修　士　学　位　論　文
LHC-ATLAS 実験における低運動量ミューオントリガーアルゴリズムの開発

2019 年 3 月 13 日

専攻名　粒子物理研究室
学籍番号　171s111s
氏名 酒井貴義

概要

LHC-ATLAS 実験では加速した陽子同士の衝突による様々な事象を記録し標準理論の精密測定および標準理論を超える新物理や新粒子の探索などの幅広い物理事象の研究を行っている。

その中でも、低運動量のミューオンを精度よく検出することは、ボトムクォーク (b) を通したフレーバーの物理、B 中間子の希崩壊を通した標準模型を超える新物理の探索において不可欠である。しかし低運動量のミューオンは磁場領域で大きく曲がるため、後段ミューオントリガーの 1 つである L2MuonSA ではパターン認識が難しく、これにより低い運動量のミューオンのトリガー効率が低下している。

その原因を詳しく調べると、バレル領域での L2MuonSA のアルゴリズムにおいて、発行される飛跡のベクトル情報 (スーパーポイント) が 1 つしか生成されないイベントが低運動量領域に無視できないほど存在していることがわかった。現行のアルゴリズムではそのようなイベントは p_T を計算することができず、トリガー非効率をもたらしていた。

本研究では、このようなスーパーイベントが 1 つしかない事象でも横運動量 p_T を計算することでトリガー効率が向上するかを調べた。具体的には、スーパーポイントの傾きから p_T との相関のある角度を求め、あらかじめ p_T が計算されているシミュレーションやデータを用いて、その角度と p_T との対応表 (Look Up Table) を作成し、それをもとに p_T を計算した。

このように求めた p_T の分解能は従来のものより向上した。また、この手法により L2MuonSA の 4GeV 以上のミューオンに対するトリガー頻度を維持したまま、$4 < p_T < 6$GeV におけるトリガー効率を 94%から 97%に向上させることができた。

目次

1 序章 **4**

2 LHC-ATLAS 実験 **5**

2.1 LHC 5

2.2 標準模型 7

2.3 標準模型を超える物理 8

2.4 ATLAS 検出器 8

2.4.1 ATLAS 座標系 8

2.4.2 粒子再構成 9

2.4.3 内部飛跡検出器 10

2.4.4 カロリメータ 12

2.4.5 ミューオン検出器 13

3 ATLAS トリガーシステム **23**

3.1 ATLAS トリガーシステム 23

3.2 ミューオントリガー 24

3.3 L2MuonSA 24

3.3.1 ロードの決定 25

3.3.2 スーパーポイントの決定 25

3.3.3 スーパーポイントによるミューオン飛跡の曲がりの再構成 26

3.3.4 LUT を用いた p_T 計算 27

3.4 トリガー効率 29

3.4.1 トリガー効率測定 29

3.4.2 Tag and Probe 法 29

3.5 本研究の目的 30

4 バレル領域の L2MuonSA の効率改善 **31**

4.1 非効率の原因 31

4.2 最外層と最内層に SP がないイベント 31

4.2.1 角度を用いた p_T 算出アルゴリズムとその精度 31

5 改良前後のトリガー効率とトリガー頻度 **41**

5.1 改良前後のトリガー効率 41

5.2 改良前後のトリガー頻度 41

6 結論 **47**

1　序章

スイス・ジュネーブにある欧州原子核機構 (CREN) に設置された大型ハドロン検出加速器 LHC では、陽子ビーム同士を加速して衝突させ、新物理や新粒子の探索を行っている。ATLAS 実験は LHC の衝突点の 1 つで行われている主な 4 つの実験の 1 つである。その検出器は汎用検出器で様々な種類の衝突を記録し、標準理論の精密測定および標準理論を超えた物理の探索など、幅広い物理事象の研究を行っている。

その研究の 1 つに、ボトムクォーク (b) を通したフレーバーの物理、B 中間子の希崩壊を通した標準模型を超える物理の探索がある。B 中間子は様々な崩壊をするが、その中でも semileptonic 崩壊や J/ψ への崩壊などは純度が高い信号である。例えば B^- 中間子は B^-(b,ū) → c W^- ū → J/ψ (c,c̄) K^-(s,ū) と 2 つの中間子に崩壊することがある。この分岐は J/ψ 粒子の 2 レプトン崩壊により不変質量を正確に再構成できること、また、K^- 中間子と合わせて B 中間子の不変質量を再構成ができることからバックグラウンドが非常に少ない。また、$B_s \to \mu\mu$ の生成断面積を精密に測ることにより、標準模型を超える多くの物理に感度が高いことが知られている。このようにミューオンは B 中間子の再構成の鍵を握っている。

これら B 中間子の横運動量は典型的に B 中間子の質量程度しかなく、崩壊によって生成するミューオンの横運動量も小さい。このため、これらのミューオンをオンラインで選別すること、つまりトリガーすることは、大量のバックグラウンドから選別するため非常に難しい。また大量の B 中間子が生成されるため、ミューオンの生成頻度も高く、つまりトリガー頻度も高い。ATLAS 実験ではミューオン専用の検出器でミューオンのトリガー選別を行う。この検出器は大きな磁場領域を持ち、高い運動量のミューオンを検出することに特化している。このため、低い運動量のミューオンは大きく曲がり、パターン認識が難しく、このことが低い運動量のミューオンのトリガー効率の低下の原因となっている。本論文では、この低い p_T でのトリガー選別を改良し、トリガー効率を向上させる。

この論文の構成は以下のとおりである。2 章で LHC-ATLAS 実験における様々な検出器について説明する。3 章で ATLAS 実験で使用しているミューオントリガーの中でも 2 段階目の L2MuonSA と、ミューオンの検出の効率を調べるトリガー効率を評価する。4 章でバレル領域での L2MuonSA のトリガー効率が低い運動量ミューオンの検出を改良し、ミューオン運動量の再構成精度とトリガー効率について調べる。5 章ではこの新しいトリガーの頻度を評価する。6 章では結論を述べる。

2　LHC-ATLAS 実験

この章では大型ハドロン検出器 LHC と ATLAS 実験について述べる。

2.1　LHC

LHC(Large Hadron Collider) はスイス・ジュネーブの地下にある CERN(欧州原子核研究機構) に設置された大型ハドロン衝突型加速器である。全体像を図 1 に示す。LHC は 2000 年まで稼働していた Large Electron Position(LEP) collider と呼ばれる大型電子・陽電子衝突型加速器で使用されたトンネルを再利用して建設された。その地下約 100m に掘られたトンネルの中に周長 26.66km の円型加速リングが設置されており、2 本のリングで 2 つの陽子ビームを互いに逆向きに加速している。加速リング内は超電導磁石により最大約 8.33T の磁場がかけられており、そのリングによって各陽子は曲げられ加速リング内を周回する。実際に加速されるのはバンチと呼ばれる陽子の集団であり、25ns に 1 回の頻度でバンチ同士を衝突させている。LHC は 2010 年から運転を開始し、重心系エネルギーに関して 2010-2011 年は 7TeV、2012 年は 8TeV での運転 (run1) を行った。2013-2014 年は運転を休止し約 2 年間のアップグレード期間を経て、2015-2018 年では重心系エネルギーを 13TeV に上げて運転した (run2)。2019-2020 年は再びアップグレード期間に入り、2021-2023 年は 14TeV での運転 (run3) をする予定である。自分の研究成果は run3 に反映される予定である。LHC の主要なパラメータを表 1 に示す。

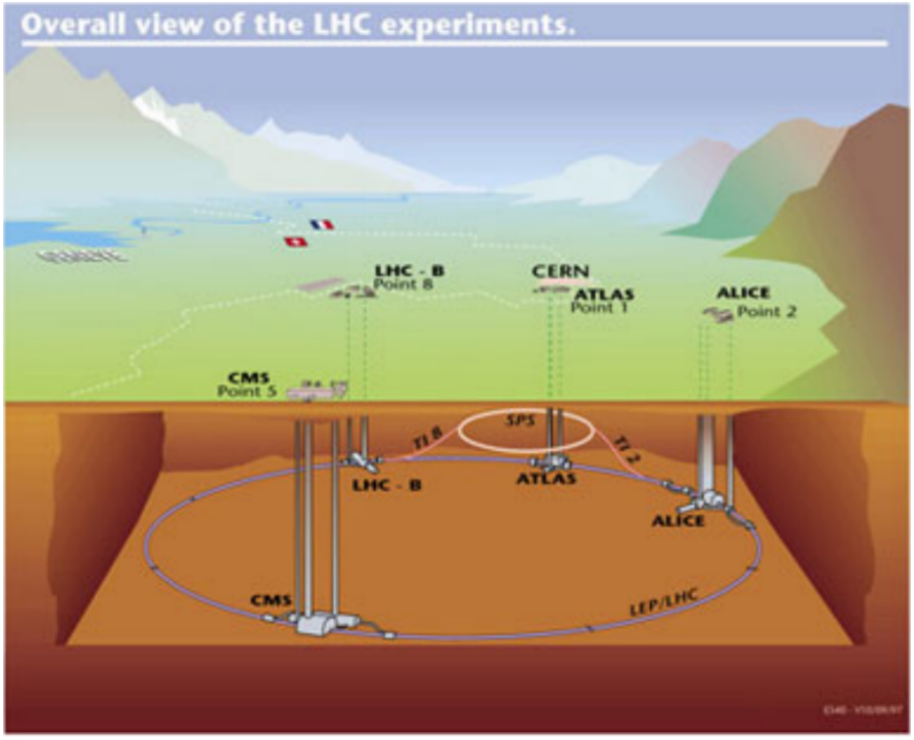

図 1: LHC 加速器全体像

表 1: LHC の主要なパラメータ

パラメータ	設計値
周長	26.66km
バンチ間隔	25ns
バンチ衝突頻度	40.08MHz
重心系エネルギー	13 14TeV
最大ルミノシティ	$2.0 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$

LHC には 4 つの衝突点が存在し、それぞれ異なる実験が行われている。いかにそれぞれの実験について簡単な説明を示す。

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)
  新粒子や新物理の探索を目的とした陽子衝突型実験を行っている。ATLAS 実験の詳細については後述する。

- CMS (Compact Muon Solenoid)
  ATLAS と同様に新粒子や新物理の探索を目的とした陽子衝突型実験を行っている。ATLAS 検出器に比べて、検出器全体の大きさは小さい分、ミューオンなどの荷電粒子の飛跡をよく曲げる必要があり、より強力な磁場を持つソレノイドマグネットを使用しているため検出器の質量は大きい。

- LHCb (Large Hadron Collider beauty)
  陽子同士の衝突の際に前方に多く生成される b クォーク及び c クォークの崩壊事象を観測し検証することで CP 対称性の破れ等を観測し、標準模型を超える物理の探索を目的としている。

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
  重イオンを用いた衝突型実験で、鉛原子核を加速させ、高エネルギー領域での衝突によって生じるクォーク・グルーオンプラズマの解明を主な目的として実験を行っている。

図 2 に CMS 検出器、図 3 に LHCb 検出器、図 4 に ALICE 検出器の概観を載せる。

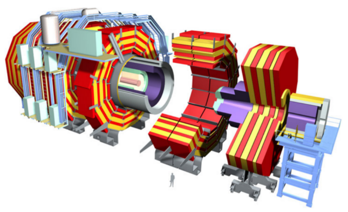

図 2: CMS

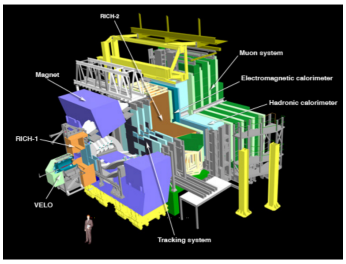

図 3: LHCb

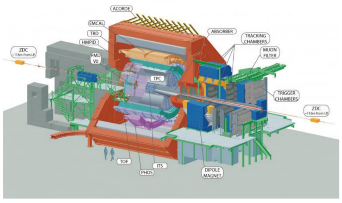

図 4: ALICE

2.2 標準模型

物質の最小単位となる粒子のことを素粒子と呼ぶ。素粒子物理学とはよりミクロの世界、より高エネルギーの世界において何が起こっているのかを探求し理解しようとする学問である。素粒子物理学において、標準模型と呼ばれる理論体系が確立している。標準模型は、これまでほとんどの実験結果を矛盾なく説明してきた。

標準模型には 17 種類の素粒子があり、全て実験により発見されている。素粒子はフェルミオンとボソンに大別され、フェルミオンは 12 種類、ボソンは 5 種類ある。物質の最小単位として考えられている基本粒子は、フェルミオン、ゲージボソン、スカラーボソン (ヒッグス粒子) である。また素粒子間にはたらく相互作用は電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用の４種類あり、重力を除いた３つの相互作用は標準模型により記述されるゲージボソンによって媒介されることが分かっている。強い相互作用はグルーオン、弱い相互作用は W, Z ボソン、電磁相互作用は光子 (γ) によって媒介される。

フェルミオンのうち強い相互作用を行う粒子をクォークと呼ぶ。クォークは強い力で結びつき新たな粒子を形成する。奇数個のクォークで形成される粒子をバリオン、一対のクォークと反クォークで形成される粒子をメソンと呼び、両者を合わせてハドロンと呼ぶ。クォーク以外のフェルミオンはレプトンと呼ばれる。レプトンは電荷を持つ荷電レプトンと電荷を持たないニュートリノで構成される。レプトンは強い相互作用をしないため、荷電レプトンは電磁相互作用と弱い相互作用、ニュートリノは弱い相互作用のみを感じる。そのためニュートリノは自然界の物質とはほとんど反応しない。またニュートリノの質量は 0 であると考えられていたが、ニュートリノ振動の発見により有限の質量を持つことがわかっている。ヒッグス粒子は、これらの粒子に質量を与える粒子である。標準模型を構成する粒子の中で唯一見つかっていなかったが、ALTAS および CMS 実験によって 2012 年に発見された。これらを表 2.2 , 2.2 に示した。重力は前述したように標準模型では記述できていない。

	世代			スピン	電荷
	1	2	3		
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	1/2	0
	e	μ	τ	1/2	-1
クォーク	u	c	t	1/2	2/3
	d	s	b	1/2	-1/3

表 2: 標準模型のフェルミオン

	記号	ベクトル場	スピン	電荷	相互作用
ゲージボソン	$W^{\pm}$	${W_\mu}^{\pm}$	1	1	弱い相互作用
	Z	Z_μ	1	0	弱い相互作用
	g	G_μ	1	0	強い相互作用
	γ	A_μ	1	0	電磁相互作用
スカラーボゾン	Φ	-	0	0	-

表 3: 標準模型のボゾン

2.3 標準模型を超える物理

標準模型では説明できない物理現象が存在することが明らかになっている。宇宙の観測において標準模型では説明できない質量 (ダークマター) が存在する。また、右巻きニュートリノを含まない標準模型ではニュートリノは質量をもたないがニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量をもつことがわかっており、これも標準模型では説明できない。さらに、現在の宇宙には物質に比べ反物質の方がはるかに少なく、この条件の 1 つに CP 対称性の破れによるものが考えられており、その原因は解明されていない。これらの現象を理解するためには標準模型を超える物理が必要である。LHC 実験では未知の重い粒子を生成することができ、これらは新物理の発見が期待されている。

2.4 ATLAS 検出器

ATLAS 実験で用いられる検出器は、新しい重い粒子や生成断面積が非常に小さい標準模型を超えた物理まで、幅広い物理事象の研究を目的としている。ATLAS 検出器は図 5 に示すように 直径約 25m, 長さ約 44m の円筒型検出器で、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、ミューオン検出器で構成されている。各検出器の構成について以下に述べる。

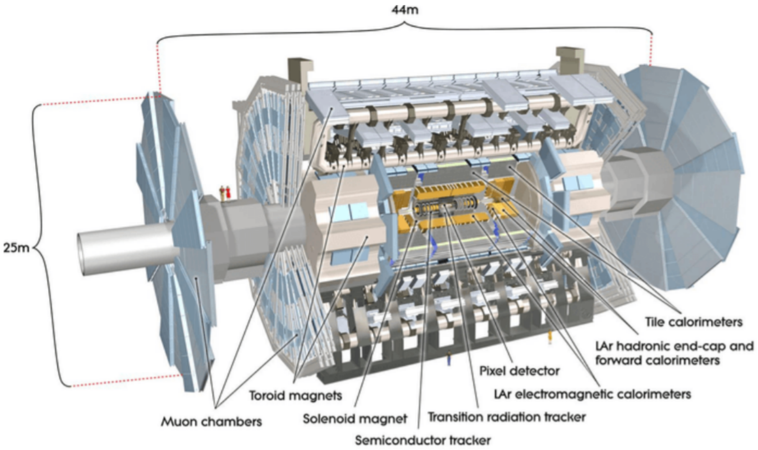

図 5: ATLAS 検出器

2.4.1 ATLAS 座標系

ATLAS 実験では衝突点を原点とした直交座標を使用しており、LHC の円の中心方向を 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方向に Z 軸をとる。このとき Z 軸とビーム軸は一致し、$Z > 0$ の領域を A-Side、$Z < 0$ の領域を C-Side と呼ぶ。それぞれのパラメータを図 6 に表す

また、XY 平面における極座標で動径方向 (R)、方位角方向（ ϕ ）、原点からの天頂角方向（θ）としたときに θ から得られる擬ラピディティ η も用いられる。擬ラピディティ η は

