシリコーンワッシャーを挟んでからキャップナットで締める。
- (6) 下基板を下から見ると図 E.22(f) のようになる。

実機と用いる部品が異なっていたり、信号線や高電圧供給が実装できていなかったりするが、大まかな工程はこのよう

106 付録



図 E.23 気密試験の様子

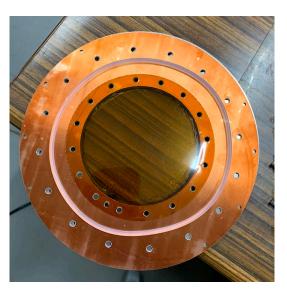
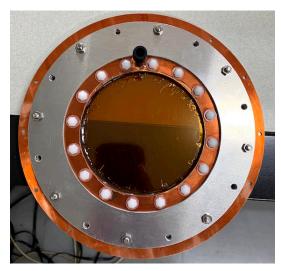
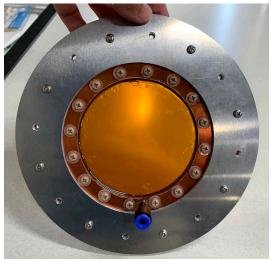


図 E.24 改良した基板。O リングの溝をなくして O リングが柔らかいシリコーンゴムを用いた。







(b) 下基板側

図 E.25 基板の外側に挿入したアルミプレート

になると予想できる。

E.3 気密試験

製作したモックアップを用いて気密試験を行った。気密試験の様子を図 E.23 に示す。試験には窒素ガスを用い、モックアップを通る前後に流量計を配置しガス漏れがないかを確認した。

図 E.17 のモックアップではガス漏れが大量に発生していたが、以下の点を改善することで気密を実現できた。

E RPC モックアップ製作 107

- 基板に掘られた O リング用の溝でガス漏れが起きていたため、その溝をなくした (図 E.24)
- 〇 リングを真空用のものではなく、柔らかいシリコーンゴムを用いた
- O リングを挟んで基板を締め上げる際に基板が歪んでしまったため、図 E.25 のように基板の外側にアルミプレートを挿入した

これらの知見は7.3節の実機の基板やガスパッケージの設計に生かされている。

謝辞

はじめに、本研究に取り組む機会を与えていただいた指導教員の森俊則教授に感謝申し上げます。研究に取り組む中で数多くの学びがあり、非常に充実した時間を過ごすことができました。

研究活動に関して、大谷航准教授にはミーティングや学会の発表練習等でたくさんの助言をいただいたほか、日頃から開発に関する多くの相談をさせていただきました。共同研究者である神戸大学の越智敦彦准教授にはガス検出器や DLC の専門家として的確な助言をいただき、高抵抗電極の製作については一緒に準備を進めてくださいました。現在宇宙線研究所に異動された家城佳助教には 2020 年 12 月のビーム試験での PSI での環境構築にご尽力いただき、他の研究テーマについても 1 から丁寧にご指導いただきました。大矢淳史氏には私が RPC の開発に取り組んでからたくさんのことを教えていただき、常に良い刺激を与えてくださいました。潘晟特別研究員、恩田理奈氏はミーティングの折にコメントをくださいました。神戸大学の高橋真斗氏には共同で研究に取り組んでくださっています。また、高い技術を検出器に応用するためにご尽力いただいた、レイテック株式会社の上原秀雄氏、ビースパッタ株式会社の伊達裕之氏、ハヤシレピック株式会社の佐藤如雪氏に感謝申し上げます。

その他の研究室の皆さまにも大変お世話になりました。岩本敏幸助教には研究だけでなく渡航のサポートもしていただきました。内山雄祐特任助教にはミーティング等で鋭いご指摘をいただきました。PSI にいることが多かった先輩方、小川真治博士、中尾光孝博士、宇佐見正志氏、小林暁氏、豊田和輝氏、野内康介氏に質問させていただいた際にはご丁寧に答えてくださいました。東京での活動の際には、劉霊輝氏、辻直希氏、上田裕貴氏、松下彩華氏と多くの議論を行い、日々の研究生活の中で良い刺激をいただきました。同期の米本拓氏、島田耕平氏、増田隆之介氏、池田史氏、吉田圭佑氏、村田樹氏とは他愛もない会話など、非常に楽しい時間を過ごすことができました。スムーズな研究生活をサポートしてくださった素粒子物理国際研究センターの秘書の方々にも感謝申し上げます。

