

修 士 学 位 論 文

LHC-ATLAS 実験の新ミュオン検出器を用いた
トリガーアルゴリズムの改良

令和4年2月4日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 200S121S
氏 名 野口 健太

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) によってスイス・ジュネーブの地下に設置された大型ハドロン衝突型加速器 LHC は、世界最高エネルギーで陽子同士を衝突させている。ATLAS 検出器は LHC の衝突点の一つに設置された大型汎用検出器で、陽子の高エネルギー衝突によって生成される粒子を検出し、標準理論の精密測定から未だ発見されていない新粒子の探索など幅広い物理を研究対象としている。

ATLAS 実験では 40MHz の高頻度で陽子陽子衝突が起こっており、全ての衝突事象を処理、記録することはできない。そのため ATLAS 実験ではトリガーシステムを構築し、膨大なデータの中から物理として興味のある事象のみを選別し取得することで、データ取得レートの削減を行っている。本研究で扱うミュオントリガーは測定したミュオンの横方向運動量 (p_T) に閾値を設定することで、高い p_T のミュオンを含む事象を選択する。高い p_T のミュオンは W ボソンの崩壊など様々な重要な事象で発生するため、ミュオントリガーは重要な役割を担っている。

ミュオントリガーはハードウェアによる高速な判定を行うレベル 1 トリガーで事象を選別し、その後さらにソフトウェアにより精密な判定を行うハイレベルトリガーで選別する構成である。ハイレベルトリガーは多段階に分けられており、その初段である L2MuonSA ではミュオン検出器のみの情報を用いて、ミュオンの飛跡を再構成し、 p_T を算出することで高い p_T のミュオンを含む事象を選択する。

LHC は 2019 年から 2021 年に加速器の改良を行い、従来よりもルミノシティを向上して 2022 年に Run-3 として稼働を始める。ルミノシティ向上により物理事象のデータをより多く得ることができる一方で、一回のバンチ衝突における多重反応 (パイルアップ) や背景事象の増加に伴い検出器へのヒットレートが増加する。ミュオン検出器において従来設置されていた SW (Small Wheel) では増加したヒットレートに耐えることができず、トラッキング性能が低下する。これに対応するために ATLAS 実験では SW を取り外し NSW (New Small Wheel) を新たに設置した。

本研究では、Run-3 開始に向け L2MuonSA における NSW アルゴリズムを改良し、実装を行った。現行の NSW アルゴリズムには大きく 2 つの問題点があった。1 つ目は NSW のパターン認識において大きく角度の再構成を間違えるイベントが多いことである。これらのイベントはミュオンの p_T 分解能に大きく影響する。本研究でアルゴリズムの弱点を洗い出し改良することで、これらイベント数の削減を行った。

2 つ目の問題点は高ヒットレート下において性能が悪化することである。高ヒットレート下の環境ではミュオン由来でないヒットが多く存在し、それによりパターン認識に悪影響を及ぼす。Run-3 ではこれまで以上のヒットレートの増加が予想されるため、実験環境を想定したアルゴリズムの改良が必要であった。本研究では新たに 2 つの改良を行い、ミュオン由来でないヒットによる影響の抑制を行った。

また新しい検出器 (NSW) の導入により、Run-3 の環境に対応した Look Up Table (LUT) を作成する必要があった。本研究では NSW が設置された場合のシミュレーションデータをもとに、新たに LUT を作成し、その評価を行った。これを用いて NSW を使用した場合の p_T について性能評価を行い、従来の検出器と比べ p_T 分解能は向上した。また NSW のパターン認識アルゴリズムに改良を行うことで、高ヒットレート下においても、 p_T 分解能が向上する結果が得られた。

目次

第 1 章	序章	1
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	3
2.1	LHC 加速器	3
2.2	ATLAS 検出器	4
2.3	ATLAS 検出器アップグレード	17
第 3 章	トリガーシステム	21
3.1	ATLAS トリガーシステム	21
3.2	ミューオントリガーシステム	21
3.3	オフラインミューオン再構成	31
3.4	本論文の目的	32
第 4 章	L2MuonSA における NSW 部分飛跡再構成アルゴリズムの改良	33
4.1	NSW の各検出器におけるヒットの選択アルゴリズム	34
4.2	MDT 部分飛跡との比較	40
第 5 章	L2MuonSA における NSW を用いた横運動量再構成の性能評価	41
5.1	NSW を用いた横方向運動量の計算	41
5.2	NSW を用いた Look Up Table の作成	42
5.3	作成した LUT の評価	45
第 6 章	より現実に近い環境下での NSW アルゴリズムの性能評価および新アルゴリズムの開発、検証	55
6.1	パイラップ環境下における NSW アルゴリズムの性能評価	56
6.2	パイラップ環境下における性能低下の考察	58
6.3	sTGC と MM の組み合わせアルゴリズムの検討	59
6.4	L2MuonSA 全体における p_T 分解能	72
6.5	トリガー効率の変化	72
第 7 章	結論	75
付録 A	作成した LUT の一例	77
	参考文献	79
	謝辞	81

目次

1.1	標準模型における素粒子 [1]	1
2.1	LHC 加速器の全体図。 [2]	3
2.2	LHC 加速器の運用スケジュール。2022 年からおよそ 3 年間、Run-3 が稼働し、その後約 2 年間のシャットダウン期間に加速器、検出器ともにアップグレードを行い、HL-LHC の運転を開始する。 [3]	4
2.3	ATLAS 検出器の全体図。 [4]	4
2.4	ATLAS 検出器の座標系	5
2.5	ATLAS 検出器における粒子識別の概念図 [5]	6
2.6	バレル領域における内部飛跡検出器の構造 [4]	6
2.7	エンドキャップ部における内部飛跡検出器の構造 [4]	6
2.8	IBL Layout: $r\phi$ view [6]	7
2.9	カロリメータの全体図 [4]	8
2.10	電磁カロリメータの形状 [4]	9
2.11	Tile カロリメータの構造 [4]	9
2.12	エンドキャップ部におけるハドロンカロリメータの構造 [4]	9
2.13	ATLAS 検出器における超伝導磁石の構成 [4]	10
2.14	η とトロイド磁場積分強度の関係 [7]	10
2.15	ミューオン検出器のバレル領域の $R-\phi$ 平面断面図 [4]	11
2.16	ミューオン検出器のエンドキャップ領域の $R-\phi$ 平面断面図。右:EI、左:EE [8]	11
2.17	ミューオン検出器のエンドキャップ領域の $R-\phi$ 平面断面図。右:EM、左:EO [8]	11
2.18	ミューオン検出器の Large sector(上) と Small sector(下) の $R-z$ 平面断面図 [8]	12
2.19	$x-y$ 平面で見た RPC の配置 [4]	13
2.20	RPC の断面図 [4]	13
2.21	TGC の配置図 [4]	14
2.22	TGC の構造 [4]	14
2.23	TGC のトリプレット構造 (左)・ダブレット構造 (右) [4]	15
2.24	MDT ドリフトチューブの断面図 [4]	15
2.25	MDT の構造 [4]	16
2.26	CSC の配置 [4]	16
2.27	CSC の構造 [4]	16
2.28	MDT の 1 チューブ当たりのヒットレートと efficiency の関係。実線が 1 チューブに対する efficiency で破線がトラックセグメント efficiency である。 [9]	17

2.29	NSW の全体像。Small sector(左) と Large sector(右) の配置 [9]	18
2.30	sTGC の構造 [9]	18
2.31	MM の構造 [9]	19
2.32	MM の 4 層構造。1 層目と 2 層目は互いに平行で半径方向に垂直 (η)、3 層目と 4 層目は $\pm 1.5^\circ$ 傾いている (stereo layer)。 [10]	19
3.1	Run-3 におけるトリガーシステムの概要 [11]	22
3.2	ミューオントリガーシステムの流れ	22
3.3	RPC トリガー	23
3.4	M3TGC と衝突点を結ぶ直線と M1TGC のズレ dR 、 $d\phi$ の概念図 [12]	23
3.5	Coincidence Window(CW) の一例 [13]	24
3.6	バレル領域における MDT ヒットの選択の例 [15]	26
3.7	ドリフト円のフィッティング [15]	26
3.8	L2MuonSA における R_{curv} の定義	27
3.9	L2MuonSA における α の定義	27
3.10	L2MuonSA における β の定義	27
3.11	L2MuonSA における γ の定義	27
3.12	β と p_T の相関関係の例。領域は $2.10 < \eta < 2.15$ 、 $0.164 < \phi < 0.196$ 、 $Q < 0$ である。	28
3.13	3.12 のフィッティング関数。ここで得られた値を LUT に格納する。	28
3.14	L2MuonSA のエンドキャップ領域における ϕ 方向の領域分割。 [14]	29
3.15	L2MuonSA における、 p_T, α 、 p_T, β 、 p_T, TGC の選択条件 [18]	30
3.16	L2MuonSA における、 p_T, α 、 p_T, γ 、 p_T, TGC の選択条件 [18]	30
3.17	本研究での改良前の NSW 部分飛跡と、MDT の部分飛跡の角度再構成精度の比較。表示範囲外のイベントを両端のピンに足し合わせている。	32
3.18	本研究で改良前のアルゴリズムで求めた飛跡に対する角度再構成精度の、パイルアップによる影響。 $ \Delta\theta > 2\text{mrad}$ のイベント数が増加している。	32
3.19	$\Delta\theta$ の定義	32
4.1	sTGC の選択アルゴリズムの概念図 [17]	34
4.2	MM 検出器の XY 平面から見た配置 [18]	35
4.3	MM 検出器の ZR 平面から見た配置 [18]	35
4.4	NSW の overlap 領域の例	37
4.5	sTGC における ϕ の計算	37
4.6	MM における ϕ の計算	38
4.7	U 層における ϕ の射影	38
4.8	評価に用いたシミュレーションサンプルのミューオンの p_T 分布	39
4.9	評価に用いたシミュレーションサンプルのミューオンの η 分布	39
4.10	再構成した NSW の SP の傾きとモンテカルロシミュレーションの truth の値の差。赤点がヒット選択アルゴリズムの改良前、青点が改良後の結果を示す。	39
4.11	MDT 検出器の角度分解能	40
4.12	NSW 検出器の角度分解能	40
5.1	NSW を用いた角度 β の定義	41

5.2	ある領域における β と p_T の相関関係	42
5.3	図 5.2 の赤線で囲った範囲 ($0.06 < 1/p_T < 0.07$) の β 分布。ガウシアンでフィットすることで中心値を得る。	42
5.4	$1/p_T - \beta$ 分布のフィッティング結果	42
5.5	$1/p_T - \beta$ 分布のフィッティング結果	42
5.6	$1.30 < \eta < 1.35$ 、 $Q \times \eta/ \eta < 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。	43
5.7	$1.30 < \eta < 1.35$ 、 $Q \times \eta/ \eta > 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。	44
5.8	Run-2 まで使用していた LUT を用いて $p_{T,\beta}$ が算出される飛跡の分布。	45
5.9	新たに作成した LUT を用いて $p_{T,\beta}$ が算出される飛跡の分布	45
5.10	Run-2 の LUT と新 LUT でそれぞれ算出される $p_{T,\beta}$ の Δp_T	46
5.11	Run-2 の LUT を用いた時の Δp_T の p_T 依存性	46
5.12	新 LUT を用いた時の Δp_T の p_T 依存性	46
5.13	Run-2 の LUT を用いた時の各 p_T 領域における Δp_T	47
5.14	新 LUT を用いた時の各 p_T 領域における Δp_T	48
5.15	Run-2 の LUT と新 LUT を用いた時の各 p_T 領域における Δp_T の σ	49
5.16	$p_{T,\alpha}$ と新 LUT でそれぞれ算出される $p_{T,\beta}$ の Δp_T	50
5.17	各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\alpha}$	51
5.18	各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\beta}$	52
5.19	各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\alpha,\beta}$ の σ	53
6.1	パイラアップがあることによる角度分解能への影響	56
6.2	パイラアップを含めた場合と含めない場合における $p_{T,\beta}$ の Δp_T	57
6.3	パイラアップを含めた場合と含めない場合の各 p_T 領域における Δp_T の σ	57
6.4	パイラアップ環境下における $\Delta p_{T,\beta,\alpha}$	57
6.5	パイラアップ環境下における各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\beta,\alpha}$ の σ	57
6.6	パイラアップを含めたサンプルのイベントディスプレイ。黒点が NSW の SP 再構成に用いられた sTGC のヒットで赤点が MM のヒットを表している。また十字は使われていないヒットを示す。	58
6.7	再構成法の概念図	59
6.8	重みづけ再構成法の概念図	59
6.9	加重平均法の概念図	59
6.10	sTGC 検出器における ΔR	60
6.11	MM 検出器における ΔR	60
6.12	sTGC 検出器における ΔR の η 依存性	60
6.13	MM 検出器における ΔR の η 依存性	60
6.14	sTGC 検出器における各 η 領域の ΔR 分布	61
6.15	MM 検出器における各 η 領域の ΔR 分布	62
6.16	sTGC,MM における η 毎の ΔR の標準偏差 $\sigma[\text{mm}]$ 。青点が sTGC で、赤点が MM を表す。	63
6.17	sTGC 検出器における $\Delta\theta$ の η 依存性	64
6.18	MM 検出器における $\Delta\theta$ の η 依存性	64
6.19	sTGC 検出器における各 η 領域の $\Delta\theta$ 分布	65

6.20	MM 検出器における各 η 領域の $\Delta\theta$ 分布	66
6.21	sTGC,MM における η 毎の $\Delta\theta$ の標準偏差 σ [mm]。青点が sTGC で、赤点が MM を表す。	67
6.22	各アルゴリズムで計算した NSW の SP の角度 θ とモンテカルロシミュレーションで得られた truth 値との差分 $\Delta\theta$ [mrad]。青点が従来アルゴリズムである再構成法で、グレーの点が重みづけ再構成法、黒点が加重平均法による角度分解能を示す。	68
6.23	再構成法で計算した NSW の SP の角度精度の η 依存性。	69
6.24	重みづけ再構成法で計算した NSW の SP の角度精度の η 依存性。	69
6.25	加重平均法で計算した NSW の SP の角度精度の η 依存性。	69
6.26	各アルゴリズムで算出された $p_{T,\beta}$ の Δp_T 。青点が従来アルゴリズムである再構成法で、グレーの点が重みづけ再構成法、黒点が加重平均法による p_T 分解能を示す。	70
6.27	各 p_T 領域における各アルゴリズムの Δp_T の σ	70
6.28	各 η 領域における各アルゴリズムの Δp_T の σ	70
6.29	重みづけ再構成法を用いて算出された $p_{T,\beta}$ と EI を用いない $p_{T,\alpha}$ の分解能	71
6.30	各 p_T 領域における重みづけ再構成法の $\Delta p_{T,\beta}$ との $\Delta p_{T,\alpha}$ の σ	71
6.31	Run-2 と Run-3 における $p_{T,MuonSA}$ の Δp_T	72
6.32	各 p_T 領域における $\Delta p_{T,MuonSA}$ の σ	72
6.33	NSW($1.3 < \eta < 2.5$) に打ち込んだミューオンに対する MuonSA の効率。青点が Run-3(NSW) で、赤点が Run-2(MDT) を表す。	73
A.1	$1.50 < \eta < 1.55$ 、 $Q \times \eta/ \eta < 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。	77
A.2	$1.50 < \eta < 1.55$ 、 $Q \times \eta/ \eta > 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。	78

表目次

2.1	これまでのミュオン検出器における各飛跡検出器の領域と分解能 [4]	11
2.2	ミュオン検出器の各ステーションに配置されているチェンバーの種類 [4]	12
3.1	各チェンバーにおけるロード幅の設定値。エンドキャップ領域の Inner では、Inner TGC がフィットに成功した場合は 100mm、失敗した場合は 200mm を用いる。	25
4.1	改良前と後の全イベント数に対するテールイベントの割合	40
6.1	sTGC と MM の η 毎の ΔR の標準偏差 $s[\text{mm}]$	60
6.2	sTGC と MM の η 毎の $\Delta\theta$ の標準偏差 $s[\text{mrad}]$	64
6.3	各アルゴリズムにおけるテールイベントの割合	68

第 1 章

序章

素粒子とは、物質を構成する最小単位の粒子のことである。素粒子間の相互作用を重力を除いて記述する理論体系のことを標準模型と呼ぶ。標準模型は、宇宙における物質を構成する 12 種類のフェルミオンと相互作用を媒介する 4 種類のゲージボソン、これら粒子に質量を与えるヒッグス粒子 (スカラーボソン) の計 17 種類の素粒子で記述される (図 1.1)。

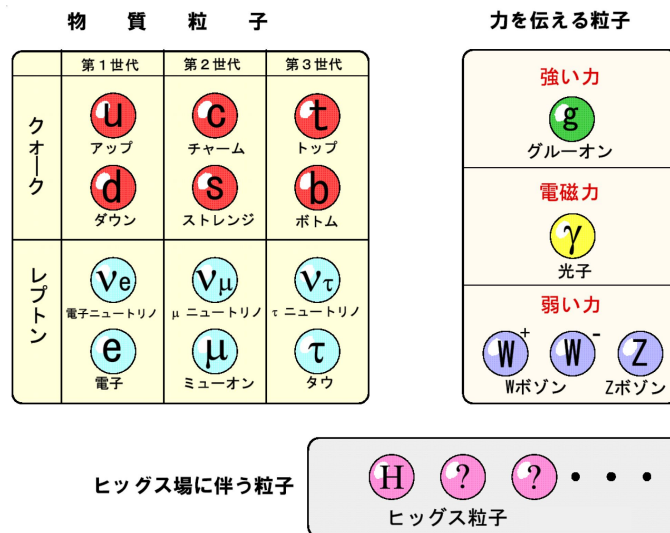


図 1.1 標準模型における素粒子 [1]

標準模型はこれまでの実験結果のほとんどを精度よく記述した理論ではあるが、重力相互作用の未記述、ダークマターの存在、ヒッグスの階層性問題、CP 対称性の破れ等、説明できない現象も残されている。これらの現象を説明するためには、標準模型を超えた新たな理論が必要であり、新物理の手がかりを得るために世界中で様々な実験が行われている。

この実験の一つとして、粒子を高いエネルギーまで加速して衝突させる実験がある。LHC は陽子を加速し衝突させる世界最大の加速器で、スイス・ジュネーブ郊外にフランスとの国境をまたいで設置されている。ATLAS 実験は LHC の衝突点の一つに設置された検出器を用いて、これまで他の実験では到達できていないエネルギー領域における新粒子の探索や標準模型の精密測定などを行う実験である。

第2章

LHC-ATLAS 実験

2.1 LHC 加速器

LHC(Large Hadron Collider) はスイス・ジュネーブにある CERN(欧州原子核研究機構) の地下に設置された周長 26.66km の陽子-陽子衝突型加速器である。LHC 加速器の全体図を図 2.1 に示す。バンチと呼ばれる陽子の集団を 2 本のリングで互いに逆向きに加速し、超伝導磁石によって加速リング内にかけてられた最大約 8.33T の磁場により陽子は曲げられ加速リング内を周回する。バンチの衝突は 25ns 間隔と非常に高い頻度で発生している。

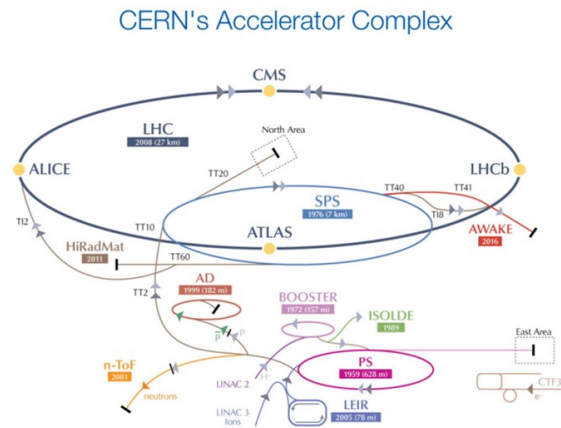


図 2.1 LHC 加速器の全体図。[2]

LHC には 4 つの衝突点があり、それぞれに異なる検出器を設置し測定を行っている。それぞれの検出器の概略を以下に示す。

- **ATLAS (A Troidal Lhc ApparatuS)**
標準模型の精密な検証や新物理の探索を目的とした汎用検出器。詳細は 2.2 章で述べる。
- **CMS (Compact Muon Solenoid)**
ATLAS と同様に幅広い物理を目的とした汎用検出器。ATLAS 検出器に比べサイズが小さいが、より強い磁場を持つソレノイド磁石を用いることで粒子の運動量を測定している。
- **LHCb (Large Hadron Collider beauty)**
ビーム軸付近に特化した検出器で、主に b, c クォークに関連した新物理の探索を目的としている。
- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)**
主に重イオン衝突を研究の対象としている。例えば、衝突で生成されるとされるクォーク・グルーオンプラズマの解明を目的としている。

LHC はこれまで 2010 年から 2012 年に Run-1、その後 2 年間のアップグレード期間を経て 2015 年から 2018 年に Run-2 と運転を行ってきた。そして 3 年間のアップグレード期間を経て 2022 年から 3 年間、Run-3 として稼働が始まる。Run-2 までの積算ミノシティは約 150fb^{-1} であったが、Run-3 では約 350fb^{-1} のデータ取得を目標にしている。更に Run-3 後は約 2 年間の運転停止期間を挟み High Luminosity LHC(HL-LHC) の運転が予定されている。ここでは、約 3500fb^{-1} のデータ取得を予定している (図 2.2)。



図 2.2 LHC 加速器の運用スケジュール。2022 年からおよそ 3 年間、Run-3 が稼働し、その後約 2 年間のシャットダウン期間に加速器、検出器ともにアップグレードを行い、HL-LHC の運転を開始する。[3]

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は図 2.3 のように、全長 44m、直径 25m、重さ 7000 トンの巨大な円筒形の汎用型検出器で、標準理論の精密測定から超対称性粒子やダークマターの候補となる素粒子の探索など、幅広い物理を研究対象としている。この検出器は衝突点を中心に内側から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器で構成されており、衝突によって現れる終状態の粒子のエネルギー、運動量を測定し、識別を行う。

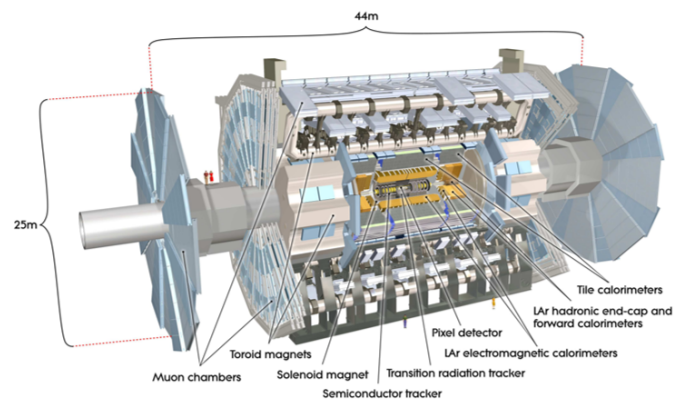


図 2.3 ATLAS 検出器の全体図。[4]

2.2.1 ATLAS 座標系

検出器の座標系を図 2.4 に示す。ATLAS 実験では、LHC の中心方向を x 軸、ATLAS 検出器の天頂方向を y 軸、 x 軸と y 軸に対して右手系をなすように z 軸 (ビーム軸方向)、とする直交座標系を用いている。 $z > 0$ の領域を「A-side」、 $z < 0$ の領域を「C-side」と呼んでいる。また、図のように円筒座標系 (R, θ, ϕ) を使用し、角度 θ, ϕ と θ から得られる擬ラピディティ $\eta = -\log(\tan(\frac{\theta}{2}))$ を用いて衝突点からの粒子の放出方向を表す。 $|\eta| < 1.05$ を「バレル領域」、 $|\eta| > 1.05$ を「エンドキャップ領域」と呼ぶ。

ビーム軸方向に対して垂直方向の運動量を $p_T = |\mathbf{p}| \sin \theta$ 、エネルギーを $E_T = E \sin \theta$ と定義する。LHC で衝突させる陽子はクォークやグルーオンからできる複合粒子であり、衝突の際に陽子の一部が散乱する。そのため、ビーム軸方向の運動量、エネルギー保存を用いることができない。ビーム垂直方向のエネルギー和は 0 であるため、エネルギー保存則から衝突後に生成された全粒子の p_T のベクトル和は理想的には 0 になる。しかし実際には、検出器の隙間を通り抜ける粒子やニュートリノ等の ATLAS 検出器では観測できない粒子が存在するため、検出した粒子の p_T のベクトル和は 0 にならない。この測定できない粒子が持ち去ったエネルギーを E_T^{miss} と呼ぶ。

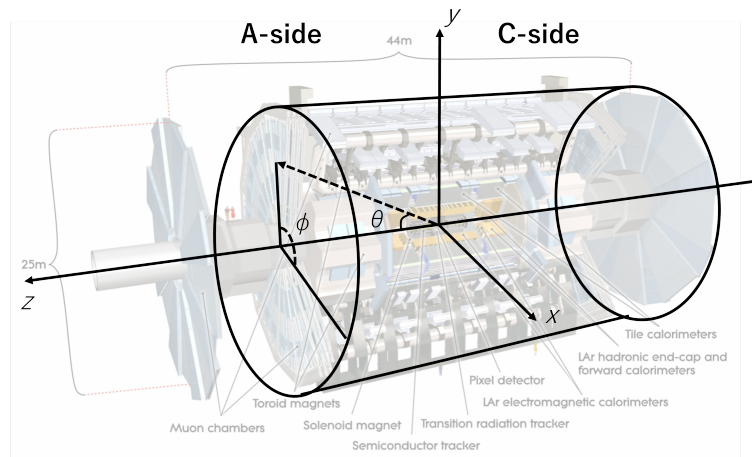


図 2.4 ATLAS 検出器の座標系

2.2.2 粒子識別と再構成

生成粒子の識別・再構成は複数の検出器を組み合わせることで行う。ATLAS 検出器では粒子の 4 元運動量、もしくはエネルギー、運動量の大きさ、向きを測定する。検出器の情報から直接再構成するのは電子、光子、ハドロン、ミュオンであり、そのほかの粒子は崩壊後の終状態で測定される粒子から再構成する。

電子は荷電粒子であるため内部飛跡検出器に飛跡を残し、電磁カロリメータ内で電磁シャワーを起こしエネルギーを落とす。光子も電子と同様に電磁カロリメータ内で電磁シャワーを起こしエネルギーを落とすが、電荷を持たないため対生成を物質と起こす以外で内部飛跡検出器に飛跡を残さない。これらの情報で電子と光子の識別、再構成を行う。ハドロンはハドロンカロリメータ内で強い相互作用によりシャワーが生じエネルギーを落とす。中性ハドロンの場合はハドロンカロリメータでのエネルギーを用いて再構成を行う。荷電ハドロンの場合はハドロンカロリメータでのエネルギーに加え、内部飛跡検出器の情報も用いることができる。ミュオンは電子に比べ約 200 倍の質量を持つため制動放射が起こりにくく、強い相互作用も起こさないため、エネルギーを落とさず透過力が高い。また寿命も $2.2\mu\text{s}$ と ATLAS 検出器を通過するのに十分長いため、ATLAS 検出器の最外層に設置されたミュオン検出器まで到達した粒子の大多数はミュオンである。内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオン検

出器の情報を組み合わせて、ミューオンの再構成を行う。ニュートリノなどの検出器にも情報を残さないため、横方向の消失エネルギー E_T^{miss} として識別する。ATLAS 検出器における粒子識別の概念図を図 2.5 に示す。

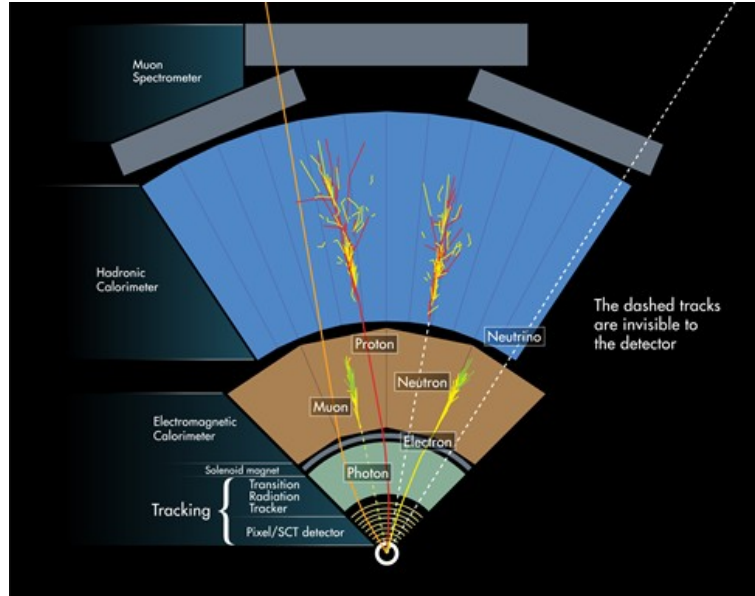


図 2.5 ATLAS 検出器における粒子識別の概念図 [5]

2.2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は ATLAS 検出器の最も内側の層に位置し、 $|\eta| < 2.5$ の荷電粒子の飛跡を再構成する。この位置には z 軸に平行なソレノイド磁石によって 2T の磁場がかけられており、荷電粒子は ϕ 方向に曲がりながら通過する。飛跡を再構成し、曲がりを検出することで通過した荷電粒子の横方向運動量 p_T を測定する。内部飛跡検出器は内側から Pixel 検出器、SCT(Semiconductor Tracker)、TRT(Transition Radiation Tracker) といった 3 つの検出器で構成され、全体の大きさは長さ約 5.3m、半径約 1.1m である。内部飛跡検出器の構造を図 2.6 と図 2.7 に示す。

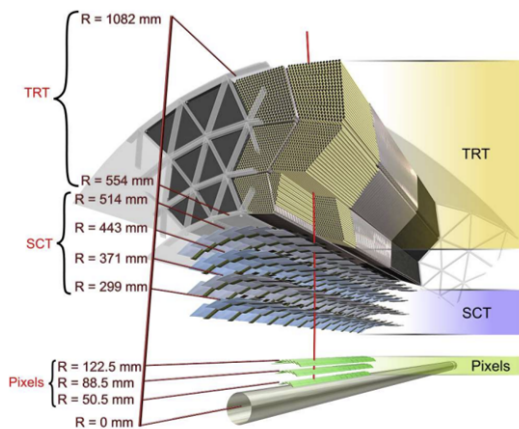


図 2.6 バレル領域における内部飛跡検出器の構造 [4]

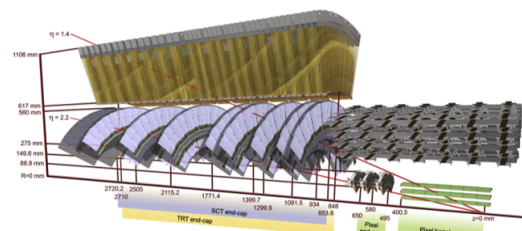


図 2.7 エンドキャップ部における内部飛跡検出器の構造 [4]

Pixel 検出器

Pixel 検出器はバレル領域で同心円状に 3 層、エンドキャップ領域で A-side、C-side それぞれディスク状に 3 層設置されている。1 つの pixel サイズは $50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ であり、 $R\phi$ 方向および z 方向に並べて設置している。pixel 検出器の位置分解能は $R\phi$ 方向に $10\ \mu\text{m}$ 、 z 方向に $115\ \mu\text{m}$ である。

また Run-2 からビームパイプとピクセル検出器の間に IBL(Insertable B Layer) が設置された。図 2.8 のように、ビームパイプから非常に近い位置に配置されており、この検出器により Impact Parameter の測定精度が向上した。

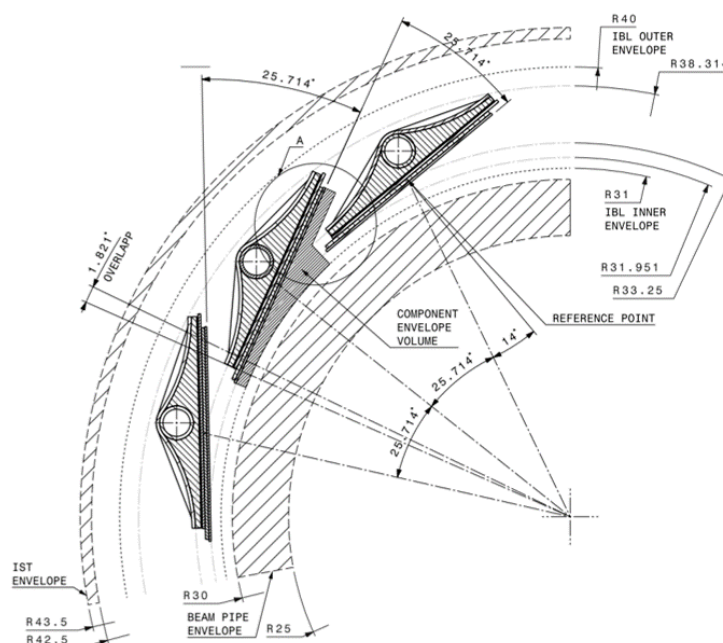


図 2.8 IBL Layout: $r\phi$ view[6]

SCT

SCT はバレル領域で同心円状に 4 層、エンドキャップ領域で A-side、C-side それぞれディスク状に 9 層設置されている。それぞれの層は 2 枚構造になっており各層はストリップ構造で、それぞれのピッチ幅は $80\ \mu\text{m}$ である。バレル領域では 1 枚をストリップが z 軸に平行になるように、もう 1 枚をそれと $40\ \text{mrad}$ ずらした形で、エンドキャップ領域では 1 枚はストリップが半径方向になるように、もう 1 枚をそれと $40\ \text{mrad}$ ずらした形で配置されている。このステレオ構造によりストリップと平行方向にも位置分解能がある。SCT の位置分解能はバレル領域では ϕ 方向に $17\ \mu\text{m}$ 、 z 方向に $580\ \mu\text{m}$ 、エンドキャップ領域では ϕ 方向に $17\ \mu\text{m}$ 、 R 方向に $580\ \mu\text{m}$ である。

TRT

TRT はドリフトチューブを積み重ねるように構成されており、 $|\eta| < 2.0$ の領域を覆っている。バレル領域では長さ $144\ \text{cm}$ のチューブをビーム軸方向と平行に、エンドキャップ領域では長さ $37\ \text{cm}$ のチューブを放射状に配置している。TRT の位置分解能は $R-\phi$ 方向に $130\ \mu\text{m}$ である。また同時に、荷電粒子が誘電率の異なる物質へ入射する際に光子を放出する「遷移放射」を用いて電子の識別も行う。遷移放射で放出される光子のエネルギーは粒子のローレンツ因子 γ に比例するため、これを利用することで入射した荷電粒子が電子かどうか識別している。

