

修士論文

LHC-ATLAS 実験におけるミューオントリガー閾 値の調整および長寿命重粒子トリガーの開発

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

西原 佑

指導教員 久世正弘 准教授

2016 年 3 月 25 日

Abstract

The ATLAS experiment is a particle physics experiment at the Large Hadron Collider at CERN. It aims to test the Standard Model of particle physics and search for new physics by detecting the particles that are generated from the head-on collisions of high energy protons. It has contributed greatly to the development of particle physics field.

The event rate at ATLAS is too high to record all events because of the disk writing speed, size and so on. Therefore in this experiment, a trigger system selects events coarsely using variables such as momentum and only a fraction of the data that may show signs of interest are recorded by this system. The performance of this trigger system is very important for physics analysis because it is directly linked to the efficiency. The ATLAS trigger system is divided into two stages, level 1 trigger (L1) and high level trigger (HLT), for effective event selection. L1 is a rough sorting by hardware and HLT is a detailed selection by software. In this thesis, two themes of this trigger system is studied.

The first theme is an optimization of the transverse momentum thresholds in HLT of the muon trigger. Many muon triggers with different thresholds, which are called "trigger chains", are running in parallel in the ATLAS experiment. As a result of this optimization, the thresholds are significantly changed and it has become possible to reduce the trigger rate by 1 to 2% while keeping the same trigger efficiency to the target signal of the muon trigger chains. In particular, significant improvement was observed for the trigger chains with low thresholds.

The second theme is development of a trigger for heavy long-lived particles that are predicted by various theories beyond the Standard Model such as supersymmetry. These heavy long-lived particles are slow compared to the Standard Model particles which fly very close to the speed of light. Using Monte Carlo simulations, it was shown that such difference of the speeds can be detected with the muon detectors and the time of flight information can be used to issue a dedicated trigger for heavy particles against the muon background.

The first change will be implemented in the trigger system for the ATLAS experiment from 2016, and the second one will be used as a baseline for a new trigger chain to be studied in 2016.

概要

LHC-ATLAS 実験は CERN に建設された加速器 LHC の陽子陽子衝突から生成される粒子を検出し研究することにより、素粒子実験分野の発展に大きく貢献している。

本実験ではデータ取得時に、運動量などの変数を用いて事象に粗い選別をかけるトリガーシステムによって物理的に重要な事象のみを記録している。ATLAS 実験では効果的に事象選別を行うため多段トリガーシステムを採用している。特にハードウェアによる粗い選別をレベル 1、ソフトウェアによるより詳細な選別を HLT(High Level Trigger) と呼ぶ。本研究ではこのトリガーシステムについて、以下の 2 つのテーマを研究した。

1 つめのテーマはミュオントリガーの HLT 各段階における横運動量閾値の総点検、最適化である。ATLAS 実験では複数のトリガーチェーンが並行して稼働しているが、この最適化の結果、新閾値が旧閾値と比べ大きく変わるトリガーチェーンも存在した。多くのミュオントリガーチェーンについて、トリガー効率を維持・上昇させながらトリガーレートを 1, 2% 程度削減することが可能となった。特に低い閾値でのトリガーチェーンに大きな改善が見られた。

2 つめテーマは超対称性理論などの標準理論を超える理論の多くで予言される長寿命重粒子が生成される事象の取得を目的としたトリガーの開発である。ミュオンなどの軽い標準理論の粒子は光速に非常に近い速さで飛行するのに対し、長寿命重粒子は速度が遅い。モンテカルロシミュレーションを用いた研究によって、ミュオン検出器によってこの速度の違いを検出することが可能であることを示した。この違いを用いたトリガーを開発し、ミュオンのバックグラウンドを大きく削減しつつ長寿命重粒子の生成された事象を効率良く取得することができることを示した。

上記の 2 つのテーマについてのトリガーの変更は実際に 2016 年からの ATLAS 実験で用いられる予定である。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	本論文の構成	2
第 2 章	物理的背景	3
2.1	標準理論	3
2.2	超対称性理論	4
第 3 章	LHC-ATLAS 実験	6
3.1	LHC	6
3.2	ATLAS 検出器	7
第 4 章	トリガーシステム	17
4.1	LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステム	17
4.2	ミューオントリガーシステム	18
第 5 章	ミューオントリガーの閾値の最適化	24
5.1	Run1 でのミューオントリガーの閾値の概要	24
5.2	Tag&Probe	25
5.3	Run1 データを用いた閾値の最適化	30
5.4	Run1 データを用いたレートの確認	54
5.5	Run2 データを用いた新閾値の評価	56
5.6	まとめと今後	70
第 6 章	長寿命重粒子トリガーの開発	71
6.1	長寿命重粒子トリガーが対象とする物理	71
6.2	β の計算方法	71
6.3	R -ハドロンのモンテカルロを用いた評価	77
6.4	データを用いた β 再構成精度の確認	82
6.5	まとめと今後	83
第 7 章	まとめ	85
	参考文献	86

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

欧州原子核機構 (CERN) では、大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) を用いた陽子陽子衝突実験が行われている。LHC は 2009 年に運転を開始し 2011 年には重心系エネルギー 7 TeV、2012 年には 8 TeV という世界最大の衝突エネルギーで運転したのち (Run1)、2013~2014 年のアップグレードを経て現在は重心系エネルギー 13 TeV の陽子陽子衝突が行われている (Run2)。ATLAS 実験は LHC の陽子陽子衝突を用いた素粒子実験の 1 つであり、ヒッグス粒子の観測や標準理論の検証および超対称性理論など標準理論を超える物理の探索を目的とした実験である。実際に 2012 年には ATLAS 実験ともう 1 つの CMS 実験でヒッグス粒子の発見が報告された [1, 2]。

LHC-ATLAS 実験では陽子陽子衝突が 25 ns に 1 度起こるため、生成される物理事象は膨大で、記録レートの限界のため、すべての陽子陽子衝突事象を記録することは不可能である。このため ATLAS 実験ではデータ取得時に物理事象に運動量などの変数を用いて粗い選別をかけ、物理的に重要な事象のみを記録することでレートを大幅に削減している。これをトリガーシステムと呼ぶ。トリガー条件で選別されなかった事象は記録されず物理解析に用いることはできないため、このトリガーシステムによってレートを記録できる大きさまで削減しつつ物理的に重要な事象を残すことが非常に重要である。LHC のルミノシティは年々増加し、今後の LHC アップグレードでもさらなる上昇が見込まれているため、このトリガーシステムの改良がより重要な課題となっている。

ATLAS 実験では様々な物理事象に特化したトリガーシステムが並行して稼働しており、その中のひとつであるミューオントリガーは終状態にミューオンを含むような事象を収集するためのトリガーである。ミューオンは他の粒子と比べて貫通力が強いという特徴を持つため粒子識別精度が高く、様々な解析に用いられている。ATLAS 実験の主な目的である TeV スケールの物理事象に特徴的な運動量閾値の高いミューオントリガーはもちろん、運動量閾値の低いミューオントリガーもレプトンフレーバー非保存崩壊 (例えば、 $\tau \rightarrow 3\mu$ 崩壊探索) などの低エネルギーの物理に感度がある。本研究では 1 つめのテーマとして、ATLAS 実験で用いられている複数のミューオントリガーについて効率を総点検し運動量閾値をそれぞれの目的の値に最適化することで、最適化されていなかったミューオントリガーのトリガー効率向上を目指した。

本研究のもう 1 つのテーマは、超対称性理論などの標準理論を超える理論の多くで予言される、長寿命重粒子が生成される事象取得を目的としたトリガーの開発である。2012 年に ATLAS 実験などでヒッグス粒子が発見され、実験開始当初の目的の 1 つは達成された。今後の ATLAS 実験の最大の目的として標準理論を超える物理の探索が挙げられる。ミューオンなどの軽い標準理論の粒子は光速に非常に近い速さ

で飛行するのに対し長寿命重粒子は速度が遅い。ミュオン検出器によってこの速度の違いを用いたトリガーを開発し、ミュオンのバックグラウンドを削減しつつ、長寿命重粒子の生成された事象を効率良く取得することを目指した。

1.2 本論文の構成

本論文は全部で 7 章で構成される。第 2 章では LHC の ATLAS 実験が対象とする物理について述べる。第 3 章では LHC や ATLAS 実験で用いられる検出器について説明する。また ATLAS 検出器の検出原理についても述べる。第 4 章では ATLAS 実験のトリガーシステムについて簡単に説明し、特に本研究 1 つめのテーマであるミュオントリガーについて詳細に述べる。第 5 章ではミュオントリガーの閾値の最適化の方法とその結果、新閾値の評価結果について述べる。第 6 章では、本研究 2 つめのテーマである、ミュオン検出器を用いた長寿命重粒子をターゲットとしたトリガーの開発について述べる。第 7 章では本研究のまとめを述べる。

第 2 章

物理的背景

LHC-ATLAS 実験の主な目的は標準理論の検証とそれを超える物理の探索である。この章では、LHC-ATLAS 実験における物理的な背景として、標準理論の説明を行い、さらに標準理論を超える物理の中でも有力候補とされている超対称性理論について記述する。

2.1 標準理論

自然界には四つの基本的な相互作用である、重力相互作用、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用が存在する。相互作用の強さは、強い相互作用>電磁相互作用>弱い相互作用>重力相互作用の順で、素粒子の世界では重力相互作用の強さは圧倒的に小さい。重力相互作用は質量をもつ物質同士に作用する相互作用である。電磁相互作用は物質の電荷間に作用する相互作用で、原子と分子などを結びつける力である。強い相互作用は核子およびその構成粒子のもつ色荷に働く相互作用で、原子核内の核子同士を結合する核力のもととなっている相互作用である。弱い相互作用はベータ崩壊に代表されるように、粒子の種類を変える相互作用として知られている。

標準理論とは電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の 3 つを記述するための理論体系である。この標準理論では、素粒子は 12 種類のフェルミオン (およびその反粒子) と 5 種類のボソンが存在している。フェルミオンとボソンの種類をそれぞれ表 2.1 と表 2.2 に示す。

フェルミオンは物質を構成する粒子とされており、強い相互作用をするものをクォーク、しないものをレプトンと呼んでいる。

クォークは、アップ (u)、ダウン (d)、チャーム (c)、ストレンジ (s)、トップ (t)、ボトム (b) の 6 種類である。クォークは単独に取り出すことができない (閉じ込め) と考えられていて、複数のクォークが集まってハドロンと呼ばれる粒子群を構成する。ハドロンはバリオンとメソンに分けられる。バリオンはクォーク 3 つで構成され半奇数のスピンを持つ。例えばバリオンの 1 つである陽子は、アップクォーク 2 つとダウルクォーク 1 つで構成されており、スピンは $1/2$ 、電荷は 1 となっている。メソンはクォークと反クォーク (クォークの反粒子) からなり、整数のスピンを持つ。メソンの例としては π^+ , π^- があり、これらはそれぞれ $u\bar{d}$, $\bar{u}d$ で構成され、スピンは 0 、電荷は ± 1 となっている。

一方レプトンは、電荷を持つ荷電レプトンと、電荷を持たない中性レプトン (ニュートリノ) に分けられる。電子 (e)、ミューオン (μ)、タウ (τ) という荷電レプトン、およびそれぞれに付随する電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) がある。ニュートリノは標準理論では質量を持たない粒子として記述されるが、スーパーカミオカンデによるニュートリノ振動の発見 [3] によってニュートリノが質量を持つことが明らかにされた。

これらのフェルミオンは全て実験によって存在が確認されており、現在はその性質の精密な研究が行われている。

ボソンはゲージボソンとスカラーボソンに分かれる。

ゲージボソンは相互作用を媒介する粒子である。グルーオン (g) は強い相互作用を、光子 (γ) は電磁相互作用を、弱ボソン ($Z, W^\pm$) は弱い相互作用を、それぞれ媒介する。これらのゲージボソンは実験で発見されている。一方、重力相互作用については標準理論では記述できておらず、媒介粒子も見つかっていない。

スカラーボソンは、弱ボソンの質量を説明するために導入されたボソンで、ヒッグス粒子 (H) である。ヒッグス粒子については、2012年にLHCを用いた2つの実験(ATLAS実験とCMS実験)で発見され、2013年にはその粒子がヒッグス粒子であると確認された。この発見によって標準理論を構成する全粒子が発見されたことになり、標準理論の確かさがより強固なものとなった。

一方で標準理論では記述できない事象も存在する。重力相互作用の記述やダークマターの説明、階層性問題などがある。また、重力を除く3つの相互作用を統一する新しい理論も提唱されており、その検証も物理学のテーマの1つである。重力については未だ説明されていない部分も多く、重力も含めた統一理論については今後の研究課題である。大部分では標準理論は正しいと考えられるが、これらの問題を解決するための拡張、もしくは新たな理論が必要となっている。

名称	スピン	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	u	c	t
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	d	s	b
レプトン	$\frac{1}{2}$	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	$\frac{1}{2}$	-1	e	μ	τ

表 2.1 標準理論のフェルミオン

	ボゾン名	スピン	電荷	媒介する相互作用
ゲージボソン	γ	1	0	電磁気相互作用
	g	1	0	強い相互作用
	$W^\pm$	1	± 1	弱い相互作用
	Z	1	0	弱い相互作用
スカラーボソン	H	0	0	

表 2.2 標準理論のボソン

2.2 超対称性理論

超対称性理論とは標準理論で説明のできない問題の幾つかを説明付ける理論の有力な候補の一つである。超対称性理論では、標準理論を構成する表 2.1、2.2 の各粒子それぞれに対してパートナーとなる超対称性粒子を仮定し、標準理論で説明できない階層性問題などの問題を説明することに成功している。超対称性理論では、標準理論フェルミオンに対してはボソンのパートナー粒子、標準理論ボソンに対してはフェルミオンのパートナー粒子をそれぞれ対応付けている。表 2.3、2.4 に存在が预言される超対称性粒子の一覧を示す。

		スピン	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
スフェルミオン	スクォーク	0	$+\frac{2}{3}$	$\tilde{u}$	$\tilde{c}$	$\tilde{t}$
		0	$-\frac{1}{3}$	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$	$\tilde{b}$
	スレプトン	0	-1	$\tilde{e}$	$\tilde{\mu}$	$\tilde{\tau}$
		0	0	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$

表 2.3 標準模型フェルミオンに対応する超対称性粒子の種類一覧

		スピン	電荷	
ボシーノ	ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$)	$\frac{1}{2}$	0	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$
	チャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$)	$\frac{1}{2}$	± 1	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$
	グルイーノ	$\frac{1}{2}$	0	$\tilde{g}$
	(グラビティーノ)	$\frac{3}{2}$	0	$\tilde{G}$

表 2.4 標準模型ボソンに対応する超対称性粒子の種類一覧

超対称性理論では R-パリティと呼ばれる、標準模型粒子は正、超対称性粒子は負となる対称性があるとされている。この R-パリティが保存されるとすると、超対称性粒子は超対称性粒子を含むチャンネルにしか崩壊できない。そのため、超対称性粒子の中で最も軽い粒子 (LSP と呼ぶ) は崩壊先の超対称性粒子が存在しないため安定となる。この LSP がダークマターの候補の 1 つであるとされている。一方で R-パリティが保存しないとする理論も存在し、その場合は LSP はより質量の小さい標準理論の粒子に崩壊する。R-パリティが保存しない場合でも、重力相互作用のみをするため寿命が長く安定なグラビティーノをダークマターとして考えることができる。

階層性問題についても、超対称性粒子を仮定することで標準理論粒子による輻射補正項を打ち消すことができ、この問題を説明することができる。

第 3 章

LHC-ATLAS 実験

3.1 LHC

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) は、素粒子標準理論の検証および新しい物理の発見を目的として欧州原子核機構 (CERN) が建設した世界最大の衝突型円型加速器である。スイス・フランス国境をまたがるように設置されている。LHC の概略図を図 3.1 に、LHC の主な設計値を表 3.1 に示す。

LHC では、地下 100m に設置され全長 26.66 km のトンネル中で、約 1×10^{11} 個ずつバンチ化された陽子ビームを逆方向に最大 7 TeV(設計値) まで加速し正面衝突させることによって、これまでにない高エネルギー (重心系エネルギー 14 TeV) での素粒子反応を起こすことができる。陽子バンチは複数の前段加速器 (Linac2, PS Booster, PS, SPS) で徐々に加速されて LHC に入射する。前段加速器の概略図を図 3.2 に、それぞれの加速エネルギーを表 3.2 に示す。LHC に入射した陽子バンチは超伝導磁石によるピーク値で 8.33 T の磁場によって円軌道に乘せられ、さらに加速して衝突点で衝突する。

LHC は 2008 年に稼働開始し 2012 年まで運転した後 (Run1)、改良期間を経てより高エネルギー、高衝突頻度になって 2015 年から運転を再開した (Run2)。

LHC の陽子陽子衝突の重心系エネルギーの設計値は 14 TeV であるが、Run1 では重心系エネルギー 8 TeV の衝突が衝突頻度約 50 ns で行われていた。アップグレード後の現在 (Run2) では 13 TeV の衝突が衝突頻度約 25 ns で行われている。

LHC には図 3.1 に示すように陽子陽子衝突点が 4 つ存在し、それぞれの衝突点に特徴の異なる検出器を設置することで、以下の 4 つ実験が並行して行われている。

- ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)
- CMS(Compact Muon Solenoid)
- ALICE(A Large Ion Collider Experiment)
- LHCb(Large Hadron Collider Beauty)

前者 2 つは、ヒッグス粒子探索、標準模型の精密測定、超対称性粒子など標準模型を超える物理の探索などを目的とした、汎用検出器を用いた実験である。ALICE は重イオン衝突に特化した検出器、LHCb は B 粒子に関する物理に特化した検出器を用いた実験である。このように LHC では目的や強みの異なる複数の実験が平行して行われている。

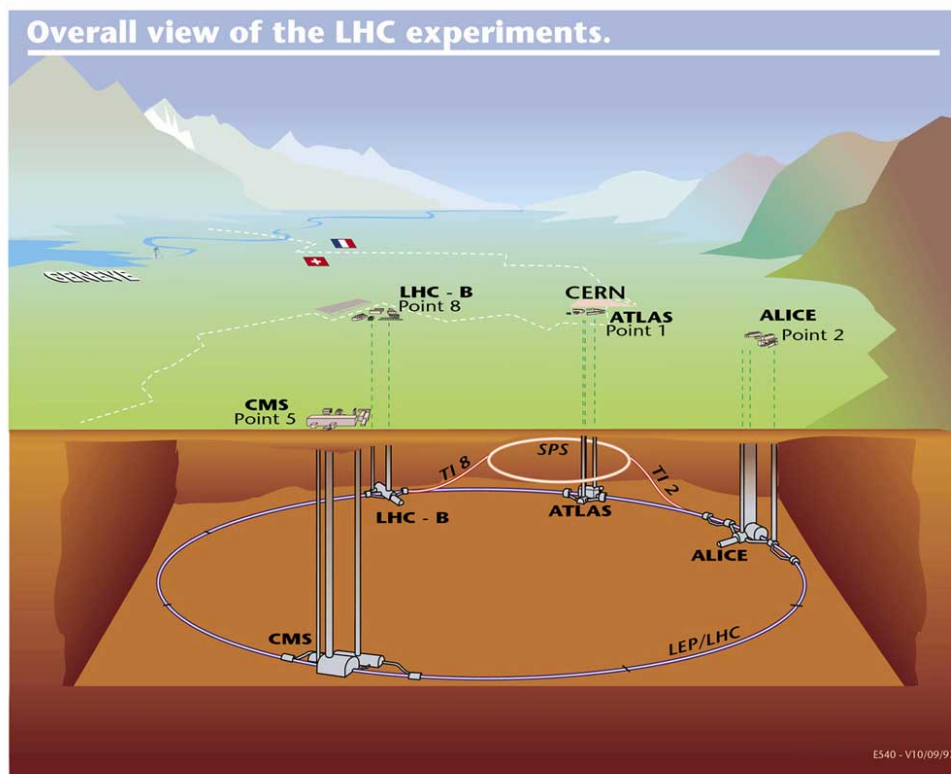


図 3.1 LHC 加速器概観 [1]

主リング周長	26.66 km
重心系エネルギー	14 TeV(現在 13 TeV)
瞬間最高ルミノシティ	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
想定バンチ間隔	24.95 ns
1 バンチあたりの陽子数	1.15×10^{11}
バンチ数	2808
バンチ長	1.0 ns

表 3.1 LHC 設計値 [2]

3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器 [4] は、ヒッグス粒子、超対称性粒子などの信号を幅広く探索するための汎用検出器である。直径は約 25 m、長さ約 44 m の円筒状となっている。ATLAS 検出器の全体の概略図を図 3.3 に示す。ATLAS 検出器は、異なる検出器が層状に重なった構造になっており、大きく分けて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。内部飛跡検出器を囲んで超伝導ソレノイド磁石が、カロリメータを囲んで超伝導トロイド磁石が 8 回対象に設置されている。ATLAS 検出器は衝突点から前後対象に作られほぼ全ての立体角を覆っており、衝突により放出される粒子をほぼ全方向で検出できることが強みである。

ATLAS 実験では、陽子ビームの衝突点を中心として LHC リングの中心に向けて x 軸、鉛直上向きに

Accelerator chain of CERN (operating or approved projects)

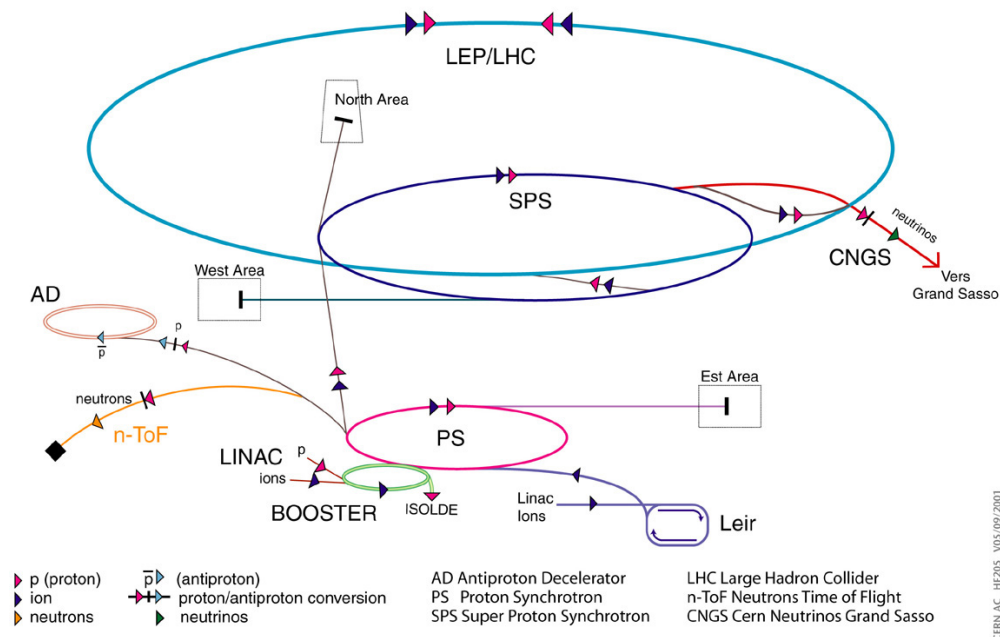


図 3.2 LHC の加速機構 [5]

加速器	エネルギー	速度 (対光速比 (%))
Linac 2	50 MeV	3.14
PS Booster	1.4 GeV	91.6
PS	25 GeV	99.93
SPS	450 GeV	99.9998
LHC	7 TeV	99.9999991

