

修士学位論文

LHC-ATLAS 実験における
ミューオンスペクトロメータによる
飛跡高速再構成の機械学習による改良

令和 7 年 2 月 7 日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 **231s119s**

氏名 樋口流雲

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

Abstract

ATLAS 実験は、欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) の衝突点の一つに設置された ATLAS 検出器による世界最高エネルギーの衝突を用いた素粒子実験で、標準模型の精密検証や新たな物理現象の探索を行っている。2030 年より開始予定の LHC のアップグレードによる高輝度 (HL-LHC) 運転では、それに伴い衝突頻度が現状の約 3 倍に増加するため、検出装置の計算資源の負荷の軽減やトリガーシステムの処理能力の向上が求められる。トリガーシステムの中でもミューオンを用いるシステムにおいてミューオンの部分飛跡再構成の高精度で軽量なアルゴリズムを開発できれば、高段計算機トリガーあるいは初段ハードウェアトリガーに用いることにより、トリガー頻度を削減できる可能性がある。

そこで本研究では、回帰型ニューラルネットワーク (RNN) を導入した新たなセグメント再構成アルゴリズムを提案する。RNN は時系列データの処理に優れ、ドリフトチューブから得られる連続的なヒット情報に対して、飛跡近傍にある飛跡と無関係なヒット (outlier) の影響を効果的に除去しながら、より正確なミューオン飛跡の再構成ができる可能性がある。本研究では、バレル領域のインナー、スマール、アウター各セクターにおいて個別にモデルを学習させ、従来の手法と本手法について、全検出器の情報を用いて精密に再構成されたオフラインアルゴリズムによる飛跡をどれだけ再現できるかを比較した。その結果、再構成された部分飛跡がオフラインと大幅に異なる飛跡を約 5 割から 7 割削減した。

目次

1 LHC-ATLAS 実験	1
1.1 素粒子標準模型	1
1.2 LHC-ATLAS 実験	2
1.3 LHC 加速器	2
1.4 ATLAS 実験	5
1.4.1 ATLAS 検出器で用いる座標系	6
1.4.2 内部飛跡検出器	6
1.4.3 カロリメータ	8
1.4.4 ミューオン検出器	10
1.4.5 超伝導マグネットシステム	19
2 ATLAS トリガーシステム	21
2.1 ATLAS トリガーシステムの概要	21
2.2 ATLAS ミューオントリガーシステム	21
2.3 初段ミューオントリガーシステム (Level-1 Trigger)	25
2.4 後段ミューオントリガーシステム (High-Level Trigger、HLT)	27
2.4.1 Level-2 Muon Stand Alone (L2MuonSA)	27
2.4.2 Combined Muon Trigger (MuonCB)	35
2.4.3 Event Filter (Muon EF)	36
2.4.4 オフライン再構成	36
2.5 ミューオントリガーシステムにおける課題と本研究の目的	36
3 ドリフトチューブによる L2MuonSA アルゴリズムの機械学習 (RNN) による改 良	38
3.1 L2MuonSA アルゴリズムにおける outlier の排除とその課題	38
3.2 機械学習によるセグメント再構成アルゴリズムの改良	40
3.2.1 回帰型ニューラルネットワーク (RNN)	40
3.2.2 回帰型ニューラルネットワークによるセグメント再構成のモデ ル設計と特徴量	41

3.2.3 学習における性能評価のためのシミュレーションサンプルの作成	43
3.2.4 モデルの設計とトレーニング	44
4 RNN による飛跡再構成手法の性能評価	48
4.1 性能評価の方法	48
4.2 セグメント再構成モデルの性能評価	49
4.3 機械学習により再構成されたセグメントによるミューオン横運動量 p_T の再構成	57
4.4 p_T 再構成における改善幅に関する考察	63
4.5 提案したセグメント再構成モデルの更なる改良と精度向上に向けて	64
5 まとめと結論	65
5.1 まとめと結論	65
参考文献	68

第 1 章

LHC-ATLAS 実験

1.1 素粒子標準模型

素粒子とは物質を構成する最小単位の粒子である。強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の 3 つの相互作用を記述する現代素粒子物理学の基礎的な枠組みの「素粒子標準模型」が提唱され、実験結果を非常によく再現している。標準模型には 12 種類のフェルミオン、4 種類のゲージボソン、他の粒子に質量を与えるヒッグス粒子の 17 種類の粒子が実験的に確認されている (Figure 1.1)。

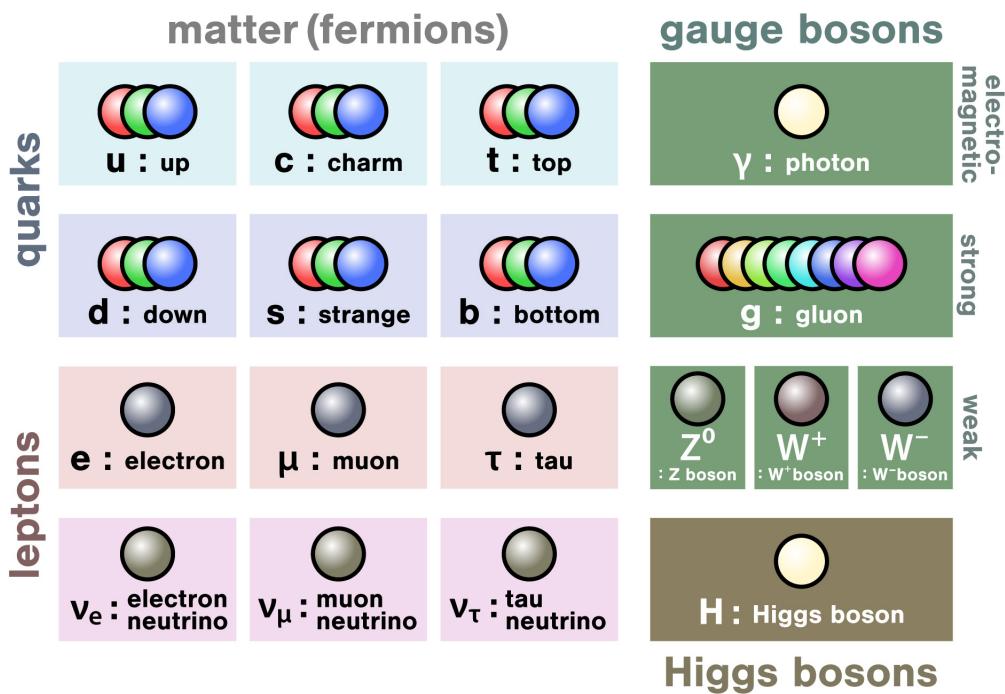


Figure 1.1: 標準模型の粒子 [1]

標準模型はこれまでの多くの実験結果を的確に説明する優れた理論だが、ヒッグ

スの質量階層性問題、ニュートリノの質量問題、暗黒物質の正体など、標準模型のみでは説明できない事項が多く残っている。そのため、これらの問題を解明するために世界各地で様々な素粒子物理実験が行われている。

1.2 LHC-ATLAS 実験

この中の一つとして、欧州素粒子原子核研究機 (CERN) で行われている大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) を用いた高エネルギー粒子衝突実験がある。LHC は現在稼働中の加速器の中で世界最高の重心系エネルギー 13.6TeV を達成しており、さらに高輝度 LHC (HL-LHC) へのアップグレードにより、現在の 2.5 倍以上の輝度を目指し、より大規模な実験データの収集を行う。

ATLAS 実験は、LHC の衝突点の一つに設置された ATLAS 検出器を用いて、LHC における陽子陽子衝突で生成される粒子を高精度で検出する素粒子物理実験である。ATLAS 実験では、2012 年にヒッグス粒子の発見を達成し、その質量や спин、パーティなどの詳細な性質測定を進めている。他の標準模型の過程についても精密測定を行うことで、その検証を行なっている。また、超対称性粒子やダークマター候補粒子などの探索、標準模型の精密測定などを通して、標準模型を超える新たな物理現象の解明を目指し、研究が進められている。

1.3 LHC 加速器

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC: Large Hadron Collider) は、欧州原子核研究機構 (CERN) によって建設された世界最大・最高エネルギーの陽子陽子衝突型加速器である。スイス・ジュネーブ郊外に位置し、フランスとの国境をまたぐように地下約 100m に設置されており、その周長は約 27km である。LHC の円周上には、4 つの主要な実験装置が設置されている (Figure 1.2)。

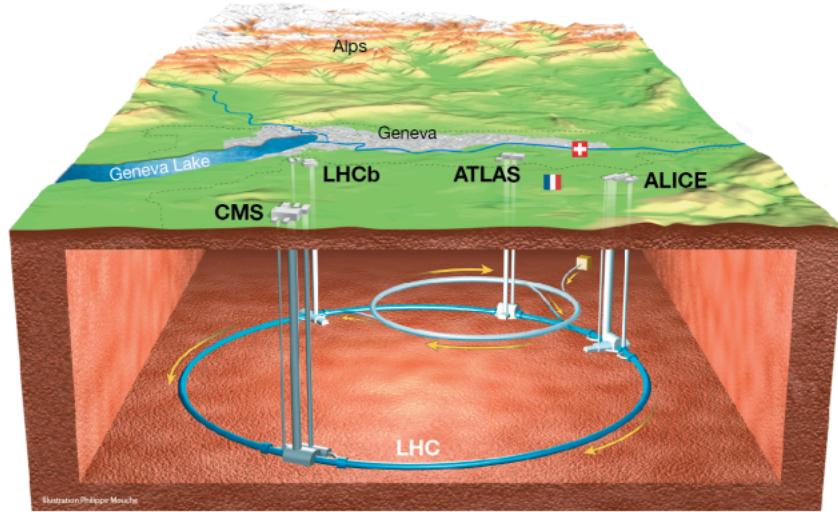


Figure 1.2: スイス/ジュネーブの地下に位置する LHC と 4 つの検出器 [2]

本論文で述べる ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) および CMS (Compact Muon Solenoid) は汎用検出器で、ヒッグス粒子や新粒子の探索、標準模型の精密測定など、幅広い物理現象を研究対象としている。LHCb (Large Hadron Collider beauty) は、B 中間子など、 b クオークを含む粒子を重点的に研究することで、CP 対称性の破れや物質・反物質の非対称性の起源に迫ることを目的としている。ALICE (A Large Ion Collider Experiment) は、重イオン衝突実験に特化した検出器で、高温・高密度状態であるクオーク・グルーオン・プラズマの性質を研究している。

LHC は複数の前段加速器を用い、段階的に加速エネルギーを上げていくことで加速を行っている。陽子はまず線形加速器 Linac2 (Linear accelerator 2) で 50MeV まで加速され、その後 PSB (Proton Synchrotron Booster) で 1.4 GeV まで加速、PS (Proton Synchrotron) で 25GeV、SPS (Super Proton Synchrotron) により 450 GeV と複数の加速器を経由して段階的に加速され、LHC リングに入射される。陽子は、超伝導電磁石によって生成される磁場によって軌道を曲げられながら加速され、重心系エネルギー約 13.6TeV に到達する (Figure 1.3)。

The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN

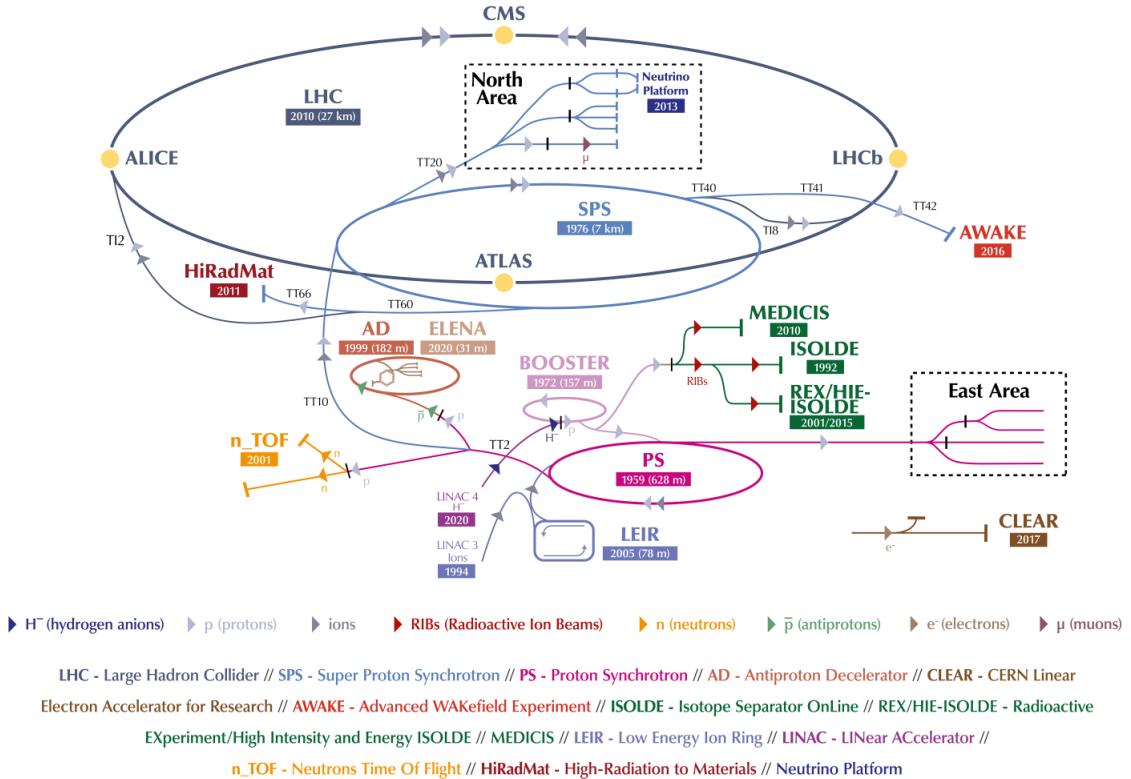


Figure 1.3: LHC と前段加速器群。最も大きい円周が LHC のリングである [3]

LHC の設計値はピークルミノシティ $1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、重心エネルギー 14TeV である。2015-2018 年にかけて行われた Run2 運転では重心系エネルギー 13 TeV 、ピークルミノシティ $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と設計値を超えるルミノシティでの運転が行われた。2022-2025 年にかけては重心系エネルギー 13.6TeV で Run3 運転が行われ、その後準備期間を経て高輝度 LHC (HL-LHC) へとアップグレードされ、2030 年より更にその約 3 倍の $7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の高ルミノシティーでの運転が予定されている (Figure 1.4)。



Figure 1.4: LHC の運転と HL-LHC へのアップグレード計画のこれまでの進行状況と今後の計画 [4]

1.4 ATLAS 実験

ATLAS 実験は、前述した LHC の衝突点の 1 つ (Point1) に設置された検出器を用いて行われる素粒子物理学実験で、素粒子標準模型の精密測定、標準模型を超える新物理の探索を目的としている。ATLAS 検出器は、直径 25m、全長 44m、総重量約 5,000 トンの円筒形の大型汎用検出器である (Figure 1.5)。

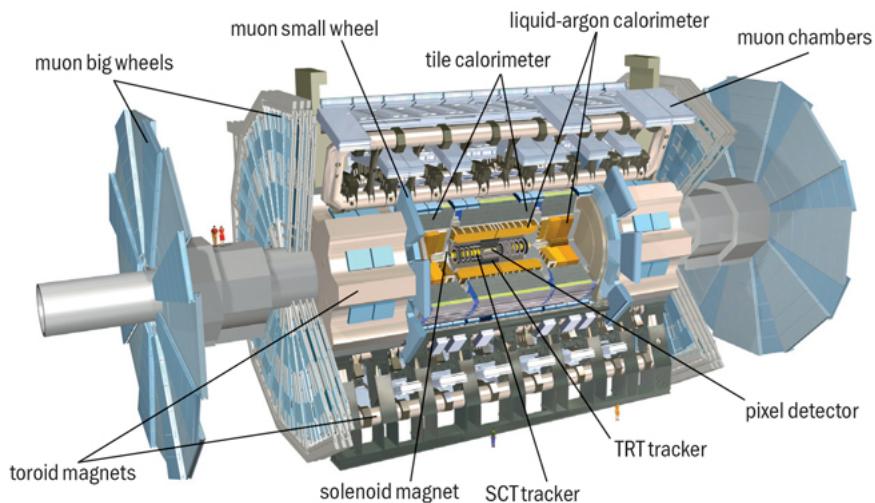


Figure 1.5: ATLAS 検出器の全体図 [5]

ATLAS 実験では、検出器は多様な粒子を検出/識別し、そのエネルギーと運動量を

高精度で測定するために、複数の検出器システムを組み合わせている。中心部から外側に向かって、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータが配置されている。内部飛跡検出器は、荷電粒子の軌跡を再構成し、運動量と電荷の比を測定する。カロリメータは、粒子を吸収し、そのエネルギーを測定する。ミューオンスペクトロメータは、カロリメータを突き抜けてきた高運動量の粒子をミューオンと仮定して運動量を測定する。

また、これらの検出器システムに加えて、ATLAS 検出器は磁場を生成するマグネットシステムを備えている。内部飛跡検出器とカロリメータの間には超伝導ソレノイド磁石が、カロリメータの外側にはトロイド磁石が設置されている。これらの磁石によって生成される磁場の中を荷電粒子が通過すると、軌道が曲げられる。この曲率を測定することで、粒子の運動量を決定することができる。また、LHC の HL-LHC 化にともない、ATLAS 検出器についてもアップデートが予定されている。本節では、ATLAS 検出器における座標系、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器および超伝導マグネットシステムについて述べる。

1.4.1 ATLAS 検出器で用いる座標系

ATLAS 検出器では、衝突点（Interaction Point, IP）を原点とする直交座標系や、それに基づく円筒座標系等を用いる。直交座標系では、ビーム 1（反時計回り）の向きを z 軸として、 z 軸と重力方向の両方に垂直な水平方向を x 軸とする。LHC のリングの中心が x 軸の正の向きとなり、 x 軸と z 軸に垂直な方向を y 軸とし、 x, y, z 軸が右手系をなすように定義する。また、ATLAS 実験では z 軸の正方向は A-side、負方向は C-side と呼ばれる。さらに、円筒座標系では、 z 軸は直交座標系と共通で、動径方向を $R (= \sqrt{(x^2 + y^2)})$ 、ビーム軸周りの方位角を ϕ と定義し、また極座標系の天頂角 θ を z 軸からの角度にとる。一般に高エネルギー物理学におけるハドロン散乱では、衝突点から粒子が飛んでいく方向を表すために、擬ラピディティ (pseudorapidity) η がよく用いられる。これは、天頂角 θ を用いて $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ で定義される。ATLAS 検出器におけるこの $|\eta| < 1.05$ の部分をバレル領域、 $|\eta| > 1.05$ の部分をエンドキャップ領域と呼ぶ。

1.4.2 内部飛跡検出器

現行の ATLAS 検出器内部飛跡検出器 (Inner Detector: ID) の全体図を Figure 1.6 に示す。

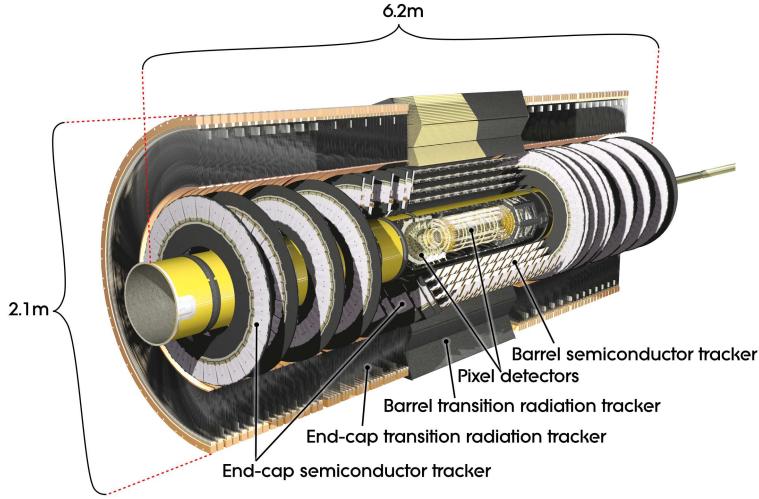


Figure 1.6: 現行の内部飛跡検出器の全体図 [5]

内部飛跡検出器 ID は、ATLAS 検出器の最内層に位置し、 $|\eta| < 2.5$ の領域をカバーしている。現行の内部検出器は、内部から順に Pixel 検出器、SemiConductor Tracker (SCT)、Transition Radiation Tracker (TRT) の 3 種類の検出器システムから構成される。これらの検出器の情報を組み合わせることにより、内部飛跡検出器では荷電粒子の飛跡を測定し、陽子陽子の衝突点および 2 次粒子の崩壊点の位置を求めることができる。また、ID 全体に渡って、超伝導ソレノイドコイルによって生成される約 2T の磁場がビーム軸方向に印加されている。この磁場により荷電粒子は ϕ 方向に曲げられ、その曲率から横方向運動量 (p_T) を算出する。

また、ATLAS 検出器のアップグレードにともない、内部検出器はシリコンピクセル検出器およびストリップ検出器で構成される Inner Tracker(ITk) に置き換えられ、読み出し速度の向上や放射線耐性の強化、カバーできる角度領域の増加を図る予定である。新しいピクセル検出器は、約 14m^2 をカバーする約 10000 のピクセルモジュールを備えた 5 層のバレル層といくつかのエンドキャップディスクで構成される (Figure 1.7)。

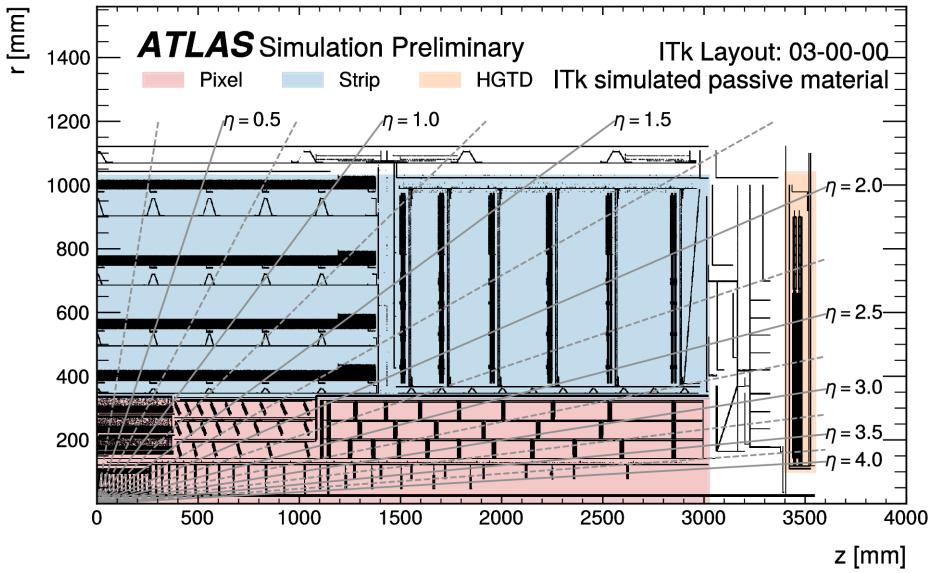


Figure 1.7: ATLAS 検出器のアップグレードにともない導入される ITk の全体図 [6]

1.4.3 カロリーメータ

ATLAS 検出器カロリーメータの全体図を Figure 1.8 に示す。

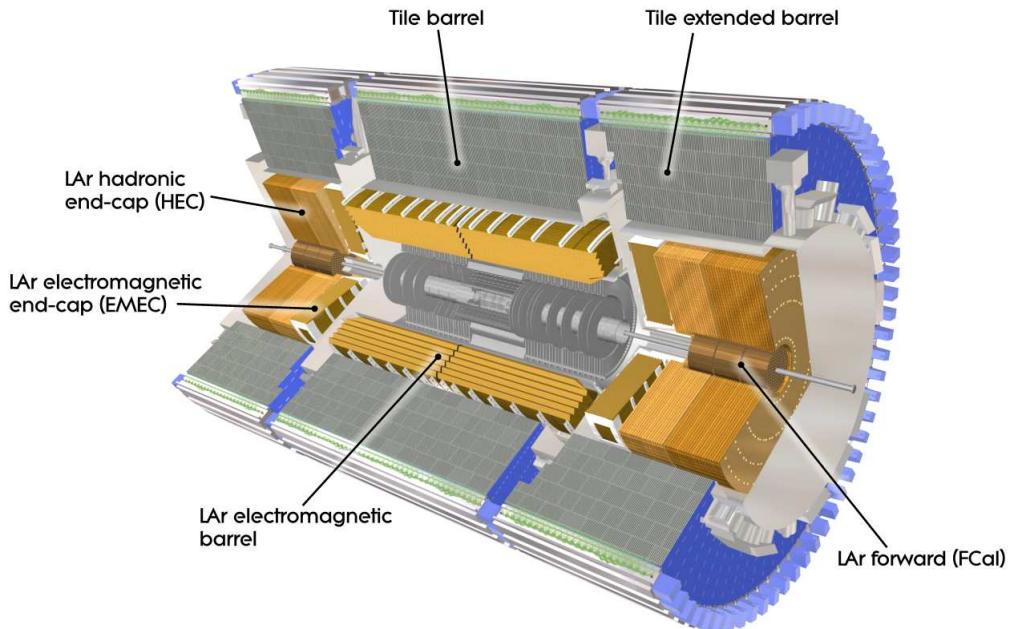


Figure 1.8: カロリーメータの全体図 [5]

ATLAS 検出器カロリーメータは、内部飛跡検出器の外側に位置し、電磁カロリーメータとハドロンカロリーメータの 2 種類から構成される。電磁カロリーメータは、主に電子や光子などの電磁相互作用をする粒子を測定対象とする。一方、ハドロンカロリーメータは、核子・中間子などの強い相互作用をする粒子を測定対象とする。

ATLAS 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、電子と光子のエネルギーを高精度で測定することを目的とする。ATLAS 検出器の電磁カロリメータは、吸収体に鉛、検出媒体に液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメータである。サンプリングカロリメータとは、高密度の吸収体と、その間に挟まれた検出媒体から構成されるカロリメータで、おもに吸収体中で発生する電磁シャワーを検出媒体でサンプリングすることでエネルギーを測定する。電磁カロリメータは、 $|\eta| < 1.5$ のバレル領域と $1.4 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ領域をカバーしている。バレル領域では約 22 放射長、エンドキャップ領域では約 24 放射長の厚さを持ち、電子や光子から発生する電磁シャワーをほぼ全て吸収できるよう設計されている。