2.2.4 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側に位置し、電子、光子、ハドロンエネルギーを測定する。内側から電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータの 2 つの検出器で構成されている。カロリメータに入射した電子、光子、ハドロンはシャワーを起こしながら徐々にエネルギーを落とす。高いエネルギー分解能を実現するためには、出来る限りエネルギーを吸収してカロリメータ内で静止させる必要があり、カロリメータには十分な厚さが求められる。またこの十分な厚さを持つことで、カロリメータを通過するミュオン以外の粒子の数が減少し、ミュオンの識別精度が向上する。図 2.9 にカロリメータの全体図を示す。

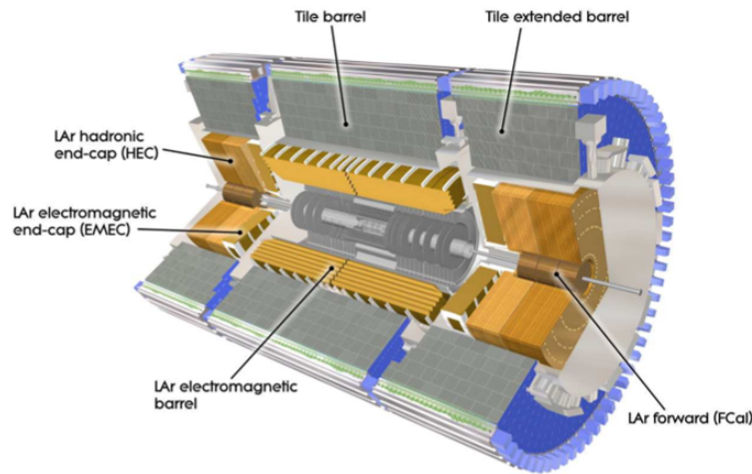


図 2.9 カロリメータの全体図 [4]

電磁カロリメータ

電磁カロリメータでは主に電子と光子といった電磁相互作用をする粒子のエネルギー測定を行う。電磁カロリメータは鉛の吸収体と強い放射線耐性を持つ液体アルゴンをアコーディオン状に組み合わせた構造である(図 2.10)。このような形状により ϕ 方向を割れ目なく覆い、不感領域をなくしている。また液体アルゴンは価格が比較的安価で、かつ循環可能な検出器であるため長期間高い純度を保ったまま動作できる。 $|\eta| < 1.5$ の領域がバレル領域、 $1.4 < |\eta| < 3.2$ の領域がエンドキャップ領域になっており、それぞれの厚さはバレル領域で放射長の 22 倍以上、エンドキャップ領域で放射長の 24 倍以上である。

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータではハドロンのような強い相互作用をする粒子のエネルギー測定を行う。 $|\eta| < 1.7$ のバレル領域では鉄(吸収体)とシンチレータを交互に重ねた構造の Tile カロリメータ(図 2.11)を使用している。シンチレーション光を波長変換ファイバーで集め、光電子増倍管で読み出しを行っている。原子核相互作用長を λ とすると、 $|\eta| = 0$ において 9.7λ の厚さを持つ。 $1.5 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ領域(図 2.12)では Hadronic Endcap Calorimeters(HEC) が設置されており、電磁カロリメータと同じ液体アルゴンと銅が用いられている。またさらにビーム軸に近い $3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域には Forward Calorimeters(FCal) が設置されており、液体アルゴンをを用いている。エンドキャップ領域とフォワード領域では放射線が非常に強い環境のため、強い放射線耐性を持つ液体アルゴンを採用している。

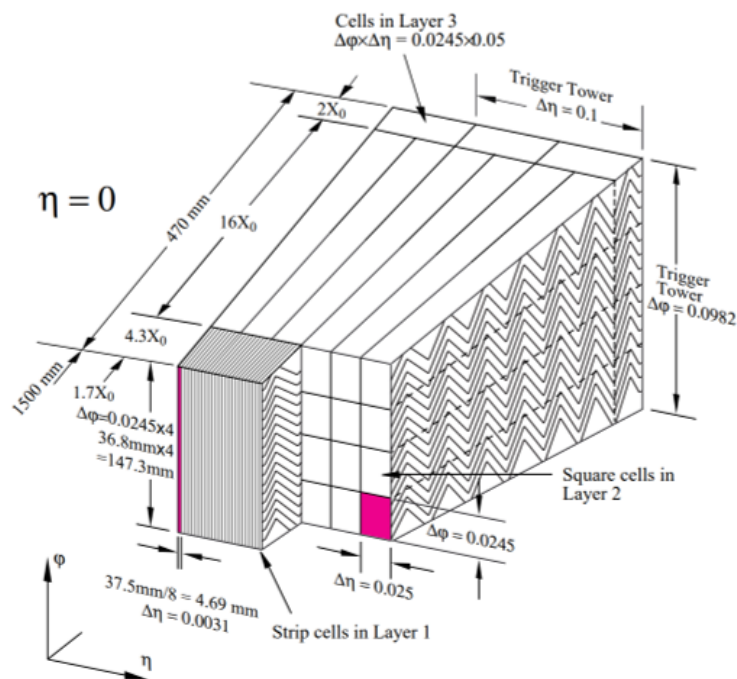


図 2.10 電磁カロリメータの形状 [4]

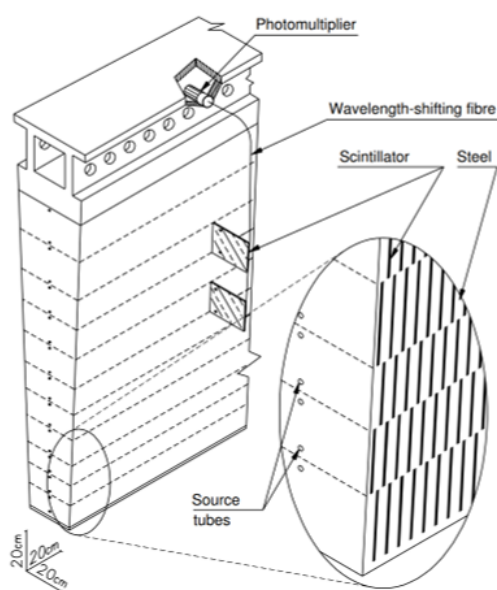


図 2.11 Tile カロリメータの構造 [4]

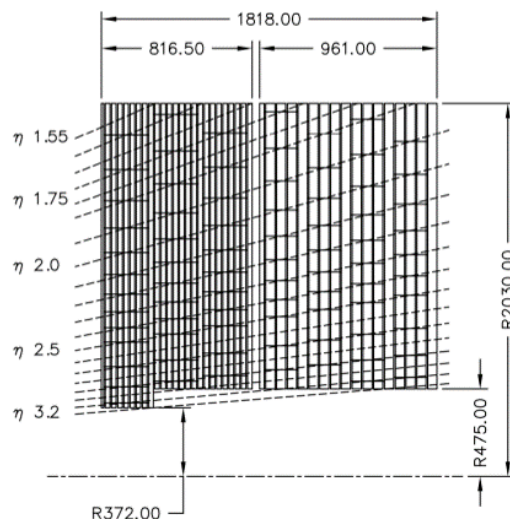


図 2.12 エンドキャップ部におけるハドロンカロリメータの構造 [4]

2.2.5 超伝導マグネット

ATLAS 検出器では磁場をかけることにより、荷電粒子の飛跡を曲げ、その曲率を測定することで横方向運動量を計算している。そのための磁石として衝突点付近のソレノイド磁石と外側のトロイド磁石の 2 種類の超伝導磁石を設置している。図 2.13 に ATLAS 検出器における超伝導マグネットの構造を示す。

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ており、内径 2.46m、外径 2.56m、z 軸方向の長さ 5.8m の円筒形をしている。前述の通り内部に 2T の磁場をかけており、内部飛跡検出器中で荷電粒子の飛跡を ϕ 方向に曲げ、横方向運動量を測定する。

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ており、1つのバレルトロイドと A-side、C-side にある2つのエンドキャップトロイドで構成されている。どちらも ϕ 方向に 8 回対称で設置されており、同心円状磁場を形成している。バレルトロイドは内径 9.4m、外径 20.1m、z 軸方向の長さ 25.3m で、0.5T の磁場を発生させている。またエンドキャップトロイドは内径 1.65m、外径 10.7m、z 軸方向の長さ 5.0m で、1T の磁場を発生させている。

トロイド磁石による磁場と η の関係を図 2.14 に示す。バレル領域とエンドキャップ領域の継ぎ目は積分磁場が負になる箇所もあり、磁場が非常に複雑な領域である。

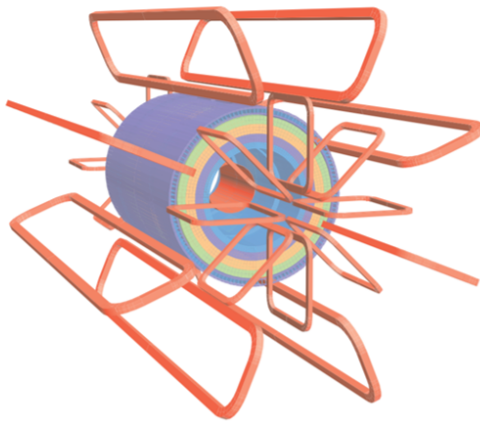


図 2.13 ATLAS 検出器における超伝導磁石の構成 [4]

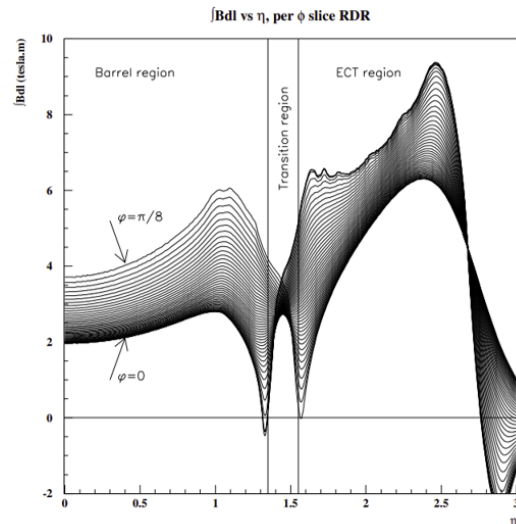


図 2.14 η とトロイド磁場積分強度の関係 [7]

2.2.6 ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の一番外側に設置されており、カロリメータから出た荷電粒子の位置や横方向運動量を測定する。トロイド磁石によってミューオン検出器内にかけてられた磁場により曲げられた荷電粒子の曲率を測定することで横方向運動量を計算する。これまでミューオン検出器は主に 4 つの飛跡検出器で構成されてきた。MDT(Monitored Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) は位置分解能が高いため、精密測定用として、TGC(Thin Gap Chamber)、RPC(Resistive Plate Chamber) は位置分解能は前者程高くないが応答が早いと主にトリガー用として使われる。各検出器の設置領域と分解能について表 2.1 に示す。この節ではこの 4 つの検出器について説明する。また今回のアップグレードにおいて CSC が撤去され、新たに検出器が導入されるが、それについては後述する。

ミューオン検出器では各検出器を層状にまとめ、これをステーションと呼んでいる。ステーションは主に 3 層あり、それぞれインナー、ミドル、アウトーステーションと呼ぶ。バレル領域ではビーム軸周りに半径約 5m、7.5m、10m に同心円状にステーションを並べ円筒状の検出器を構成する。バレル領域の $R - \phi$ 平面断面図を図 2.15 に示

検出器	領域	チェンバー数	z/R 分解能	ϕ 分解能	時間分解能
MDT	$ \eta < 2.7$	1088	$35\mu m(z)$	-	-
CSC	$2.0 < \eta < 2.7$	32	$40\mu m(R)$	5mm	7ns
RPC	$ \eta < 1.05$	544	$10mm(z)$	10mm	1.5ns
TGC	$1.05 < \eta < 2.7$	3588	$2-6mm(R)$	3-7mm	4ns

表 2.1 これまでのミュオン検出器における各飛跡検出器の領域と分解能 [4]

す。エンドキャップ領域では $|z|$ が約 7.4m、14m、21.5m の位置に z 軸に垂直にステーションを配置し、大きなホイールを形成している。他にも EE(Endcap Extra)、BEE(Barrel Endcap Extra) と呼ばれるステーションがあり、インナー、ミドル、アウターでの測定を補っている。エンドキャップ領域における各ステーションの $R-\phi$ 断面図を図 2.16 と図 2.17 に示す。また各ステーションに配置されている検出器を表 2.2 にまとめた。

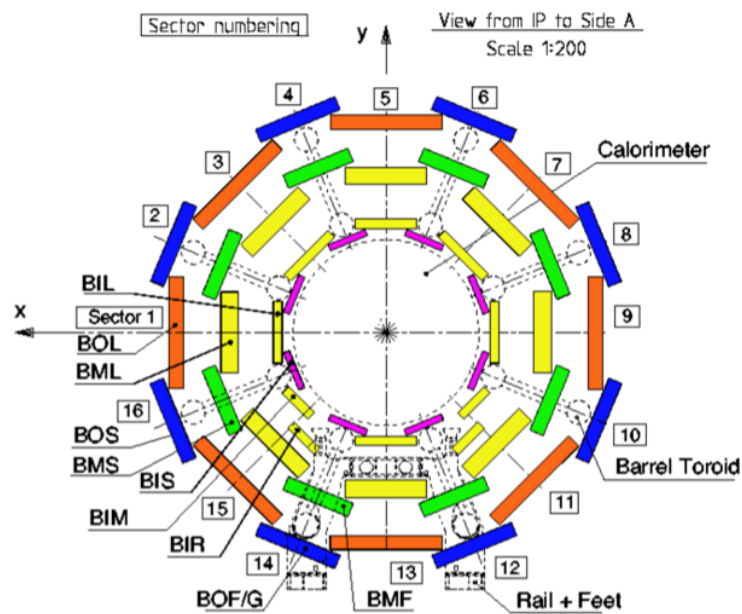


図 2.15 ミュオン検出器のバレル領域の $R-\phi$ 平面断面図 [4]

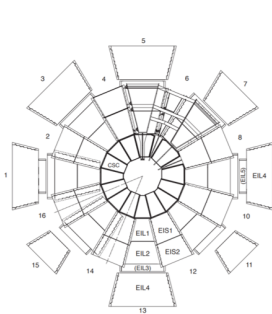


図 2.16 ミュオン検出器のエンドキャップ領域の $R-\phi$ 平面断面図。右:EI、左:EE [8]

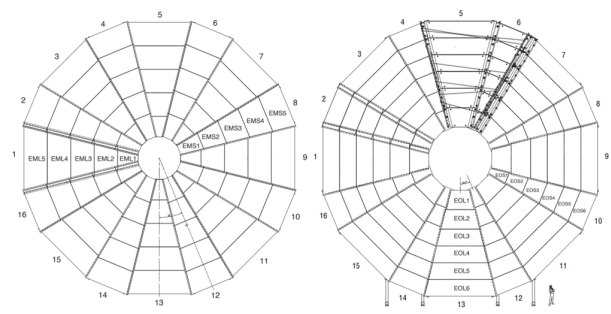


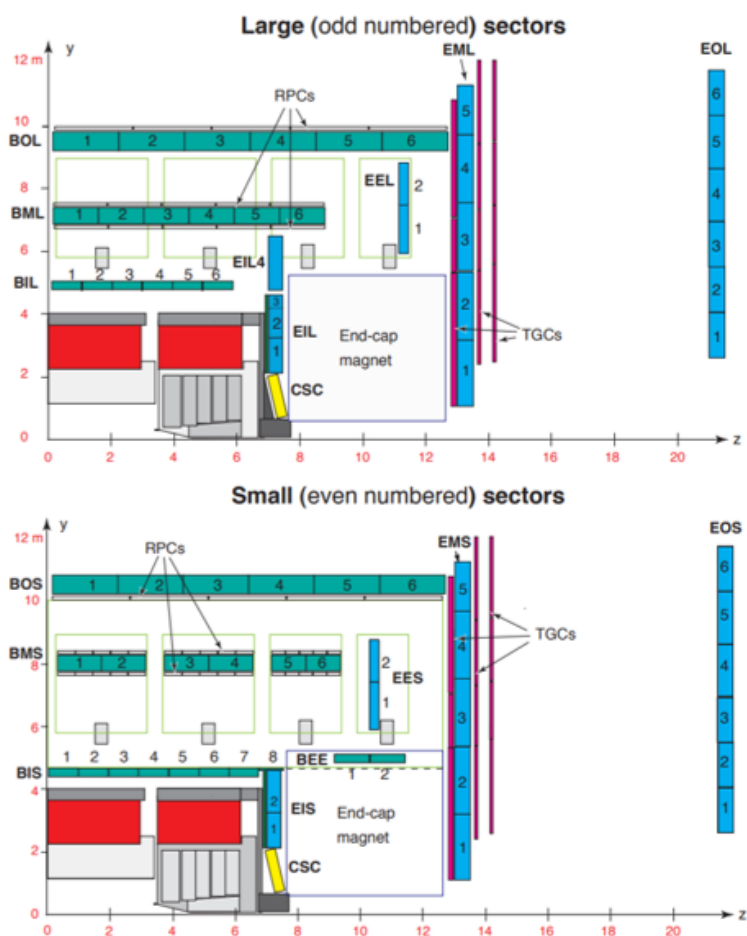
図 2.17 ミュオン検出器のエンドキャップ領域の $R-\phi$ 平面断面図。右:EM、左:EO [8]

図 2.15～図 2.17 にも示されているように、ミュオン検出器は ϕ 方向に大きさの違う 2 つのセクターを持ち、

領域	ステーション	略称	チェンバーの種類	測定方向
バレル領域	インナー	BI	MDT	z
	ミドル	BM	MDT, RPC	z, ϕ
	アウター	BO	MDT, RPC	z, ϕ
	Barrel Endcap Extra	BEE	MDT	z
エンドキャップ領域	インナー	EI	MDT, CSC, TGC	r, ϕ
	ミドル	EM	MDT, TGC	r, ϕ
	アウター	EO	MDT	r
	Endcap Extra	EE	MDT	r

表 2.2 ミューオン検出器の各ステーションに配置されているチェンバーの種類 [4]

それぞれ Large sector と Small sector と呼んでいる。Large sector と Small sector を互い違いに 8 つずつ配置し、不感領域であるギャップを無くすため ϕ 方向に重ねている。ミューオン検出器の Large sector、Small sector の $R-z$ 平面断面図を図 2.18 に表す。

図 2.18 ミューオン検出器の Large sector(上) と Small sector(下) の $R-z$ 平面断面図 [8]

RPC(Resistive Plate Chamber)

RPC はバレル領域に設置されており、主にトリガー用の飛跡検出器である。図 2.19 のように RPC は MDT ミドルステーションを挟むように 2 枚、MDT アウターステーションに接するように 1 枚、計 3 枚設置されている。1 枚の RPC は直交した η -strip と ϕ -strip により二次元読み出しを行う。MDT では ϕ 方向の測定ができないため、RPC で測定された ϕ 情報を用いる。RPC の断面図を 2.20 に示す。2mm の $C_2H_2F_4$ /Iso - C_4H_{10} /SF₆(94.7/5/0.3) が封入されたガスキャップを挟んで 2 枚の高抵抗率を持つ板があり、そこに約 4.9kV/mm の電圧がかかっている。ミュオンが通過するとガスの分子が電離し、電子雪崩が形成される。これらを抵抗板の外側に取り付けられたストリップで読みだすことで測定を行う。

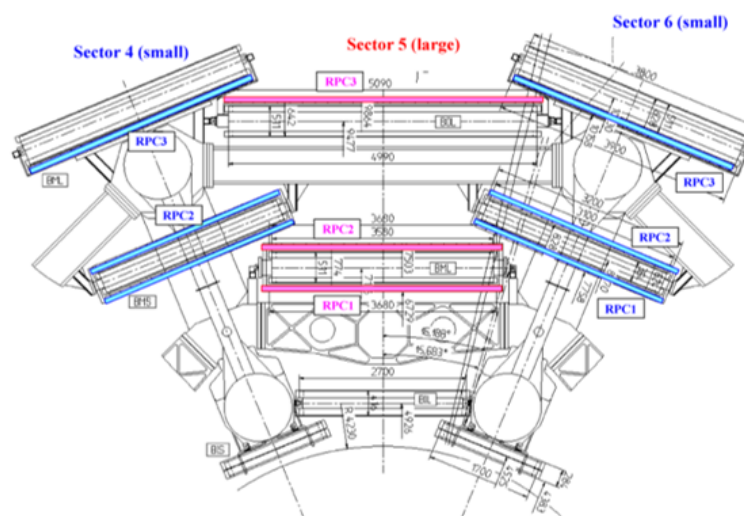


図 2.19 $x - y$ 平面で見た RPC の配置 [4]

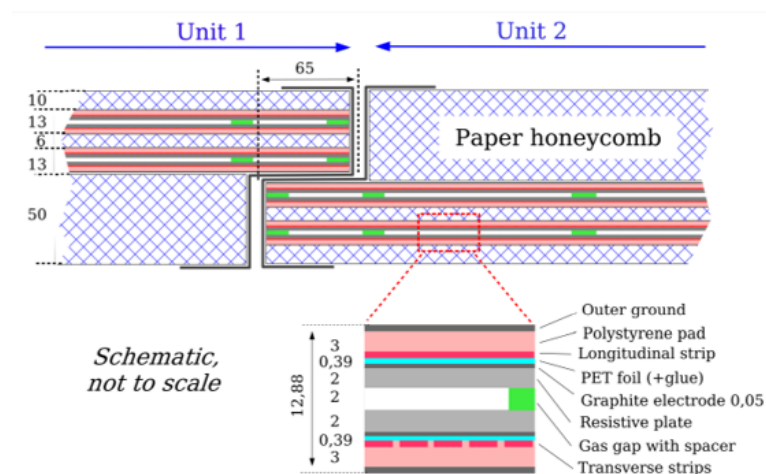


図 2.20 RPC の断面図 [4]

TGC(Thin Gap Chamber)

TGC はエンドキャップ領域に設置されており、主にトリガー用の飛跡検出器である。TGC は図 2.21 の様にして、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 (M1,M2,M3) 設置されている。インナーステーションは $|\eta|$ が小さい位置に設置されている EI チェンバーと大きい位置にある FI チェンバーの 2 つのチェンバーから構成される。TGC の構造を図 2.22 に示す。TGC は MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) で、ワイヤー間隔は 1.8mm、 CO_2 と $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$ で満たされたガスギャップは 2.2mm である。ワイヤーで R 方向を、ストリップで ϕ 方向を測定している。バレル領域と同様に MDT は ϕ 方向の測定ができないため、TGC で測定された ϕ 情報を用いる。

また TGC は 3 層のガスギャップを持つトリプレット構造と 2 層のガスギャップを持つダブルット構造がある (図 2.23)。M1 はトリプレット構造で、他は全てダブルット構造をしている。

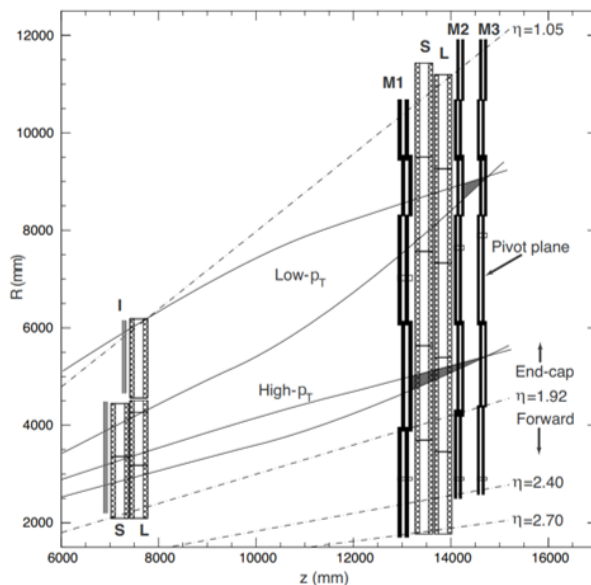


図 2.21 TGC の配置図 [4]

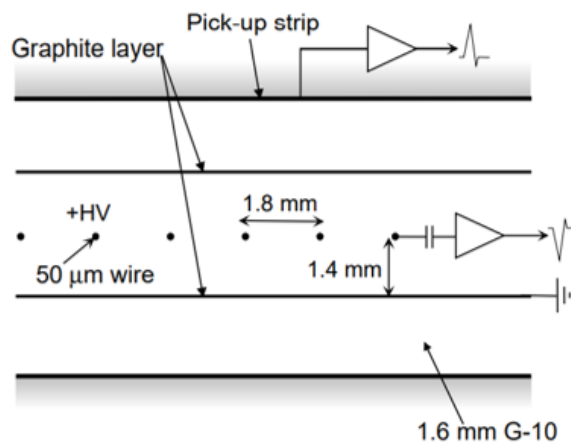


図 2.22 TGC の構造 [4]

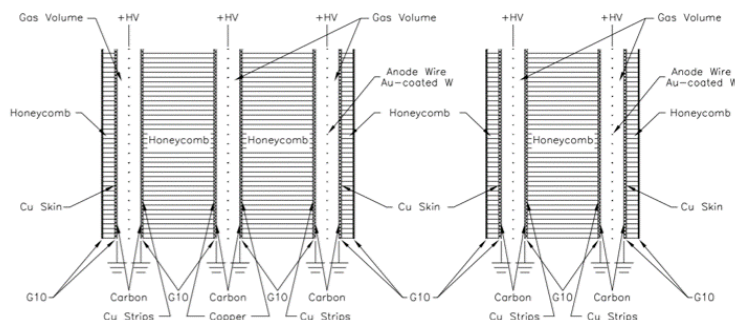


図 2.23 TGC のトリプレット構造 (左)・ダブルット構造 (右) [4]

MDT(Monitored Drift Tube)

MDT はミューオン検出器を幅広く覆っており、位置分解能が高いため精密測定用の飛跡検出器である。MDT は Ar/CO₂(93/7) で満たされた直径 29.970mm のドリフトチューブ (図 2.24) で構成され、荷電粒子が通過することで電離した電子がチューブの中心にある 3080V の電圧がかかった直径 50 μ m のタングステン・レニウムワイヤーに集められる。電子の最大ドリフト時間は約 700ns である。

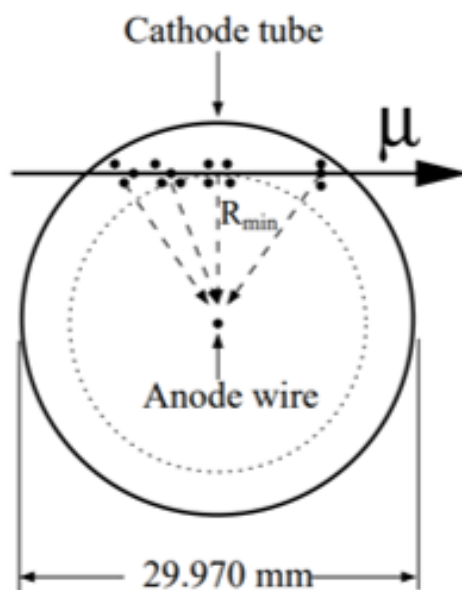


図 2.24 MDT ドリフトチューブの断面図 [4]

MDT はバレル領域で長方形、エンドキャップ領域で台形であり、ドリフトチューブは ϕ 方向に沿って並べられている。そのため MDT はバレル領域では z 方向、エンドキャップ領域では R 方向のみ測定できる。基本的に MDT はドリフトチューブ 4 レイヤーまたは 3 レイヤーを 2 層重ねた構造となっている (図 2.25)。BI、EI チェンバーは主に 2×4 の 8 レイヤーであり、BM、BO、EM、EO チェンバーは 2×3 の 6 レイヤーで構成している。また BEE チェンバーは Small 領域のみに設置されており、4 レイヤーの単層構造で、EE チェンバーは 3 レイヤーの 2 層構造をしている。

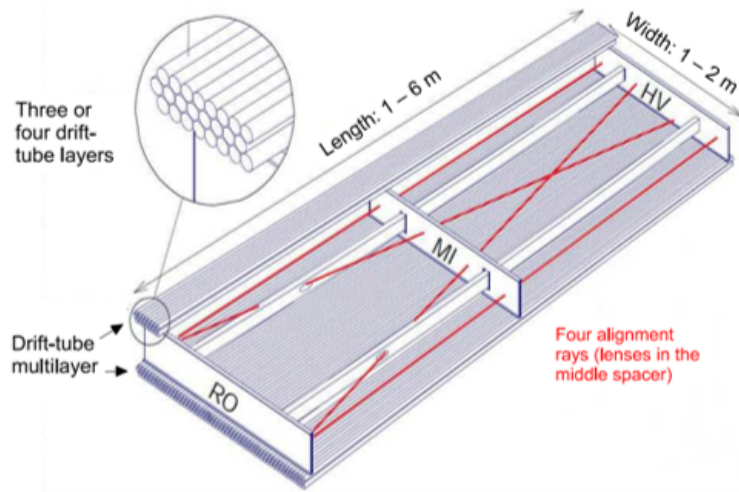


図 2.25 MDT の構造 [4]

CSC(Cathode Strip Chamber)

CSC は Run-2 まで $2.0 < |\eta| < 2.7$ の Forward 領域に設置されていた。A-side、C-side に 16 チェンバーずつ (図 2.26)、合計 32 個のチェンバーで構成されている。この領域ではミュオンのレートが非常に高く、MDT が安定に動作する範囲 (約 150 Hz/cm^2) を超えるため、CSC を用いて測定を行ってきた。CSC が安定に動作する上限は約 1000 Hz/cm^2 で、 $\eta = |2.7|$ の領域に関しても十分な耐性を持つ。CSC は R 方向に沿って並べられたワイヤーとそれに垂直および平行に並べられたストリップから構成されている。1つの CSC は η と ϕ を測定でき、4 枚重ねて 1つのチェンバーを形成している。電子のドリフト時間は 40ns 未満で、1層あたり約 7ns の時間分解能を持つ。CSC の各層の構造を図 2.27 に示す。

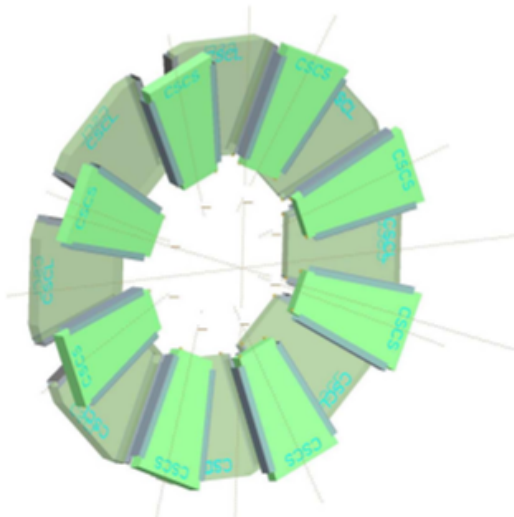


図 2.26 CSC の配置 [4]

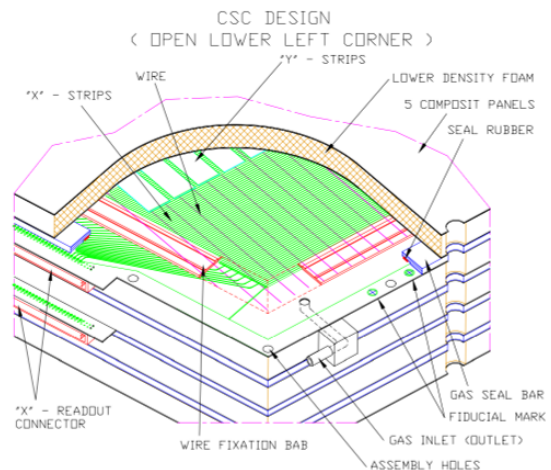


図 2.27 CSC の構造 [4]

2.3 ATLAS 検出器アップグレード

2.1 章で述べたように、今後さらに統計量を増やし標準理論の精密測定や新物理事象の探索を行うため、LHC は 2019 年から 2021 年にかけてアップグレード (Phase-I) を行ってきた。Run-3 の間に瞬間最高ルミノシティは $2-3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達する予定である。2025 年には更なるアップグレード (Phase-II) が予定されており、瞬間最高ルミノシティは $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を実現し、ATLAS では 5-10 年かけて 3500fb^{-1} のデータを取得する予定である。

この LHC アップグレードに対応するため、ATLAS 検出器でも様々なアップグレードが行われている。その一つとして 2021 年に、MDT と TGC で構成される現行の SW (Small Wheel) を取り外し、新しい検出器 NSW (New Small Wheel) を設置した。LHC のルミノシティ増加に伴い、物理事象のデータをより多く得ることができる一方で、パイルアップや背景事象の増加に伴い検出器へのヒットレートも増加する。図 2.28 にヒットレートと MDT の Efficiency の関係を示した。現行の SW での MDT では増加したヒットレートに耐えることができず、トラッキング性能が低下する。この問題を解決するために SW から NSW へのアップグレードが行われた。

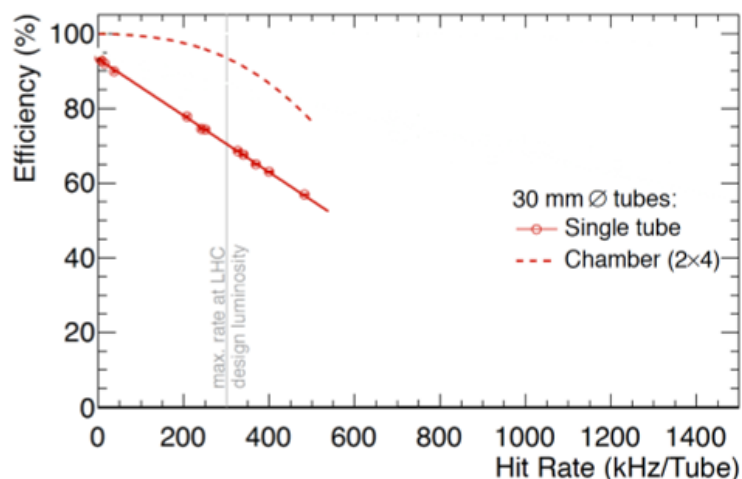


図 2.28 MDT の 1 チューブ当たりのヒットレートと efficiency の関係。実線が 1 チューブに対する efficiency で破線がトラックセグメント efficiency である。[9]

2.3.1 NSW(New Small Wheel)

NSW は SW と同じ場所、すなわち z が 7.5m、 $1.3 < |\eta| < 2.7$ の領域に設置される。NSW は 8 回対称に設計されており、大きさの違う Large sector と Small sector を組み合わせて Wheel 型の検出器を構成する。それぞれの sector は不感領域を無くすため、重なり合うように配置されている。各 sector の配置を図 2.29 に示す。NSW はトリガー用の sTGC(small strip TGC) と精密測定用の MM(Micromegas) の 2 種類の検出器から構成され、sTGC4 層、MM4 層、MM4 層、sTGC4 層の順に計 16 層配置されている。