表 3.2 前段加速器の加速エネルギー [2]

y 軸、ビーム軸方向に z 軸を右手系で設定している。 $x-y$ 平面方向を横方向、 z 軸方向を縦方向と呼ぶ。さらに ATLAS 実験では、ビーム軸に垂直な方向に R 座標 ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$)、ビーム軸に垂直な平面における方位角 ϕ ($-\pi < \phi < \pi$) をとった円筒座標系を採用する。また、粒子の放出方向を表すパラメータとして擬ラピディティ η が用いられる。ビーム軸からの天頂角 θ (図 3.4) により、 η は

$$\eta = -\log \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.1)$$

と定義される。また η を用いて、ATLAS 検出器の側面部 ($|\eta| < 1.0$) をバレル部、両端部 ($|\eta| > 1.0$) をエンドキャップ部と呼ぶ。エンドキャップ部はさらにエンドキャップ ($1 < |\eta| < 1.9$)、フォワード ($|\eta| > 1.9$) と分けて呼ぶこともある。 $\eta = 1.0$ は $\theta \sim 40^\circ$ に相当する。

陽子陽子衝突で実際に反応するのは陽子の構成要素であるクォークやグルーオンであり、実験の性質上ビーム軸方向に抜けていく粒子は検出できないため、 z 軸方向のエネルギー・運動量保存則を解析に用いることはできない。一方で $x-y$ 平面上でのエネルギー・運動量は保存すると考えられる (横方向運動量の総和は 0 になると考えられる)。このため ATLAS 実験で行われる解析では、反応を特徴付ける指標として、 $x-y$ 平面上に射影した横運動量 p_T 、横エネルギー E_T を使用する。それぞれ次の式で定義さ

れる。

$$p_T = p \sin \theta \quad (3.2)$$

$$E_T = E \sin \theta \quad (3.3)$$

ATLAS 検出器では一般的な加速器実験の検出器と同様に、種類の異なる複数の検出器の情報を組み合わせて粒子識別を行っている。粒子識別の仕組みの概略図を図 3.5 に示す。例えば内部飛跡検出器に飛跡があり電磁カロリメータでエネルギーが検出された場合、電子が通過したことがわかる。一方同じように電磁カロリメータにエネルギーがあっても、飛跡が見つからない場合は光子であると判断できる。ハドロンカロリメータにエネルギーを落とす場合はハドロンであり、飛跡から電荷の特定が可能である。全ての検出器を通り抜けた粒子は透過力の高いミューオンであり、ミューオン検出器に飛跡を要求することで同定できる。またニュートリノのような物質とほとんど相互作用をしない粒子については、前述のとおり $x-y$ 平面上でエネルギー・運動量保存則を用いて、検出できた粒子のエネルギーのベクトル和の逆数を取ることによって間接的に見積もることができる。このようにして逆算される未検出粒子のエネルギー和を消失横エネルギー (E_T^{miss}) と呼ぶ。

以降では、これらの定義を踏まえて、ATLAS 検出器を構成する各検出器について詳しく説明する [4]。

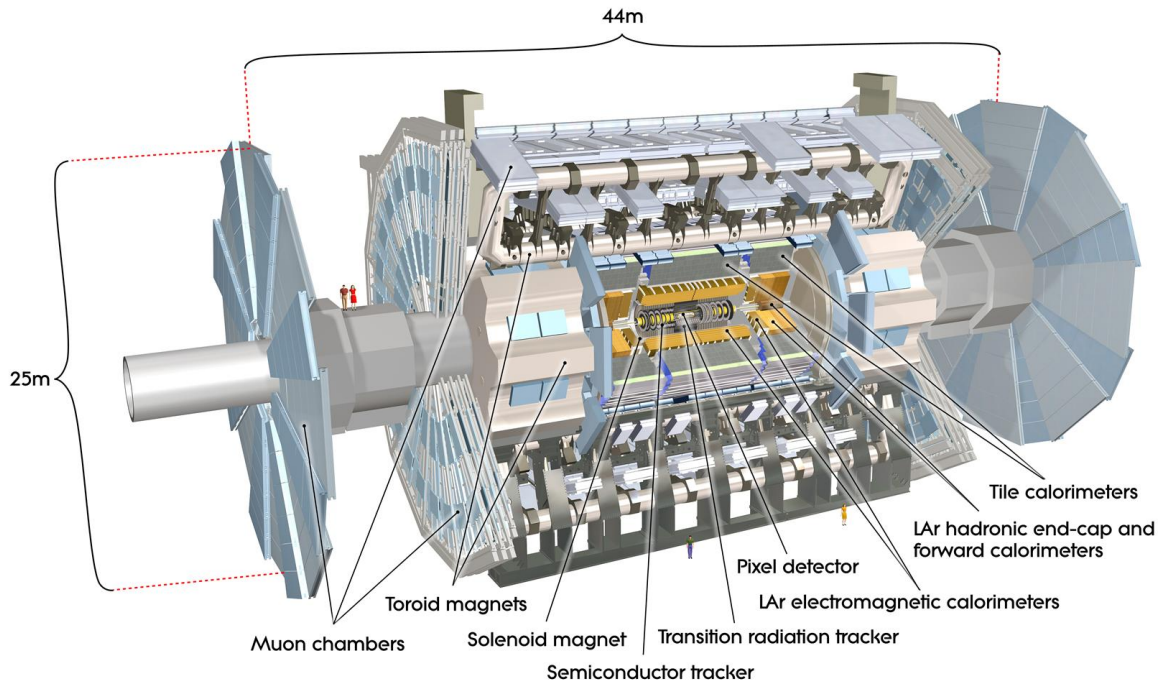


図 3.3 ATLAS 検出器 [1]

3.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は ATLAS 検出器の最内層に位置し、衝突によって生成される膨大な数の荷電粒子の飛跡を再構成するための検出器である。内側から順に、ピクセル検出器 (PIX)、シリコンストリップ検出器 (SCT)、遷移放射飛跡検出器 (TRT) で構成される。図 3.6、3.7 に概略図を示す。ATLAS 実験では、1 回の衝突で $|\eta| < 2.5$ の領域におよそ 1000 個の粒子が生成され、それが 25 ns ごとに起こるため、検出器

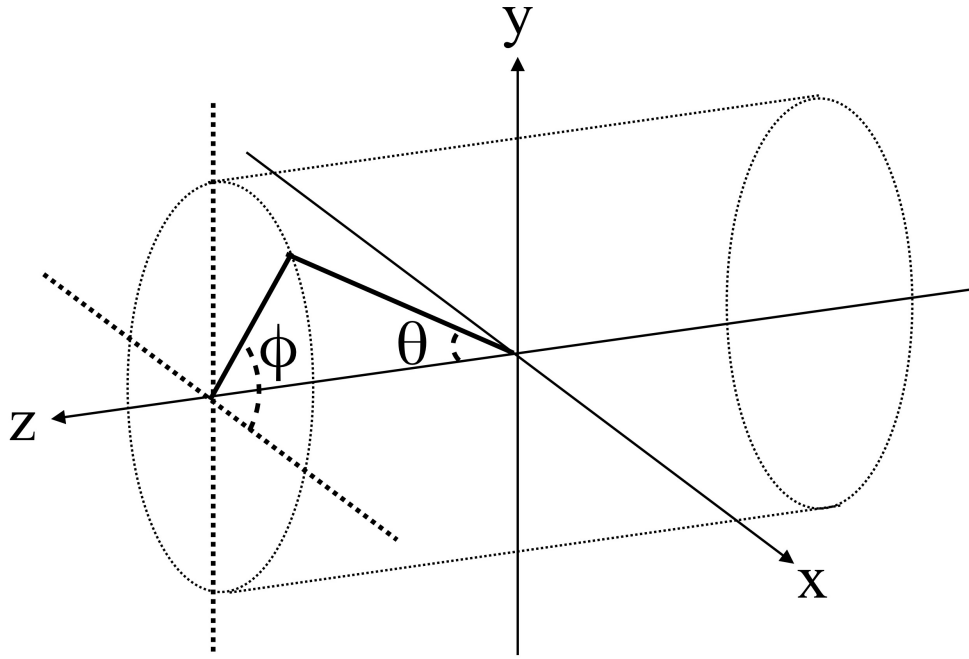


図 3.4 ATLAS で使われる座標系

内部の飛跡密度は非常に高くなる。内部飛跡検出器ではこの膨大な数の飛跡をヒット情報から再構成して衝突点を正確に求め、物理解析から要求されるレベルの運動量と衝突点・崩壊点の再構成精度を実現している。

内部飛跡検出器には超伝導ソレノイド磁石によって 2 T の磁場が、 z 方向に長さ 5.3 m、直径 2.5 m の領域にかけられている。PIX と SCT による飛跡検出領域は $|\eta| < 2.5$ で、バレルではビーム軸を中心とした同心円筒状 (それぞれ 3 層、4 層) に配置しており、エンドキャップではディスク状の検出器がビーム軸に垂直 (それぞれ両側に 3 層、9 層) に配置されている。

PIX と SCT はどちらもシリコン半導体検出器である。シリコン半導体検出器は一定のエネルギー以上の放射線が通過したときに生成される電子・ホール対を、電場によって端に移動させその信号を観測することで放射線を検出する。

PIX は衝突点を囲むように配置されたシリコン半導体検出器で、最小サイズが $R-\phi \times z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$ のピクセルセンサーに分けられそれぞれが検出器として働くように設計され、高い位置分解能を実現している。その精度はバレル領域で $10 \mu\text{m}(R-\phi)$ と $115 \mu\text{m}(z)$ 、エンドキャップ領域のディスク状の検出器では $10 \mu\text{m}(R-\phi)$ と $115 \mu\text{m}(R)$ となっている。PIX は衝突点と最も近い距離に位置する検出器であるため、位置分解能が高いことはもちろん、放射性耐性が高いことも特徴の 1 つである。

SCT は PIX と異なり、センサーを一直線に走る棒状のストリップに区別している。2 つのストリップセンサーを 40 mrad の角度だけずらして重ねることで粒子の入射位置を決定する。バレル領域では片方のストリップを z 軸と並行にして $R-\phi$ 座標を検出しつつ、もう一方のストリップで η 方向の位置も特定し、その検出器を 4 つ層状に重ねておくことで座標を 4 点で決定する。ストリップの間隔は $80 \mu\text{m}$ となっている。エンドキャップ領域では放射状に検出器が設置されており、こちらもストリップ平均間隔は $80 \mu\text{m}$ である。SCT の精度はバレル領域で $17 \mu\text{m}(R-\phi)$ と $580 \mu\text{m}(z)$ 、エンドキャップ領域で $17 \mu\text{m}(R-\phi)$ と $580 \mu\text{m}(R)$ となっている。

TRT は、直径 4 mm のドリフトストローチューブで構成されている。ドリフトチューブはチューブ型

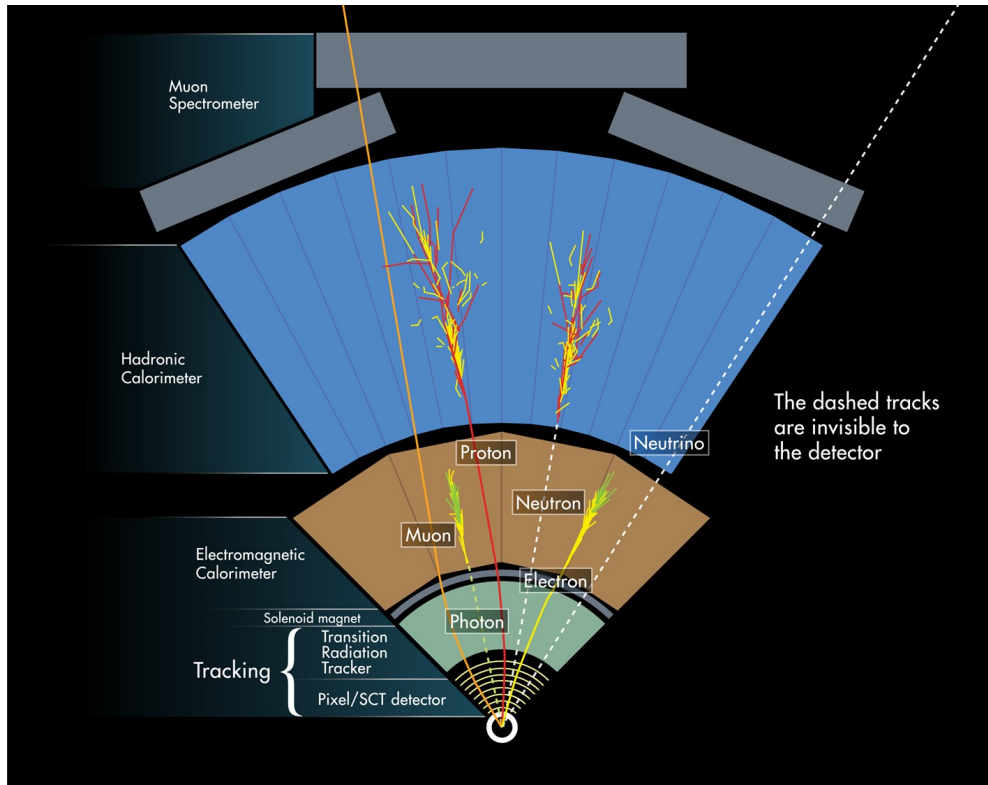


図 3.5 ATLAS 検出器の粒子識別の方法 [6]

のイオン化検出器で、荷電粒子が通過するとチューブに封入されたガス中の分子が電離され電子が生成し、それらを電場によってチューブ中心のアノードワイヤーにドリフトさせて集め、その信号を検出する。このときのドリフト時間から粒子の通過位置を計算することができる。TRT は $|\eta| < 2.0$ の領域に感度を持ち、1つの飛跡に対して約 36 のヒットが生じる。1つのストローチューブで約 $130 \mu\text{m}$ の精度で $R-\phi$ 座標のみを決定する。バレル領域では 144 cm の長さのストローチューブが z 軸と並行に置かれ、エンドキャップ領域では約 37 cm のストローチューブが放射状に設置されている。また TRT では、遷移放射によるエネルギーが粒子によって異なることを利用して電子と π 粒子などの粒子識別にも用いられている。

3.2.2 カロリメータ

カロリメータの概略図を図 3.8 に示す。カロリメータは全体で $|\eta| < 4.9$ をカバーしている。カロリメータは大きくわけて、電磁カロリメータとハドロンカロリメータから構成される。

電磁カロリメータはバレル部分 ($|\eta| < 1.475$) と 2つのエンドキャップ部分 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) に分かれ、液体アルゴンを用いたカロリメータで吸収体として鉛が使われている。主な目的は電子、光子の検出で、電子が電磁シャワーによってエネルギーを落とし検出器内で静止することを利用してそれらの粒子のエネルギーを測定している。アコーディオン構造によって ϕ 方向の隙間をなくしてある。

ハドロンカロリメータは、バレル領域にタイルカロリメータ、エンドキャップ領域に液体アルゴンを用いている。タイルカロリメータは 3 層のタイル状のシンチレータから構成され、吸収体として鉄が用いられている。タイルカロリメータはバレル領域とエクステンデバレル領域に分かれておりこの 2つの部分の間は測定感度が落ちる問題がある。その問題をカバーするためのギャップシンチレータが間に置かれている。エンドキャップ領域の液体アルゴンを用いたカロリメータは吸収体として銅が用いられている。

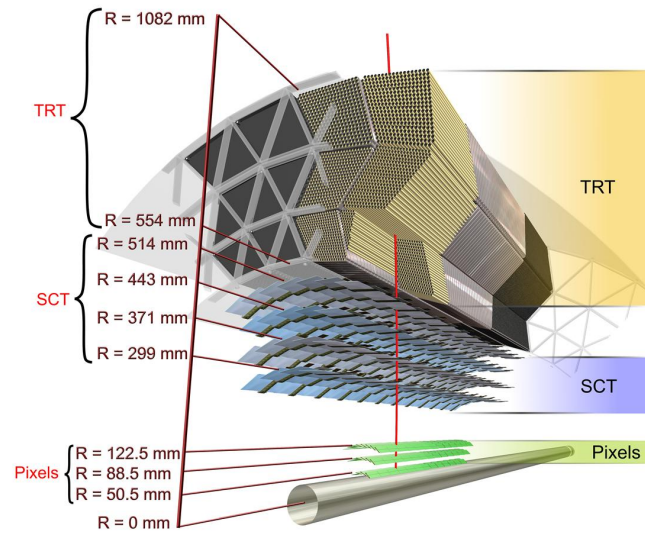


図 3.6 内部飛跡検出器の構造 [1]

また、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ の領域はフォワードカロリメータがカバーしている。主な目的は後方のミュオン検出器のシールドとエネルギーの測定で、3層に分かれている。1層目は銅を吸収体としたもので電磁成分を、2, 3層目はタングステンを吸収体としたものでハドロン成分を測定する。さらに3層より後方にはシールドを目的とした銅が置かれている。

3.2.3 ミューオン検出器

ミュオン検出器は ATLAS 検出器の最外部に位置する検出器で、ミュオンの通過位置や p_T の測定、ミュオンを用いたデータ取捨選択のトリガーシステム (第4章) に使われる。ミュオンは非常に透過力が高くカロリメータで止まらず通過するという特徴があるため、この検出器が最外部に設置されている。ミュオン検出器中にはトロイド磁石による平均 0.5 T の磁場が存在し、その磁場で曲げられたミュオンの飛跡の曲率から p_T を測定することが可能となっている。

ATLAS 実験のミュオン検出器では、バレル領域とエンドキャップ領域で構造や使用される検出器が異なっている。バレル領域では MDT (Monitored Drift Tube) と RPC (Resistive Plate Chamber) で、エンドキャップ領域では MDT、CSC (Cathode Strip Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber) でそれぞれ構成されている。ミュオン検出器全体の構成を図 3.9 に示す。これらの中で、MDT と CSC は精密測定、TGC と RPC は主にトリガーに用いられる。これらのミュオン検出器は ϕ について大まかに 8 回対称となっている。バレル領域、エンドキャップ領域ともに大きめの検出器と小さめの検出器が入れ子状に設置されており、これらをそれぞれ Large 部、Small 部と呼ぶ。また ATLAS 検出器の足に当たる部分に配置されたミュオン検出器は特殊な形状をしているため、この部分をそれぞれ Large Special 部、Small Special 部と呼ぶ (図 3.11)。

以下では、ミュオン検出器を構成する各検出器について説明する。

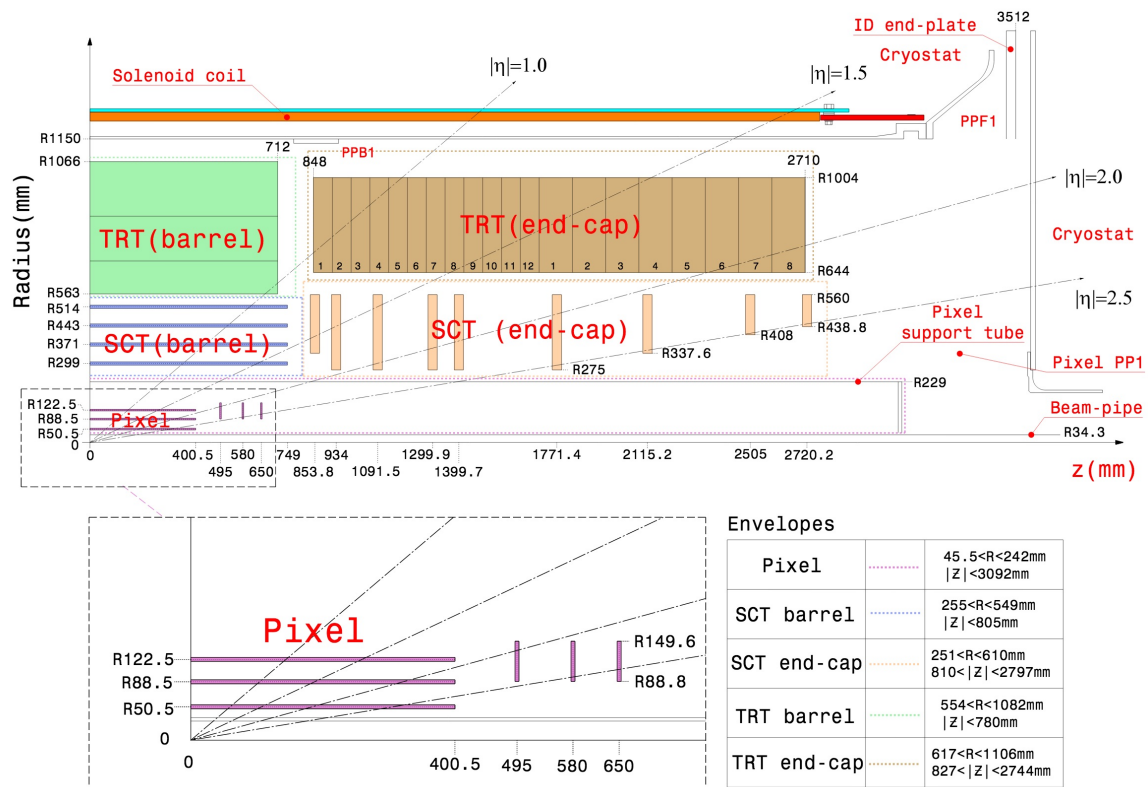


図 3.7 内部飛跡検出器の断面図 [4]

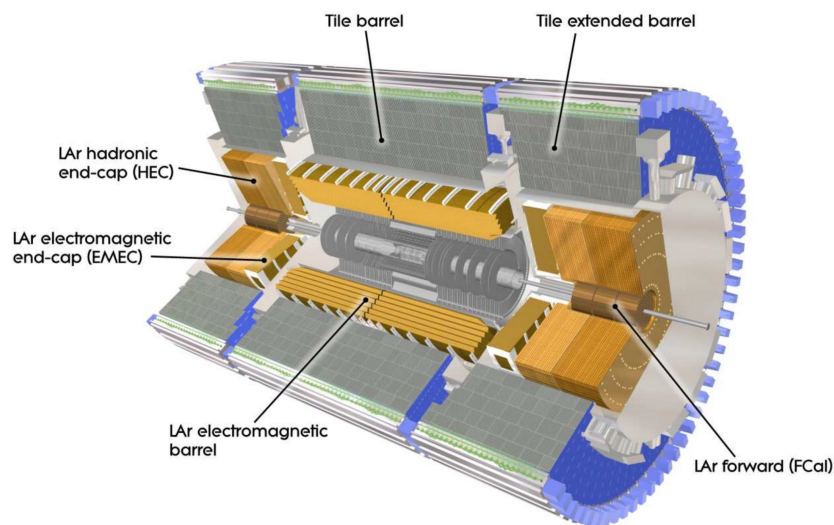
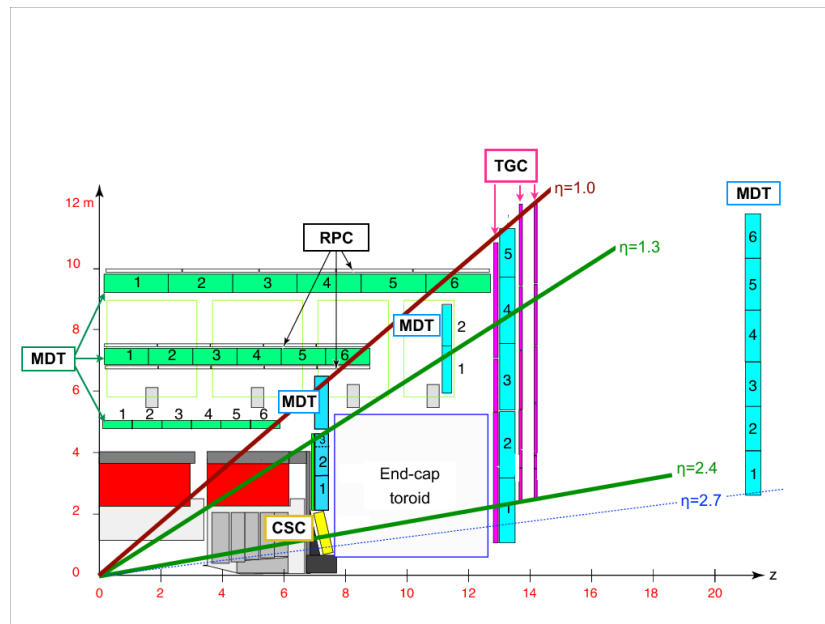