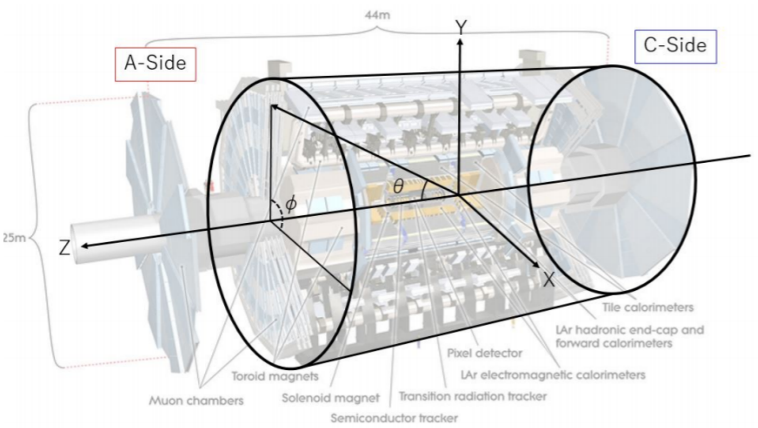

図 6: ATLAS 検出器における座標系

$$\eta = -\log(\tan(\frac{\theta}{2})) \tag{1}$$

で表される。

Z 軸に対して平行に検出器が設置されている領域 ($|\eta| < 1.05$) をバレル領域、Z 軸に対して垂直に検出器が設置されている前方の領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) をエンドキャップ領域、それよりも η の大きい領域 ($2.4 < |\eta|$) をフォワード領域と呼ぶ。ビーム軸に対して垂直方向の運動量とエネルギーをそれぞれ p_T、E_T と呼ぶ。陽子同士を同じ運動量で互いに逆向きに衝突させるためビーム軸方向の運動量和は 0 である。それゆえ衝突後に発生した全粒子の運動量和 p_T のベクトル和は運動量保存則から理想的には 0 である。しかし、検出器の隙間を通って検出できなかった粒子やニュートリノなどの観測できない粒子が存在するため p_T のベクトル和は 0 にはならない。この衝突前後のエネルギー損失分を ${E_T}^{miss}$ と呼び、

$$E^{miss}{}_T = -|\Sigma \vec{p_T}| \tag{2}$$

で表される。

2.4.2　粒子再構成

衝突により生成された粒子は複数の検出器の信号として現れるため、これらの情報から粒子の飛跡を再構成する必要がある。ここでは電子、光子、ハドロン、ミューオン、ニュートリノの再構成について述べる。電子は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し、また荷電粒子であるため内部飛跡検出器にも飛跡を残す。光子は電磁カロリメータ内で電磁シャワーを起こすが、電荷をもたないため、中央飛跡検出器中の物質と対生成を起こさなければ内部飛跡検出器に飛跡を残さない。この違いから電子と光子を識別し再構成する。ハドロンはハドロンカロリメータでもエネルギーを落とす。ほとんどの粒子はカロリメータで止まるが、ミューオンは物質と強く相互作用せず電磁相互作用のみなので、最外層のミューオン検出器まで到達する。そのためミューオン検出器まで到達した粒子をミューオンとして識別し、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器の情報を組み合わせることでミューオンの飛跡を再構成する。ニュートリノはどの検

出器にも信号を落とさないため、$E^{miss}{}_T$ として間接的に観測される。粒子識別の概念図を図 7 に示す。

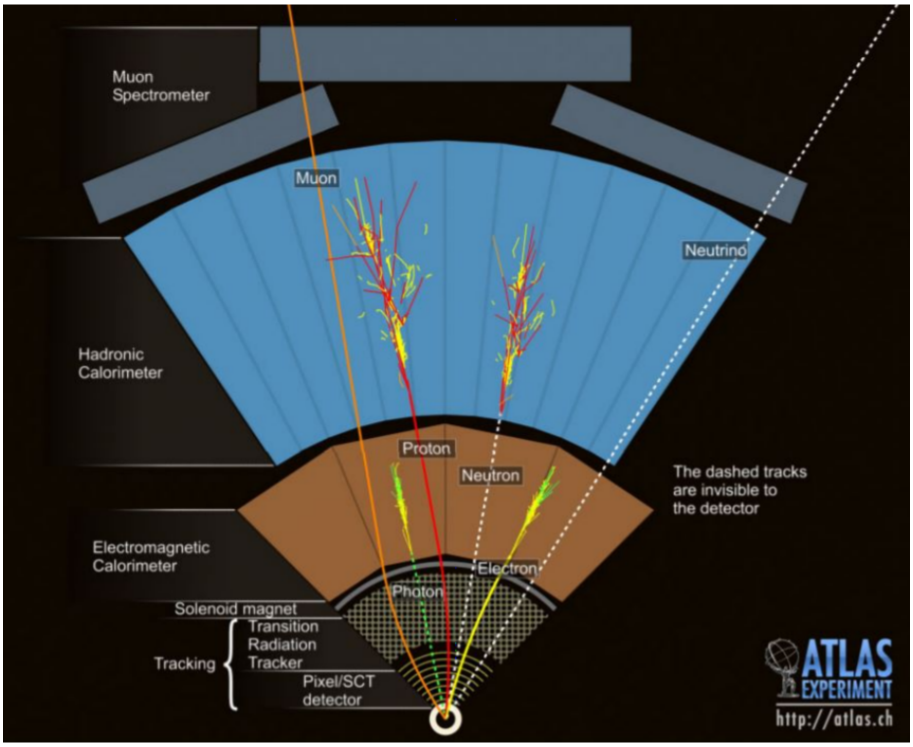

図 7: ATLAS 検出器における粒子識別の概念図

2.4.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器では荷電粒子の飛跡を再構成する。一度の衝突で膨大な数の粒子が到来するため飛跡の密度が非常に大きい。そのため高い位置分解能で飛跡を再構成することが求められる。内部飛跡検出器は内側から IBL (Insertable B Layer)、Pixel 検出器、SCT (SemiConductor Tracker)、TRT (Transition Radiation Tracker) で構成される。バレル領域およびエンドキャップ領域での構造をそれぞれ図 8，図 9 に示す。内部飛跡検出器の長さは約 5.3m, 半径は約 2.5m であり $|\eta|$¡2.5 の領域をカバーしている。検出器内部にはソレノイドマグネット磁石によりビーム軸の平行方向に約 2 T の磁場がかかっており、磁場領域を通過した荷電粒子の飛跡の θ 方向の曲率で粒子の運動量を計算する。

IBL は Run2 から新しく使用されている飛跡検出器で、Pixel 検出器とビームパイプの間に設置されている。ここは Interaction Point (IP) に非常に近い位置で (図 10)、IP と飛跡の距離や ImpactParameter の測定精度が Run2 から改善されている。さらに Impact Paragemeter の測定精度向上により B 粒子識別性能の向上が期待される。Pixel 検出器は内部飛跡検出器の中で最も位置測定精度が高く、バレル領域は 3 層からなる同心円のシリンダ形状、その外側では A-side, C-side それぞれ 3 枚ずつのディスク形状となっている。一つの pixel の大きさは (R ϕ) × Z = 50 × 400 μ m 程度で、R ϕ 方向および Z 方向にわたって敷き詰められている。Pixel 検出器の位置

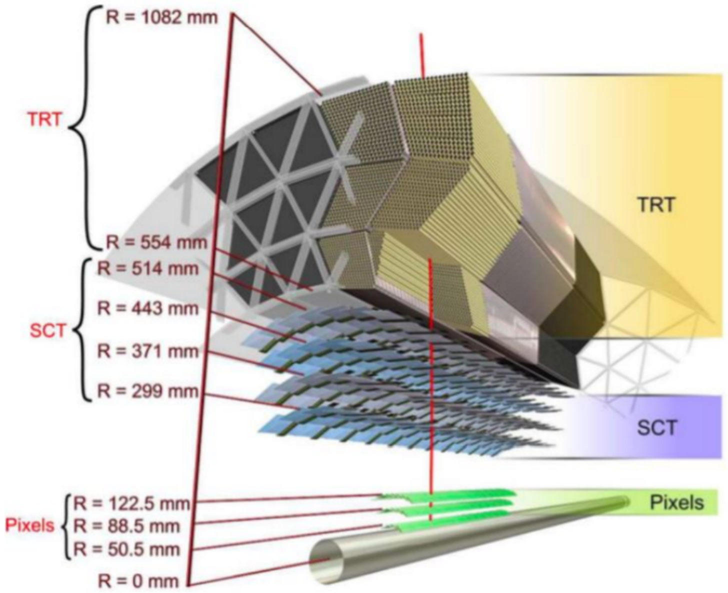

図 8: バレル領域での内部飛跡検出器

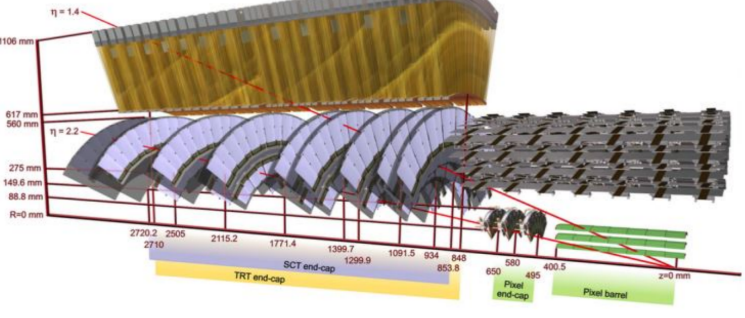

図 9: エンドキャップ領域での内部飛跡検出器

分解能はバレル領域で、R ϕ 方向に 10 μ m、Z 方向に 115 μ m、ディスク形状のエンドキャップ領域で、R ϕ 方向に 10 μ m、Z 方向に 115 μ m である。

SCT はバレル領域で 4 層からなる同心円のシリンダ形状、その外側では A-side, C-side にそれぞれ 9 枚ずつのディスク形状となっている。 SCT の位置分解能はバレル領域、ディスク形状の領域両方で、R − ϕ 方向におよそ 17 μ m、Z 方向に 580 μ m である。TRT は内部飛跡検出器の最外層に設置されており、$|\eta| < 2.0$ の領域をカバーしている。バレル領域ではビーム軸と平行方向に長さ 144 cm のチューブが敷き詰められ、エンドキャップ領域では 37 cm の長さのチューブが放射状に並べられている。TRT は R − ϕ 方向の情報のみを提供し、その位置分解能はおよそ 130 μ m である。チューブの中にはキセノンを中心としたガスが封入されている。この特徴を生かして、TRT の情報は電子識別にも用いられる。

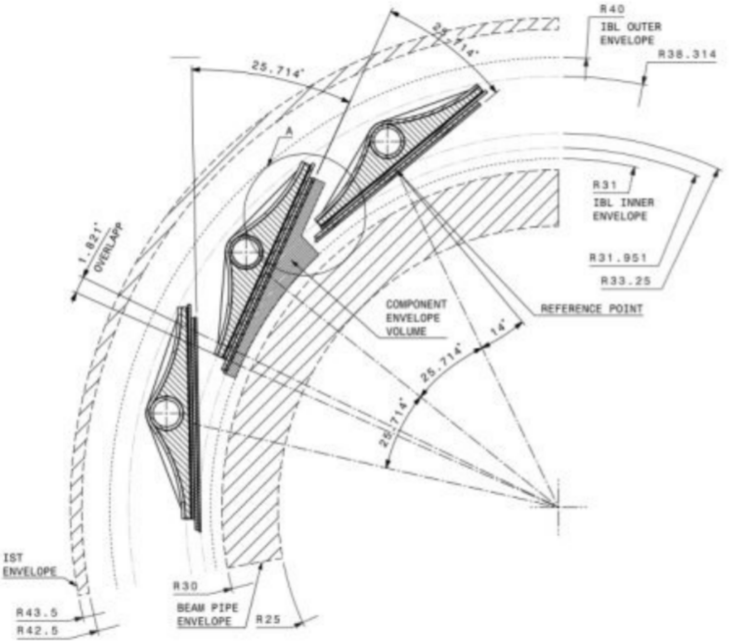

図 10: IBL の配置図

2.4.4 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータで構成され、$|\eta| < 4.9$ の領域を覆っている。電磁カロリメータは主に電子や光子のエネルギー測定に用いられ、ハドロンカロリメータはハドロンのエネルギー測定、ジェット再構成に用いられる。カロリメータに到達した電子や光子、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し、カロリメータ内で静止する。高いエネルギー分解能を実現するため、カロリメータは十分な物質量を持つ。それゆえ、カロリメータを突き抜けるミューオン以外の粒子数が減少し、ミューオン検出器でのミューオンの識別精度が高まる。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは $|\eta| < 1.475$ のバレル領域、$1.375 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ領域に分けられる。バレル領域は中心に存在する約 4 mm の隙間で 2 分割される。エンドキャップ部は同心円状に 2 つのホイールに分割され、外側のホイールは $1.375 < |\eta| < 2.5$ 、内側のホイールは $2.5 < |\eta| < 3.2$ の領域をカバーしている。バレル部、エンドキャップ部共に、鉛と液体アルゴンを組み合わせたアコーディオン型のカロリメータで構成される (図 11)。アコーディオン型にすることで、 ϕ 方向の不感領域をなくすことができる。また放射長を X_0 とすると、電磁カロリメータはバレル領域で 22 X_0 以上、エンドキャップ領域で 24 X_0 以上の厚さを持つ。

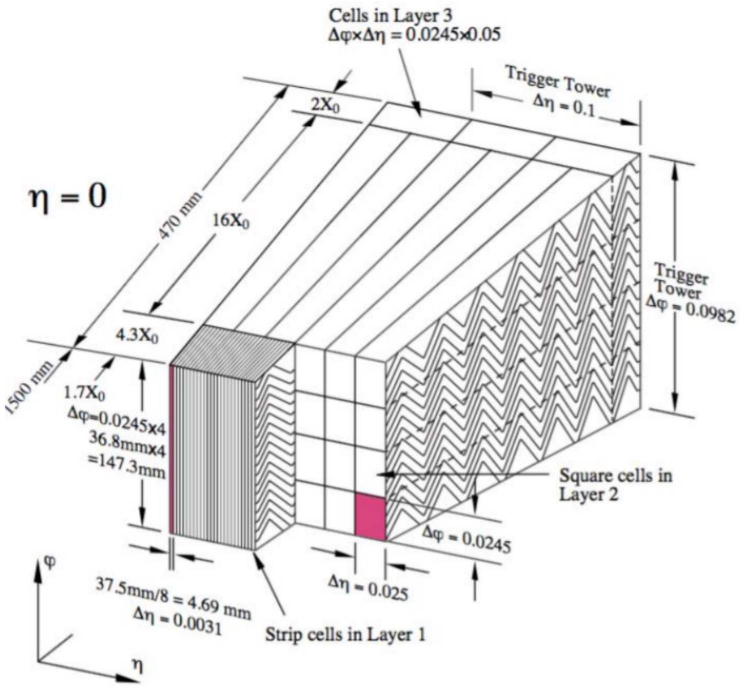

図 11: アコーディオン型電磁カロリメータ

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外側に直接連結されていて、バレル領域は $|\eta| < 1.0$ 、拡張バレル部は $0.8 < |\eta| < 1.7$ の領域をカバーしている (図 12)。ハドロンカロリメータは $2.28m < R < 4.25m$、 ϕ 方向に 64 分割されて配置されたモジュール (図 13) からなり、鉄とシンチレータを重ねた構造となっている。ハドロンカロリメータはビーム軸垂直方向に 3 つの層に分割され、原子核相互作用長を λ とすると、バレル領域はそれぞれ 1.5, 4.1, 1.8 λ 、拡張バレル領域はそれぞれ 1.5, 2.6, 3.3 λ の厚さを持つ。

2.4.5 ミューオン検出器

ミューオンは主なエネルギー損失は最小電離作用で、カロリメータを通過するが、他の粒子はカロリメータでほぼ吸収される。このため、ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層に設置されている。トロイド磁石のすぐ外を囲んでおり、その磁場によって曲がったミューオンの飛跡を再構

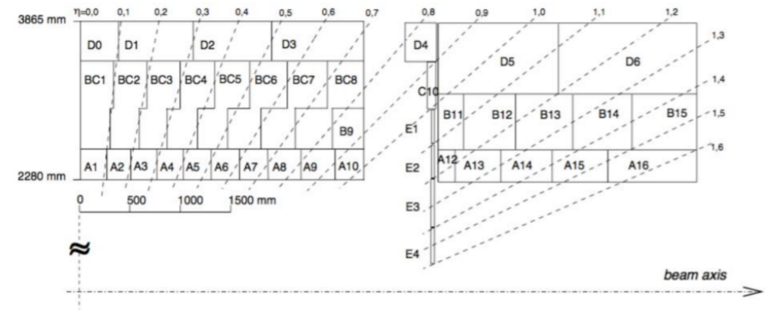

図 12: ハドロンカロリメータの構造、左：バレル領域、右：拡張バレル領域

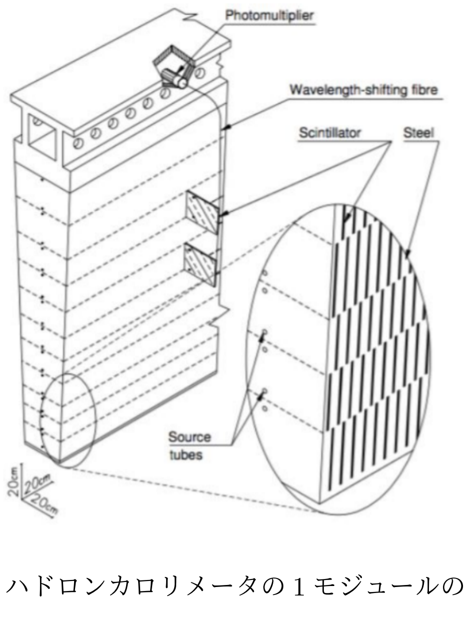

図 13: ハドロンカロリメータの 1 モジュールの構造

成することで運動量を計算する。ミューオン検出器は主に 4 つの飛跡検出器 (RPC、TGC、MDT、CSC) で構成されている。RPC(Resistive Prate Chamber) と TGC(Thin Gap Chamber) は位置分解能は高くないが信号の時定数が短いため、主にハードウェアを用いたトリガー演算と ϕ 方向の角度再構成に用いられる。MDT(Monitored Drift Tube) と CSC(Cathode Strip Chamber) はソフトウェアを用いた精密飛跡再構成に用いられる。各検出器の情報を表にまとめた。また、各検出器は ϕ 方向によって Small chamber と Large chamber に分けられ、交互に 8 つずつ配置されている。ミューオン検出器の R - Z 断面図を図 14 に、バレル領域の R - ϕ 断面図を図 15 に示す。