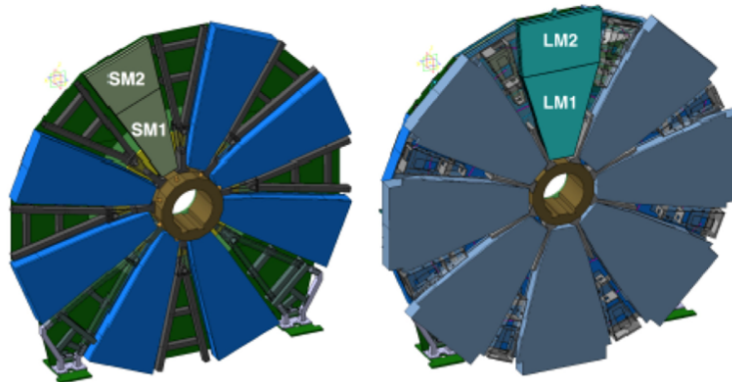


図 2.29 NSW の全体像。Small sector(左) と Large sector(右) の配置 [9]

sTGC(small strip Thin Gap Chamber)

sTGC の構造を図 2.30 に示す。sTGC は 1.8mm ピッチのワイヤーとワイヤー平面から 1.4mm の距離にある 2 つのカソード面に挟まれた構造をしている。カソード面の裏側には片側にパッド、他方にワイヤーと垂直にストリップが配置されている。ストリップのピッチ幅は 3.2mm であり、ATLAS で用いられている TGC に比べはるかに小さいため、small strip TGC と呼ばれており位置分解能が高い。

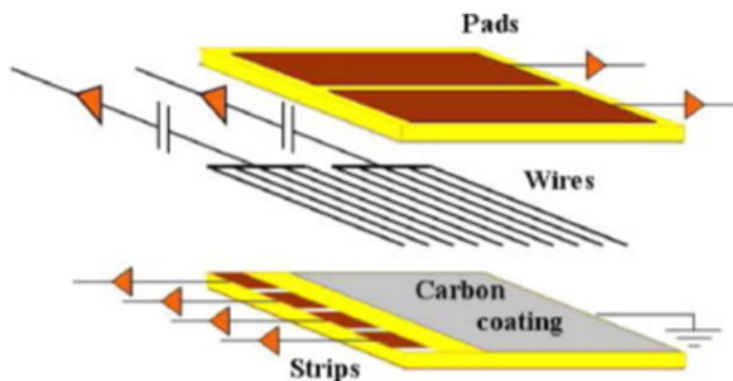


図 2.30 sTGC の構造 [9]

MM(MicroMegas)

MM の構造を図 2.31 に示す。MM はドリフト電極と厚さ 5mm のガスギャップ、薄い金属メッシュ、厚さ $100 \mu\text{m}$ 程度の増幅領域、読み出し電極で構成される。ガスには Ar と CO_2 が 93:7 の割合の混合ガスが用いられて

いる。荷電粒子がMMを通過することで生じた電子がメッシュにドリフトし、メッシュを通過した後で電子雪崩を起こす。この電子を読み出し電極で受け取ることで、入射粒子の位置を測定する。電子雪崩で生じたイオンは電子と反対方向に移動し、メッシュに戻る。増幅領域が非常に狭く、他の検出器に比べて非常に高速(約100ns)にイオンを回収できるため、高ヒットレート下において適した検出器である。MMは1枚のsectorに8層設置されるが、そのうち4層は底面に平行にストリップを配置し、残り4層は $\pm 1.5^\circ$ 傾けて配置している(図2.32)。こうすることで二次元での読み出しを行っている。

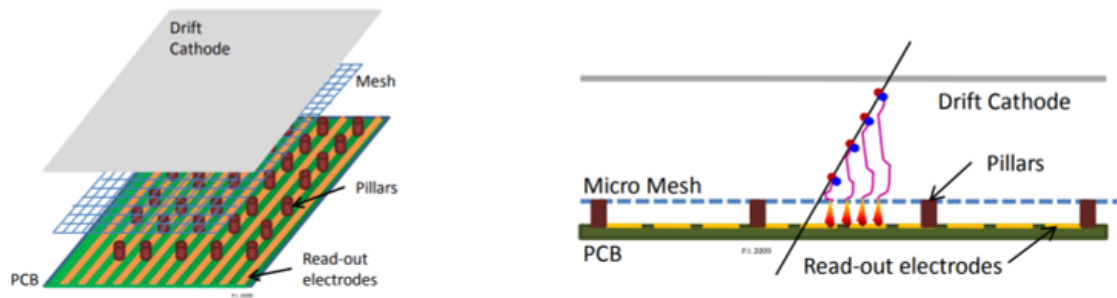


図 2.31 MM の構造 [9]

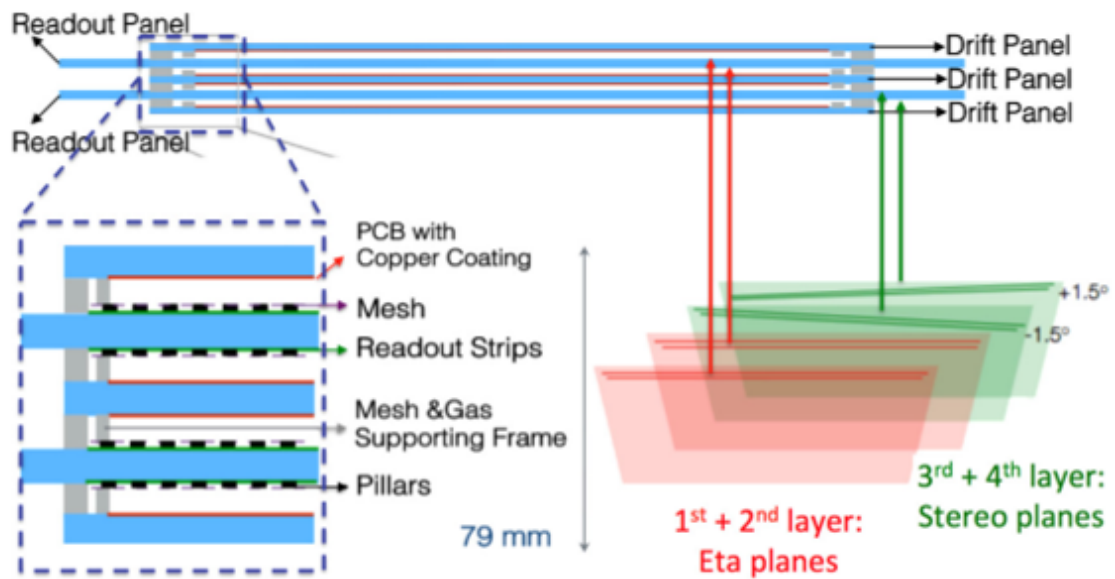


図 2.32 MM の 4 層構造。1 層目と 2 層目は互いに平行で半径方向に垂直 (η)、3 層目と 4 層目は $\pm 1.5^\circ$ 傾いている (stereo layer)。 [10]

第 3 章

トリガーシステム

3.1 ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験では 25ns に 1 回と非常に高頻度での衝突が起こるため、全ての衝突事象を処理、記録することは不可能である。そのため、膨大なデータの中から必要なデータのみを選別し保存している。これらの動作を行う装置を「トリガーシステム」と呼んでいる。トリガーシステムは目的とする物理に対して様々な種類のものが用意され、ミュオン、電子、光子、ジェット、タウ、消失エネルギーなどの特徴的な信号を探索する。事象の選別は測定した粒子のエネルギーや横方向運動量に閾値を設けて行う。

トリガーシステムはレベル 1(L1)、ハイレベルトリガー (HLT) の 2 段階で構成され、各トリガーレベルは前のレベルを通過した事象を基に選別を行う。L1 では一部の検出器のみを用い、ハードウェアによる高速な処理を行い、粒子のエネルギーや運動量、位置を素早く大まかに算出することで、膨大な事象レートを削減する。各イベントにおいて L1 は 1 つ以上の Region of Interest(RoI)、つまり粒子の通過位置の候補を出力し、それを HLT での粒子探索の開始位置として使用する。図 3.1 にトリガーシステムの概要を示す。40MHz 程の事象頻度を最終的には 1kHz 程度まで削減し、データとして保存する。

3.2 ミューオントリガーシステム

図 3.2 にミュオントリガーシステムの流れを示す。ミュオントリガーシステムも他のトリガーと同様に L1 と HLT によって構成されている。L1 ではハードウェアを用いた高速なトリガー判定を行い、トリガー判定を通過したミュオンの大まかな通過領域 RoI を発行する。HLT では L1 の RoI 領域内の検出器情報を用いて、より精密にミュオンの飛跡を再構成し、それぞれの段階で飛跡から算出した p_T によってトリガー判定を行う。HLT はレベル 2(L2) と EventFilter(EF) の 2 段階で構成される。L2 では、RoI 内の検出器を用い、ソフトウェアによる処理を行い、より精密に事象を再構成し選別する。L2 は Stand Alone Muon Trigger(L2MuonSA) と Combined Muon Trigger(L2MuComb) で構成される。L2MuonSA ではミュオン検出器のみの情報を使用し、ミュオンの飛跡を再構成し、 p_T を算出する。L2MuComb では L2MuonSA の情報と内部飛跡検出器の情報を組み合わせることで、より精密にミュオンの p_T を計算する。最後の EF では、ここまで削減されてきた事象に対し、オフライン解析と同等のアルゴリズムを用いることで、正確に p_T を計算し、トリガー判定を行う。以下にその詳細について述べる。

3.2.1 Level1 ミューオントリガー

Level1 ミューオントリガーは 40MHz で送られてくる衝突事象を $2.5\mu\text{s}$ 以内に 100kHz まで削減する役割を担っている。これらの処理はハードウェア上に実装されている。ここでは Level1 ミューオントリガーのアルゴリズムの概要について説明する。

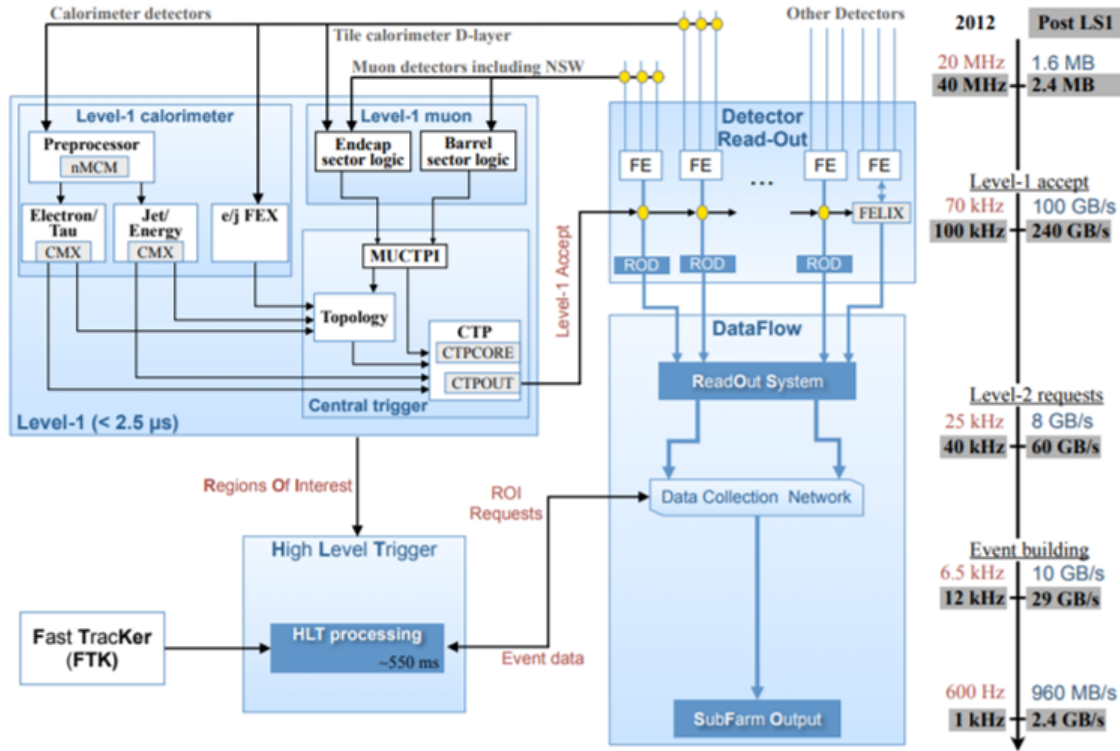


図 3.1 Run-3 におけるトリガーシステムの概要 [11]

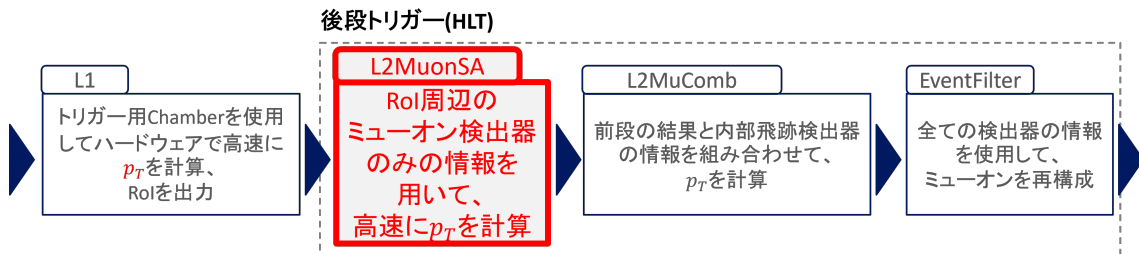


図 3.2 ミューオントリガーシステムの流れ

バレル領域

バレル領域 ($|\eta| < 1.05$) では RPC のヒット情報を用いてミューオンを再構成する。2章で述べた通り、RPC は図 3.3 のように Middle に RPC1、RPC2(pivot)、Outer に RPC3 と、計 3 枚配置されている。

この領域におけるトリガーアルゴリズムは、以下の通りである。まず RPC2 にヒットがあることを要求する。このヒット点と衝突点を結ぶ直線を探索領域の中心として定義し、探索領域内にある RPC1 のヒットを探索する。探索領域の幅は要求する p_T 閾値によって決まる (図 3.3 の赤い三角の領域)。閾値の p_T が高いときのみ (10GeV 程度以上)RPC3 のヒットを用いる。探索領域の中心は同じものを使用し、RPC3 のヒットを探索する際にも探索領域の幅を p_T 閾値によって変える。またこれらステーションの η と ϕ の情報を組み合わせて RoI を形成し、Level2 ミューオントリガーに送る。

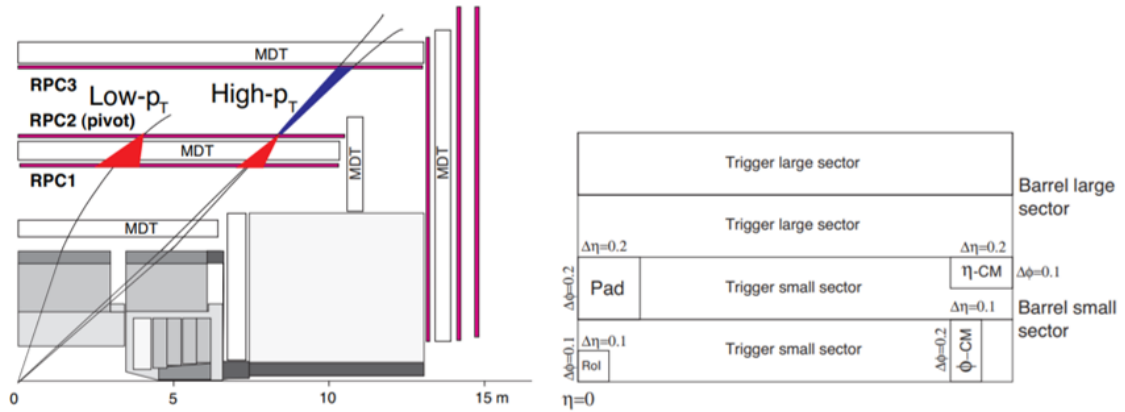


図 3.3 RPC トリガー

エンドキャップ領域

エンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta|$) では主に TGC のヒット情報を用いてミューオンを再構成する。TGC は Middle ステーションに M1、M2、M3(pivot) の計 3 枚配置されており、これらが形成する wheel のことを Big Wheel(BW) と呼んでいる。

この領域におけるトリガーアルゴリズムは、まず M3 にヒットがあることを要求する。M3 にヒットがある際は、このヒット点と衝突点を結ぶ直線を定義する。ミューオンは M1 よりも内部のトロイド磁場により曲げられて BW に入射するため、図 3.5 のように M1 におけるヒット点は直線から dR 、 $d\phi$ だけヒット位置が変化する。この変化を計算し、Coincidence Window(CW) と呼ばれる、あらかじめ用意してある Table を参照し、 p_T 判定を行っている。

CW は位置の変化 dR 、 $d\phi$ と p_T の関係を示したものである。変化はミューオンの曲がり方、つまりミューオンの p_T に依存する。例えば、ミューオンの p_T が高い場合、この変化 dR 、 $d\phi$ は小さくなる。この変化と p_T の関係をあらかじめ Coincidence Window(CW) として用意しておくことで、短時間で p_T 判定を行うことができる。

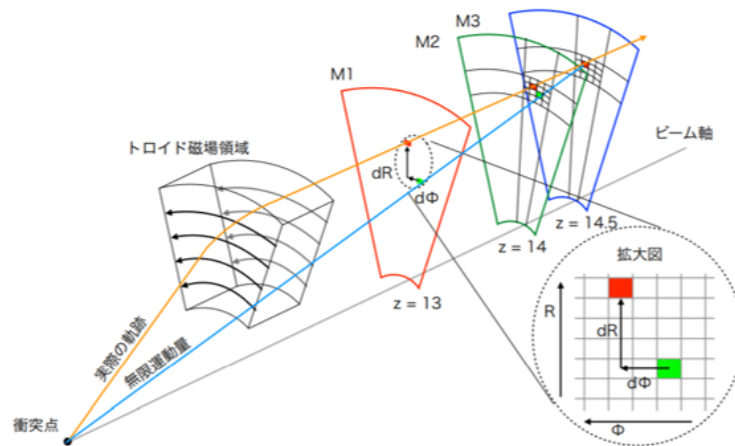


図 3.4 M3TGC と衝突点を結ぶ直線と M1TGC のズレ dR 、 $d\phi$ の概念図 [12]

Run-1 では BW 単体で行っていたが、衝突点由来でない荷電粒子によるフェイクが多かったため、Run-2 からは Inner にある EI/FI や Tile カロリメータとコインシデンスを取ることで、フェイクを削減している。Run-3 からは

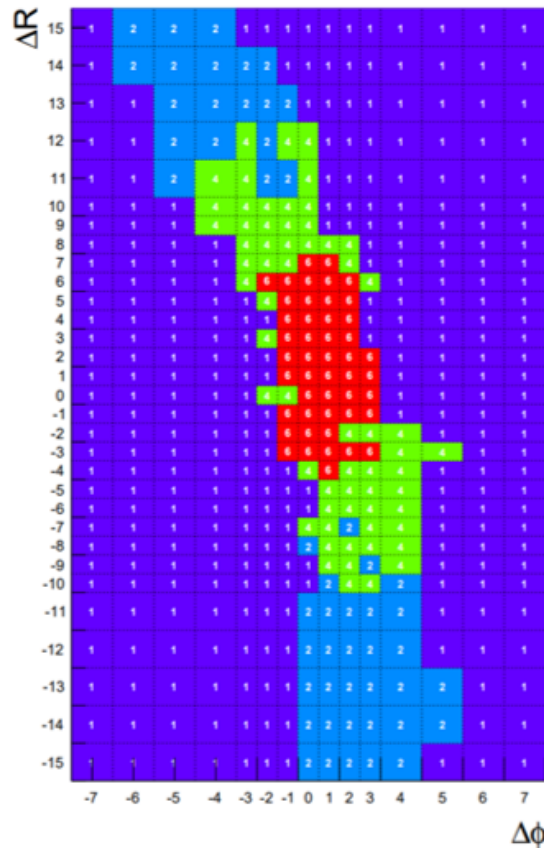


図 3.5 Coincidence Window(CW) の一例 [13]

FIに代わってNSWを用いることで、より広い範囲でコインシデンスを取ることができるようになる。またNSWではミューオンの通過方向、角度情報を用いることで、カロリメータでの多重散乱由来の低い p_T 事象なども判別でき、より正確にインナーコインシデンスを要求できるようになる。高い分解能で広く領域を覆うNSWの導入により、増加するルミノシティに対し p_T 閾値を保ったままトリガーレートを抑えることが期待される。

3.2.2 Level2 StandAlone Muon トリガー (L2MuonSA)

HLTの初段であるL2MuonSAはL1から受け取ったRoI内のミューオン検出器の情報を素早く処理し、かつL1よりも精密にミューオンを再構成することで、精度の良い p_T を計算し、閾値以下のミューオンを減らす役割を担っている。また後段のL2MuCombにおいて内部飛跡検出器の情報を組み合わせて、より精密な p_T 計算を行う際に、ミューオン検出器での再構成情報としてL2MuonSAの情報をを用いる。

L2MuonSAの大まかな流れを以下に示した。本節ではこの流れに沿って、Run-2までのアルゴリズムについて詳しく説明する。本研究はこのL2MuonSAのNSWを用いた改良についての内容であり、その詳細は4章以降で述べる。

1. ロード (検出器ヒットを探す範囲) の定義
2. ロード内のMDTヒットを用いた各ステーションのスーパーポイント (SP) の決定
3. SPを用いた p_T と相関のあるパラメータの算出
4. Look Up Table(LUT)を参照した p_T の計算

ロード (検出器ヒットを探す範囲) の定義

L2MuonSA ではまず、バレル領域では RPC、エンドキャップ領域では TGC のヒット情報を用いてミューオンの大まかな飛跡を再構成し、そこを中心としたある幅の領域をロードと定め、MDT ヒットの探索領域として用いる。MDT は ϕ 情報を測定することができないため、TGC、RPC の ϕ 情報を L2MuonSA の ϕ として用いている。

バレル領域では、Middle、Outer に RPC が設置されているため、各ステーションで RPC ヒットにより飛跡の大まかな位置を求め、それをロードの中心とする。RPC のない Inner に関しては Middle のロード中心を外挿して用いる。エンドキャップ領域では Middle は Middle TGC M1、M2、M3、Inner は Inner TGC の RoI 内の情報を用いて、ロードを定義する。また Inner TGC が無い領域については、Middle TGC の情報から計算した p_T と位置情報から Inner まで飛跡を外挿し、Inner のロードとして定義する。

RPC および TGC のフィットに失敗した場合は、衝突点と RoI を直線で結び、ロードを定義する。また EE や Outer では Middle と同じロード中心を用いている。各チェンバーでのロード幅の設定値を表 3.1 にまとめた。

領域	フィットの成否 (RPC、TGC)	Inner	Middle	Outer	Extra
バレル領域	成功	400mm	200mm	400mm	-
	失敗 (RoI)	500mm	650mm	800mm	-
エンドキャップ領域	成功	100(200)mm	100mm	100mm	100mm
	失敗 (RoI)	200mm	200mm	200mm	200mm

表 3.1 各チェンバーにおけるロード幅の設定値。エンドキャップ領域の Inner では、Inner TGC がフィットに成功した場合は 100mm、失敗した場合は 200mm を用いる。

ロード内の MDT ヒットを用いた各ステーションのスーパーポイント (SP) の決定

各ステーションにおいて定義したロード内にある MDT ヒットを用いて、より精密にミューオンの飛跡の再構成を行う。ここでは MDT ヒットを直線でフィットし、各ステーションにおけるミューオンの通過位置と通過方向を求めている。この位置と方向の情報を持った点のことをスーパーポイント (SP) と呼ぶ。

図 3.6 と図 3.7 にバレル領域における、処理の例を示した。まず RPC から求めたロードを基にロード外の MDT ヒットを除外する。次に、ロードの内の MDT ヒットから、各層 1 つのヒットになるように選択する。実際にはロード中心 ($R = a_w z + b_w$) とヒットチューブ (z_{MDT}, R_{MDT}) の距離 (Residual, 3.1 式) を計算し、各層においてロード中心に最も近いチューブを選択する。図 3.6 の例では 6 層の MDT チェンバーのため、最大 6 つのヒットが選ばれる。

$$\text{Residual} = \frac{z_{MDT} - \frac{R_{MDT} - b_w}{a_w}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{a_w}\right)^2}} [\text{mm}] \quad (3.1)$$

選択されたヒットチューブのドリフト時間の情報から得られたドリフト円の大きさ (ドリフト半径) を用いて、フィッティングを行う。まず選択されたドリフトチューブの中心を結ぶ直線を最小二乗法により定義する。各チューブの中心を通るこの直線の法線を定義し、法線と各チューブのドリフト円の交点を求める。各チューブにおける交点は 2 つあるが、1 つずつ選んだすべての組み合わせに対して層の交点を結ぶ直線を最小二乗法により求める。その中から最も χ^2 の小さいものを各ステーションにおけるミューオンの飛跡 (SP) として決定する。SP のパラメータは、直線の傾きと切片、位置情報である。MDT チェンバーの中心線とフィットで得られた直線の交点を SP の位置 (z, R) 座標として定義する (図 3.7)。

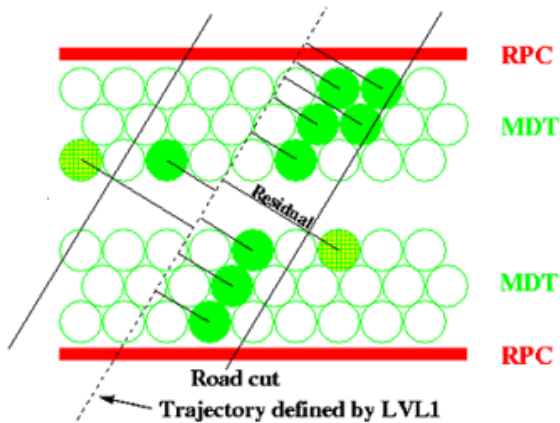


図 3.6 バレル領域における MDT ヒットの選択の例 [15]

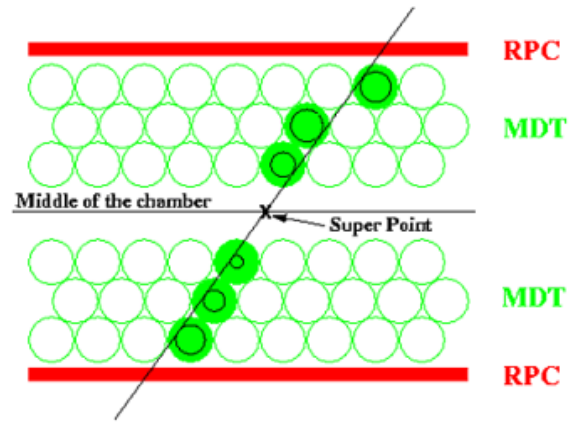


図 3.7 ドリフト円のフィッティング [15]

SP を用いた p_T と関連のあるパラメータの算出

ミュオンの p_T を求めるために、各ステーションにおける SP から p_T と関連のあるパラメータを計算する。

バレル領域では Inner、Middle、Outer の 3 つのステーションが磁場領域内に設置されているため、3 つの SP からミュオンの飛跡を再構成し、その曲率を p_T と関連のあるパラメータとして定義する。ここで、3 つのステーション全てで SP が再構成できた場合は、3 点を用いて曲率を計算するが、3 つの内 2 つの場合は、原点から Inner まで $z-R$ 平面でミュオンが曲がらず飛んできるとを仮定して、曲率を計算する。また、1 つしか SP が再構成できなかった場合は、曲率を計算することはできないため、運動量の再構成を行わない。

エンドキャップ領域では、Inner、EE、Middle は磁場領域内、Outer は磁場領域外に設置されている。EE チェンバーが設置されている領域 ($1.0 < |\eta| < 1.4$) では、Inner、EE、Middle の 3 ステーションの SP の位置を用いて、バレル領域同様、ミュオンの磁場内での曲率 R_{curv} (図 3.8) を p_T と関連のあるパラメータとして求めることができるが、それ以外の領域では、磁場内に 2 つのステーションしかないため、3 点位置測定ができない。そのため、L2MuonSA では磁場による曲がりとして図のような角度 α 、 β 、 γ を p_T と関連のあるパラメータとして定義している。

- 角度 α (図 3.9)

α は Middle ステーションの SP の位置と原点を結んだ直線の傾きと、Middle SP と Outer SP の位置を結んだ直線の傾きとの差である。Outer SP が無い場合は Middle SP の傾きを用いて定義する。

- 角度 β (図 3.10)

β は Inner ステーションでの SP の傾きと、Middle SP と Outer SP を結んだ直線の傾きとの差として定義している。ここでも Outer SP が無い場合は、Middle SP の傾きを使用する。

- 角度 γ (図 3.11)

γ は CSC がある領域において定義される。 γ の定義は Inner SP (CSC) と Middle SP を結んだ直線の傾きと、Middle SP と Outer SP を結んだ直線の傾きとの差である。ここでも Outer SP が無い場合は、Middle SP の傾きを使用する。CSC は MDT と検出時の構造が異なり、SP の位置精度は良いが、薄い検出器であることにより角度の再構成精度は良くないため、 γ を使用していた。

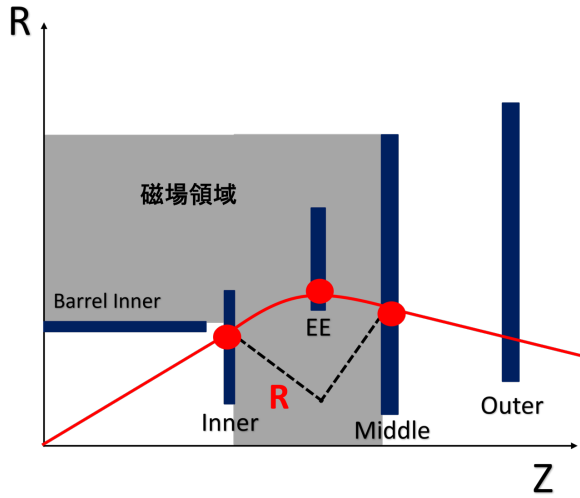


図 3.8 L2MuonSA における R_{curv} の定義

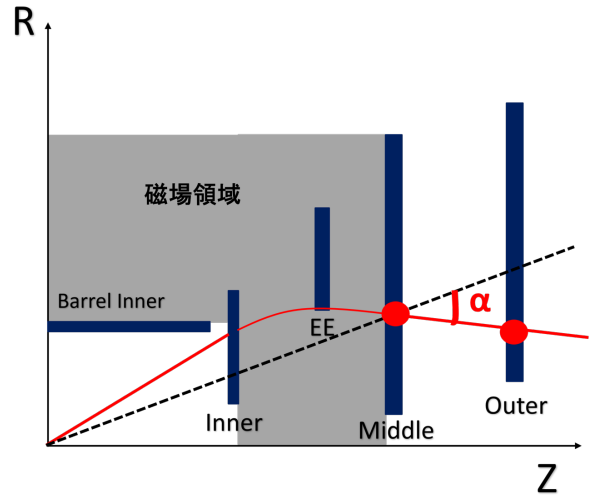


図 3.9 L2MuonSA における α の定義

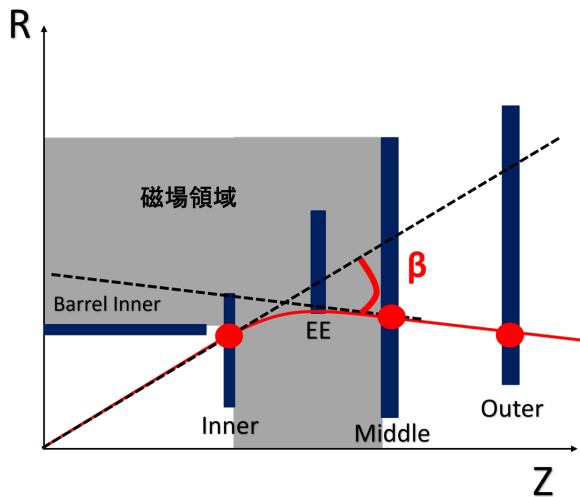


図 3.10 L2MuonSA における β の定義

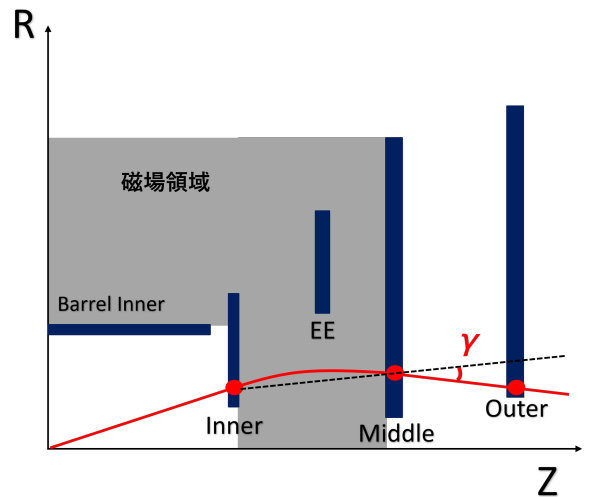


図 3.11 L2MuonSA における γ の定義

Look Up Table (LUT) を参照した p_T の計算

複数の SP を組み合わせて計算したパラメータを使って、 p_T を算出する。L2MuonSA では処理を高速化するために、あらかじめパラメータと p_T の相関関係を Look Up Table (LUT) にまとめておき、パラメータの値から即座に p_T を得るアルゴリズムとしている。また、実際の磁場は一様ではなく位置依存性があり、領域によってパラメータと p_T の相関は異なる。そのため、 (η, ϕ) 平面で細かく領域分割を行い、領域ごとの相関関係をテーブル (LUT) にまとめている。例としてある領域での β と p_T の相関関係を図 3.12、3.13 に示す。実際に LUT を用意する場合はデータもしくはシミュレーションサンプルを用いて行うが、その際最も精度よく p_T を求めることができるオフライン再構成による横運動量 ($p_{T,offline}$) を使用して相関関係を算出する。

バレル領域では $sector \times Q \times \eta \times \phi = 4 \times 2 \times 30 \times 30$ に領域を分割し、それぞれで相関関係を定義している。ここで sector は Large, Small, Large Special, Small Special のステーション、Q は飛跡を作った荷電粒子の電荷を表