図 3.8 カロリメータ概略図 [4]

MDT (Monitored Drift Tube)

MDT の構造を図 3.10 に示す。MDT はバレル、エンドキャップともに 3 層で構成されている (図 3.9)。カバーする領域は $|\eta| < 2.7$ である。図 3.9、3.11 に示した MDT 3 層構造のうち最も内側から順にインナー、ミドル、アウターと呼ぶ。エンドキャップにのみインナーとミドルの間に小さな MDT が存在し (EE)、これを合わせて用いた運動量再構成も現在研究されている。

一枚一枚は、ガスとワイヤーで構成されるドリフトチューブを 6 層俵積みにしてフレームに固定した構

図 3.9 ミューオン検出器 ($r - z$ 平面)[7]

造となっている。封入ガスは $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ が 93:7:(1000 ppm 以下) の比率で混合したものが使用されており、印加電圧は 3080 V である。これによる最大ドリフト時間は 700 ns、各チューブの平均位置分解能は $80 \mu\text{m}$ となっている。3 層チューブによって飛跡のセグメントを作ることで、 $35 \mu\text{m}$ というさらに高い位置分解能を実現している。

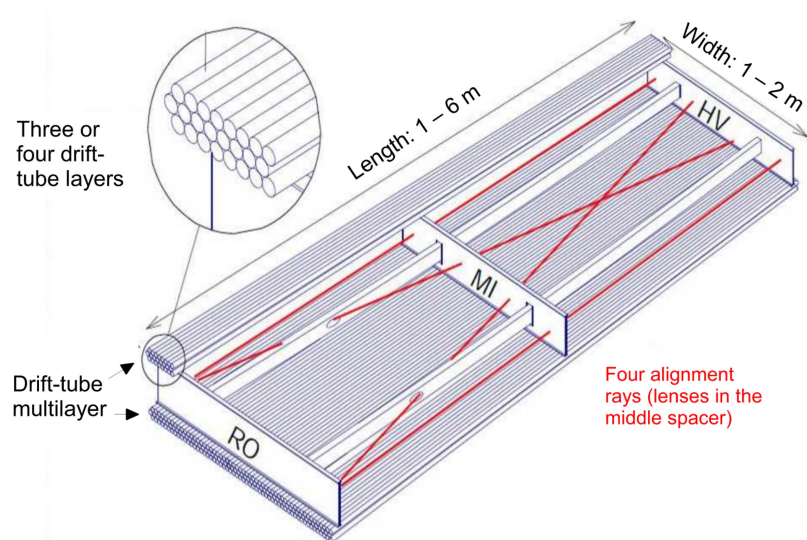
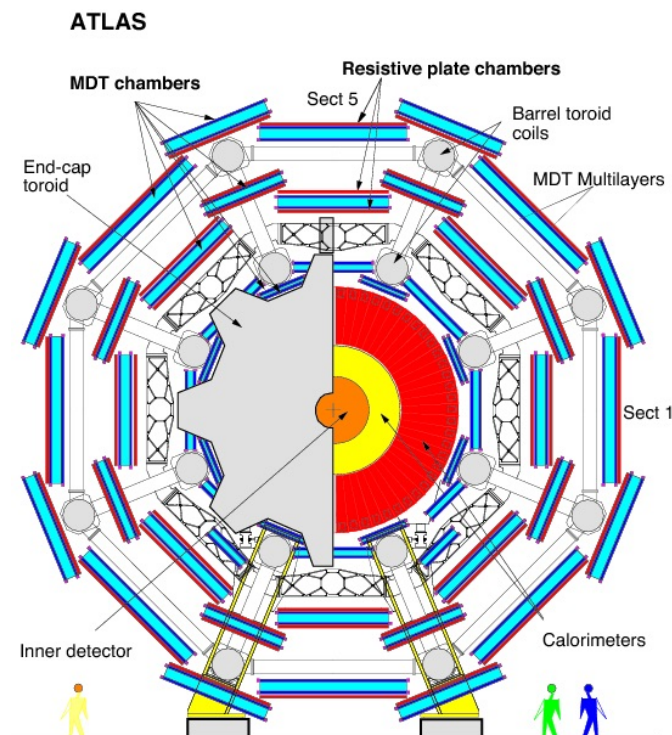


図 3.10 MDT の構造 [4]

図 3.11 バレル領域でのミュオン検出器 (ϕ 平面)[8]

CSC (Cathode Strip Chamber)

CSC 検出器の全体像を図 3.12 に示す。CSC は検出器前方 ($2.0 < |\eta| < 2.7$) に感度を持つ。この領域では放射性強度が強いため、ドリフトチューブを使用できない。そのため、MDT よりも読出し速度の速い CSC(読出し速度 $1000\text{Hz}/\text{cm}^2$) を用いて測定を行う。CSC は大小それぞれ 8 枚のチェンバーの入れ子構造になっている。一つ一つの検出器は、Ar/CO₂ が 80:20 のガスを用いたカソード読出しの Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) であり、印加電圧は 1900 V、アノードワイヤーの間隔は $30\text{ }\mu\text{m}$ となっている。位置分解能は $40\text{ }\mu\text{m}$ である。

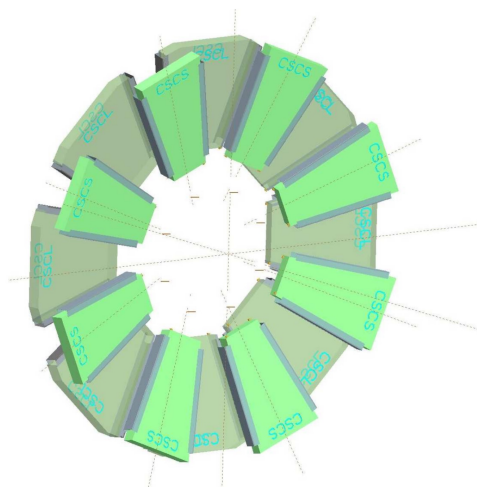


図 3.12 CSC の構造 [4]

RPC (Resistive Plate Chamber)

RPC の構造を図 3.13 に示す。RPC はバレル領域 ($|\eta| < 1.05$) に設置されているトリガー用の検出器である。RPC は図 3.11 に示すように、ミドル MDT を挟むように 2 つ、アウター MDT に沿うように 1 つ設置されている。それぞれ内側から順に RPC1, 2, 3 と呼ぶ。また ATLAS 検出器の足に当たる部分にのみ、アウター MDT の外側にもう一つの RPC である RPC4 が設置されている。図 3.13 に示すように、RPC1, 2, 3, 4 と名前が付けられているが、実際にはそれぞれ 2 つのガスプレートチェンバーが重なった形となっていて、それぞれについて 2 層のストリップが交差するように設置され入射位置を検出することができる。封入されるガスは $C_2H_2F_2 : Iso - C_4H_{10} : SF_6 = 94.7 : 5.0 : 0.3$ の混合気体である。

RPC は検出効率が高いが、位置分解能が 10 mm と MDT よりも劣っている。一方でその時間分解能は約 1.5 ns と非常に優れている。本研究の 2 つめのテーマである超寿命重粒子トリガーは、この RPC の優れた時間分解能を利用したトリガーである。

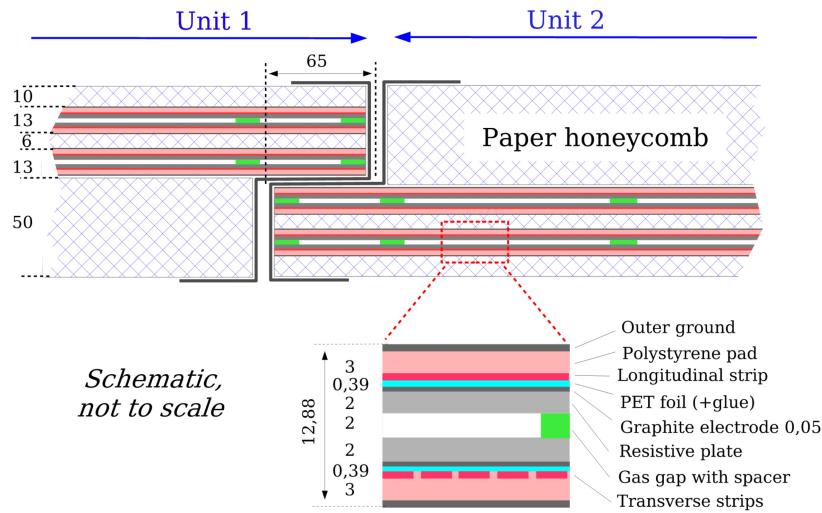


図 3.13 RPC の構造 [4]

TGC (Thin Gap Chamber)

TGC はエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) に設置されているトリガー用の検出器である。 $CO_2/(n\text{-pentane})$ が 55:45 の混合ガスが封入された MWPC であり、アノードワイヤーとカソードストリップによる読出しによって、2 次元的な位置の測定が可能となっている。印加電圧は 2900 ± 100 V である。RPC 同様、位置分解能が 2-6 mm と低いものの、読出しが 4 ns と速いためトリガーに用いられている。検出効率は 99% 以上である。この TGC はインナー MDT の内側の $|\eta| < 1.9$ の領域に 1 枚 (EI: Endcap Inner)、 $1.9 < |\eta| < 2.4$ の領域に 1 枚 (FI: Forward Inner)、ミドル MDT を挟みこむように 2 枚 (内側から M1, M2)、さらにその外側に 1 枚 (M3) の計 5 枚が両側にそれぞれ設置されている。これらはそれぞれ、2 枚で構成される TGC doublet と 3 枚で構成される TGC triplet に分けられ、EI と FI はそれぞれ doublet、M1, M2, M3 はそれぞれ triplet である。EI と FI はそれぞれ重なっておらず異なる領域をカバーしているチェンバーのため、エンドキャップを通るミューオンは計 9 枚の TGC を通ることになる。

第 4 章

トリガーシステム

この章では、ATLAS 実験でのトリガーシステム、特に本研究の第 1 のテーマであるミューオントリガーについて詳しく説明する。LHC-ATLAS 実験におけるバンチ衝突の時間間隔は 25 ns (レート 40 MHz) で、瞬間ルミノシティ $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ での事象レートは 1 GHz にまでなると見積もられている。一方で、ディスクの書き出し速度および容量の限界から全ての陽子陽子衝突事象を記録することは不可能で、事象レートを $\mathcal{O}(1 \text{ kHz})$ 程度まで落とす必要がある。そのため、データ書き込みの段階であらかじめ選別を行い、物理的に重要と思われる事象を選択し記録するようにしている。これをトリガーシステムと呼ぶ。このトリガーシステムは、14 GeV 以上のミューオンが一つ以上事象に存在することを要求する "*HLT_mu14*" や消失横エネルギーが 80 GeV 以上であることを要求する "*HLT_xe80*" などといったように、様々な粒子および測定可能な物理量に対して用意され、それらが並行して稼働している。特にミューオンに対するトリガーは粒子識別精度が高いため様々な物理解析に用いられる非常に重要なものである。Run2 からビームのエネルギーとルミノシティ増加に伴い事象レートが大きく上昇し、今後のアップグレードでもさらに事象レートが上がるため、このトリガーシステムの事象選択の効率向上はより重要な課題となっている。

4.1 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステム

LHC-ATLAS 実験のトリガーシステムは大きく分けて、ハードウェアでの高速処理を行うレベル 1 (L1) とソフトウェアを用いてより精度の高い選別を行うハイレベルトリガー (HLT) の 2 段階に分けられる (図 4.1)。

L1 ではハードウェアレベルでの高速選別により、高い p_T のミューオン、電子/光子、ハドロンジェットなどが検出された領域を決定する。この領域を RoI (Region of Interest) と呼ぶ。また、カロリメータの情報から消失横エネルギーを計算し、大きな消失横エネルギーを持つ事象も決定、選別される。L1 で書き出しのレートは 100 kHz 程度まで落とされる。L1 を通過した事象は HLT へと送られる。

ソフトウェアを用いる HLT では、始めは L1 によって決定された RoI を参照してその領域のみの情報をトリガー判定に用いることによってプロセス時間を短く抑えている。そのあと最終的には各検出器の情報を統合して事象としての再構成を行って選別をかける。ここではオフライン解析と同等のアルゴリズムを用いることができるため、詳細な事象選別が可能となっている。また、事象の再構成が行われているため、条件に複数の粒子を要求するなど、複雑な条件のトリガーを導入することも可能となる。最終的には HLT で、トリガーレートは約 1 kHz まで落とされる。

L1 でも HLT でも、そのトリガーレベルで対象とする粒子などを再構成し、その横運動量 p_T などに条

件を設けることで事象選別を行っている。このようにトリガーシステム内で選別するために対象の粒子、物理量を再構成することをオンライン再構成と呼ぶ。一方で、トリガーで選別、記録された事象に対しての全検出器情報を用いた最終的な再構成をオフライン再構成と呼ぶ。トリガーシステムの段階ではそれぞれの段階で処理速度に限界があり、そのためオンラインの再構成精度はオフラインよりも低くなる。このオンラインの再構成精度が高いほどトリガーシステムの効率も高くなる。

エネルギーや運動量に対する閾値が低いトリガーに関しては、それだけではレートを十分に削減することができないため、意図的にある一定の割合で事象を間引く形でレートを抑えている。これをプリスケールと呼ぶ。プリスケールにより取得されたデータは物理解析だけでなく、トリガー効率の測定などにも用いられる。低運動量、低エネルギーの粒子を用いるような解析では、統計量を確保するためにいろいろな条件を組み合わせたトリガーを用いてプリスケールを回避する工夫を行っている。このような意味でも、トリガーの効率を向上させることは、物理解析に対しても非常に重要である。

本研究での第1のテーマはミュオントリガーについてであるため、以下では特にミュオントリガーについて詳細に述べる。

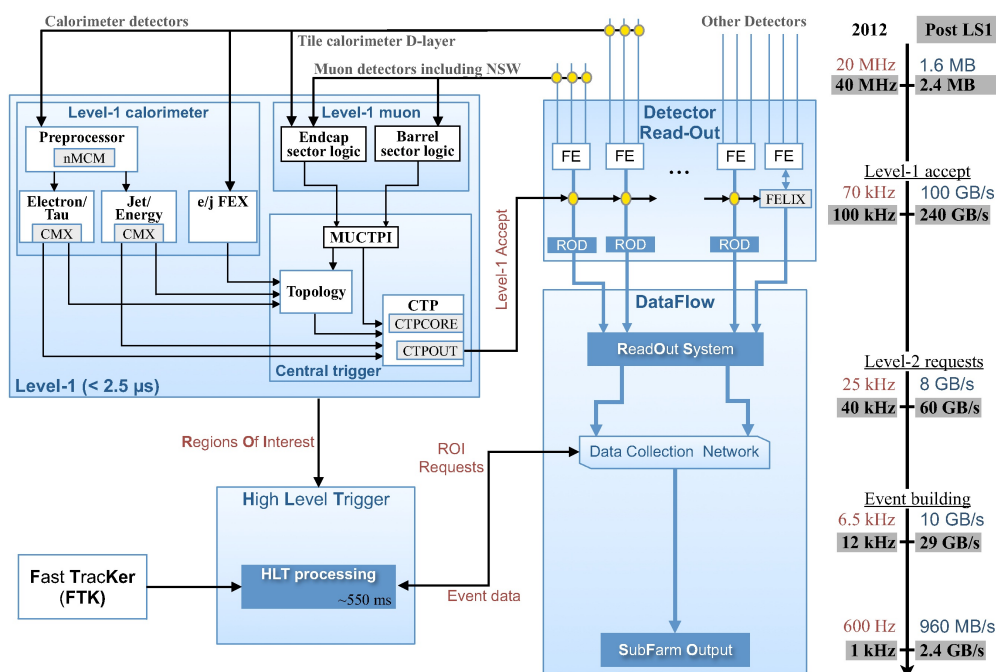


図 4.1 ATLAS 実験のトリガーシステム [9]

4.2 ミュオントリガーシステム

ATLAS 実験の他のトリガー同様、ミュオントリガーも大きく L1 と HLT に分かれている。L1 は RPC と TGC を用いたハードウェアトリガー、HLT は MDT および内部飛跡検出器で再構成した飛跡の情報を用いてトリガーを発行している。後述するとおり、HLT はさらに3段階のアルゴリズムに分かれている。この各段階で、再構成されたミュオンの横運動量 p_T に閾値を設けて段階的にトリガーレートを減らしている。ミュオンは物質貫通力が高く、ATLAS 検出器の最外殻であるミュオン検出器によって検出されるため、他の粒子による影響が少なく粒子識別の精度が良い。そのため、ミュオントリガーで取得されたデータは様々な解析に用いられている。

4.2.1 レベル1 ミューオントリガー

レベル1 ミューオントリガーには、バレル領域では RPC が、エンドキャップ領域では TGC が用いられている。これらの検出器は、ミューオン候補がどのバンチ衝突から来たものかを十分に特定できるほど、応答速度が早いことが特徴である。バレル領域 (RPC)、エンドキャップ領域 (TGC) 共に3層の検出器のコインシデンス (論理積) をとりミューオン候補の位置と通過時間を測定する。以下 L1 ミューオントリガーのバレル、エンドキャップ領域それぞれのアルゴリズムについて説明する。

バレル領域での L1 ミューオントリガー

バレル領域では、RPC2 にヒットがあった場合に、他の2層のRPCについて関連するヒットを探索する。その探索領域 (ロード) の広さは p_T の値によって定義されている。 p_T が低い場合は磁場によってより大きく曲げられるため、ロードの範囲は広く設定されており、またコインシデンスも2層のRPCでしか要求されない。一方、 p_T が高いミューオン候補は磁場中での曲がり小さいため、ロードもより狭く定義されており、コインシデンスも3層のRPC全てに要求する。図4.2にL1 ミューオントリガーのアルゴリズムの概略図を示す。バレル領域では磁場中にRPCが設置されているため飛跡の曲がり具合から p_T を再構成することができる。

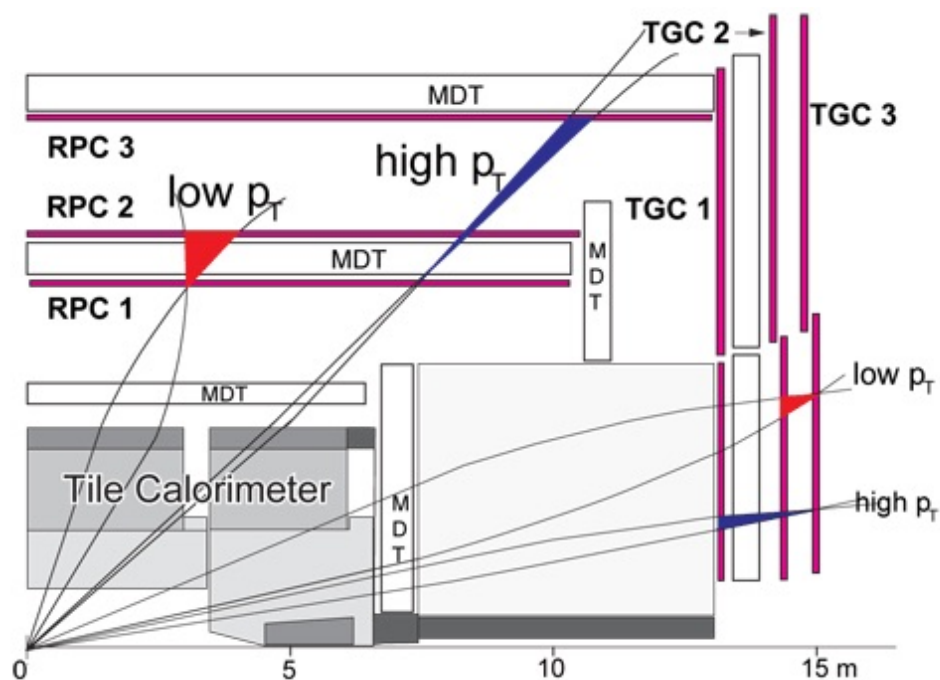


図 4.2 各領域でのコインシデンス要求の違い [10]。TGC1, 2, 3 はそれぞれ M1, 2, 3 に対応している。

エンドキャップ領域での L1 ミューオントリガー

エンドキャップ領域でトリガーに用いられている TGC は、RPC に比べて時間分解能は良くないものの、高いバンチ交差特定能力を持つ。前述の通り、TGC は大きく EI, FI, M1, M2, M3 に分けられるが、このうちトリガーに用いられるのは M1, M2, M3 (2015 年 9 月からは FI も) である。この3層でバレル領域同様コインシデンスを要求する (図 4.2)。エンドキャップ領域では最外層の M3 でのヒットを基

準としてロードを定義する。低い p_T に対しては M2、M3 の 2 層、高い p_T に対しては M1、M2、M3 の 3 層のコインシデンスを要求する。

バレル領域の RPC と違い TGC は磁場中にないため、単純なスペクトロメータ方式での p_T 計算ができない。そのため、衝突点からミュオンが来ていると仮定して p_T を求める。図 4.3 にその方法の概略図を示す。まず M3 のヒット位置と衝突点を直線で結ぶ。この直線はミュオンが無限運動量を持っている場合の飛跡と考えることができる。この飛跡と M1、M2 のヒット位置の差 (ΔR 、 $\Delta\phi$) を取り、この (ΔR 、 $\Delta\phi$) が大きければ大きいほどミュオンの運動量が低いことを意味する。あらかじめシミュレーションなどを用いて、(ΔR 、 $\Delta\phi$) と対応する p_T を求めておくことで、瞬時に p_T を求めることができる。

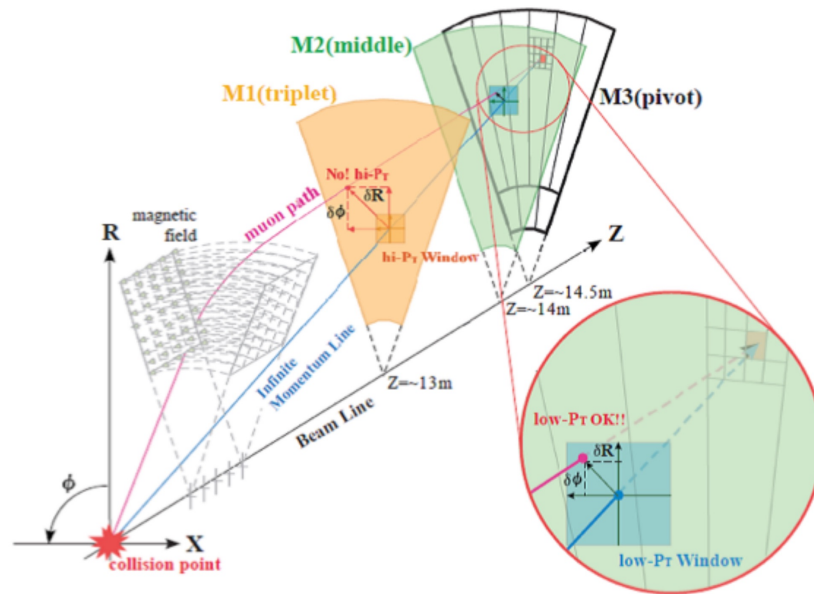


図 4.3 L1 のエンドキャップ領域での p_T 計算方法 [11]。磁場は衝突点と M1 の間に存在する。

4.2.2 ハイレベルトリガー

前述の通り、HLT はさらに 3 段階のアルゴリズムに別れており、それぞれで横運動量 p_T に閾値をかけることによって、段階的にトリガーレートを削減している。

レベル 2 ミュオンスタンドアロートリガー (L2-SA)