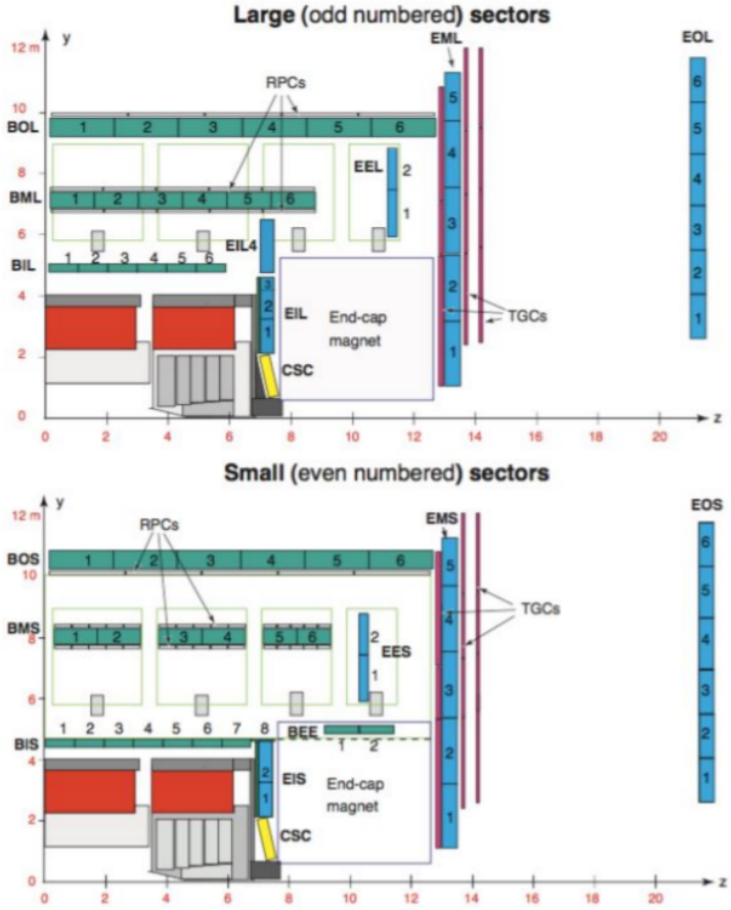

図 14: ミューオン検出器の Small 部 (上) と Large 部 (下) の $R-Z$ 平面断面図

トロイド磁石

トロイド磁石は $|\eta| < 1.4$ の領域をバレルトロイド、$1.6 < |\eta| < 2.7$ の領域をエンドキャップトロイドと 2 つの部分で構成されており、共に同心円状の磁場を形成している。$1.4 < |\eta| < 1.6$ の領域は transition 領域と呼ばれ、バレルトロイドとエンドキャップトロイドの境目付近にあたるため、磁場の分布が複雑である。バレル、エンドキャップトロイドともに 8 つのコイルで構成されており、ビーム軸に対して 8 回対称になるように配置されている。磁場の強さはバレルトロイドで約 0.5 T、エンドキャップトロイドで約 1 T である。ミューオン検出器におけるトロイド磁石の構造を図 16 に示す。

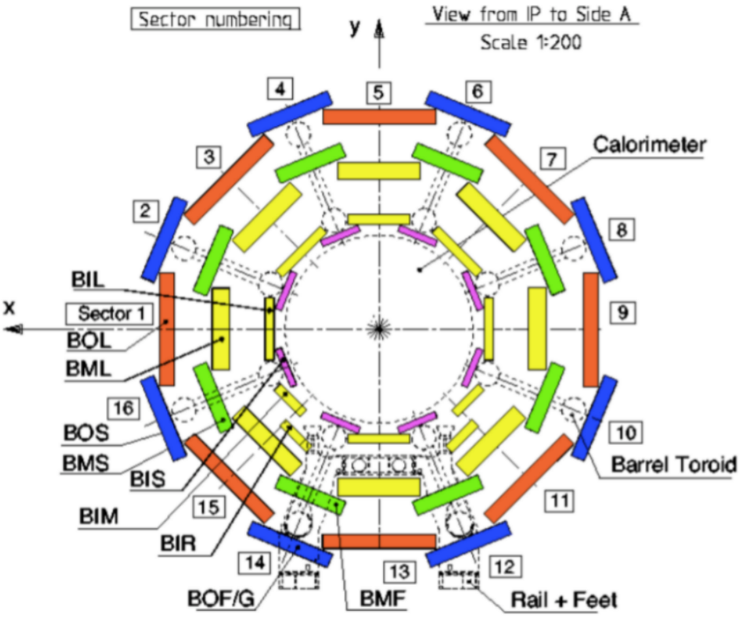

図 15: ミューオン検出器のバレル領域 R − ϕ 平面断面図

RPC

RPC は バレル領域 に設置されている主にハードウェアを用いたトリガー演算用の飛跡検出器である。図 17 に示すように、Middle では MDT を挟むように 2 枚、Outer では Large 部の MDT の外側、Small 部の MDT の内側に 1 枚の合計 3 枚配置されている。1 枚の RPC はそれぞれ η , ϕ を測定できる独立の 2 層で構成されている。2 枚の高い電気抵抗を持つ板 (ベークライト製) が 2 mm の隙間を挟んで平行に固定されていて、その隙間には $C_2H_2F_4$/Iso − C_4H_10/SF_6 (94.7 : 5 : 0.3) ガスが封入されている。2 枚の抵抗板間には 4.9 kV/mm の電圧がかかっており、ミューオンが通過した際にイオン化した粒子がアノードに向かってストリーマー放電を起こす。RPC 各層の構造を図 18 に示す。

TGC

TGC はエンドキャップ領域に設置されている主にハードウェアを用いたトリガー演算用の検出器で、Inner に 1 枚、Middle に 3 枚配置されている (図 19)。Middle では 2 層組み構造 (doublet 構造) が 2 枚、3 層組み構造 (triplet 構造) が 1 枚の合計 7 層からなり、Inner は doublet 構造が 1 枚の合計 2 層からなる。TGC の double 構造と triplet 構造を図 20 に示す。TGC の各層はワイヤーとカソード層、ストリップ層で構成され、 R (η) 方向はワイヤー、 ϕ 方向はストリップにより測定される。より測定精度を向上させるため、ストリップの太さを R によって変えている。ワイヤー間の距離は 1.8 mm、ワイヤーとストリップの距離は 1.4 mm となっており、ワイヤー間の距離を短くすることで高い時間分解能を実現している。また内部には CO_2 と n-C_5H_{12} ガスが充填されている。TGC 各層の内部構造を図 21 に示す。図 22 のように、TGC は各層が円型にな

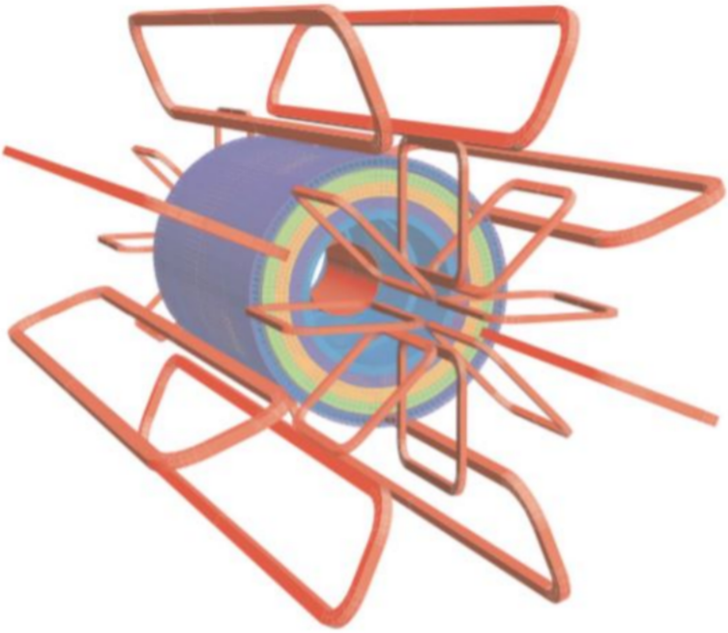

図 16: トロイド磁石

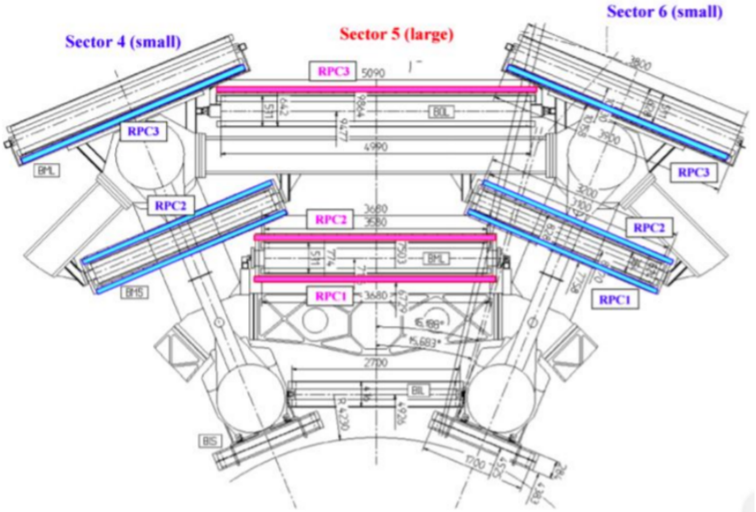

図 17: RPC の配置図

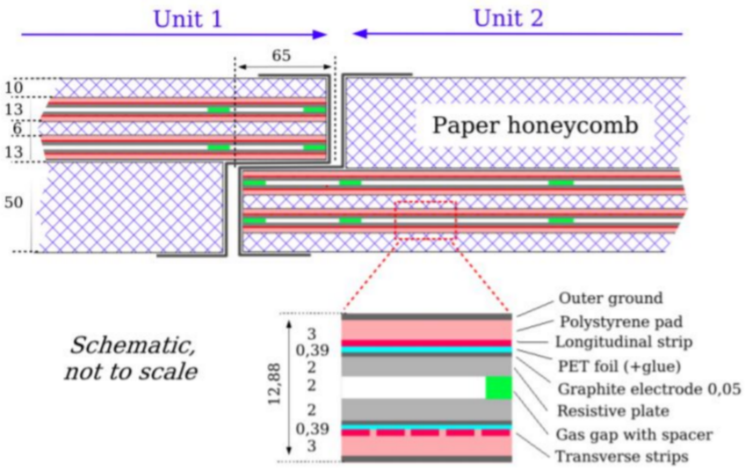

図 18: RPC 各層の構造

るように並べられ、$1.05 < |\eta| < 1.92$ の外側をカバーする部分と、$1.92 < |\eta| < 2.4$ をカバーする部分が連結された構造となっている。

MDT

MDT は位置分解能が高いため、ミューオン検出器の幅広い範囲をカバーしており、ソフトウェアを用いた精密飛跡再構成に用いられる。MDT はバレル部では長方形、エンドキャップ部では台形であり、チューブはそれぞれ ϕ 方向に沿って並べられている。MDT はエンドキャップ領域、バレル領域でそれぞれ Inner, Middle, Outer の 3 station に分かれていて、ϕ 方向は Large chamber と Small chamber が交互に 8 つずつ配置されている。アルゴンと二酸化炭素ガスが 93 : 7 の割合で封入された半径 27.979 mm のドリフトチューブで構成され、荷電粒子が通過することによって電離した電子が、チューブの中心にある 3080 V の電圧がかかったタングステン・レニウムワイヤーに集められる。チューブ内に同心円状の電場が作られることによって、荷電粒子の通過位置を電子のドリフト距離から求めたドリフト円の接線として考えることができる (図 23)。そのドリフト距離は各チューブに対して 80 μ m の分解能を持つ。また、複数チューブを使用して粒子の飛跡を計算することで 各 station で 35 μ m まで位置分解能を高めることができる。一方でドリフトチェンバーを用いているため、前述した TGC, RPC に比べ時間分解能は悪くなる。 MDT の各 station はチューブ 4 層 (Inner) または 3 層 (Middle, Outer) からなるチェンバーを、二枚重ねた構造となっている (図 24)。MDT が変形することなどによって位置がずれる可能性があるため、MDT 内部には補正のために相対位置をモニターするシステムが備わっている。このシステムは図 24 で示すように、チューブと平行に射出された 2 本と、交差するように射出された 2 本のレーザーで行われる。このシステムは検出器が稼働している間も継続して作動しており、数 μ m 単位でずれを検出し記録している。

CSC

$|\eta| > 2$ の領域では粒子の到来頻度が高く、Inner station では MDT が安定して動作する頻度上限 150 Hz/cm^2 を超える。そのため Inner station では、より位置・時間分解能の優れた検出器であ