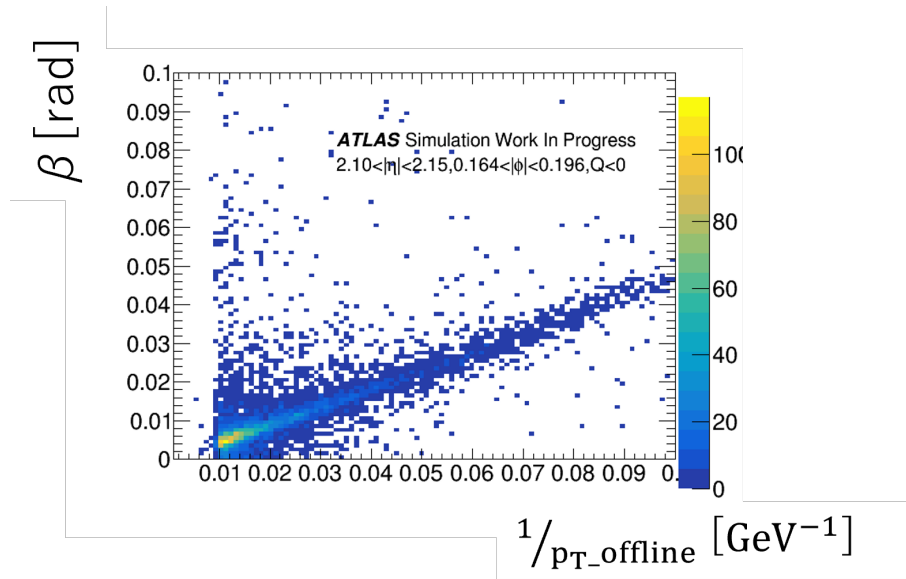


図 3.12 β と p_T の相関関係の例。領域は $2.10 < |\eta| < 2.15$ 、 $0.164 < |\phi| < 0.196$ 、 $Q < 0$ である。

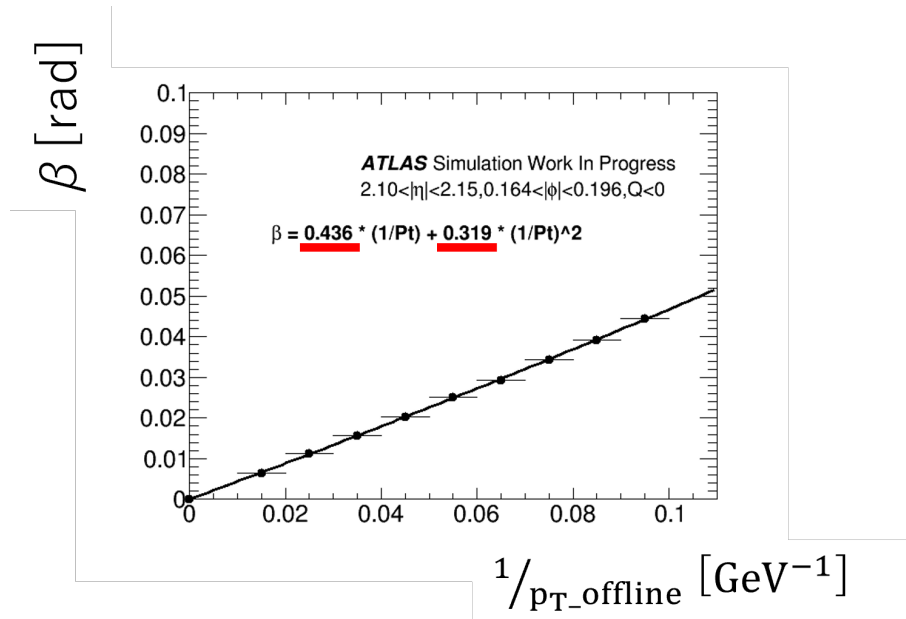


図 3.13 3.12 のフィッティング関数。ここで得られた値を LUT に格納する。

す。 η 方向は 30 分割、 ϕ 方向は検出器の 8 回対称性を仮定したうえで、30 分割している。各領域ごとの飛跡の曲率 R_{curv} と p_T の相関は以下の式で定義されている。

$$p_T = A \times R_{curv} + B \quad (3.2)$$

この相関パラメータ A と B を前もってデータから求めて LUT にすることで、飛跡の領域と曲率 R の情報から LUT を参照して p_T の値を求めている。

エンドキャップ領域では、 α 、 β 、 γ と p_T の相関関係を $\eta \times \phi \times (Q \times \eta/|\eta|) = 30 \times 12 \times 2$ に分割された領域において定義している。ここで $Q \times \eta/|\eta|$ は飛跡の曲がる方向を表している。 η は η の絶対値に対して 30 分割、 ϕ は検出器の 8 回対称を仮定し、それぞれの線対称を仮定した後に Large の中心から Small の中心までを 12 分割してい

る (図 3.14)。

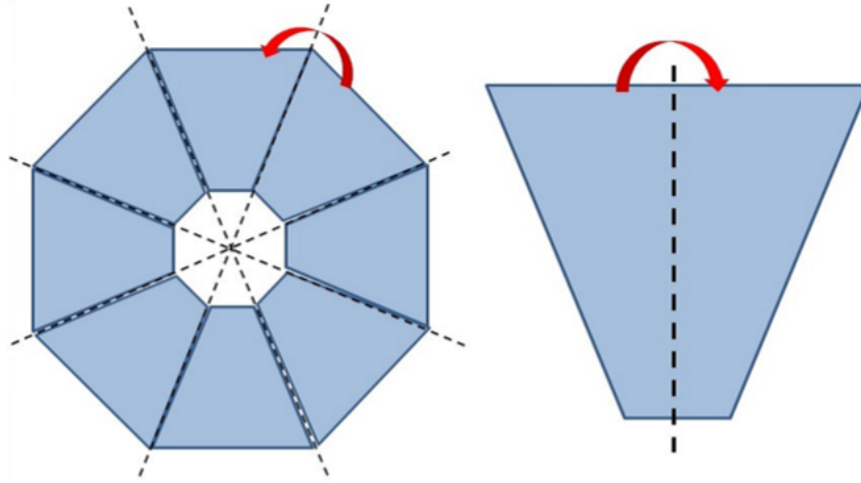


図 3.14 L2MuonSA のエンドキャップ領域における ϕ 方向の領域分割。[14]

R_{curv} に関しては、相関関係を $\eta \times \phi \times (Q \times \eta/|\eta|) = 8 \times 192 \times 2$ に分割された領域において定義している。 η は EE チェンバーが設置されている $1.0 < |\eta| < 1.4$ を 8 分割、 ϕ は $-\pi < \phi < \pi$ を 192 分割している。

各領域ごとの飛跡の $\alpha, \beta, \gamma, 1/R_{curv}$ と p_T の相関は以下の式で定義されている。

$$\alpha, \beta, \gamma, 1/R_{curv} = A \times \left(\frac{1}{p_T} \right) + B \times \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (3.3)$$

ここでも、相関パラメータ A と B を前もって LUT に用意しておくことで、角度パラメータと領域の情報から LUT を参照して、以下の式のように p_T の値を出力している。

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-A + \sqrt{A^2 + 4B(\alpha, \beta, \gamma, 1/R_{curv})}}{2B} \quad (3.4)$$

R_{curv} 、 α 、 β 、 γ からそれぞれ p_T を算出し、それぞれの分解能および p_T の計算を大きく間違える可能性を考慮した上で、L2MuonSA の p_T として 1 つに決定する。 R_{curv} 、 α 、 β 、 γ および TGC の情報から計算された p_T をそれぞれ $p_{T,R_{curv}}$ 、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\beta}$ 、 $p_{T,\gamma}$ 、 $p_{T,TGC}$ と表す。基本的に磁場内に設置されている検出器 3 つを使用した $p_{T,R_{curv}}$ が最も精度が良い。そのため EE チェンバーが設置されており、 R_{curv} が計算できた場合は優先的に $p_{T,R_{curv}}$ を使用する。 α はミューオンが原点から Inner まで真っすぐ飛んでいることを仮定しているが、実際にはカロリメータ等による多重散乱によって飛跡が曲げられることがある。そのため Inner チェンバーを使用する $p_{T,\beta}$ や $p_{T,\gamma}$ の方が $p_{T,\alpha}$ より分解能が良い。しかし Middle と Outer の SP のみを用いる α に対して、 β は Inner の SP を用いることで、パラメータの計算に用いる SP の再構成を間違える確率がインナーステーションの SP の再構成を間違える確率だけ高くなる。また Inner はミューオン検出器の一番内側の層であり、カロリメータから漏れ出てくるミューオン以外の荷電粒子の数が多いため、 p_T の計算を大きく間違える場合が多いため、使い分ける必要がある。 $p_{T,R_{curv}} > 0\text{GeV}$ かつ $p_{T,R_{curv}} < 500\text{GeV}$ であった場合 $p_{T,R_{curv}}$ を使用し、それ以外の場合、Inner に MDT がある領域では β を使用し図 3.15 の条件により、Inner に CSC がある領域では γ を使用し図 3.16 の条件により決定する。

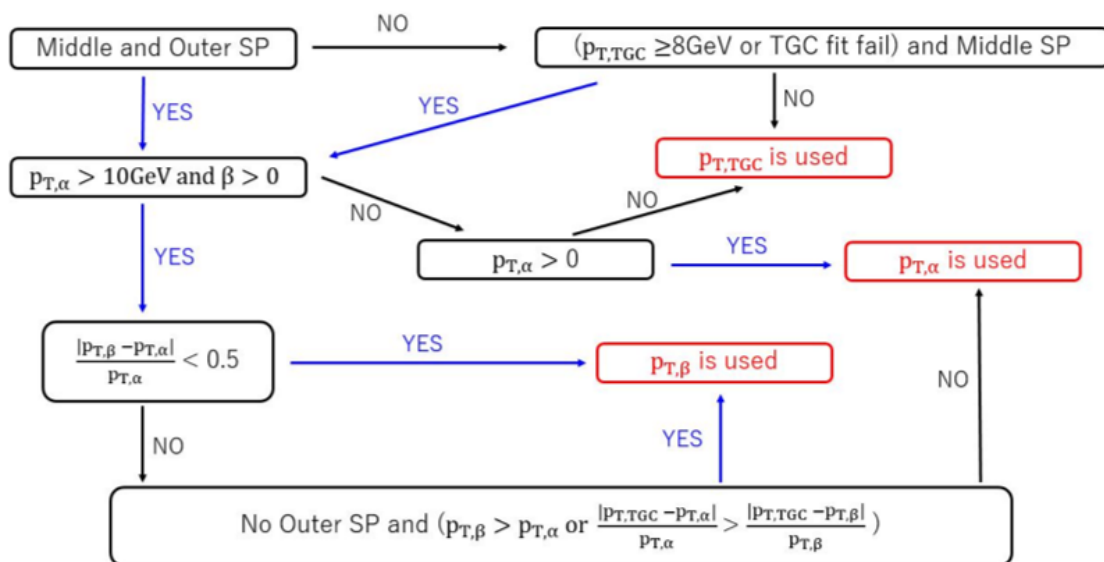


図 3.15 L2MuonSA における、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\beta}$ 、 $p_{T,TGC}$ の選択条件 [18]

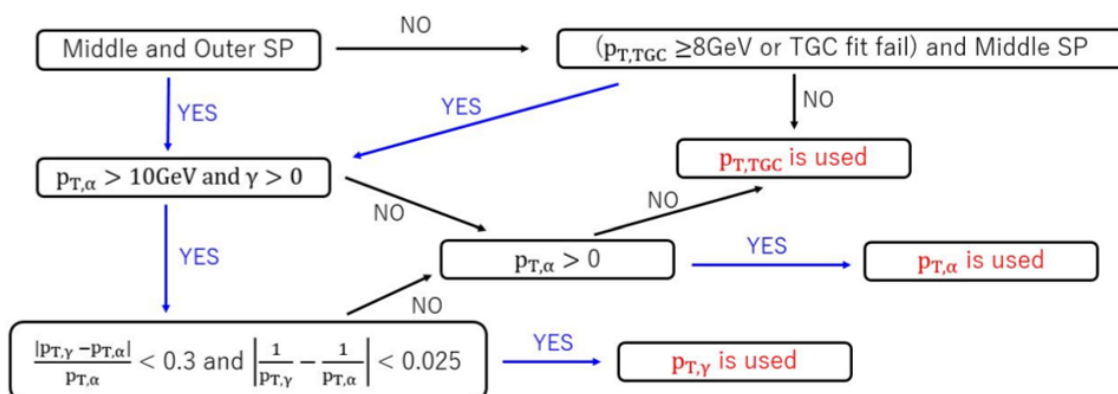


図 3.16 L2MuonSA における、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\gamma}$ 、 $p_{T,TGC}$ の選択条件 [18]

3.2.3 Level2 Combined Muon トリガー (L2MuComb)

L2MuComb はミュオン検出器での飛跡の情報である L2MuonSA の情報と内部飛跡検出器のミュオン候補の飛跡を組み合わせ、より精密にミュオンの p_T を再構成する。まず L2MuonSA で再構成した飛跡を内部飛跡検出器の位置まで外挿する。外挿された飛跡の周辺にある内部飛跡検出器で測定されたミュオン候補の飛跡 (ID track) を探索する。見つかった飛跡と L2MuonSA の飛跡の χ^2 を η, ϕ, p_T 等の情報を用いて計算し、最も χ^2 の小さい飛跡の p_T^{ID} を取得する。この p_T^{ID} と L2MuonSA の p_T^{SA} で加重平均を取ることによって L2MuComb における横方向運動量 p_T^{CB} を計算する。

$$\frac{1}{p_T^{CB}} = \frac{w^{SA} \cdot \frac{1}{p_T^{SA}} + w^{ID} \cdot \frac{1}{p_T^{ID}}}{w^{SA} + w^{ID}} \quad (3.5)$$

重みの w^{ID} や w^{SA} はそれぞれの p_T 分解能によって決定されている。こうして得られた p_T^{CB} を用いて閾値を超えたミュオンの選別を行う。

3.2.4 Event Filter

Event Filter(EF) は全検出器の情報を用いてミュオンの飛跡を再構成する。オフラインとほとんど同じアルゴリズムを使用するため、ミュオンの飛跡の精密な再構成を行うことが可能である。基本的には p_T に閾値を設けることで選別を行うが、ミュオンの内部飛跡検出器の周辺に他の飛跡がないという条件 (アイソレーション) など、追加の条件による選別も可能である。これらは、閾値を低く保ったままトリガー発行レートを下げることができ、低い p_T のミュオンを含む事象を取得するために有用である。

3.3 オフラインミュオン再構成

オフラインミュオン再構成はデータに記録された事象、つまり EF まで通過した事象を用いて、全検出器の情報を用いてミュオンを再構成する。トリガー稼働中とは異なり時間による制限が厳しくないため、より正確に事象を再構成することができる。例えば、EF では用いていないカロリメータの情報をオフラインでは使用し、ミュオンのエネルギーの補正等を行っている。オフラインミュオン再構成はミュオン検出器の情報のみを用いて再構成するスタンドアロンミュオン (SA) と内部飛跡検出器の情報を加えて使用するコンバインドミュオン (CB) の2つの段階の分けられる。CB は内部飛跡検出器の有感領域である $|\eta| < 2.5$ を再構成することができるが、SA ではミュオン検出器の有感領域である $|\eta| < 2.7$ の領域まで再構成することが可能である。

3.4 本論文の目的

本論文では、Run-3以降のヒットレートの増加に対応するために設置されたNSWにおけるL2MuonSAアルゴリズムの改良および性能評価を行う。現行のアルゴリズムには大きく2つの問題点がある。1つ目はNSWの部分飛跡再構成において大きく角度の計算を間違えるイベントがMDTと比較して多いことである(図3.17)。この図で $\Delta\theta$ は再構成された飛跡と実際のミュオンの飛跡の傾きの差で(図3.19)、実際のミュオンの飛跡としては、オフラインアルゴリズムで再構成された飛跡を用いる。図3.17から中心部分のピークについては従来の検出器であるMDTに比べNSWを用いることで細い分布が得られたが、角度の計算を15mrad以上間違えるイベントの数が多結果を得られた。本研究でこの大きく角度の計算を間違えるイベントの削減を行った。その詳細を第4章で述べる。

2つ目の問題は高ヒットレート下における性能低下である(図3.18)。ミュオン由来でないヒットが増加することにより、NSWにおける部分飛跡再構成精度が低下し、NSWを用いた p_T の分解能が低下する問題があった。本研究では新たに2つの改良を試み、パイルアップによる影響の抑制を行った。第6章で問題点と改良の詳細について述べる。

またNSWの導入に伴い、新しくLUTを作成する必要があった。本研究ではNSWが導入されたシミュレーションを行い、NSW用に新しくLUTを作成し、その評価を行った。第5章でその詳細について述べる。

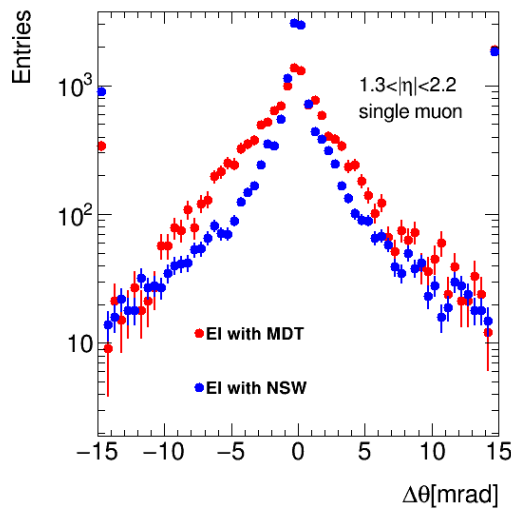


図3.17 本研究での改良前のNSW部分飛跡と、MDTの部分飛跡の角度再構成精度の比較。表示範囲外のイベントを両端のビンに足し合わせている。

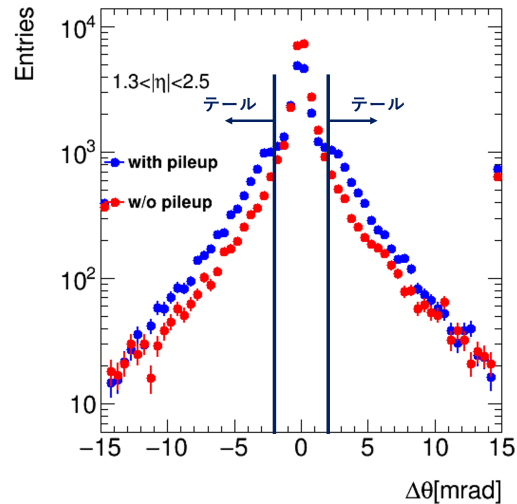


図3.18 本研究で改良前のアルゴリズムで求めた飛跡に対する角度再構成精度の、パイルアップによる影響。 $|\Delta\theta| > 2\text{mrad}$ のイベント数が増加している。

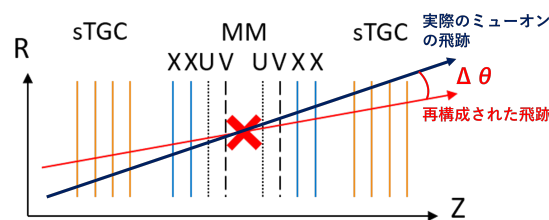


図3.19 $\Delta\theta$ の定義

第 4 章

L2MuonSA における NSW 部分飛跡再構成アルゴリズムの改良

本章では今回開発、実装した MuonSA における NSW の部分飛跡、つまり SuperPoint(SP) 再構成アルゴリズムの説明および性能評価について述べる。第 2 章で述べた通り、NSW は sTGC と MM の 2 つの検出器から構成されている。それぞれ 8 層ずつ、計 16 層の検出器であり、16 層すべてのヒットで組み合わせを試していると処理時間が長くなる。効率の良いアルゴリズムにするため、まず sTGC、MM それぞれで多くても各層 1 つのヒットを選択し、その後最多で 16 個のヒットを用いて NSW の SP を再構成する。

ここでは、まず sTGC、MM におけるヒットの選択アルゴリズムの基本とした先行研究 ([17]) のアルゴリズムについて紹介し、加えてそれをもとに改良したアルゴリズムについて述べる。基のアルゴリズムと改良したアルゴリズムについて、選択されたヒットを用いて再構成した NSW の SP の精度を比較する。また Run-2 まで EI に使用していた MDT との比較も行う。

4.1 NSW の各検出器におけるヒットの選択アルゴリズム

4.1.1 sTGC ヒット選択アルゴリズム

sTGC は一つの荷電粒子が通過すると複数のストリップが反応する。この複数反応したストリップから読みだされた電荷などの情報を用いて、一つの荷電粒子が通過した位置を求めるクラスタリングを行う。以下のアルゴリズムではヒット情報としてクラスタリング後の情報を用いる。

第3章で定義されたものと同じ Endcap Inner のロードを用いて、ロード内にある sTGC ヒットを選び出し、sTGC ヒット選択アルゴリズムでロード内にあるヒットの中から NSW の SP 再構成に用いるヒットを選択する。

sTGC ヒット選択アルゴリズムの概念図を図 4.1 に示す。大きな流れは以下の通りである。

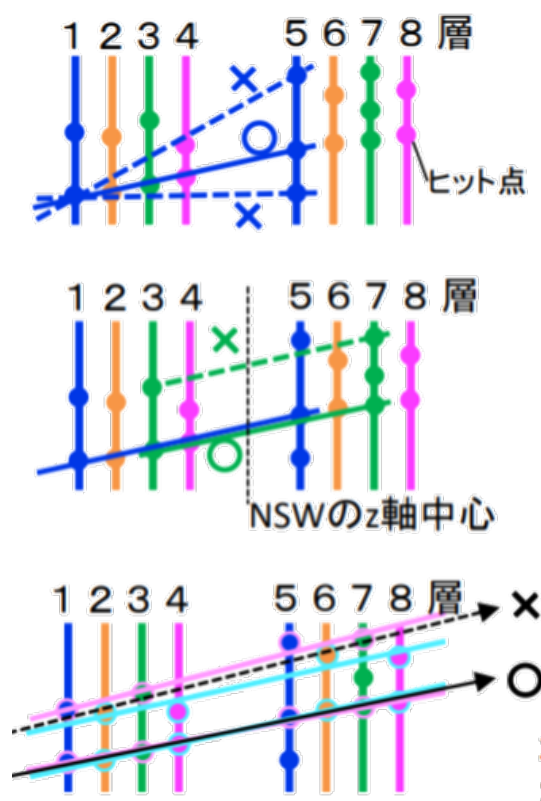


図 4.1 sTGC の選択アルゴリズムの概念図 [17]

1. 8 層の全てのヒットを用いて、(1 層目, 5 層目)、(2 層目, 6 層目)、(3 層目, 7 層目)、(4 層目, 8 層目) のヒットで全ての組み合わせに対しペア 1 を作成し、ペア 1 を結ぶ直線の傾きの絶対値が、 0.14rad 以下あるいは 0.6rad 以上あるペア 1 を除外する。また 300mm 以上、原点から離れている切片を持つペア 1 も除外する。また、ペア 1 に 1 つのヒットしかない場合、原点と片方のヒットでペア 1 を作成する。例えば (1 層目, 5 層目) において 1 層目にヒットが無い場合、原点と 5 層目のヒットでペア 1 を作る。
2. 残ったペア 1 から、(1 層目, 5 層目) と (3 層目, 7 層目)、および (2 層目, 6 層目) と (4 層目, 8 層目) を組み合わせてペア 2 を作成する。ペア 2 は最大 4 つのヒットで構成される。 z 軸に垂直で NSW チェンバーの中心を通る平面におけるペア 1 の直線同士の距離が 50mm 以上離れているペア 1 は除外することにより選別する。ここで例えば 1 層目にヒットが無かった場合は、(3, 5, 7) の 3 つのヒットの組み合わせから構成され

るペア 2 が作成される。

3. 2 と同様にして (1, 3, 5, 7) と (2, 4, 6, 8) の各層からなる 2 つのペア 2 を組み合わせ、最大 8 つのヒットから構成されるペア 3 を作成する。 z 軸に垂直で NSW チェンバーの中心を通る平面におけるペア 2 の直線同士の距離が 10mm 以上離れているペア 2 は除外する。また 2 つのペア 2 の切片の平均値の絶対値が 100mm 以上のペア 3 も除外する。
4. ペア 3 の中で位置のばらつき s が最小の組み合わせを選択する。位置のばらつき s は (4.1) 式で定義する。

$$s = \frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n (\hat{y}_i - y_i)^2 \quad (4.1)$$

ここで n は組み合わせの中にあるヒット数、 y_i は各ヒットの R 座標、 \hat{y}_i は組み合わせを最小二乗法によりフィットした直線の各層の z 座標における R 座標である。

この結果、MM のヒットと組み合わせで NSW の SP を再構成するための最大 8 つのヒットが選ばれる。

4.1.2 MM ヒット選択アルゴリズム

第 2 章で述べた通り、NSW には MM が 8 層設置されている。うち 4 層は R 方向測定用に、 R 軸に垂直に読み出しストリップを、残り 4 層は ϕ 方向測定用にそれぞれ $\pm 1.5^\circ$ 傾けたストリップを設けている。図 4.2 のように、底面に平行な層を X 層、 $+1.5^\circ$ 傾けてある層を U 層、 -1.5° 傾けてある層を V 層とする。 X 層、 U 層、 V 層は図 4.3 の順に並べられている。

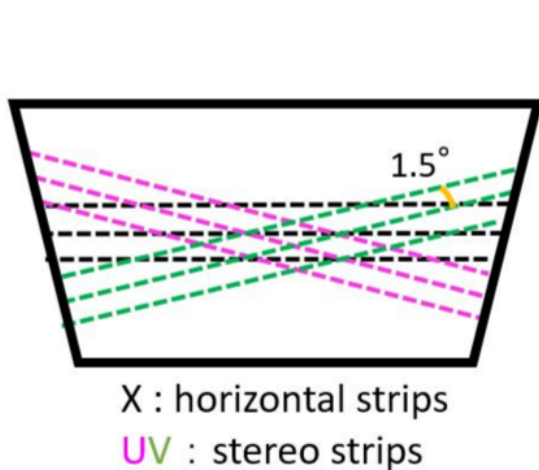


図 4.2 MM 検出器の XY 平面から見た配置 [18]

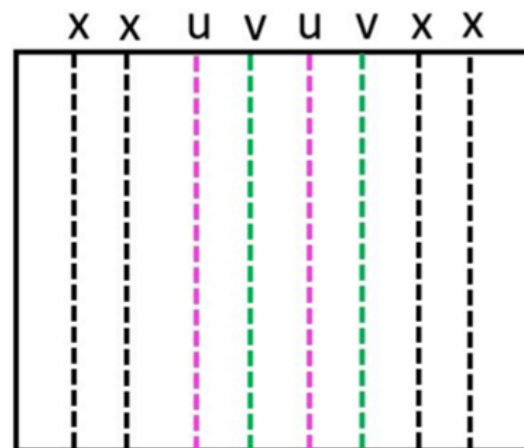


図 4.3 MM 検出器の ZR 平面から見た配置 [18]

L2MuonSA では MM もクラスタリング後の情報を用いて処理を行う。まず sTGC と同様に Endcap Inner のロード内にある MM ヒットを選び出し、MM ヒット選択アルゴリズムでロード内にあるヒットの中から NSW の SP 再構成に用いるヒットを選択する。

MM ヒット選択アルゴリズムの流れは以下の通りである。

1. 8 層の全てのヒットを用いて、 X 層 (1 層目, 7 層目)、 X 層 (2 層目, 8 層目)、 U 層 (3 層目, 5 層目)、 V 層 (4 層目, 6 層目) のヒットでペア 1 を作成し、ペア 1 を結ぶ直線の傾きの絶対値が、 0.1rad 以下あるいは 0.7rad 以上あるペア 1 を除外する。また 500mm 以上、原点から離れている切片を持つペア 1 も除外する。ここで 1 つのヒットしかない場合、原点と片方のヒットでペア 1 を作成する。例えば (1 層目, 7 層目) において 1 層

目にヒットがない場合、原点と7層目のヒットでペア1を作る。

2. X 層(1層目, 7層目)と X 層(2層目, 8層目)でペア2を作成する。ペア2は最大4つのヒットで構成される。 z 軸に垂直で NSW チェンバーの中心を通る平面におけるペア1の直線同士の距離が50mm以上離れているペア1を除外する。また2つのペア1の切片の平均値の絶対値が200mm以上のペア2も除外する。
3. U 層のペア1と V 層のペア1からペア2を作成する。ペア2に属する U, V 層の情報を用いて荷電粒子の各層における通過位置 ϕ を求め、4層の ϕ の平均を取る。前半の UV 層と後半の UV 層それぞれで ϕ の差を取り、どちらかで0.05radの差があった場合は除外する。 ϕ の計算の詳細については後述する。
4. X 層のペア2と U, V 層のペア2からペア3を作成する。3で求めた ϕ の情報を用いて、 X, U, V 層の R 座標を補正する。この補正については4.2節で詳しく述べる。この補正された R 座標 (R') と z 座標を用いて、ペア3の部分飛跡を再構成し、その中で(4.1)式で表される位置のばらつき s が最小の組み合わせを選択する。

4.1.3 ヒット選択の改良

以上のヒット選択アルゴリズムは主に先行研究([17])を基にしているが、大きく再構成を間違えるイベントを減らすために本研究では次の2つをアルゴリズムに加えた。

sector の overlap 領域について

第2章で述べたように、NSW は不感領域をなくすために、 ϕ 方向に重なり合うように設置されている(図4.4)。この重なる領域(overlap 領域)に荷電粒子が入射すると、Small sector と Large sector 両方にヒットを残す。sTGC と MM にはそれぞれ最大16層、計32層からのヒット情報が得られるが、sector を区別せずに32層から16個のヒットを選択するようになっていた。NSW は二次元での位置測定を行うために、4.1.2章で説明したMMの U, V 層に加えて、sTGC のストリップ、MMの X 層を用いて R 座標を測定し、sTGC のワイヤーを用いて ϕ 方向を測定する(4.1.4節参照)。overlap 領域にミュオンが入射した場合、常に Large sector が基準になっていたため、Small sector のヒットであるにもかかわらず、Large sector の中心の ϕ を基準に射影されていた。そのため R 座標が実際の通過位置とは大きく異なり、飛跡の再構成を間違える原因になっていた。本研究では、overlap 領域にミュオンが入射した場合は、sTGC でどちらの sector を用いるか決定し、それに合わせてMMのヒットを選択するように変更した。この領域の扱いを以下に示す。

1. sTGC の選択の際に、両 sector において組み合わせを作成し、その中で最も位置のばらつき s が小さい組み合わせ1つを選択する。
2. sTGC ヒットの選択で選ばれた組み合わせの sector と同じ sector の MM の組み合わせで、位置のばらつき s が最小の組み合わせを選択する。

ヒット数によるパターン選択について

これまでのアルゴリズムにはヒット数による条件がなく、パイルアップやノイズ等で短い飛跡を NSW に残した場合であっても、位置のばらつき次第では選択されていた。短い飛跡ではなく荷電粒子の飛跡が優先されるようにするため、ヒット数が最も多い組み合わせの中で、位置のばらつき s が最小のパターンを選択するようにアルゴリズムに変更を加えた。

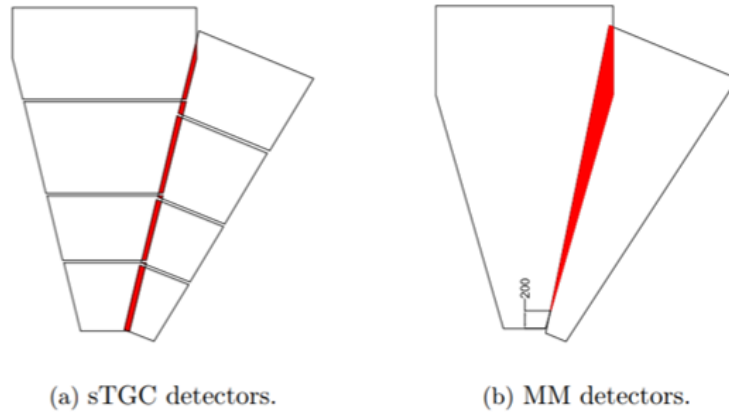


図 4.4 NSW の overlap 領域の例

4.1.4 sTGC と MM の組み合わせによる NSW 部分飛跡再構成

ヒット選択アルゴリズムにより選ばれた sTGC、MM ヒットを用いて NSW SP を再構成する。sTGC strip や MM X 層はチェンバー中心におけるストリップの位置座標 R しか分からないため、sTGC wire や MM stereo layer の情報を用いて ϕ 情報を計算し、実際の通過位置 R' を求める。その流れを以下に示した。

1. sTGC strip と MM X 層のヒットの (z, R) 座標を最小二乗法により直線フィットし、 (z, R) 空間での飛跡を求める。
2. sTGC wire の情報を用いて、各層の ϕ を求める。1 で定義した直線と各層の wire の z 座標をもつ平面との交点を求め、その点の R 座標を R_{Int} とする。(4.2) 式で各層における ϕ_{sTGC} を計算する。

$$\phi_{sTGC} = \frac{R_{wire}}{R_{Int}} \times \tan(\phi_{wire}) \tag{4.2}$$

r_{wire} と ϕ_{wire} はそれぞれ wire の中心座標の R と ϕ 座標である。これらの変数の定義を図 4.5 に表す。

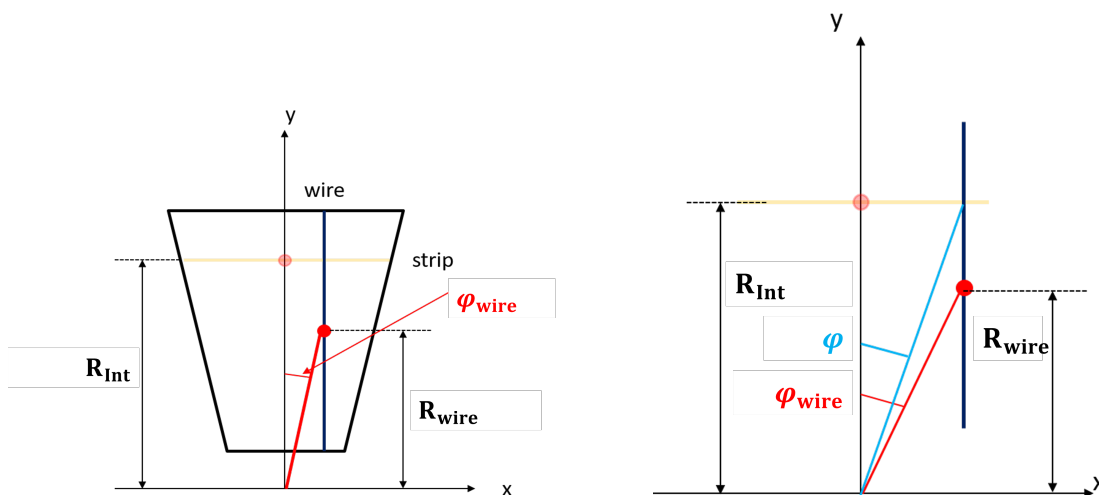


図 4.5 sTGC における ϕ の計算

3. MM stereo layer の情報を用いて ϕ を求める。1 で定義した直線を各層の U 、 V 層の z 座標の位置まで内挿し、その点の R 座標 R_{Int} を定義する。 $x-y$ 平面で見たときの U 層と X 層の交点の x 座標を x_{UX} と仮定すると、 ϕ_{MM} は

$$\phi_{MM} = \arctan\left(\frac{x_{UX}}{R_{Int}}\right) \quad (4.3)$$

と計算できる。 x_{UX} は U 、 V 層が $\pm 1.5^\circ$ 傾いていることから

$$x_{UX} = \frac{R_U - R_{Int}}{\tan\left(\frac{\pm 1.5}{360} \times 2\pi\right)} \quad (4.4)$$