L2-SA では、L1 で決定された RoI 周辺の MDT 情報を探索し用いる。この MDT のヒット情報を用いて磁場によって曲げられたミュオンの飛跡を再構成しその曲率から p_T を得る。この段階でのインプットレートは全体で最大 100 kHz (ミュオントリガーでは最大で全体の 2 割程度) であるため、高速に処理することが必要である。そのため、バレル領域、エンドキャップ領域の両方で、ルックアップテーブル (LUT) と呼ばれる表が用いられる。LUT は、MDT ヒット情報から得られる各層での飛跡の位置と p_T の関係を示す対応表である。MDT による位置情報から p_T へ一対一に対応させる p_T 導出パラメータが (η, ϕ) 平面で細かく分けられた領域ごとにあらかじめ調整されて用意されている。この表を使うことによって、短い計算時間で p_T を得ることができる。L2-SA ではこの p_T に対して閾値を設けることでレートを削減している。

バレル領域では、3 層すべての MDT に磁場がかかっている。そのため、MDT 上のヒット 3 点を円

フィットすることで曲率半径 R を再構成できる (図 4.4)。この曲率半径 R と、磁場の強さ、物質中の運動量欠損を用いれば運動量 p_T が計算できる。計算式は以下のように表すことができる。

$$p_T = AR + B \quad (4.1)$$

ここで、 A は磁場の強さ、 B は物質中での運動量欠損に対応する。 A, B はどちらも一定ではなく、検出器中での位置 (η, ϕ) 依存性を持つ。バレルでは回転対称を仮定して、Large 部、Small 部、Large Special 部、Small Special 部のそれぞれで η 方向に 30 領域、 ϕ 方向に 30 領域の計 900 領域において、これらのパラメータ (A, B) を定義したテーブルを持つ。さらに、電荷によって曲がり方が違うため、各電荷について、これら 900 個のパラメータが定義されている。このようにして各 (η, ϕ) での (A, B) の値によって前述した LUT (バレル領域では R と p_T の対応表) が作成でき、これを用いることで R から瞬時に p_T を算出することを可能としている。

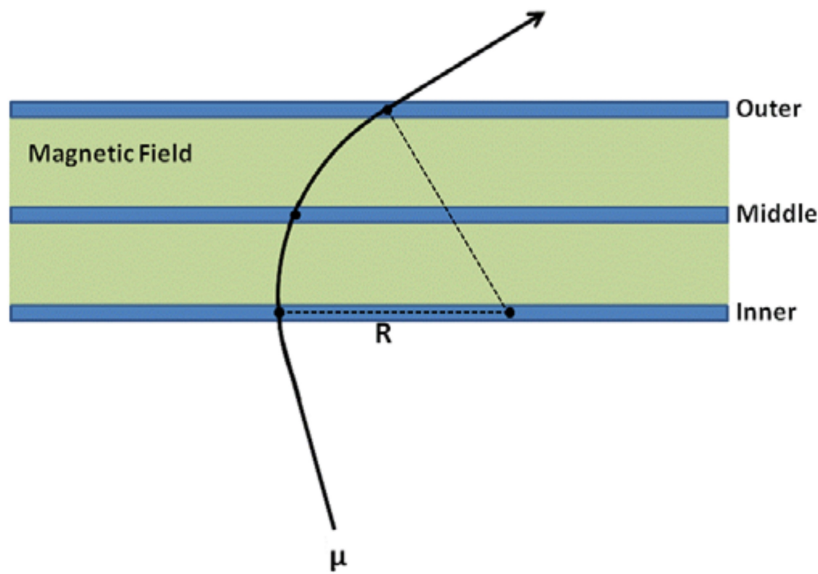
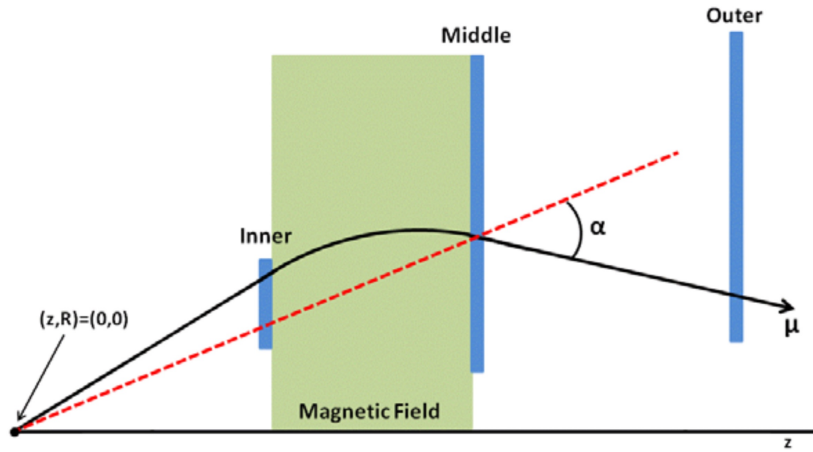
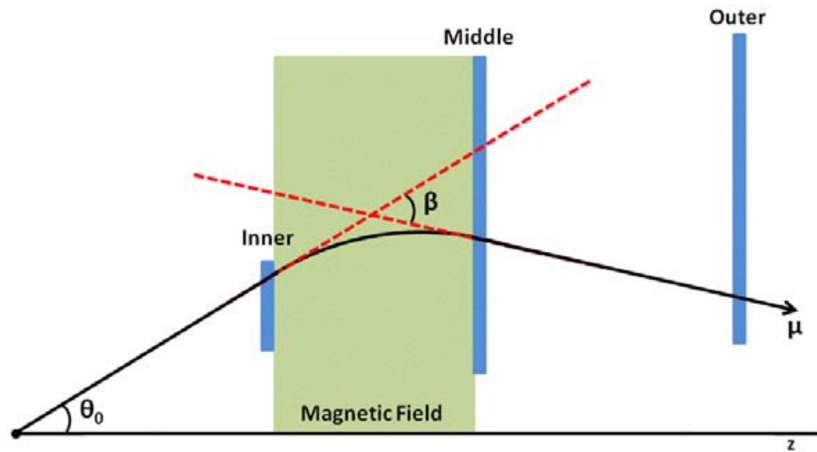


図 4.4 曲率半径 R の再構成 [12]

一方エンドキャップ領域では、3 層の MDT のうちインナー層とミドル層の間にのみ磁場がかかっている。そのため、バレル領域と同じような円フィットを用いた p_T 再構成を行うことができない。そこで α と β という二つの変数を定義することで、 p_T の再構成を行っている (図 4.5, 4.6)。 α はミドル層のヒット位置とアウター層のヒット位置を結んだ直線と、原点とミドル層のヒット位置を結んだ直線のなす角として定義される。前述した通り L1 ではミドル層にヒットを要求するため、ミドル層を用いて α を定義し p_T 再構成を行うことで検出効率を高めている。アウター層にヒットがない場合は、ミドル層の検出器内部での飛跡の傾きをつかって α を計算している。また、低い p_T のミューオンの場合、磁場による曲がりが大きいため、RoI 近辺に MDT のヒットが見つけられない場合がある。その場合、TGC の情報を用いて計算した α を用いる。これによってバレル領域同様、検出器の各位置で α から p_T へ変換するための LUT が作成できる。また、 β も α 同様 p_T 導出のためのパラメータである。ミドル層とアウター層のヒット位置を結んだ直線と、衝突点とインナー層のヒット位置を結んだ直線のなす角として定義されるのが β である。 α を求めるためには MDT のインナー層のヒットは必要なかったが、 β はインナー層のヒットがあった場合のみ定義できる変数となっているため、 α よりも β の方が精度が良い。一方でインナー層の無い領域 ($|\eta| > 2.0$) では適用できない。各領域に対して、 α と β のうち p_T 再構成の精度が良いと期待される方を用いて p_T が決定される。

図 4.5 エンドキャップでの α の定義 [12]図 4.6 エンドキャップでの β の定義 [12]

レベル 2 コンバインドミュオントリガー (L2-CB)

L2-CB では、L2-SA での η, ϕ, p_T 情報に加えて内部飛跡検出器の情報が使われる。L2-SA で再構成された飛跡を逆にたどって、距離 ($\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$) を計算してマッチングの取れる内部飛跡検出器の飛跡を探索し決定する。このとき、L2-SA で計算された p_T とマッチングの取れた内部飛跡検出器での p_T を、それぞれに誤差のウェイトをかけて平均を取ることで最終的な L2-CB での p_T を計算している。L2-CB でもその再構成された p_T に閾値を設けてレートを減らしている。

イベントフィルター (EF)

EF でも基本的に RoI を基準として再構成が行われ選別される。EF は L2 までのトリガーレベルに比べ処理時間の制限が緩く、オフライン同等のアルゴリズムが用いられている。そのため p_T 再構成の精度が非常に高い。

また EF では、処理時間の制限が緩いため事象全体の再構成を行うことができる。事象全体で再構成によって EFFS (イベントフィルターフルスキャン、Run1 での呼び名で Run2 では noL1 と呼ばれる) が可能となる。EFFS とは、L2 までトリガーにかからなかったものを EF で再探索する方式である。例えば、L2 まで p_T 閾値 18 GeV の単一ミュオントリガーを要求していた事象に、EF でさらにもう 1 つの

ミューオンを探索しその2つのミューオンの不変質量に対して条件を設けるようなトリガーも可能になる。このように EFFS を用いて事象全体に特殊な条件をかけることで、低い閾値をキープしつつプリスケールを防ぐことが可能になっている。EFFS は RoI 基準の再構成に比べて処理時間が大きいため、一部のトリガーにのみ用いられている。

4.2.3 オフライン再構成

オフラインミューオンの再構成は、ミューオン検出器の情報のみを使って再構成するスタンドアローンミューオンと、内部飛跡検出器の情報も加味するコンバインドミューオンの2つの段階に分かれている。コンバインドミューオンは内部飛跡検出器の情報を使うため、スタンドアローンミューオンと比べ p_T 分解能が優れている。一方で、内部飛跡検出器の有感領域が $|\eta| < 2.5$ であるのに対しミューオン検出器は $|\eta| < 2.7$ をカバーしているため、スタンドアローンミューオンの方が再構成できる領域が広いという特徴がある。そのため、スタンドアローンミューオンは内部飛跡検出器の外で生成されたような特殊な粒子も検出できる。

またオフライン再構成時には、カロリメータなどの物質中でミューオンが失うエネルギーや、検出器位置のずれの補正も行っている。

4.2.4 トリガーチェーン

実際のデータ取得の際は、上記の L1 と HLT を組み合わせたものを1つのトリガーとして扱う。これをトリガーチェーンと呼ぶ。例えば、*HLT_mu20_L1MU15* とは、L1 では p_T が 15 GeV 以上のミューオンを残すような閾値がかかっており、HLT の各トリガーレベル (L2-SA、L2-CB、EF) では p_T が 20 GeV 以上のミューオンを残すような閾値がそれぞれかかっているチェーンを意味する。

ATLAS 実験では様々な物理解析を目的として、多数のトリガーチェーンが平行に動作している。今回対象としたミューオントリガーも、低い p_T のミューオンを用いる B メソン、 τ レプトンの物理や、高い p_T のミューオンを用いるヒッグス粒子の物理、TeV スケールの新粒子探索など、それぞれの用途に合わせてトリガーチェーンが構成され稼働している。

第 5 章

ミュオントリガーの閾値の最適化

前述の通り、ATLAS 実験においてミュオントリガーは様々な解析に用いられる。Run2 から全体の事象レートが上昇し、今後のアップグレードでもエネルギーとルミノシティの増加によりさらなるレート上昇が予想されるため、許されるデータ記録の範囲内でできるだけ低い閾値のトリガーチェーンを使い続けるためにはトリガーの改良によりノイズを効率的に除去するとともに、各トリガーチェーンで適切な閾値を与えることが不可欠である。本章の目的は、ミュオントリガーの HLT 各レベルでの横運動量 p_T に対する閾値が適切に設定されているかを総点検し、その値を最適化することである。

5.1 Run1 でのミュオントリガーの閾値の概要

はじめに、Run1 のミュオントリガーでどのように閾値を設けていたかについて説明する。前章で述べた通り、HLT は L2-SA、L2-CB、EF の 3 段階で分かれていてそれぞれの段階でミュオン候補が再構成され、その p_T に閾値を設けることで選別しトリガーを発行している。前段ほど再構成にかけられる時間は短く再構成の精度も低い。EF など後段になるほどより精度が高く p_T を計算できる。そのため、同じトリガーチェーンでも各トリガーレベルで、その段階の精度にあった p_T 閾値をかけることが必要である。

Run1 で用いられていた各トリガーレベルでの閾値の例 (HLT_{mu4} について) を表 5.1 に示す。 p_T 再構成精度には位置依存性が存在するため、検出器を η によって、 $|\eta| < 1.05$ 、 $1.05 < |\eta| < 1.5$ 、 $1.5 < |\eta| < 2.0$ 、 $2.0 < |\eta|$ の 4 部分に分け、それぞれの位置で閾値を定義している。表 5.1 に表すように、各トリガーレベルでは p_T 再構成の精度に合わせて、最終的な目的の閾値 (この場合 4 GeV) よりも低い閾値を用いている。L2-SA についてのみ、特に磁場が弱い領域による影響が大きいためさらに二つの領域 (Weak B field A, B) が定義されている。この領域の定義は以下のようにになっている。またこの領域を図??、??に示す。

$$\begin{aligned} \text{Weak B field A} = 1.3 < |\eta| < 1.45 \cap \left(0 < |\phi| < \frac{1}{48}\pi \cup \frac{11}{48}\pi < |\phi| < \frac{13}{48}\pi \cup \right. \\ & \left. \frac{23}{48}\pi < |\phi| < \frac{25}{48}\pi \cup \frac{35}{48}\pi < |\phi| < \frac{37}{48}\pi \cup \right. \\ & \left. \frac{47}{48}\pi < |\phi| < \pi \right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} \text{Weak B field B} = 1.5 < |\eta| < 1.65 \cap \left(\frac{3}{32}\pi < |\phi| < \frac{5}{32}\pi \cup \frac{11}{32}\pi < |\phi| < \frac{13}{32}\pi \cup \right. \\ & \left. \frac{19}{32}\pi < |\phi| < \frac{21}{32}\pi \cup \frac{27}{32}\pi < |\phi| < \frac{29}{32}\pi \right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

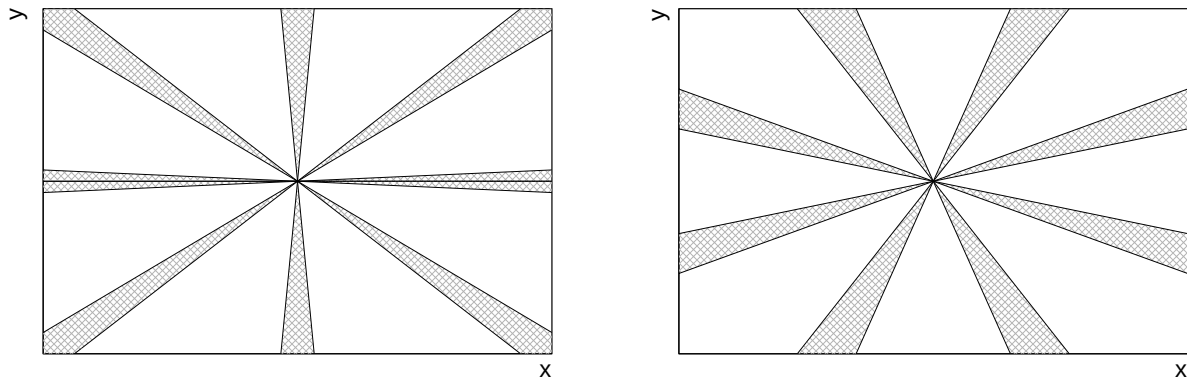


図 5.1 $1.3 < |\eta| < 1.45$ に定義される Weak B field A(左) と $1.5 < |\eta| < 1.65$ に定義される Weak B field B(右)。中心は $(x, y) = (0, 0)$ 。回転対称となっている ATLAS 検出器の磁石の配置に合わせて、磁石同士の間領域を磁場の弱い領域として定義している。

このように、各トリガーレベルでの再構成の精度によって適切な閾値も変化する。表 5.1 に示すように、現状の閾値はある程度最適化されているチェーン/トリガーレベルとそうでないものが混在している。L2-SA や EF は細かく閾値が決まっている一方で L2-CB では大まかな値となっている。今回の研究は、これらの閾値が現状のミューオントリガーの各トリガーレベルでの性能に適したものになっているのかを検証し、適切でないものについては閾値を 2016 年の Run から変更することを目標に行った。特に、本研究では Tag&Probe という旧閾値設定には使われていない手法を新たに用いることによって、より適切な閾値設定が実現できた。

また、今後もミューオントリガーの各レベルでの再構成精度が向上するたびに、閾値の再設定は必要不可欠なものである。その意味でも、この章にまとめるミューオントリガーの閾値の総点検・最適化の方法の定式化は、今後のミューオントリガーの向上にとっても重要なものである。

トリガーレベル	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta $	Weak B field A	Weak B field B
L2-SA	3.41	3.21	3.39	3.53	2.11	2.97
L2-CB	2.0	2.5	2.5	2.5		
EF	3.93	3.91	3.88	3.88		

表 5.1 例: Run1 での $HLT_{\mu\mu 4}$ 各段階での p_T に対する閾値の値 [GeV]

5.2 Tag&Probe

実データはすべて、その実験中に動いていた何らかのトリガーチェーンを通過した事象のみで構成されている。今回の研究対象であるミューオンを含む事象についても、その多くはミューオントリガーを通過して記録された事象である。そのためトリガー条件を満たすようなミューオンの割合が多いため、単純に事象中の全ミューオンを閾値の最適化に使用すると、適切な値と比べて厳しすぎる閾値になってしまう可能性がある(トリガーバイアス)。このトリガーバイアスをなくすために、本研究では Tag&Probe と呼ばれる手法を用いた。

今回の手法では、 Z 粒子と J/ψ 粒子が 2 つのミューオンに崩壊する事象を用いて Tag&Probe を行っ

た [14]。Tag&Probe の概略図を図 5.2 に示す。崩壊で生成される 2 つのミューオンのうち片方がトリガー条件を満たしていることを要求する。このとき、もう一方のミューオンはトリガー条件を満たしている必要がなくトリガーバイアスがかからない状態である。トリガー条件を要求する方のミューオンをタグミューオン、トリガーバイアスのかからないミューオンをプローブミューオンと呼ぶ。タグミューオンに要求するトリガー条件は事象取得に使われたトリガーと同じものであり、プローブミューオンにバイアスをかけないために単一のミューオンに対するトリガー (シングルミューオントリガー) である必要がある。本研究では、 Z 粒子、 J/ψ 粒子の 2 つのミューオンに崩壊する事象中のプローブミューオンのみを用いることによって、トリガーバイアスのない閾値の最適化を可能とした。 Z 粒子と J/ψ 粒子はどちらも 2 つのミューオンに崩壊するという点で等しいが質量が大きくなるため ($m_Z \sim 91$ GeV、 $m_{J/\psi} \sim 3.1$ GeV)、放出されるミューオンの運動量の範囲が異なる。 Z 粒子由来のプローブミューオンは比較的高い p_T を持ち、 J/ψ 粒子由来のプローブミューオンは比較的低い p_T を持つ。 Z 粒子、 J/ψ 粒子の二つを用いることによって、広い p_T 領域での閾値の詳細な最適化が可能となった。

今回の手法とは対照的に、Run1 で用いられていた閾値はこのようなトリガーバイアスをなくす手法は用いられずに決められていたため、今回の研究によってより適切な閾値が設定できたと考えられる。

この Tag&Probe という手法は、今回の研究の他にもトリガー効率の測定などといったトリガーの研究に広く用いられるものである。新閾値を求めた後、Run2 データを用いて新閾値でのトリガー効率の評価を行っているが、それについても同様の Tag&Probe を用いている。以下、 Z 粒子と J/ψ 粒子を用いた Tag&Probe についてそれぞれ詳細に説明する。

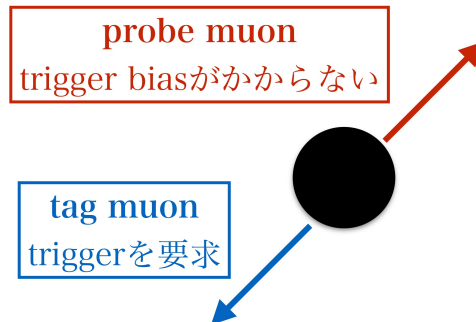


図 5.2 2 つのミューオンに崩壊する粒子を用いた Tag&Probe の概略図

5.2.1 Z Tag&Probe

まず、以下のような手順で Z 粒子が 2 つのミューオンに崩壊する事象を選別する。

1. 検出器が良い状態の時に取得されたデータであることを要求する。
(Good Run List と呼ばれる ATLAS 実験共通の情報を用いる。)
2. p_T 閾値が 24 GeV のミューオントリガーによって所得された事象であることを要求する。
 EF_mu24i_tight と呼ばれるトリガーで p_T 閾値 24 GeV の他に、ミューオンの近くに他の粒子の飛跡が少ないことを要求するトリガーである。
(このような EF_muXX といったトリガー名は Run1 のものである。Run1 では EF と L2 が統合されていなかったためトリガーも EF と L2 別々に用意され、それらを組み合わせて用いていた。)
3. オフライン再構成時にコンバインドミューオン (内部飛跡情報を用いたオフライン再構成) として

再構成されたミューオンを選別する。

4. その中で内部飛跡検出器のヒットに対するクオリティカット (表 5.2) を通過したミューオンのみを選別する。
5. 上記の手順で選別されたミューオンが事象中に 2 つ以上存在し、電荷の和が 0 で、不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $80 < M_{\mu\mu} < 100 \text{ GeV}$ となるミューオン対が存在することを要求する。このミューオン対が Z 粒子由来であると考えられる (Z 粒子の質量は 91 GeV)。

PIX	最内層の想定ヒット数 = 0 $\cup$ 実際の最内層のヒット数 > 0 ヒット数 + その領域での不感センサーの数 > 1
SCT	ヒット数 + その領域での不感センサーの数 > 4
TRT	$ \eta < 1.9$: ヒット数 $> 5 \cap$ 飛跡と比較的近いヒットが全体の 10% 以上を占める $ \eta > 1.9$: ヒット数 > 5 の場合のみ飛跡と比較的近いヒットが全体の 10% 以上を占めることを要求
PIX+SCT	不感領域の総和 < 3

表 5.2 内部飛跡検出器の各検出器での対象のミューオンに関連するヒットに対するクオリティカット

上記の手順で選別されたミューオン対のうち、 EF_mu24i_tight のトリガー条件を満たすミューオン、すなわちタグミューオンを探す。具体的な条件は、

- オフライン再構成による横運動量が $p_T > 24 \text{ GeV}$ を満たす
- L1 で再構成された RoI、EF で再構成されたミューオンと ΔR マッチングが取れる
- ΔR マッチングの取れた RoI、EF 再構成ミューオンが $EF_mu24i_tight(L1_MU15)$ を通過している

ことである。 ΔR マッチングとはオフラインミューオンに対応する RoI やトリガーレベルの再構成ミューオンを探す手段である。 ΔR の定義は以下に示す。 ΔR は 2 つの飛跡の距離を表す変数である。

$$\Delta R_{RoI(EF)} = \sqrt{(\eta_{offline} - \eta_{RoI(EF)})^2 + (\phi_{offline} - \phi_{RoI(EF)})^2} \quad (5.3)$$

この ΔR にそれぞれ以下のような条件を要求する。

$$\Delta R_{RoI} < 0.2 \quad (5.4)$$

$$\Delta R_{EF} < 0.08 \quad (5.5)$$

この条件を満たす RoI、EF 再構成ミューオンのうち ΔR が最も小さいものをそれぞれ、オフラインミューオンとマッチングの取れた RoI、EF 再構成ミューオンと考える。