ATLAS 電磁カロリメータの特徴的な構造として、吸収体と検出媒体をアコーディオン状に折り畳んだ構造を採用している点が挙げられる (Figure 1.9)。

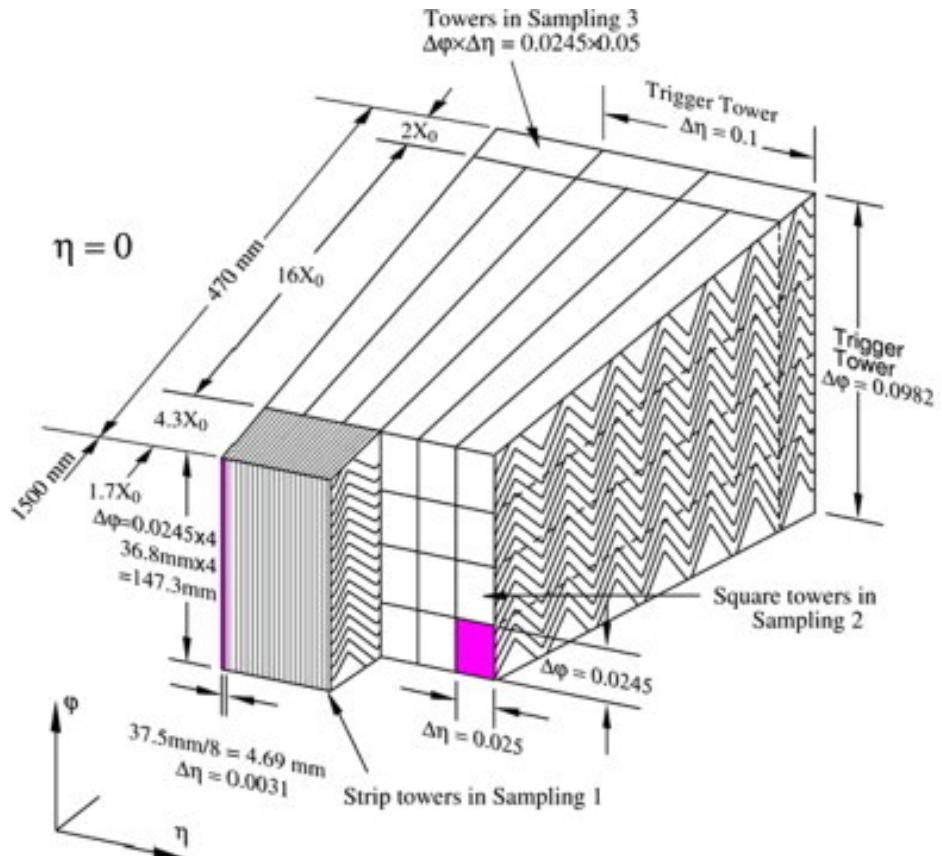


Figure 1.9: 電磁カロリメータの構造 [5]

このアコーディオン構造により、ATLAS 電磁カロリメータは、 ϕ 方向に隙間のない均一な検出感度を実現している。

ATLAS ハドロンカロリメータ

ATLAS 検出器のハドロンカロリメータは、バレル領域、エンドキャップ領域、フォワード領域の 3 つの部分から構成され、それぞれ異なる構造を持つ。

- バレル領域 ($|\eta| < 1.7$): 吸収体に鉄、検出媒体にタイル状のプラスチックシンチレータを交互に重ねたサンプリングカロリメータが設置されている。 $\eta = 0$ では、9.7 相互作用長の厚さを持ち、ハドロンシャワーを十分に吸収できるよう設計されている。
- エンドキャップ領域 ($1.5 < |\eta| < 3.2$): 吸収体に銅、検出媒体に液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメータが設置されている。
- フォワード領域 ($3.1 < |\eta| < 4.9$): 3 層から構成され、最内部の 1 層は電磁シャワーに最適化され、吸収体として銅が、残りの 2 層はハドロンシャワーの測定に最適化されており、吸収体としてタングステンが用いられている。検出媒体にはいずれも液体アルゴンが用いられる。

1.4.4 ミューオン検出器

ATLAS 検出器では、LHC における陽子陽子衝突で生成される粒子の中で、透過力の高い荷電粒子であるミューオンを検出・測定するために、ミューオン検出器を最外層に備えている。ミューオンは、電子と同様にレプトンに分類される素粒子であるが、電子の約 200 倍の質量を持つため、制動放射によるエネルギー損失が電子に比べてはるかに小さく、また強い相互作用をしないため、物質中を長い距離進むことができる。この性質を利用して、ミューオン検出器はカロリメータの外側に配置され、ミューオンの運動量や軌跡を測定する役割を担う (Figure 1.10)。

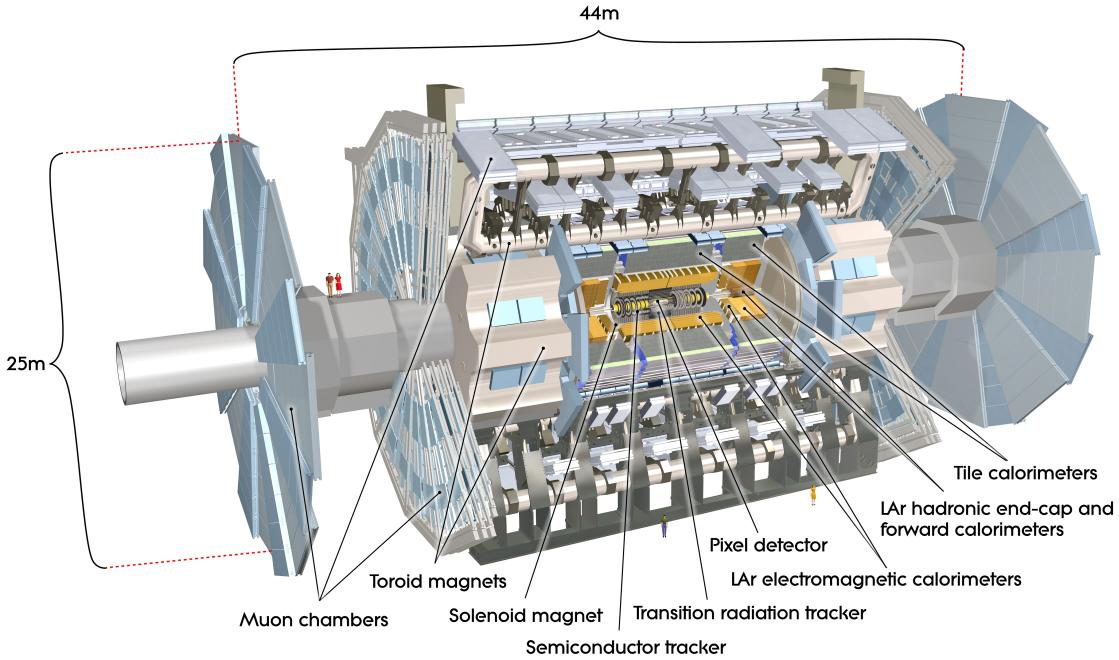


Figure 1.10: アトラス検出器の全体図とミューオン検出器 [5]。青色で示された外層の検出器がミューオン検出器である。断面図は Figure 1.13 および Figure 1.17 に示す

ミューオン検出器は、高精度な位置測定を目的とした精密測定用検出器と、高速な応答性を重視したトリガー用検出器から構成される。精密測定用検出器としては主に Monitored Drift Tube (MDT) が、トリガー用検出器としては Resistive Plate Chamber (RPC) と Thin Gap Chamber (TGC) が用いられている。さらに Run-3 からは、エンドキャップ領域のインナーステーションに New Small Wheel (NSW) と呼ばれる新しい検出器が導入された。

ミューオン検出器はバレル領域とエンドキャップ領域に分けられ、それぞれ 3 層のステーションからなる構造を持つ。ステーションは、衝突点に近い方からインナー、ミドル、アウターステーションと呼ばれ、バレルとエンドキャップで異なる種類の検出器が配置されている。バレル領域では、ステーションはビーム軸を中心とした同心円状に配置され、エンドキャップ領域では、ビーム軸に垂直なディスク状に配置されている。ミューオン検出器は、検出器の隙間をなくすために、 ϕ 方向に大小 2 つのセクターを互い違いに配置した構造を持つ。

Monitored Drift Tube (MDT)

精密測定用の検出器である Monitored Drift Tube (MDT) は、アルゴンと二酸化炭素の混合ガス ($\text{Ar:CO}_2 = 93:7$) を 3 気圧で封入した直径約 30mm (内径 27.979mm) のドリフトチューブを多数並べた構造を持ち、バレル領域とエンドキャップ領域の両方に設置されている。荷電粒子がドリフトチューブを通過すると、内部のガスを電離する。生成された電子は、チューブの中心に張られたワイヤーに印加された高電圧 (3080 V) に

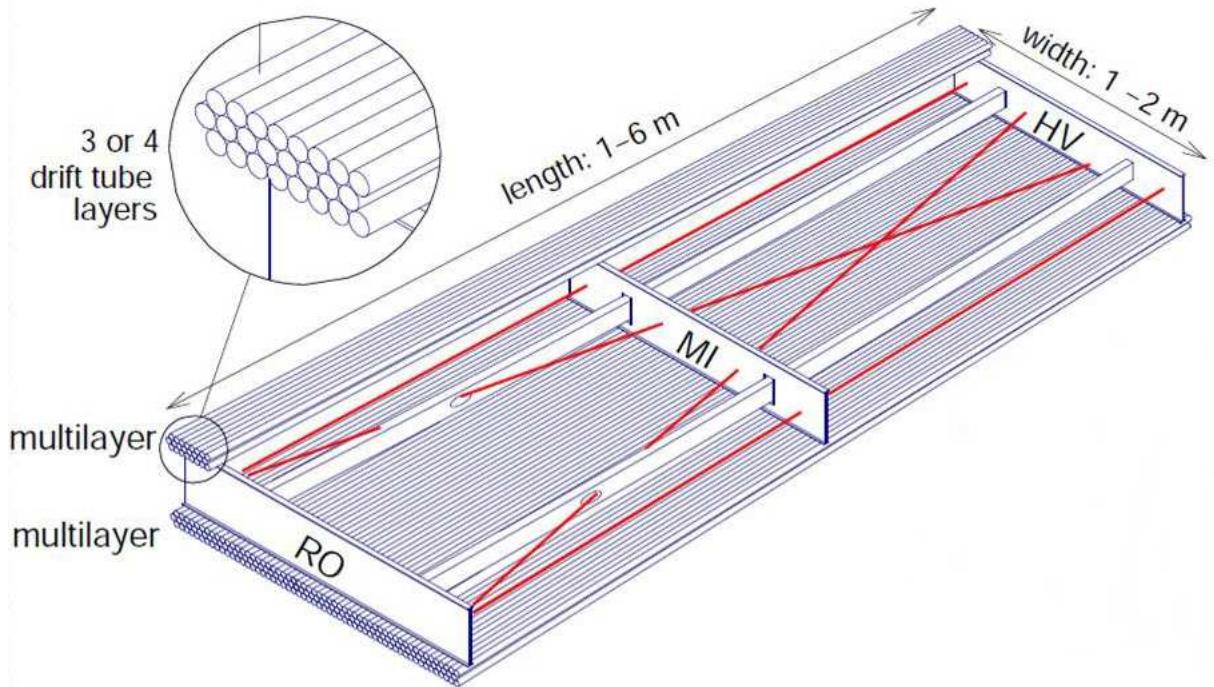


Figure 1.11: MDT 検出器の構造。ドリフトチューブの層が複数積み上げられた構造になっている [5]

よって生じる電場によりワイヤーに向かってドリフトする。このドリフト時間を測定することで、荷電粒子の通過位置を高精度で決定する。ドリフト時間から電子のドリフト距離を算出し、ドリフトサークルの接線として荷電粒子の通過位置を決定する。MDT は、1 本のチューブで約 $110\mu\text{m}$ の位置分解能を有し、電子の最大ドリフト時間は約 700 ns である。MDT はドリフトチューブをインナーセクターでは 8 層、ミドルおよびアウターセクターでは 6 層の MDT レイヤーを重ねた構造になっている (Figure 1.11)。

MDT はバレル領域では長方形、エンドキャップ領域では台形で、チューブは ϕ 方向に並べられ、バレル部で Z 方向、エンドキャップ部で R 方向の位置測定により運動量を決定する。

また、HL-LHC 計画のための ATLAS 検出器のアップグレードにともない、バレル領域のインナーセクターのスマールチェンバーでは MDT 検出器が sMDT に変更される予定である。sMDT はドリフトチューブの半径が現行の MDT の約半分の長さである 15mm で、それにともない電子のドリフト時間が 700ns から 175ns へと短縮され、より高速な応答が可能となる (Table.1.1)。

Resistive Plate Chamber (RPC)

Resistive Plate Chamber (RPC) は、ガスを用いた平行電極板型検出器で、バレル領域に設置されているトリガー用の検出器である。RPC は、2 枚の高抵抗板の間にガスを充填した構造を持つ。RPC の構造を Figure 1.12 に示す。

Table 1.1: Parameters of MDT and sMDT [7]

Parameter	MDT	sMDT
Tube outer diameter	29.970 mm	15.000 mm
Maximum drift time	720 ns	175 ns
Average tube spatial resolution		
– without background irradiation	83 μm	106 μm
– at 280 Hz/cm ² background rate	115 μm	108 μm
Drift tube muon efficiency		
– without background irradiation	95%	94%
– at 65 kHz/tube counting rate	86%	92%

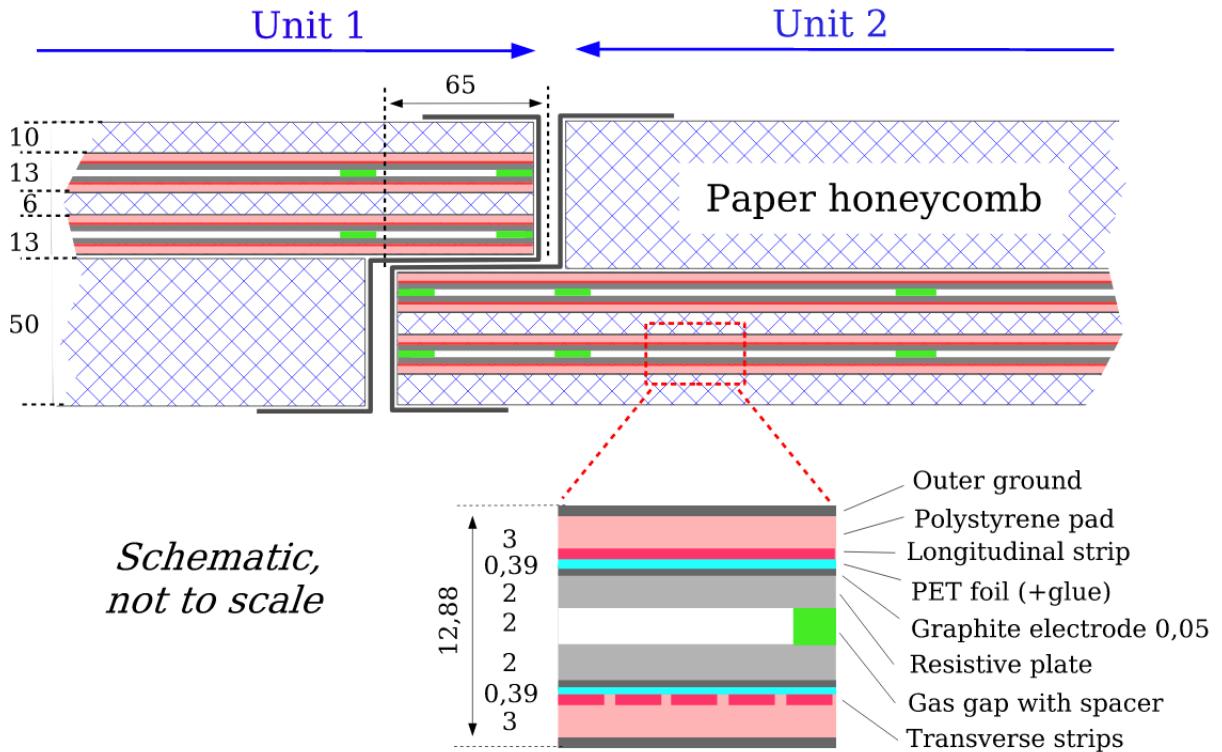


Figure 1.12: RPC の構造 [5]

RPC の 2 枚の並行な電極板の間には 2 mm の厚さの絶縁体が挟み込まれており、約 4.9 kV/mm の電場が抵抗板間に引加されることで、ミューオンが RPC を通過する際ガス中で電離が生じ、電場により加速された電子が雪崩増幅を引き起こす。この雪崩増幅により誘起された電荷を高抵抗板の外側に設置した幅約 30mm のストリップで読み出し、ミューオンの位置を検出する。個々の RPC は、2 層のストリップ層から構成される。各層は、互いに直交する η -strip と ϕ -strip を備え、それぞれ η 方向と ϕ 方向の位置情報を独立に読み出す。これにより、RPC 単体で 2 次元的な位置決定が可能となる。RPC の位置分解能は、 η 方向、 ϕ 方向共に 10 mm である。RPC は MDT に比べて位置分解能は劣るもの応答速度が速いため、トリガー用検出器として適している。また、MDT では ϕ 方向の測定ができないので、バレル領域では RPC で測定した

ϕ の情報を用いている。

Figure 1.13に示すように、Large Sector と Small Sector それぞれに、MDT ミドルステーションを挟み込むように 2 枚、MDT アウターステーションの外側に 1 枚の計 3 枚の RPC を配置している。また、HL-LHC のための ATLAS 検出器のアップグレードに伴い、インナーステーションにも RPC が配置される予定である。新しく配置される RPC は、基本的な構造は現行の RPC と同じだが、バックグラウンド抑制のために 3 層構造になっている (Figure 1.14)。

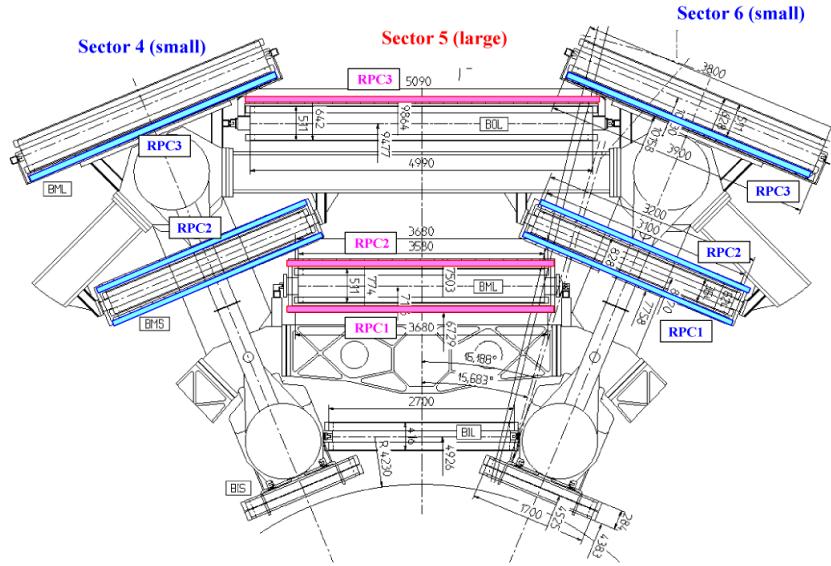


Figure 1.13: バレル領域ミューオン検出器の MDT および RPC の配置 [5]。MDT はミドルステーション、アウターステーションでは色で示されている RPC の隣にある長方形で、インナーステーションは図の最下部の長方形で示されている。

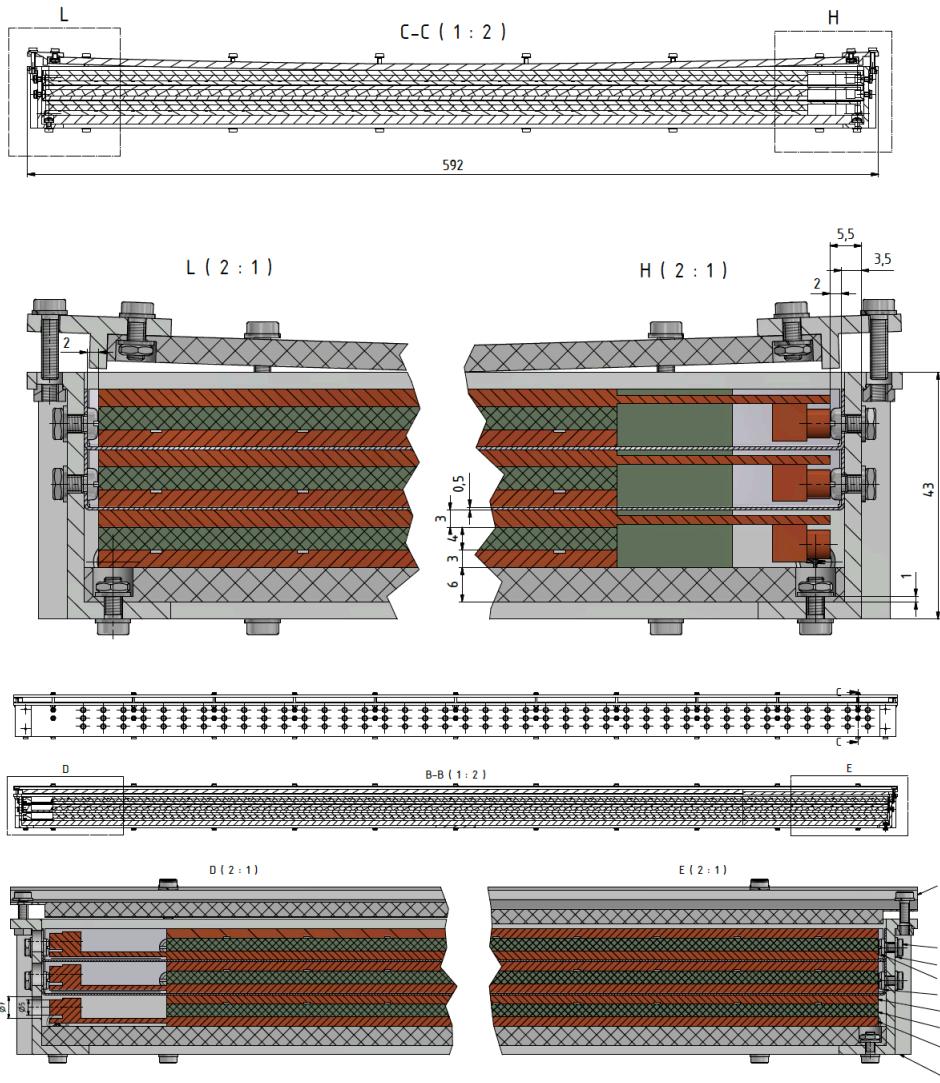


Figure 1.14: Phase-2 Upgrade の BI RPC ステーションのプロトタイプ設計図 [8]

Thin Gap Chamber (TGC)

TGC は、エンドキャップ領域に設置されているトリガー用の検出器で、RPC と同様に高速な応答速度を持つ。また、MDT では ϕ 方向の測定ができないので、エンドキャップ領域では TGC で測定した ϕ の情報を用いている。TGC は、マルチワイヤー比例計数管 (MWPC) の一種で、ワイヤー (アノード層) とカソード層からなる構造に、ワイヤーと直交する方向に配置されたストリップ層を組み合わせている。TGC 構造を Figure 1.15 に示す。

TGC は、内部に CO_2 と $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$ (n -ペンタン) の混合ガスが充填され、ワイヤーとストリップの配置によって位置情報を測定する。ワイヤーは主に R 方向 (放射方向) の位置測定に、ストリップは ϕ 方向の位置測定に用いられる。ワイヤー間隔が 1.8mm に対して、ワイヤーとカソード (またはストリップ) 間の距離が 1.4mm と狭く配置されており、これにより高い電場が確保され、25ns の衝突バンチを十分に分離できる高速な時間分解能を実現している。ストリップ幅は約 100 mm で、位置分解能は ϕ 方

向で 3-7 mm、R 方向で 2-6 mm である。

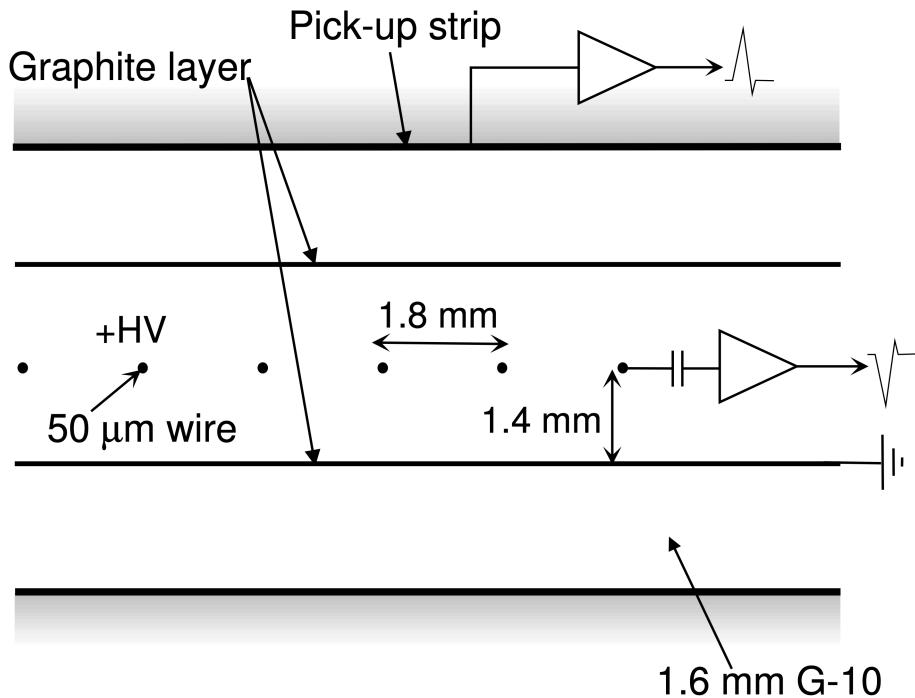


Figure 1.15: TGC の構造 [5]

TGC はダブルレット構造とトリプレット構造の 2 種類に分類される。ダブルレット構造は、1 枚のユニット内に 2 層のガス層を有し、トリプレット構造は 3 層のガス層を持つ (Figure 1.16)。また、TCG は、Figure 1.17 で表されるように、インナーステーションに 1 枚、ミドルステーションに 3 枚配置されている。インナーステーションの TGC は doublet 構造 1 枚で 2 層、ミドルステーションの TGC は doublet 構造 2 枚と triplet 構造 1 枚の合計 7 層から構成されている。