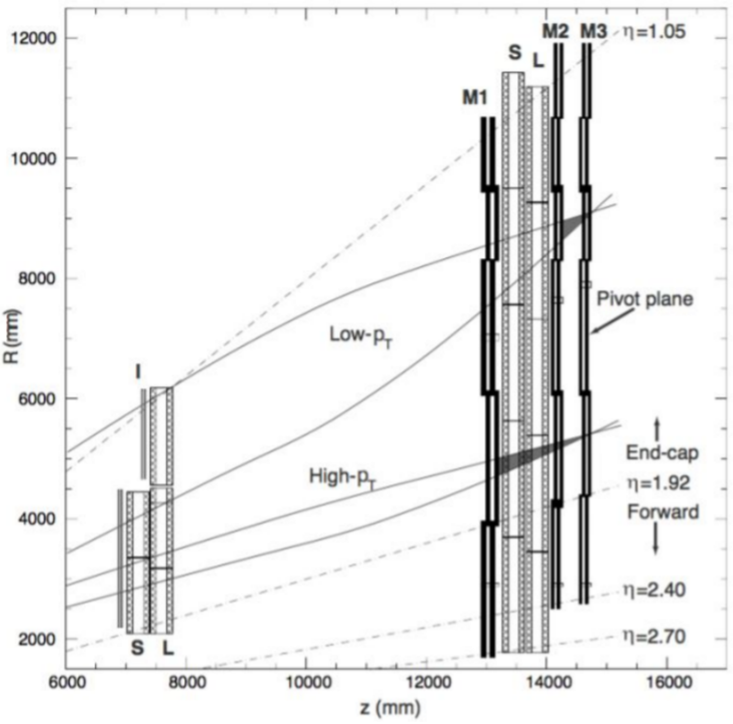

図 19: TGC の配置図

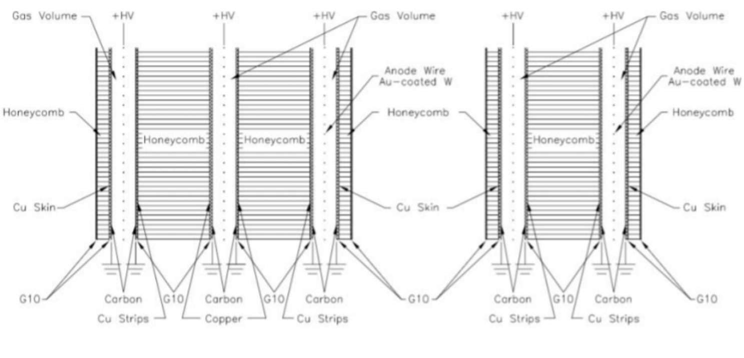

図 20: TGC の triplet 構造図（左）と doublet 構造図（右）

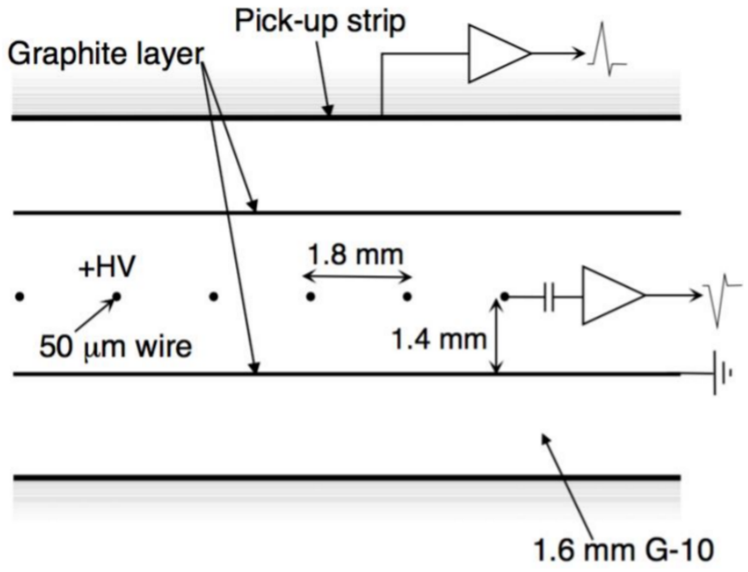

図 21: TGC の内部構造

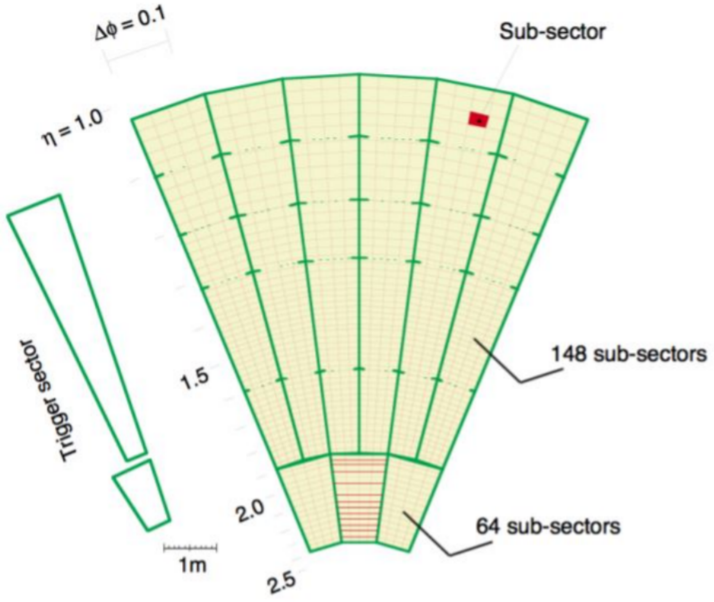

図 22: TGC の R − ϕ 断面図

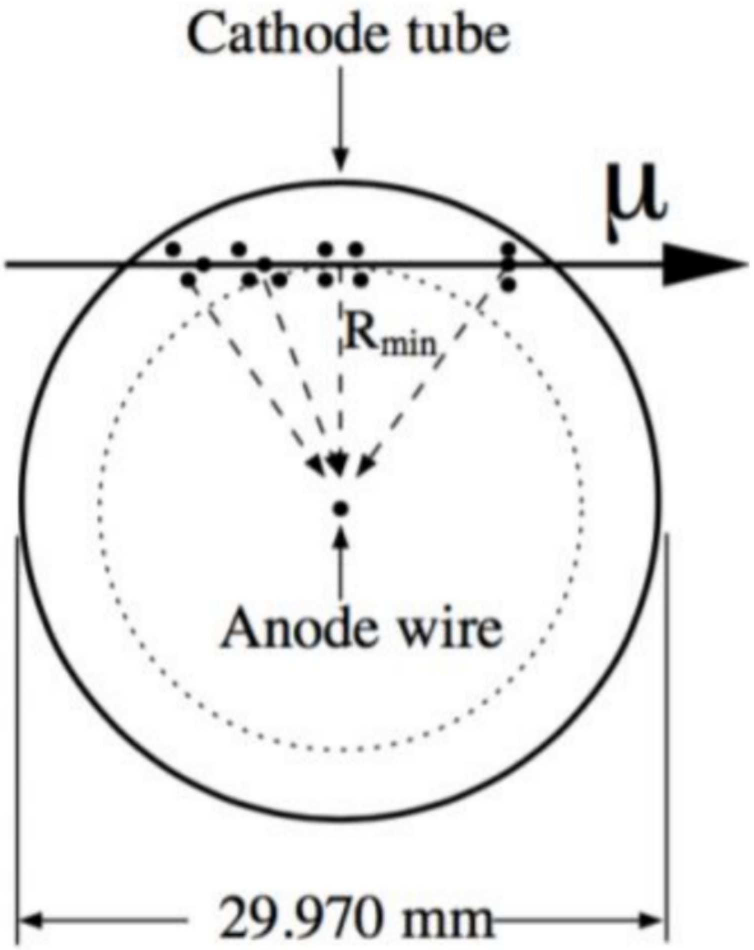

図 23: MDT の断面図

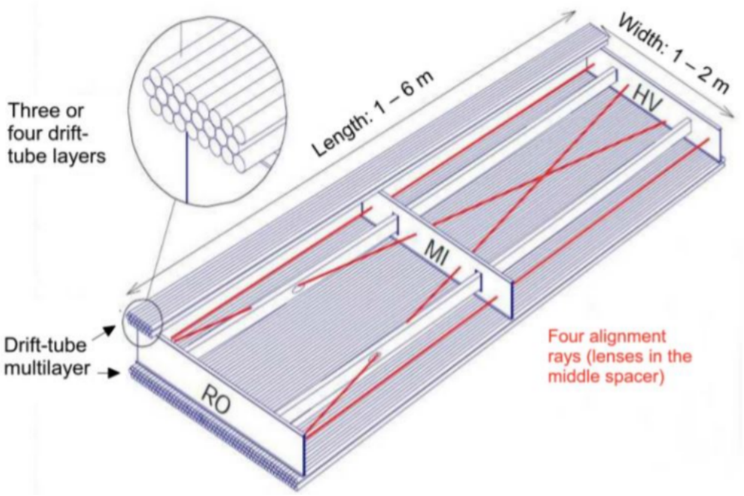

図 24: チューブ 3 層二重構造の MDT チェンバー

る CSC(粒子到来頻度上限 1000Hz/cm^2) を用いる。CSC は $2.0 < |\eta| < 2.7$ の領域をカバーしている。CSC は MDT と同じように ϕ 方向に Large chamber と Small chamber を 8 つずつ交互に並べた配置で (図 25)、1 つの CSC は η , ϕ を測定できる層を 4 枚重ねた構造である。CSC の各層は R 方向にそって並べられたワイヤーと、それと垂直および平行に配置されたストリップからなる。電子のドリフト時間は 40 ns 以下であり、時間分解能は 1 層で約 7 ns である。また炭化水素ではなくアルゴンと二酸化炭素ガスを用い、さらに気体を封入する体積を小さくすることでバックグラウンドとなる中性子の検出感度を低くしている。CSC 各層の構造を図 26 に示す。

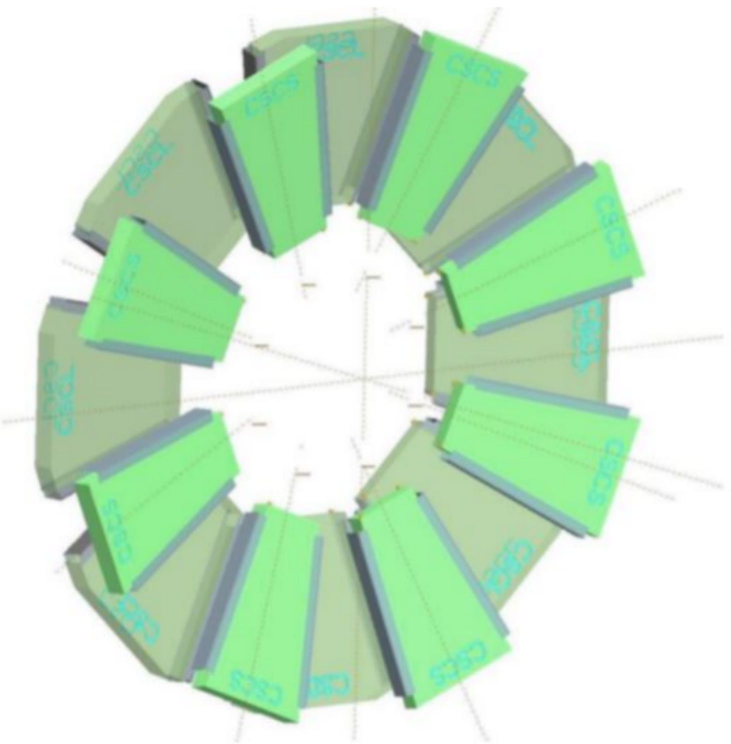

図 25: CSC の配置

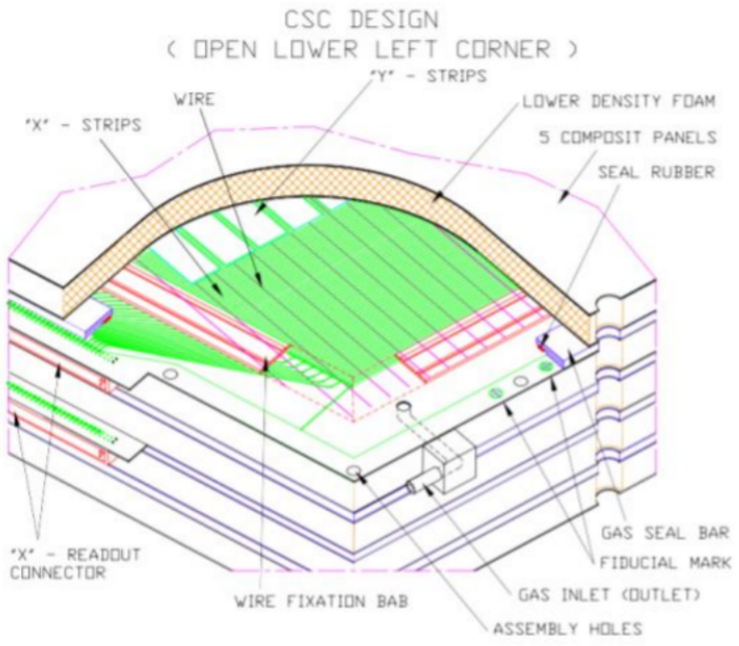

図 26: CSC 各層の構造

3 ATLAS トリガーシステム

ここでは ATLAS 実験で用いられているトリガーシステムについて説明する。

3.1 ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験のトリガーシステムは様々な事象をターゲットにしている。高エネルギーの電子やミューオン、光子、ジェット、タウオンなどを含む事象を選ぶトリガーや $E_T{}^{miss}$ などの特徴をもつ事象を選ぶトリガーを基本的な要素にしている。事象の選別はエネルギーや運動量のしきい値を決め、その値以上の運動量・エネルギーをもつ粒子を含む事象を選別することで行う。これらのしきい値が低いトリガーは、しきい値の高いトリガーに比べ検出頻度が大きくなるため、頻度をプリスケールするか、複数の粒子のトリガー情報を組み合わせ事象をより制限することで検出頻度を調整している。

LHC のバンチ衝突頻度は 40MHz で、そのすべての事象を記録するのは処理速度と記録容量の点から不可能である。この問題を解決するため、ATLAS トリガーシステムでは多段階にわたってトリガー判定を行う。大別すると、ハードウェアを用いて高速で大まかなトリガー判定を行うレベル 1 トリガー (L1) と、ソフトウェアを用いて精密なトリガー判定を行うハイレベルトリガー (HLT) の二段階あり、レベル 1 トリガーで 40MHz を約 100kHz に、ハイレベルトリガーで 100kHz を 2kHz 程度に頻度を減少させている。

レベル 1 トリガーでは出力として Region of Interest(RoI) を定義する。RoI は、η, ϕ の情報をもち、HLT への入力となる。HLT ではミューオン、電子、光子などをオフライン解析に近いアルゴリズムで RoI 周辺の検出器情報を読みだして再構成することにより、対応するレベル 1 トリガーが発行された事象に対してより精密なトリガー判定を行う。HLT は計算機資源を有効に活用する

ため、高速なアルゴリズムからより詳細なアルゴリズムへと、複数のアルゴリズムを段階的に適用することが多い。各段階でのトリガー判定条件をトリガーチェーンと呼ぶ。

3.2 ミューオントリガー

ミューオントリガーの HLT は大きく分けて 2 段階で構成される。その初段は、L1 のすぐあとという意味で L2 アルゴリズムと呼んでいる。これはさらにミューオン検出器の情報のみを用いる L2 Stand Alone Muon トリガー (L2MuonSA) と内部飛跡検出器の情報も使う Muon Combined トリガー（L2MuComb）で構成される。
レベル 1 ミューオントリガーではバレル領域では RPC、エンドキャップ領域では TGC の情報を用いて RoI を発行する。RoI のサイズはバレル領域で $\delta\eta \times \delta\phi = 0.1 \times 0.1$、エンドキャップ領域で $\delta\eta \times \delta\phi = 0.26 \times 0.033$ である。

L2MuonSA ではバレル領域では MDT、エンドキャップ領域では MDT と CSC の情報を用いて運動量を計算し、飛跡を再構成する。その飛跡の情報を L2muComb への入力とする。詳細は後述する。

L2muComb では MuonSA の飛跡情報を内部飛跡検出器（ID）まで外挿し、その付近で ID の飛跡を探索し、η、ϕ、電荷、p_T 等の情報と対応した p_T を取得する。その後 L2MuonSA での p_T と ID の p_T と誤差で重みを付けて平均を取り、しきい値を超えたものを L2muComb での p_T として選別する。

イベントフィルターは全検出器の情報を使用してミューオンの飛跡を再構成する。再構成アルゴリズムはオフラインでの再構成と同じものであるため、精密な飛跡の情報をもちいた正確な判定ができる。基本的には p_T に対するしきい値を設定することでミューオンの候補の選別を行なうが、ミューオンの内部飛跡検出器の飛跡の周辺に他の飛跡が存在しないこと (アイソレーション) や 2 ミューオンの不変質量が何らかの共鳴付近にあることを要求した選別も行われている。これらの p_T 以外の条件による選別はしきい値を低く保ったままトリガー発行レートを抑制することができるため、低い p_T のミューオンを含む事象を取得するために有用である。

最終的にイベントフィルターを通過したミューオンを再びイベントフィルターまでで用いた検出器情報を用いてミューオン再構成を行う。これをオフラインミューオンと呼ぶ。以降 L2MuonSA での性能を評価する際はオフラインミューオンの結果は正しいと仮定する。

3.3 L2MuonSA

L2MuonSA は HLT の初段であり、L1 からの RoI の入力から位置情報を得て、その周辺の MDT(CSC) の情報を用いることによってより正確な飛跡を再構成し p_T を計算し、次段階の L2muComb へ飛跡情報を渡している。L2MuonSA のバレル（エンドキャップ）領域での p_T 計算アルゴリズムは大まかに以下のとおりである。

1. ロードの決定
2. スーパーポイントの決定
3. 曲率（角度）の計算
4. LUT を用いた p_T 計算

3.3.1 ロードの決定

ミューオンの飛跡を検出するとき、他の粒子の飛跡やノイズなどを拾わないようにするために、L1 の出力である RoI の情報からロードを定義する (図 27)。ロードの決定にはバレル領域では RPC、エンドキャップ領域では TGC を用い、L1 から出力された RoI の付近にある RPC、TGC ヒットをそれぞれ直線フィットしたものをロードと定義する。ロードは各ステーション（Inner、Middle、Outer）でそれぞれ定義される。また MDT を用いて ϕ 方向の情報を計算することはできないため、RPC、TGC の ϕ の情報を MuonSA の ϕ の情報として用いられる。

3.3.2 スーパーポイントの決定

MuonSA では各 station での MDT チェンバー中心において (Barrel 部では R 軸に、Endcap 部では Z 軸に対して）計算されたミューオンの通過地点、および飛跡の傾きや切片をまとめてスーパーポイント (SP) と呼ぶ。スーパーポイントは以下のように決定する。まずロード内の MDT ヒットを全て集める。その中で、各層ごとにロード中心と各チューブの距離 (MDT hit residual) を計算し、最も近いチューブを選択する (図 27)。次に選択した各チューブのドリフト半径を用いてより正確な飛跡再構成を行う。ミューオンの飛跡は各チューブのドリフト円の共通接線であると考えられるため、ドリフト半径の距離情報から直線フィットを行い、選択された全チューブの共通接線として最も χ^2 の一番よいものを各ステーションでのミューオンの飛跡として定義する (図 28)。このとき各 MDT チェンバーの中心線とフィットして得られた飛跡の交点を SP の R および Z 座標とし (図 28)、飛跡の傾きを SP の傾き、R 軸の交点を SP の切片として定義する。

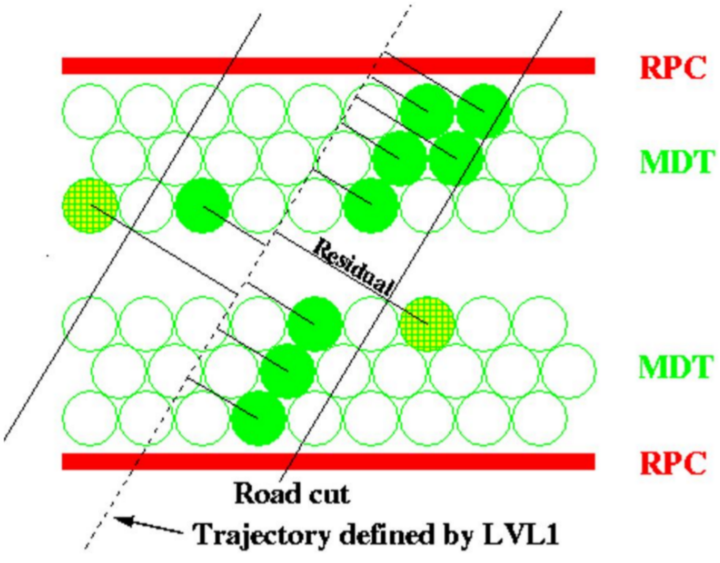

図 27: バレル部 MDT における MDT ヒット選択の模式図

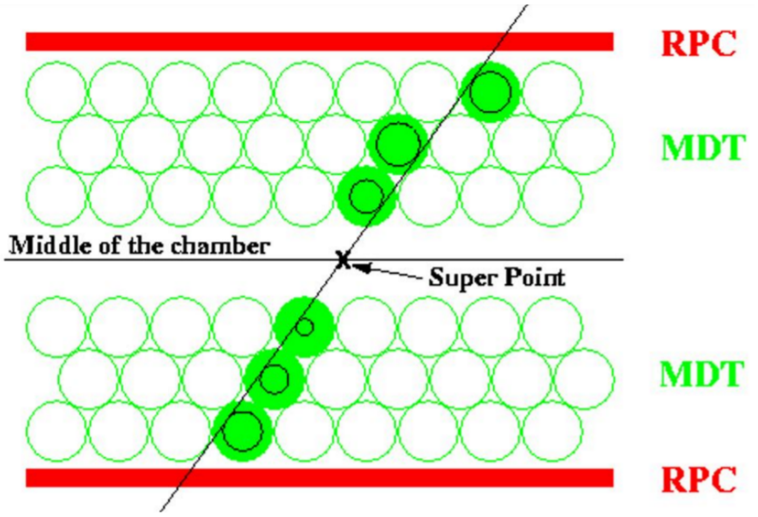

図 28: バレル部 MDT における、各層で選ばれたチューブのドリフト円のフィット

3.3.3　スーパーポイントによるミューオン飛跡の曲がりの再構成

各 MDT の SP を使い、飛跡の磁場による曲がり角、曲率半径などを求めることによりミューオンの p_T を求める。バレル部では Inner, Middle,Outer の MDT は磁場領域内に配置されているため、SP から円軌道を再構成し、その半径 (R_B) を p_T と相関のあるパラメータとして定義する (図 3.9)。3 つの MDT 全てで SP が計算できた場合は、3 点から円軌道を再構成しその半径を計算する。3 つの MDT のうち 2 つで SP が計算できた場合は、原点から Inner まで R − Z 平面上で飛跡がまっすぐである (これは、内部飛跡検出器でかかる磁場はビーム軸と平行方向であるため、R − Z 平面でミューオンはほとんど曲がらないことに基づいている) という条件を加えることで、円軌道を再構成する。計算できた SP が 1 つ以下の場合は再構成することができない。
エンドキャップ部では Inner, EE, Middle は磁場内、Outer は磁場外に設置されている。MuonSA では p_T と相関のあるパラメータとして α, β, γ を用いる。この時 ϕ 方向の飛跡は考えず、R − Z 平面に射影した飛跡を考える。α は図 3.10 で定義され、以下の情報を用いて計算される。