上記の条件でタグミューオンが決定された場合、ミューオン対のもう一方はプローブミューオンでトリガーバイアスがかからない状態である。このプローブミューオンに対しても式 5.4 と同じ条件を用いて対応する RoI を決定する。L2-SA、L2-CB は L1 の RoI を引き継いでいるため、対応する RoI が決定されれば対応する L2-SA、L2-CB も同様に決定される。EF では 1 つの RoI 周辺で複数のミューオンを再構成するため、L2-SA、L2-CB の場合と異なりもういちど ΔR マッチングを行った。用いた条件はタグミューオンと同様の式 5.5 である。このようにしてプローブミューオンの L1、L2-SA、L2-CB、EF での情報が得られる。この情報を用いて p_T に対する閾値の最適化を行った (最適化の方法は後述)。

最適化に用いた Run1 データでの、2 つのミューオンの不変質量分布と Z Tag&Probe のプローブミューオンの p_T 分布を図 5.3 に示す。 Z 粒子の質量は約 90 GeV と重く $x-y$ 平面上ではほぼ運動量を持

たずに生成されるため、その崩壊粒子である2つのミュオンは $x-y$ 平面上でほぼ正反対方向へ放出され、横運動量は $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$ に集中する。そのため比較的高い閾値のトリガーチェーンの最適化に感度を持つ。一方で、 p_T が 10 GeV 以下のミュオンの統計数は少なく、あまり精度の高い最適化は期待できない。この領域は後述する J/ψ Tag&Probe で補われている。

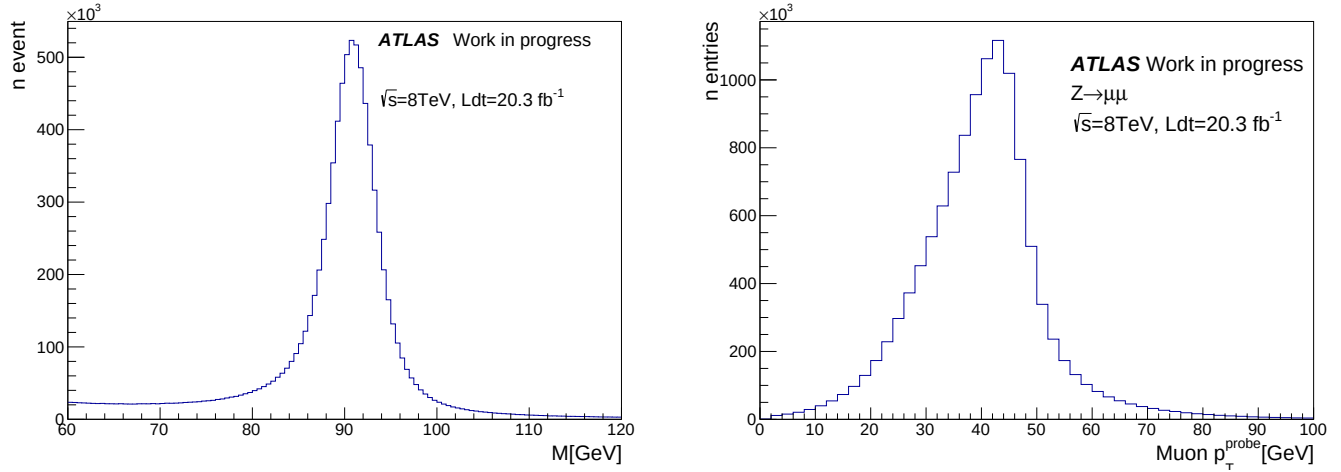


図 5.3 2つのミュオンの不変質量分布 (左) と Z Tag&Probe プロブミュオン p_T 分布 (右)

5.2.2 J/ψ Tag&Probe

J/ψ Tag&Probe も基本的な方法は Z Tag&Probe と同じであるが、 J/ψ 粒子の低い質量に起因する問題が存在する。 J/ψ 粒子の質量は約 3.1 GeV であり、ミュオン対に崩壊する場合、一般的にそのミュオンは数 GeV 程度の比較的低い p_T を持って生成される。このような事象を記録するには、 p_T 閾値の低いミュオントリガーを使用する必要があるが、前述した通りそのようなミュオントリガーはそのままではレートが非常に高いため強くプリスケールされており、十分な統計量が確保できない。これに対し、高い運動量を持った J/ψ 粒子が崩壊して生成されるミュオンは比較的高い p_T を持つことを利用して、そのような J/ψ 粒子に特化した以下の2つのトリガーを用いることでこの問題を回避している。

- *EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS*
- *EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu*

EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS は、L2 までは p_T 閾値 18 GeV のシングルミュオントリガーとして稼働する。EF では L2 までトリガーされたミュオンの他にもう1つのミュオンを再探索して、その2つで計算した不変質量が J/ψ の質量付近 ($2.5 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 4.5 \text{ GeV}$) になることを要求するトリガーである (*EFFS* は EF Full Scan を意味する)。一方のミュオンに対する閾値が 18 GeV と比較的高く EF で J/ψ の存在を要求するため、プリスケールを回避しつつ J/ψ 粒子を含んだ事象を効率よく収集することができる。EF では J/ψ 粒子の要求によりミュオン対の両方にトリガーバイアスがかかってしまうが、L2 までは閾値 18 GeV シングルミュオントリガーと見なせるため、タグミュオンに *EF_mu18_tight* を要求して Tag&Probe を行うことで、L2 まではトリガーバイアスなく閾値の最適化を行うことができる。

$EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu$ は L2 の段階で J/ψ 粒子の不変質量が組めるようなミューオン対を要求するトリガーである。その一方で EF では p_T 閾値 18 GeV のシングルミューオントリガーとして稼働する。 $EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS$ とは反対に L2 ではタグミューオンにもプローブミューオンにもトリガーバイアスがかかってしまうが、 EF_mu18_tight をタグミューオンに要求することで EF ではトリガーバイアスなく閾値の最適化を行うことができる。

この2つのトリガーを用いた Tag&Probe を行い、L2 までの解析には $EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS$ を、EF での解析には $EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu$ を用いることによって HLT 全レベルでの閾値最適化が可能となった。以下に、 J/ψ Tag&Probe の簡単な手順を示す。

まずはじめに以下の手順で事象選別を行う。

1. 検出器が良い状態の時に取得されたデータであることを要求する。
(Good Run List と呼ばれる ATLAS 実験共通の情報を用いる。)
2. $EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS$ ($EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu$) によって取得された事象であることを要求する。
3. オフライン再構成時にコンバインドミューオン (内部飛跡情報を用いたオフライン再構成) として再構成されたミューオンを選別する。
4. その中で内部飛跡検出器のヒットに対するクオリティカット (表 5.2) を通過したミューオンのみを選別する。
5. 上記の手順で選別されたミューオンが事象中に2つ以上存在し、電荷の和が0で不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $2.8 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 3.4 \text{ GeV}$ となるミューオン対が存在することを要求する。このミューオン対が J/ψ 粒子由来であると考えられる (J/ψ 粒子の質量は 3.1 GeV)。

Z Tag&Probe の場合と違って、 J/ψ Tag&Probe では統計確保のためにブーストした (横運動量が多い) J/ψ 粒子を用いている。そのため崩壊して生成される2つのミューオンの位置 (ここでは (η, ϕ) で定義される方向を検出器の視点から「位置」と呼ぶ) が近くなりやすい。 Z Tag&Probe 同様、 ΔR マッチングでタグミューオン、プローブミューオンのトリガーレベルでの情報を得るが、オフラインプローブミューオンがタグ RoI とマッチングが取れてしまうといったような、2つのミューオンの取り違いが起きってしまう危険がある。このような問題を防ぐために2つのオフラインミューオン間の $\Delta R_{\mu\mu}$ に対して、以下の条件をかけている。

$$\Delta R_{\mu\mu} > 0.2 \text{ if } p_T^{\text{offline}} > 10 \text{ GeV} \quad (5.6)$$

$$\Delta R_{\mu\mu} > (-8 \times p_T^{\text{offline}} + 199)/700 + 0.03 \text{ if } p_T < 10 \text{ GeV} \quad (5.7)$$

低い運動量のミューオンについては飛跡外挿の精度が悪くなるため、プローブミューオンのオフラインでの p_T の値で条件が変化するように設定されている。後述するが、この条件の値はタグミューオン・タグ RoI 間の ΔR マッチングの際の上限値とプローブミューオン・プローブ RoI 間の ΔR マッチングの際の上限値を足した値になっている。

$$\Delta R(\text{limit})_{\mu\mu} = \Delta R(\text{limit})_{\text{RoI,tag}} + \Delta R(\text{limit})_{\text{RoI,probe}} \quad (5.8)$$

このように設定することで取り違いが起これないと考えられる。

上記の事象選別を満たした事象について Z Tag&Probe と同様にタグミューオンとプローブミューオンを決定する。

Z 粒子の場合同様、以下の条件を満たしたミューオンをタグミューオンとする。

- オフラインミューオンが $p_T > 18 \text{ GeV}$
- L1 で再構成された RoI、EF で再構成されたミューオンと ΔR マッチングが取れる
- ΔR マッチングの取れた RoI、EF 再構成ミューオンが $EF_mu18_tight(L1_MU15)$ を通過している

J/ψ 粒子の場合のタグミューオンについての ΔR マッチングの条件は

$$\Delta R_{\text{RoI}} < 0.08 \quad (5.9)$$

$$\Delta R_{\text{EF}} < 0.08 \quad (5.10)$$

としている。もう一方のプロブミューオンについては、前述した通りタグミューオンとの選び間違いないように、RoI と EF どちらのマッチングについても、以下のような単純ではない ΔR に対する条件を用いている。

$$\Delta R_{\text{offline,RoI(EF)}} < 0.12 \quad \text{if } p_T^{\text{offline}} > 10 \text{ GeV} \quad (5.11)$$

$$\Delta R_{\text{offline,RoI(EF)}} < (-8 \times p_T^{\text{offline}} + 199)/700 - 0.05 \quad \text{if } p_T < 10 \text{ GeV} \quad (5.12)$$

図 5.4 に Run1 データでの 2 つのミューオンの不変質量分布と J/ψ Tag&Probe のプロブミューオン p_T 分布を示す。 J/ψ Tag&Probe は 20 GeV 以下に感度があり、前述の Z Tag&Probe と併用することで、70 GeV 程度までの広い領域でトリガーバイアスのかからないミューオンの統計を確保できることがわかる。

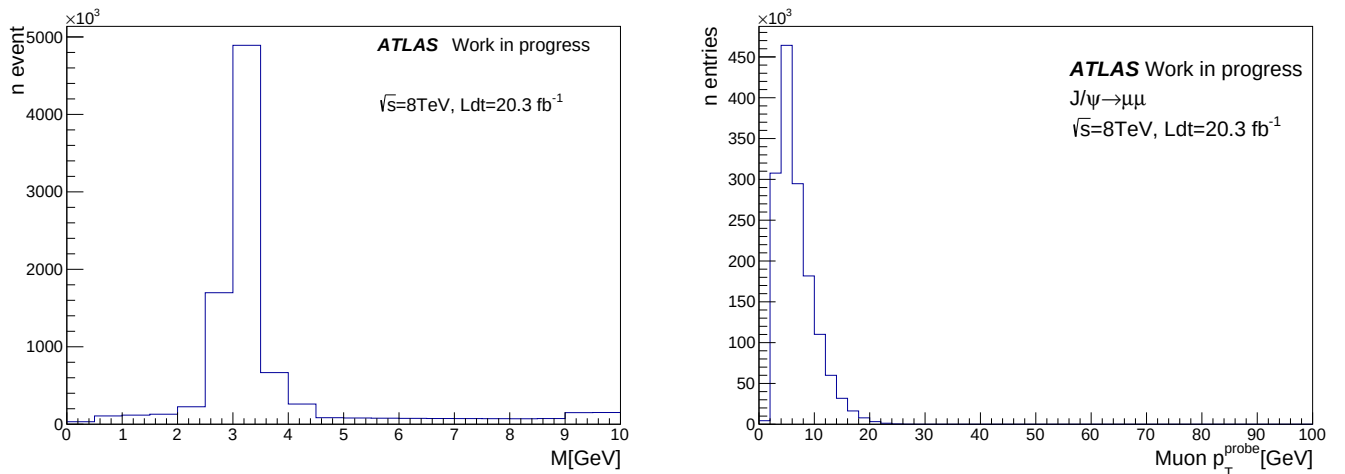


図 5.4 2 つのミューオンの不変質量分布 (左) と J/ψ Tag&Probe プロブミューオン p_T 分布 (右)

5.3 Run1 データを用いた閾値の最適化

以下では最適化の方法とその結果について述べる。閾値の最適化に使用したデータは、Run1 の重心系エネルギー 8 TeV の陽子陽子衝突で取得された全データで積分ルミノシティは 20.3 fb^{-1} である。

5.3.1 最適化の方法

以下、今回行った最適化の手順を示す。

1. Z 、 J/ψ Tag&Probe を行いプローブミューオンを選別する。今回の閾値最適化では Z 、 J/ψ Tag&Probe を両方合わせて用いた。
2. プローブミューオンに対して、対象とするトリガーレベルの前段階までのトリガーを要求する。例えば、L2-CB を最適化するには、L1、L2-SA を通過していることを要求する。
3. 残ったプローブミューオンのうちオフラインで再構成された p_T が対象チェーンの閾値 ± 1 GeV 以内のものを選別し、以下の式で表される residual(r) 分布を作成する。この分布のうち全体の 95% が残るような residual の値を求め、その値から閾値を逆算する。このとき、residual 分布は閾値が設定されている領域別 (表 5.1) に作成し新閾値を決定する。この領域分けには対象のトリガーレベルでの $\eta(\phi)$ を用いる。

$$r = \frac{1/p_T^{\text{offline}} - 1/p_T^{\text{trigger}}}{1/p_T^{\text{offline}}} \quad (5.13)$$

この residual の値は、そのトリガーレベルで再構成されたオンライン p_T と最終的に再構成されたオフライン p_T の違いを相対的に表している。ATLAS 実験では磁場中でのミューオンの飛跡の曲率半径から p_T を計算しており、この曲率半径は p_T の逆数に比例しているため、residual も p_T の逆数を用いて計算した。

手順 3 では、前段までのトリガーを要求するため、はじめに L2-SA から最適化し、その結果を適用して L2-CB を最適化、さらにそれらの結果を適用した上で EF の最適化を行った。

今回の研究では Run1 で用いられていた、または Run2 で用いられるであろう以下のトリガーチェーンについて HLT の各レベルで最適化を行った。括弧内はそのチェーンと組み合わせられる L1 トリガーを示している。

- HLT_mu4 (L1-MU4)
- HLT_mu6 (L1-MU6)
- HLT_mu8 (L1-MU6)
- HLT_mu10 (L1-MU10)
- HLT_mu13 (L1-MU10)
- HLT_mu14 (L1-MU10)
- HLT_mu18 (L1-MU15)
- HLT_mu20 (L1-MU20)
- HLT_mu22 (L1-MU20)
- HLT_mu24 (L1-MU15)
- HLT_mu26 (L1-MU20)
- HLT_mu36 (L1-MU15)

前述した通り、これらのトリガーチェーンはそれぞれ最終的な事象再構成後に $p_T=4,6,8,10,\dots$ GeV 以上のミューオンを一本以上残すためのトリガーチェーンである。2 個以上のミューオンを要求し p_T に閾値をかけるようなトリガーも存在するが、それらは今回最適化したシングルミューオントリガーの組み合わせであるため、上記のチェーンを最適化することで複数ミューオンのトリガーチェーンも同時に最適化されている。

5.3.2 最適化の結果

以下では、各領域での residual 分布とそれによって得られた 95% を残すような residual の値、そしてそこから逆算された新閾値を各トリガーレベルについて示す。以下の residual 分布は全てオフライン p_T の値が閾値 ± 1 GeV 以内のミューオンを用いて作成している。

L2-SA

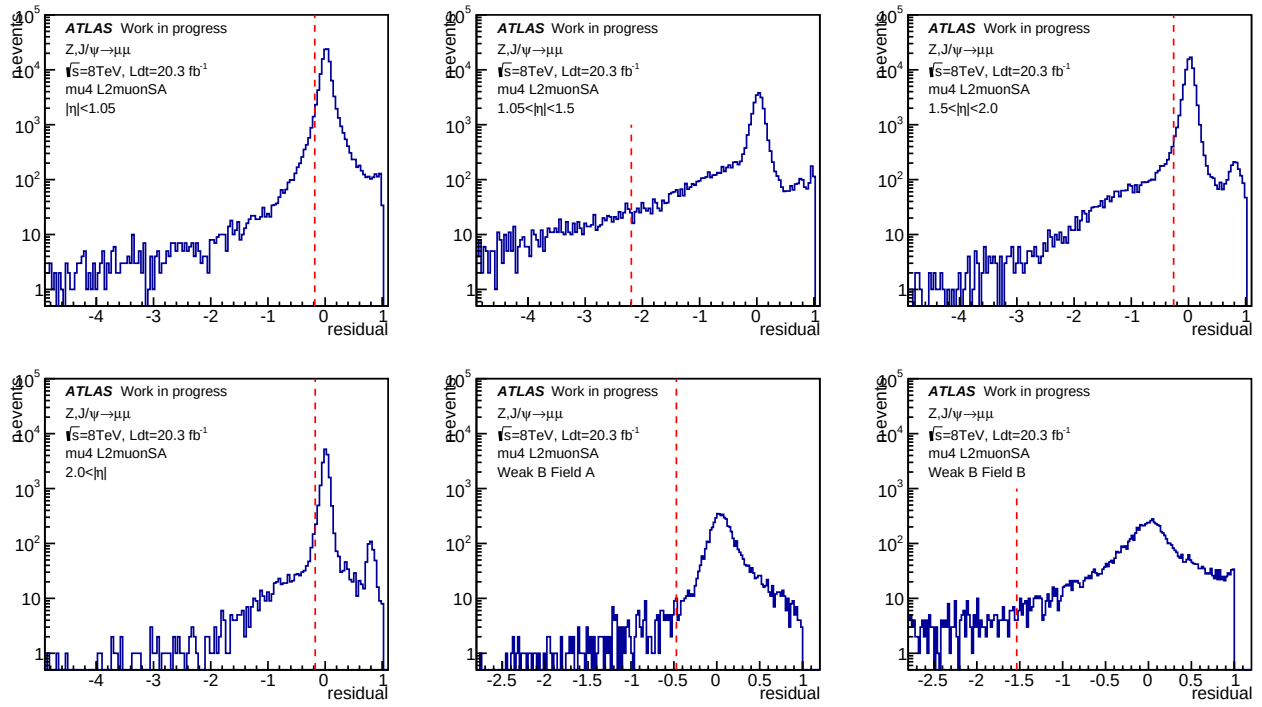
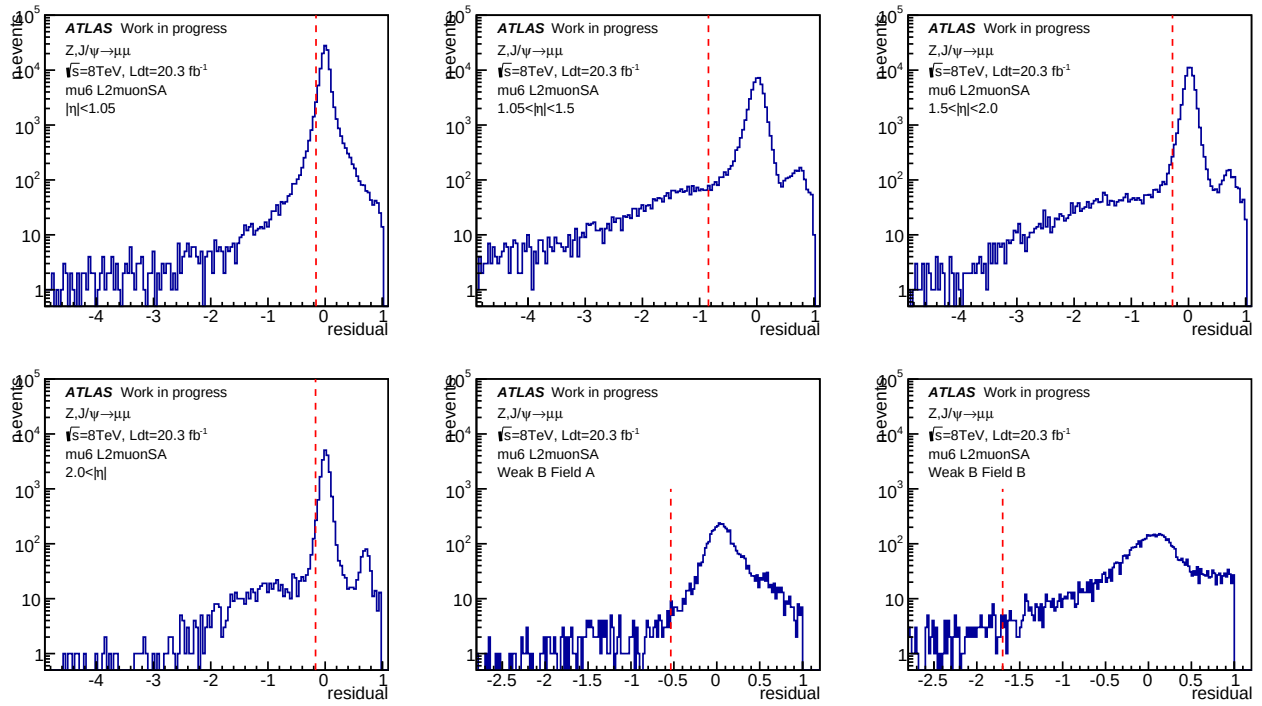
L2-SA での上記各チェーンにおける residual 分布を図 5.5～5.16 に、その分布から得られた新閾値 (旧閾値との比較) を表 5.3 に示す。図中で新しく設定された閾値を赤破線で示している。L2-SA では特に $1.05 < |\eta| < 1.5$ の領域で p_T 再構成の精度が悪いことがわかる。この領域はバレル領域からエンドキャップ領域にかわる部分を含むため、磁場が弱く、また複雑になる領域である (図 5.17)。この領域では再構成精度が悪いため、95% を残すための新しい閾値も、他の領域に比べ低くなっていることがわかる。また、特に磁場の弱い領域を抽出した Weak B Field A、B も再構成精度が悪く、それに伴って新しい閾値も比較的低めの値となっている。