である。この様子を図 4.6 に表す。以上の計算を各 U 、 V 層で行うことで計 4 層から ϕ_{MM} を求める。

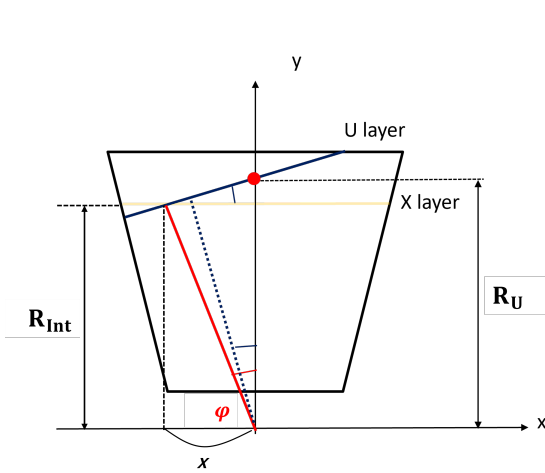


図 4.6 MM における ϕ の計算

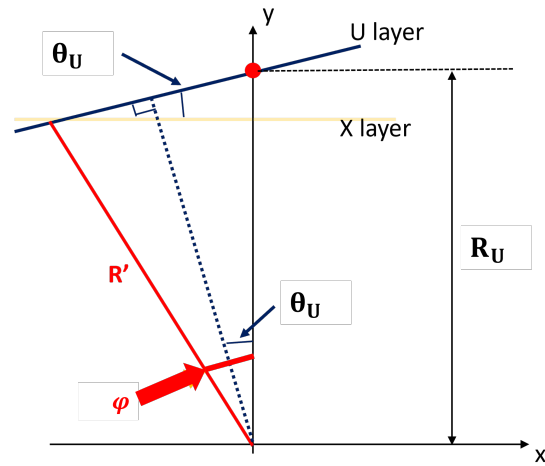


図 4.7 U 層における ϕ の射影

4. 2、3 で求めた各層の ϕ の平均値 ϕ_{Ave} を計算し、sTGC strip や X 層の R 座標を $\cos(\phi_{Ave})$ で割ることで各層における実際のヒット点の R 座標 R' を求める。また MM の stereo layer からは各層の ϕ_{MM} を用いて式 (4.5) で射影する。その様子を図 4.7 に示す。ここでは U 層の場合を示す。

$$R' \times \cos(\phi_U - \theta_U) = R_U \times \cos(\theta_U)$$

$$\begin{aligned} R' &= \frac{R_U \times \cos(\theta_U)}{\cos(\phi_U - \theta_U)} \\ &= \frac{R_U \times \cos(\theta_U)}{\cos(\phi_U)\cos(\theta_U) + \sin(\phi_U)\sin(\theta_U)} \end{aligned} \quad (4.5)$$

求めた sTGC と MM の実際のヒット点を最小二乗法によりフィットした直線により、NSW における SP の傾きを求め、NSW chamber の中心線と直線の交点を NSW SP の位置として定義する。

4.1.5 ヒット選択の改良前後での角度分解能の比較

検出器に 1 つのミュオンを打ち込むシミュレーションを行い、NSW の SP 再構成精度の評価を行った。打ち込んだミュオンの運動量分布を図 4.8、 η 分布を図 4.9 に示す。 η はトリガーに使用する NSW の領域である $1.3 < |\eta| < 2.5$ で評価を行った。

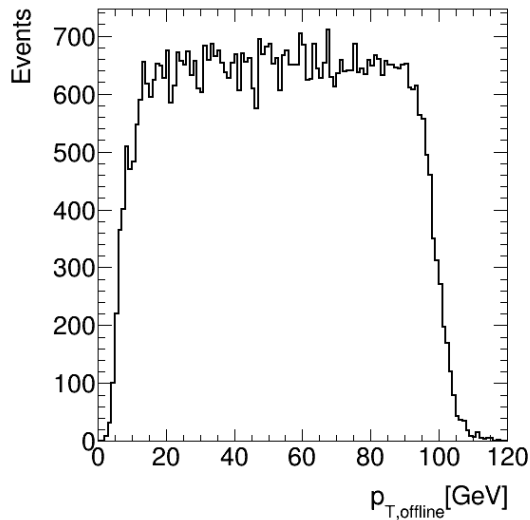


図 4.8 評価に用いたシミュレーションサンプルの
ミュオンの p_T 分布

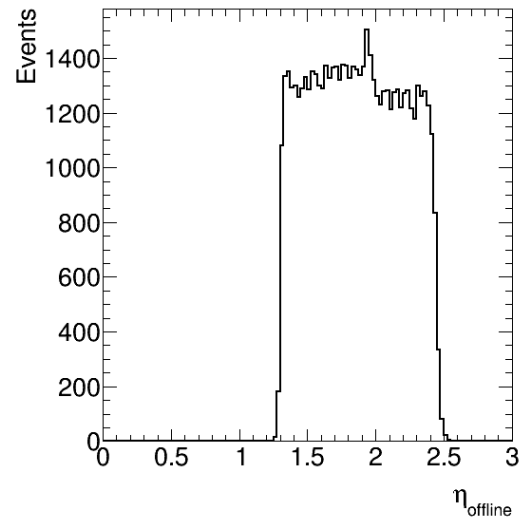


図 4.9 評価に用いたシミュレーションサンプルの
ミュオンの η 分布

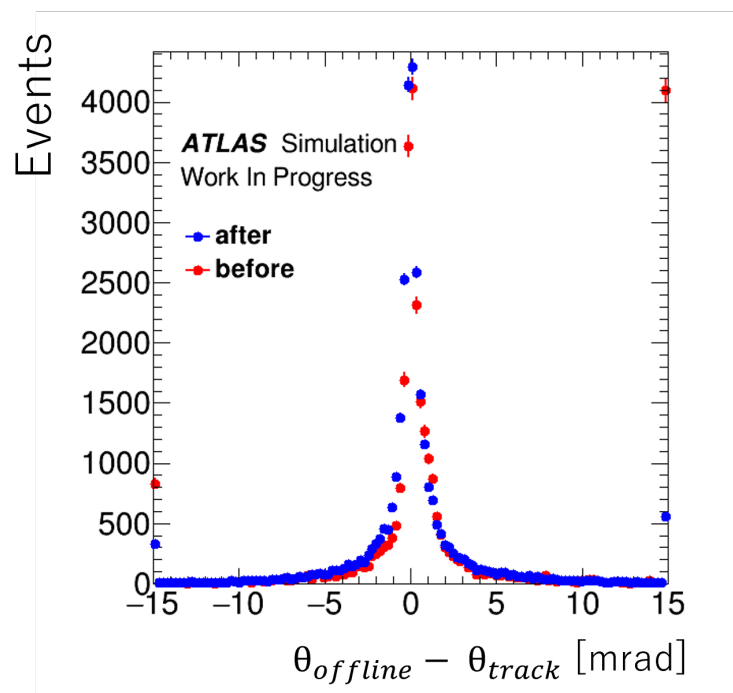


図 4.10 再構成した NSW の SP の傾きとモンテカルロシミュレーションの truth の値の差。赤点がヒット選択アルゴリズムの改良前、青点が改良後の結果を示す。

再構成した SP の傾きと offline アルゴリズムでの値の比較を図 4.10 に示す。4.1.3 の改良前と後の結果を重ねて示している。また、表示範囲外 (差が 15 mrad 以上) のイベント (テールイベント) を両端に足し合わせて示している。全イベント数に対するテールイベントの割合を表 4.1 に表す。

	先行研究	本研究
テールイベントの割合	16.0%	2.9%

表 4.1 改良前と後の全イベント数に対するテールイベントの割合

大きく角度の再構成を間違えるテールイベントの割合は、改良前では 16.0% あったのに対して、改良後では 2.9% と大きく減少する結果が得られた。これはヒット選択の改良で、*overlap* 領域の ϕ の計算を修正したことと、ヒット数によるパターン選択の条件を加えたことで、より荷電粒子の飛跡らしいパターンを選択するようにした効果である。

4.2 MDT 部分飛跡との比較

Run-2 において EI 部分の飛跡の角度情報は MDT を用いて再構成していた。MDT における SP の傾きと *truth* の値の差を図 4.11 に、NSW の場合を図 4.12 に示す。

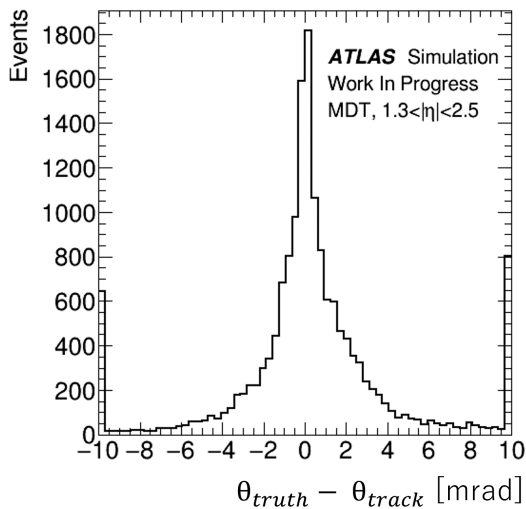


図 4.11 MDT 検出器の角度分解能

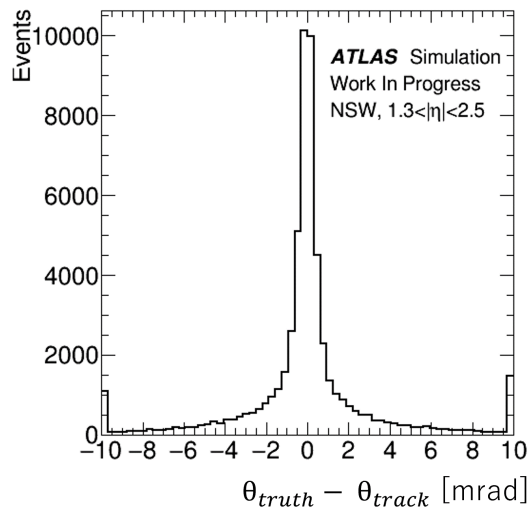


図 4.12 NSW 検出器の角度分解能

従来の検出器である MDT に比べ、NSW を用いることで角度分解能が向上する。また大きく角度の再構成を間違えるイベント ($|\Delta\theta| > 10\text{mrad}$) の割合も減少する。これは NSW が MDT と比較して、高い位置分解能を持つ検出器から再構成されており、層数が 8 層 (MDT) から 16 層 (NSW) に増えたことによる効果だと考えられる。

第 5 章

L2MuonSA における NSW を用いた横運動量再構成の性能評価

本章では第 4 章で再構成した NSW の SP を用いて、横方向運動量 p_T を算出する。NSW はエンドキャップ領域のインナーステーションとして設置される。従来の Inner MDT に比べ角度分解能が向上するため、角度 β の精度がよくなり、 p_T 分解能の向上が期待できる。

ここでは、NSW が設置された場合の LUT をシミュレーションデータをもとに作成し、その性能評価を行う。この LUT は Run-3 以降使用される予定であるが、実際の実験環境ではシミュレーションにおける相関と異なる可能性があるため随時データをもとに検証する必要がある。

5.1 NSW を用いた横方向運動量の計算

本研究では第 4 章で再構成した NSW の SP と Middle、Outer の SP を組み合わせて、角度 β を再構成し、 p_T を算出する。またこれまで CSC が設置されていたフォワード領域 ($|\eta| > 2.0$) では角度 β を使用せずに角度 γ を使用していたが、NSW は MDT よりも角度 (θ) 分解能が良いことからフォワード領域においても角度 β を使用して、 p_T 分解能の評価を行う。図 5.1 に NSW を用いた角度 β の定義を示す。

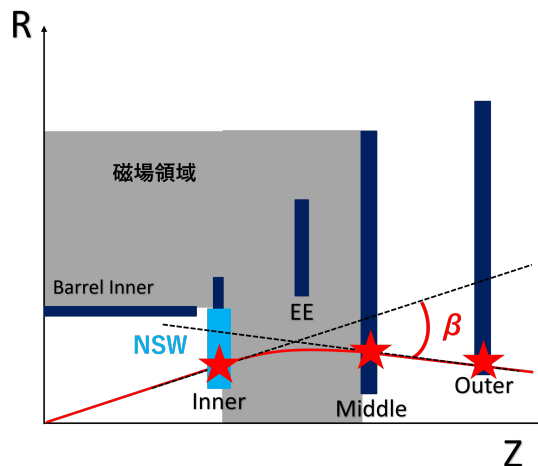


図 5.1 NSW を用いた角度 β の定義

5.2 NSW を用いた Look Up Table の作成

検出器に1つのミュオン(1GeV~100GeV)をNSWの設置領域($1.3 < |\eta| < 2.5$)に打ち込むシミュレーションを行い、NSWを用いて再構成された β と p_T の相関関係からLUTを新しく作成する。作成はNSWを用いて β を計算できる範囲($1.3 < |\eta| < 2.5$)で、3.2.2節と同様にして分割された領域毎に行う。

ある領域における β と p_T の相関を図5.2に示す。3.2.2節で

$$\beta = A \times \left(\frac{1}{p_T} \right) + B \times \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (5.1)$$

と定義される β と p_T の関係式((5.1)式)で図の相関をフィットすることで係数A、Bを決定し、LUTにこの領域における相関パラメータとして出力する。この処理を η 、 ϕ 、 $Q \times \eta/|\eta|$ で分割された領域ごとに行う。

フィッティングは以下の流れで行う。

1. 相関図を幅0.01GeVのビンに分割し、縦軸に射影する。(図5.2、図5.3)
2. 各ビンにおける β 分布をガウシアンでフィットし中心値を得る。(図5.3)
3. 各ビンの中心値を(5.1)式でフィットすることで、係数A、Bを決定する。(図5.4、図5.5)

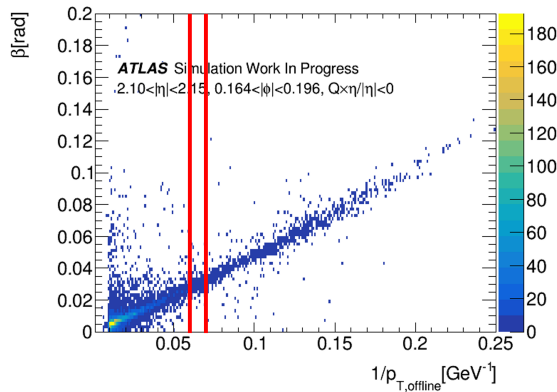


図 5.2 ある領域における β と p_T の相関関係

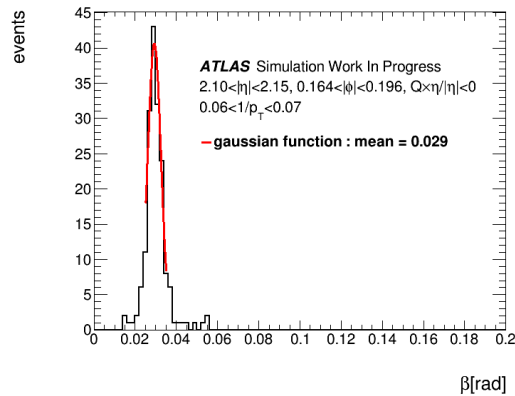


図 5.3 図 5.2 の赤線で囲った範囲 ($0.06 < 1/p_T < 0.07$) の β 分布。ガウシアンでフィットすることで中心値を得る。

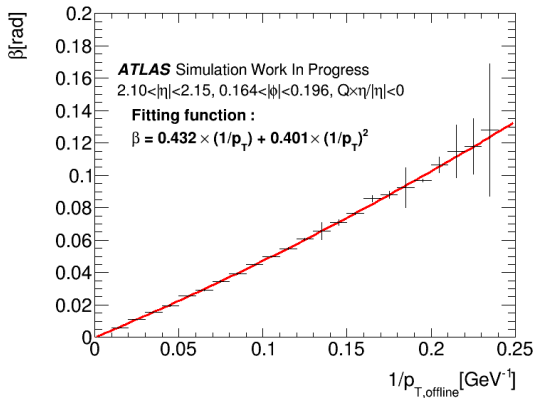


図 5.4 $1/p_T - \beta$ 分布のフィッティング結果

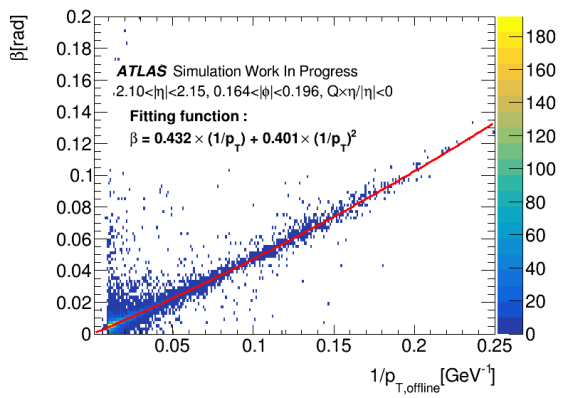
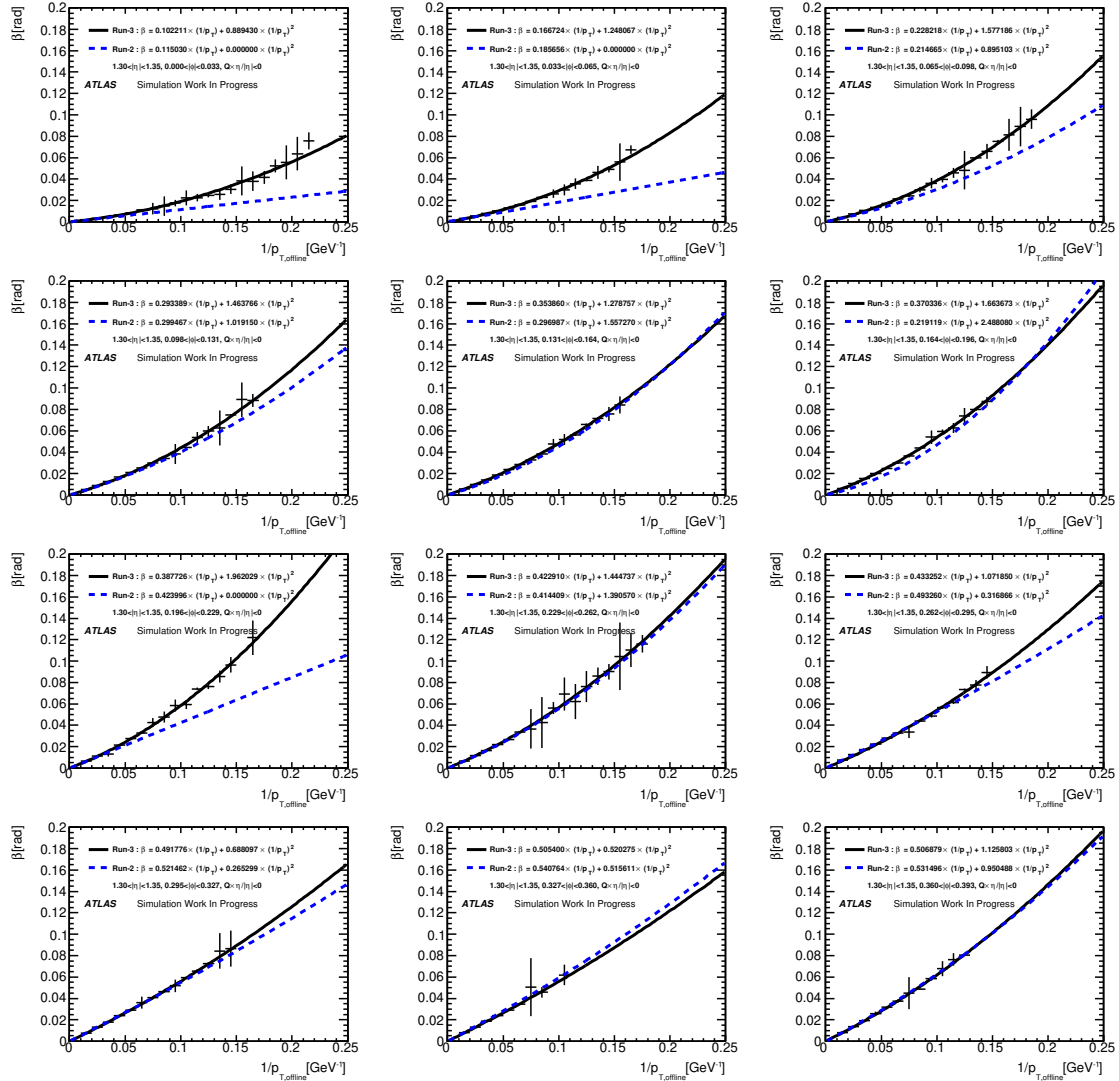


図 5.5 $1/p_T - \beta$ 分布のフィッティング結果

図 5.6、図 5.7 に作成した LUT の一部を示す。比較のため、Run-2 まで使用されていた LUT を重ねて表示する。

図 5.6 $1.30 < |\eta| < 1.35$, $Q \times \eta / |\eta| < 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。

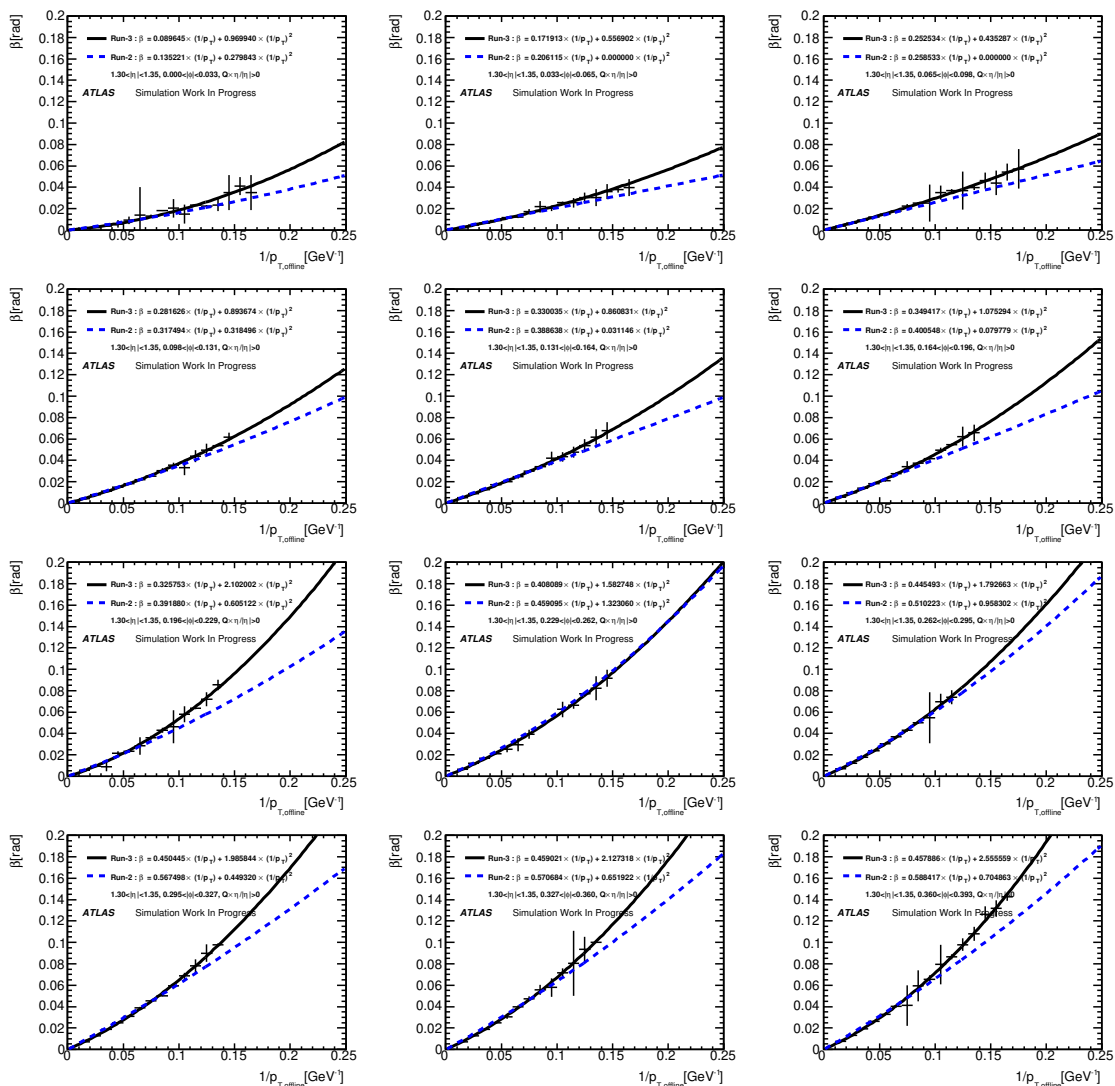


図 5.7 $1.30 < |\eta| < 1.35, Q < \eta/|\eta| > 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。

5.3 作成した LUT の評価

この節では作成した LUT が正しく p_T を求められているかの評価を行う。

ここでは、まず 6.3.1 節の再構成法を用いて β を計算し、新しく作成した LUT を用いて算出された p_T についてミュオン検出器を用いてオフライン解析で再構成された運動量 ($p_{T,offline}$) を基準として評価する。比較対象として MDT がエンドキャップ領域のインナーステーションに設置されている Run-2 のジオメトリでシミュレーションを行い、従来の LUT を使用して算出された $p_{T,\beta}$ を使用する。

5.3.1 角度 β を使用する領域

Run-2 まで使用していた LUT と今回作成した LUT で算出される $p_{T,\beta}$ の範囲について図 5.8、図 5.9 に示す。今回作成した LUT の範囲を赤線で表示する。前述の通り、従来 CSC が設置されていたフォワード領域では角度 γ を使用していたため角度 β 用の LUT を用意していなかったが、今回作成した LUT を用いることで $p_{T,\beta}$ が計算できる範囲が拡張されている。

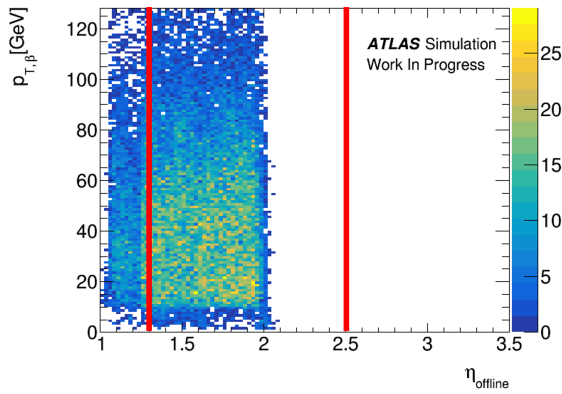


図 5.8 Run-2 まで使用していた LUT を用いて $p_{T,\beta}$ が算出される飛跡の分布。

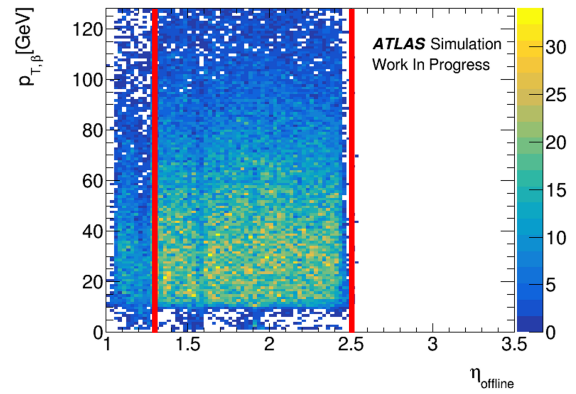


図 5.9 新たに作成した LUT を用いて $p_{T,\beta}$ が算出される飛跡の分布

5.3.2 p_T 分解能の評価

新しく作成した LUT で算出される $p_{T,\beta}$ の精度について評価する。 p_T の精度を評価するための変数として Δp_T を (5.2) 式のように定義する。

$$\Delta p_{T,SA} = \frac{1/p_{T,SA} - 1/p_{T,offline}}{1/p_{T,offline}} \quad (5.2)$$

$p_{T,SA}$ に α 、 β から算出された p_T を代入し精度を評価する。

Run-2 の β と Run-3 の β から算出される $p_{T,\beta}$ の精度の比較

エンドキャップ領域のインナーステーションに MDT を使用して角度 β を求め Run-2 の LUT を用いて算出される $p_{T,\beta}$ と、NSW を使用して β を求め新 LUT を用いて算出される $p_{T,\beta}$ の Δp_T の比較を図 5.10 に示す。ここでは Run-2 まで β を使用していた $1.3 < |\eta| < 2.2$ の領域について示している。

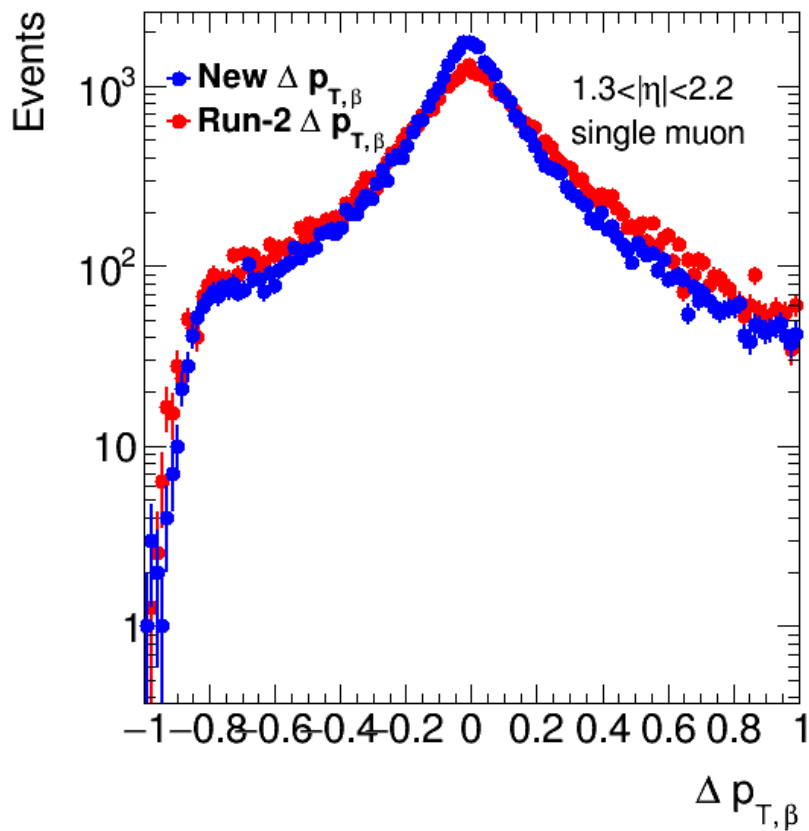


図 5.10 Run-2 の LUT と新 LUT でそれぞれ算出される $p_{T,\beta}$ の Δp_T

NSW を使用した場合の方がテール部分のイベント数が減少し、ピーク部分がより尖っている結果が得られた。次に Δp_T の p_T 依存 (図 5.11、図 5.12) を調べる。10GeV 毎に Δp_T の分布を調べ (図 5.13、図 5.14)、ピーク部分をガウシアンでフィットし、得られた σ の値を図 5.15 に示す。

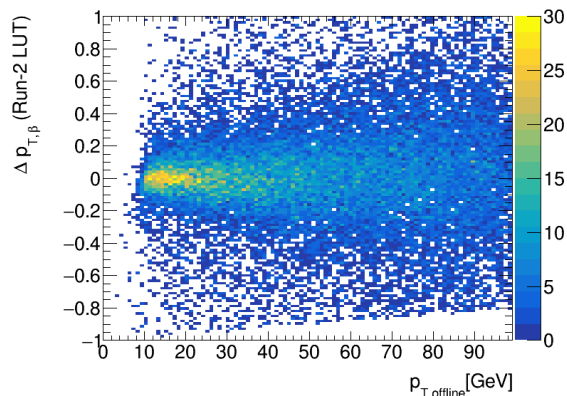


図 5.11 Run-2 の LUT を用いた時の Δp_T の p_T 依存性

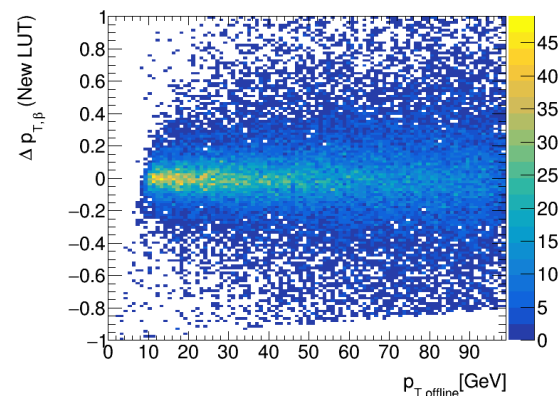


図 5.12 新 LUT を用いた時の Δp_T の p_T 依存性

すべての p_T 領域において $p_{T,\beta}$ の精度が向上する結果が得られた。これは 8 層から構成される MDT から計 16 層の NSW に置き替わることで、パターン認識の精度が向上する影響だと考えられる。