- Middle SP の傾きと Middle, Outer SP の位置座標から得られる傾き
- Outer SP が無ければ、Middle SP の位置座標と傾き

β は図 3.11 で定義され、次の情報を用いて計算される。

- Inner SP の傾きと Middle, Outer SP の位置座標から得られる傾き
- Outer SP が無ければ、Inner SP の傾きと Middle SP の位置座標と傾き

γ は CSC がある領域のみで図 3.12 で定義され、次の情報を用いて計算される。

- CSC での SP の位置,Middle, Outer SP の位置座標
- Outer SP が無ければ、CSC SP の位置座標、Middle SP の位置座標と傾き

エンドキャップ部で α, β, γ いずれも計算できなかった場合には、2 枚の Middle TGC (M1,M2) の位置情報から α を計算する。Middle の SP がなく、TGC フィットも失敗した場合はエンドキャップ部において飛跡再構成ができない。

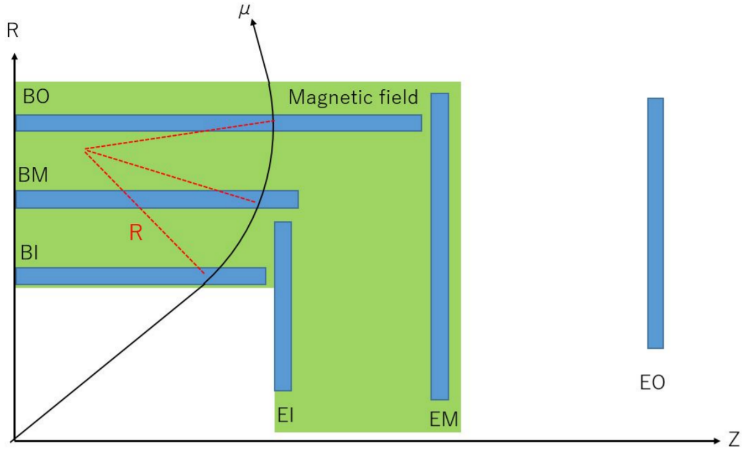

図 29: L2MuonSA の R_B の定義

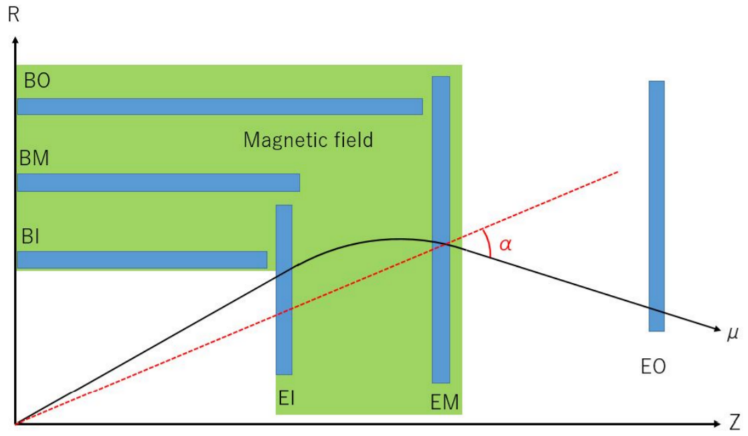

図 30: L2MuonSA の α の定義

3.3.4 LUT を用いた p_T 計算

L2MuonSA までに用いる検出器情報は限られており、内部飛跡検出器などの情報が使えないため、解析的に p_T を計算することが難しい。そのため p_T と、p_T と相関のある曲がりの情報の相関から p_T を計算する

スーパーポイントから求めた曲率 (エンドキャップでは角度) の情報から対応するオフラインミューオンの p_T を計算する対応表のことを Look Up Table(LUT) と呼ぶ。LUT はあらかじめ実データ

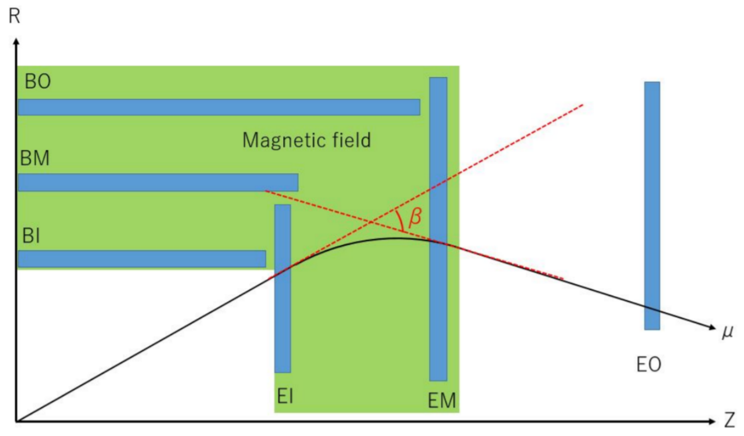

図 31: L2MuonSA の β の定義

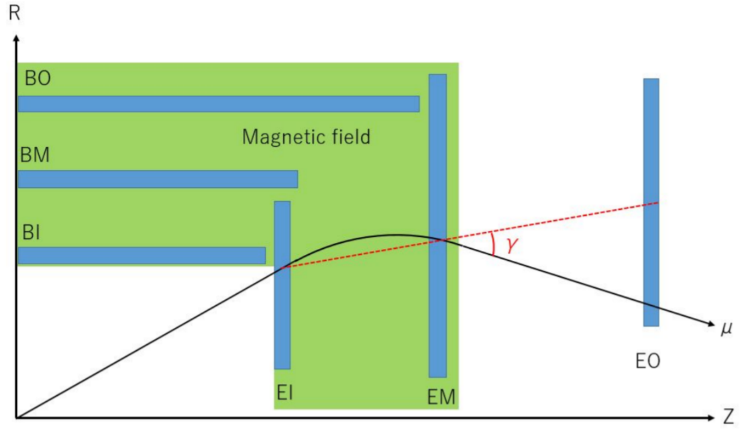

図 32: L2MuonSA の γ の定義

およびシミュレーションを用いて調整されており、検出器の位置 η , ϕ に対して細かくビン分けされて設定されている。バレル領域とエンドキャップ領域では、用いる変数及びビンの分割の仕方が異なる。

バレル領域では Large station, Small station, Large Special station, Small Special station の 4 領域に対してそれぞれ η 方向に 30 分割、 ϕ 方向に 30 分割の計 900 分割に対して LUT を作成し、飛跡の曲率から p_T を計算する。

エンドキャップ領域では各領域に対して、α, β, γ のうち最も pT の測定精度が良いと期待される変数を用いて LUT を作成する。対称性を考えて ϕ 方向の 8 回対称を仮定したのち、さらに線対称も考えた上で 12 分割する。通常最も精度が良いのは β であるが、β が定義できない領域では α を用いるという方針になっており、それらの角度から p_T を計算するものとなっている。

3.4 トリガー効率

この章では今回の測定に用いるトリガー効率の測定方法について説明をする。

3.4.1 トリガー効率測定

測定したいトリガー効率は、ミューオンを含む事象に対するトリガー効率ではなく、ミューオンそのものに対するトリガー効率である。すなわち、事象の中に複数個のミューオンがある場合は、それぞれのミューオンに対してトリガー判定を行い、その効率を測定する必要がある。ゆえにトリガー効率 ϵ_{trig} の定義を

$$\epsilon_{trig} = \frac{\text{トリガーをパスしたオフラインミューオンの数}}{\text{オフラインミューオンの数}} \tag{3}$$

とする。

この論文で調べるトリガー効率は L2MuonSA のものであるため、レベル 1 トリガーをパスしたミューオンに対する L2MuonSA のトリガー効率を測定する。ゆえに分母分子のミューオンはレベル 1 トリガーをパスしたミューオンに限って

$$\epsilon_{trig,SA} = \frac{L2MuonSA\ \text{をパスしたオフラインミューオンの数}}{\text{レベル 1 トリガーをパスしたオフラインミューオンの数}} \tag{4}$$

とする。

また、効率を測定する場合、その事象がミューオントリガーのバイアスを受けていないミューオンを用いる必要がある。これはミューオントリガーにバイアスされたミューオンを使用して効率を測定すると、ミューオンが存在するがトリガーを発行できなかったイベントは無視して測定することになり、効率が高く計算されてしまうためである。このバイアスを回避するために Tag and Probe 法と呼ばれる方法を使用する。

3.4.2 Tag and Probe 法

Tag and Probe 法では Z ボゾンや J/ψ の崩壊により生じる 2 つのミューオンを用いる。これらのミューオン崩壊では必ず 2 つのミューオンが生成される。崩壊により生じたミューオンのうち、片方のミューオンが事象選別トリガーを発行した時に、もう片方のミューオンを効率測定に用いる

ことでバイアスを回避する。前者のミューオンを Tag ミューオン、後者を Probe ミューオンと呼ぶ。この Probe ミューオンを用いてトリガー効率を測定する、すなわちトリガー効率 ϵ_{trig} は

$$\epsilon_{trig,SA} = \frac{L2MuonSA\text{ をパスした }Probe\text{ ミューオンの数}}{\text{レベル 1 トリガーをパスした }Probe\text{ ミューオンの数}} \tag{5}$$

となる。崩壊事象中に 2 つのミューオンが事象選別トリガーを発行した場合は Tag と Probe を入れ替えて 2 度 Tag and Probe を行い、効率測定に用いる。

Z ボゾンと J/ψ は質量が異なるため、これらの崩壊によってできるミューオンの運動量領域も異なる。ゆえに調べたい運動量領域によって用いる崩壊が異なり、主に 20GeV 以上の高い運動量を持つミューオンの効率を測定する場合は Z の崩壊を用いた Tag and probe(Z Tag and Probe) を用いる一方で、数 GeV の低い運動量を持つミューオンの効率を測定する場合は J/ψ を用いた Tag and Probe(J/ψ Tag and Probe) を用いる。

3.5 本研究の目的

現行の L2MuonSA ではバレル領域での低運動量ミューオントリガー効率が落ちている。現状のミューオントリガー効率をバレル領域とエンドキャップ領域で比べると、バレル領域の方が低運動量領域 (4-6GeV) で悪く、低運動量ミューオンを精度よく評価できず問題となっている (図 33)。本研究ではこの問題に対処するソフトウェアアルゴリズムの改良を行った。

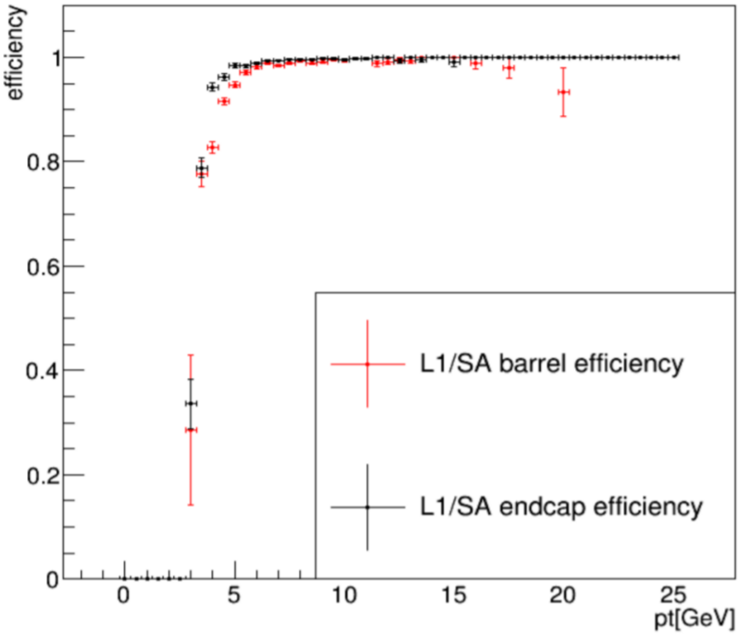

図 33: 現状の L2MuonSA のトリガー効率

4 バレル領域の L2MuonSA の効率改善

現行の L2MuonSA において、バレル領域とエンドキャップ領域のミューオントリガー効率を比較すると、低運動量ミューオン (4 GeV 付近) のトリガー効率がバレル領域で悪い。高い運動量ミューオンのトリガー効率における比較では両者とも同じようなトリガー効率のパフォーマンスであるため、低運動量のミューオンに対するバレル領域に特有の問題であり、改良が必要である。

4.1 非効率の原因

低運動量のミューオンはよく曲がるため、ロードの外側に飛跡がある場合はスーパーポイントを正しく求めることができない。また各 station でバレル領域はエンドキャップ領域に比べ検出器が物理的に存在しない領域、つまり”穴”が多くあり、穴を通った飛跡のスーパーポイントを求めることはできない。現行のバレル領域での L2MuonSA では、2 つ以上のスーパーポイントがなければ R_B の計算をすることができない。また 2 つのスーパーポイントのあるイベントについても衝突点でのずれの影響があるため、正しく p_T を計算できていないことがある。このようなイベントがトリガー非効率の原因となっている。以下にこの非効率について少し詳しく考察する。

4.2 最外層と最内層に SP がないイベント

前述したとおり、スーパーポイントが 1 つしか作られないイベントでは p_T を計算することができない。その中でスーパーポイントが Middle Station でのみ生成されるイベントは他の 1 スーパーポイントのイベントに比べて全イベントに対して無視できないほど存在している。図 34 はそれぞれ、黒 : 3 スーパーポイント、赤 : outer がない 2 スーパーポイント、橙 : inner がない 2 スーパーポイント、青 : inner,outer がない 1 スーパーポイント、緑 : middle がない 2 スーパーポイント、黄 : inner,middle がない 1 スーパーポイント、水 : middle,outer がない 1 スーパーポイント、桃 : 0 スーパーポイントのイベントである。青のヒストグラム、すなわち Middle Station でのみスーパーポイントが生成されるイベントが他の 1 スーパーポイントのイベントに比べて多いのは、L2MuonSA でのバレル領域の RoI が Middle Station のヒットを含んで計算されるので、ロードを引く際に外挿するときの飛跡の曲がりの影響が小さいからである。この図において、青の inner, outer にスーパーポイントがないイベントは low p_T 領域 (4–6 GeV) において全体の約 10 % 存在しており、L2MuonSA ではこのようなイベントの p_T を全て計算しないため、ミューオントリガー非効率の原因となっている。

4.2.1 角度を用いた p_T 算出アルゴリズムとその精度

この問題を解決するため、エンドキャップ領域における α と類似の角度をバレル領域でも定義し、その角度 (以降 α_B と定義する) と p_T との相関をもつ Look Up Table を作成し、p_T を計算する。

スーパーポイントはベクトル情報であるため、その傾きの情報を用いて α_B を定義する。図 35 において、黒点線はミューオンの飛跡である。Middle Station でのスーパーポイントの位置において、その位置と衝突点を結んだ直線と、スーパーポイントの傾きの直線の角度差を α_B と定める。α_B は $(\theta_1 - \theta_2)$ で求まる。

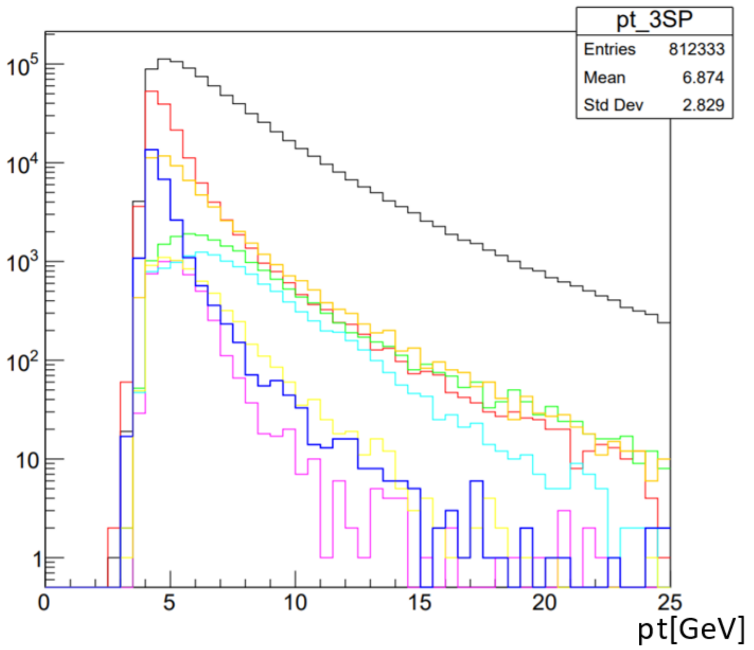

図 34: スーパーポイントの数

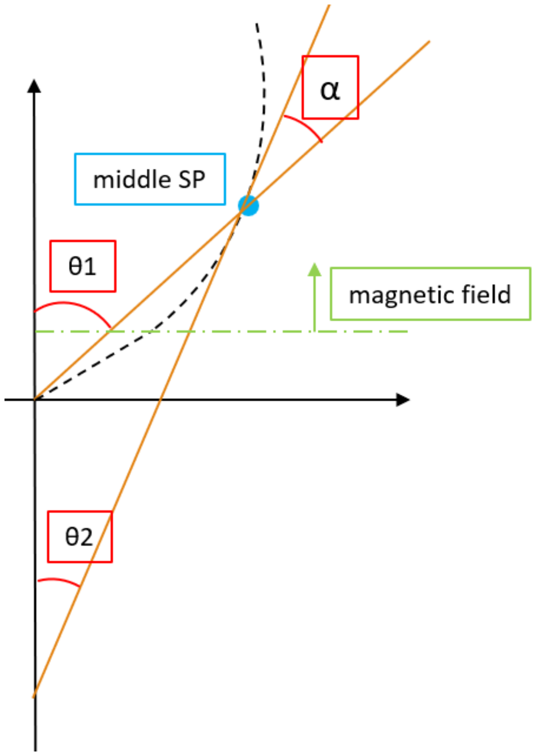

図 35: L2MuonSA の α_B の定義

Middle Station でのスーパーポイントの傾き情報の信頼性を確かめるために、オフラインミューオンの Middle Station での傾きと、スーパーポイントの Middle での傾きの角度差 ($\Delta\theta_\alpha$) を調べた (図 36)。この図から α は多くの事象に対して 0.01rad よりはるかによい精度で求まっていることがわかる。ただし、一部の事象では大きくずれる。これは過去の研究でも同様の結果である。