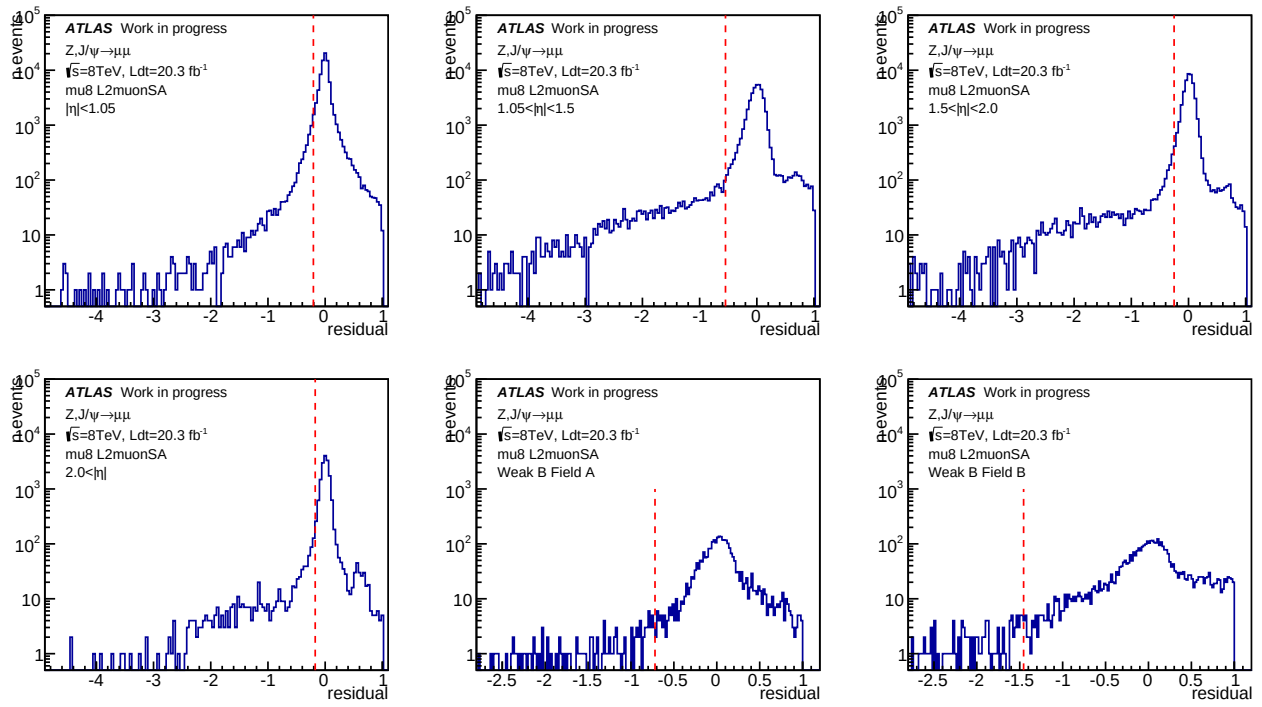
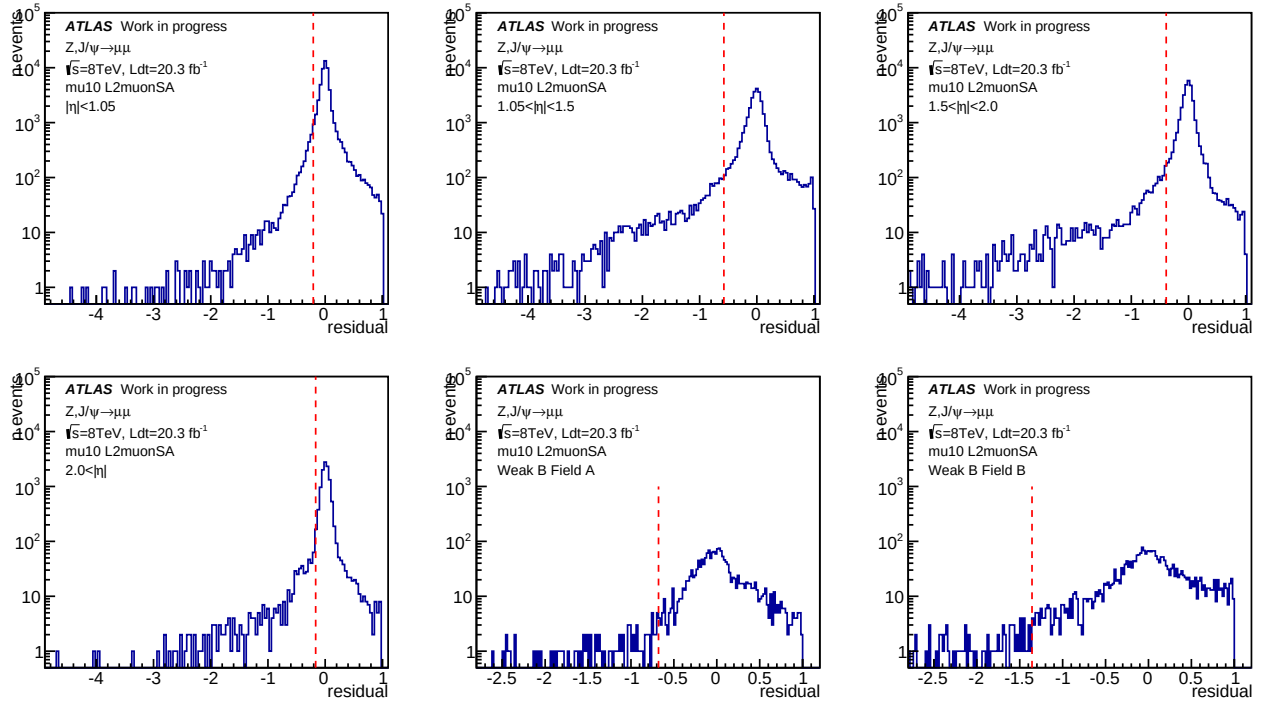
Weak B Field A、B の導入は、それぞれ $1.05 < |\eta| < 1.5$ 、 $1.5 < |\eta| < 2.0$ の領域中で磁場が弱く特に再構成精度が悪い領域を抜き出すことが目的であり、Weak B Field B が定義されていることで $1.5 < |\eta| < 2.0$ の他の ϕ 領域の residual 分布は他の領域とほぼ変わらないことが確認できるため、磁場が弱い領域の分離が機能していると言える。一方で、Weak B Field A が定義されているにもかかわらず、 $1.05 < |\eta| < 1.5$ の領域での residual 分布は他と比べて幅が広がっている。このことは、磁場の強さによる領域分けが不十分であることを示唆している。領域分けが不十分であると p_T 再構成精度の良い領域と悪い領域に全く同じ閾値を設けることとなってしまう、トリガー効率およびトリガーレートに位置依存性が出てしまうことになる。より適切な領域の分け方が今後の課題である。

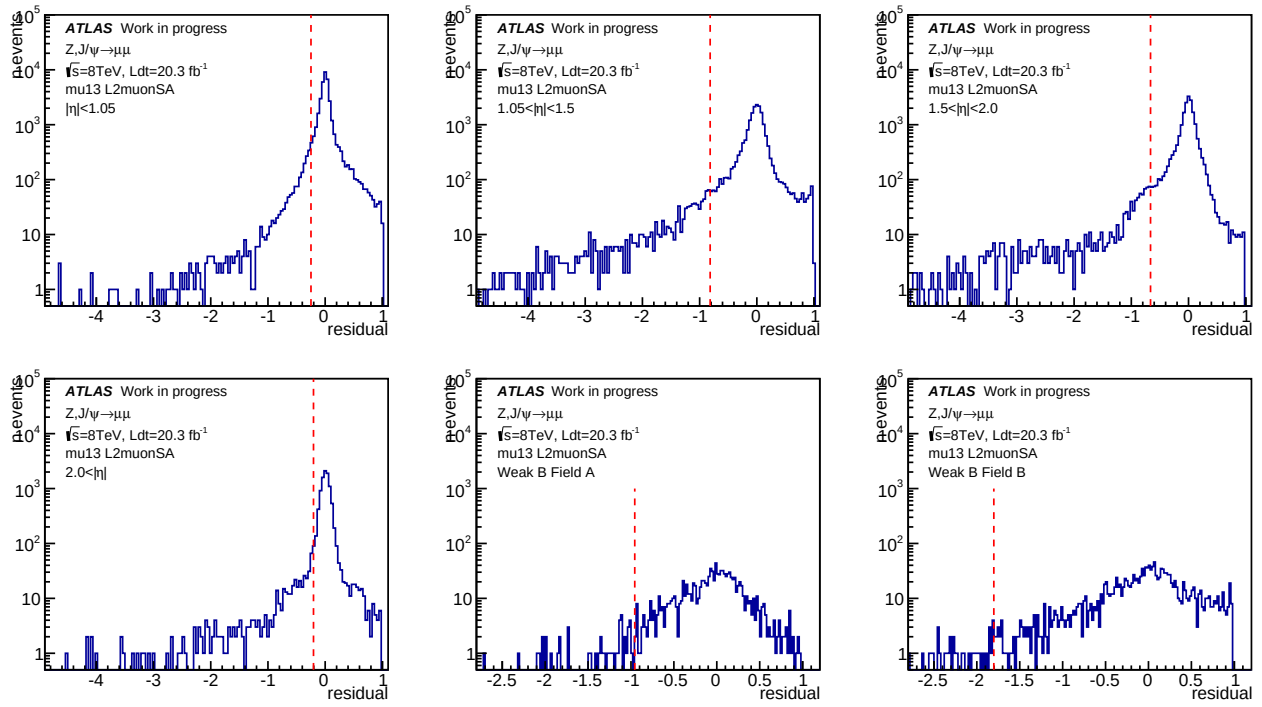
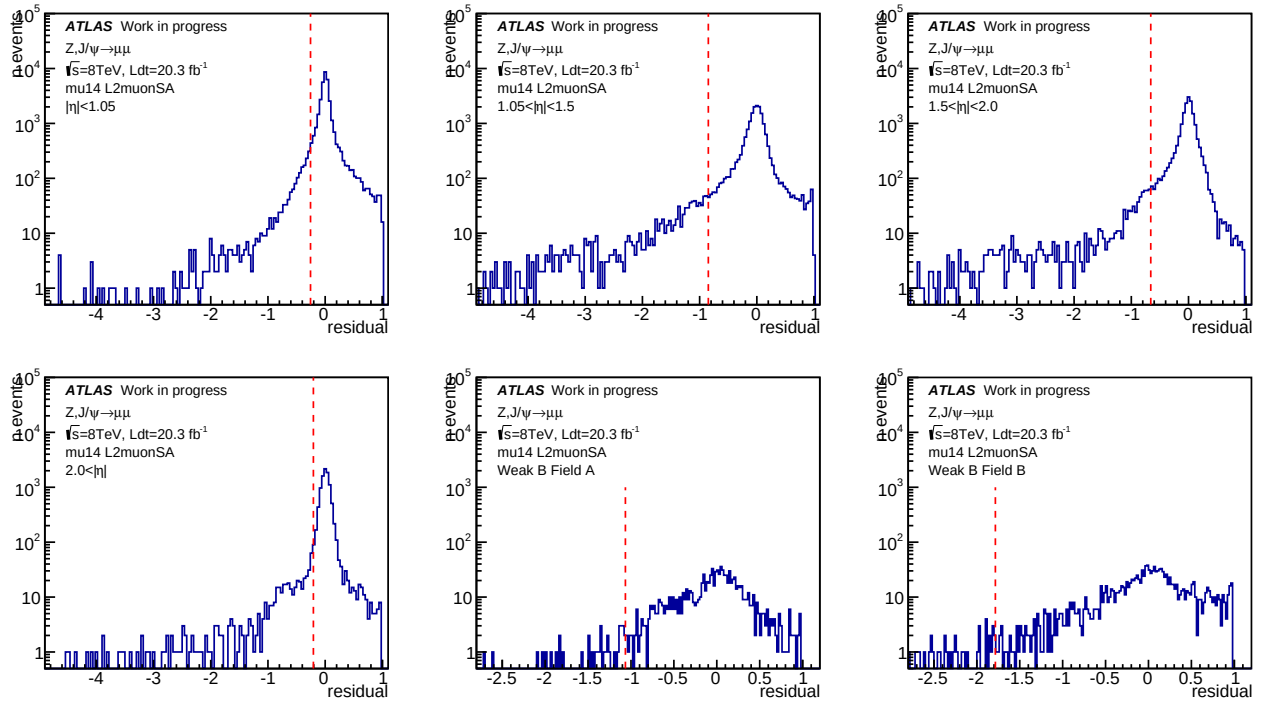
また、特に低い閾値のチェーンのエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta|$) で顕著であるが、residual=1 付近に小さなピークができていていることがわかる。これは、現在の L2-SA の問題で、ミューオン検出器での p_T 再構成がうまくいかずに、実際のオフラインミューオンの p_T と比べ高すぎる p_T を L2-SA で再構成してしまう場合があるからである。この場合は、本来トリガーをパスすべきでない低い p_T のミューオンまで L2-SA を通過してしまうことになる。 p_T がひくくなるにつれ事象レートが増大するため、このような p_T 再構成の問題はトリガーレートの増加につながり、結果として本来取得したい高い p_T のミューオントリガーを維持することが難しくなる。今後 L2-SA の再構成精度が上がるにつれてこのようなピークは少なくなっていくと考えられ、またその再構成精度向上に合わせて閾値も再び最適化する必要がある。

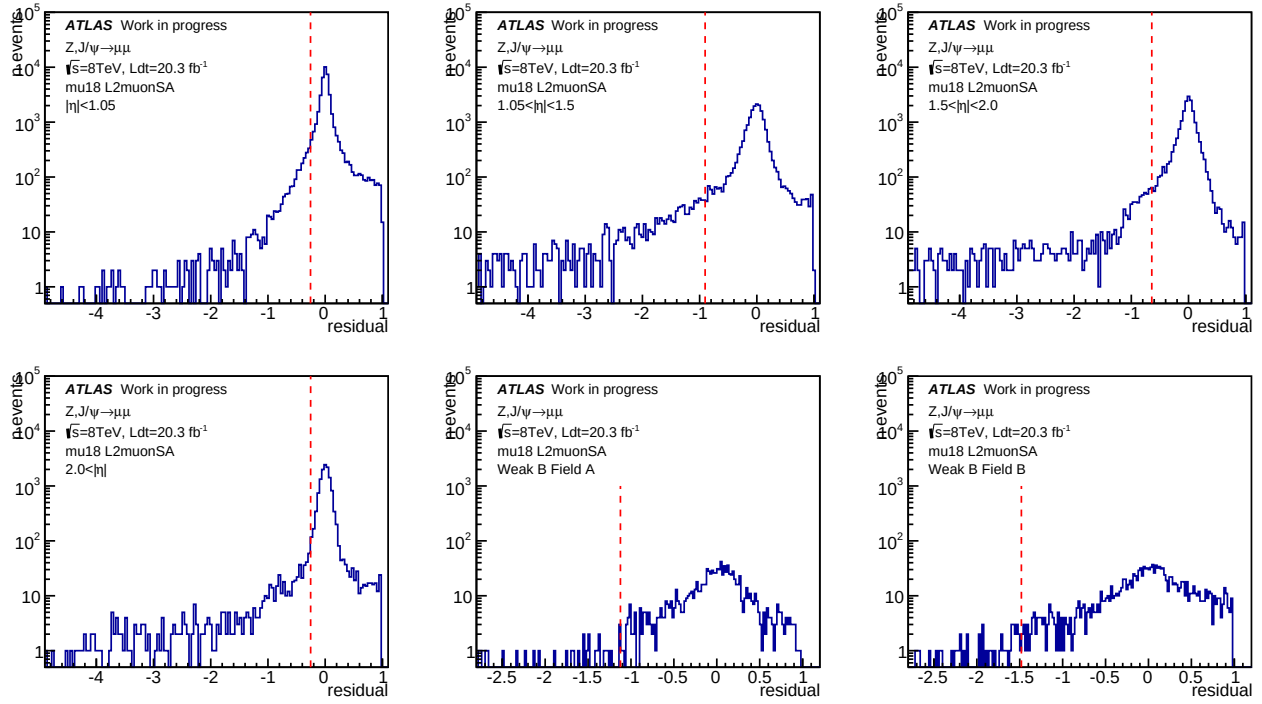
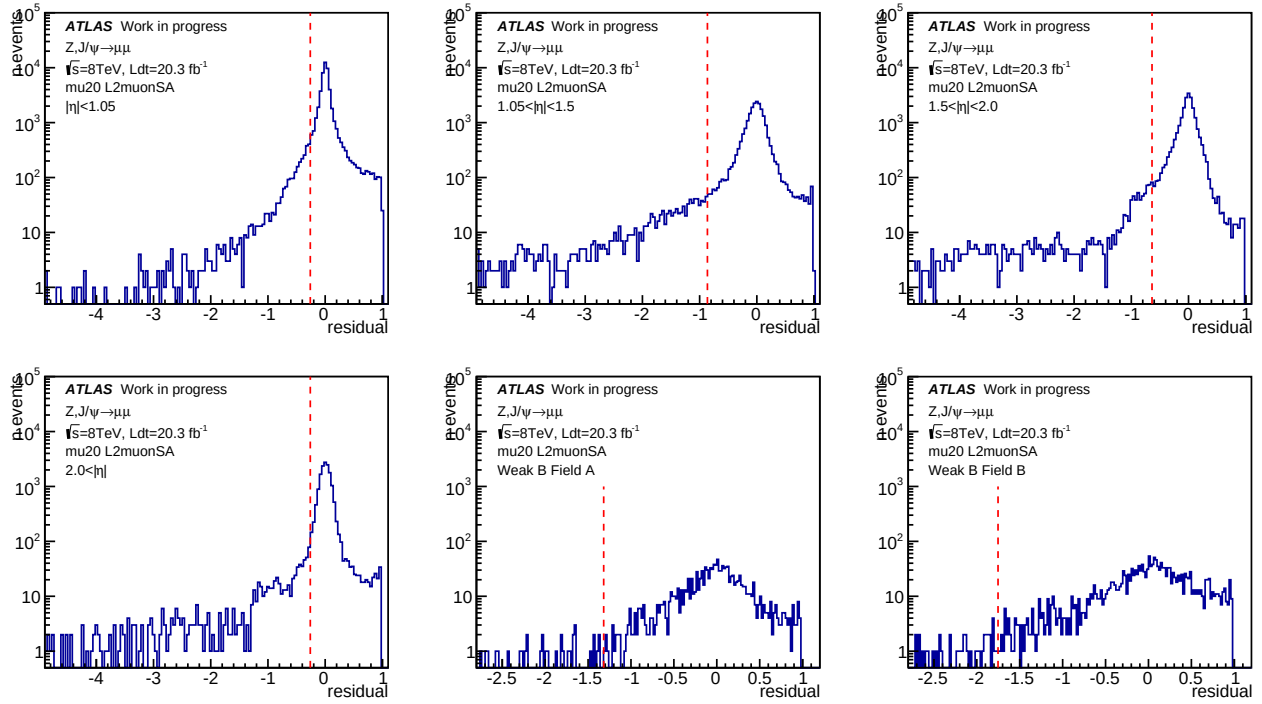
再設定された閾値 (表 5.3) は Run1 で使われていた閾値と比べて大きく変化している。特に $1.05 < |\eta| < 1.5$ は旧閾値と比べ非常に低い値となった。

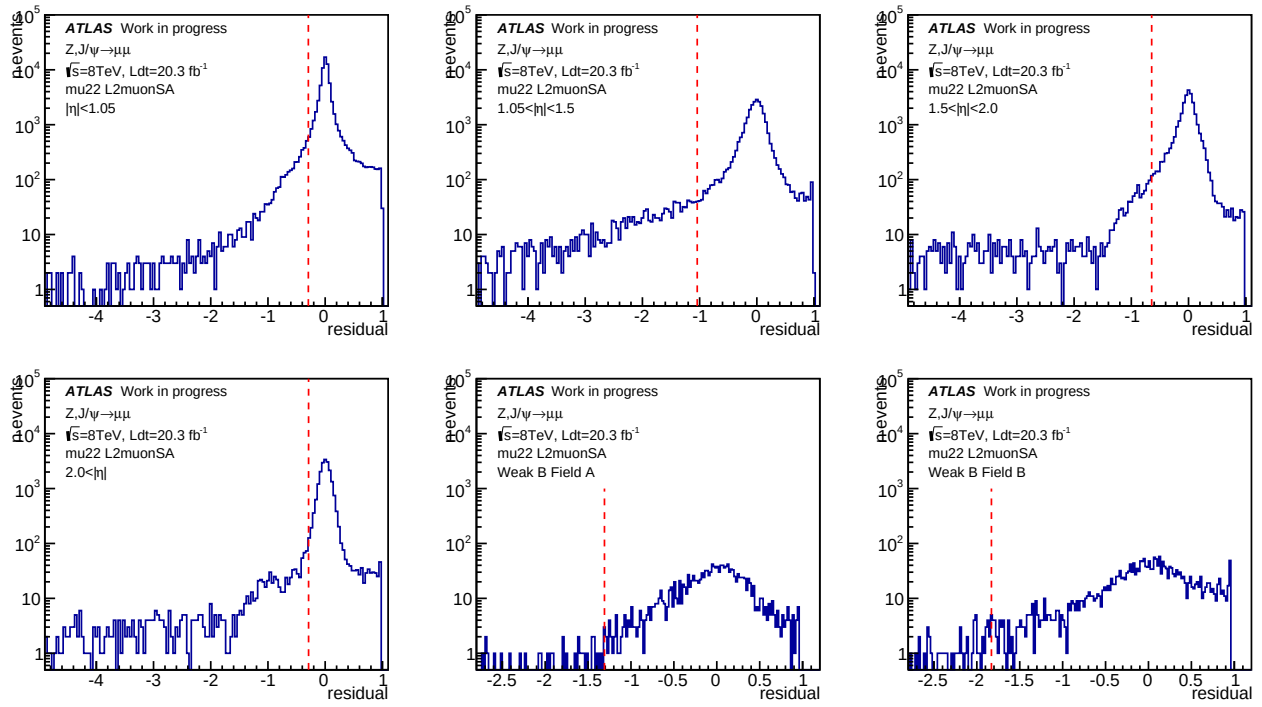
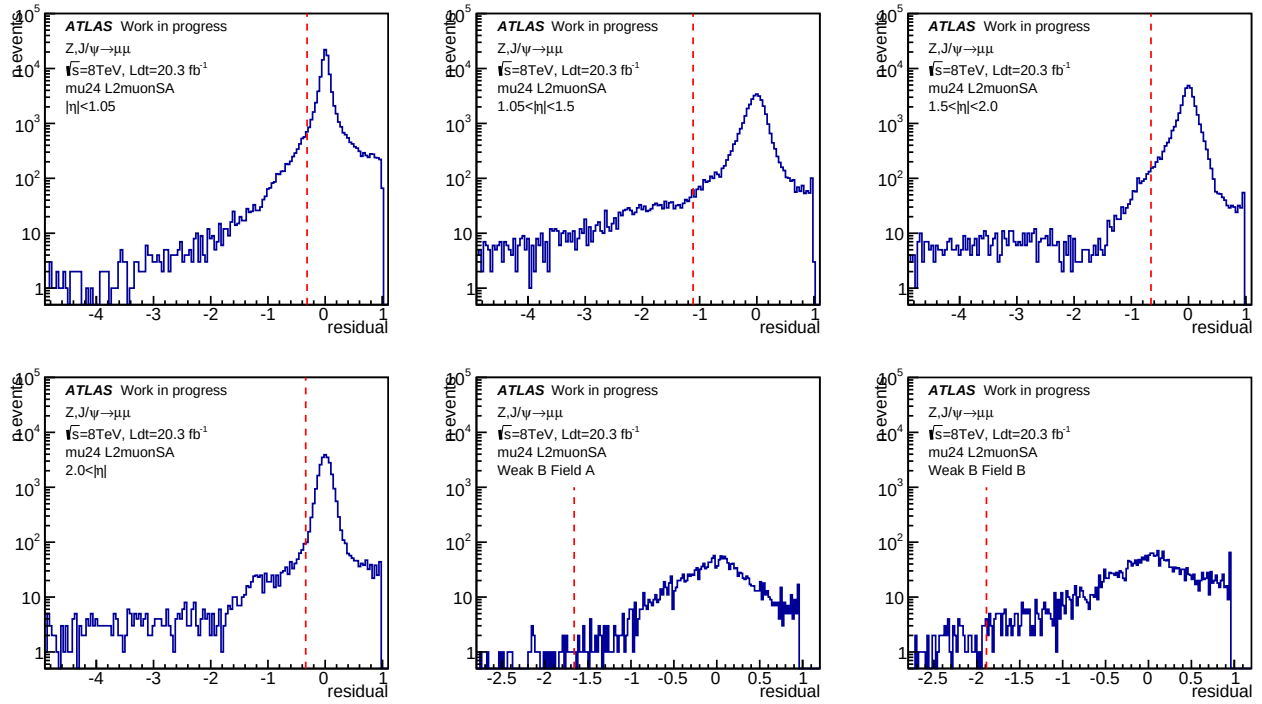
Run1 の L2-SA では要求される事象レートに余裕があり、 HLT_mu6 以上のトリガーチェーンについては全て HLT_mu6 に最適化された閾値を用いていた。後述するトリガーレートの確認などを行った結果、トリガーレートがかなり増大してしまうことはなかったため、本研究での新閾値の評価についても HLT_mu6 以上のチェーンについては一律 HLT_mu6 の閾値を用いることとした。実際に 2016 年 Run1 から新閾値もそのように導入される予定である。今後の実験の状況によってはさらなるレートの増大により今回定義した、 HLT_mu6 以上の閾値を用いる可能性も含めて検討が必要である。