最後に、支えてくれた家族に感謝いたします。

- [1] Aad, G. et al., "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics **716** (2012), DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [2] Chatrchyan, S. et al., "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics **716** (2012), DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [3] Baldini, A. M. et al., "Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \to e^+ \gamma$ with the full dataset of the MEG experiment", European Physical Journal C **76** (2016a), DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4271-x.
- [4] 小川圭将, 「炭素スパッタを用いた積層型 Fast Timing RPC の開発」, 修士論文, 神戸大学 (2017年).
- [5] 大矢淳史,「MEG II 実験探索感度のさらなる向上を目指した超低物質量 RPC 検出器の開発」,修士論文,東京大学 (2019 年).
- [6] Kuno, Y. and Okada, Y., "Muon decay and physics beyond the standard model", Reviews of Modern Physics **73** (2001), DOI: 10.1103/RevModPhys.73.151.
- [7]「ひっぐすたん」, URL: https://higgstan.com.
- [8] Zyla, P. A. et al., "Review of particle physics", Progress of Theoretical and Experimental Physics 2020 (2020) , DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [9] Crittenden, R. R., Walker, W. D., and Ballam, J., "Radiative decay modes of the muon", Physical Review **121** (1961), DOI: 10.1103/PhysRev.121.1823.
- [10] Bertl, W. et al., "Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ ", Nuclear Physics, Section B **260** (1985) , DOI: 10.1016/0550-3213(85)90308-6.
- [11] Petcov, S. T., "The Processes $\mu \to e + \gamma$, $\mu \to e + \overline{e}$, $\nu' \to \nu + \gamma$ in the Weinberg-Salam Model with Neutrino Mixing", Sov. J. Nucl. Phys. **25**, 340 (1977), [Erratum: Sov.J.Nucl.Phys. **25**, 698 (1977), Erratum: Yad.Fiz. 25, 1336 (1977)].
- [12] Bilenky, S. M., Petcov, S. T., and Pontecorvo, B., "Lepton mixing, $\mu \rightarrow e \gamma$ decay and neutrino oscillations", Physics Letters B **67** (1977), DOI: 10.1016/0370-2693(77)90379-3.
- [13] Georgi, H. and Glashow, S. L., "Unity of all elementary-particle forces", Physical Review Letters **32** (1974), DOI: 10.1103/PhysRevLett.32.438.
- [14] Yanagita, T., "Horizontal Gauge Symmetry and Masses of Neutrinos", in Sawada, O. and Sugamoto, A. eds. *Proceedings of Workshop on Unified Theory and Baryon Number in the Universe*, 95, Tsukuba, KEK (1979).
- [15] Gell-Mann, M., Ramond, P., and Slansky, R., "Complex Spinors and Unified Theories", in Nieuwenhuizen, P. V. and Freedman, D. eds. *Supergravity*, North-Holland, Amsterdam (1979).
- [16] Hisano, J., Moroi, T., Tobe, K., and Yamaguchi, M., "Lepton-flavor violation via right-handed neutrino Yukawa couplings in the supersymmetric standard model", Physical Review D Particles, Fields, Gravitation and

- Cosmology 53 (1996), DOI: 10.1103/PhysRevD.53.2442.
- [17] Antusch, S., Arganda, E., Herrero, M. J., and Teixeira, A. M., "Impact of θ_{13} on lepton flavour violating processes within SUSY seesaw", Journal of High Energy Physics **2006** (2006), DOI: 10.1088/1126-6708/2006/11/090.
- [18] Baldini, A. M. et al., "Muon polarization in the MEG experiment: Predictions and measurements", European Physical Journal C **76** (2016b), DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4047-3.
- [19] Baldini, A. M. et al., "The design of the MEG II experiment", European Physical Journal C **78** (2018), DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5845-6.
- [20] "Paul Scherrer Institut (PSI)", URL: https://www.psi.ch/en.
- [21] Cavoto, G. et al., "A photogrammetric method for target monitoring inside the MEG II detector", Review of Scientific Instruments **92** (2021), DOI: 10.1063/5.0034842.
- [22] Boca, G. et al., "Timing resolution of a plastic scintillator counter read out by radiation damaged SiPMs connected in series", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 999 (2021), DOI: 10.1016/j.nima.2021.165173.
- [23] Ieki, K. et al., "Large-area MPPC with enhanced VUV sensitivity for liquid xenon scintillation detector", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **925** (2019), DOI: 10.1016/j.nima.2019.02.010.
- [24] 島田耕平,「MEG II 実験液体キセノン検出用 VUV-MPPC の光子検出効率に関する研究」,修士論文,東京大学 (2021 年).
- [25]「浜松ホトニクス」, URL: https://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html.
- [26] 恩田理奈,「MEG II 実験における γ 線検出の時間較正と背景事象削減のための研究開発」,修士論文,東京大学 (2018 年) .
- [27] Baldini, A. M. et al., "The search for $\mu^+ \to e^+ \gamma$ with 10^{-14} sensitivity: The upgrade of the MEG experiment", Symmetry 13 (2021), DOI: 10.3390/sym13091591.
- [28] Onda, R., "Suppression of γ -ray backgrounds for highest sensitivity of $\mu^+ \to e^+ \gamma$ search in MEG II experiment", Ph.D. dissertation, The University of Tokyo (2021), submitted.
- [29] Ritt, S., "The DRS chip: Cheap waveform digitizing in the GHz range", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **518** (2004), DOI: 10.1016/j.nima.2003.11.059.
- [30] Ritt, S., Dinapoli, R., and Hartmann, U., "Application of the DRS chip for fast waveform digitizing", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **623** (2010), DOI: 10.1016/j.nima.2010.03.045.
- [31] 恩田理奈,「MEG II 実験における輻射崩壊同定用カウンターによる探索感度の改善」,, 2020 年日本物理学会秋季大会, オンライン (2020).
- [32] Iwai, R., "Development and commissioning of MEG II Radiative Decay Counter", Master's thesis, The University of Tokyo (2017).
- [33] Smirnov, I., HEED, program to compute energy loss of fast particles in gases, CERN.
- [34] Riegler, W. and Lippmann, C., "The physics of Resistive Plate Chambers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **518** (2004), DOI: 10.1016/j.nima.2003.10.031.
- [35] Biagi, S., IMONTE, program to compute gas transport parameters.
- [36] Riegler, W., Lippmann, C., and Veenhof, R., "Detector physics and simulation of resistive plate chambers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and