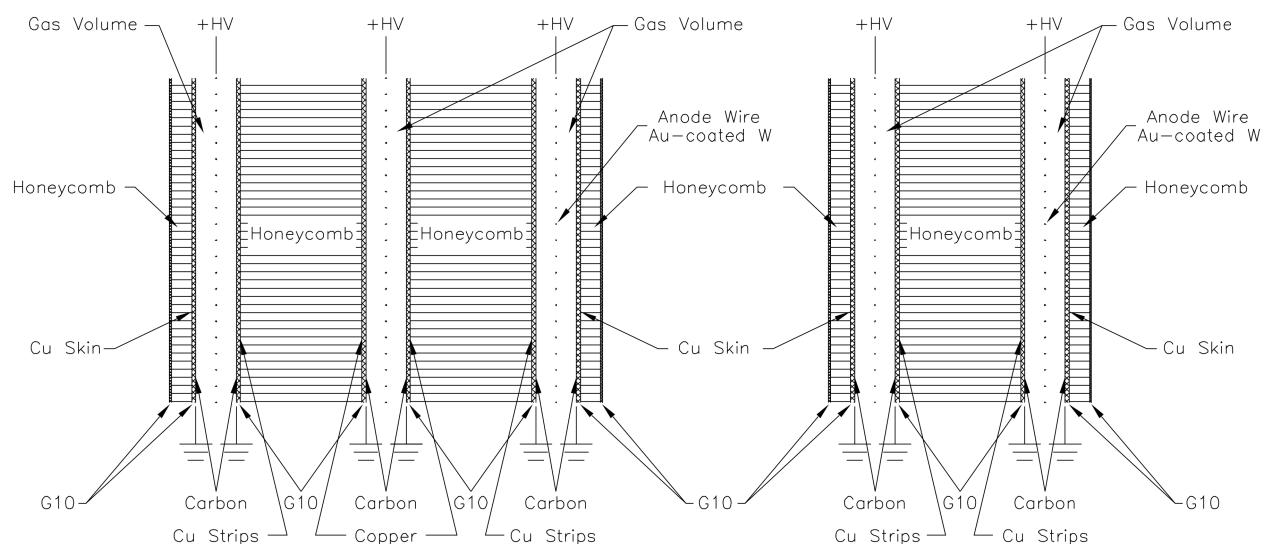


Figure 1.16: TGC の doublet 構造と triplet 構造 [5]

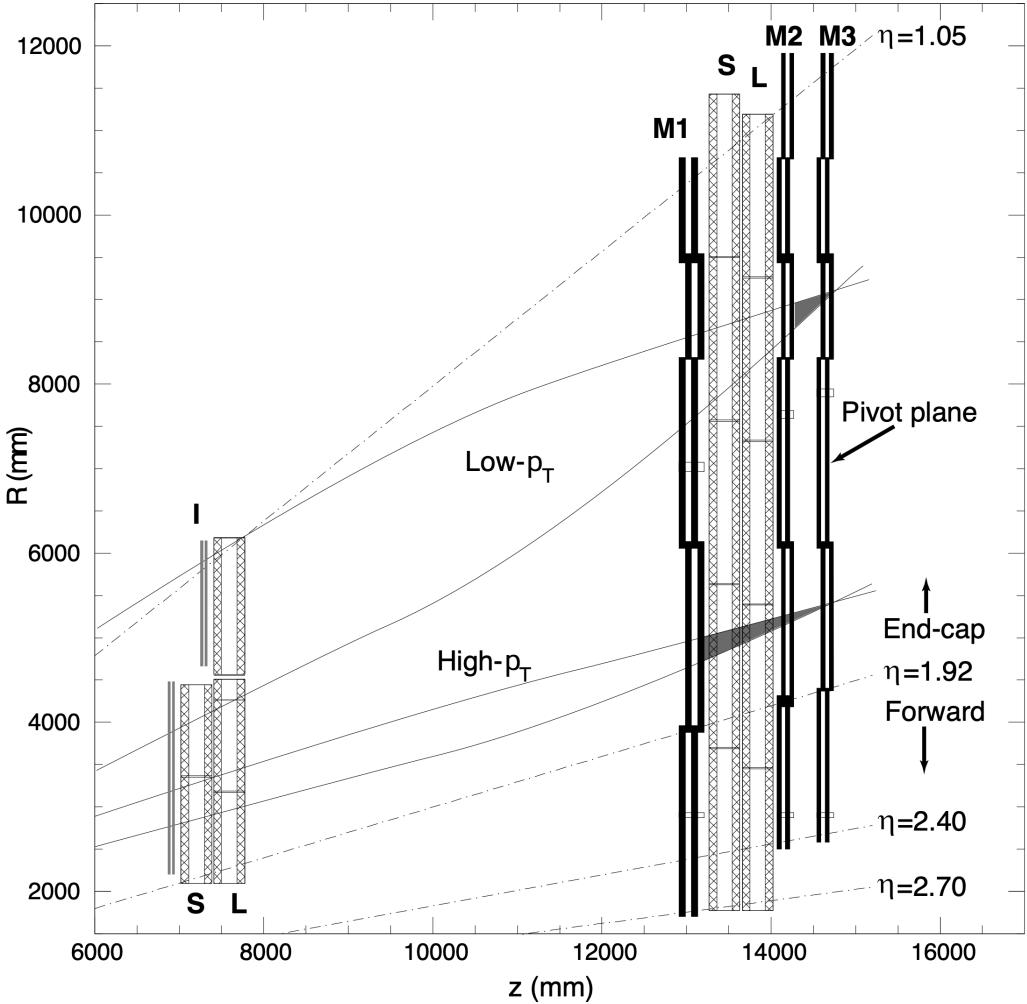


Figure 1.17: エンドキャップ部の MDT および TGC の配置 [5]。この図は Run2 までのもので、現在は左に示す内層の S、L と書かれた MDT (並んだ円で縁取られて示されている部分) は NSW 検出器に置き換えられている (Figure 1.18)。

New Small Wheel (NSW)

LHC のルミノシティ増加に伴い、パイルアップで複数の粒子が一つのドリフトチューブに含まれることが多くなった。この問題に対処するため、ATLAS 実験の Run-3 からは、エンドキャップ領域のミューオン検出器には従来の Small Wheel に代わり、検出単位の細かい Micromegas(MM) 検出器を備えた New Small Wheel (NSW) と呼ばれる新型検出器が導入された。NSW は、 $1.3 < |\eta| < 2.7$ の領域と ϕ 方向の全領域をカバーする。

NSW は、small-strip TGC (sTGC) と Micromegas の 2 種類の検出器から構成されている。Figure 1.18 に NSW の全体像を示す。sTGC は主にトリガーに用いられる検出器で、MM は高精度な飛跡測定に用いられる検出器である。NSW は 2 枚の MM を sTGC で挟むように配置することで、トリガーと精密測定の両方の機能を設置場所の制限の範囲で効率的に実現している。

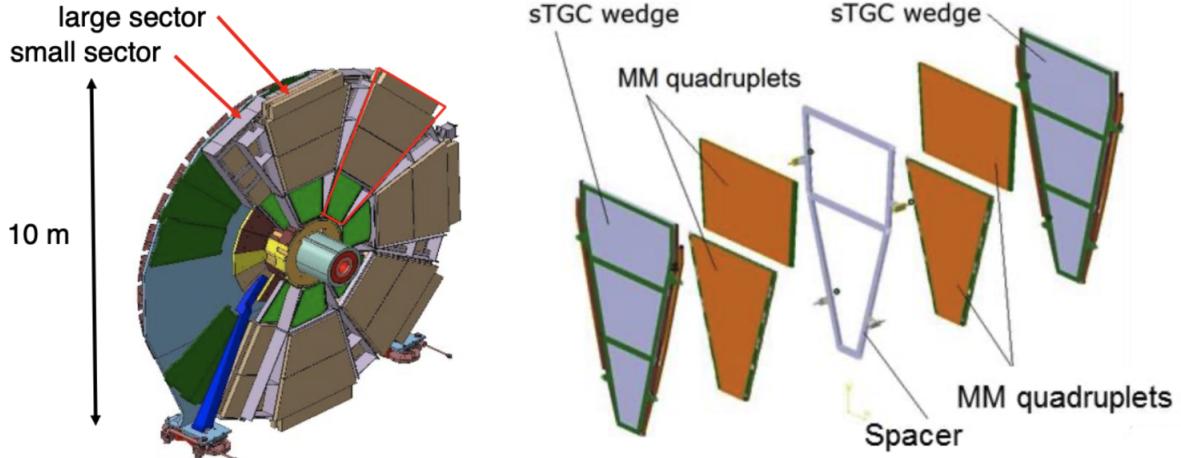


Figure 1.18: NSW の全体図 (左図) とセクターごとの構造。2枚の MM を sTGC で挟み込んでいる [9]

sTGC は、TGC と同様にガスギャップを持つ MWPC だが、ストリップの間隔を狭くすることで、より高い位置分解能とパイルアップ耐性を実現している。Figure 1.19に sTGC の構造図を示す。sTGC は、2.8mm のガスギャップの中心に、1.8mm 間隔で金メッキされたタンクステンワイヤーを張った構造を持つ。ワイヤーはアノードとして機能し、両側にはパッドとストリップの 2 種類のカソードが配置されている。また、sTGC では TGC とは異なり、ワイヤーで ϕ 方向、ストリップで η 方向の位置測定を行う。長方形型の電極であるパッドはストリップよりも粗い単位で電荷を読み出すことで、高速なトリガー判定に貢献する。ストリップは 3.2mm 間隔で配置されており、TGC のストリップ間隔 15mm よりもはるかに狭い。これにより、sTGC は 50-200 μm の位置分解能を実現している。

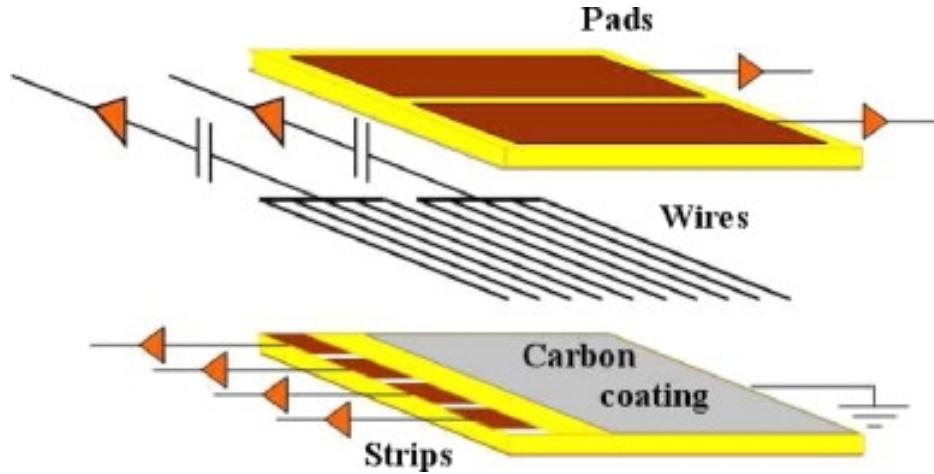


Figure 1.19: sTGC の構造 [10]

MM は、ワイヤーを用いないガス検出器である。Figure 1.20に示すように、5mm のドリフト領域と 128 μm の増幅領域をステンレス製のメッシュで隔てた構造を持つ。ドリフト領域には、Ar:CO₂ = 93:7 の混合ガスが充填されている。荷電粒子が MM を

通過すると、ドリフト領域で電離を起こし、生成された電子が増幅領域に到達する。増幅領域では、電子がメッシュを通過することで雪崩増幅が起こり、読み出しストリップに信号が誘起される。MMは、増幅領域（Figure 1.20でメッシュより下のガス容器部分）が非常に狭いため、陽イオンの移動時間が短く、陽イオンを効率的に回収できるため、高レート環境下でも電場の歪みを抑制できる。また、電荷情報に加えてドリフト時間を測定することで、約 $90\mu\text{m}$ の位置分解能を実現している。

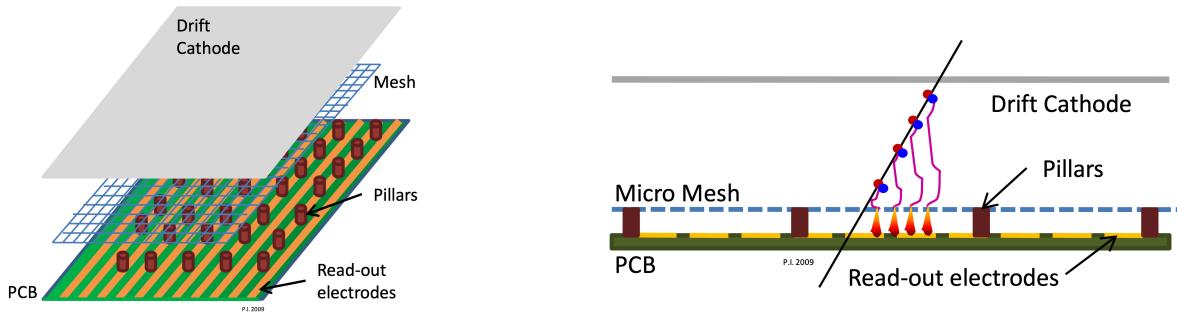


Figure 1.20: MM の構造と荷電粒子により電離された電子がドリフト・増幅される様子。[10]

1.4.5 超伝導マグネットシステム

ATLAS 検出器は、荷電粒子の横運動量を精密に測定するために大規模な超伝導マグネットシステムを備えている。荷電粒子は磁場中を通過する際にローレンツ力を受けて軌道が曲がる。この曲率半径を測定することで、粒子の運動量を決定することができる。

ATLAS 検出器のマグネットシステムは、2種類の超伝導磁石から構成される。一つは、衝突点付近で生成された荷電粒子の運動量測定に用いられるソレノイド磁石で、もう一つは、その外側に配置された、ミューオンの運動量測定に用いられるトロイド磁石である (Figure 1.21)。ソレノイド磁石は検出器の中心部に位置し、トロイド磁石はソレノイド磁石の外側、ミューオンスペクトロメータの領域に配置されている。

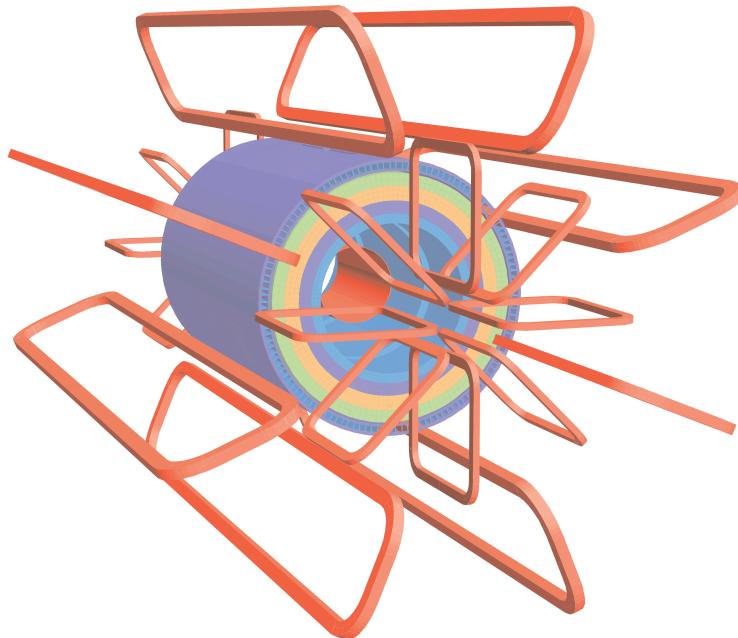


Figure 1.21: ミューオン検出器のトロイド磁石の CG イメージ [5]

ソレノイド磁石

ソレノイド磁石は、内部飛跡検出器とカロリメータの間に設置された円筒形の超伝導コイルである。内径 2.46m、外径 2.56m、長さ 5.8m のこのコイルは、ビーム軸方向に約 2T の磁場を生成する。この磁場により、荷電粒子は ϕ 方向に曲げられ、その曲率半径を内部飛跡検出器で測定することで運動量が決定される。また、ソレノイド磁石の冷却系と液体アルゴン検出器の冷却系は一体となっていて、物質量を削減している。

トロイド磁石

トロイド磁石は、カロリメータの外側に設置され、ミューオンの運動量測定に特化した磁場を生成する。

バレル領域をカバーするバレルトロイドと、A-side と C-side それぞれのエンドキャップ領域をカバーする 2 つのエンドキャップトロイドから構成される。これらのトロイドは、ビーム軸に対して 8 回対称に配置されている。バレルトロイドは、内径 9.4m、外径 20.1m、長さ 25.3m の巨大な超伝導コイルで、バレル領域に約 0.5T の磁場を生成する。また、エンドキャップトロイドは、内径 1.65m、外径 10.7m、長さ 5.0m の超伝導コイルで、エンドキャップ領域に約 1T の磁場を生成する。

第 2 章

ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験では、極めて高い頻度で陽子陽子衝突が発生する。すべての衝突事象を記録することは、データ量と処理能力の点から不可能である。そこで、興味のある事象のみを選別し保存するために、ATLAS 実験では、2 段階のトリガーシステムを採用している。

2.1 ATLAS トリガーシステムの概要

ATLAS 実験のトリガーシステムでは、解析対象となる物理現象に応じて、ミューオン、電子、光子、タウ、ジェットなど、散乱で生じた粒子に対する様々な種類のトリガーが用意されており、横運動量 p_T などに閾値を設けることで選別を行う。

初段トリガー (Level-1 trigger、L1) はハードウェアベースで、衝突レートを 100 kHz まで削減し、後段トリガー (High Level trigger、HLT) は L1 で選別された事象に対し、ソフトウェアベースでより精密な解析を行う。これにより、トリガーレートは約 1.7kHz まで削減され、その後データが記録される (Figure 2.1)。また、HL-LHC に向けた ATLAS 検出器のアップグレード計画では、従来の Level-1 トリガーが刷新され、ハードウェアベースの Level-0 トリガーへと移行する。L0 では latency が従来の $2.5\mu\text{s}$ から $10\mu\text{s}$ に延長されるため、図中に示す L0MDT (MDT Trigger Processor) のように、L0 段階での精度向上を目指した増強が計画されている。さらに、従来は 100kHz だったトリガーレートの上限が 1MHz に引き上げられるため、EF が 1MHz のトリガーを受け取れり、出力も 10MHz に対応するよう増強される (Figure 2.2)。

2.2 ATLAS ミューオントリガーシステム

本節では、ATLAS トリガーシステムの中でも本論文と直接関連する、ミューオンを用いる ATLAS ミューオントリガーシステムについて説明する。Figure 2.1 に現行システム全体の流れを示す。なお、本研究で提案するアルゴリズムは、アップグレード後の EF アルゴリズムの初段あるいはさらには L0 アルゴリズムでの活用を視野に開

発されているが、アップグレード後の EF ミューオントリガーシステムの具体的なアルゴリズムも開発中で、その具体的なアルゴリズムの構成は未定である。そのため、ここでは現行の L1 および HLT システムに焦点を当て、その概要を述べる。

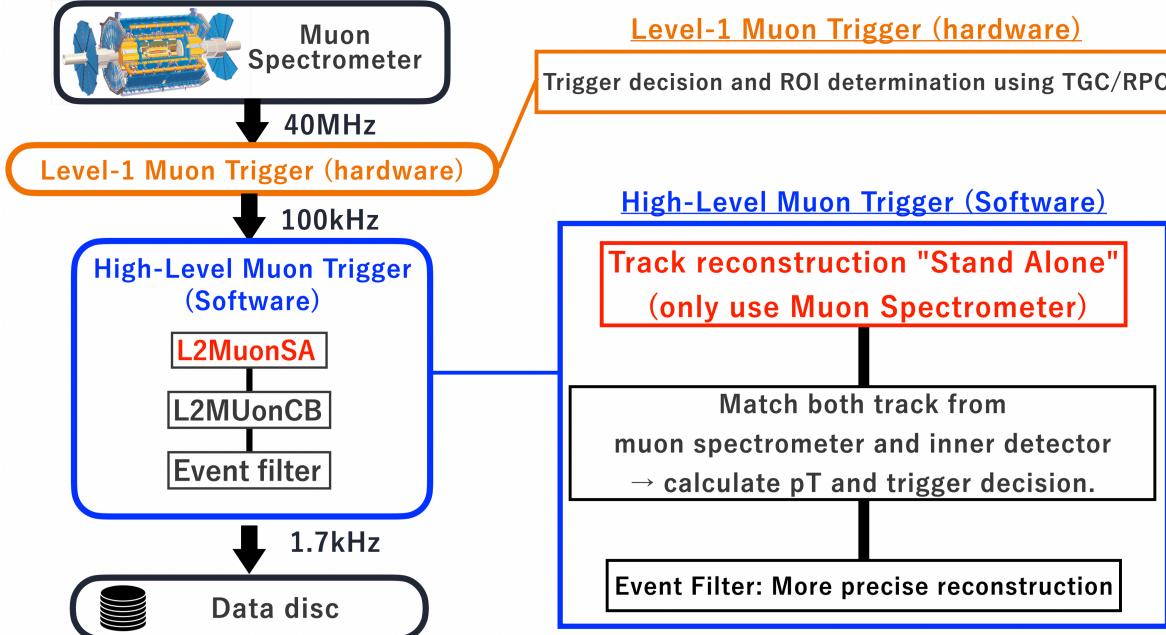


Figure 2.1: ATLAS ミューオントリガーシステムの流れ

ATLAS 実験におけるミューオントリガーは、まず L1 トリガ一段階で、ミューオン検出器（バレル領域では RPC、エンドキャップ領域では TGC など）から取得した情報をもとに、ハードウェアベースで極めて高速なトリガー判定を行う。各検出器は細かく分割されたセグメントを持ち、十分な時間分解能により、正確にバンチ交差 (25 ns 間隔) 内のミューオン候補を識別する。この段階で、選ばれたミューオン候補については、その通過位置を大まかに示す Region of Interest (RoI) の情報が生成され、これが次段階への入力データとして出力される。

それに続く High Level Trigger (HLT) のでは、L1 から送られてきた RoI 情報 (η および ϕ 座標) を元に、RoI 周辺の詳細な検出器データを取得し、部分飛跡の再構成を行う。HLT はソフトウェアベースのシステムとして動作し、RoI 内の局所的な情報を用いてミューオンの運動量 (p_T) を正確に推定する。HLT 内部の各処理段階では、RoI 内の検出器情報に基づくアルゴリズムにより、あらかじめ設定された p_T 閾値に従ってイベントを選別する。これにより、不要なイベントは早期に破棄され、最終的にはさらに精度の高いイベントフィルターへとデータが渡される。HLT ではこの方法により、基本的に L1 を通過した事象の一部の情報だけで選別ができる、読み出し装置や HLT の処理能力に対する要求を大幅に下げることができる。HLT でのミューオン選別は、現在以下の 3 段階で行われている。

- Level-2 StandAlone muon trigger (L2MuonSA): RoI 周辺のミューオン検出器の情報のみを用いてミューオンの部分飛跡を求め、その組み合わせで運動量を再構成

する。

- Level-2 Combined muon trigger (L2MuonCB): L2MuonSA で得られた情報と内部飛跡検出器の情報を組み合わせることで、より正確な飛跡の再構成と p_T の計算を行う。
- Event Filter (MuonEF): L2MuonCB までで選別された事象に対してオフライン再構成と同等のアルゴリズムを用いることでさらに精度を上げて p_T を計算し、最終的なトリガー判定を行う。この際に、MuComb と同様内部飛跡検出器の情報を用いたもの、中央飛跡検出器から出発して他の検出器と組み合わせるものも組み合わせて検出効率を高めている。

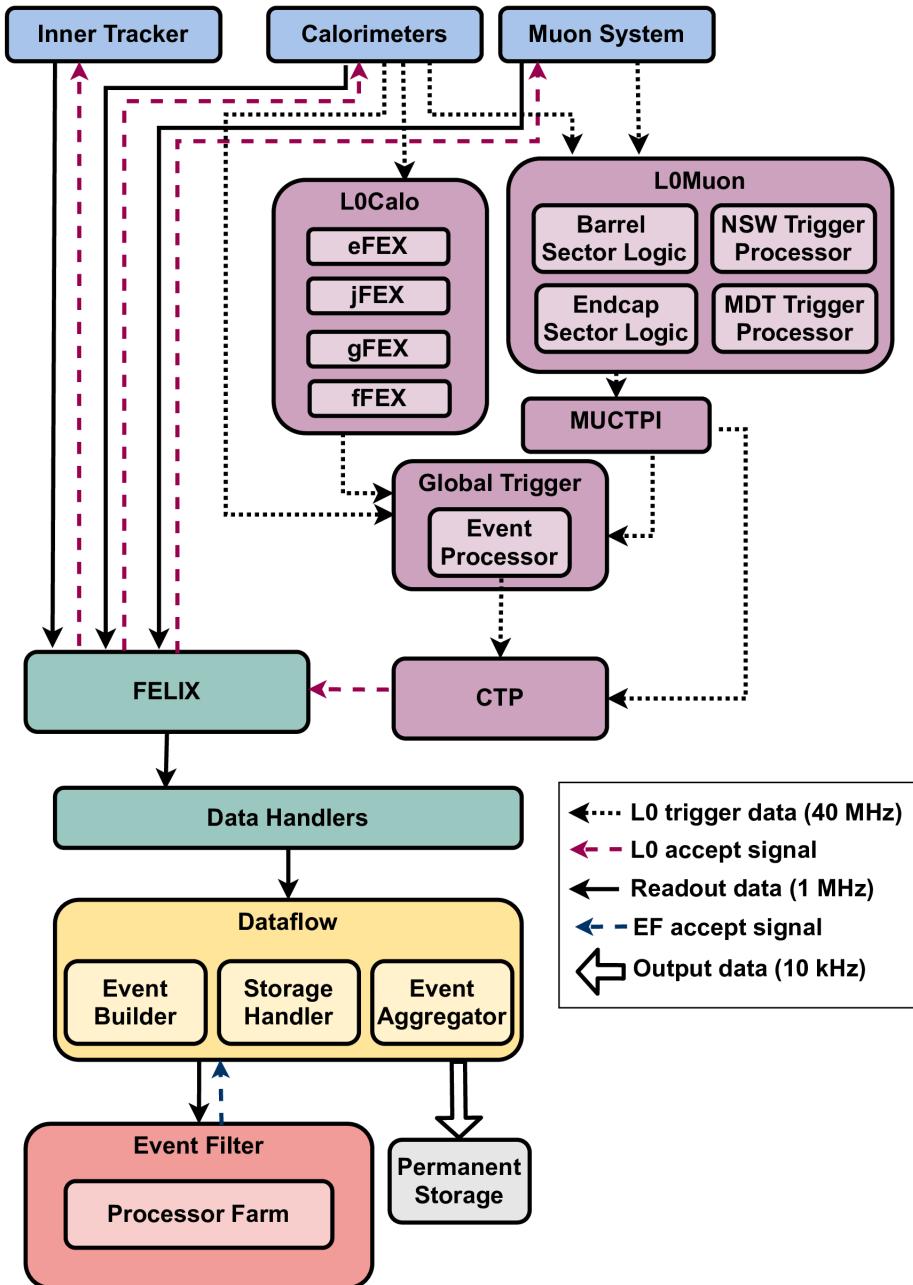


Figure 2.2: HL-LHC に向けた ATLAS 検出器のアップグレードとともに変更後のミューオントリガーシステムの流れ [11]