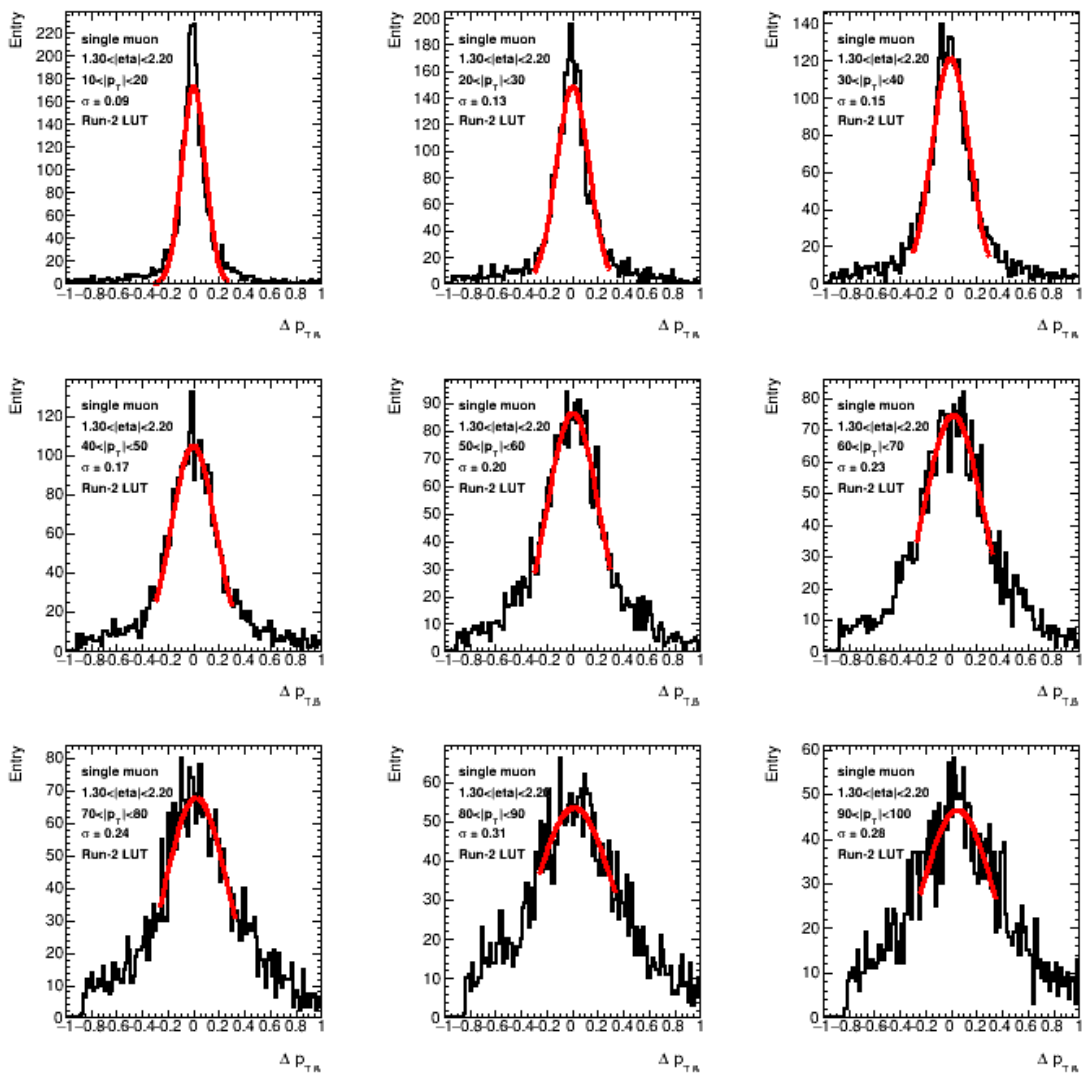
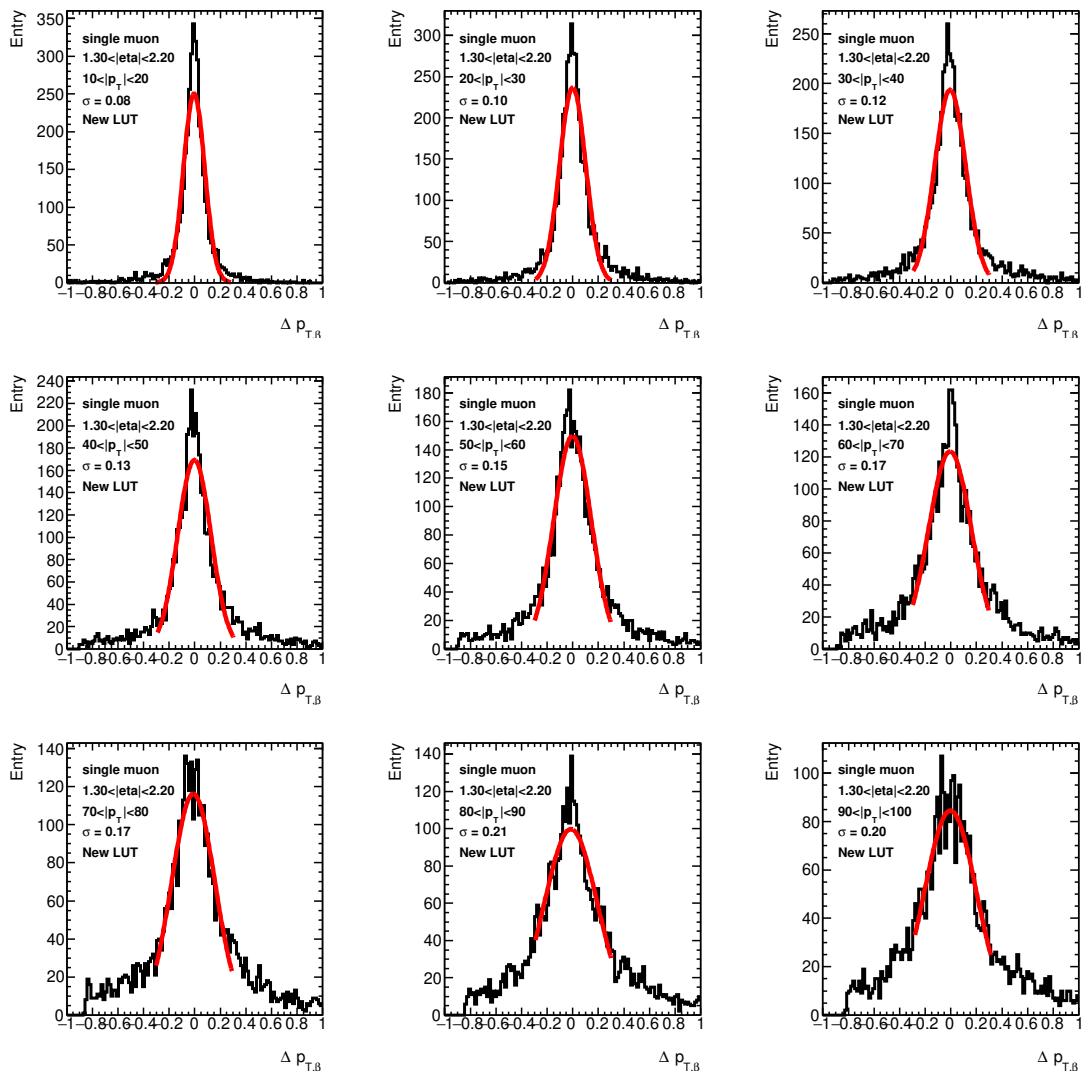
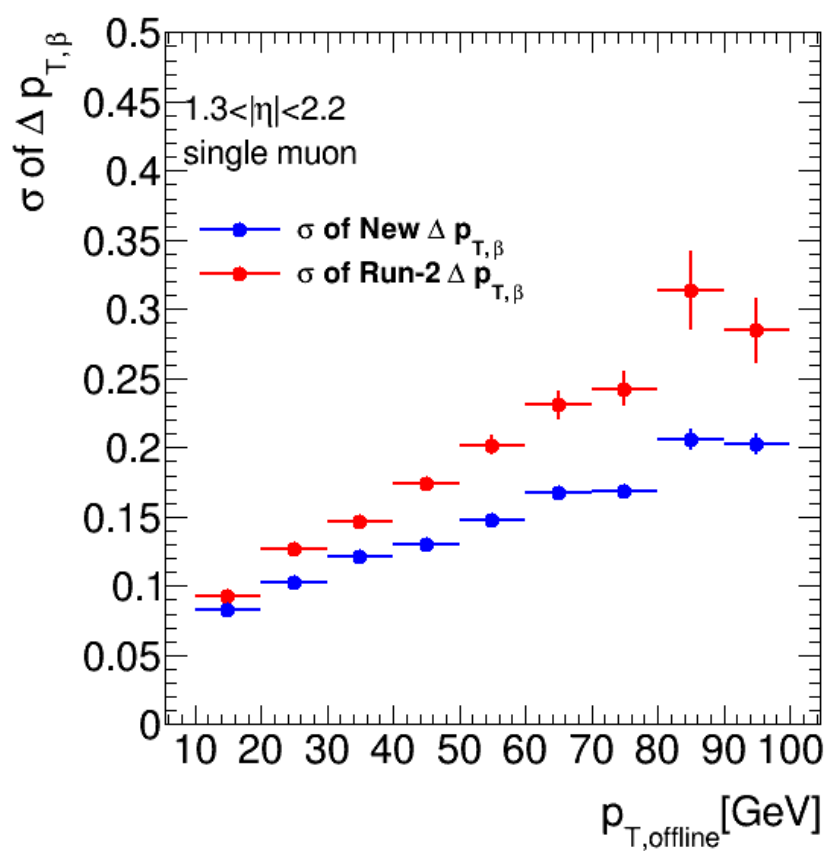


図 5.13 Run-2 の LUT を用いた時の各 p_T 領域における Δp_T

図 5.14 新 LUT を用いた時の各 p_T 領域における Δp_T

図 5.15 Run-2 の LUT と新 LUT を用いた時の各 p_T 領域における Δp_T の σ

α と β から算出される p_T の精度の比較

エンドキャップ領域のインナーステーションを使わない角度 α を用いて算出される $p_{T,\alpha}$ と NSW を使用して算出される $p_{T,\beta}$ の Δp_T を図 5.16 に示す。NSW を用いて β を計算できる $1.3 < |\eta| < 2.5$ の範囲すべてで比較を行う。

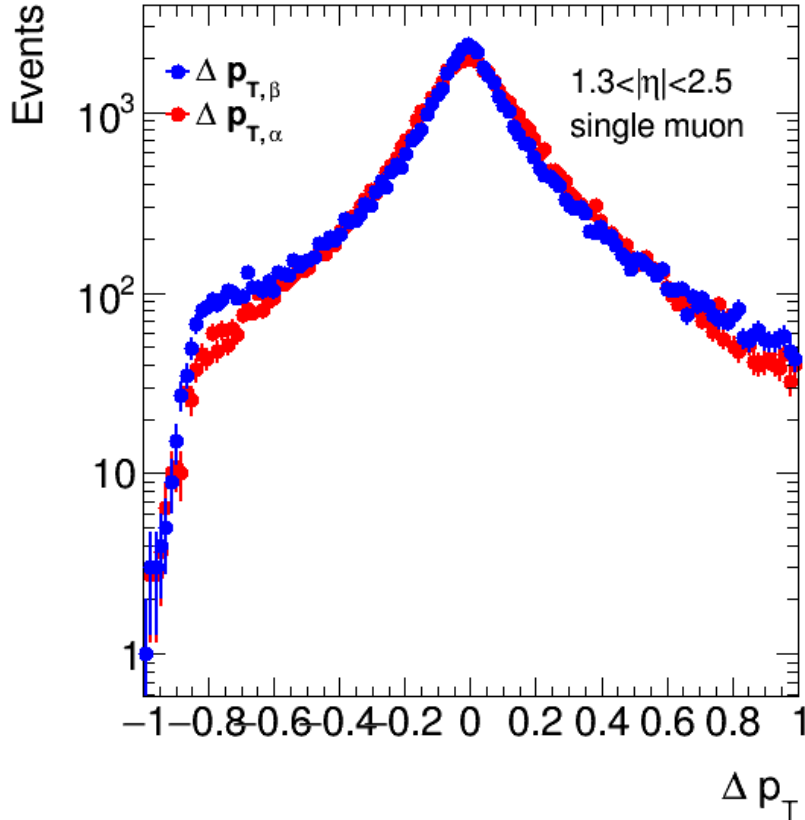


図 5.16 $p_{T,\alpha}$ と新 LUT でそれぞれ算出される $p_{T,\beta}$ の Δp_T

$p_{T,\alpha}$ よりも $p_{T,\beta}$ の方がテール部分のイベント数が多いが、ピーク部分の分解能は $p_{T,\beta}$ の方が良い結果が得られた。

こちらも同様に p_T 依存を 10GeV 毎に Δp_T の分布を調べ(図 5.17、図 5.18)、ピーク部分をガウシアンでフィットし、得られた σ の値を図 5.19 に示す。すべての p_T 領域において $p_{T,\beta}$ の方が $p_{T,\alpha}$ に比べて良い精度を持っている。しかし、図 5.16 のように大きく p_T の再構成を間違えるテールイベントの数は $p_{T,\beta}$ の方が多い。 α の計算にはミドルステーションの SP を 1 つないしはアウトーステーションを含めた 2 つ用いるのに対して、 β はミドル、アウトーステーションに加えてインナーステーションの SP を用いる。つまりパラメータの計算に用いる SP の再構成を間違える確率が、インナーステーションの SP の再構成を間違える確率だけ高くなるため、 $p_{T,\alpha}$ に比べて $p_{T,\beta}$ のテールイベントの数が高くなると考えられる。

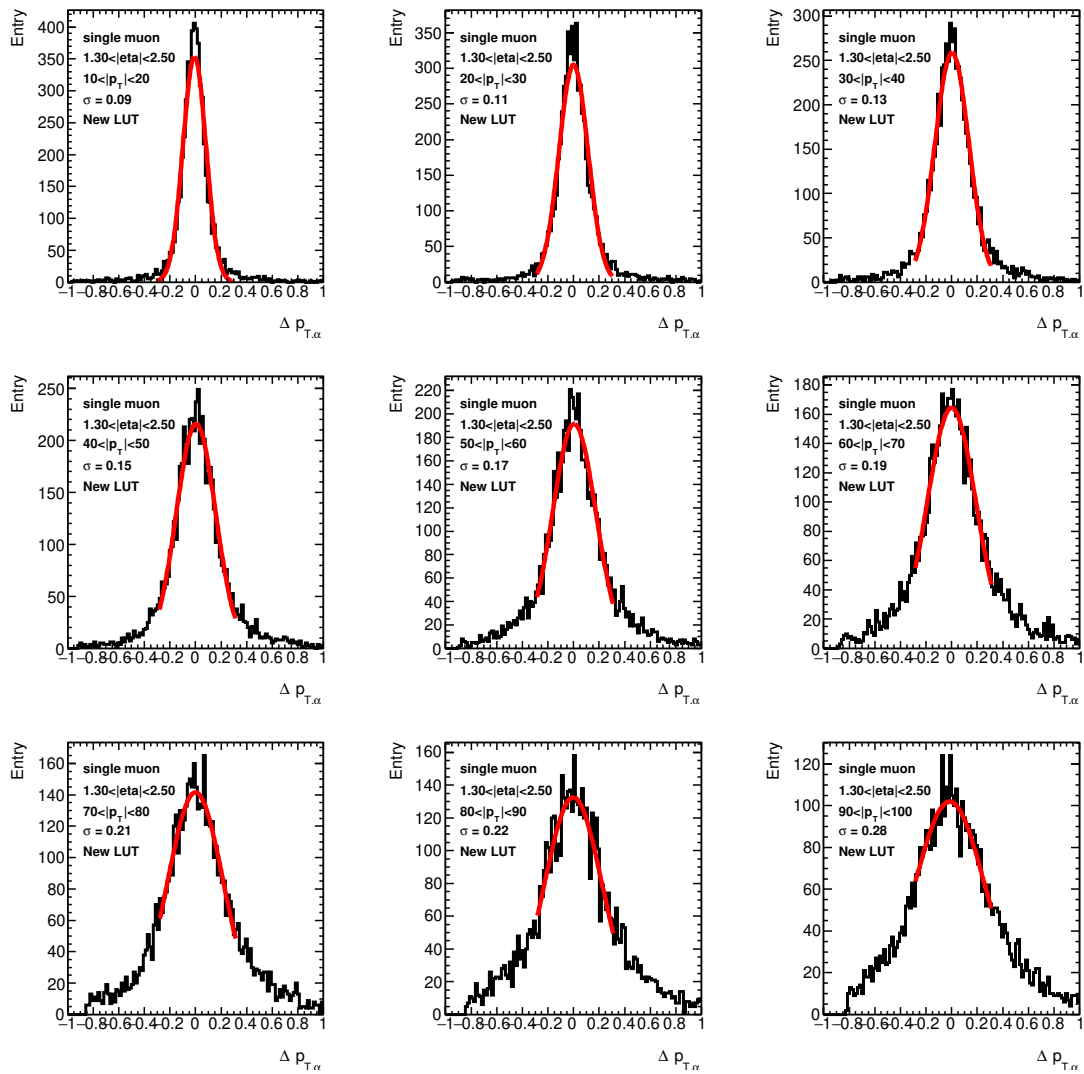
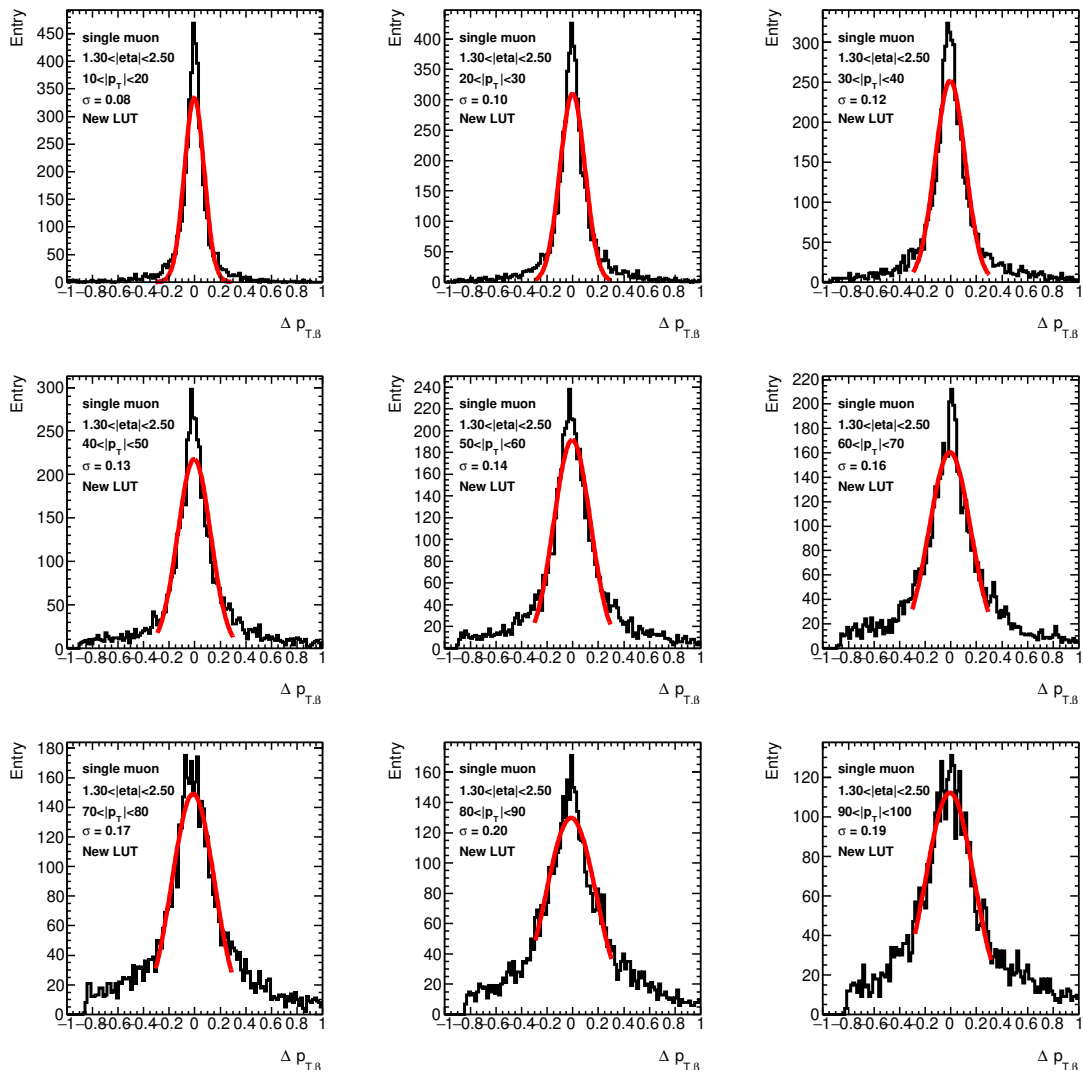
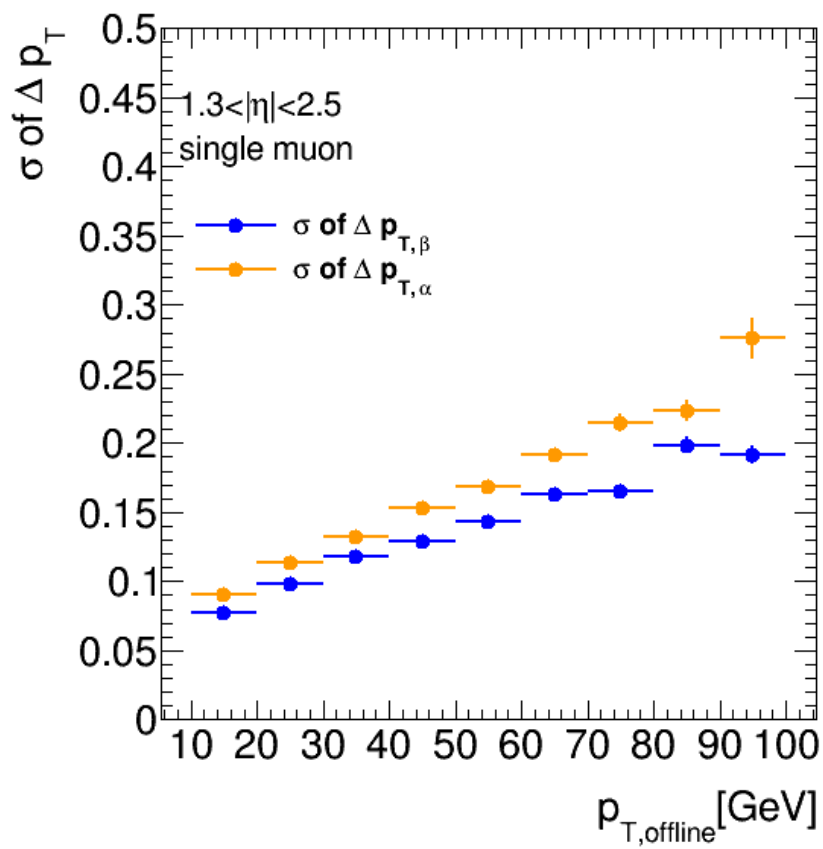


図 5.17 各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\alpha}$

図 5.18 各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\beta}$

図 5.19 各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\alpha,\beta}$ の σ

第 6 章

より現実に近い環境下での NSW アルゴリズムの性能評価および新アルゴリズムの開発、検証

2.3 章で述べたように、NSW は LHC アップグレードによるパイルアップ事象や背景事象の増加に対応するために SW に代わり新たに導入する。本章では、ミューオン以外にパイルアップ (バンチ交差ごとの平均パイルアップ数 $\langle \mu \rangle = 40$) を含むシミュレーションを行い、ミューオンの飛跡以外に他のヒットが多くある環境下での NSW の SP 再構成精度および NSW を用いた p_T 再構成精度を評価する。後述するが、パイルアップを含めない性能を示した 4 章と比較して、大きく性能が低下する。

この問題に対応するため、本研究では前章までに述べたアルゴリズムにさらに 2 つ改良を行った。本章ではその詳細について説明し、それぞれの性能の評価を行う。

6.1 パイルアップ環境下における NSW アルゴリズムの性能評価

6.1.1 NSW 部分飛跡再構成精度

4章で示したパイルアップを含めない環境下での NSW 角度再構成精度との比較を図 6.1 に示す。ミューオン由

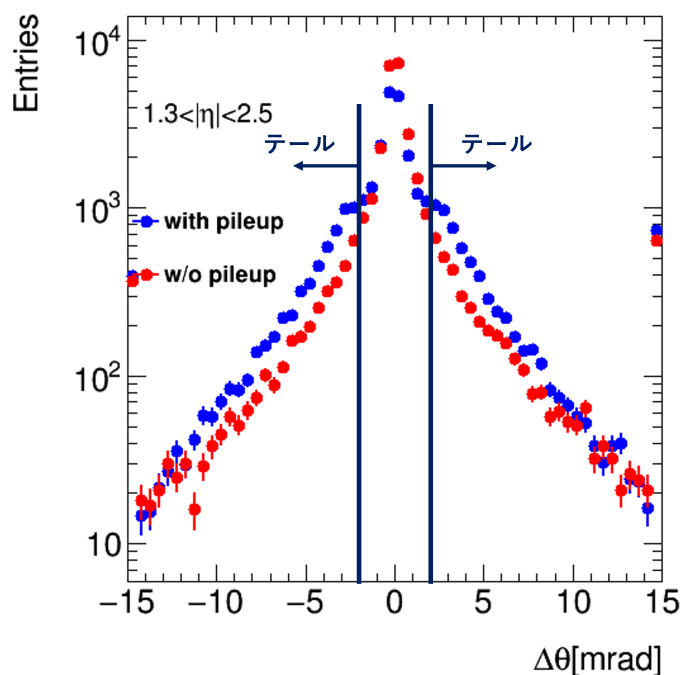


図 6.1 パイルアップがあることによる角度分解能への影響

来でないヒットが増加することで、15 mrad 以上、計算を間違えるイベントの数がほとんど変わらないが、ピーク部分のイベント数が減少し、 $\Delta\theta > 2\text{mrad}$ のイベント数が増加した。本章では $\Delta\theta > 2\text{mrad}$ をテールイベントと定義する。

6.1.2 NSW を用いた p_T 分解能

パイルアップ環境下における NSW を用いた p_T 再構成精度を (5.2) 式を用いて評価する。パイルアップを含めない環境下での $\Delta p_{T,\beta}$ との比較を図 6.2 に示す。また 5 章と同様にして求めた各 p_T 領域におけるピーク部分の分解能を図 6.3 に示す。

パイルアップを含めることで大きく性能が低下する結果が得られた。

次にパイルアップ環境下における $\Delta p_{T,\beta}$ と $\Delta p_{T,\alpha}$ の比較を図 6.4、図 6.5 に示す。

$\Delta p_{T,\beta}$ の方が大きく p_T 再構成を間違えるテールイベントの数も増加し、全ての p_T 領域においてピーク部分の分解能が劣る結果が得られた。ミドル、アウトーステーションの SP の情報のみを使用した $p_{T,\alpha}$ に比べて、インナーステーション (NSW) の SP の情報の加えることで性能が低下していることから、6.1.1 節の角度分解能の低下が大きく影響していると考えられる。またパイルアップによる粒子は一般に運動量が低いため、トロイド磁石により良く曲がりミドル、アウトーステーションに到達するが、インナーステーションまでは $z-R$ 平面において曲がらずに入射する。そのため、パイルアップによるインナーステーションにおけるパターン認識への影響は、他のステー

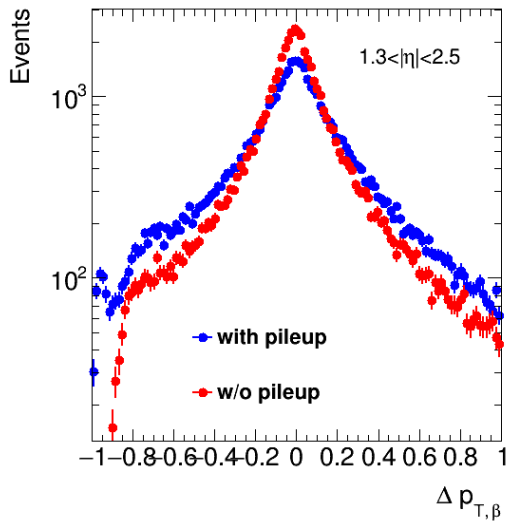


図 6.2 パイルアップを含めた場合と含めない場合における $p_{T,\beta}$ の Δp_T

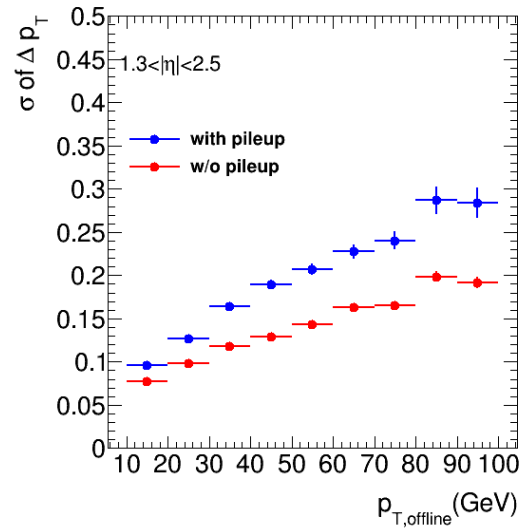


図 6.3 パイルアップを含めた場合と含めない場合の各 p_T 領域における Δp_T の σ

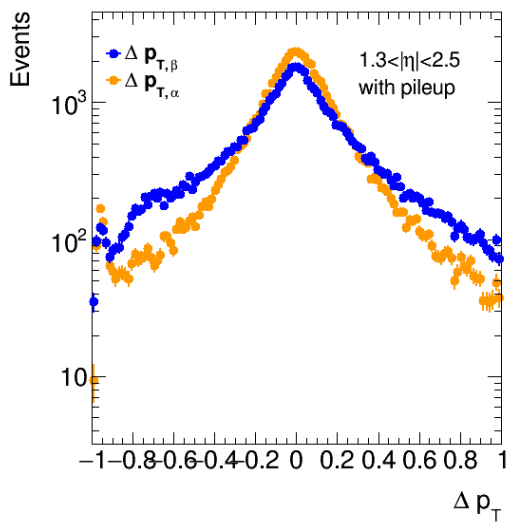


図 6.4 パイルアップ環境下における $\Delta p_{T,\beta,\alpha}$

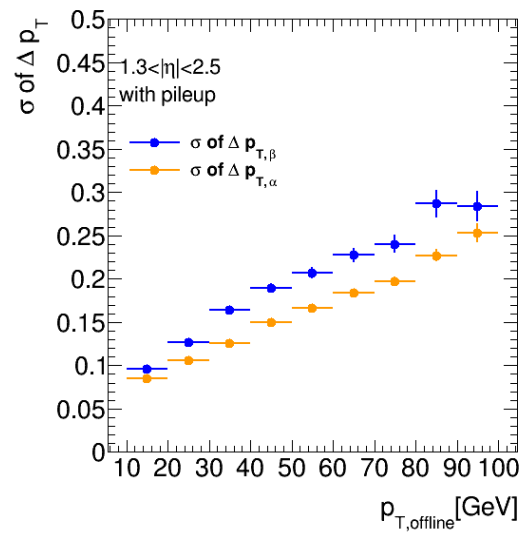


図 6.5 パイルアップ環境下における各 p_T 領域における $\Delta p_{T,\beta,\alpha}$ の σ

ジョンに比べて大きいと考えられる。

6.2 パイルアップ環境下における性能低下の考察

前節より、より現実に近い環境下において NSW アルゴリズムの性能は低下する。特に図 6.4、図 6.5 の結果は、EI チェンバーである NSW を使用しない方が性能が良いことを示している。しかし、 α はミュオンが原点からインナーステーションまで曲がらずに飛んできたことを仮定した曲率パラメータであり、トロイド磁場のみによる曲がりは β の方が正確に定義されている。本節では、パイルアップ環境下における性能低下の原因を考察する。

NSW を用いた p_T 再構成精度の悪化は、パイルアップが含まれることにより正確に NSW の部分飛跡の角度再構成ができていないテールイベントの増加が影響していると考えられる。テールイベントのイベントディスプレイの例を図 6.6 に示す。

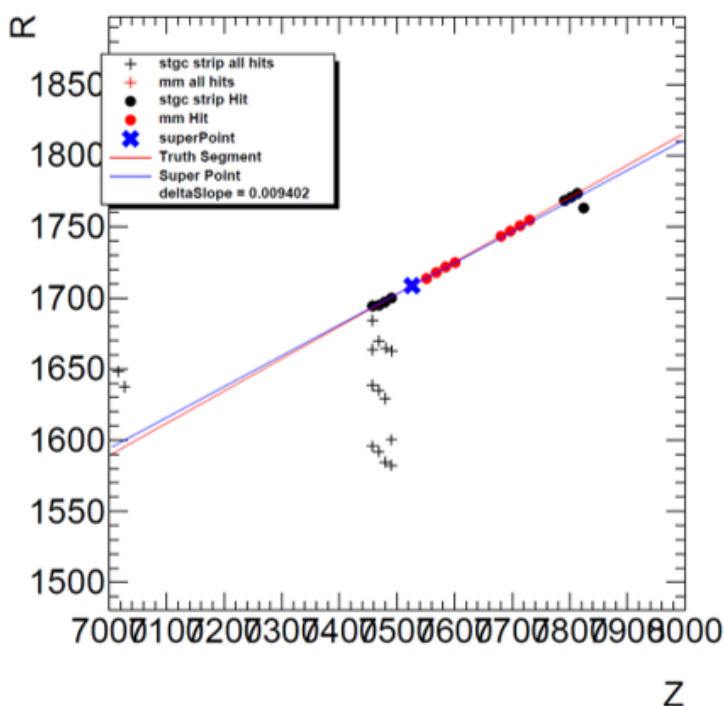


図 6.6 パイルアップを含めたサンプルのイベントディスプレイ。黒点が NSW の SP 再構成に用いられた sTGC のヒットで赤点が MM のヒットを表している。また十字は使われていないヒットを示す。

正解の飛跡である赤線から離れた 8 層目の sTGC のヒットによって再構成された青線の傾きが引っ張られており、 $\Delta\theta$ に差が生じている。この例では、最後の層 (一番右) のヒット位置が正解 (赤線) とずれており、このヒットにより L2MuonSA の再構成がずれたと考えられる。また最初の 4 層 (左) に多くのヒットがあることから、最後の層のヒットもパイルアップと関連のある可能性がある。また MM に比べ sTGC はストリップ幅が広いいため、近くのパイルアップヒットによる影響は sTGC の方が大きい。NSW の角度再構成の際に sTGC と MM のそれぞれの特性を考慮したアルゴリズムにすることで、角度分解能の向上が期待できる。

6.3 sTGC と MM の組み合わせアルゴリズムの検討

NSW の sTGC と MM は、それぞれ位置分解能が異なる。そのため 2 つの検出器を用いて直線フィットを行う際に、検出器ごとに重みづけをする必要があると考えられる。本研究では、以下の 1. に加えて新たに 2 つの種類のアルゴリズムを考案し、検証した。検証にはパイラップを含むシミュレーションサンプル ($\langle \mu \rangle = 40$) を使用し、より現実に近い環境でアルゴリズムを評価した。