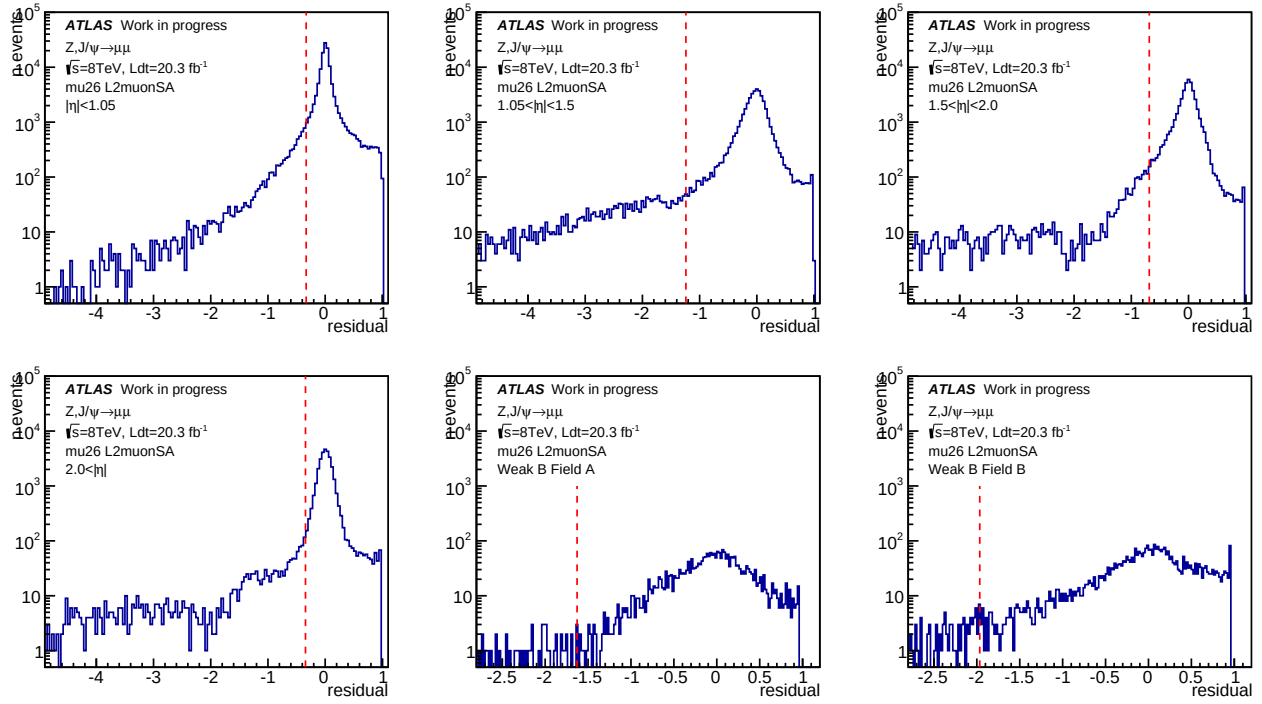
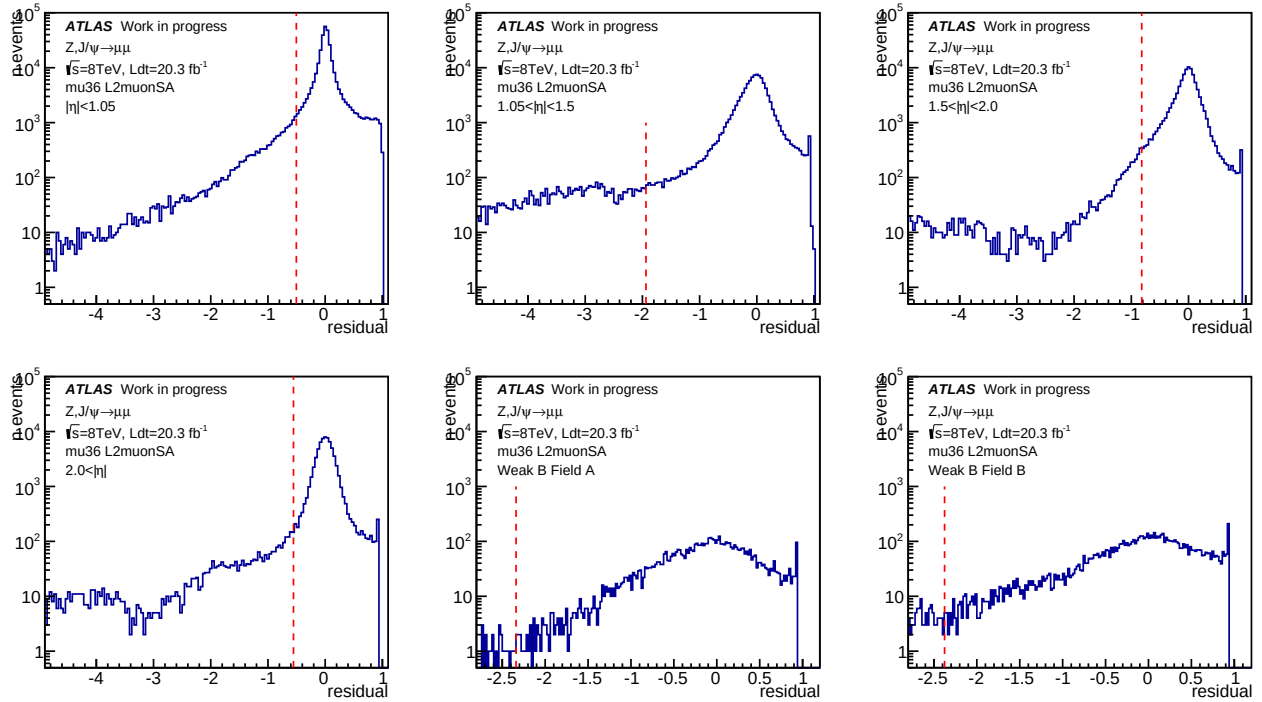
図 5.5 HLT_mu4 L2-SA residual 分布図 5.6 HLT_mu6 L2-SA residual 分布

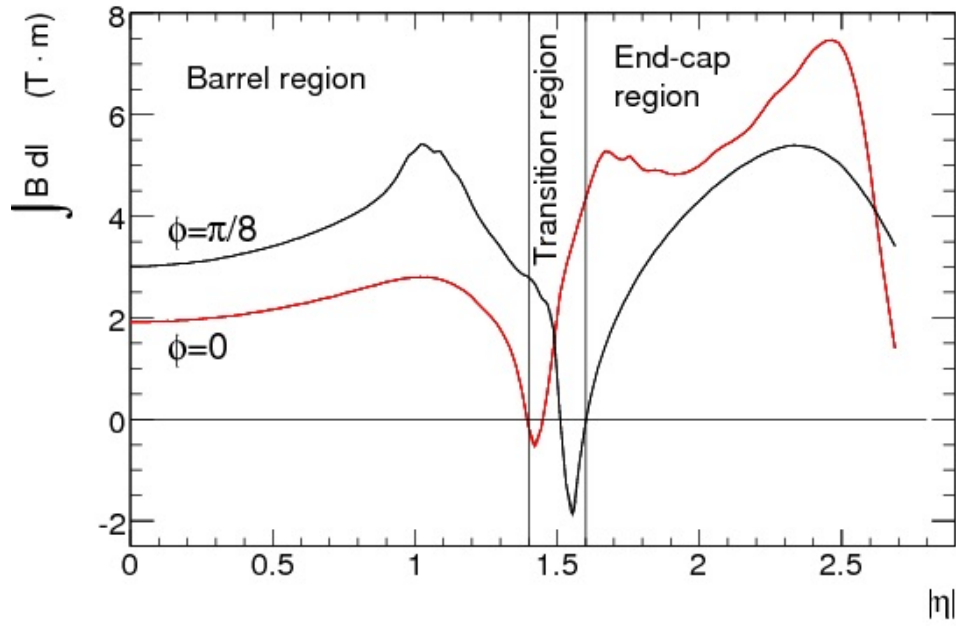
図 5.7 HLT_mu8 L2-SA residual 分布図 5.8 HLT_mu10 L2-SA residual 分布

図 5.9 HLT_mu13 L2-SA residual 分布図 5.10 HLT_mu14 L2-SA residual 分布

図 5.11 HLT_mu18 L2-SA residual 分布図 5.12 HLT_mu20 L2-SA residual 分布

図 5.13 HLT_mu22 L2-SA residual 分布図 5.14 HLT_mu24 L2-SA residual 分布

図 5.15 HLT_mu26 L2-SA residual 分布図 5.16 HLT_mu36 L2-SA residual 分布

図 5.17 ATLAS 実験の磁場の η 依存性 [13]

トリガーチェイン	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta $	Weak B field A	Weak B field B
<i>HLT_mu4(L1.MU4)</i>	3.38 (3.41)	1.25 (3.21)	3.17 (3.39)	3.41 (3.53)	2.72 (2.11)	1.58 (2.97)
<i>HLT_mu6(L1.MU6)</i>	5.17 (5.04)	3.25 (4.81)	4.69 (5.01)	5.14 (5.25)	3.91 (4.37)	2.22 (3.77)
<i>HLT_mu8(L1.MU6)</i>	6.63	5.17	6.39	6.81	4.65	3.26
<i>HLT_mu10(L1.MU10)</i>	8.28 (8.08)	6.35 (7.68)	7.19 (8.28)	8.58 (8.90)	5.96 (6.61)	4.24 (5.34)
<i>HLT_mu13(L1.MU10)</i>	10.42 (10.00)	7.16 (9.33)	7.81 (10.28)	10.80 (11.42)	6.65 (6.81)	4.64 (6.97)
<i>HLT_mu14(L1.MU10)</i>	11.15	7.58	8.43	11.61	6.78	5.03
<i>HLT_mu18(L1.MU15)</i>	14.33 (12.95)	9.45 (12.32)	10.96 (13.92)	14.35 (15.51)	8.48 (9.01)	7.26 (9.83)
<i>HLT_mu20(L1.MU20)</i>	15.87 (13.94)	10.73 (13.50)	12.21 (15.28)	15.87 (16.79)	8.63 (10.15)	7.26 (11.88)
<i>HLT_mu22(L1.MU20)</i>	17.00 (14.85)	10.77 (14.48)	13.38 (16.36)	17.05 (18.45)	9.53 (10.72)	7.77 (12.54)
<i>HLT_mu24(L1.MU15)</i>	18.24 (15.68)	11.35 (15.51)	14.49 (17.49)	17.91 (19.82)	9.02 (11.66)	8.31 (13.97)
<i>HLT_mu26(L1.MU20)</i>	19.52	11.61	15.42	19.35	9.89	8.77
<i>HLT_mu36(L1.MU15)</i>	23.94 (17.83)	12.25 (18.32)	19.80 (20.46)	23.17 (23.73)	10.78 (14.41)	10.66 (17.43)

表 5.3 L2-SA での p_T 閾値 [GeV]。旧閾値がある場合は括弧内に旧閾値を示す。

L2-CB

L2-SA に対する閾値を最適化した上で再度 L2-SA のトリガー判定を行い、それを通過したミュオン候補を用いて L2-CB の閾値の最適化を同じ手順で行った。図 5.18～5.29 に L2-CB で再構成された p_T とオフラインミュオンの p_T の residual 分布を、表 5.4 に閾値の変化を、それぞれ各チェーンについて示す。

L2-CB は内部飛跡情報を用いるため L2-SA に比べて p_T の再構成精度が高く、全領域で residual 分布の幅も狭くなっている。そのため、それによって得られる新閾値も位置依存性が少ない。 p_T 再構成精度がこのように高いため、L2-CB 以降では特に磁場の弱い領域 (Weak B Field A,B) を定義せずに、4つの領域にのみ分けて新閾値を決定した。

また L2-CB でも L2-SA 同様に residual=1 付近に小さなピークが見られる。このようなイベントのほとんどすべてが、L2-SA でも p_T 再構成に失敗し実際のオフラインミュオンと比べて大きな p_T を計算している。L2-CB は L2-SA の結果を用いて p_T を計算するため、L2-SA での測定ミスが L2-CB まで影響していると考えられる。

旧閾値は特に、低い運動量のトリガーチェーンについては、今回 J/ψ Tag&Probe を用いることによって、より精度良く決定することができた。また、高い運動量のトリガーチェーンについては閾値の変化はほぼなく、今まで用いられていたものが適切であったことが確認できた。

L2-CB でも L2-SA と同様、 HLT_mu22 以上のトリガーチェーンでは 22 GeV に対応する閾値を一律で用いており、今回の新閾値でもトリガーレートを確認した上で同様に設定した。

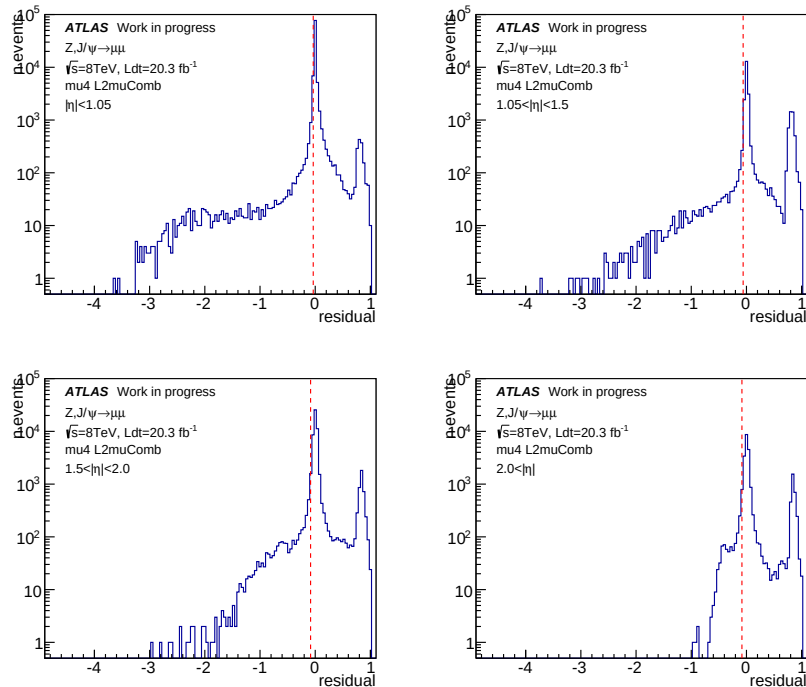
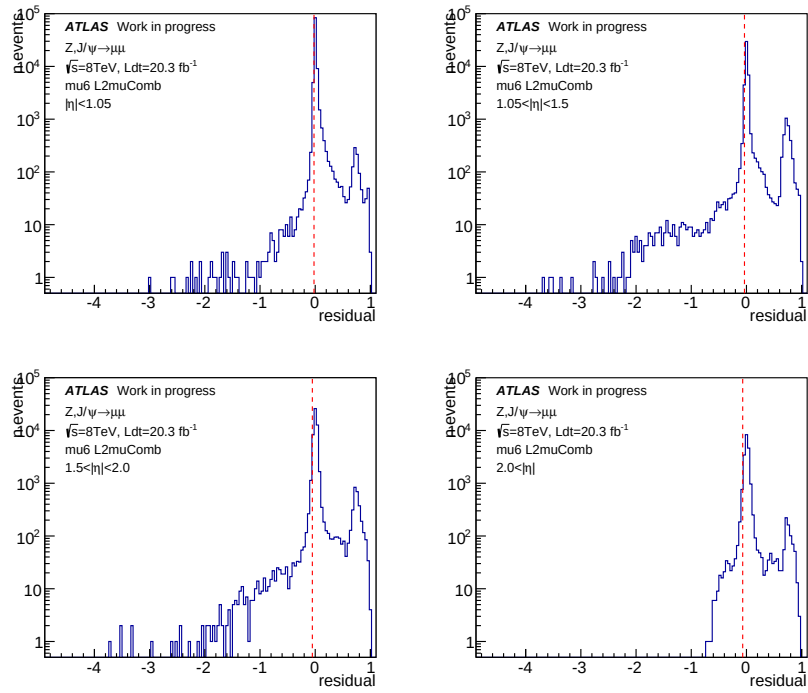
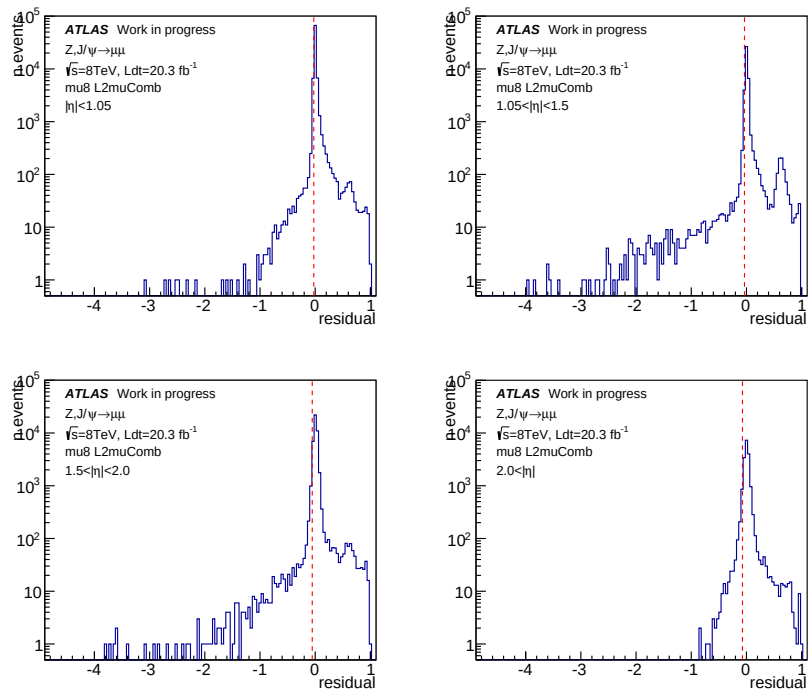
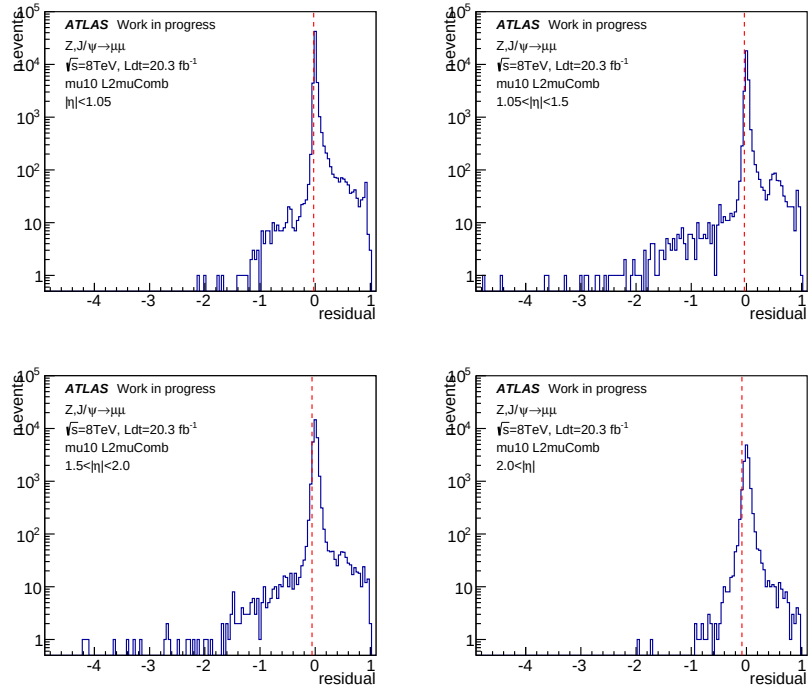
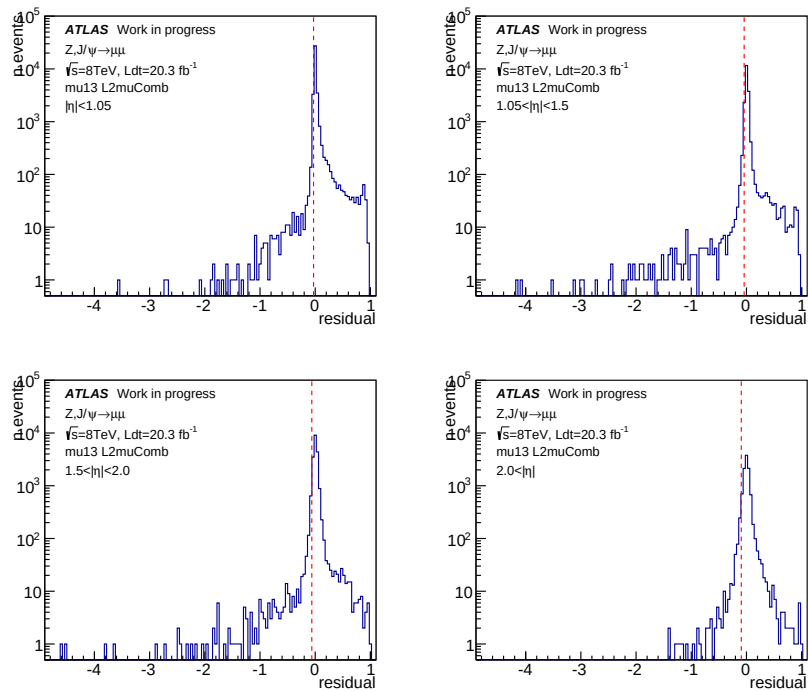
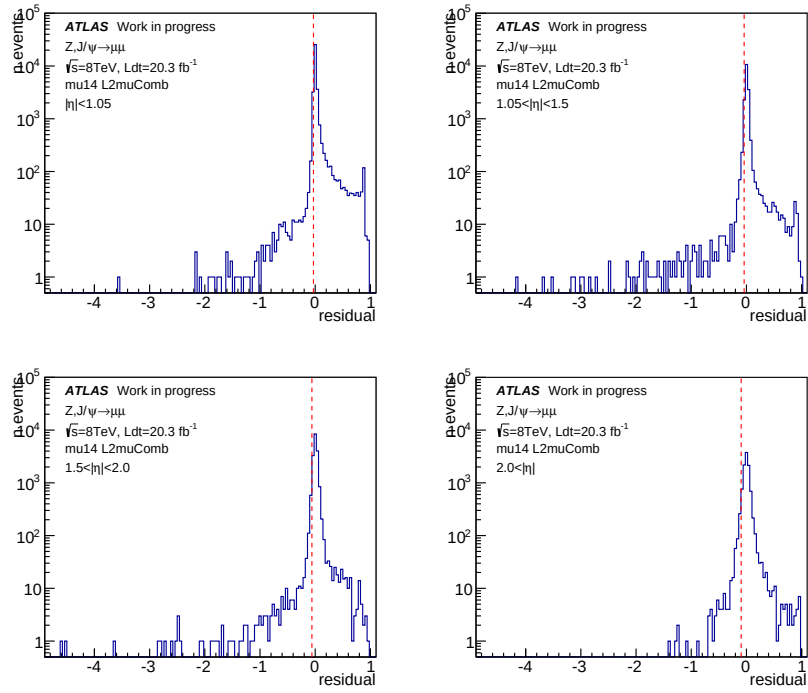
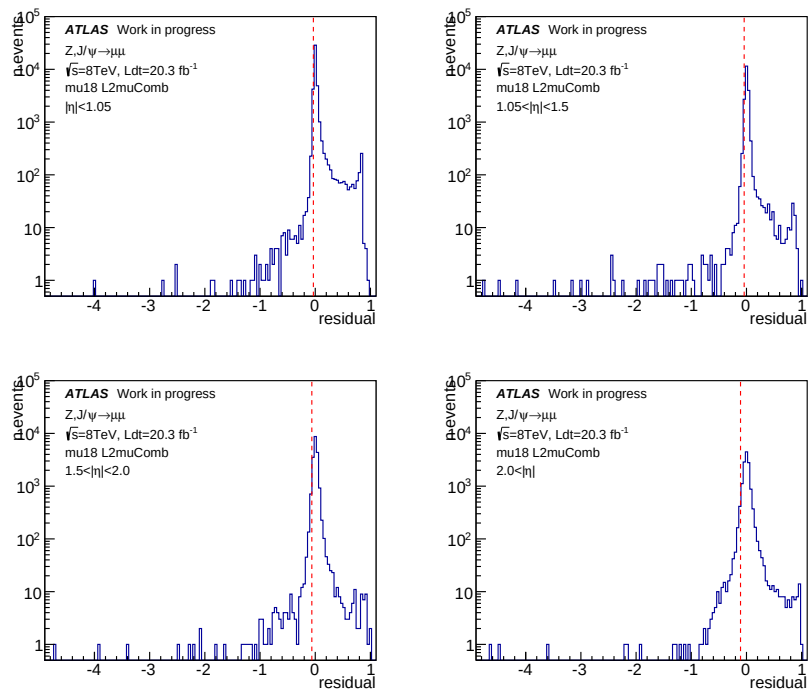
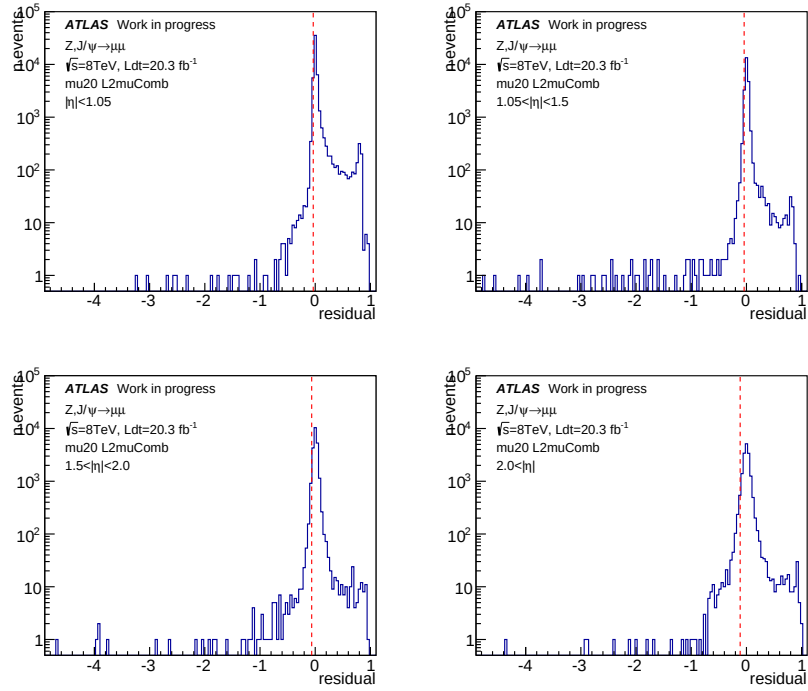
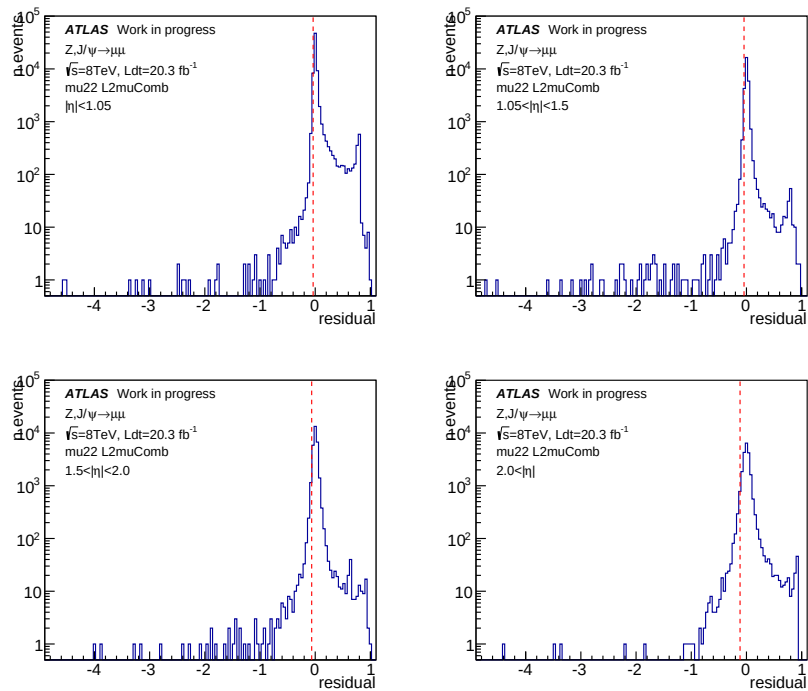