以下では、L1 トリガーおよび HLT のアルゴリズムの詳細について述べる。

2.3 初段ミューオントリガーシステム (Level-1 Trigger)

本節では、L1 ミューオントリガーについて、バレル領域とエンドキャップ領域における詳細を述べる。

バレル領域における L1 ミューオントリガー

L1 ミューオントリガーの説明のためのミューオン検出器の断面図を Figure 2.3 に示す。トロイド磁場が紙面に垂直に印加されているため、ミューオンはおもに紙面内側方向に曲げられる。

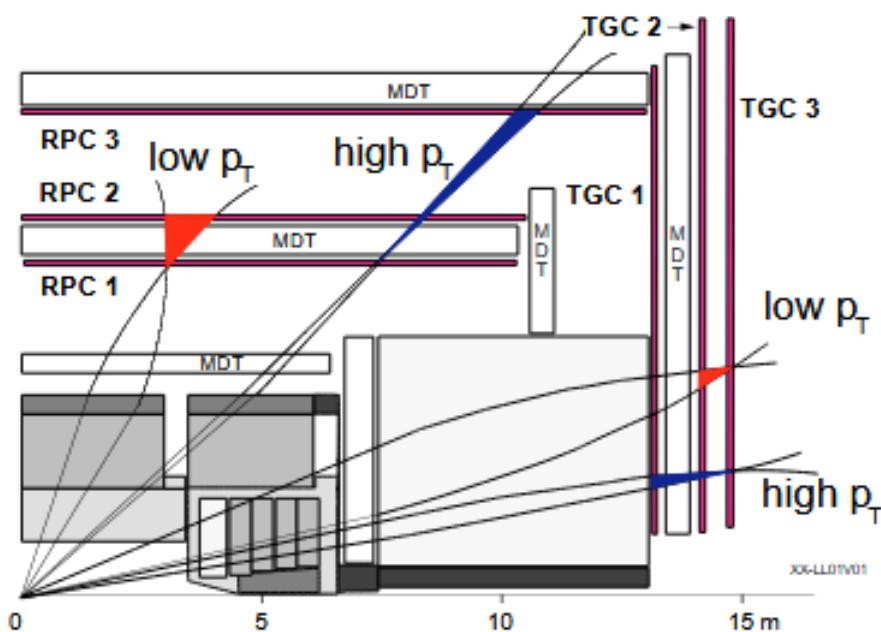


Figure 2.3: L1 ミューオントリガーの説明のためのミューオン検出器の断面図 [12]

バレル領域の L1 ミューオントリガーは、主に Resistive Plate Chamber (RPC) 検出器からのヒット情報を元にミューオンの選別を行う。RPC は、ビーム軸からの距離に応じて 3 層に配置されており、ミドルステーションに RPC1 および RPC2、アウターステーションに RPC3 が設置されている。

バレル領域における L1 トリガーのアルゴリズムでは、まず RPC2 で検出されたヒットを基準とし、衝突点から RPC2 のヒット位置へ向かう直線を中心軸とするミューオン飛跡の探索領域 (ロード) を定義する。このロード内で、RPC1 および RPC3 のヒットを探査し、3 層すべてでヒットが確認されれば、その飛跡が無限運動量 (すなわち直線的な経路) と比較してどの程度ずれているかから、ミューオンの横運動量 (p_T) が所定の閾値を超えているかを判定する。

ATLAS バレル領域の L1 ミューオントリガーでは、検出領域を多段階に分割し、それぞれにハードウェアを割り当てている。まず、バレル領域の $\eta < 0$ と $\eta > 0$ の各領域に

おいて、それぞれ 32 の論理セクターが定義され、全体で 64 セクターとなる。さらに、各セクター内では、Coincidence Matrix (CM) ボードによって領域が細分化される。CM の各セルは、 $\eta \times \phi$ の大きさが 0.2×0.1 または 0.1×0.2 といったサイズで定義され、これらの隣接するセルが統合されることで、1 つの Pad 単位となる。1 Pad は約 0.2×0.2 の面積をカバーし、そこには最大で 4 つの ROI (Region of Interest) が存在するが、ハードウェア上の制約から、実際には 1 Pad につき 1 ROI が定義される。以上の CM 単位で RPC1 と RPC2、または RPC2 と RPC3 のコインシデンスを判定し、その飛跡の曲がりが無限運動量の飛跡に対してどの範囲に入っているかを見ることで p_T がしきい値を超えているかを判定する (Figure 2.4)。

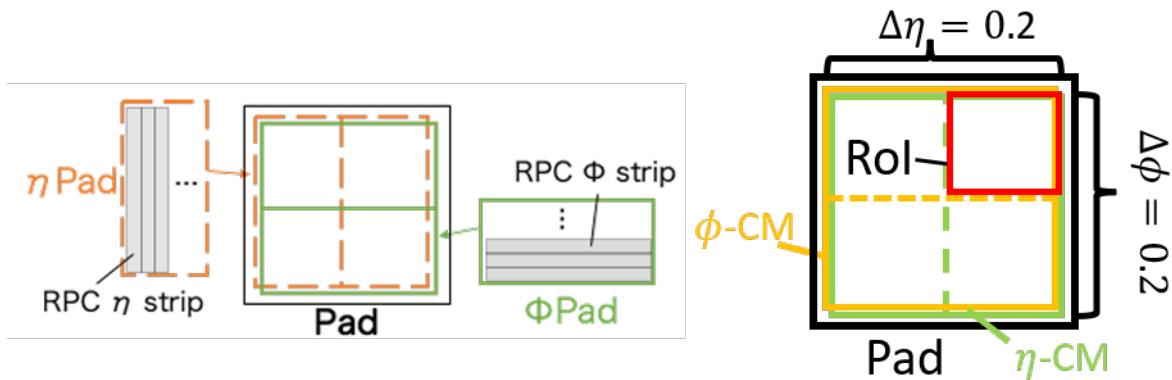


Figure 2.4: バレル領域における Pad/ROI/CoincidenceMatrix(CM)[13]

エンドキャップ領域における L1 ミューオントリガー

エンドキャップ領域の L1 ミューオントリガーは、主に Thin Gap Chamber (TGC) のヒット情報をもとにミューオンの選別を行う。TGC は、インナーステーションに 1 層、ミドルステーションに 3 層配置されている。

エンドキャップ領域における L1 トリガーのアルゴリズムは、まず M3 と呼ばれる最外層の TGC へのヒットを基準とし、衝突点から M3 へのヒット位置へ向かう直線を中心軸とするミューオン飛跡の探索領域(ロード)を定義する。この直線は、ミューオンが無限大運動量 (すなわち直進運動) の仮定に基づいた軌道で、実際のミューオンは内側に存在するトロイド磁場の影響を受け、M1 および M2 でのヒット位置はこの理想直線から dR および $d\phi$ だけずれる。事前に定義された Coincidence Window (CW) は、これらのずれと横運動量 p_T との関係を示しており、各 ROI 内で実際のヒットパターンがどの程度直線からズれているかを評価することにより、この領域におけるミューオンの p_T を推定し、閾値を満たすかどうか判定する。

2.4 後段ミューオントリガーシステム (High-Level Trigger、 HLT)

ATLAS 実験における後段ミューオントリガーシステム (High-Level Trigger、HLT) は、L1 トリガーで事前に抽出された RoI 情報を元に、ソフトウェアベースの解析処理により各イベント内のミューオン候補を精密に再構成・トリガー判定を行うシステムで、イベントレートを最終的に記録可能なレベル（数 100Hz 程度）にまで低減する役割を担う。本節では、後段ミューオントリガーについて、バレル領域とエンドキャップ領域におけるアルゴリズムの詳細について述べる。

2.4.1 Level-2 Muon Stand Alone (L2MuonSA)

HLT の初段を担うのが、Level-2 StandAlone ミューオントリガー (L2MuonSA) である。L2MuonSA は、L1 トリガーから受け取ったミューオン候補の情報に基づき、ミューオン検出器のヒット情報のみを用いて高速に飛跡を再構成し、運動量を計算する。また、そのあとの段階である L2MuComb アルゴリズムの入力を与える。

L2MuonSA におけるミューオン飛跡再構成

L2MuonSA は、以下の手順でミューオンの飛跡を再構成し、運動量を計算する。

1. ロードの設定：用いるヒットの含まれる範囲を決定する。
2. 部分飛跡の再構成：ロード内にある MDT ヒットを用いて、各ステーションにおけるミューオンの部分飛跡(セグメント)を再構成する。
3. p_T を計算するためのパラメータの導出：部分飛跡の情報から、ミューオンの横運動量 (p_T) を計算するためのパラメータを導出する。
4. Look Up Table (LUT) による p_T の計算：あらかじめ用意された LUT を参照することで、 p_T を計算するためのパラメータから p_T を算出する。

以下、各手順について詳細に説明する。

1. ロードの設定：用いるヒットの含まれる範囲を決定する。

L2MuonSA では、L1 トリガーから受け取った RoI の情報とミューオン検出器のヒット情報をを利用して、一定の幅を持ったミューオンの飛跡候補の探索範囲となる直線のロードを生成する。バレル領域では RPC、エンドキャップ領域では TGC のヒット情報が用いられ、ロードは以下のように定義される。

- ・バレル領域におけるロード: RoI 周辺の RPC ヒットの情報から、ミドルステーションとアウターステーションにおける飛跡の位置を推定し、ロードの中心となる直線を決定する。インナーステーションには RPC がないため、ミドルステーションのロード中心を外挿して使用する。また、RPC ヒットからの飛跡再構成に失敗した場合は、衝突点と RoI を結ぶ直線でロードを定義する。
- ・エンドキャップ領域におけるロード: RoI 周辺の TGC ヒットの情報から、ミドルステーション (TGC M1、M2、M3) とインナーステーション (Inner TGC) のロードを定義する。

ロードは、ATLAS 実験の R-Z 平面 (バレル)、Z-R 平面 (エンドキャップ) において直線で近似される。バレル領域では、

$$R = a_w \times Z + b_w \quad (2.1)$$

エンドキャップ領域では、

$$Z = a_w \times R + b_w \quad (2.2)$$

で表される。ここで、 a_w はロードの傾き、 b_w はロードの切片である。

また、ロード幅は、領域とステーションによって異なり、以下の通りに設定される。

Table 2.1: 各セクターにおけるロード幅の設定

領域	RPC/TGC からのフィット	位置		
		Inner	Middle	Outer
バレル領域	成功	400 mm	200 mm	400 mm
	失敗	500 mm	650 mm	800 mm
エンドキャップ領域	成功	100 mm	100 mm	100 mm
	失敗	200 mm	200 mm	200 mm

2. 部分飛跡の再構成

ロードが定義された後、L2MuonSA はロード内にある MDT ヒットを用いて、各ステーションにおけるミューオンの部分飛跡 (セグメント) を再構成する。部分飛跡は直線で近似され、ミューオンの通過位置と通過方向の情報をもつた点として、スーパーポイント (SP) として表現される。SP を求める手順を Figure 2.5、Figure 2.6とともに示す。

SP を求める手順

1. Residual の計算

各 MDT ヒットに対して、ロード中心からのドリフトチューブの距離 (residual) を計算する。計算した residual がロードの幅よりも大きい場合、その MDT ヒットは SP 作成には使用しない。

2. MDT ヒットの選別

ロード内の MDT ヒットのうち、最もロード中心に近い MDT ヒットを各 MDT レイヤーから最大 1 つ選択する。

3. ドリフトサークルの定義

選択された各 MDT ヒットのドリフト時間を距離に換算し、ドリフトサークルの半径を求め、ドリフトサークルを定義する。

4. 直線フィッティング

説明の便宜上、バレル領域の Z-R 座標において R 軸の正の向きを上方向、Z 軸の正の向きを右方向（負の向きは下/左方向）とする。各 MDT チェンバーにおいて、両端の 4 本のチューブの左右それぞれの組み合わせ ($2^4 = 16$ 通り) について、ドリフトサークルに接する直線を仮定し、全ての組み合わせについて χ^2 値を計算する。ここで χ^2 は、ある正規分布に従うデータ y_i があり、その平均が μ_i 、正規分布の標準偏差が σ_i だとすると

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (2.3)$$

で表される値で、L2MuonSA におけるフィッティングでは第 i 番目のチューブのドリフト円のドリフトサークルの半径が y_i 、円周部分と共に接線との距離が μ_i 、は第 i 番目のチューブのドリフト半径の誤差が σ_i となる [14]。

この中で、最も χ^2 値の小さい直線を部分飛跡として採用する。

5. SP の決定

直線フィッティングによる直線を部分飛跡として採用し、この飛跡と各ステーションの MDT チェンバーの中心線との交点を SP の R、Z 座標とする。また、フィットされた直線の傾きと切片を SP の傾きと切片として設定する。

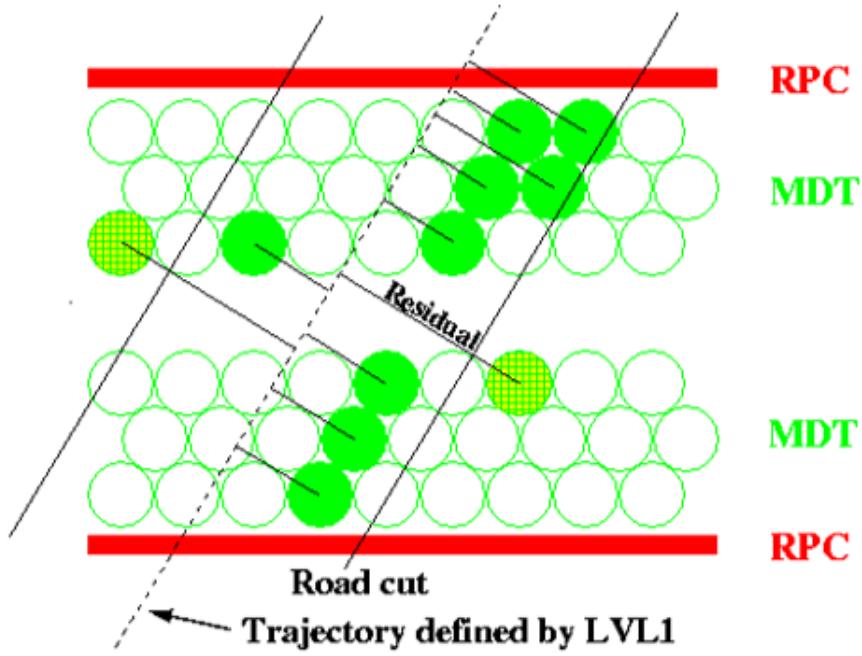


Figure 2.5: residual を計算し、L2MuonSA の部分飛跡再構成に使用する MDT を選別する [15]

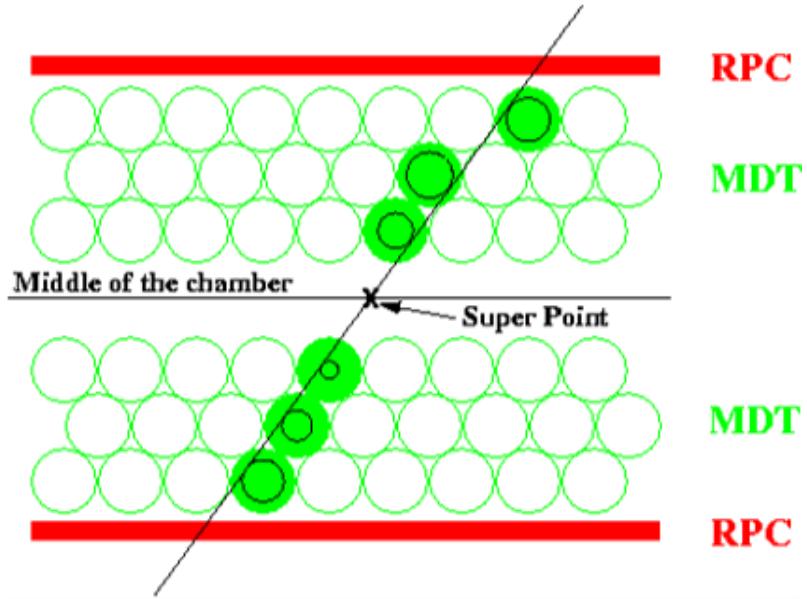


Figure 2.6: MDT ヒットのドリフトサークルに直線フィットを行い SP を作成する [15]。

3. p_T を計算するためのパラメータの導出

L2MuonSA では、部分飛跡の情報からミューオンの横運動量 (p_T) を計算するためのパラメータを導出する。パラメータは、バレル領域とエンドキャップ領域で異なる。

バレル領域

バレル領域での曲率半径の再構成について Figure 2.7とともに説明する。

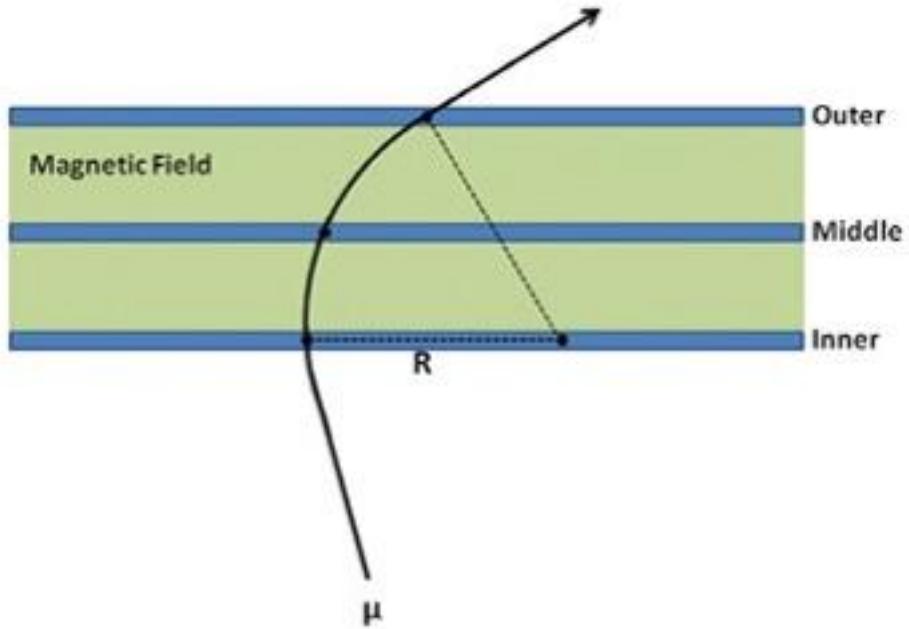


Figure 2.7: バレル領域における曲率半径の再構成 [16]

バレル領域は、インナー、ミドル、アウターの3つのステーションから構成される。バレル領域では、3つのステーション全てのミューオン検出器が磁場中に配置されている。各ステーションで得られたSPの位置から曲率半径を計算し、 p_T と相関のあるパラメータとして用いる。ここで、曲率半径の計算について、以下のように行う。

- 3つのステーション全てでSPが検出された場合:
3点を通る円弧をフィッティングすることで曲率半径を算出する。
- 2つのステーションのみでSPが検出された場合:
衝突点からインナーステーションまでミューオンが直進すると仮定する。
この直線と2つのSPを含む平面上で円弧をフィッティングすることで曲率半径を算出する。
- 1つ以下のステーションでしかSPが検出されなかった場合:
 p_T 決定は行わない。

エンドキャップ領域

エンドキャップ領域は、インナー、EE、ミドル、アウターの4つのステーションから構成される。インナー、EE、ミドルステーションは磁場中に配置され、アウターステーションは磁場外に配置される。

EE チェンバーが存在する領域 ($1.0 < |\eta| < 1.4$)

この領域では、インナー、EE、ミドルステーションのSPがすべてあれば、それらを用いてバレル領域と同様に曲率半径を算出し、 p_T を計算するためのパラメータと

する。インナー、EE の SP のどちらかあるいは両方がない場合は、以下の EE チェンバーが存在しない領域と同様に行う。

EE チェンバーが存在しない領域 ($1.4 \leq |\eta| < 2.5$)

磁場中に位置するステーションが 2 つしかないため、SP の位置のみによる曲率半径の算出はできない。この領域では磁場による飛跡の曲がりを反映する 2 つの角度、 α と β を定義し、これらを p_T を計算するためのパラメータとして用いる。エンドキャップでの角度 α 、 β の定義を Figure 2.8、Figure 2.9とともに説明する。

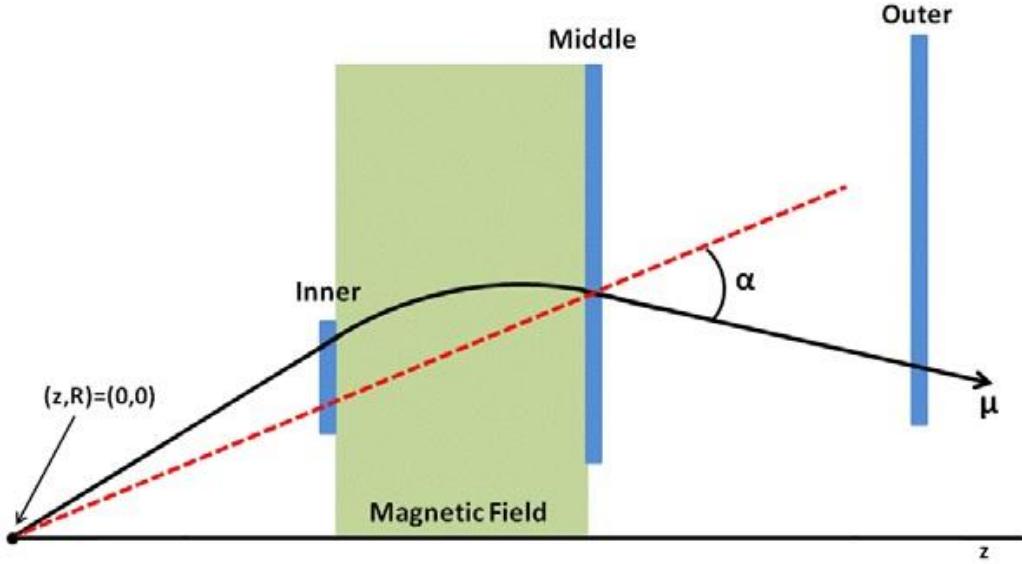


Figure 2.8: エンドキャップ領域における角度 α の定義 [16]

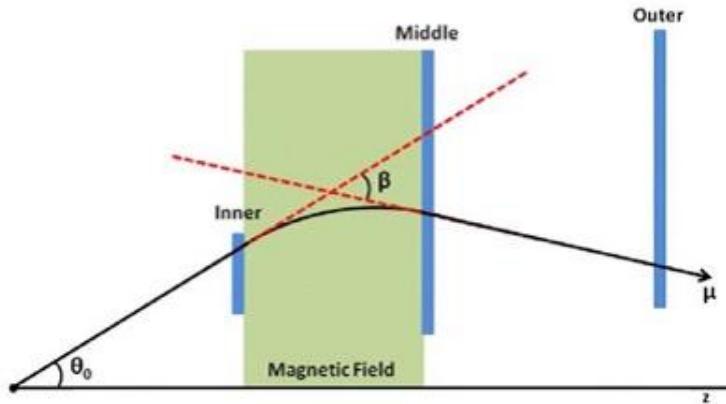


Figure 2.9: エンドキャップ領域における角度 β の定義 [16]

角度 α は、衝突点とミドルステーションの SP を結ぶ直線と、ミドルステーションとアウターステーションの SP を結ぶ直線のなす角として定義される。アウターステーションに SP が存在しない場合は、ミドルステーションの SP の傾きを代用する。MDT から SP を再構成できない場合は、TGC の情報から α を算出し、 p_T 決定に利用する。

角度 β は、インナーステーションの SP の傾きと、ミドルステーションとアウターステーションの SP を結ぶ直線のなす角として定義される。アウターステーションに SP が存在しない場合は、ミドルステーションの SP の傾きを代用する。角度 β を用いることで、カロリメータなどミューオン検出器よりも内側にある物質によるミューオンの多重散乱の影響を抑制することが期待される。

LUT を用いた高速 p_T 算出手法

ATLAS 検出器内の磁場は位置ごとに異なるため、ミューオンの曲率半径などから求める各種パラメータと横運動量 (p_T) の相関は、位置依存性を考慮して領域ごとに異なる較正が必要となる。そこで、事前に各パラメータと p_T の関係を詳細に計算し、その結果を Look Up Table (LUT) としてメモリ上に保持することで、リアルタイムに p_T を計算する仕組みが採用されている。

p_T 計算時には、L2MuonSA によって算出された曲率半径やその他の角度パラメータを基に、対応する領域（セクター、電荷、 η 、 ϕ などで細かく分割された区画）を特定し、事前に定義された LUT から即座に p_T を計算する。これにより、各領域固有の較正パラメータ（係数 A および切片 B ）を用いて

$$p_T = A \times R + B \quad (2.4)$$

とパラメーター化することにより、高速な p_T 計算が可能となる。

バレル領域での p_T 計算 バレル領域では、検出器内の細分化された区画として、 $\text{sector} \times Q \times \eta \times \phi$ の組み合わせ（4 種類のセクター、正負 2 種類の電荷、 η と ϕ はそれぞれ 30 分割）を用いる。各区画ごとに、Large、Small、Large Special、Small Special といったセクター別の設置位置の特性を反映した較正パラメータが事前に決定され、LUT に保存される。Large セクターでは $-1.145 < \eta < 1.145$ および $-0.230 < \phi < 0.230$ の範囲が 30 分割され、対応するパラメータが用いられる。また、Small セクターでは $-1.050 < \eta < 1.050$ 、 $-0.181 < \phi < 0.181$ の範囲で領域が分割される。

このように、ミューオン飛跡から計算された曲率半径 R と、各領域に対して LUT から取り出されたパラメータ A_{Barrel} および B_{Barrel} を用いることで、

$$p_T = A_{\text{Barrel}} \times R + B_{\text{Barrel}} \quad (2.5)$$

の関係式により、バレル領域内のミューオンの p_T が高速に計算される。

エンドキャップ領域における p_T 計算 エンドキャップ領域では、領域の細分化として η 、 ϕ 、および $(Q \times \eta/|\eta|)$ の組み合わせにより、全体を $30 \times 12 \times 2$ の計 720 領域に分割している。まず、 η 方向は 30 分割され、 ϕ 方向は、検出器の 8 回対称性と各セクターの線対称性を考慮して、Large セクターの中心から Small セクターの中心まで

を 12 の区間に再分割する。また、電荷と η の符号 (A-side/C-side) を組み合わせることで、各領域で p_T の計算が可能となる。

EE チェンバーが配置される $1.0 < |\eta| < 1.4$ の領域では、曲率半径 R の算出が可能なため、この R 値に基づいて、事前に用意されたエンドキャップ用の LUT から対応するパラメータを参照する。これにより、バレル領域と同様、LUT 内の関係式を用いて高速な p_T 計算が実現される。

$$p_T = A_{\text{Endcap}} \times R + B_{\text{Endcap}} \quad (2.6)$$

ここで、 A_{Endcap} 、 B_{Endcap} は $(1.0 < |\eta| < 1.4)$ の各領域それぞれにおいて予めデータから決定したパラメータで、LUT に格納されている。ミューオン飛跡の領域と曲率半径 R から LUT を参照することで、 p_T を決定する。