- 4.1.4 のアルゴリズム。各検出器の分解能を考慮せず、選択された sTGC ヒットと MM ヒットを最小二乗法により直線フィットし SP を再構成する (再構成法、図 6.7)。
- 各検出器の R 方向の位置分解能を重みとして定義し、選択された sTGC ヒットと MM ヒットを重みづけ最小二乗法により直線フィットし SP を再構成する (重みづけ再構成法、図 6.8)。
- それぞれの検出器で部分飛跡を再構成し、シミュレーションの truth 値との比較で得られた角度再構成精度を重みとして、各検出器で再構成された角度の加重平均を SP の角度として再構成する (加重平均法、図 6.9)。

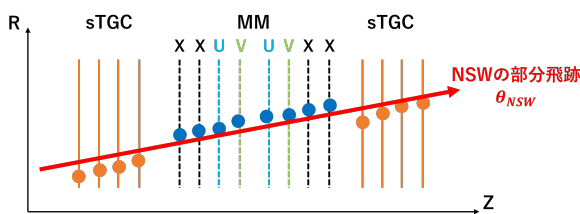


図 6.7 再構成法の概念図

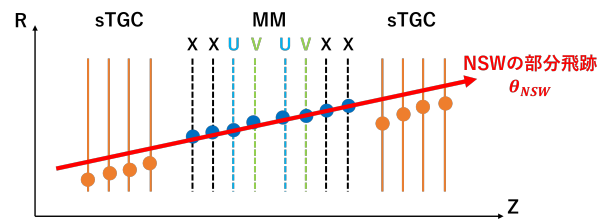


図 6.8 重みづけ再構成法の概念図

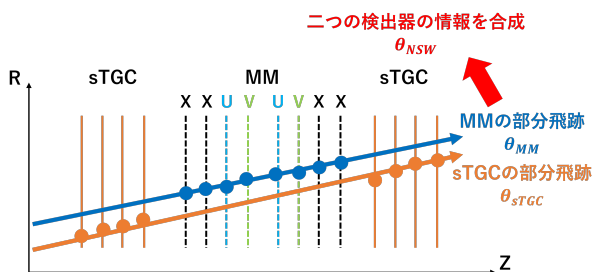


図 6.9 加重平均法の概念図

6.3.1 各検出器における角度・位置分解能の位置依存性

重みづけ再構成法

このアルゴリズムでは、各検出器の位置分解能の違いを考慮して、より分解能が良い検出器に重みをかけてフィッティングすることで NSW の SP を再構成する。これによりミュオン飛跡の近くにあるパイラップ由来のヒットによる影響の軽減が期待できる。

まず各検出器の位置分解能を求めるために sTGC、MM それぞれで直線フィットを行い、その R 方向残差 ΔR を図 6.10、6.11 に示す。sTGC は MM に比べストリップ間の幅が広いため、分布の幅も広がっている。

次に位置分解能の領域依存性を確認するため、R 方向残差の η 依存性を図 6.12, 6.13 示す。

この分布を x 軸に 12 分割した。各ビンにおける R 方向残差の分布を図 6.14, 6.15 に示す。(6.1) 式で表される

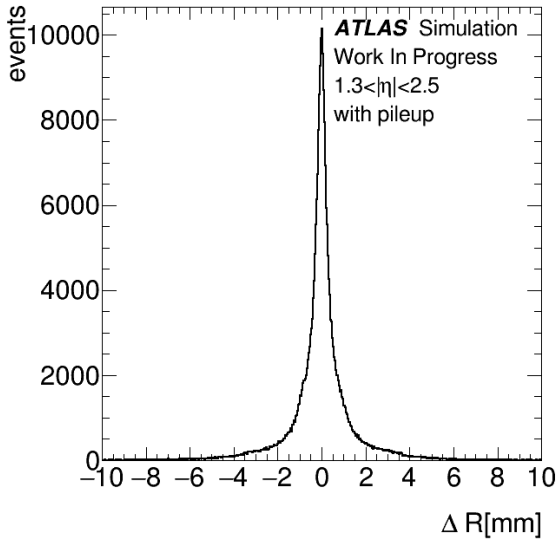


図 6.10 sTGC 検出器における ΔR

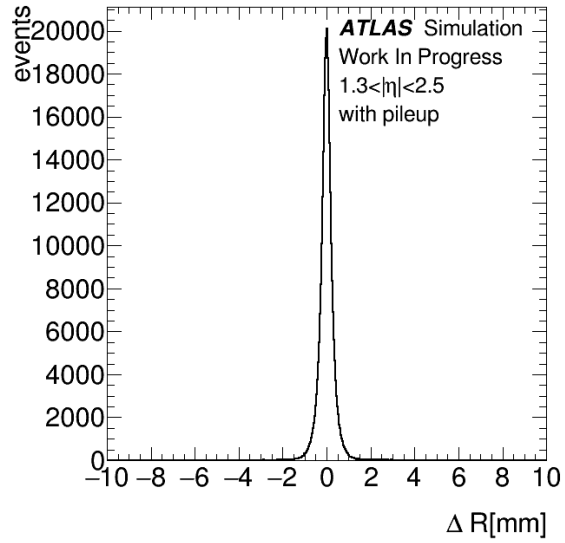


図 6.11 MM 検出器における ΔR

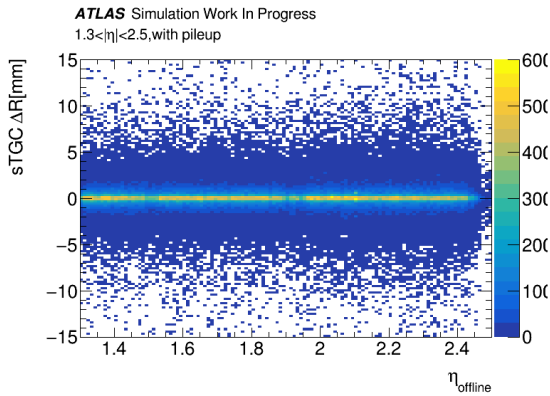


図 6.12 sTGC 検出器における ΔR の η 依存性

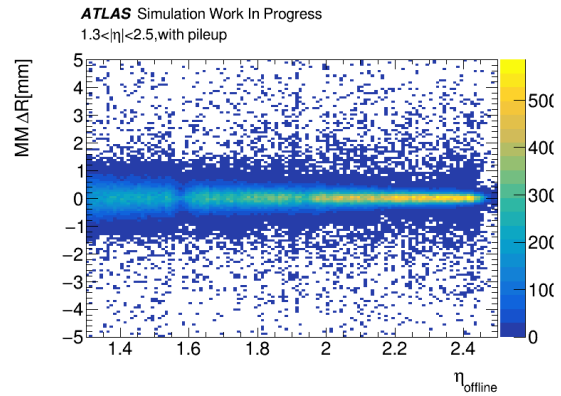


図 6.13 MM 検出器における ΔR の η 依存性

標準偏差 σ を各ビンの分布において計算し、プロットしたものを図 6.16 に表す。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \tag{6.1}$$

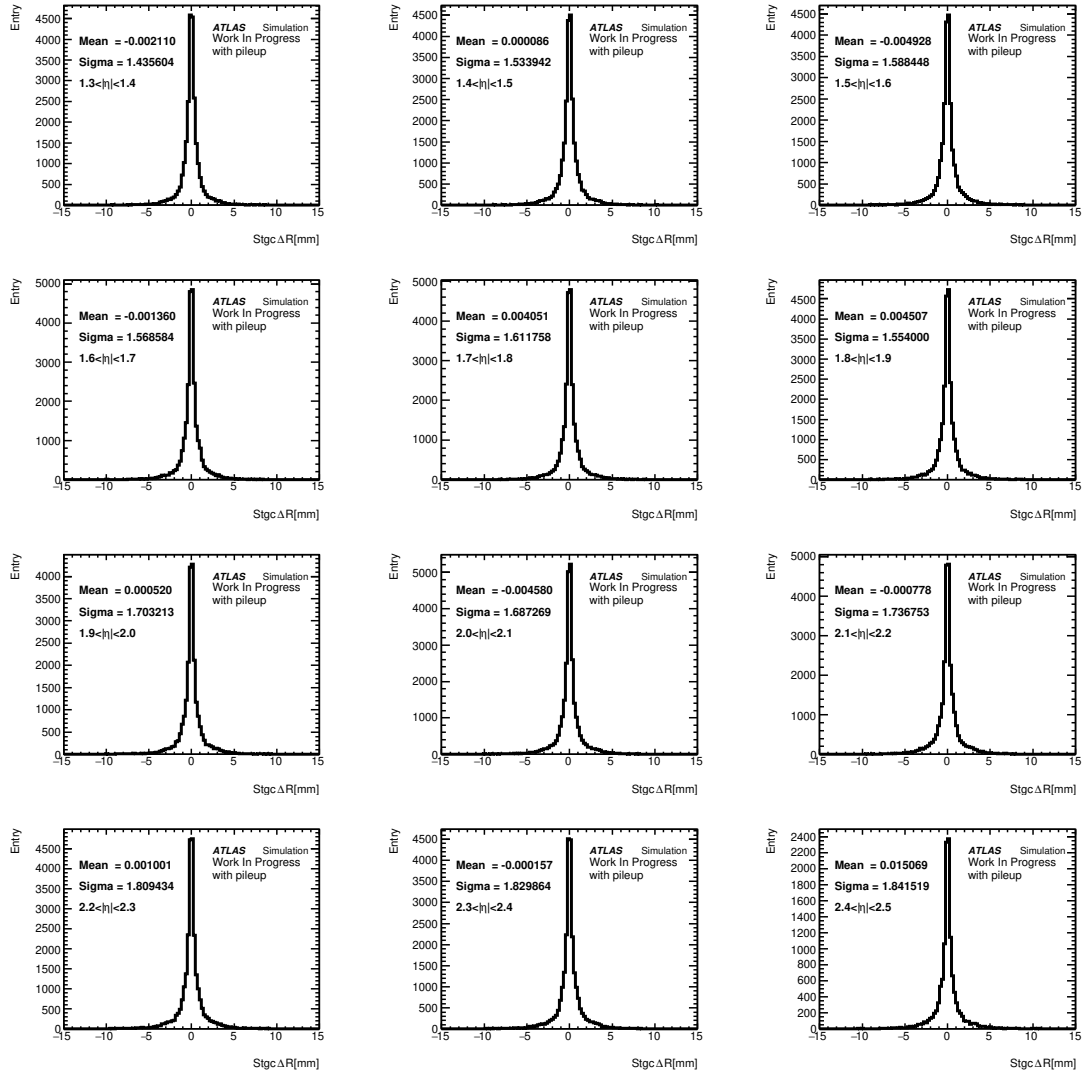
ここで n は全イベント数、 x_i は各イベントの ΔR 、 \bar{x} は ΔR の平均値である。また数値を表 6.1 にまとめた。

sTGC	1.43	1.53	1.53	1.56	1.59	1.54	1.70	1.69	1.76	1.81	1.83	1.84
MM	0.49	0.46	0.48	0.40	0.39	0.39	0.38	0.35	0.36	0.33	0.33	0.40

表 6.1 sTGC と MM の η 毎の ΔR の標準偏差 s [mm]

sTGC では η が大きくなる程、 ΔR の分布が広がり、反対に MM では狭くなる結果が得られた。

sTGC、MM それぞれの検出器の分解能の違いと、分解能の η 依存性を考慮するため、表 6.1 の値を用いて、各領

図 6.14 sTGC 検出器における各 η 領域の ΔR 分布

域においてより残差の小さい検出器に重みをかけて式 6.2 を最小にするように Fit し、NSW の SP を再構成する。

$$\chi^2 = \frac{(R_{sTGC} - R_{pred})^2}{\sigma_{sTGC}^2} + \frac{(R_{MM} - R_{pred})^2}{\sigma_{MM}^2} \quad (6.2)$$

ここで R_{sTGC} 、 R_{MM} はそれぞれの検出器におけるヒットの R 座標、 R_{pred} は予測値を表す。また σ_{sTGC} と σ_{MM} が重みであり、表 6.1 である。

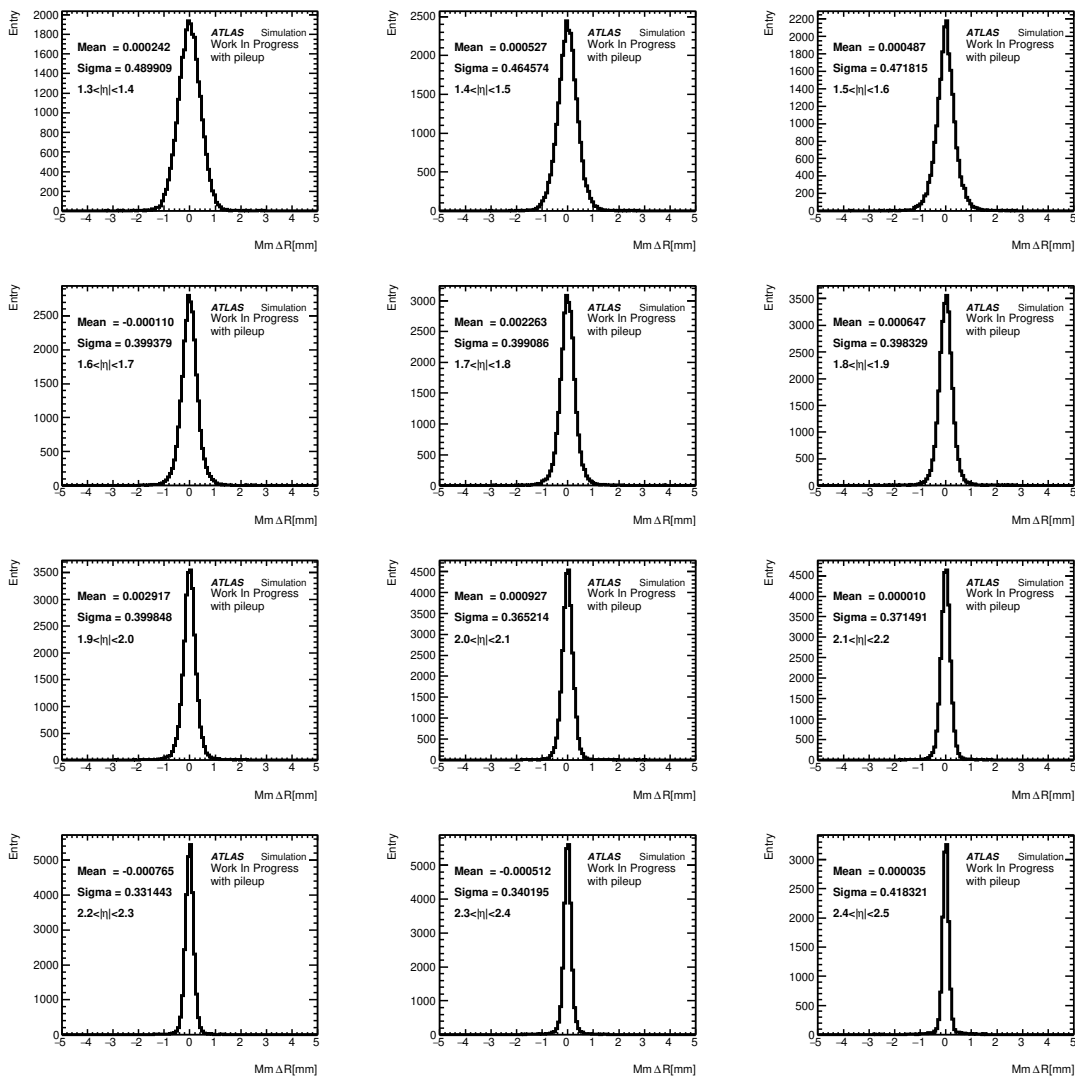


図 6.15 MM 検出器における各 η 領域の ΔR 分布

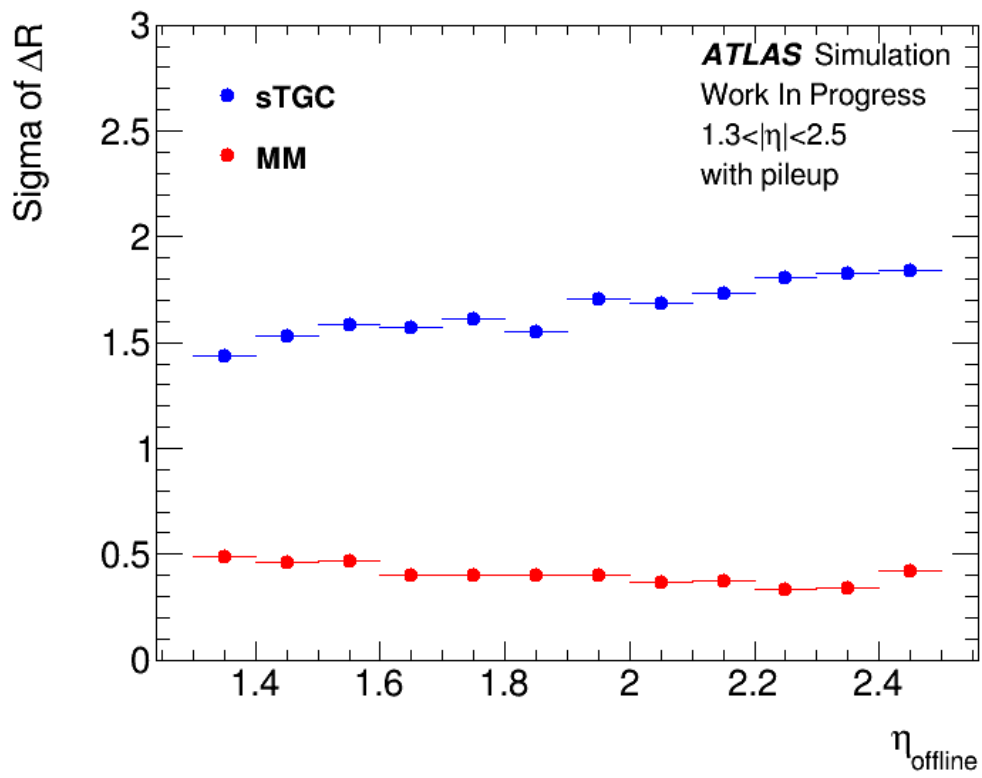


図 6.16 sTGC,MM における η 毎の ΔR の標準偏差 σ [mm]。青点が sTGC で、赤点が MM を表す。

加重平均法

このアルゴリズムでは、各検出器の角度再構成精度の違いを考慮し、より高い性能を示す検出器に重みづけをして加重平均を取ることで SP の角度として再構成する。これにより、現行のアルゴリズムに比べ、性能の改善が期待できる。

まず各検出器の角度再構成度の領域依存性を確認するため、各検出器で再構成した直線の向きとモンテカルロシミュレーションの truth の値の差 $\Delta\theta$ の η 依存性を図 6.17、図 6.18 に示す。

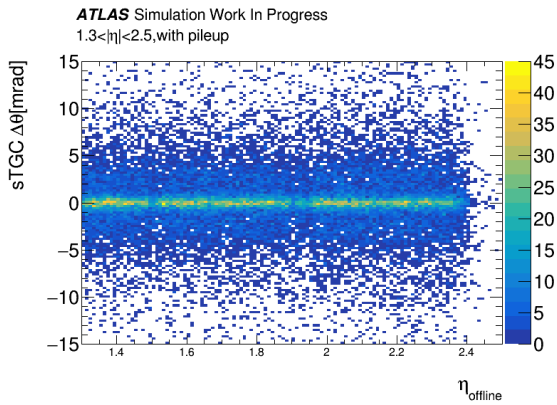


図 6.17 sTGC 検出器における $\Delta\theta$ の η 依存性

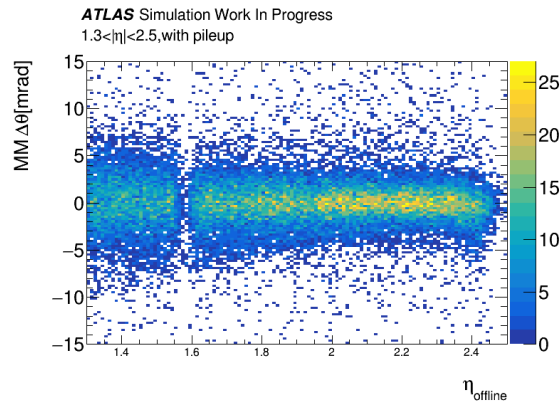


図 6.18 MM 検出器における $\Delta\theta$ の η 依存性

こちらも同様に分布を x 軸に 12 分割し、各ビンにおける $\Delta\theta$ の分布を図 6.19,6.20 に、標準偏差 σ のプロットを図 6.21 に示す。

また数値を表 6.2 にまとめた。

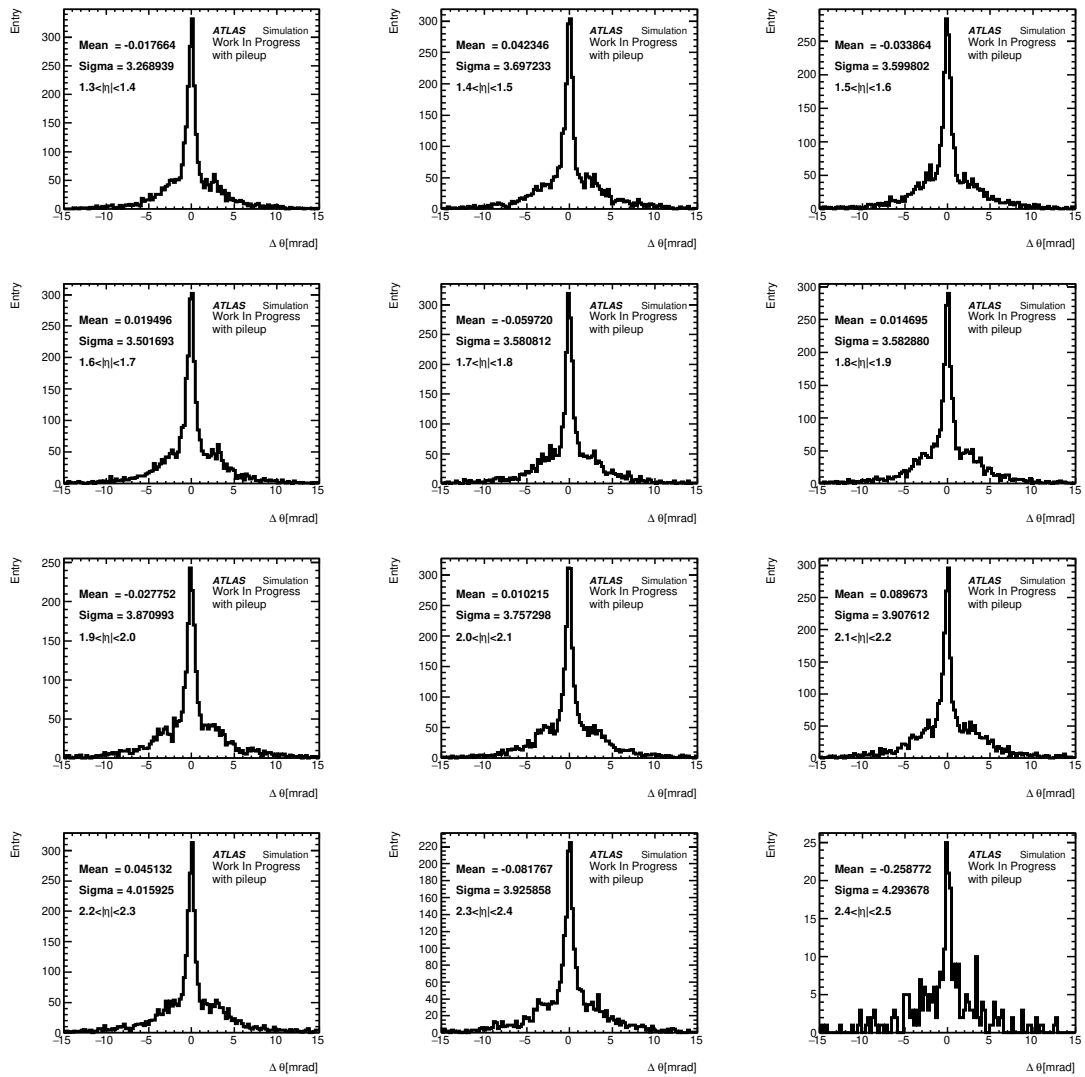
sTGC	3.27	3.70	3.61	3.50	3.58	3.57	3.87	3.77	3.92	4.02	3.92	4.27
MM	3.35	3.35	3.34	3.05	2.85	2.68	2.74	2.65	2.64	2.44	2.47	2.65

表 6.2 sTGC と MM の η 毎の $\Delta\theta$ の標準偏差 s [mrad]

角度分解能に関しても、sTGC では η が大きくなる程、角度の再構成精度が悪くなっていき、反対に MM では良くなっていく結果が得られた。

sTGC、MM それぞれで部分飛跡を再構成し、(6.3) 式より 2 つの部分飛跡の情報の加重平均を取ることで、NSW の SP を再構成する。

$$\theta_{NSW} = \frac{(1/\sigma_{sTGC}^2) \times \theta_{sTGC} + (1/\sigma_{MM}^2) \times \theta_{MM}}{(1/\sigma_{sTGC}^2) + (1/\sigma_{MM}^2)} \quad (6.3)$$

図 6.19 sTGC 検出器における各 η 領域の $\Delta\theta$ 分布

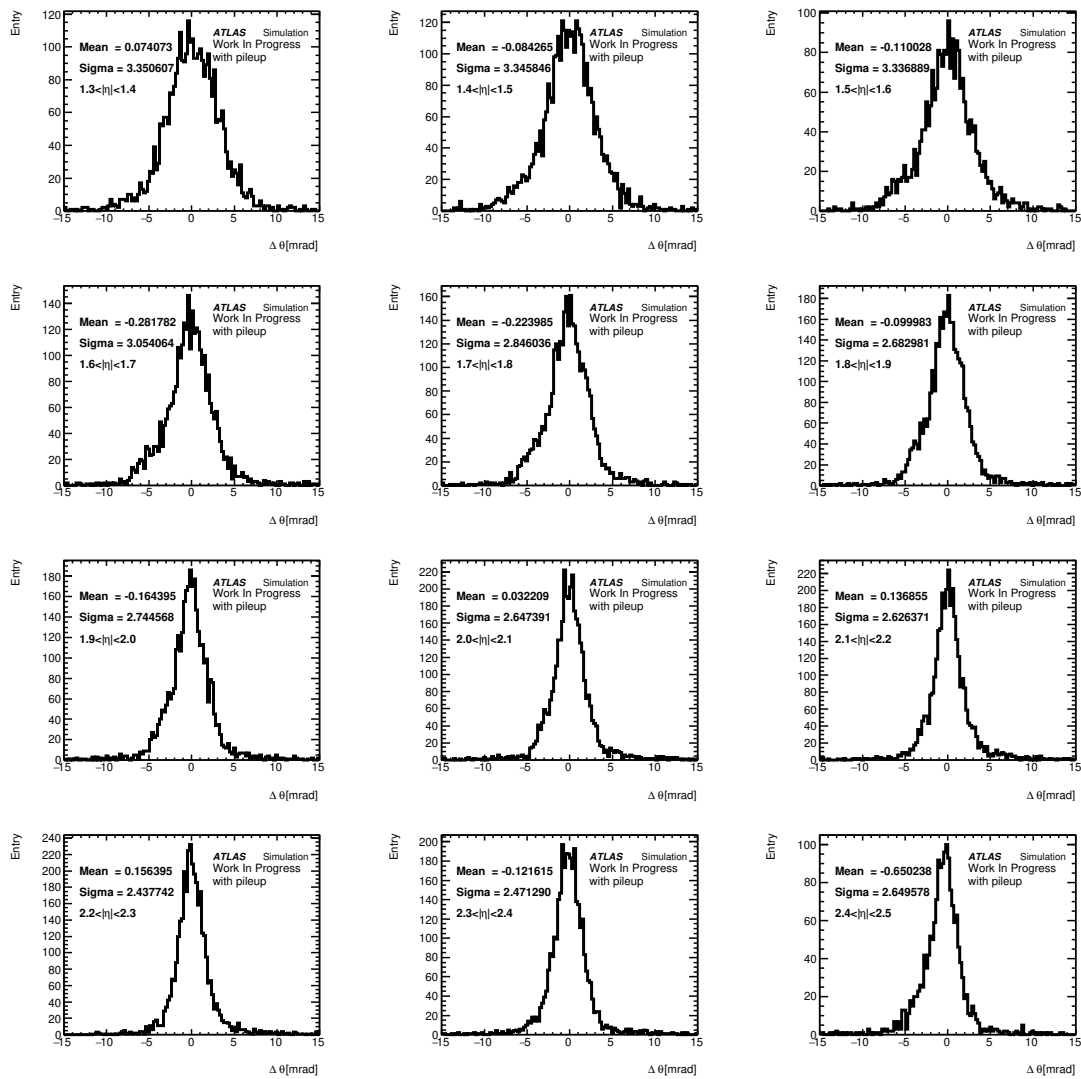


図 6.20 MM 検出器における各 η 領域の $\Delta\theta$ 分布

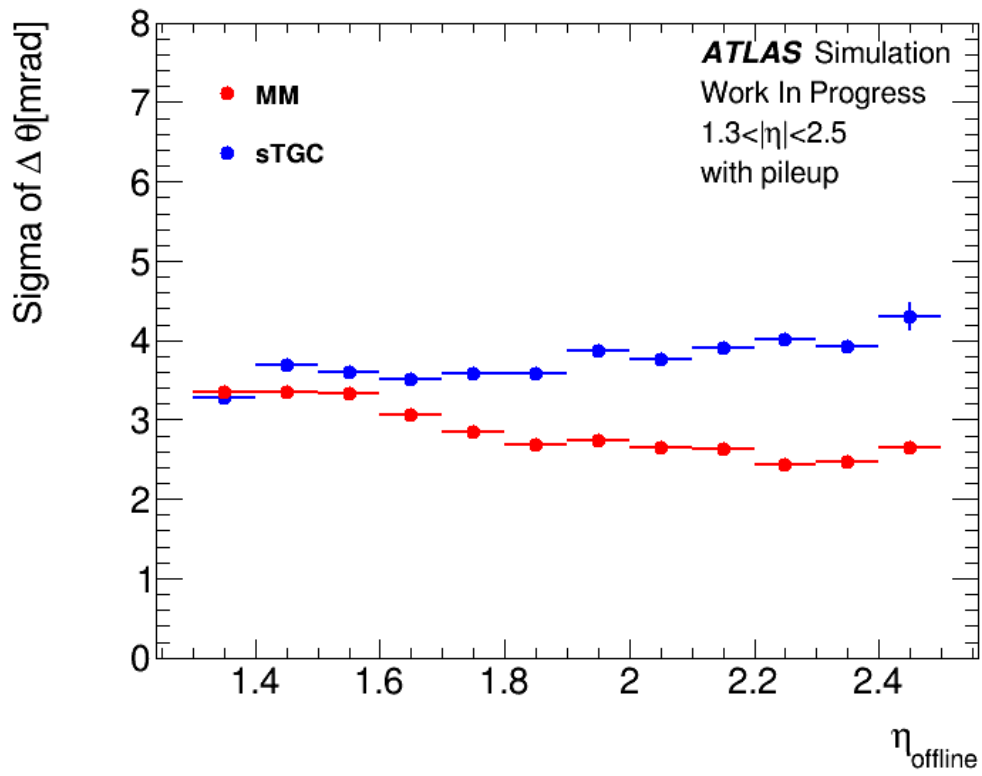


図 6.21 sTGC,MM における η 毎の $\Delta\theta$ の標準偏差 σ [mm]。青点が sTGC で、赤点が MM を表す。

6.3.2 各アルゴリズムにおける角度分解能

それぞれの方法で再構成された NSW の角度と truth 値との比較 ($\Delta\theta$ [mrad]) を図 6.22 に示す。またそれぞれの η 依存性を図 6.25 に示す

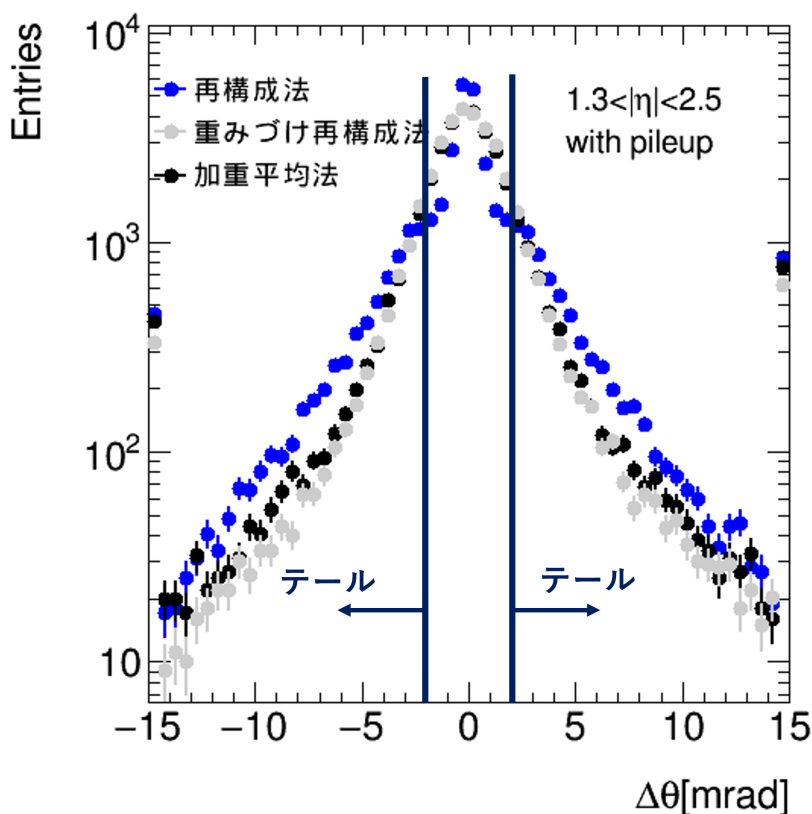
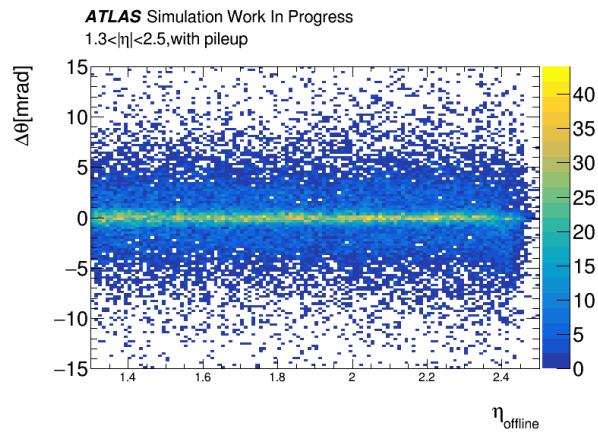
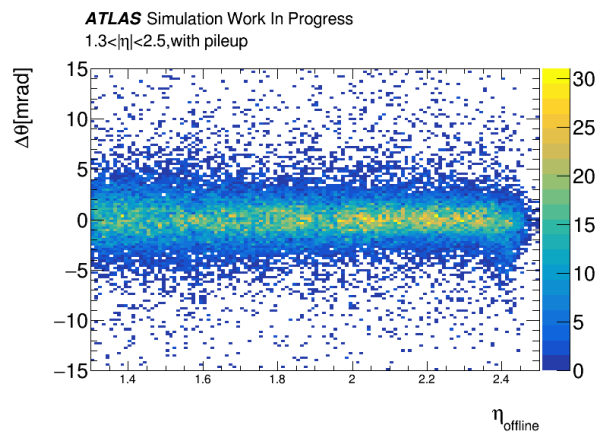
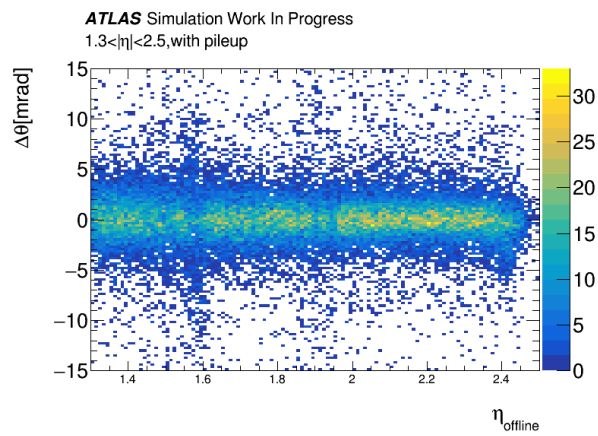