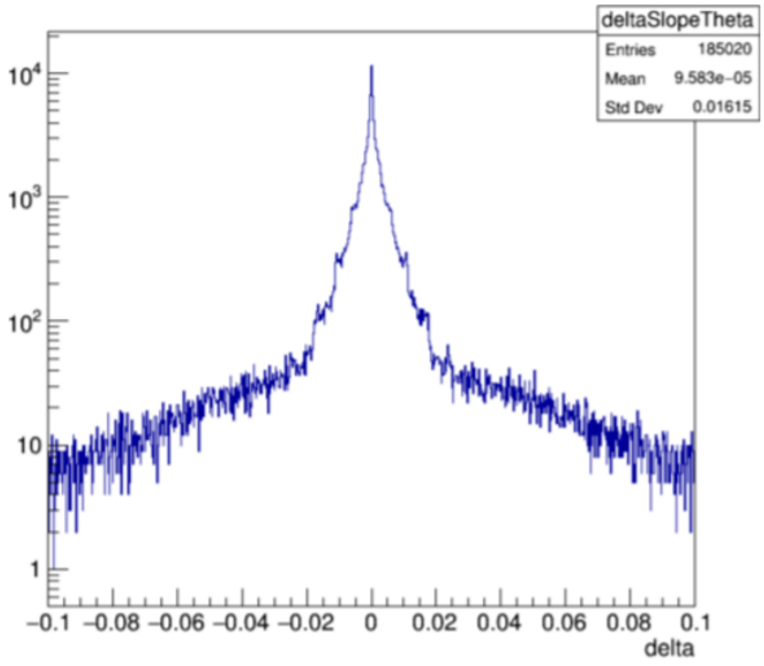

図 36: $\Delta\theta_\alpha$

計算速度の向上のため、α から p_T を求める際に Look Up Table 用いて計算する。Look Up Table は各要素ごと (Sector, charge, η, ϕ) に分割をした領域における、オフラインミューオンの p_T の逆数と α_B との相関をシミュレーション及びデータからあらかじめ求め、その関数から各 α_B に対応する p_T を計算するものである。図 37, 図 38 はそれぞれ Large Station、Small Station での η と ϕ の相関である。左側は電荷が正、右側は電荷が負である。
今回用いるのは Middle Station の情報のみであるので、図 15 における Large Station と Large Special Station、Small Station と Small Special Station に区別はないため、Large Station と Small Station での 2 種類の分割でよいはずである。以後これらは区別せずに Look Up Table を作成する。

$\eta-\phi$ 分布の 8 回対称を考えて折り畳み足し合わせると図 41 のようにミューオンが分布する。これを η 方向と ϕ 方向で分割する。その分割は、η 方向に 16 分割、ϕ 方向に 15 分割とする。

各分割領域での p_T^{off} の逆数と α_B の相関を求める。α_B の平均値と標準偏差を縦軸に、$\frac{1}{p_T}$ を横軸にとり、これを二次関数によりフィットし、求めたパラメータを Look Up Table として計算に用いる。各領域で α_B と p_T の関係は、パラメータ A,B を用いて、以下のような式で表される。