また、EE チェンバーが存在しない領域 ($1.4 \leq |\eta| < 2.5$) では、曲率半径が算出できないため、 p_T 計算のために磁場による飛跡の曲がりを反映する以下の 2 つの角度、 α と β が用いられている。

角度 α インナーステーションにセグメントが存在しない場合、セグメントの角度 α から p_T を計算する。さらに精度を上げるため、アウターステーションに SP がある場合、前述のようにアウターステーションとミドルステーションの SP を結ぶ 2 直線のなす角を角度 α とする。アウター SP がない場合は、ミドル SP の傾きを用いる。MDT 再構成が不可能な場合は、TGC 情報から計算した α -TGC を用いる。ここで、 α と p_T の関係は以下の式で表される。

$$\alpha = A_{\text{Endcap}} \times \left(\frac{1}{p_T} \right) + B_{\text{Endcap}} \times \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (2.7)$$

この式を $\frac{1}{p_T}$ について解いて、

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-A_{\text{Endcap}} + \sqrt{A_{\text{Endcap}}^2 + 4B_{\text{Endcap}}\alpha}}{2B_{\text{Endcap}}} \quad (2.8)$$

上記より、 p_T を計算する。

角度 β インナーステーションにセグメントが存在する場合は、この角度 β より p_T を計算する。インナーステーション SP の傾きと、ミドルステーション-アウターステーション SP を結ぶ直線のなす角。アウター SP がない場合は、ミドル SP の傾きを用いる。現在は ATLAS 実験では NSW の L2MuonSA 再構成アルゴリズムを開発中で、この β は使用されていない。また、 β についても α と同様の式を用いて p_T が計算される。

2.4.2 Combined Muon Trigger (MuonCB)

MuonCB では、初めに MuonSA の飛跡 (SA track) を内部飛跡検出器まで内挿する。次に、内挿された飛跡の近傍に存在する、内部飛跡検出器で測定されたミューオン候補の飛跡 (ID track) を取得し、その中から SA track と最も整合性の高い (χ_{CB}^2 が最小となる) ID track を選択する。ここでは、SA track と各 ID track との整合性を、各パラメータの差異をその分解能で正規化した以下の χ_{CB}^2 の和で評価することとする。

$$\chi_{CB}^2 = \chi_{pT}^2 + \chi_\eta^2 + \chi_\phi^2$$

各項は式2.3に従い、それぞれ以下のように定義する。

$$\begin{aligned}\chi_{pT}^2 &= \frac{\Delta\left(\frac{1}{p_T}\right)_{SA, ID}^2}{\sigma\left(\frac{1}{p_{T_{SA}}}\right)^2 + \sigma\left(\frac{1}{p_{T_{ID}}}\right)^2} \\ \chi_\eta^2 &= \frac{\Delta(\eta)_{SA, ID}^2}{\sigma(\eta_{SA})^2 + \sigma(\eta_{ID})^2} \\ \chi_\phi^2 &= \frac{\Delta(\phi)_{SA, ID}^2}{\sigma(\phi_{SA})^2 + \sigma(\phi_{ID})^2}\end{aligned}$$

この χ_{CB}^2 が最小となる ID track の η および ϕ を、MuonCB におけるミューオン候補の位置情報として採用する。

また、MuonCB における横運動量 $p_{T_{\text{MuonCB}}}$ は、ID track の横運動量 $p_{T_{ID}}$ と MuonSA により算出された $p_{T_{SA}}$ の情報を組み合わせ、以下の式により決定する。

$$\frac{1}{p_{T_{\text{MuonCB}}}} = \frac{w_{SA} \cdot \frac{1}{p_{T_{SA}}} + w_{ID} \cdot \frac{1}{p_{T_{ID}}}}{w_{SA} + w_{ID}}$$

ここで、重み w_{ID} および w_{SA} は、それぞれ ID track と SA track の p_T 分解能に基づき、次のように定義する。

$$\begin{aligned}w_{ID} &= \left(0.017 \times \frac{1}{p_{T_{ID}}} + 4.18 \times 10^{-10} \right)^2 \\ w_{SA} &= \left(0.042 \times \frac{1}{p_{T_{SA}}} - 4.60 \times 10^{-4} \right)^2\end{aligned}$$

以上の手法により、MuonCB では SA track と最も適合する ID track の情報を組み合わせ、より精度の高いミューオン候補の位置情報および横運動量 p_T を算出する [17]。

2.4.3 Event Filter (Muon EF)

イベントフィルター (EF) は、ミューオントリガーの最終段階にあたり、全検出器の情報に基づいてミューオン飛跡を高精度に再構成する。オフライン解析とほぼ同等の再構成アルゴリズムを採用しており、これによりミューオンの飛跡が精密に再構成される。また、イベントフィルターでは、 p_T の閾値によるミューオン候補の選別の他にも、内部飛跡検出器における飛跡 (ID track) の周辺にその他の飛跡が存在しない条件 (= アイソレーション条件) を課したミューオン選別も可能で、 p_T の閾値を低く設定した場合にもトリガーレートを抑制することができる。また、EF にはオフライン再構成と同様、一部の検出器の情報のみを用いる Stand Alone(SA)、内部飛跡検出器とミューオン検出器の情報を用いる Combined(CB)、内側の検出器から外側の検出器へ飛跡を探した上で再構成を行う Inside Out (IO) などの再構成アルゴリズムがある。

また、ミューオントリガーの各ステップ (L1 ミューオントリガー、L2MuonSA、L2MuonCB、EF) による判定を組み合わせたものをミューオントリガーチェーンと呼ぶ。後段のステップになるほど p_T 閾値が厳しく設定されており、段階的に事象選別がなされる。

2.4.4 オフライン再構成

L1 ミューオントリガーから EF までのトリガーの各ステップを通過しデータに記録された事象に対して、再び全検出器の情報を用いて行うミューオン再構成をオフラインによるミューオン再構成と呼ぶ。トリガーチェーンの最中とは異なり、時間や計算機資源の制限が少ないため、より正確な飛跡再構成が可能となる。オフラインには複数の再構成アルゴリズムが存在し、EF と同様の SA、CB、IO などのアルゴリズムがある。

2.5 ミューオントリガーシステムにおける課題と本研究の目的

第 2 章で述べたように、LHC はアップグレード期間を経て 2030 年に運転開始を予定しており、LHC における衝突頻度は現在の 3 倍以上に増加する見込みである。この高輝度化は、より多くの物理事象を観測できるという利点がある一方、ATLAS 実験では検出器に大量のデータが流れ、それに伴う計算コストの増大に対応するため、トリガーシステムの処理能力が課題となる。ミューオンは多くの重要な物理過程において生成されるため、ミューオントリガーシステムの分解能向上およびそれに伴うレート削減が不可欠である。

現状のミューオントリガーシステムにおける課題として、特に L2MuonSA アルゴリズムにおける p_T 分解能の低さが挙げられる。L2MuonSA は、ミューオン検出器のヒット情報のみを用いてミューオン飛跡を再構成し、併せて p_T を算出する。現状の

L2MuonSA の p_T 分解能は、分布におけるオフライン再構成による飛跡との角度差が大きい tail 領域におけるイベントが多い。これは、L2MuonSA で使用されるセグメントの再構成の精度が低いため、ミューオンの運動量を正確に測定できないことに起因する。

一般に様々な理由で生じる、飛跡測定器の分解能と比べて大幅に飛跡から離れている検出器ヒットを outlier と呼び、ミューオントラックの再構成における課題となっている。Outlier の要因として最も多いのは、ミューオン自身が生成するデルタ線である。デルタ線はミューオンが物質中を通過する際に原子から電子を弾き飛ばすことで発生する。生成したデルタ線はミューオンの飛跡の近傍を通過するため、L2MuonSA アルゴリズムにおいて outlier として認識され、パターン認識に影響を与える。

その他、outlier のほかに、ランダムコインシデンスでも小さい確率ながら飛跡と無関係なヒットが生まれることがある。以下のその主な要因を挙げる。

- 遅延ヒット: 前回の衝突イベントで生成された粒子が、ドリフトチューブ内で長時間ドリフトし、次のイベントのタイミングでヒットとして検出される。これは特に、ミューオン検出器の内層であるインナーステーションで問題となる。
- 中性子による影響: LHC の陽子陽子衝突では大量の中性子が生成される。これらの中性子がドリフトチューブのガスと相互作用し、陽子などの荷電粒子を生成することでヒットを残す。これはルミノシティに依存して増加し、特にインナーステーションでその影響が顕著となる。また、ミューオン検出器の内側にあるカロリメーター中で起きるハドロンシャワーからの荷電粒子の生成も飛跡から離れたヒットの要因となる。

なお、オフライン再構成ではすべてのミューオン検出器の層をまとめてパターン認識を行う事でこの outlier を排除している。

本研究では、この課題に対処するため、L2MuonSA のセグメント再構成に機械学習を適用し、上記のような outlier ヒットを明確に排除することなどを通じて飛跡再構成の精度を向上させることを試みた。なお、現行の L2MuonSA も outlier 排除アルゴリズムを入れており、それについても次章で触れる。

第 3 章

ドリフトチューブによる L2MuonSA アルゴリズムの機械学習 (RNN) による改良

3.1 L2MuonSA アルゴリズムにおける **outlier** の排除とその課題

現行の L2MuonSA アルゴリズムでは、以下のように outlier の排除を試みている [14]。

Step1：まず各セクター内の全ヒット（すなわち各レイヤーで最もロードに近いチューブ）を用いて直線フィットを行い、式(2.3)で定義された χ^2 値が 100 未満であれば、そのフィット結果を部分飛跡（セグメント）として採用する。しかし、outlier ヒットが含まれていると χ^2 値が大きくなるため、 χ^2 値が 100 以上だった場合は以降の Step で outlier の除去を試みる。

Step2：各レイヤーからチューブを 1 本ずつ除いたすべての組み合わせについて直線フィットを行い、 χ^2 値が最も小さくなる組み合わせを求める。この最小の χ^2 値が 100 未満であれば、その組み合わせをセグメントとして採用する。

Step3：上記で条件を満たさない場合、次に任意の 2 本、3 本…と除去する組み合わせでフィットを行い、最小の χ^2 が 100 以下になる組み合わせを探索する。なお、ヒットを除去して残るレイヤー数が 2 以下になってしまふ場合は、 χ^2 フィットを行うにあたって十分な自由度が得られないため、その場合はセグメントを再構成しない。

また、ステーションごとにも例外処理が存在し、
インナーおよびアウターステーションでは、残るレイヤー数が 3 になった段階で χ^2 値が 100 未満にならなければ、セグメントを構成できないと判断する。

一方、ミドルステーションではトリガー効率低下を避けるため、残るレイヤーが3となり $\chi^2 < 100$ の条件を満たさなかった場合でも、初めに全ヒットでフィットした（改良前の）セグメントを採用する。

として、現在の L2MuonSA では outlier の排除を試みている。

ドリフトチューブではドリフト円の共通接線を飛跡とするため、ミューオンがドリフトチューブのどちら側を通過したかは原理的にはわからず、一般に何らかのパターン認識を用いて近傍のヒットの様子から左右を選択する。現状の L2MuonSA では上記のように χ^2 で判定している。

これは、言い換えると左右の不定性によるノイズが原理的に常に存在することを意味する。オフラインアルゴリズムではミューオン検出器全層のヒットの連続性からこのノイズをできるだけ減らしている。局所的に 6 本または 8 本の MDT チューブのみでセグメントを再構成している L2MuonSA では、上記の手法により outlier を削減しているが、排除しきれていない outlier の影響により、精密に再構成されたオフラインによる飛跡に対してズレた飛跡を再構成してしまう課題がある (Figure 3.1)。

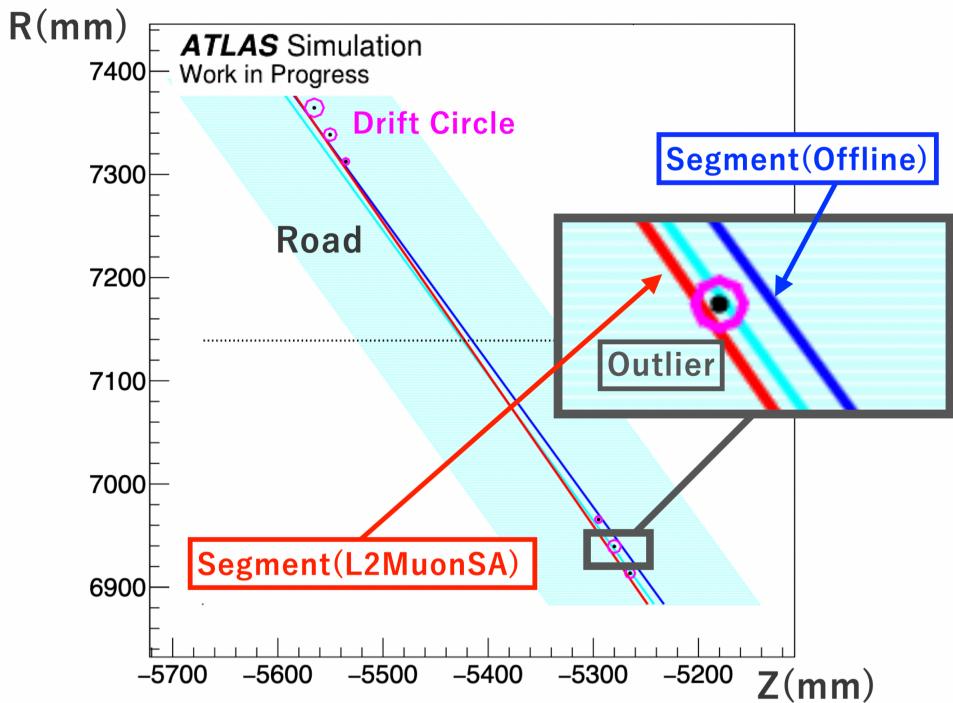


Figure 3.1: 現行の L2MuonSA では、排除しきれていない outlier も含めてフィットを行った結果、部分飛跡(セグメント)の再構成を間違うことがある。

その結果、再構成された飛跡から計算される横運動量 p_T の認識精度が下がる。ドリフトチューブの信号が空間的に連続していること、そして outlier のようなノイズの影響を受けやすいことから、それらを考慮して飛跡再構成ができる機械学習として、

優れた時系列データ処理能力と深層学習のノイズ除去に対する有効性に着目し、本研究では回帰型ニューラルネットワーク (RNN) の導入により、この飛跡再構成精度の改善を試みた。これまで、ドリフトチューブのようなチューブ型検出器による飛跡再構成における機械学習は、少なくとも ATLAS 実験で実際に用いられた例はない。

3.2 機械学習によるセグメント再構成アルゴリズムの改良

3.2.1 回帰型ニューラルネットワーク (RNN)

回帰型ニューラルネットワーク (Recurrent Neural Network: RNN) は、時系列データのようなシーケンシャルなデータの処理に特化した深層学習モデルである。単純な深層学習モデルとは異なり、過去の情報を記憶し、現在の入力と組み合わせて出力に反映させることができるために、自然言語処理、音声認識、時系列予測など、様々な分野で応用されている。

RNN は、Figure 3.2 に示すように、隠れ層にループ構造を持つことで過去の情報を記憶する仕組みを有している。このループ構造により、過去の隠れ層の状態が現在の隠れ層の状態に影響を与えるため、時系列データの依存関係を学習することができる。

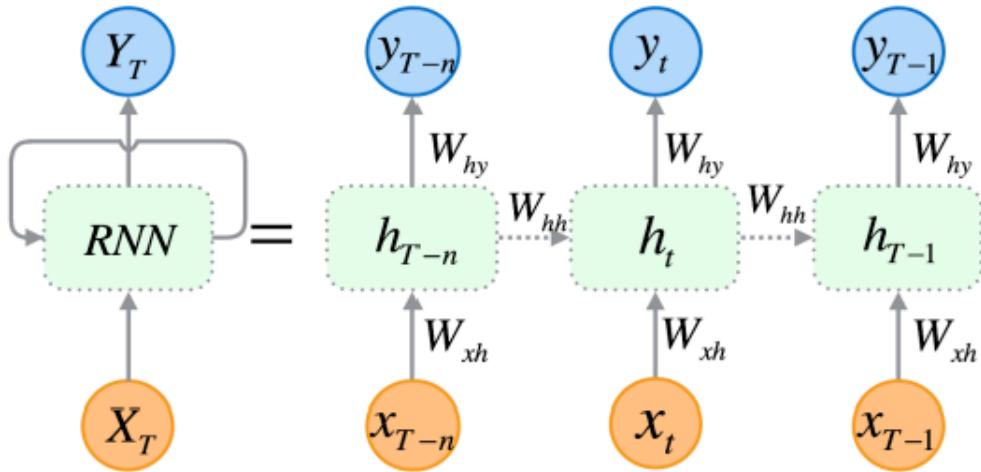


Figure 3.2: RNN の持つループ構造 [18]

時刻 \$t\$ における入力 \$x_t\$、隠れ層の状態 \$h_t\$、出力 \$y_t\$ の関係は、以下の式で表される。

$$h_t = f(W_{xh}x_t + W_{hh}h_{t-1} + b_h) \quad (3.1)$$

$$y_t = g(W_{hy}h_t + b_y) \quad (3.2)$$

ここで、\$W_{xh}\$、\$W_{hh}\$、\$W_{hy}\$ は重み行列、\$b_h\$、\$b_y\$ はバイアスベクトル、\$f\$、\$g\$ はそれぞれ隠れ層と出力層の活性化関数である。

まず、最初の式に注目してみると

$$h_t = f(W_{xh}x_t + W_{hh}h_{t-1} + b_h) \quad (3.3)$$

この式は時刻 t における隠れ層の状態 h_t が、現在の入力 x_t と過去の隠れ層の状態 h_{t-1} の両方に依存することを示しており、

- $W_{xh}x_t$ は現在の入力 x_t が隠れ層の状態に与える影響を表す
- $W_{hh}h_{t-1}$ は過去の隠れ層の状態 h_{t-1} が現在の隠れ層の状態に与える影響を表す
- b_h はバイアス項である

と解釈できる。このように、RNN は $W_{hh}h_{t-1}$ の項を通じて過去の情報を記憶し、現在の入力と組み合わせて出力の重みづけをすることにより時系列データの学習を可能にしている。また、出力層の式

$$y_t = g(W_{hy}h_t + b_y) \quad (3.4)$$

は、時刻 t における出力 y_t が、隠れ層の状態 h_t に依存することを示している。RNN では、隠れ層の状態を介して過去の情報が出力に反映されるため、時系列データの長期的な依存関係を学習することが出来る。活性化関数である f , g は、各層のノードの出力値を非線形に変換することで、モデルの表現力を高め、複雑なパターンを学習することを可能にしている。

3.2.2 回帰型ニューラルネットワークによるセグメント再構成のモデル設計と特徴量

本研究では、現行の L2MuonSA が outlier の影響で誤った飛跡を再構成してしまう課題に対して、RNN による新しいミューオン部分飛跡再構成手法を提案する。

バレル/エンドキャップ領域における、インナー/ミドル/アウターの Large/Small チェンバーにおける MDT 検出器のヒット情報と飛跡のフィットは、例えば各セクターでヒットのあったドリフトサークル、MDT レイヤー、ロードの情報で表現することができる。本提案手法では、まず L2MuonSA と同様各レイヤーにおけるドリフトサークルを最大 1 つ選択した後、各ドリフトサークルに対して、(outlier/飛跡がチューブの左端の点を通過した/チューブの右端の点を通過した) の 3 通りに分類し、選択された点に対して再度フィットを行うことにより、outlier の除去と飛跡の再構成を同時にを行う (Figure 3.3)。3 値分類の意味については、3.2.4 節の「モデルの設計とトレーニング」の項でより詳しく述べる。この分類を行うために、以下の特徴量を用いた。

- ドリフトサークルの R-Z 座標: ドリフトサークルの位置情報。ロード中心からの距離を用いている。

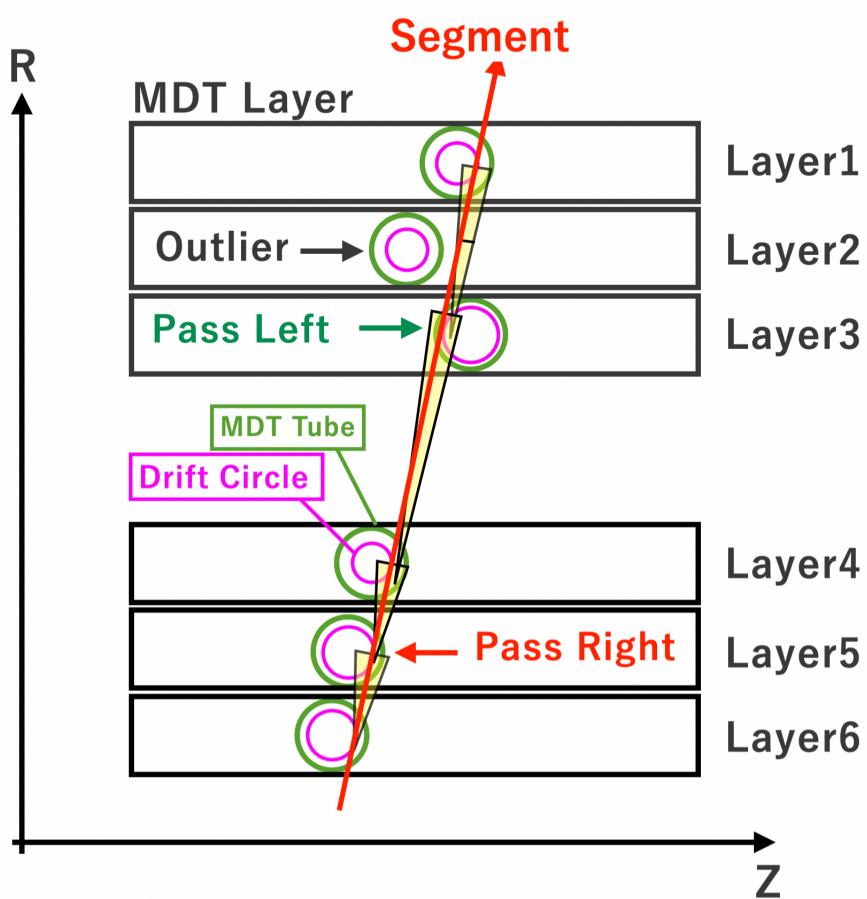


Figure 3.3: RNN で MDT ヒットを outlier/左/右に分類するイメージ。分類後フィットを行う。

- ドリフトサークルの半径: ドリフトサークルの大きさ
- ドリフトサークルの誤差: ドリフトサークルの位置測定における誤差で、ドリフト時間の測定誤差、ドリフト速度の不確実性、MDT の時間分解能などから算出される
- ドリフトサークルが属するレイヤー: ドリフトサークルが MDT 検出器のどのレイヤーに属しているかを示す情報。各入力にレイヤー番号が含まれているため、例えばヒットのあるレイヤー間に座標的なギャップがあっても、RNN にレイヤー間の接続を認識させる
- ロード中心の直線の傾きと切片: ロードの中心を表す直線の傾きと切片

ミューオンの飛跡は、飛跡の上流/下流どちらから見ても相関があるため、本研究では双方向 RNN を用いることとする。双方向 RNN は、順方向と逆方向の両方向から時系列データを処理する手法で、より多くのコンテキスト情報を捉えることができる。最終的に、各特徴量は平均 0、標準偏差 1 になるように正規化され、RNN に入力される。正規化により、特徴量のスケールを揃え、学習効率を向上させることができる。

3.2.3 学習における性能評価のためのシミュレーションサンプルの作成

本研究では、バレル領域のミューオン検出器について、本提案手法による飛跡再構成の学習および性能評価を行うために、ATLAS 実験 Run-3 の通称 ZMuMu 事象のシミュレーションサンプルを用いた。このサンプルは、以下の反応式のように、陽子陽子衝突によって Z ボソンが生成され、それが 2 つのミューオンに崩壊する事象

$$p + p \rightarrow Z + X, Z \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (3.5)$$

をシミュレーションしたものである。ただし、今回学習および検証に用いたシミュレーションサンプルは、ミューオンのみで、上記の X に当たる粒子は含まれていない。この事象は、他の粒子がミューオン近傍に紛れ込む確率が少ない、つまり outlier の比較的小ない事象である。また、LHC のような大型ハドロン衝突型加速器では、1 回のビーム交差で複数の陽子陽子衝突が発生する。これをパイルアップと呼ぶ。パイルアップが発生すると、目的の事象に由来しない粒子が検出器に信号を残すため、事象再構成の精度が低下する可能性がある。このパイルアップも outlier を生む。この研究ではこれらの outlier が少ない、パイルアップなしの ZMuMu サンプルを用い、この手法の原理的な検証をおこなった。より outlier の多い事象についての検証は今後の課題である。

本研究では、パイルアップの影響を排除させてモデルを学習させるため、ATLAS 実験 Run-3 の ZMuMu サンプルのミューオン横運動量 p_T が 10-100GeV で均等に分布

した合計 60 万ミューオンを学習サンプル、6 万ミューオンをテストサンプルとして、バレル領域について、RNN の学習およびテストを行なった。また、ATLAS 検出器の足の部分である $-13\pi/16 < \phi < -11\pi/16$ 、 $-5\pi/16 < \phi < 3\pi/16$ のミドルセクターは、検出器の R 方向の位置が異なる場所に置かれている。今回はこの補正の影響のない検出器のみで検証を行った。つまり、この領域は RNN の学習および検証の対象から除外した。

3.2.4 モデルの設計とトレーニング

本研究では、RNN モデルの構築に米 Meta 社が開発し、GPU による並列処理による深層学習の高速化をサポートしているオープンソースの深層学習用フレームワークである PyTorch を用いた。RNN モデルは、バレル領域におけるインナー/ミドル/アウターセクターの Large/Small チェンバーの 6 種類の検出器で作成しており、計 6 つのモデルからなる。以降、それぞれのチェンバーを次の略称で呼ぶ。

- Barrel Inner セクター Small チェンバー: BIS
- Barrel Inner セクター Large チェンバー: BIL
- Barrel Middle セクター Small チェンバー: BMS
- Barrel Middle セクター Large チェンバー: BML
- Barrel Outer セクター Small チェンバー: BOS
- Barrel Outer セクター Large チェンバー: BOL

各チェンバーにおけるそれぞれのモデルは、前段に時系列を認識するための双方向 RNN を 3 層、その後全結合層を 16 層配置した構造とした。RNN 層は、前節で述べたように、ドリフトチューブのヒット情報を時系列データとして処理し、各レイヤーにおけるドリフトサークルの状態を学習する。全結合層は、RNN 層からの出力を処理し、最終的な分類結果を出力する。