図 6.22 各アルゴリズムで計算した NSW の SP の角度 θ とモンテカルロシミュレーションで得られた truth 値との差分 $\Delta\theta$ [mrad]。青点が従来のアルゴリズムである再構成法で、グレーの点が重みづけ再構成法、黒点が加重平均法による角度分解能を示す。

図 6.22 で表しているように、6.1.1 節で定義したテールイベント ($|\Delta\theta| > 2\text{mrad}$) の数は、sTGC、MM それぞれに重みをかけることで減少する。全イベント数に対するテールイベントの割合を表 6.3 に示す。

再構成法	重みづけ再構成法	加重平均法
$41.2 \pm 0.3\%$	$30.3 \pm 0.3\%$	$31.8 \pm 0.3\%$

表 6.3 各アルゴリズムにおけるテールイベントの割合

図 6.23 再構成法で計算した NSW の SP の角度精度の η 依存性。図 6.24 重みづけ再構成法で計算した NSW の SP の角度精度の η 依存性。図 6.25 加重平均法で計算した NSW の SP の角度精度の η 依存性。

6.3.3 各アルゴリズムにおける p_T 分解能

各アルゴリズムで求めた NSW の SP を用いて再構成した $p_{T,\beta}$ の分解能を図 6.26 に示す。またその p_T 依存性を図 6.27 に、 η 依存性を図 6.28 に示す。

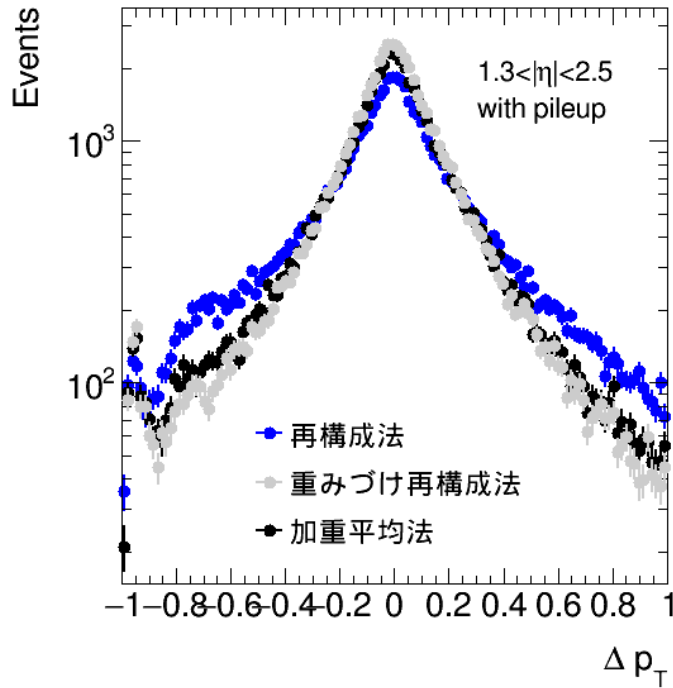


図 6.26 各アルゴリズムで算出された $p_{T,\beta}$ の Δp_T 。青点が従来のアルゴリズムである再構成法で、グレーの点が重みづけ再構成法、黒点が加重平均法による p_T 分解能を示す。

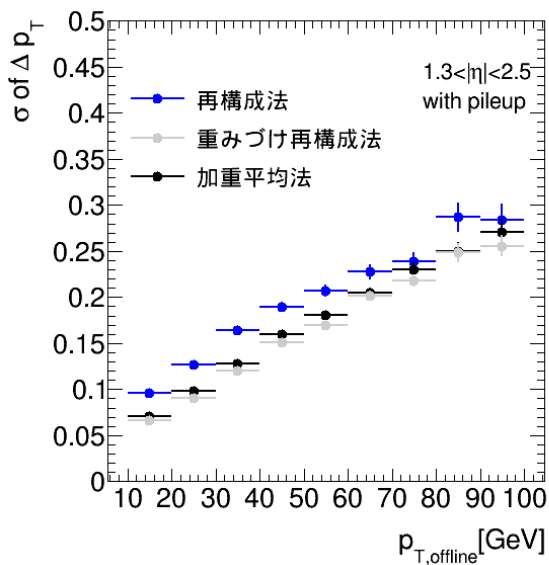


図 6.27 各 p_T 領域における各アルゴリズムの Δp_T の σ

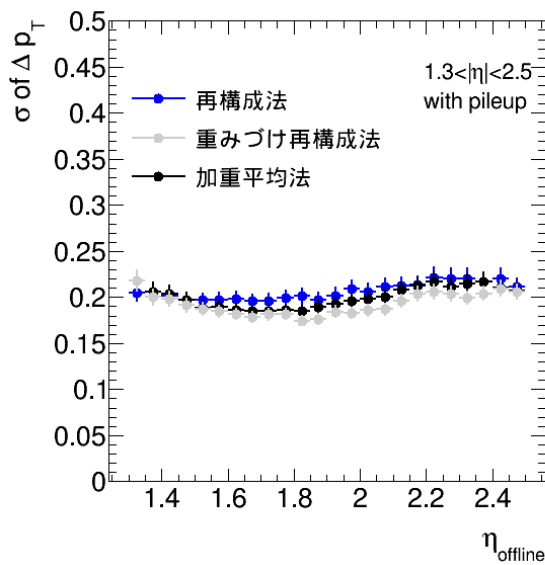


図 6.28 各 η 領域における各アルゴリズムの Δp_T の σ

再構成法に比べ、重みを加えた 2 つの方法はテールイベントの数も減少し、ピーク部分の分解能も向上した。また表 6.3 で最もテールイベント割合が小さい重みづけ再構成法を用いることで、ほとんどすべての p_T 、 η 領域において最も良い分解能が得られた。

次に最も良い性能を示した重みづけ再構成法を用いて求めた $\Delta p_{T,\beta}$ と $\Delta p_{T,\alpha}$ の比較を図 6.29 に示す。

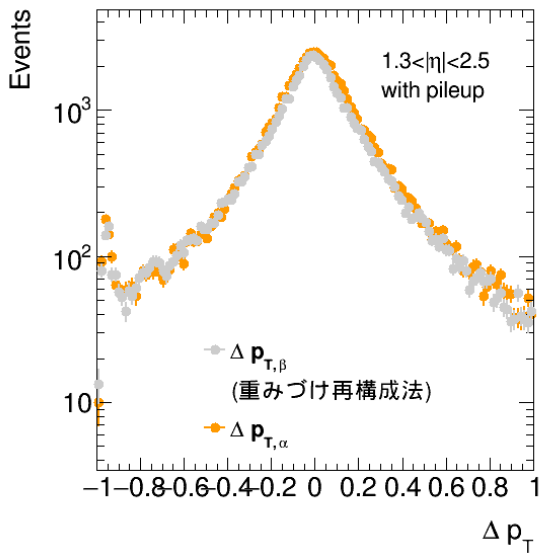


図 6.29 重みづけ再構成法を用いて算出された $p_{T,\beta}$ と EI を用いない $p_{T,\alpha}$ の分解能

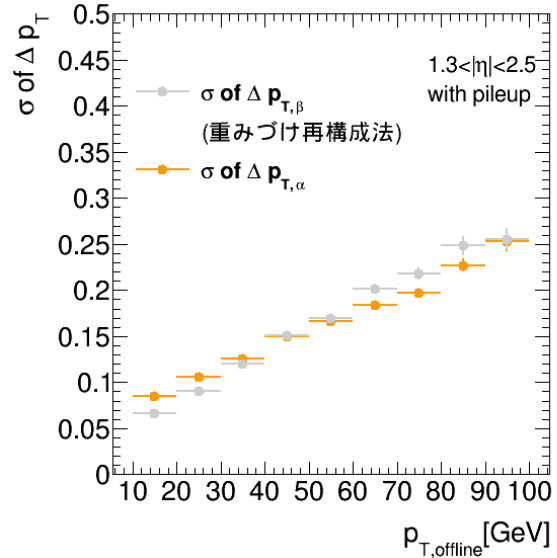


図 6.30 各 p_T 領域における重みづけ再構成法の $\Delta p_{T,\beta}$ との $\Delta p_{T,\alpha}$ の σ

Δp_T の分布に大きな違いは見られなかった。ピーク部分の σ 値を各 p_T 領域ごとに示した図 6.30 では、重みづけ再構成法において低 p_T 領域で $p_{T,\alpha}$ より良い分解能を得ることができた。パイルアップ環境下であっても NSW を用いることで、 $p_{T,\alpha}$ よりも $p_{T,\beta}$ の方が分解能が良い領域があり、これらを組み合わせることで L2MuonSA 全体における p_T 分解能の向上が期待できる。

6.4 L2MuonSA 全体における p_T 分解能

重みづけ再構成法により求めた $p_{T,\beta}$ と $p_{T,\alpha}$ から図 3.15 の条件式を用いて L2MuonSA の $p_{T,MuonSA}$ を決定し、L2MuonSA 全体における p_T 分解能の評価を行った。図 6.31 に EI に MDT を用いる Run-2 における $\Delta p_{T,MuonSA}$ との比較を示した。またその p_T 依存性を図 6.32 に示した。Run-2 に比べ p_T の再構成に間違えるイ

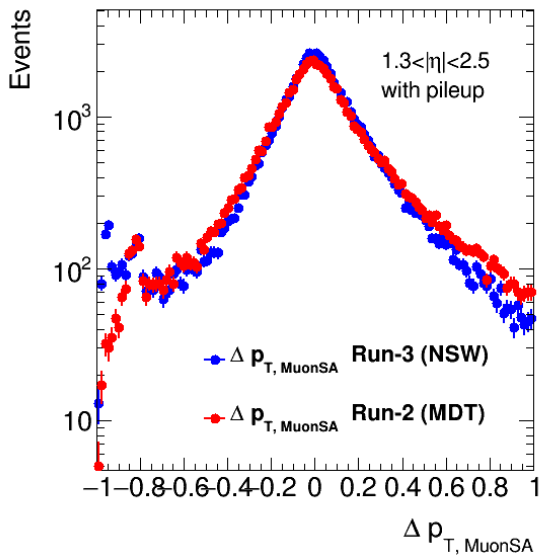


図 6.31 Run-2 と Run-3 における $p_{T,MuonSA}$ の Δp_T

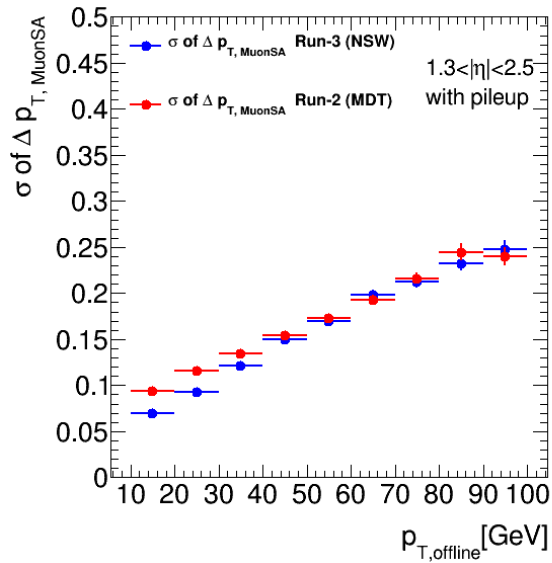


図 6.32 各 p_T 領域における $\Delta p_{T,MuonSA}$ の σ

ベントが減少する。また低い p_T 領域において MuonSA 全体の分解能が向上した。これは、NSW を用いることで低 p_T 領域の $\Delta p_{T,\beta}$ が向上した効果である。

6.5 トリガー効率の変化

仮に 16GeV を閾値にした場合における、NSW に打ち込んだミュオン (10GeV から 100GeV) に対しての L2MuonSA の効率 (式 6.4) を図 6.33 に示す。

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{MuonSA で閾値以上と判定したイベントの数}}{\text{シミュレーションによって NSW に打ち込んだミュオンの数}} \tag{6.4}$$

従来の検出器と比べて、閾値以上の効率を維持している。また本研究の NSW アルゴリズムを用いることで閾値以下のミュオンに対して、より低い Efficiency を得ることができた。本研究では、Run-2 まで使用していた条件式 (図 3.15) を用いて L2MuonSA の p_T を決定した。 $p_{T,\beta}$ と $p_{T,\alpha}$ の分解能や計算を大きく間違えるイベントなど、それぞれの特性を再検証し条件を設定し直すことで、さらに改善できると考える。

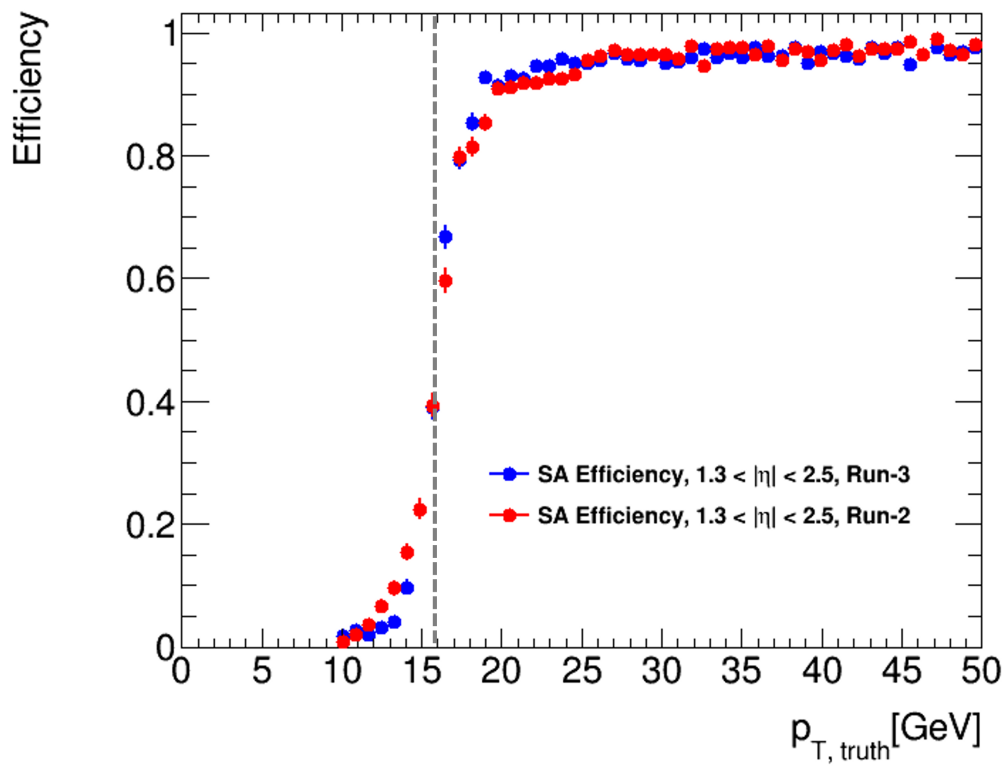


図 6.33 NSW($1.3 < |\eta| < 2.5$) に打ち込んだミュオンに対する MuonSA の効率。青点が Run-3(NSW) で、赤点が Run-2(MDT) を表す。

第7章

結論

本論文では LHC-ATLAS 実験のミュオンハイレベルトリガーの初段である L2MuonSA において、Run-3 の開始に向けた NSW アルゴリズムの改良を行った。

LHC は Run-3 においてルミノシティが向上し、それに伴いパイルアップや背景事象が増加し、検出器へのヒットレートが増加する。これに対応するために ATLAS 実験ではミュオン検出器の SW を取り外し、NSW を新たに設置した。L2MuonSA においても Run-3 開始に向け、NSW アルゴリズムの検証および実装を行う必要があった。

現行の NSW アルゴリズムには以下の 2 つの問題があった。

1. NSW の部分飛跡再構成において角度の計算を間違えるイベントが MDT と比較して多い
2. 高ヒットレート下において角度分解能のテールイベントが増大し、 p_T 分解能が悪化

これらの問題に対応するために本研究では以下の改良を行った。

NSW 部分飛跡再構成に用いる sTGC、MM ヒットの選択アルゴリズムの改良

現行のアルゴリズムでは、主に二つの点で NSW 部分飛跡の角度分解能の低下を招く弱点があった。一つ目が、 ϕ 方向に検出器の sector が重なる領域を通る粒子の取り扱いについてである。これらの検出器の位置の補正に問題があったため、sector ごとに部分飛跡を再構成し、その中でもっとも飛跡とヒットの残差が小さいものを選ぶように変更した。二つ目がヒット数によるパターン選択についてである。現行のアルゴリズムではヒット数に条件を設けていなかったことにより、パイルアップやノイズ由来の短い飛跡を選択してしまうイベントが存在した。本研究ではヒット数が最も多いパターンの中から選択するようにアルゴリズムを変更した。以上の変更により、NSW において角度の再構成を大きく間違えるイベントの数を 16.0% から 2.9% と大きく削減することに成功した。

選択された sTGC、MM ヒットの組み合わせアルゴリズムの改良

現行のアルゴリズムではミュオン由来でないヒット (パイルアップ) を含めることにより $|\Delta\theta| > 2\text{mrad}$ のテールイベントの数が増加した。またこれらのイベントにより p_T 分解能が悪化した。この問題に対応するために、本研究で 2 通りの組み合わせアルゴリズムを試した。このうち、各検出器の R 方向の位置分解能で重みづけして再構成した部分飛跡を用いる方法が最もよく、テールイベントの数を 41.2% から 30.3% に削減し、パイルアップの影響の抑制に成功した。また高ヒットレート下においても低い p_T 領域では NSW を用いない $p_{T,\alpha}$ と比較して、NSW を用いる $p_{T,\beta}$ で良い分解能を得ることができた。

また本研究では Run-3 の開始に向けて、Run-3 の環境に対応した NSW 用の LUT の作成をシミュレーションデータを用いて行った。作成した領域は NSW をトリガーに使用する $1.3 < |\eta| < 2.5$ である。作成した LUT は Run-3 以降使用される予定であるが、今後データが取れ次第、随時検証を行う必要がある。

付録 A

作成した LUT の一例

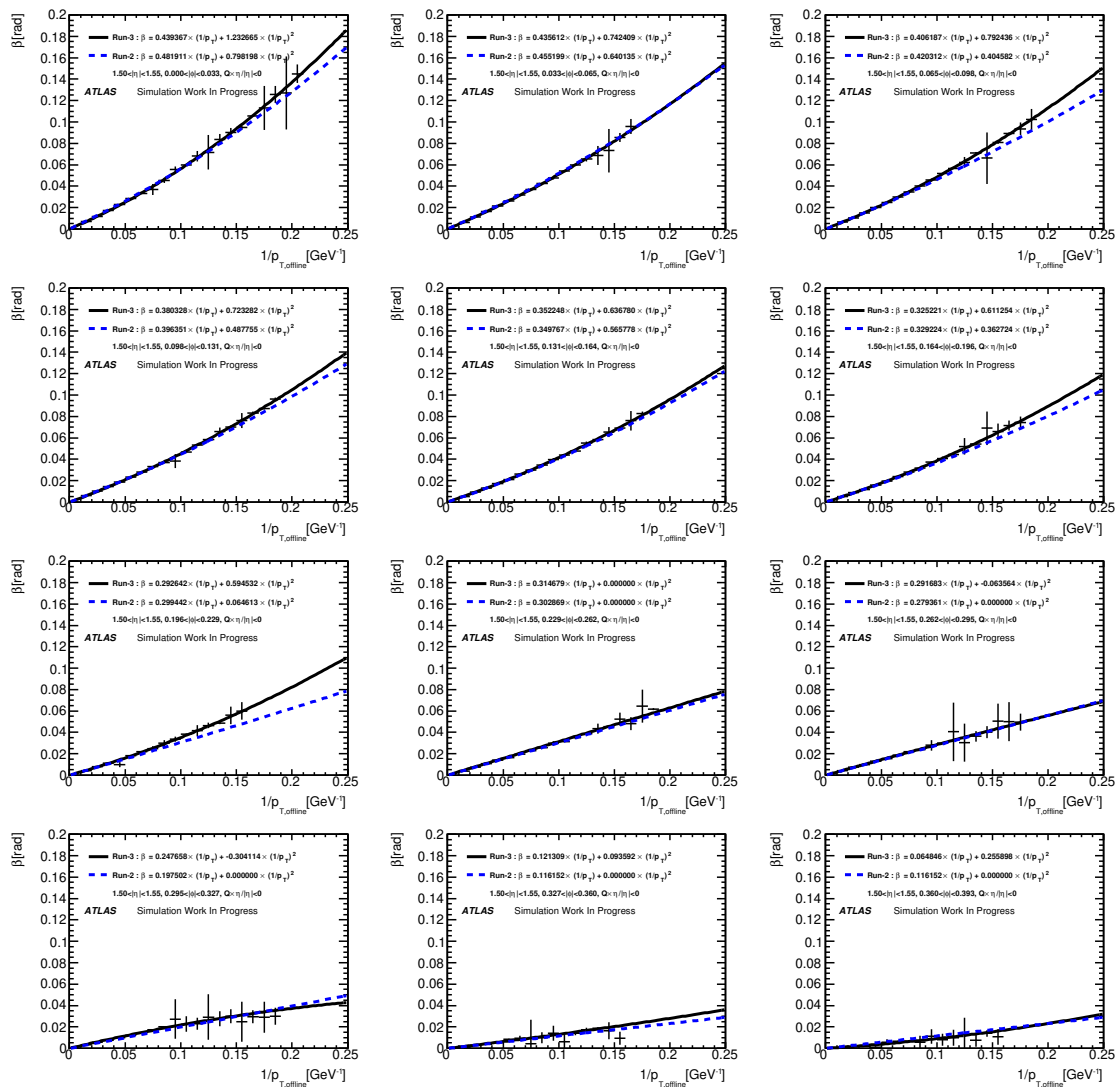


図 A.1 $1.50 < |\eta| < 1.55, Q \times \eta / |\eta| < 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。

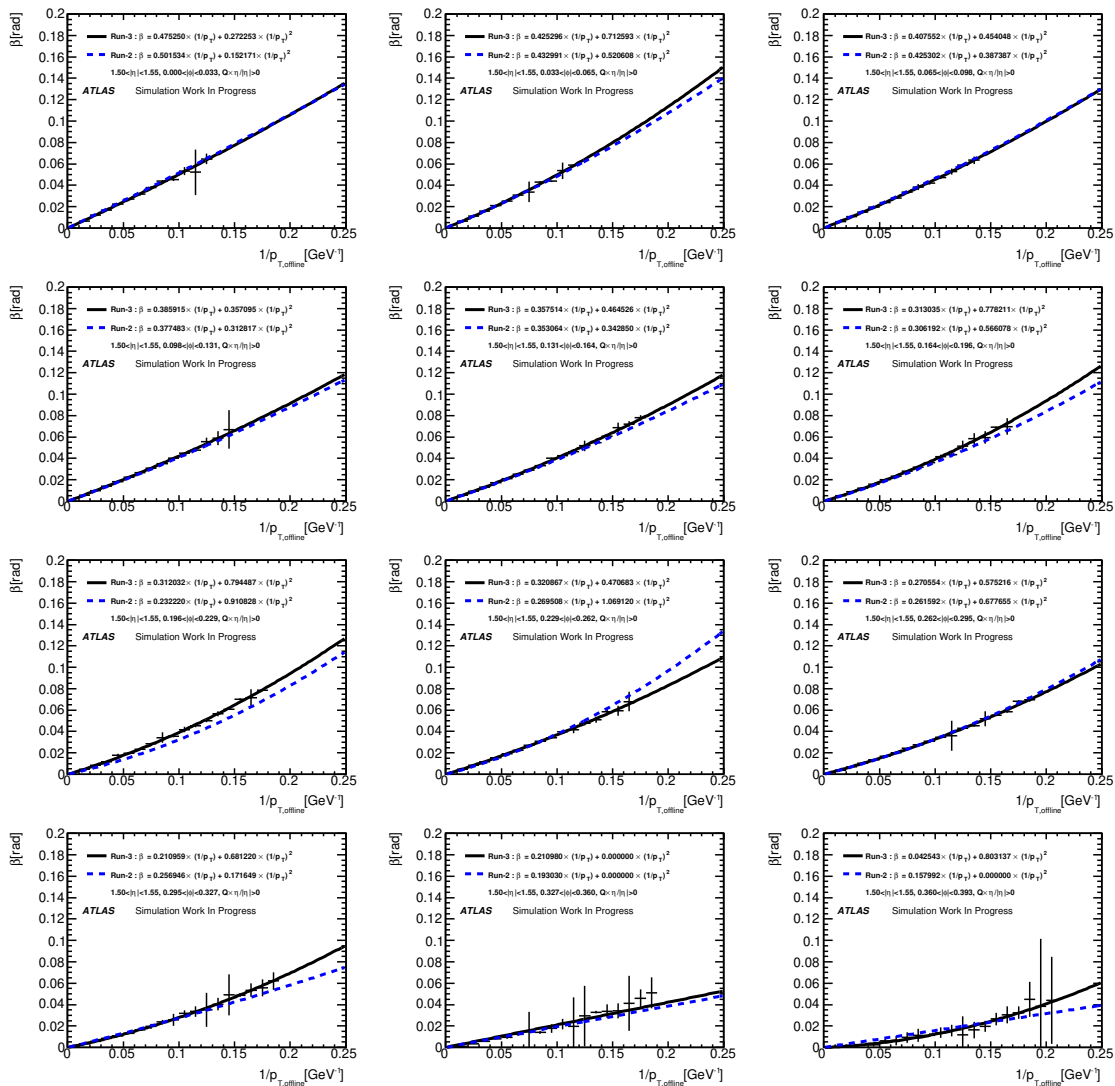


図 A.2 $1.50 < |\eta| < 1.55$, $Q \times \eta/|\eta| > 0$ における LUT。黒線が今回作成した LUT を、青破線が Run-2 まで使用していた LUT を示す。

参考文献

- [1] <https://atlas.kek.jp/main/movie/photos/physics/index.html>
- [2] CERN, "CERN's Accelerator Complex", OPEN-PHO-CHART-2013-001-1(2013),
<https://cds.cern.ch/record/1621583>.
- [3] ATLAS Collaboration, High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical Design Report V. 0.1. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2017.
- [4] ATLAS Collaboration, "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", JINST 3 S08003
- [5] <https://cds.cern.ch/record/1505342>
- [6] ATLAS Collaboration, "ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report", CERN-LHCC-2010-013 ; ATLAS-TDR-19
- [7] ATLAS MAGNETIC FIELD. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>.
- [8] Joerg Wotschack (CERN), "ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers", ATL-MUON-PUB-2008-006
- [9] ATLAS Collaboration "Technical Design Report New Small Wheel"
- [10] Fabian Kuger, for the ATLAS Collaboration, "Performance studies of resistive Micromegas detectors for the upgrade of the ATLAS Muon spectrometer", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 845 (2017) 248–252,
- [11] ATLAS Collaboration "Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System", CERN-LHCC-2013-018 ; ATLAS-TDR-023
- [12] 赤塚駿一, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミュオントリガーの改良, 京都大学 修士論文, 2017.
- [13] 吉田登志輝, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたレベル 1 ミュオントリガー判定システムの改良, 神戸大学 修士論文, 2019.
- [14] 樋口浩太, ATLAS 実験のレベル 2 ミュオントリガーにおける運動量再構成法の改良, 東京工業大学 修士論文, 2014
- [15] Di Mattia, "Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system", ATL-DAQ-CONF-2005-013(2004)
- [16] 熊岡卓哉, LHC-ATLAS 実験 Run-3 における NSW 検出器を用いた後段ミュオントリガーの開発および性能評価, 信州大学 修士論文, 2020.
- [17] 熊岡卓哉, LHC-ATLAS Run-3 の実験環境を想定した NSW 検出器を用いた後段ミュオントリガーの性能評価, 信州大学, 日本物理学会第 75 回年次大会 (2020)
- [18] 若宮光太郎, LHC-ATLAS 実験のミュオン検出器アップグレードに対応したハイレベルトリガーの開発, 神戸大学 修士論文, 2018.

謝辞

本論文の作成にあたり、お世話になった方々に感謝申し上げます。

指導教員である山崎祐司先生には、非常に多くの場面でお世話になりました。修士2年の初め、それまで研究を思うように進めることができなかつた私に、テーマ変更の機会を与えてくださったことにより、本論文を書き上げることができました。海外の人への発表や ATLAS のソフトウェアに自分のコードを実装するといったことは、私にとってとても貴重な経験です。また毎週ミーティングの場を設けていただき、その度に方向修正や新たな解析の提案など細やかなサポートのおかげで着実に研究を進めることができました。質問に伺った際には、どのような質問に対しても真摯に向き合っていたいただき、研究を行う上で支えになっていました。本論文や学会発表においては、お忙しい中多くの時間を取って修正していただきました。発表において言語関係なく相手に何を伝えたいのか、最も大事にする姿勢を身に着けることができたと感じています。普段の雑談においても、その引き出しの多さや物事に対する視点など、多くのことを勉強させていただきました。また学部4年の卒業研究の頃、プログラミング初心者であった私に何時間もかけて丁寧に指導していただいたことで、ソフトウェアに興味を持つようになりました。この3年間、手間のかかる学生だったと思いますが、最後までご指導いただけたことに心から感謝申し上げます。ありがとうございました。

神戸 ATLAS グループの藏重久弥先生、越智敦彦先生、前田順平先生には毎週の研究報告で多くのご指導をしていただきました。藏重先生には ATLAS 実験やコロキウムなどで非常に細かなところまでご指導いただきました。誰も知らないような情報を調べてくるスピードも段違いに速く、その豊富な知識量や行動力は尊敬しています。越智先生には B4 の頃に、回路作成の手助けをしていただきました。またコロナ禍での数少ない飲み会では様々なことを話させていただきました。時には話題があらぬ方向に行き、収拾がつかなくなったこともありましたが、それもまた面白かったです。前田先生には ATLAS 実験の最新の状況からソフトウェアのことにに関してまで、多くのことを教えていただきました。話が難しく理解が追い付かないことも多々ありましたが、それが自分の勉強するモチベーションに繋がっていました。

粒子物理研究室の竹内康雄先生、身内賢太郎先生、鈴木州先生、昨年夏まで所属していた中野祐樹先生には研究室内でのコロキウム等でご助言をいただきました。特に中野先生には多くのコメントを頂き、その度に知見を深めることができました。ありがとうございました。

ATLAS HLT-J グループの長谷川庸司先生、長野邦浩先生、山口洋平先生には、ミーティングでコメントを頂くなど大変お世話になりました。本研究は長谷川先生の仕事を引き継ぐ形で始まりました。長谷川先生のコードや資料等から多くのことを学ばせていただき、そのおかげでスムーズにこの研究に取り組み始めることができました。山口先生のコメントからは、自分が何を理解できていないのか、何を必要とするのか、などたくさんのお話を気づかせていただきました。また研究について相談した際に、的確にそして迅速に対応していただき、とても心強い存在でした。深く感謝申し上げます。

研究室の先輩方である日比宏明さん、水越慧太さん、石浦宏尚さん、谷口浩平さんには様々な場面でサポートしていただきました。ATLAS 実験の先輩でもある日比さんには、その豊富な経験からのコメントを頂き、とても勉強になりました。また研究室のメンバーでゲームをしたことなどは楽しい思い出です。水越さんからは、プログラ

ミンクの基礎や就職活動など様々な場面でお世話になりました。最初から最後までとてもインパクトの強い人でしたが、普段の会話からは私の知らない分野の話や研究する上での気の持ちようなど多くのことを学ばせていただきました。またバイオリン聞かせてください。飽きたら楽器を貰いに行きます。HLT-Jの先輩でもある谷口さんには、修士に入ったばかりで何も分からない自分に Athena の初歩的なことなどを非常に丁寧に教えていただきました。研究で困ったことを聞きに行った際には、貴重な時間を割いて、一緒に悩んで解決案の提示までしていただき、とても頼もしい先輩でした。また研究室外においても親切にいただき、一緒に飲みに行ったことなどはとても良い思い出になっています。心より感謝いたします。

神戸 ATLAS グループの同期である安部草太君、池森隆太郎君、寺村七都君、末田皓介さんとは一緒に研究していく上で刺激を受けていました。安部君の好奇心や研究スピード、池森君の柔らかい雰囲気でありながら、やるべきことはやり切る力、寺村君の寡黙に研究に取り組む姿、末田さんのいつも楽観的な姿勢からは見習わなければならないことばかりです。一緒に研究できたことを嬉しく思います。

研究室の同期である谷口大悟君、窪田諒君、長崎大智君とは学部1年の頃から仲良くさせていただきました。お互い研究分野が若干異なることで、研究する上で関わることはほとんどありませんでしたが、とても楽しい6年間でした。就職する地域もそれぞれ異なりますが、またお酒を一緒に飲めることを楽しみにしております。前田剛志君、尾崎博紀君、Kotsar Yurii 君とも一緒に研究できて良かったです。特に前田君とは M1 の1年間、隣の席でブツツ言いながら一緒に研究していたのは良い思い出です。研究室でともに研究し、楽しい日々を送らせていただいた同期の皆様から心から感謝いたします。

最後に、ここまで6年間何も言わずに通わせていただき、自由に研究できる環境を与えてくれた家族に感謝の意を表して、謝辞とします。