$$\alpha_B = A(\frac{1}{p_T}) + B(\frac{1}{p_T})^2 \tag{6}$$

ここで、2 次関数の定数項は p_T の上限を持たせないようにするため 0 にしている。これを式変形

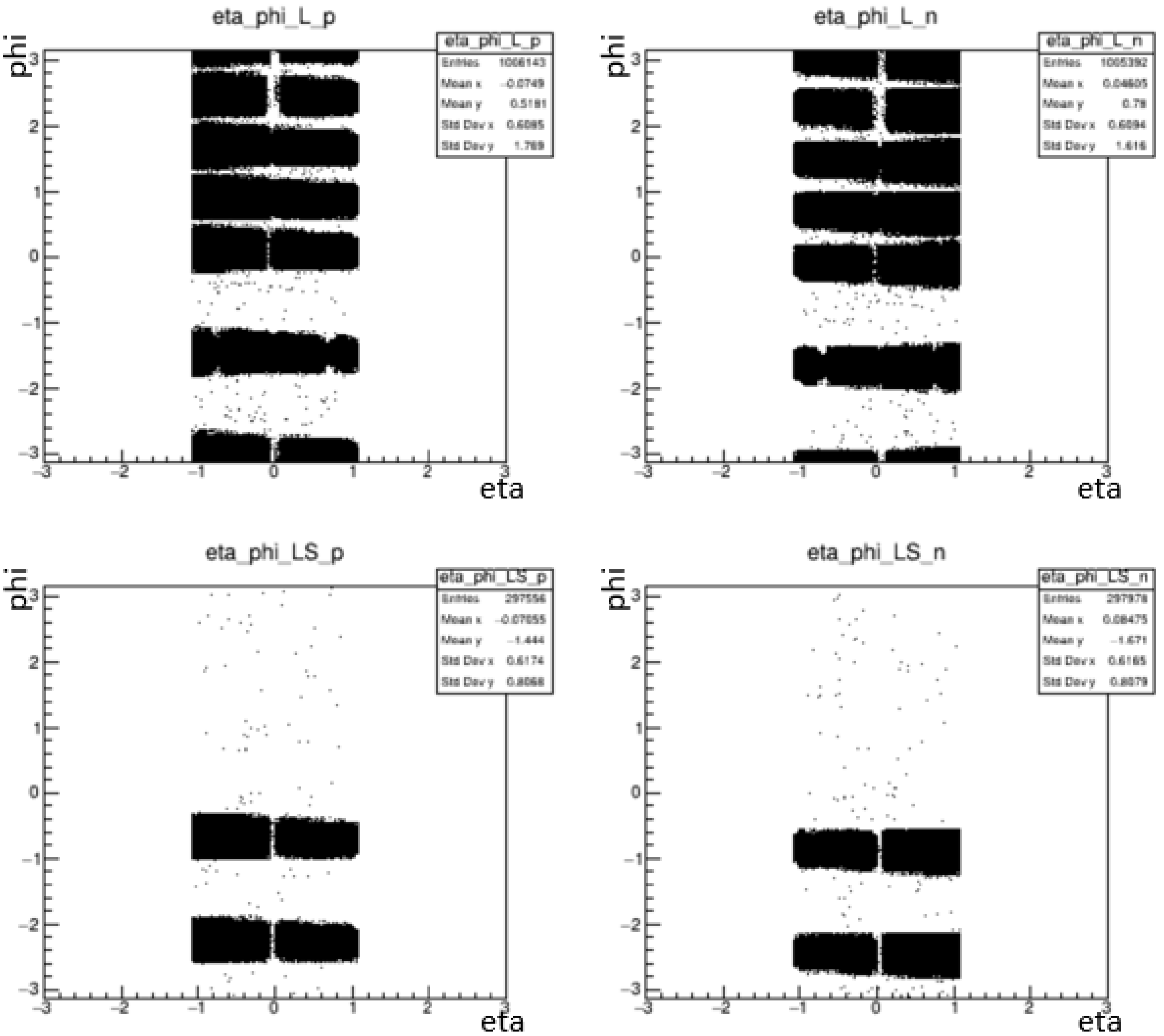

図 37: Large Chamber での η と ϕ の相関

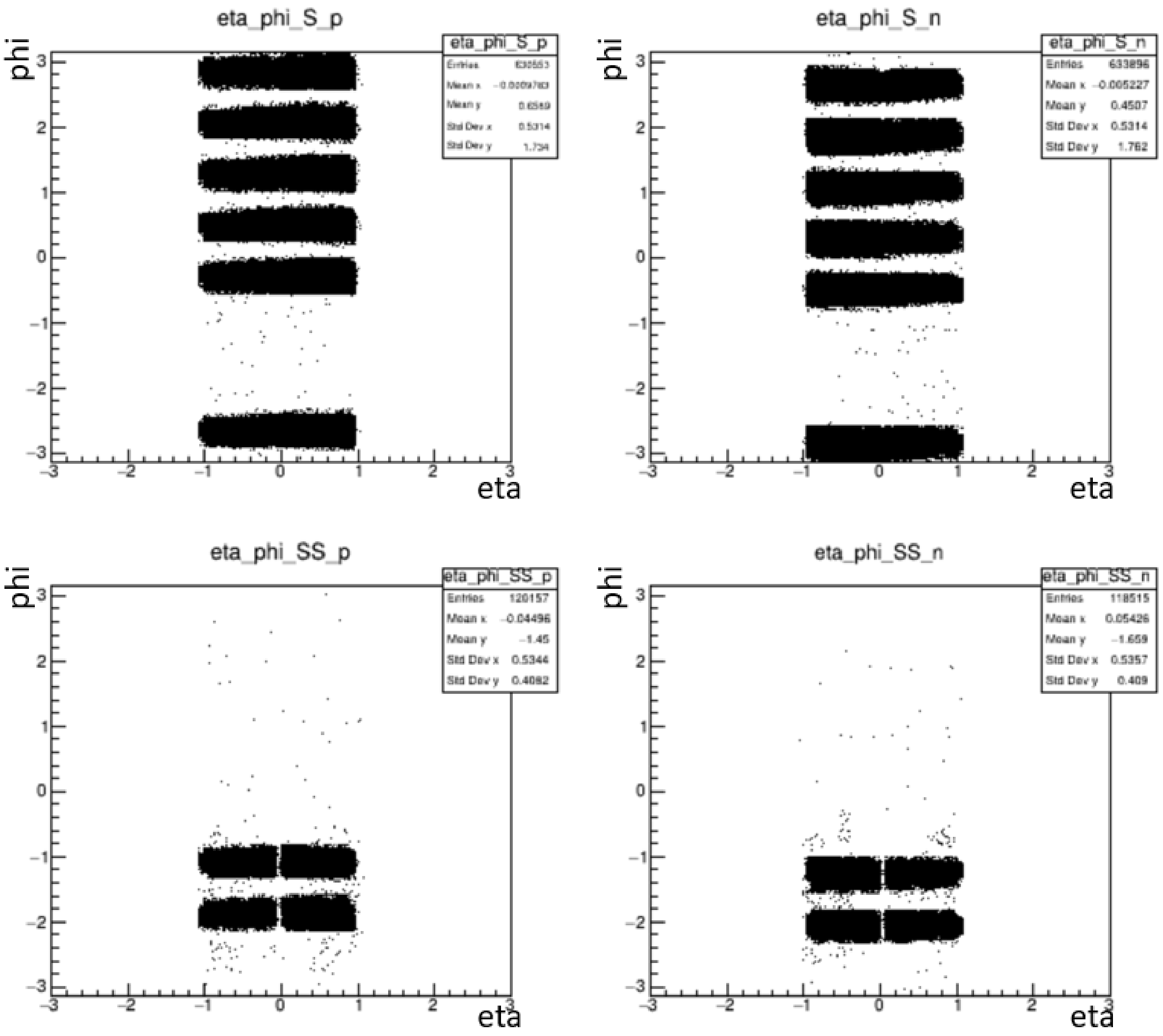

図 38: Small Chamber での η と ϕ の相関

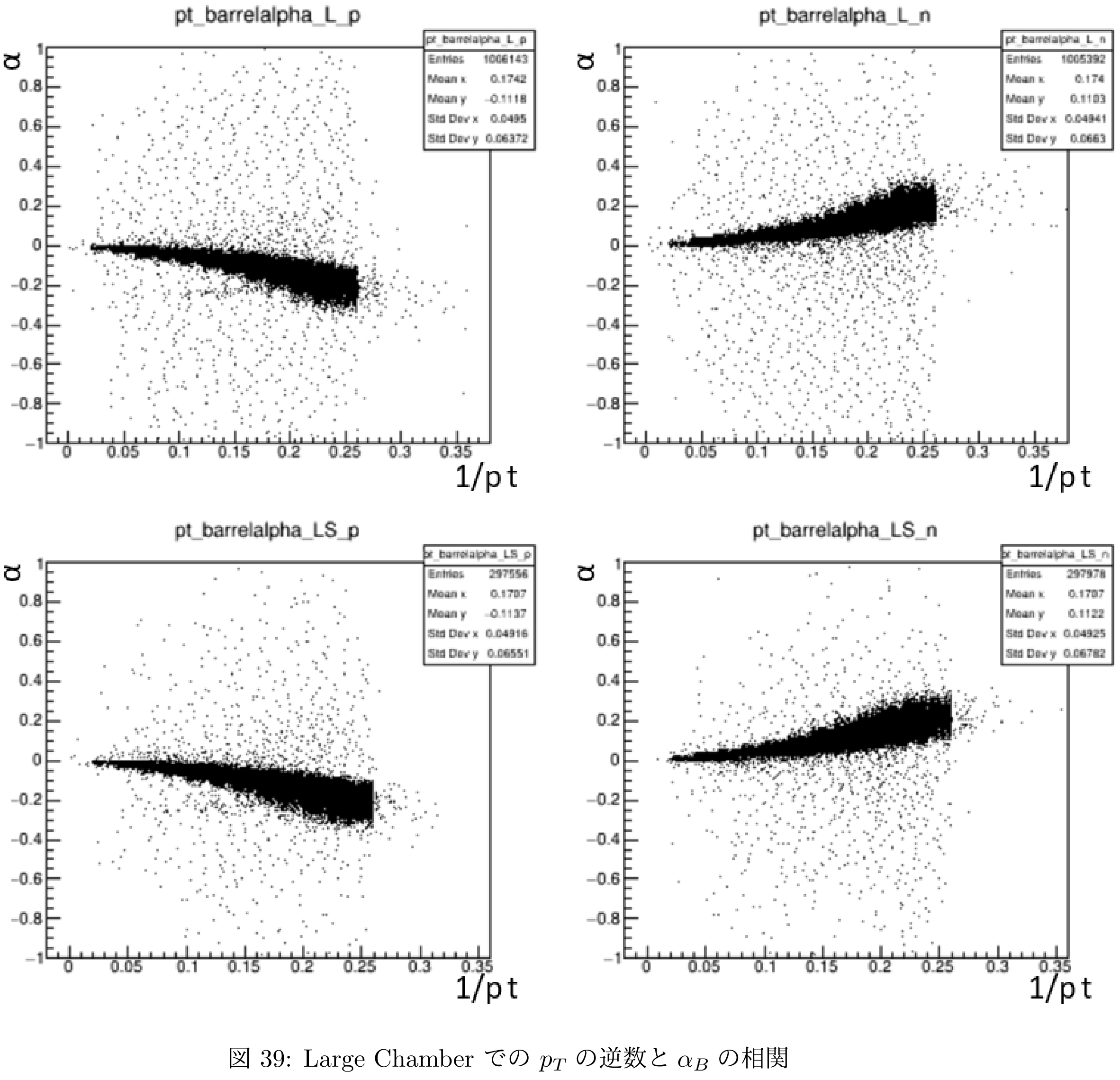

図 39: Large Chamber での p_T の逆数と α_B の相関

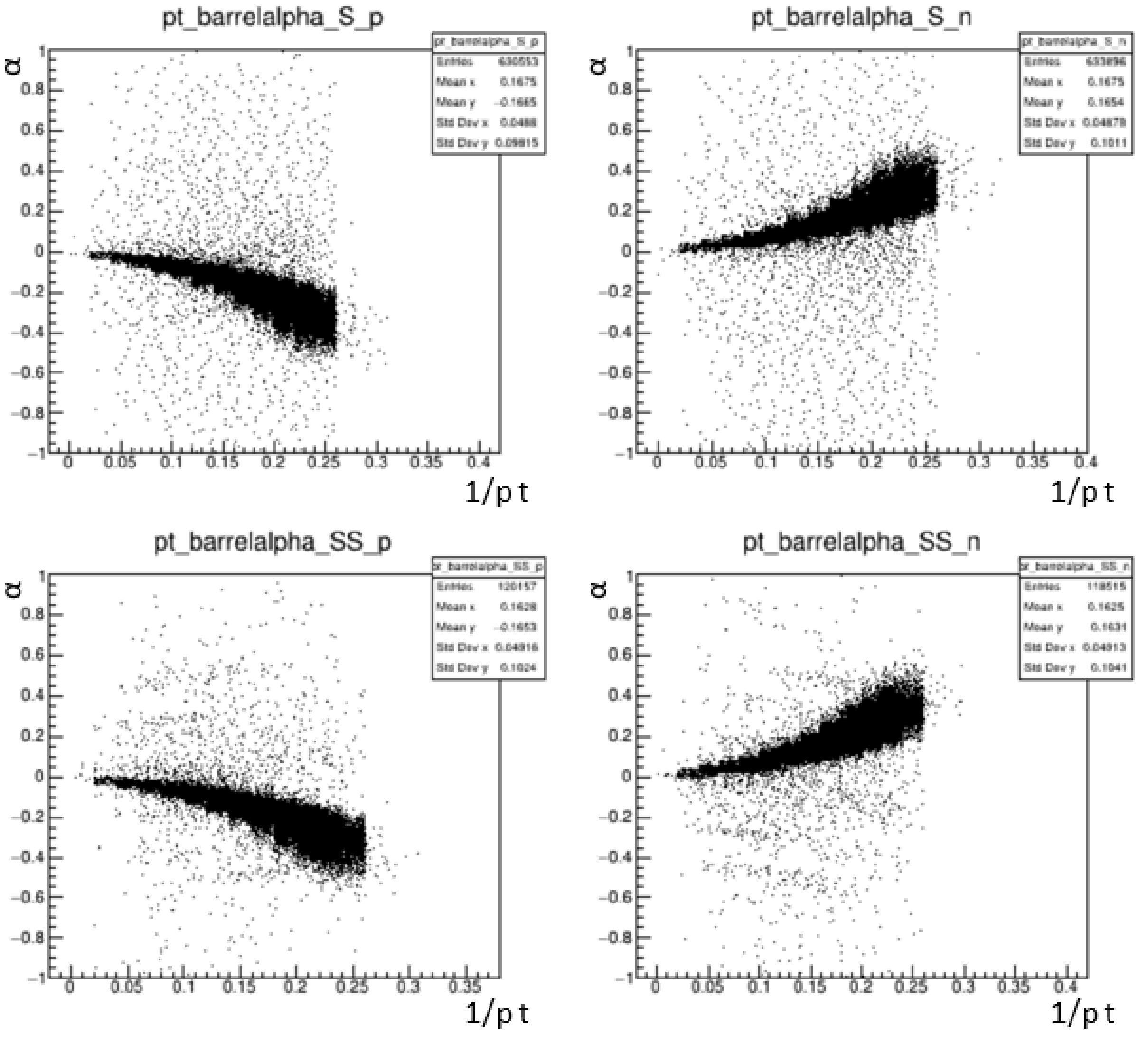

図 40: Small Chamber での p_T の逆数と α_B の相関

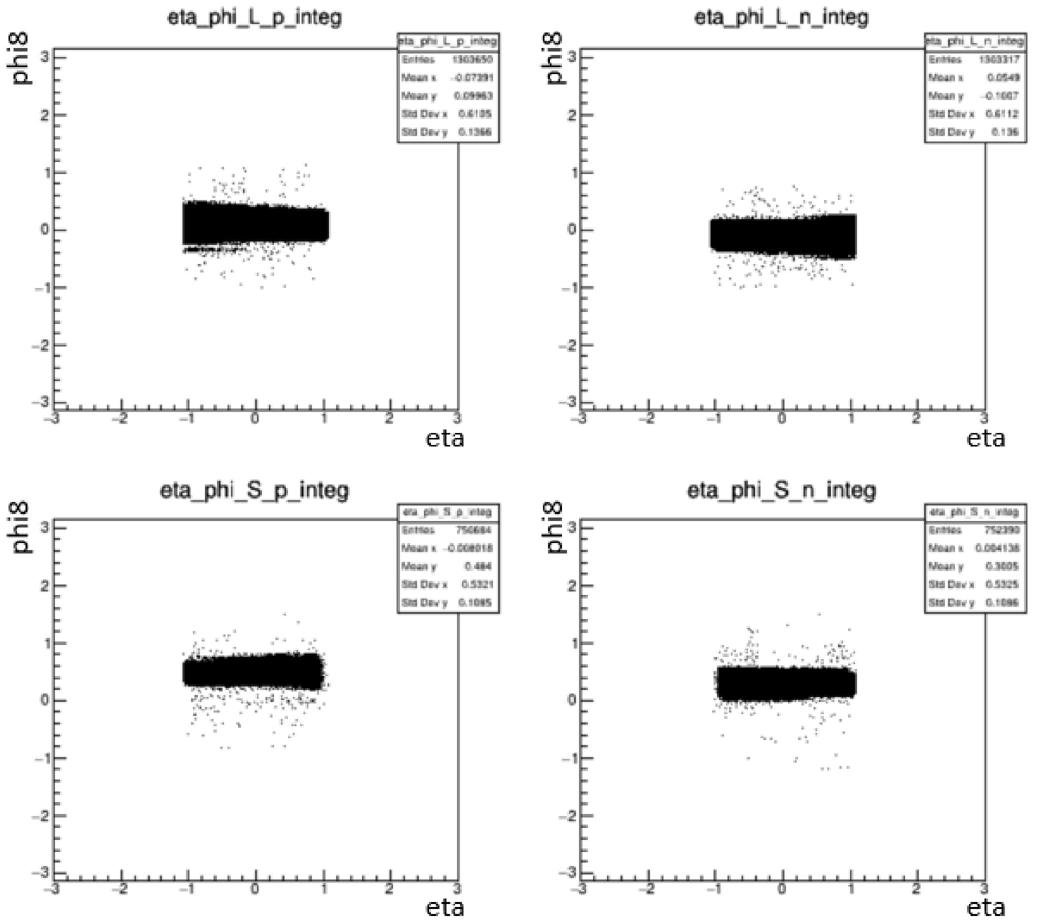

図 41: $\eta - \phi$ の重ね合わせ

し、$\frac{1}{p_T}$ について解くと、

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-A + \sqrt{A^2 + 4B \times \ alpha_B}}{2B} \tag{7}$$

となる。つまり、フィッティングは定数項を 0 とした二次関数で行い、その結果として求まったパラメータ A,B を Look Up Table の要素とする。

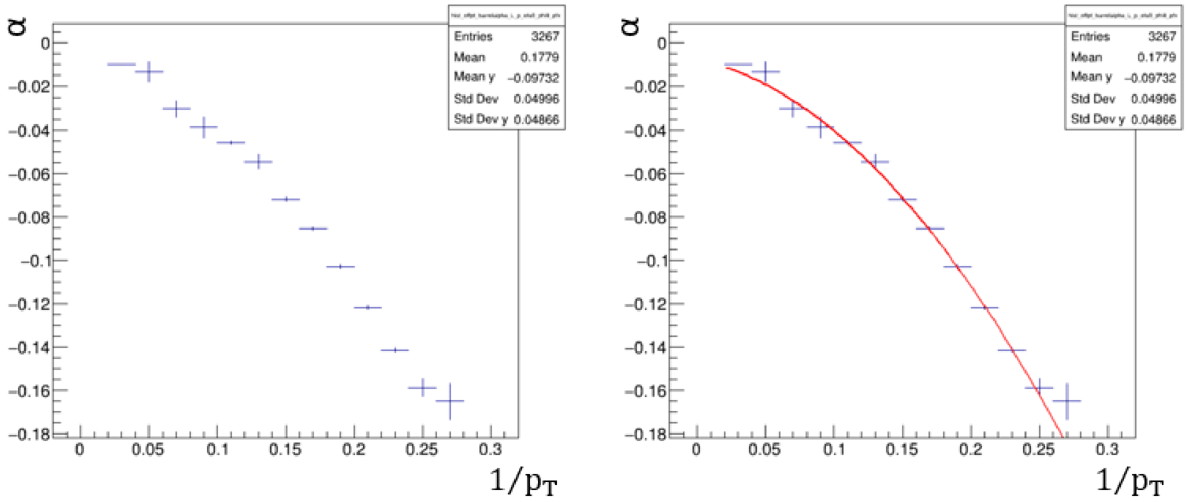

図 42: η-ϕ 分割後のある領域での p_T の逆数と α_B の相関

L2MuonSA で計算された p_T の分解能を確かめる指標として以下のように residual(r_{p_T}) を定義する。

$$r_{p_T} = \frac{\frac{1}{p_{T\,L2MuonSA}} - \frac{1}{p_{T\,\mathrm{Off}}}}{\frac{1}{p_{T\,\mathrm{Off}}}} \tag{8}$$

すなわちこの値が 0 に鋭いピークを持つほど Offline p_T との一致が良く、分解能が良いことを表す。図 43 は、L2MuonSA のアルゴリズムにおける 3 つのスーパーポイントが生成されたイベント、現行の R_B を求める方法で求めた p_T を用いた residual と 新しく今回作成した Look Up Table で計算した p_T の residual を比較したものである。青は現行の R_B からの p_T での residual，赤は η - ϕ の分割を 15×16 で作成した Look Up Table で計算した p_T を用いた residual, 橙は η - ϕ の分割を 1×1 で作成した Look Up Table で計算した p_T を用いた residual である。3 スーパーポイントから R_B を測定したものに比べ、Middle station の 1 スーパーポイントのみを用いたものは精度は悪いが、Look Up Table を細分化したことにより分解能が向上し、分布のテールが大幅に減少した。図 44 は L2MuonSA のアルゴリズムにおける 2 つのスーパーポイントが生成されたイベントに対する residual 分布である。青は現行の R_B からの p_T での residual，赤は η - ϕ の分割を 15×16 で作成した Look Up Table で計算した p_T を用いた residual, 橙は η - ϕ の分割を 1×1 で作成した Look Up Table で計算した p_T を用いた residual である。3 スーパーポイントのミューオンよりも分解能は悪いが、現状のアルゴリズムに比べてピークが鋭く、分割の細分化によりテールも減少していることがわかる。ただし、新手法の分布のピークは 0.2 にシフトしている。これは MuonSA の p_T がオフライン再構成に比べ小さくなることを意味する。よって 2 スーパーポイントミューオンに対して α を用いるとトリガー効率は低下すると考えられる。

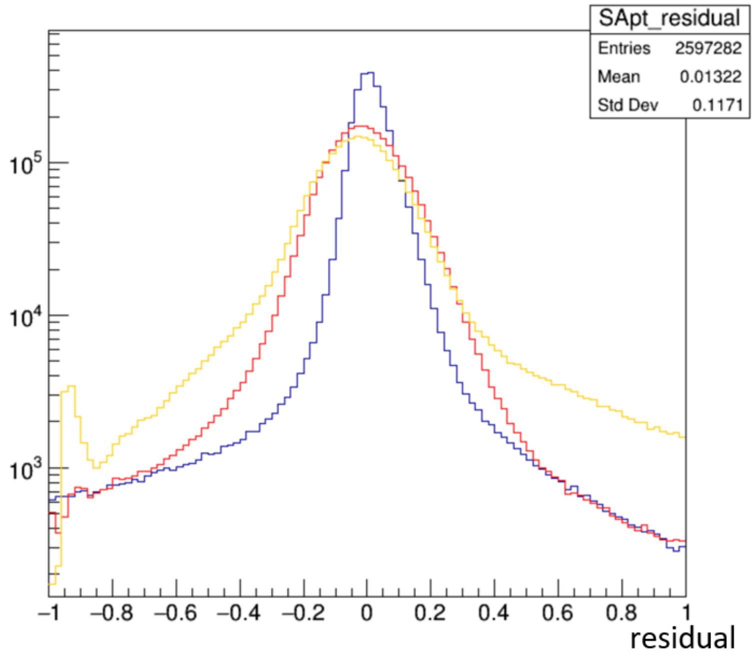

図 43: 3 スーパーポイントイベントの各 p_T での residual

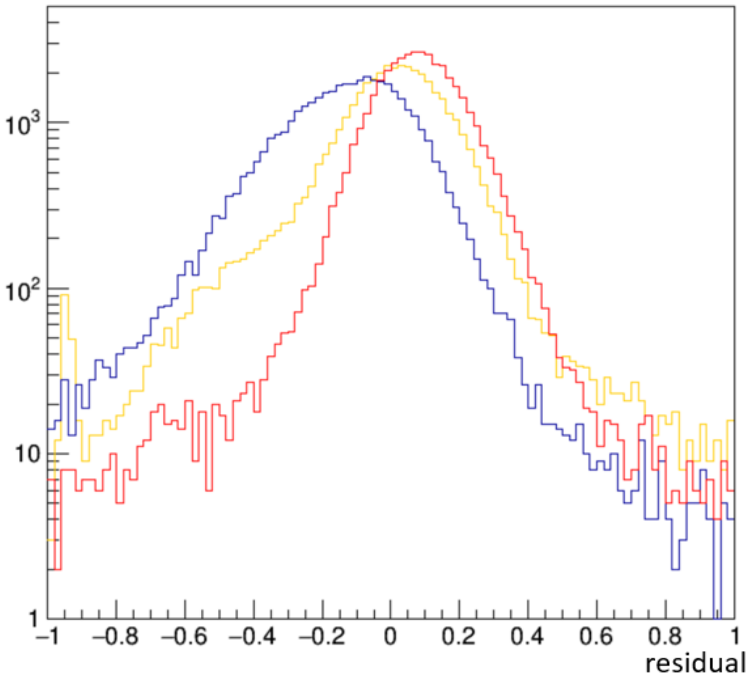

図 44: 2 スーパーポイントイベントの各 p_T での residual

5　改良前後のトリガー効率とトリガー頻度

5.1　改良前後のトリガー効率

現行の L2MuonSA では、L2MuonSA で求めた p_T に対ししきい値が 3.38GeV 以上のミューオンを要求している。改良後の L2MuonSA での p_T 対しても同様にしきい値 3.38GeV 以上のミューオンを要求し、トリガー効率を求めた。図 45 の横軸はオフラインミューオンの p_T、縦軸がトリガー効率であり、黒が改良前、赤が改良後のものである。これにより、low p_T 領域 (4GeV〜6GeV) でトリガー効率が回復していることがわかる。

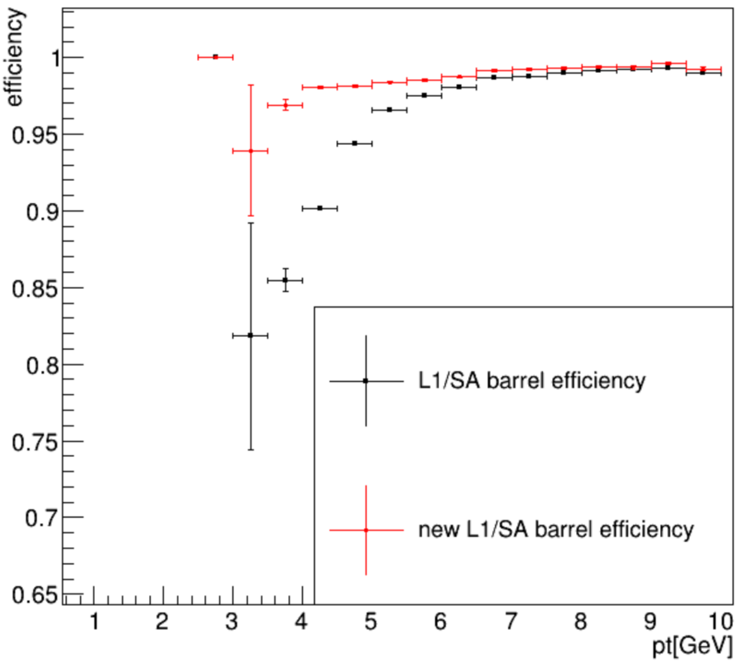

図 45: 改良前後のトリガー効率

また、L2MuonSA でのしきい値を 3.38GeV から 3.88GeV まで 0.1GeV 刻みで変更し、トリガー効率を求めた。図 46 は緑が改良前の L2MuonSA の効率で、他は改良後の L2MuonSA の効率で、それぞれしきい値が、赤：3.38GeV、橙：3.48GeV、水色：3.58GeV、ピンク：3.68GeV、青：3.78GeV、黒：3.88GeV である。改良前に比べて改良後のしきい値 3.88GeV のトリガー効率は、運動量が 4GeV より低いミューオンを効率よく落としながら、4GeV〜6GeV のミューオンは高い効率で測定できている。

5.2　改良前後のトリガー頻度

しかし、トリガー頻度が上昇したことにより L2MuonSA より後段の処理時間が今までに比べ長くなってしまうと、L2MuonSA でのトリガー効率が回復したとしても、全体のトリガー選別の処理時間が長くなる。ゆえに、L2MuonSA のトリガー頻度の増加を一定の範囲内に抑えたうえで、トリガー効率を回復することが重要である。図 47 は L2MuonSA でのトリガー頻度に対するトリ

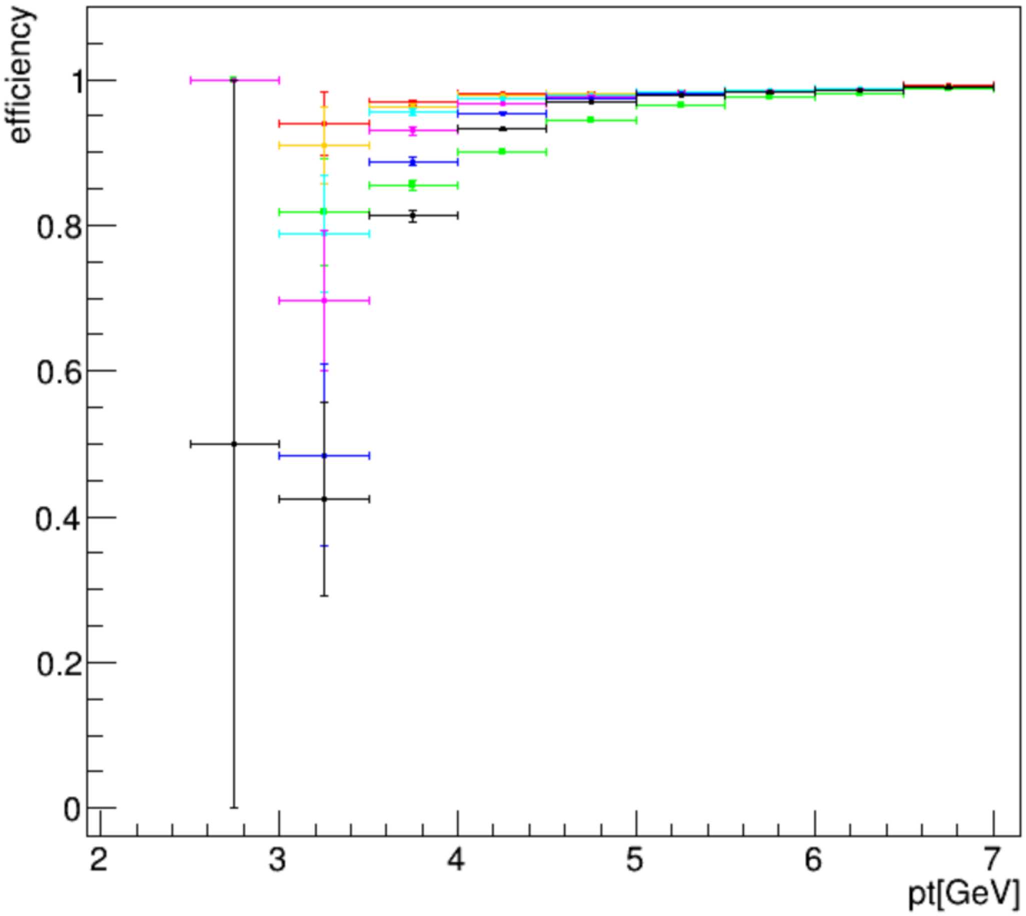

図 46: 各しきい値でのトリガー効率

ガー効率を、L2MuonSA での p_T へのしきい値を 3.38GeV から 4.88GeV まで 0.3GeV 刻みで求めたものである。トリガー効率はバレル領域でのオフラインの p_T が 4〜6GeV の低運動量ミューオンに対するものである。L2MuonSA のトリガー頻度 $R_{trig,SA}$ は HLT を要求しない特別なデータセットを用いた。この値は L1 に対してどれだけ L2MuonSA がトリガーで事象を落としたかを表す。つまり、$R_{trig,SA}$ の定義は

$$R_{trig,SA} = \frac{SA\text{トリガーをパスしたイベントの数}}{L1\text{トリガーをパスしたイベントの数}} \tag{9}$$