教師ラベルと学習データ

深層学習において、教師ラベルとは、入力データに対応する正解データのことである。モデルは、入力データと教師ラベルの組を学習することで、入力データから正しい出力結果を予測できるようになる。また、学習データとは、モデルの学習に用いるデータセット全体を指し、入力データと教師ラベルの組から構成される。

教師ラベルの作成

本研究で作成する RNN モデルの出力は、各 MDT レイヤーにおけるドリフトサークルの状態を表す 3 値分類結果で、各ドリフトサークルに対して、以下の 3 つの状態に分類する。

- outlier: ミューオンの飛跡再構成に必要のないヒット
- 飛跡がチューブの左端の点を通過: ミューオンがドリフトチューブの左端を通過したこと示す
- 飞跡がチューブの右端の点を通過: ミューオンがドリフトチューブの右端を通過したこと示す

教師ラベルの作成手順は以下の通りである。

1. オフライン飛跡の選別: まず、オフラインで再構成されたミューオンの中から、RNN モデルの入力となる ROI にマッチするミューオンを選別する。マッチングでは、オフラインミューオンの η_{offline} , ϕ_{offline} 座標と、ROI の η_{ROI} , ϕ_{ROI} 座標を用いて、以下の式で ΔR を計算する:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\text{offline}} - \eta_{\text{ROI}})^2 + (\phi_{\text{offline}} - \phi_{\text{ROI}})^2}.$$

このとき、 $\Delta R > 0.1$ を満たすオフラインの部分飛跡を、その ROI に対するオフラインの部分飛跡とする。

2. ドリフトサークルの状態の分類: マッチングしたオフラインの部分飛跡がドリフトチューブのどの位置を通過したかを判定し、それに基づいて各 MDT レイヤーのドリフトサークルに上記の 3 値分類の状態を表す教師ラベルを付与する。各ドリフトサークルに対する部分飛跡の通過位置の判定については、バレル領域におけるオフラインの部分飛跡の式を

$$R = a_{\text{off}} Z + b_{\text{off}}$$

各ドリフトサークルの中心の R , Z 座標を R_{circle} , Z_{circle} 、半径および誤差を r_{circle} , σ_{circle} として、以下の式より求められる、ドリフトサークルとオフラインの部分飛跡との距離をドリフトサークルの誤差 σ_{circle} で割ったもの

$$d = \left| \frac{|a_{\text{off}}Z_{\text{circle}} - R_{\text{circle}} + b_{\text{off}}|}{\sqrt{a_{\text{off}}^2 + 1}} - r_{\text{circle}} \right| \div \sigma_{\text{circle}}$$

が閾値以下であれば部分飛跡がドリフトサークルと接していると判定する。また、 Z 軸と並行な直線における部分飛跡が通過した R 座標とドリフトサークル

の中心の R 座標の差 $\left(\frac{(R_{circle} - b_{off})}{a_{off}}\right) - Z_{circle}$ が正であれば、ZR 平面においてオフラインの部分飛跡がドリフトサークルの右側を通過、負であれば左側を通過として、部分飛跡がオフラインと接していないならば 0、部分飛跡がドリフトサークルの左側を通過していれば 1、右側を通過していれば 2 として教師ラベルの作成を行なっている。また、判定に使用する閾値については、ドリフトサークルの半径のオーダー 10mm に対してドリフトサークルの誤差 σ_{circle} のオーダーが約 10^{-3}mm と小さいことから、閾値を 10、すなわちドリフトサークルとオフラインの部分飛跡がドリフトサークルの誤差 σ_{circle} の 10 倍以上離れていれば部分飛跡がドリフトサークルと接していないと判定している。このパラメーターを変化させることによって性能が上がる可能性があるが、今回は 10 で固定している。

バレル領域では、インナーセクターに 8 層、ミドル/アウターセクターに 6 層の MDT レイヤーが存在するため、教師ラベルの数はインナーセクターで 8 つ、ミドル/アウターセクターで 6 つとなる。

RNN による分類後、分類結果に基づいて飛跡の再構成を行う。各レイヤーのドリフトサークルについて、RNN の分類結果で左端の点と分類された場合はその点、右端の点と分類された場合は同様にその点を用いて、再度 χ^2 フィットを行うことで、より正確な飛跡を再構成する。

学習パラメータ 学習パラメーターは、6 つの RNN モデル全てにおいて以下の値に設定した。

- Learning_rate: 10^{-3} : (学習率と呼ばれる学習率モデルの学習速度を調整するパラメータで、値が大きすぎると学習が不安定になり、小さすぎると学習に時間がかかる)
- Batch_Size: 1000 (バッチサイズと呼ばれる一度に学習に用いるデータの数で、バッチサイズを大きくすることで学習速度を向上させることができるが、メモリ使用量が増加する)
- Dropout_rate: 0.1 : (ドロップアウト率と呼ばれ、学習時に、この割合でランダムにノードを無効化する。過学習を抑制し、モデルの汎化性能を向上させる効果がある)
- Epoch: 50 : (エポック数と呼ばれる学習データを何回繰り返して学習するかを指定するパラメータで、エポック数を増やすことで学習精度を向上させることができが、学習に時間がかかる)
- Optimizer: Adam (オプティマイザと呼ばれる、モデルの学習に用いる最適化アルゴリズム。Adam は、勾配降下法を改良したアルゴリズムで、学習速度と安定性のバランスがよい)

これらの学習パラメータについては、60万ほどの大規模サンプルで学習させる前の、6000サンプルほどの予備実験において、良い性能を示した値を採用している。シミュレーションサンプルを用いた性能評価の結果、RNNを用いた本提案手法は、L2MuonSAの飛跡再構成精度を向上させることができたことが示された。詳細な学習結果および性能評価については、次の章で述べる。

第 4 章

RNN による飛跡再構成手法の性能評価

本節では、再構成されたバレル領域の各々の部分飛跡再構成について、現行の L2MuonSA アルゴリズムによる飛跡と、RNN による本提案手法による飛跡再構成の性能比較を行う。

4.1 性能評価の方法

評価に当たって、全検出器の情報を用いて精密に再構成されたオフラインアルゴリズムによる飛跡（グローバルな飛跡）をより正確な飛跡として、これを基準に両手法を比較する。現行の L2MuonSA アルゴリズムによるセグメント、あるいは RNN による本提案手法によるセグメントとオフライン再構成で求められたセグメントの間の角度差 $\Delta\text{Slope}(\text{rad}$ 、Figure 4.1) が 0.01rad 以上であるものを分布の tail と定義し、その割合を評価基準とした。

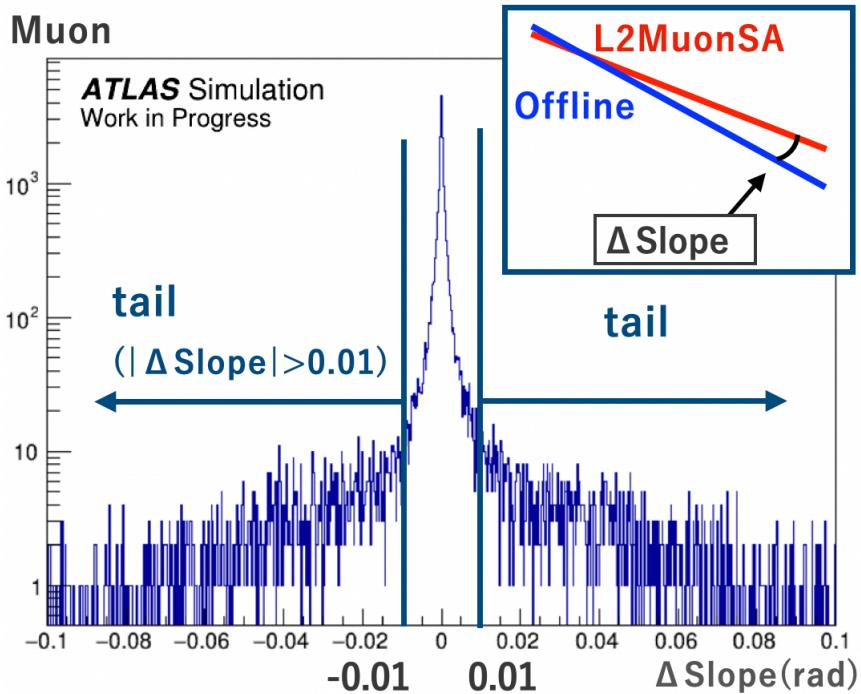


Figure 4.1: 現状の L2MuonSA の ΔSlope の例と Tail の定義

また、各セクターの MDT 検出器の中心付近の R 座標を通る、Z 軸と垂直な平面をリファレンスプレーン（平面）と定義し、その ZR 平面上への射影（直線）も便宜上リファレンスプレーンと呼ぶことにする。この直線において、再構成された飛跡とオフラインアルゴリズムによる飛跡の Z 座標の差 $\Delta\text{InterceptZ}$ (mm) が 1mm 以上であるものを、 ΔSlope 同様に分布の tail と定義して、その割合を評価基準としている。

4.2 セグメント再構成モデルの性能評価

バレル領域の 6 種類の検出器における ΔSlope の比較検証結果を以下に示す。検証には、前述の ZMuMu のシミュレーションサンプルを用いた。また、オフラインのセグメントが存在するミューオンで、RNN がセグメントを再構成できた確率は約 98.7% であった。この割合は L2MuonSA よりわずかに 0.02 % 低いが、有意な差ではない。

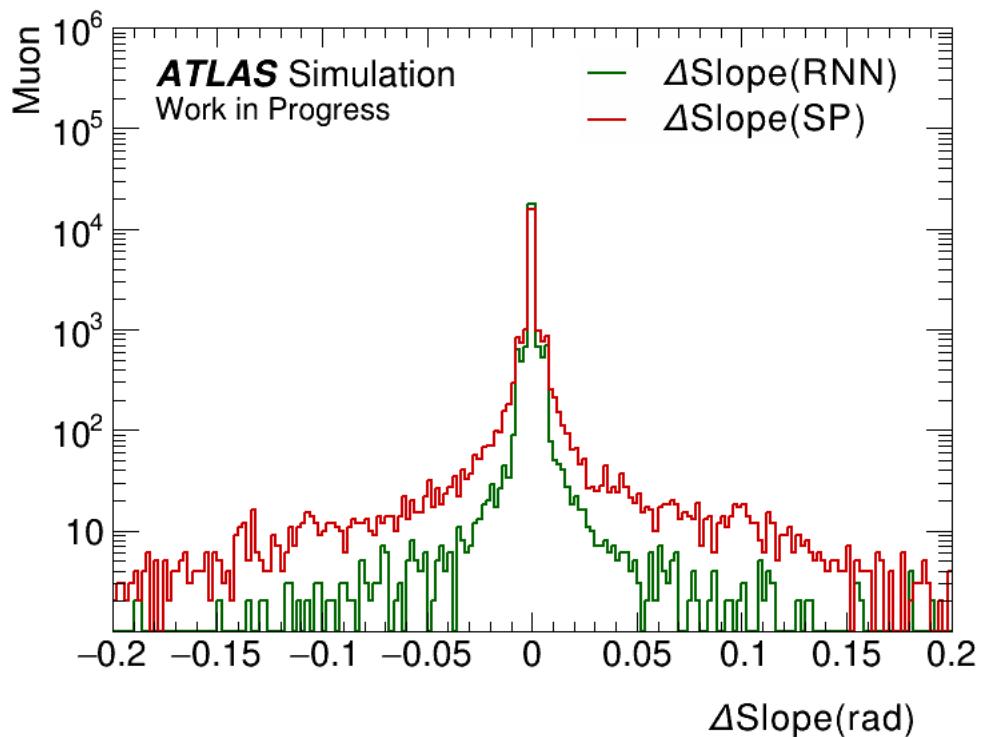


Figure 4.2: BIS における ΔSlope の分布

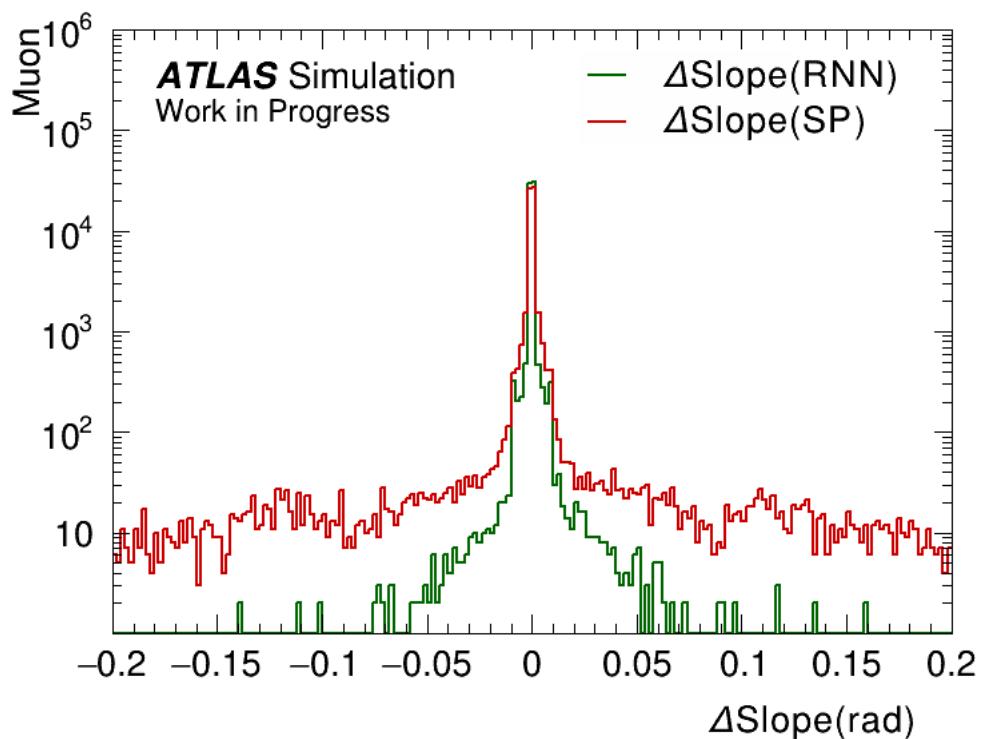


Figure 4.3: BIL における ΔSlope の分布

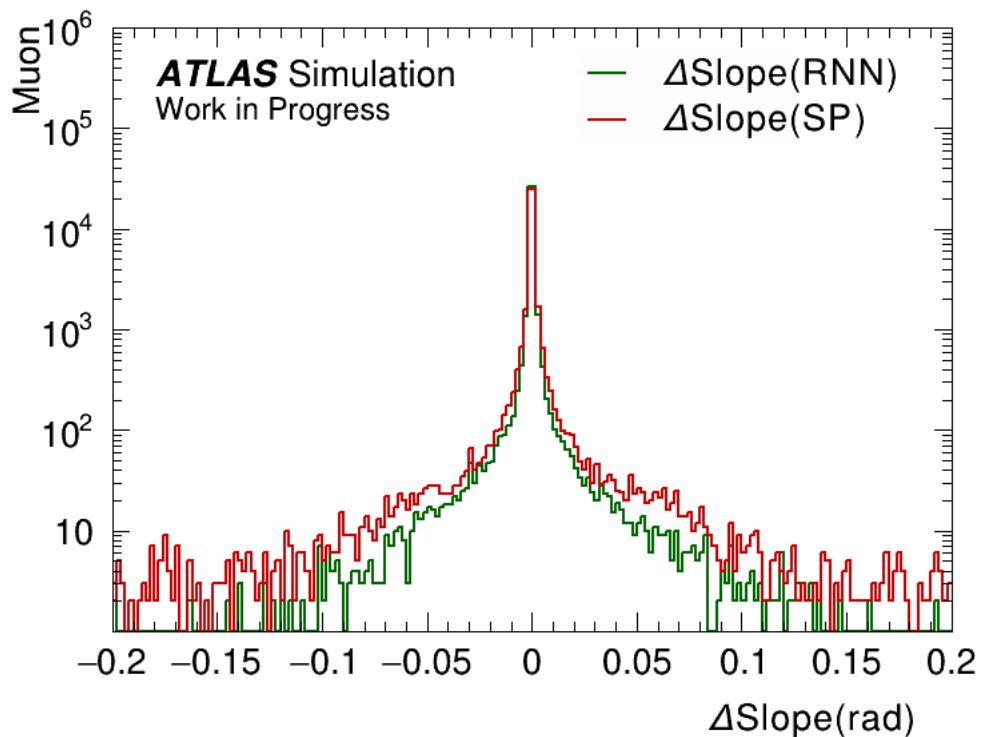


Figure 4.4: BMS における ΔSlope の分布

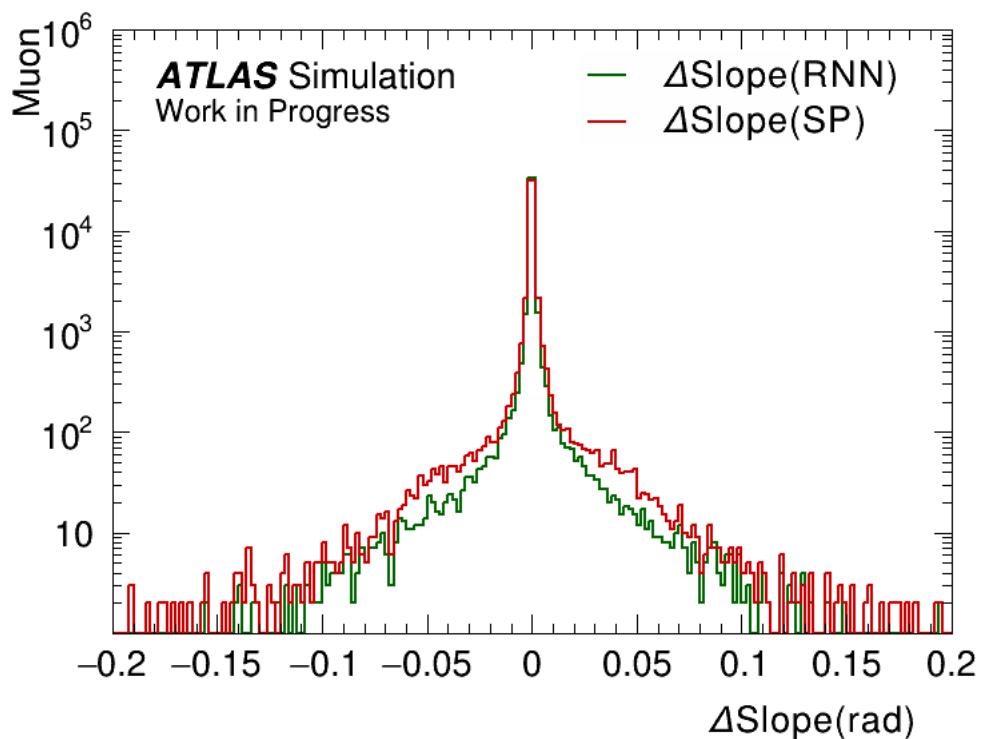


Figure 4.5: BML における ΔSlope の分布

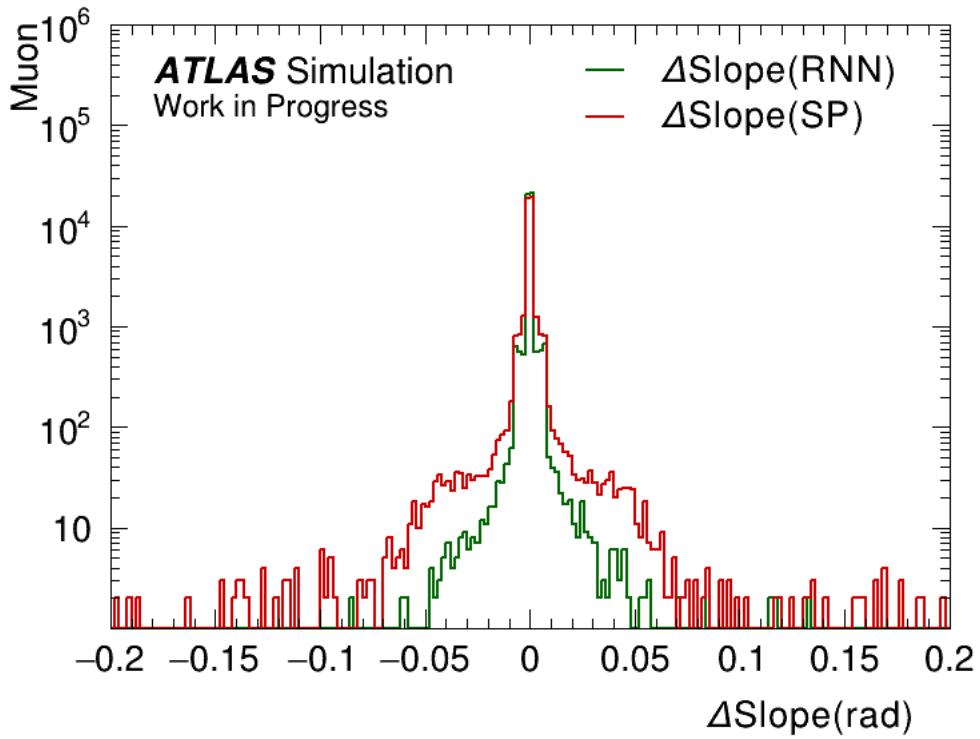


Figure 4.6: BOS における ΔSlope の分布

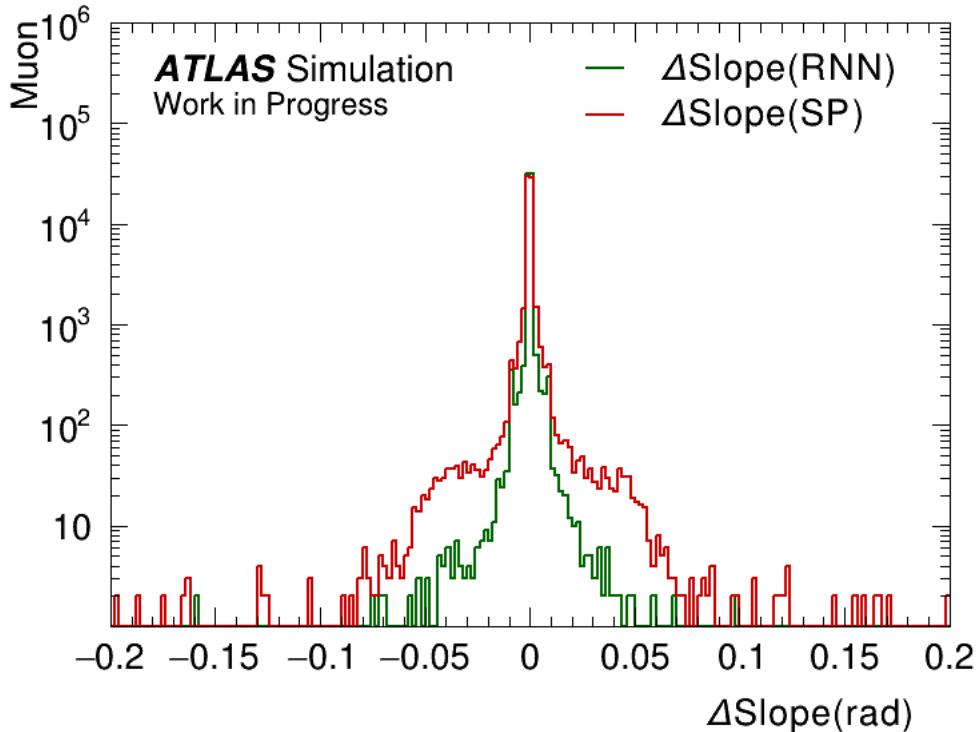


Figure 4.7: BOL における ΔSlope の分布

まず、定性的な変化として、RNN の導入により、 ΔSlope の分布の 0rad 付近がよりシャープになり、裾野の広がりが抑制されていることがわかる。これは、RNN が

L2MuonSA よりも正確にセグメントの傾きを推定できていることを示唆している。

次に、定量的な評価として、 $|\Delta\text{Slope}| > 0.01 \text{ rad}$ を満たす事象の割合 (tail) を Table. 4.1 に示す。

Table 4.1: $|\Delta\text{Slope}| > 0.01 \text{ rad}$ を満たす事象の割合 (tail) とその統計誤差

チャンバー	L2MuonSA (tail)	RNN (tail)	改善率 (%)
BIS	$2.83 \pm 0.04\%$	$0.62 \pm 0.02\%$	78.02
BIL	$3.00 \pm 0.05\%$	$0.39 \pm 0.02\%$	86.90
BMS	$2.85 \pm 0.04\%$	$1.44 \pm 0.03\%$	49.53
BML	$2.69 \pm 0.04\%$	$1.60 \pm 0.03\%$	40.69
BOS	$1.43 \pm 0.03\%$	$0.38 \pm 0.02\%$	73.54
BOL	$1.50 \pm 0.03\%$	$0.30 \pm 0.01\%$	79.93

Table 4.1 から、シミュレーションサンプルでのパフォーマンスでは、RNN の導入により ATLAS 検出器の内側と外側であるインナーセクターとアウターセクターで大きな改善が、ミドルセクターでも改善が見られた。

同様に、リファレンスプレーンの直線におけるオフラインアルゴリズムによる飛跡の Z 座標の差 $\Delta\text{InterceptZ}$ (mm) の比較結果を Figure 4.8 から Figure 4.13 に示す。