- Associated Equipment 500 (2003), DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00337-1.
- [37] Lippmann, C. and Riegler, W., "Space charge effects in Resistive Plate Chambers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 517 (2004), DOI: 10.1016/j.nima.2003.08.174.
- [38] Lippmann, C., "Detector Physics of Resistive Plate Chambers", Ph.D. dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2003).
- [39] Ramo, S., "Currents Induced by Electron Motion", Proceedings of the IRE **27** (1939), DOI: 10.1109/JRPROC. 1939.228757.
- [40] Riegler, W., "Induced signals in resistive plate chambers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **491** (2002), DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01169-5.
- [41] Santonico, R. and Cardarelli, R., "Development of resistive plate counters", Nuclear Instruments and Methods **187** (1981), DOI: 10.1016/0029-554X(81)90363-3.
- [42] Aielli, G. et al., "Test and performances of the RPC trigger chambers of the ATLAS experiment at LHC", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **533** (2004), DOI: 10.1016/j.nima.2004.07.026.
- [43] Arnaldi, R. et al., "Low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **451** (2000), DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00326-0.
- [44] Blanco, A. et al., "TOFtracker: Gaseous detector with bidimensional tracking and time-of-flight capabilities", Journal of Instrumentation 7 (2012), DOI: 10.1088/1748-0221/7/11/P11012.
- [45] Ammosov, V. et al., "Performance of RPC with low-resistive silicate glass electrodes exposed to an intense continuous electron beam", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **576** (2007), DOI: 10.1016/j.nima.2007.03.022.
- [46] Zallo, A., "BABAR RPC system", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 456 (2000), DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00975-X.
- [47] Bertolin, A. et al., "The RPC system of the OPERA experiment", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **602** (2009), DOI: 10.1016/j.nima.2008.12.071.
- [48] Bonner, B. et al., "A single time-of-flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **508** (2003), DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01347-0.
- [49] Akindinov, A. N. et al., "Latest results on the performance of the multigap resistive plate chamber used for the ALICE TOF", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **533** (2004), DOI: 10.1016/j.nima.2004.07.004.
- [50] "Particle Data Group", URL: https://pdg.lbl.gov.
- [51] "DuPont", URL: https://www.dupont.com.
- [52]「株式会社ビースパッタ」, URL: http://www.be-sputter.co.jp.
- [53]「レイテック株式会社」, URL: http://www.raytech-inc.co.jp.
- [54] "Goodfellow Japan", URL: https://www.goodfellow-japan.jp/jp/.
- [55] "Liren", URL: http://www.liren01.com/index.asp.
- [56] "Eljen Technology", URL: https://eljentechnology.com.

- [57] "Geant4", URL: https://geant4.web.cern.ch.
- [58] Fonte, P. and Peskov, V., "High-resolution TOF with RPCs", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 477 (2002), DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01914-3.
- [59] Oliveira, R. D., "Study for resistive materials for MPGD protection", in *Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR-20)*, Novosibirsk, Russia (2020).
- [60] Ochi, A. et al., "Carbon sputtering technology for MPGD detectors", Proceedings of Science **0** (2014), DOI: 10.22323/1.213.0351.
- [61]「株式会社カクエイ」, URL: https://www.kakuei.co.jp.
- [62] "Epoxy Technology", URL: https://www.epotek.com.
- [63] Riegler, W. and Burgarth, D., "Signal propagation, termination, crosstalk and losses in resistive plate chambers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 481 (2002), DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01249-9.
- [64]「ハヤシレピック株式会社」, URL: https://www.h-repic.co.jp.
- [65] ECFA Detector R&D Roadmap Process Group, "The 2021 ECFA detetor research and development roadmap", Technical Report CERN-ESU-017, Geneva (2020), DOI: 10.17181/CERN.XDPL.W2EX.
- [66] 山内悟,「炭素スパッタを用いた Resistive GEM の開発」,修士論文,神戸大学 (2016).
- [67] 竹本強志、「ATLAS アップグレードに向けた MicroMEGAS 抵抗電極の開発」、修士論文、神戸大学 (2015).
- [68] "Saint-Gobain", URL: https://www.saint-gobain.com/en.
- [69] "3M", URL: https://www.3m.com.