である。
図 47 の緑点は現行の L2MuonSA のアルゴリズムでの p_T のしきい値を変更させたもの、赤点は改良後のアルゴリズムでの p_T のしきい値を変更させたものである。どちらもトリガー頻度の減少に対してトリガー効率は大幅に減少する。また、従来のアルゴリズムはトリガー効率は低いが、その分トリガー頻度を低くすることができ、逆に新しいアルゴリズムはトリガー効率は高いが、従来のアルゴリズムに比べるとトリガー頻度が増加する。具体的には L2MuonSA の p_T しきい値が 3.38GeV のとき、従来のアルゴリズムから新しいアルゴリズムに変更すると、4〜6GeV の低運動量ミューオンのトリガー頻度は約 15%悪化するが、トリガー効率は約 94%から 98%へと回復することができる。
この結果から、新しいアルゴリズムはトリガー頻度の影響を強く受けるようなイベント数の多い高い運動量領域 (20GeV 以上) のトリガーチェーンには適さないが、これまでトリガー効率の低かった低い運動量領域の 2 つのミューオンを要求するトリガーでは、もともとのトリガー頻度が高運動量トリガーよりも低く、また L2MuonSA でのトリガー頻度が高くなっても次段の muComb で内部飛跡検出器での飛跡を要求することによりトリガー頻度を落とせるため、このようなトリガーは有用である。

しかしながら、トリガー頻度を維持したままトリガー効率を上げることができれば、より多くのトリガーに応用できる。そこで新しいアルゴリズムに以下のような変更を試みた。2 スーパーポイントイベントでの residual で，図 44 で示したように新しいアルゴリズムで計算した residual の方が現行のものよりもピークが鋭く，4.2.1 章で述べたように 2 スーパーポイントミューオンに α を用いるとトリガー効率が低下するが p_T を低く見積もることによりトリガー頻度の低下も期待できる。Middle station にスーパーポイントのある 2 スーパーポイントイベントに対してもこのアルゴリズムを導入し、新たにトリガー効率とトリガー頻度の相関を調べた (図 48)。赤点，緑点は図 47 のものと同様で，青点は 1 または 2 スーパーポイントイベントのうち Middle station にスーパーポイントのあるイベントに対して新しいアルゴリズムを導入したものである。1 または 2 スーパーポイントイベントに対して新しいアルゴリズムを導入した p_T のしきい値を 3.68GeV としたときに，現行のものと比較してトリガー頻度を抑えながらトリガー効率を 3.3%向上できた。

最終的に 1 または 2 スーパーポイントミューオンに対して新しいアルゴリズムを導入し、p_T のしきい値を 3.68GeV としてトリガー効率を求めた。黒は現行のアルゴリズムで計算したトリガー効率で、赤は新アルゴリズムでのトリガー効率である。現行のものに比べ，4GeV 以下のミューオンを効率よく落としつつ、4GeV 6GeV のミューオンでのトリガー効率を回復することができている。

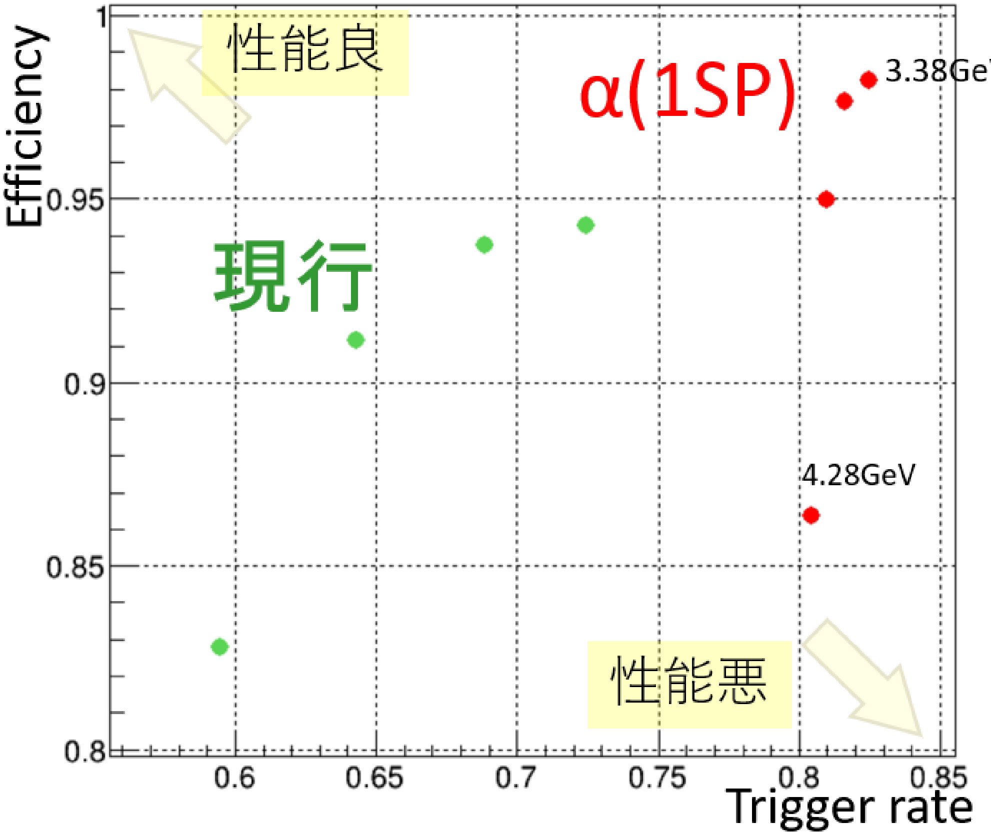

図 47: 1SP に新アルゴリズムを導入したトリガー頻度とトリガー効率の相関

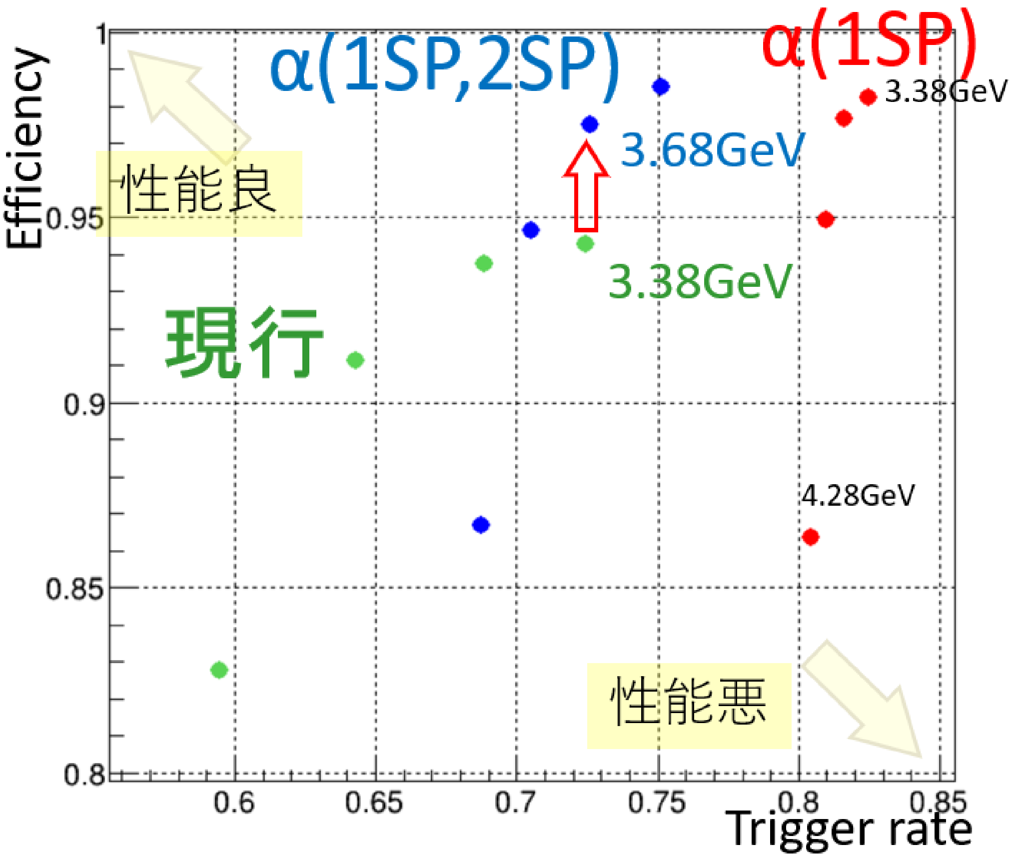

図 48: 2SP と 1SP に新アルゴリズムを導入したトリガー頻度とトリガー効率の相関

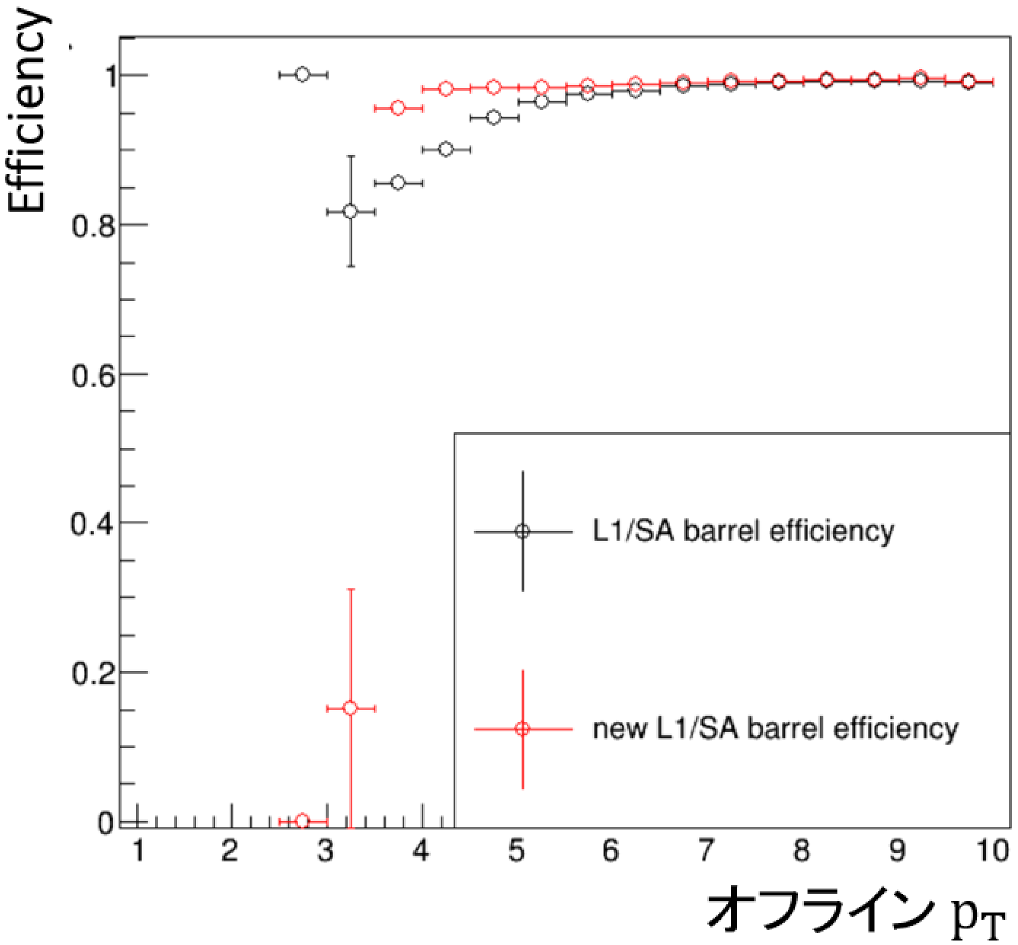

図 49: 最終的なトリガー効率

6　結論

本論文では LHC-ATLAS 実験の後段ミューオントリガーの 1 つである L2MuonSA におけるバレル領域での低運動量ミューオンのトリガー効率を回復する MuonSA のソフトウェアアルゴリズムの開発を行った。

現行の L2MuonSA のアルゴリズムでは 1 つしかスーパーポイントの作られなかったイベントは p_T を計算することができず、非効率の原因であり、特に middle station にのみスーパーポイントを作ったイベントは低運動量領域 (4〜6GeV) で無視できないほど存在する。

このイベントについてスーパーポイントのベクトル情報を用いて、p_T と相関のある角度 α_B を新しく導入、新しい Look Up Table を作成し、トリガー効率の回復をはかった。

このように求めた p_T の分解能は従来のものよりよい。また、この手法により L2MuonSA の 4GeV 以上のミューオンに対するトリガー頻度を抑えながら、$4 < p_T < 6$GeV におけるトリガー効率を 94%から 97%に向上させることができた。

この手法はトリガー効率がこれまで低かった領域での効率がこれまで低かった領域での効率の大幅な改善が見込めるため有用である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にお世話になりました。この場をお借りして深くお礼申し上げます。

まず、指導教員の山崎祐司先生には何から何までお世話になりました。物理に関しては鋭い質問を投げかけられとても困惑したこともありましたが、発表スライドやコロキウムに関してもかなりのお時間を割いていただき、自分の日本語の至らない部分をかなり補う、というよりほぼほぼ変更を加えるほど懇切丁寧に添削していただきありがとうございました。また CERN 出張という他の学生にはあまり経験できない経験をさせていただきました。また、物理に関係ない色々なことを教わりました。その中でもフランクフルトとウインナーの話は鮮明に覚えております。この 2 年間、私の担当は相当大変だったとは思いますが、それでも根気よく私に接してくれたこと、心から感謝を申し上げます。誠にありがとうございました。

神戸大学の ATLAS 部門の藏重久弥先生、越智敦彦先生、前田順平先生、川出健太郎先生には毎度のミーティングでつたないスライドを作る私のプロットにコメントをしていただきありがとうございました。藏重先生には私の春の学校でのスライドにコメントをいただき、またコロキウムでも教育的な質問をいただきありがとうございました。越智先生にはガス検出器に関する講義で様々なことを教えてくださり、また CERN 出張での宿泊先としてソファーベッドを貸していただきありがとうございました。前田先生には L1 からの話のみならず、コードの話や単位取得状況管理などをしていただき、とてもありがとうございました。川出先生には CERN 出張先で色々お話してくださり、時には厳しく時には厳しくコメントを頂きありがとうございました。また修論の副査も担当していただき、誠にありがとうございました。

研究室全体では、竹内康雄先生、身内賢太朗先生、鈴木州先生には物理に関するご指摘をいただきありがとうございました。

また先生方にはつたないコーヒーをお出ししても飲んでくださりありがとうございました。自分のドリップコーヒーの技術も向上したように感じます。

研究室外ではありますが、素粒子理論研究室の坂本眞人先生には修論の副査を担当していただき誠にありがとうございました。また修論発表でも質問していただきありがとうございました。

秘書の横山有美さん、吉田和美さんには出張申請などの手続きをしていただきありがとうございました。基本的に遅れてしまう私の提出に対しても対応していただきありがとうございました。

ATLAS-HLT Meeting では東工大の山口先生、福原君、神戸大の山下君、京都大の隅田先生、野口さん、名古屋大の林田君、信州大の長谷川先生、増子君、熊岡君には、毎度の HLT Meeting でコメントを頂きありがとうございました。特に東工大出張のときは山口さんと福原君にはいろいろなことを教えていただきありがとうございました。

ATLAS 実験の陳叶さん、木戸将吾さん、竹田康亮さん、若宮幸太郎さんにはいろいろなことを教わりました。ときにはボロカス言われてメンタルが壊れそうでしたが、私の成長につながったかと主します。また同回の吉田登志輝君と堀口楠日君には気楽な雑談などに乗っていただきありがとうございました。後輩の網元君、山下君も私のしょうもない話に乗ってくれてありがとう。研究に精進してください。

また研究室全体の同回の石浦宏尚さん、石飛由介君、礒部裕太君、杉本太郎君、宮辺裕樹君には研究の話やそれ以外の話などいろいろお世話になり、ありがとうございました。最後に、私に教育を受ける機会を与え、あらゆる面でサポートして頂いた家族に御礼申し上げます。

参考文献

[1] ATLAS Collaboration,"Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B 716"

[2] ATLAS Collaboration,"The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider"

[3] ATLAS Collaboration,"Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s}$=13 TeV"

[4] 陳叶,"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"

[5] 若宮光太郎,"LHC-ATLAS 実験のミュー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"

[6] 野口陽平,"LHC-ATLAS 実験のミューオントリガーにおける飛跡再構成アルゴリズムの改良"

[7] 山口洋平,internal communication

[8] 福原雄飛,internal communication

[9] 山下和輝,internal communication