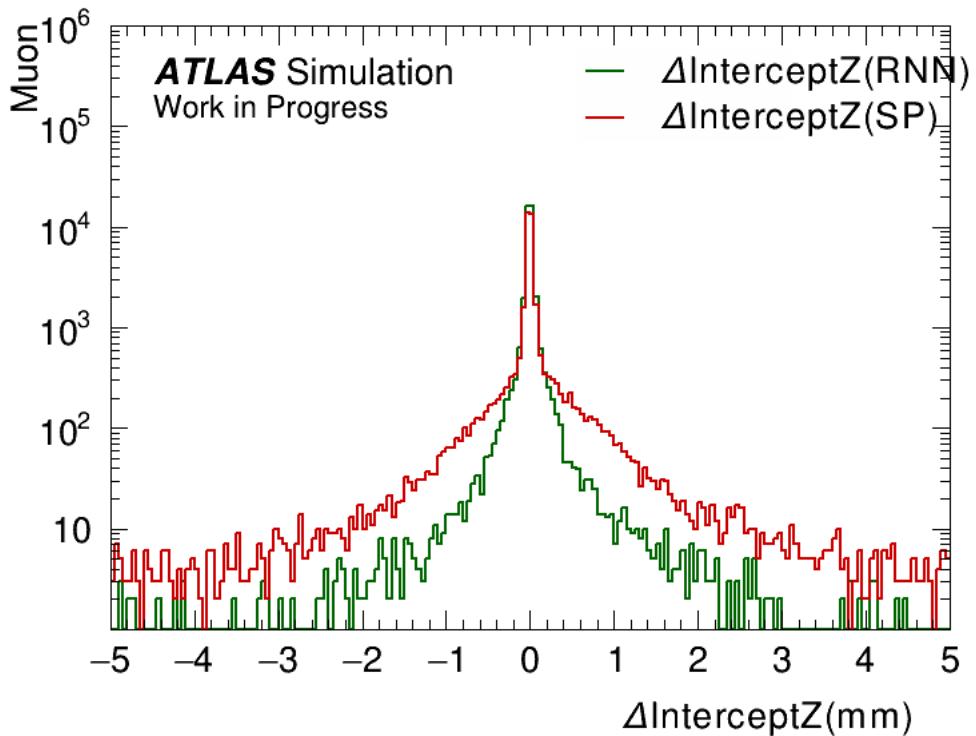


Figure 4.8: BIS における $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布

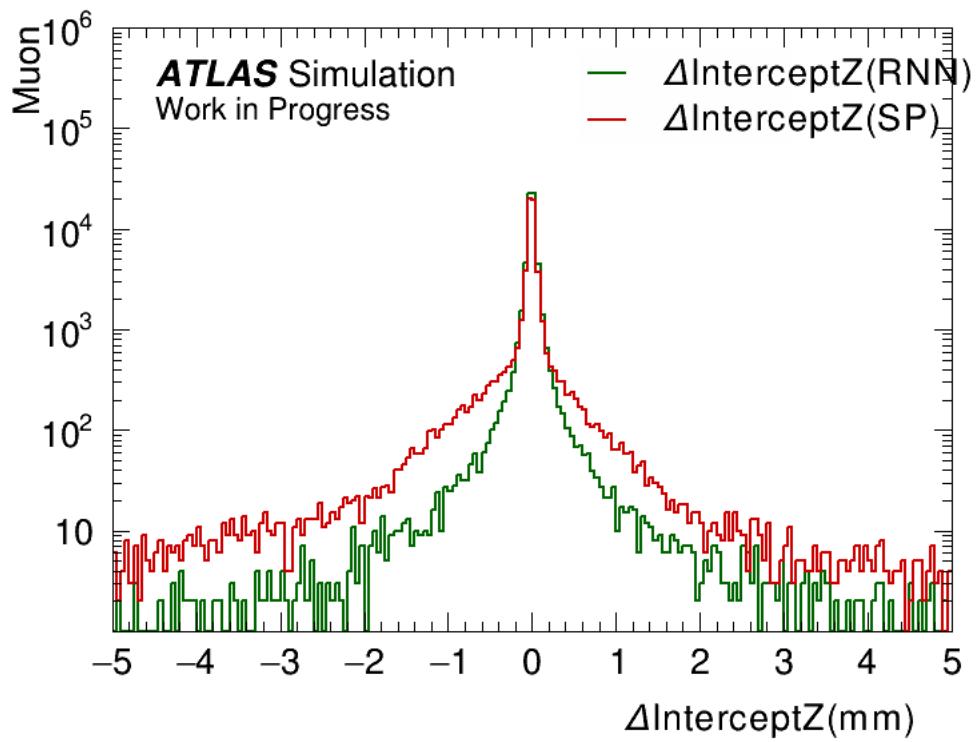


Figure 4.9: BIL における $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布

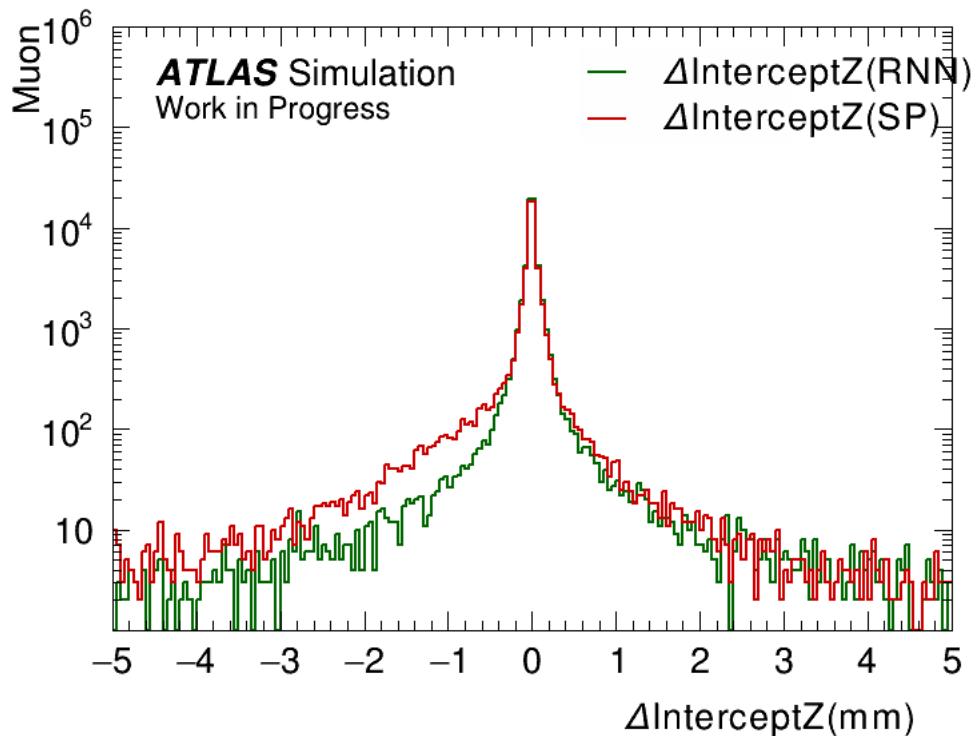


Figure 4.10: BMS における $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布

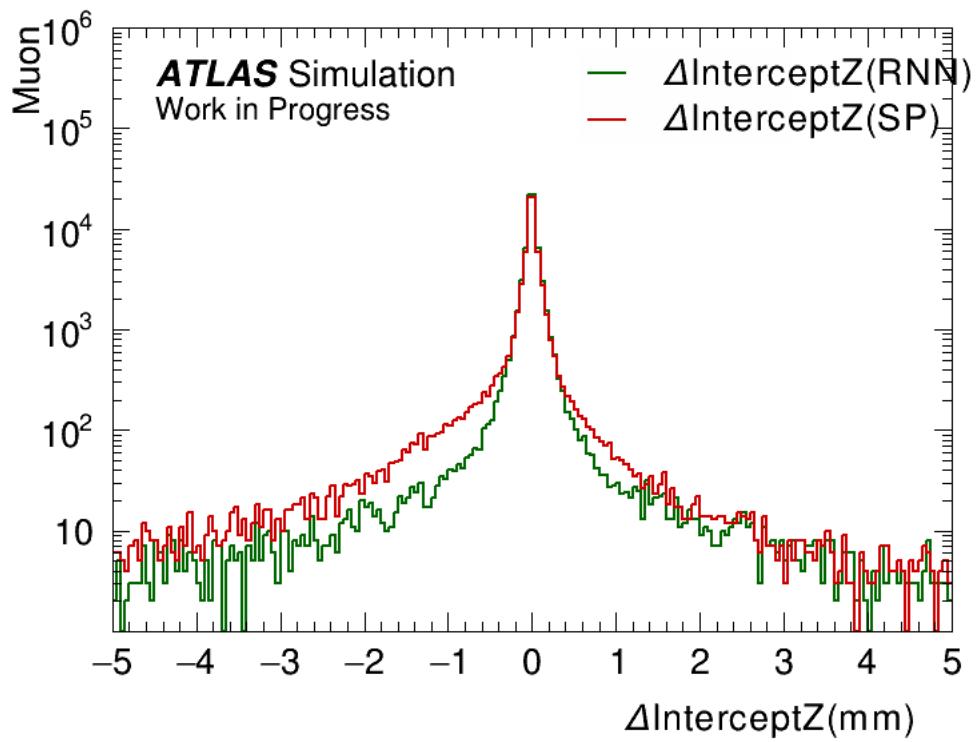


Figure 4.11: BML における $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布

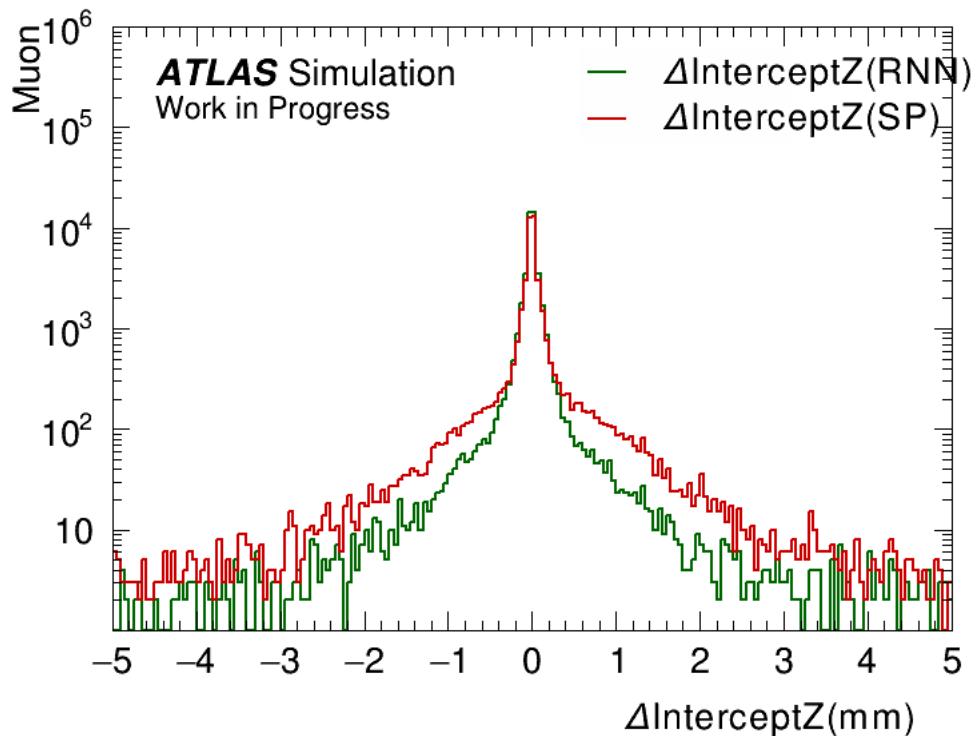


Figure 4.12: BOS における $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布

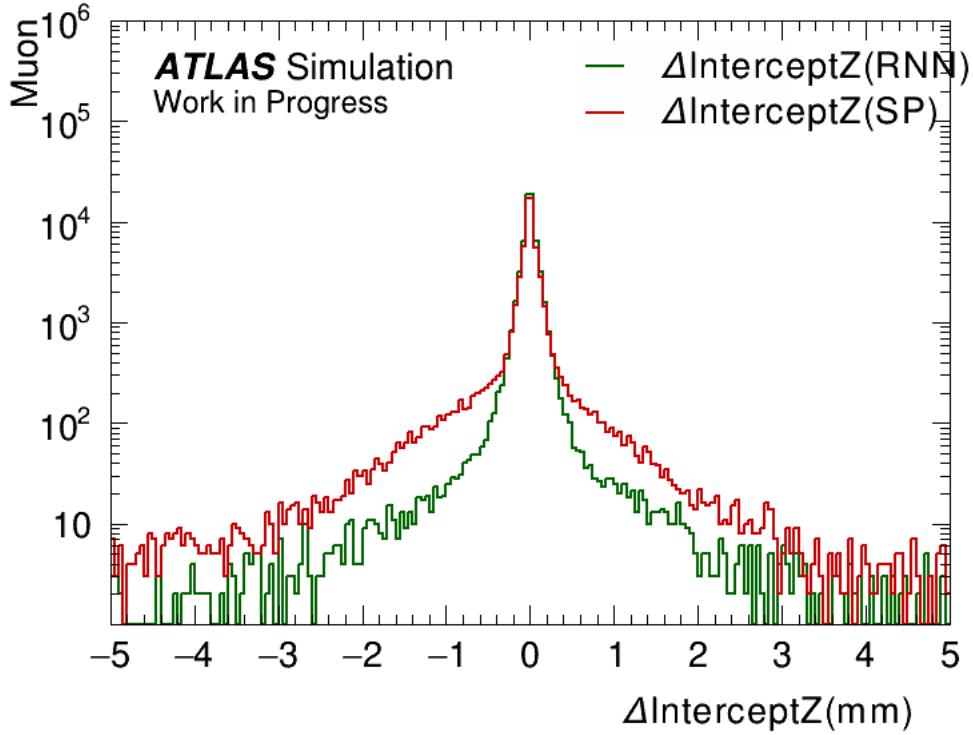


Figure 4.13: BOL における $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布

ΔSlope と同様に、RNN を導入することで $\Delta\text{InterceptZ}$ の分布もシャープになり、裾野の広がりが抑制されている。これは、RNN がセグメントの切片も正確に推定できていることを示唆している。

$|\Delta\text{InterceptZ}| > 1 \text{ mm}$ を満たす事象の割合 (tail) を Table.4.2に示す。

Table 4.2: $|\Delta\text{InterceptZ}| > 1 \text{ mm}$ を満たす事象の割合 (tail) とその統計誤差

チェンバー	L2MuonSA (tail)	RNN (tail)	改善率 (%)
BIS	$2.66 \pm 0.04\%$	$0.53 \pm 0.02\%$	80.09
BIL	$4.28 \pm 0.05\%$	$0.72 \pm 0.02\%$	83.10
BMS	$2.97 \pm 0.05\%$	$1.19 \pm 0.03\%$	59.98
BML	$3.57 \pm 0.05\%$	$1.51 \pm 0.03\%$	57.55
BOS	$2.93 \pm 0.05\%$	$0.89 \pm 0.03\%$	69.56
BOL	$3.39 \pm 0.05\%$	$0.83 \pm 0.02\%$	75.58

Table.4.2から、シミュレーションサンプルでのパフォーマンスでは $\Delta\text{InterceptZ}$ についても RNN の導入によりインナーセクターとアウターセクターで大きな改善が、ミドルセクターでも改善が見られた。

4.3 機械学習により再構成されたセグメントによるミューオン横運動量 p_T の再構成

バレル領域において、RNN により求めた部分飛跡を用いて、従来の L2MuonSA と同様に LUT を用いて p_T を再構成し、L2MuonSA と提案手法の性能比較を行う。 p_T の計算については、第 3 章で詳述したのと同様、各セクターでの部分飛跡からバレル領域のミューオン検出器全体における飛跡を再構成し、その曲率半径から横運動量 p_T を求める。LUT については、RNN においても L2MuonSA でのデータで現在用いられているものと同じ LUT を使用した。セグメント再構成の性能評価と同じく、 p_T についてはオフラインでより精密に再構成された p_T をより正確な p_T として、以下で計算される $\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の真の値のずれの相対値: $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ によって分解能を評価する。

$$r\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{\left(\frac{1}{p_T}\right)_{\text{L2MuonSA/RNN}} - \left(\frac{1}{p_T}\right)_{\text{offline}}}{\left(\frac{1}{p_T}\right)_{\text{offline}}} \quad (4.1)$$

定量的な評価として、 p_T の範囲ごとの $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の比較結果を Figure 4.14 から Figure 4.18 に示す。

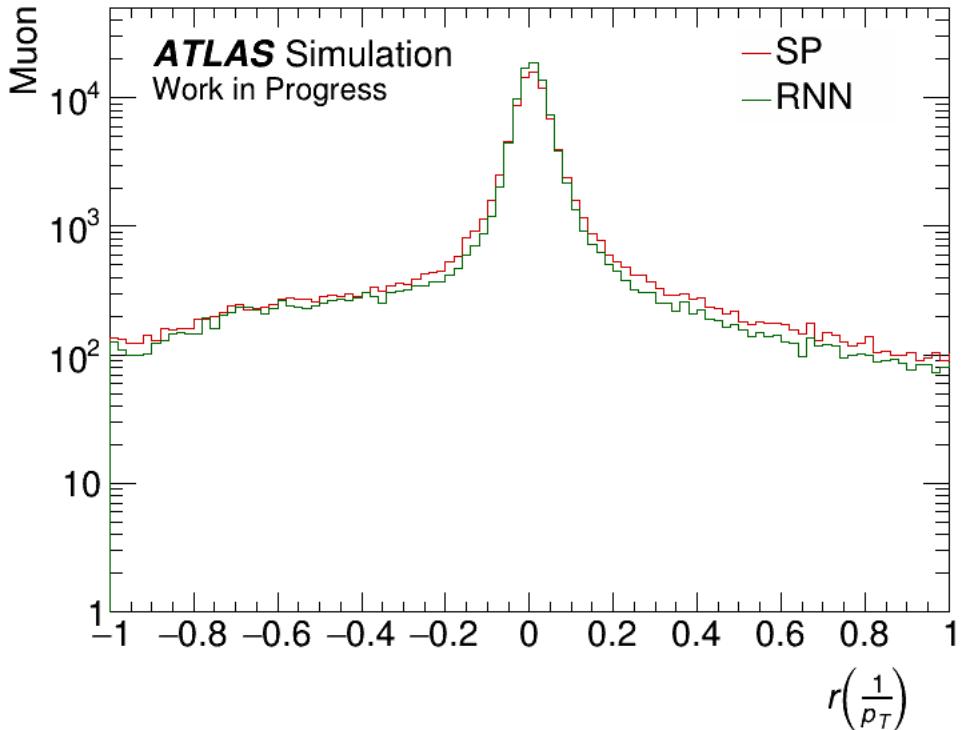


Figure 4.14: 全体における $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の分布

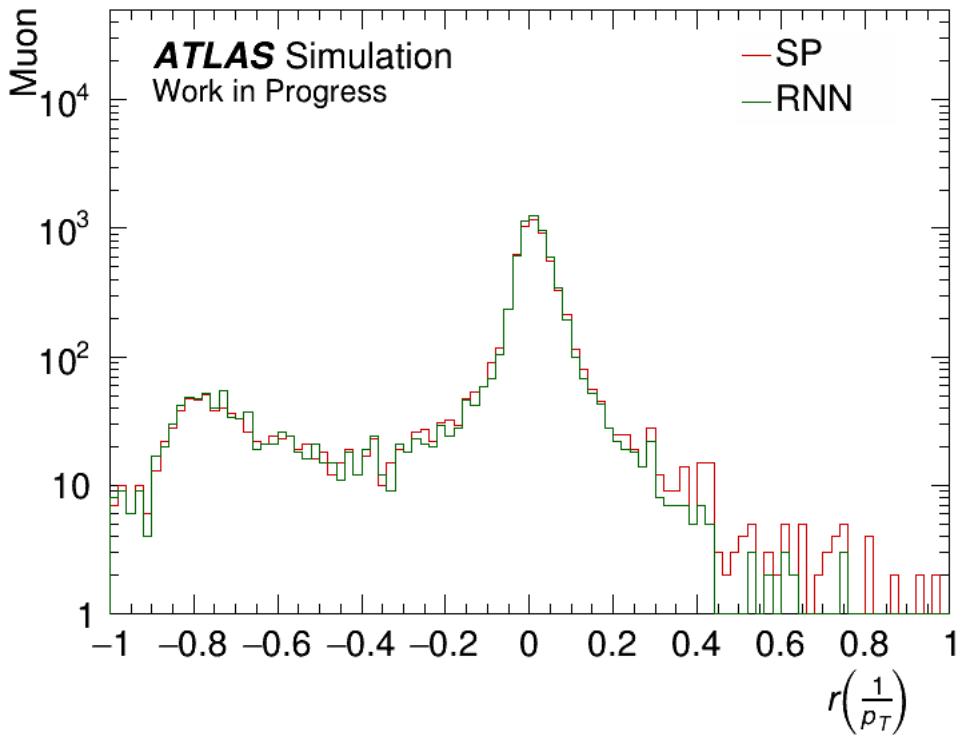


Figure 4.15: 10–20 GeV における $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の分布

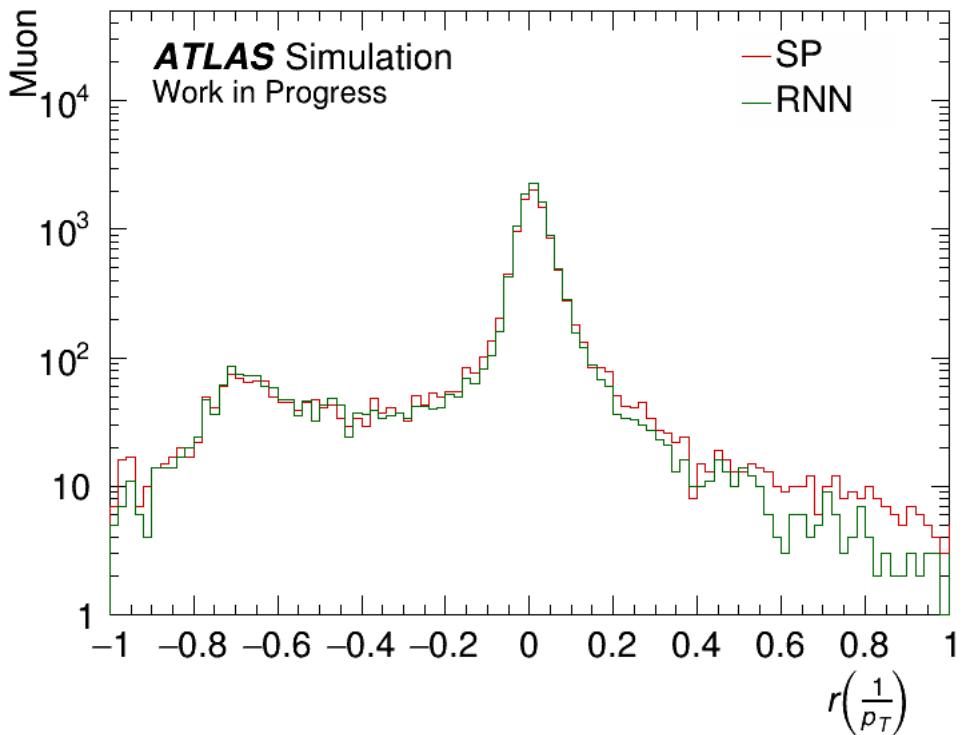


Figure 4.16: 20–30 GeV における $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の分布

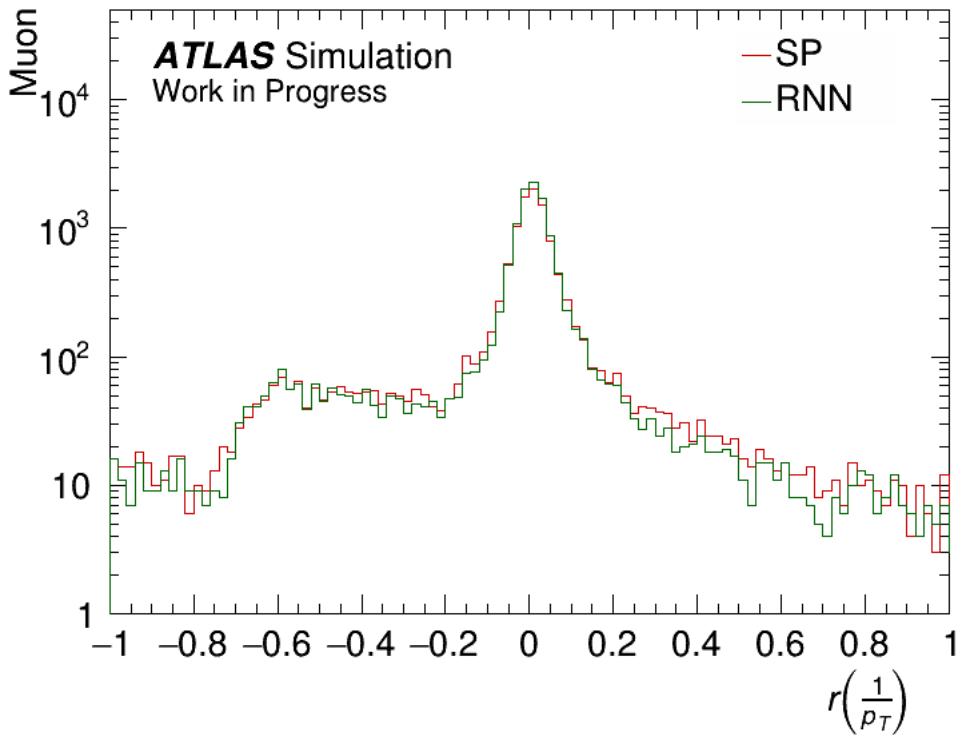


Figure 4.17: 30–40 GeV における $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の分布

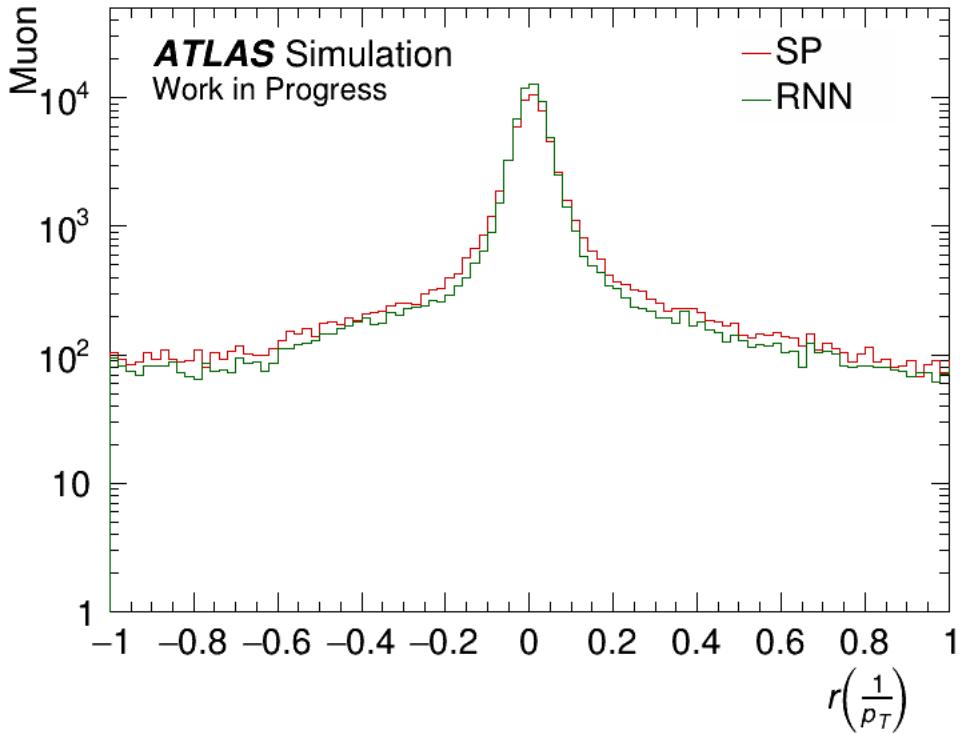


Figure 4.18: 40–100 GeV における $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の分布

10-20GeV、20-30GeV、30-40GeV のミューオンでは、 $r\left(\frac{1}{p_T}\right) = -1$ 付近の少し右寄

りにピークがある。これは、低い p_T のミューオンが誤って高い p_T と判定されてしまっているミューオンで、本来 p_T しきい値以下であるミューオンがトリガーを通りてしまい、トリガーレートが上昇してしまう要因となる。また、 $r\left(\frac{1}{p_T}\right) = +1$ がゼロから右に大きくズレているミューオンの p_T は誤って高く判定されてしまっているイベントで、本来トリガーを発行されるべきミューオンが閾値を下回ってしまい、トリガー効率の低下に繋がる。L2MuonSA から RNN に用いるセグメントを変えると、10-20GeV、20-30GeV、30-40GeV のミューオンにおいて、 $r\left(\frac{1}{p_T}\right) = -1$ 付近は改善幅が小さい。一方、 $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ が大きくプラスとなるミューオンは削減できている事が分かる。また、40-100GeV のミューオンについては、 $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ が大きくずれるものを、プラス方向、マイナス方向ともに削減できている。このことから、実際にトリガーで重要な 10-30GeV の領域では、RNN はトリガーの効率を向上させる方向での改善の可能性がある。

定量的な評価として、 $|r\left(\frac{1}{p_T}\right)|$ が 0.1 以上の部分を tail とし、その割合で 2 つのアルゴリズムの性能比較を行う。 $|r\left(\frac{1}{p_T}\right)| > 0.1$ を満たす事象の割合 (tail) を Table.4.3 に示す。

Table 4.3: $|r\left(\frac{1}{p_T}\right)| > 0.1$ を満たす事象の割合 (tail) とその統計誤差

p_T 範囲	L2MuonSA (tail)	RNN (tail)	改善率 (%)
全体	$30.60 \pm 0.14\%$	$23.43 \pm 0.13\%$	23.41
10–20 GeV	$24.43 \pm 0.51\%$	$21.28 \pm 0.48\%$	12.90
20–30 GeV	$26.47 \pm 0.40\%$	$22.22 \pm 0.38\%$	16.06
30–40 GeV	$27.51 \pm 0.40\%$	$22.15 \pm 0.37\%$	19.47
40–100 GeV	$32.25 \pm 0.17\%$	$23.97 \pm 0.16\%$	25.67

Table.4.3 から各運動量領域において RNN の導入により tail が減少していることが確認できる。改善率は飛跡再構成の改善幅より小さいが、全体で 24% 程度の改善がみられている

次に、 $r\left(\frac{1}{p_T}\right)$ の p_T 依存性を調べるために、 p_T の tail の p_T 依存性を Figure 4.19 に示す。この図より、改善幅は高い p_T で大きく、 p_T の関数として tail の量が、L2MuonSA と比較して、より一定になっていることが分かる。

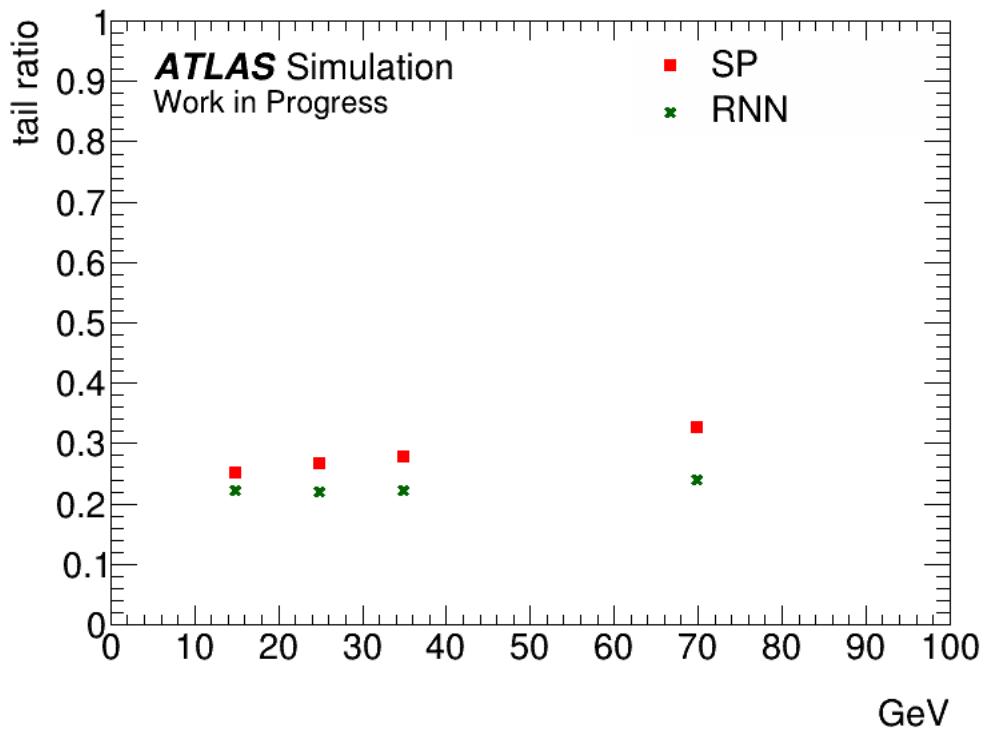


Figure 4.19: $\Delta r \left(\frac{1}{p_T} \right)$ の tail の p_T 依存性。

また、 η 依存性を調べるため、tail の η 依存性を Figure 4.20 に示す。L2MuonSA と同じく RNN でも tail の割合に、 η ごとのばらつきが見られたが、領域全域で、tail の割合が改善している。

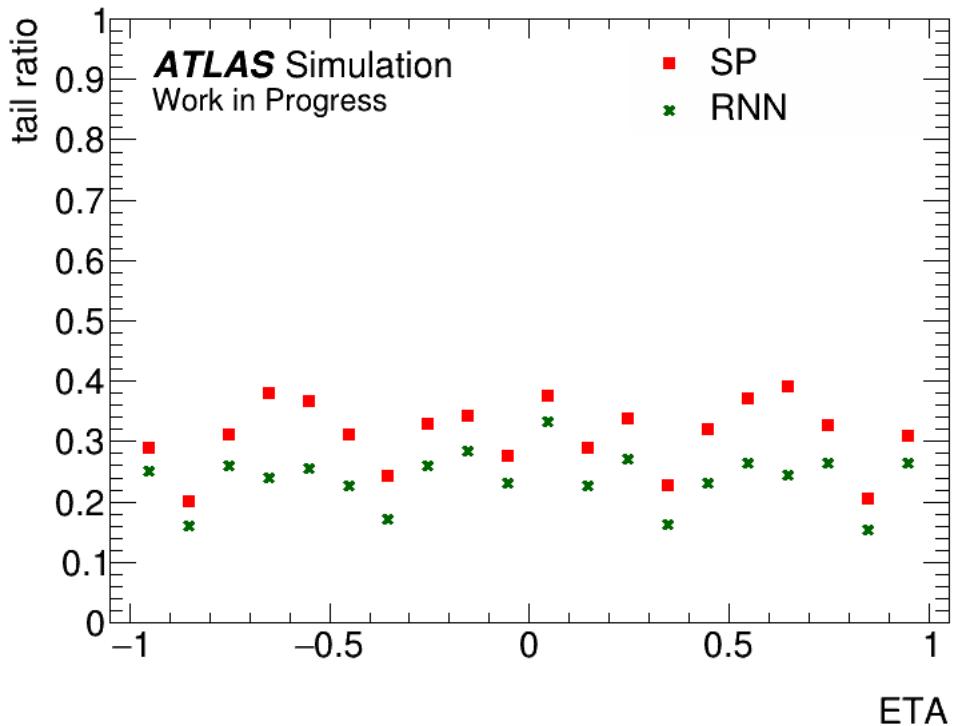


Figure 4.20: $\Delta r \left(\frac{1}{p_T} \right)$ の tail の η 依存性。

ただし、この評価において一つ問題があった。本研究では LUT を参照する関数を L2MuonSA のシミュレーションから取り出して行っていたため、実際の LUT を使って動かすのに必要な変数の一部を解析データに保存していなかった。そのため LUT を抽出するインデックス変数を一部省略した。このため、本来は正しい LUT を用いて評価をし直す必要がある。L2MuonSA の領域ごとの tail の割合に対する LUT の影響を Figure 4.21 に示す。青は元々の L2MuonSA で計算した tail の割合、赤は L2MuonSA のセグメントを使って、本研究で行なった、簡易的な LUT を使用して計算した tail の割合である。

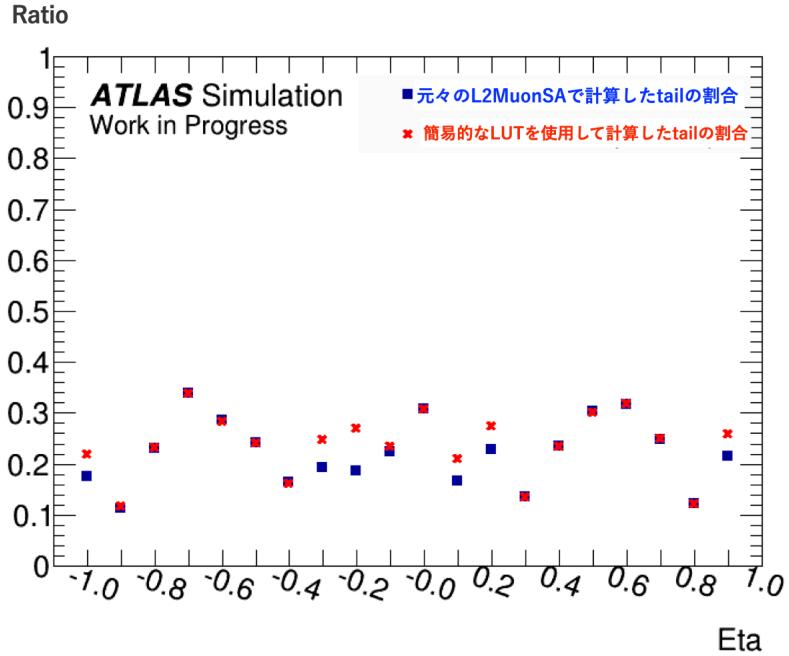


Figure 4.21: $\Delta r \left(\frac{1}{p_T} \right)$ の tail の割合に対する LUT の影響

上記より、多くの領域では tail の割合は一致しているが、一部の η 領域で tail の割合が本来より増えていることがわかり、これが LUT の ϕ 依存性を反映できていないことを示している。LUT を正しく使用することにより、RNN についてもより tail の割合が改善できる可能性がある。

4.4 p_T 再構成における改善幅に関する考察

p_T 再構成における改善幅が、 Δ Slope、 Δ InterceptZ で見られたものほどでなかった理由と対策について、以下のものが考えられる。

- ミドルステーションの tail 領域改善: 本提案手法では、他のセクターと同様に再構成の精度は改善されているが、ミドルステーションの tail 領域が依然として大きい。このミドルステーションの tail 領域が、 p_T 再構成の精度向上を妨げている可能性がある。
- 傾き情報を活用していない: バレル領域における L2MuonSA での p_T 再構成では、飛跡の傾き (Slope) 情報が大きく改善されているにもかかわらず、通過座標情報 (切片情報から計算) のみを使用している。これに対し、傾き情報も統合した運動量再構成手法を導入することで、全体の改善幅が向上する可能性がある。

4.5 提案したセグメント再構成モデルの更なる改良と精度向上に向けて

本提案手法により、L2MuonSA による飛跡再構成において、傾き (Slope)、切片 (InterceptZ) の再構成に大きな改善が見られた。しかし、本手法をトリガーシステムとして導入するには、さらなる検討が必要である。

まず、本研究では 60 万ミューオンのシミュレーションサンプルを学習データとして用いたが、実運用でも通用する RNN モデルを構築するには、大量の実データを用いた学習がより望ましい。実データには、ZMuMu 事象のシミュレーションでは考慮しきれない様々な要因が含まれている。例えば、ミューオン近傍のハドロンジェットからの粒子がカロリメータを貫通して検出器に到達する現象などがある。特にインナーセクターでは、これらの影響に加えてパイルアップの影響も大きくなる。そのため、実データを用いた学習を行い、より現実的な環境における飛跡再構成の評価をする必要がある。

次に、L2MuonSA 単体での p_T 再構成の精度向上も重要な課題である。本論文では調査しきれていないが、再構成された p_T の tail の η 依存性について解析・改善を行うことにより、 p_T 再構成の精度を向上できる可能性がある。また、前述のように、本提案手法ではミドルステーションの tail 領域が依然として大きいまま残されている、この一因として、本 RNN では、現行の L2MuonSA と同様に各レイヤーにおいてロード中心と最も近い 1 本の MDT チューブのみを使用しているため、RNN の飛跡再構成のための情報が足りず、ミドルステーションの tail 領域の寄与が依然として大きい可能性がある。各レイヤーで複数のチューブ情報を使用する RNN モデルへ構造変更すると、精度が改善する可能性がある。

また前述の通り、従来の p_T 計算手法では、前述の通り再構成された部分飛跡の通過座標（切片）情報のみしか利用していないため、傾きを含めたより多くの飛跡情報を活用することで、L2MuonSA 単体での p_T 再構成の精度を向上させることができると考えられる。これに対し有効な手法の一例として、RNN に続けて後段にシンプルなフィードフォワードネットワークを接続し、 p_T 再構成のためのアルゴリズムとして組み込むことが考えられる。このネットワークは、RNN による飛跡再構成結果を入力として受け取り、 p_T をより正確に推定することが出来る可能性がある。あるいは RNN による飛跡再構成結果を用いて、従来の Look-Up Table(LUT) を RNN により再構成された飛跡に対して最適化するというアプローチも考えられる。これらの手法を組み合わせることで、 p_T 再構成精度が改善する可能性がある。

本研究で提案した RNN を用いたセグメント再構成モデルは、従来手法と比較して飛跡再構成の精度を向上させる可能性を示した。今後、実データを用いた学習や p_T 再構成アルゴリズムへの応用などを進めることで、高段ソフトウェアトリガー、初段ハードウェアトリガーなど、ATLAS 実験におけるトリガーシステムの性能向上に貢献できる可能性がある。

第 5 章

まとめと結論

5.1 まとめと結論

本研究では、ATLAS 実験における Level-2 ミューオントリガーの最初の段階である L2MuonSA アルゴリズムの改良と性能評価を行った。L2MuonSA は、ミューオン検出器のヒット情報のみからミューオンの飛跡を再構成するアルゴリズムである。しかし、ミューオンの飛跡以外による検出器の飛跡近傍の反応 (outlier) の影響を受けやすく、正確な飛跡再構成を妨げる要因となっていた。特に、現行の L2MuonSA アルゴリズムでは、 χ^2 を用いて outlier の排除を試みるもの、outlier が残っていたり、チューブの左右を間違えたりして真の飛跡と異なる飛跡を χ^2 を最小とする飛跡と判定してしまうケースが見られた。

この課題を解決するため、回帰型ニューラルネットワーク (RNN) を用いた新たな飛跡再構成手法を提案し、L2MuonSA の精度向上を目指した。RNN は、時系列データの処理に優れたニューラルネットワークで、ミューオン検出器のヒット情報を時系列データとして扱うことで outlier の影響を抑制を試みた。本研究では、バレル領域のインナー/スマート/アウターセクターの Large/Small の 6 チェンバーについて個別で RNN を学習させ、より精密に再構成された飛跡であるオフラインによるセグメントとの比較を行った。性能評価指標として、オフラインセグメントとの傾きの差 ΔSlope および Reference Plane における Z 方向の切片の差 $\Delta\text{Intercept}_Z$ を用いた。

これらの結果から、シミュレーションサンプルでの検証において、RNN を用いた本提案手法は、L2MuonSA の飛跡再構成精度を向上させることができた。さらに、本研究では RNN を用いたセグメント再構成に基づき、ミューオンの横運動量 p_T の再構成精度についても評価を行った。 p_T の再構成には、従来の L2MuonSA と同様に LUT を用いた。その結果、RNN を用いることで p_T 再構成精度も向上することが確認された。

$|r_{1/p_T}| > 0.1 \text{ GeV}$ を満たす事象の割合 (tail) は、全体で約 24% 改善された。ただ、 p_T 再構成における改善幅は、セグメント再構成の場合より小さかった。この要因として、ミドルセクターの改善が限定的であったこと、今回セグメントからの p_T 再構成には切片飛跡の通過座標としての切片情報しか用いていないこと、LUT が本手法

により再構成されたセグメントに最適化されていないことなどが考えられる。

Bibliography

- [1] <https://higgstan.com/standerd-model/>.
- [2] "The CERN accelerator complex", CERN, OPEN-PHO-ACCEL-2016-009.
- [3] "Overall view of the LHC", CERN, OPEN-PHO-ACCEL-2014-001.
- [4] HL-LHC Plan January2025, CERN.
- [5] "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", ATLAS Collaboration, G. Aad et al., JINST vol.3(2008) S08003.
- [6] "ATLAS Inner Tracker Layout 03-00-00", ATLAS Collaboration, ITK-2023-001, 2023.
- [7] "LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミューオントリガーの改良とハードウェアへの実装", 岡崎佑太, 京都大学 修士学位論文, 2018.
- [8] "ATLAS Muon Spectrometer Phase-2 Upgrade Technical Design Report", ATLAS Collaboration, ATL-TDR-026; LHCC-2017-017.
- [9] "Small-strip thin gap chambers for the muon spectrometer upgrade of the ATLAS experiment", 13th Workshop on The International Conference "Instrumentation for Colliding Beam Physics" (INSTR20), Novosibirsk, Russia, JINST vol.15(2020).
- [10] "New Small Wheel Technical Design Report", ATLAS Collaboration, CERN-LHC-2013-006; ATLAS-TDR-020.
- [11] "Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Trigger and Data Acquisition System - Event Filter Tracking Amendment", ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS TDAQ System - Event Filter Tracking Amendment, CERN-LHCC-2022-004.
- [12] "The Level-1 Trigger Barrel System of the ATLAS Experiment at CERN", The ATLAS Collaboration, JINST 4 (2009) P04010.

- [13] "LHC-ATLAS 実験 Run-3 における新ミューオントリガーアルゴリズムの動作検証と改良", 山下智愛, 神戸大学 修士学位論文, 2024.
- [14] "ATLAS 実験におけるハイレベルミューオントリガーの飛跡再構成改良と性能評価", 陳叶, 神戸大学 修士学位論文, 2015.
- [15] "Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system", Di Mattia, et al., ATL-DAQ-CONF-2005-013 (2004).
- [16] "Performance study of Level2 Muon Trigger System in the ATLAS experiment", Takeshi Dohmae, 東京工業大学 修士学位論文, 2009.
- [17] "LHC-ATLAS 実験における極近接 2 ミューオン分離トリガーアルゴリズムの開発", 谷口浩平, 神戸大学 修士学位論文, 2021.
- [18] "Image Caption Generation Methodologies", G. Rishi, International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET) vol.08(2021) no.04, p-ISSN: 2395-0072.

謝辞

本論文の研究を行うにあたって、多くの方々から多大なご支援と温かい励ましを賜りました。この場を借りて、心より御礼申し上げます。

神戸大学粒子物理研究室および ATLAS 実験の教員の皆様へ

指導教員である山崎祐司先生には、ATLAS 実験のみならず、研究の進め方やプロとしての文章・スライド作成、学会での発表に至るまで、多岐にわたりご指導いただきました。また、困難な局面においても優しく真摯に議論してくださり、常に研究を支えてくださいました。二人三脚で研究を導いてくださったこと、改めて感謝申し上げます。

蔵重久弥先生には、学部 1 年の頃から素粒子物理研究室に温かく迎えていただき、優しく、時に厳しく素粒子物理だけでなく数学や工学的知識まで幅広く手ほどきをしていただきました。また、学問だけでなく、僕自身が様々な意思決定を行う際も真摯に相談に乗ってくださいり、とても大きな支えをいただきました。蔵重さんが腰を据えて見守ってくださったおかげで、自信を持って学び、研究し、実践に取り組む事が出来ました。深く感謝申し上げます。

身内賢太朗先生には、入学間もない学部 1 年の頃からダークマターの懇談会に同行させていただき、またダークマターの論文を通じて素粒子物理学実験に関する論文の読み方、研究会でのポスターの作成、発表まで研究活動のスタートを力強く後押しいただきました。また、粒子物理研究室での研究生活においても、身内先生の明るい声から出る的確なご指摘、ご指導により研究の質を高め、充実した研究生活を送ることができました。先生の温かいサポートに心より御礼申し上げます。

JAXA の水越彗太さんには、学部 1 年の入学当日から素粒子物理実験についてご指導いただき、宇宙素粒子若手の会では初めての研究会に参加させていただきました。研究会における発表スライドの作成から研究者としての発表の仕方、論文や素粒子物理の基礎、コンピューティングや、研究を志す仲間と切磋琢磨する背中まで非常に多くの事を学ばせていただきました。その原点のおかげで現在の研究に自信を持って取り組むことができています。水越さんの温かいご指導に、深く感謝を申し上げます。

前田順平先生にも深くお礼を申し上げます。前田先生には、火曜日の神戸 ATLAS ミーティングや金曜日の HL-LHC+ ミーティングにおける鋭い議論を通して、研究の方向性を決定する上で大変貴重な助言をいただきました。先生のお力添えに感謝いたします。

竹内康雄先生、鈴木州先生、東野聰先生、高橋真斗さん、鐘海文さんには研究室内での素粒子物理ゼミや講義、コロキウムを通じて、素粒子実験の基礎を丁寧に教えていただきました。

ATLAS 実験および高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩先生、山口洋平先生には、HLT に関する知識はもちろん、日々の HLT ミーティングや HL-LHC 関連ミーティングにおいて、多くのご助言とサポートをいただきました。特に山口さんには深夜の Athena 勉強会や Mattermost での活発な議論を通じて、多大な支援をいただき、とても助けられました。大変感謝申し上げます。

神戸大学および大阪大学、大阪教育大学の教員の皆様へ

神戸大学データサイエンスセンターの小澤誠一先生に深く感謝申し上げます。学部および修士課程を通して、小澤先生にはニューラルネットワーク、機械学習の基礎から応用まで、企業との共同研究による実践を通して多くの力をつけさせていただきました。小澤先生に作っていただいた基礎のおかげで、新しい課題に対しても、データサイエンスと機械学習を用いて課題を解決していく事が出来るようになりました。本当に感謝致します。

神戸大学大学院システム情報学研究科の藤井信忠先生にも、大変感謝致します。数理最適化、オペレーションズリサーチの共同研究を通じて、学術的な側面だけではなく、近い立場で暖かく指導していただきながら、一緒に大規模/長期間にわたるプロジェクトをリードする事を学ばせていただきました。

神戸大学経営学研究科の佐藤正和先生にも深く感謝申し上げます。佐藤先生には、学部および修士課程を通じて、研究以外の側面において僕自身の意思決定について真摯に議論し並走していただき、深く研究に取り組み、またその次に繋げて行く事が出来ました。深く感謝申し上げます。

大阪大学招へい教授の板井光輝様にも深く感謝を申し上げます。板井様には、学部2年の時にお会いしてから今に至るまで、エキスパート、プロフェッショナルとして、数学とデータサイエンスの盤石な基礎のもと、常に現場の課題とステークホルダーの視点を意識した、真に実効性のある問題解決のアプローチをご指導いただきました。板井様の深いご見識と熱意あるご指導に、心から感謝を致します。

大阪教育大学理数情報教育系の安松健先生にも感謝を申し上げます。修士課程を通して、AI の実社会と実経済への応用について、理論で終わらず課題解決を達成するために、何度も議論を重ねさせていただきました。先生の的確な観点と意見、お力添えに、深く感謝申し上げます。

神戸大学システム情報学研究科の高島遼一先生にも、感謝いたします。高島先生には学部1年時より、高等数学と機械学習を用いて学術機関である大学側としての立

場から、知識と責任を持って企業の課題解決に取り組む姿勢を教えていただきました。先生の丁寧かつ実践的なご指導に感謝いたします。

神戸大学大学院工学研究科の井上広明先生にも感謝を申し上げます。井上先生には、因果性や時系列性を持つデータに対して、状態空間モデルからMLまで、最適なモデル選択と潜在変数やパラメータの推定の数学的構造まで、学術的な観点から多くの事を教えていただき、研究についても真摯に相談に乗っていただきました。

また、研究生活を温かく支えてくれた家族にも、心より感謝しています。これからもよろしくお願い致します。

粒子物理研究室のメンバーと、研究室外の同期の皆へ

粒子物理研究室のメンバーと、研究室外の同期の皆さんにも感謝します。

同期であるM2の水引君、鈴木君、村田さん、西君、生井君にも感謝しています。皆と一緒に過ごし、議論や遊びを通じて充実した研究生活を送ることができました。本当にありがとうございます。

修士課程の後輩であるM1の皆さんにも感謝しています。ATLAS実験の佐野君、笹田君、浅見君、田中君、佐倉君、張君、山口君。SKの曾根君、和田君。DMの鈴木君、谷口君。皆さんの成長を間近で見られたことは、僕自身もとても嬉しい事でした。

研究室の後輩であるB4の皆さんにも感謝しています。研究の合間にボードゲームや雑談をしたり、コーヒーを淹れてくれたり、皆さんのおかげで疲れた時にも元気で頑張りました。多くの皆さんのがこれから始める研究生活が、充実したものになることを願っています。神吉君、野村君、青山君、遠山さん、西上さん、西田さん、柳君、稻葉君、猪上君、門田君、番原君、山内康輝君、河野君、ありがとうございます。

名古屋大学素粒子論研究室(E研)の近藤達彦君とは、クオンツ・経済・数学・コンピューティングから核融合に至るまで幅広い分野について議論し、多くの刺激を受けました。また、近藤君と話していく中で、勝手に思い込んでいた天井を破ることに繋がった事もありました。一緒に切磋琢磨できたことに心から感謝します。

大阪大学量子システム創成研究分野の小西優太君とは、美味しいご飯に行きつつ、素粒子物理実験だけでなく量子コンピューティングや半導体の基礎、実社会での応用から将来想定されうる状況を議論し、お互いの研究について非常に深い部分まで議論できたことがとても励みになりました。非常に感謝しています。

光枝慈喜君にもお世話になりました。僕自身が技術的に未熟だった頃から、コンピューティングの基礎を教えてくれました。その後研究を進める上で、とても大きな力になりました。非常に感謝しています。

藤田幸成君にもお世話になりました。泊まり込みで物理から脳科学とMLまで、様々なことを一緒に勉強して、議論して切磋琢磨できました。とても感謝しています。

最後に、大学入学時より、素粒子実験における検出器技術の基礎と、国際研究における最先端の検出器技術を本当に楽しそうに指導していただいた ATLAS グループ、神戸大学粒子物理研究室の越智敦彦先生に感謝を申し上げ、心より哀悼の意を表します。