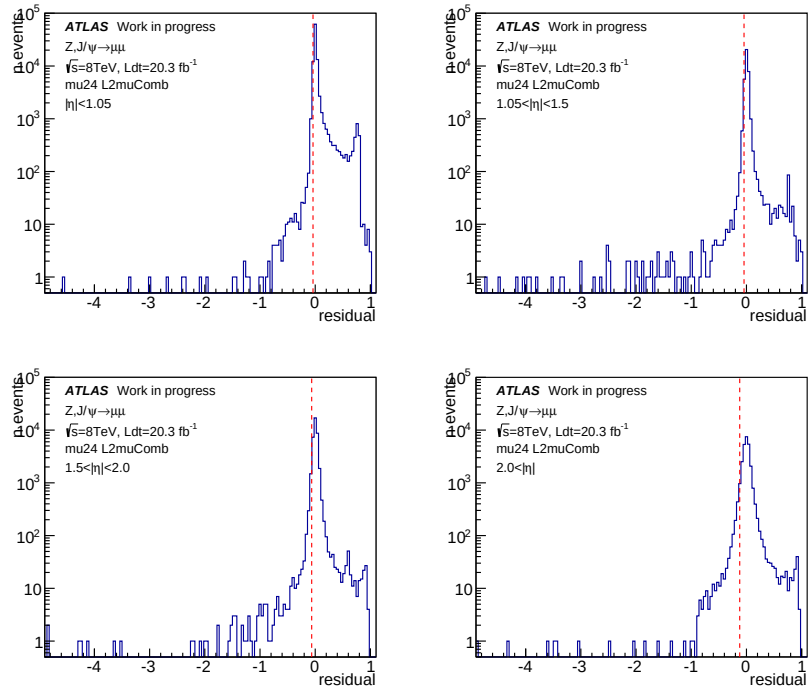
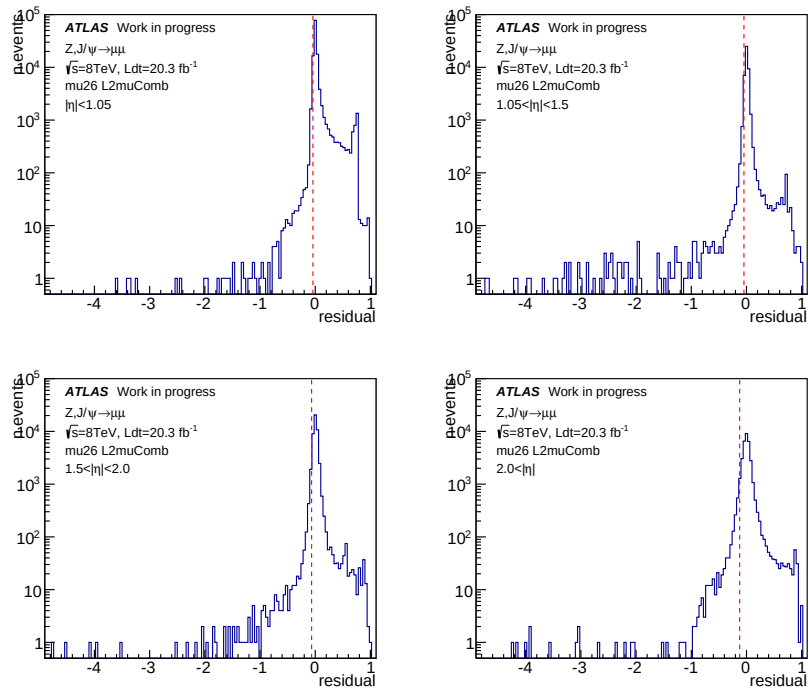
図 5.18 HLT_mu4 L2-CB residual 分布

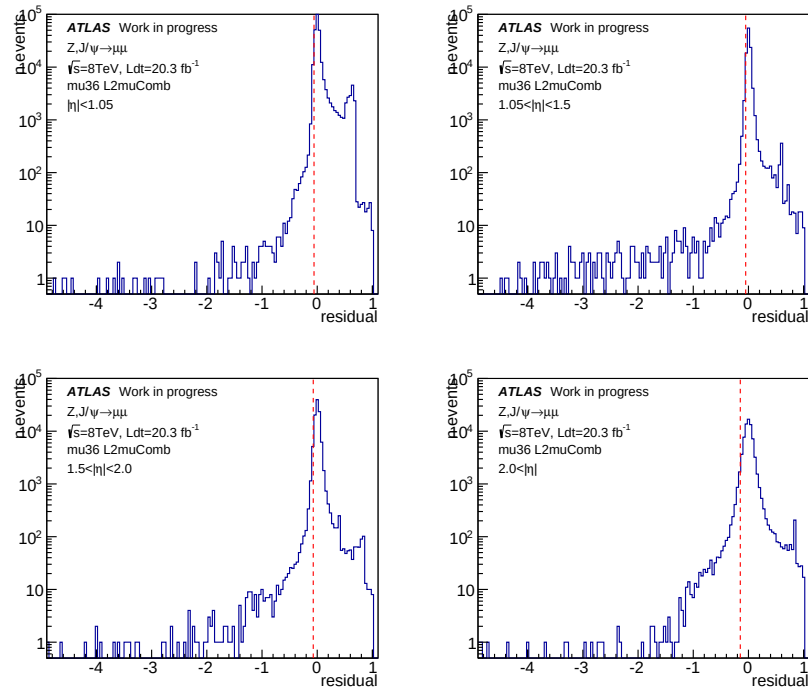
図 5.19 HLT_mu6 L2-CB residual 分布図 5.20 HLT_mu8 L2-CB residual 分布

図 5.21 HLT_mu10 L2-CB residual 分布図 5.22 HLT_mu13 L2-CB residual 分布

図 5.23 HLT_mu14 L2-CB residual 分布図 5.24 HLT_mu18 L2-CB residual 分布

図 5.25 HLT_mu20 L2-CB residual 分布図 5.26 HLT_mu22 L2-CB residual 分布

図 5.27 HLT_mu24 L2-CB residual 分布図 5.28 HLT_mu26 L2-CB residual 分布

図 5.29 HLT_mu36 L2-CB residual 分布

トリガーチェーン	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta $
$HLT_mu4(L1_MU4)$	3.86 (2.0)	3.77 (2.5)	3.69 (2.5)	3.70 (2.5)
$HLT_mu6(L1_MU6)$	5.87 (5.8)	5.79 (5.8)	5.70 (5.8)	5.62 (5.6)
$HLT_mu8(L1_MU6)$	7.80 (7.8)	7.72 (7.7)	7.59 (7.7)	7.46 (7.7)
$HLT_mu10(L1_MU10)$	9.73 (9.8)	9.63 (9.5)	9.45 (9.6)	9.24 (9.7)
$HLT_mu13(L1_MU10)$	12.62 (12.6)	12.48 (12.2)	12.24 (12.2)	11.88 (12.4)
$HLT_mu14(L1_MU10)$	13.57 (13.6)	13.44 (13.1)	13.21 (13.1)	12.77 (13.5)
$HLT_mu18(L1_MU15)$	17.41 (17.5)	17.27 (16.6)	16.95 (16.6)	16.25 (16.8)
$HLT_mu20(L1_MU20)$	19.31 (19.5)	19.19 (18.5)	18.80 (18.5)	17.95 (18.5)
$HLT_mu22(L1_MU20)$	21.19 (21.4)	21.07 (20.3)	20.68 (20.3)	19.71 (20.1)
$HLT_mu24(L1_MU15)$	23.08 (23.2)	22.99 (22.2)	22.56 (22.2)	21.39 (21.8)
$HLT_mu26(L1_MU20)$	24.95 (25.3)	24.86 (24.1)	24.39 (24.1)	23.13 (23.5)
$HLT_mu36(L1_MU15)$	34.03 (34.2)	34.29 (33.6)	33.58 (33.6)	31.36 (32.1)

表 5.4 L2-CB での p_T 閾値 [GeV]。旧閾値がある場合は括弧内に旧閾値を示す。

EF

L2-SA、L2-CB で新閾値によるトリガー判定を再度行いそれを通過したオンラインミューオンを対象にして EF 閾値の最適化を行った。

EF での各トリガーチェーンでの residual 分布 (図 5.30~5.41) は領域ごとの大きな違いはなく、L2-SA、L2-CB と比較しても幅がかなり狭くなっている。前段の L2-CB まで見られていた residual=1 付近の小さなピークも EF では消えており、 p_T 再構成の精度がかなり高いことがわかる。見積もられた閾値についても、すべてのトリガーチェーンで大きな変化はなく Run1 で使われていた閾値が適切であったことが確認できた。

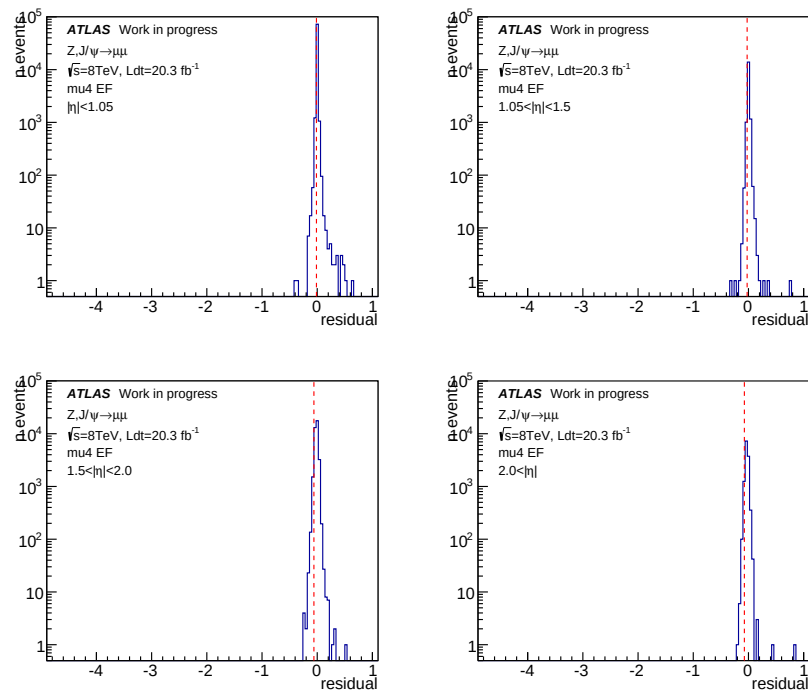
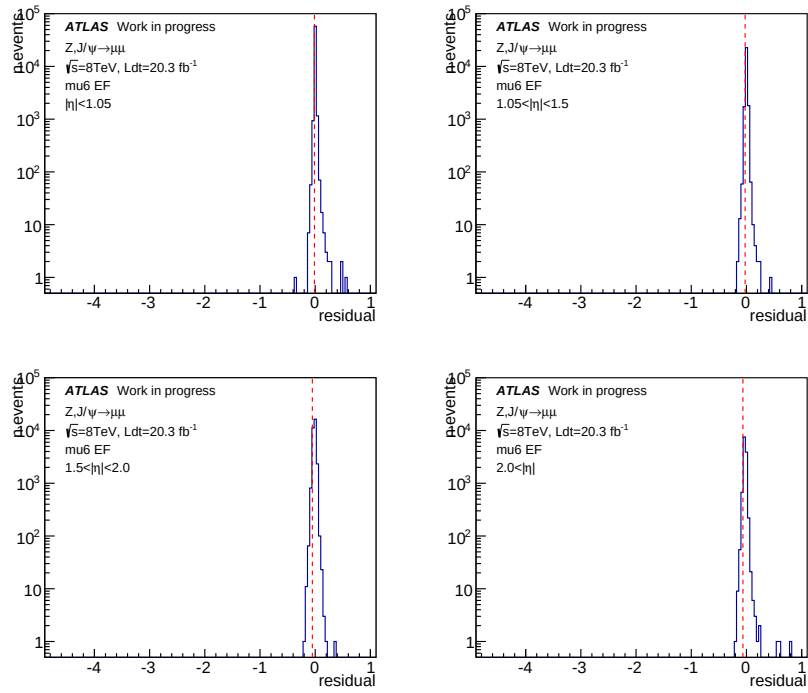
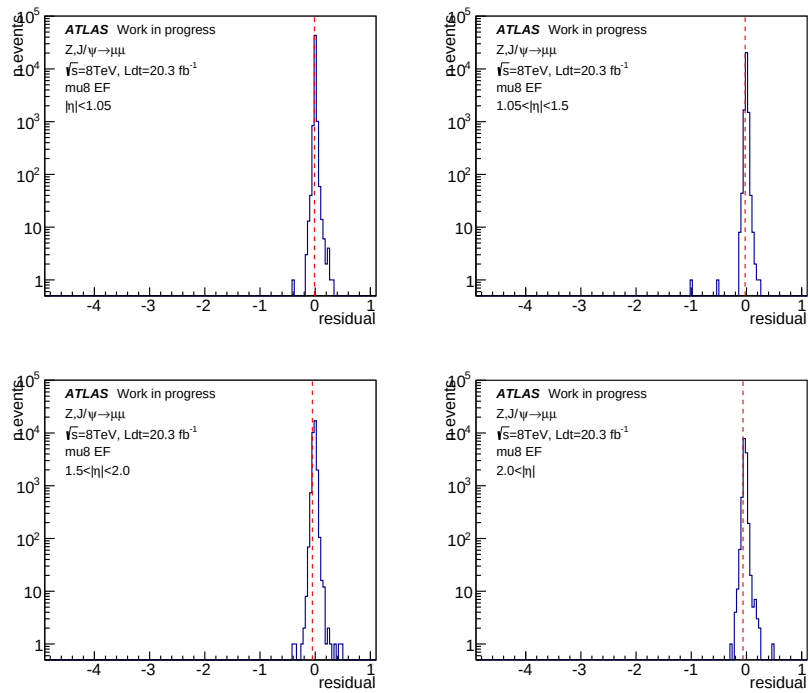
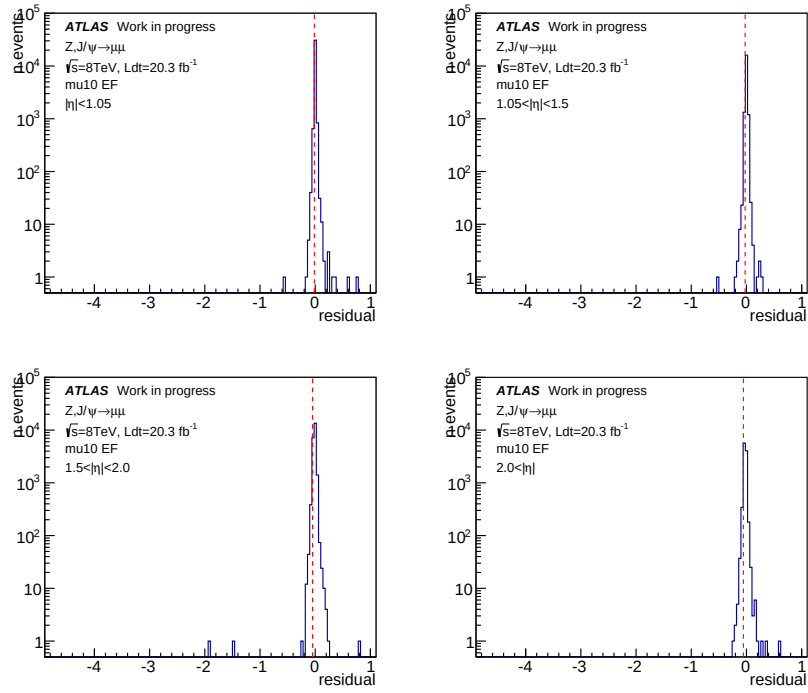
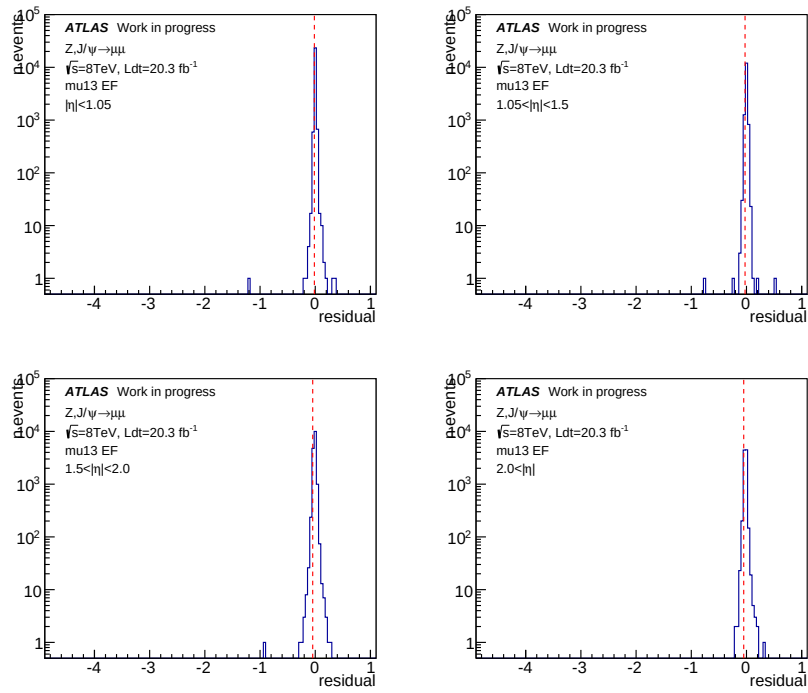
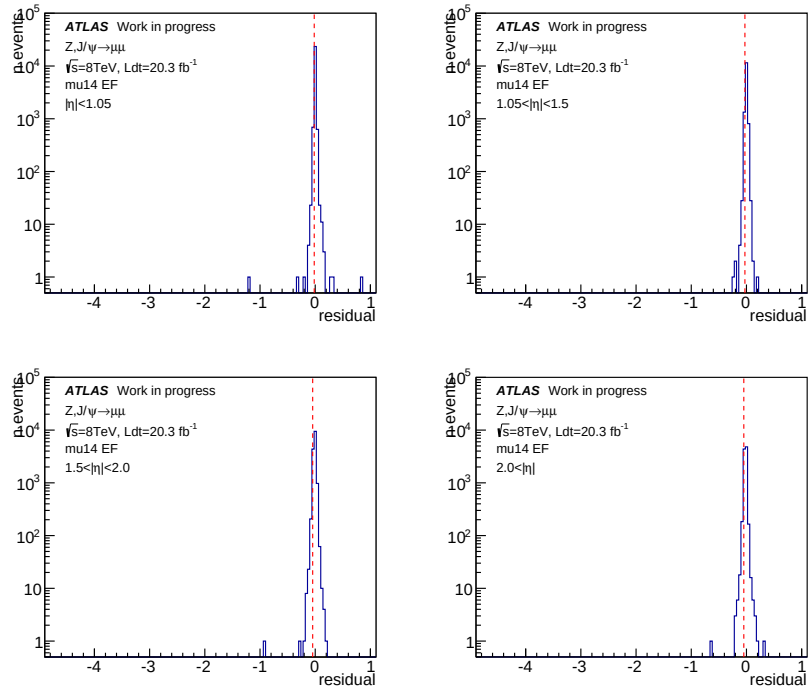
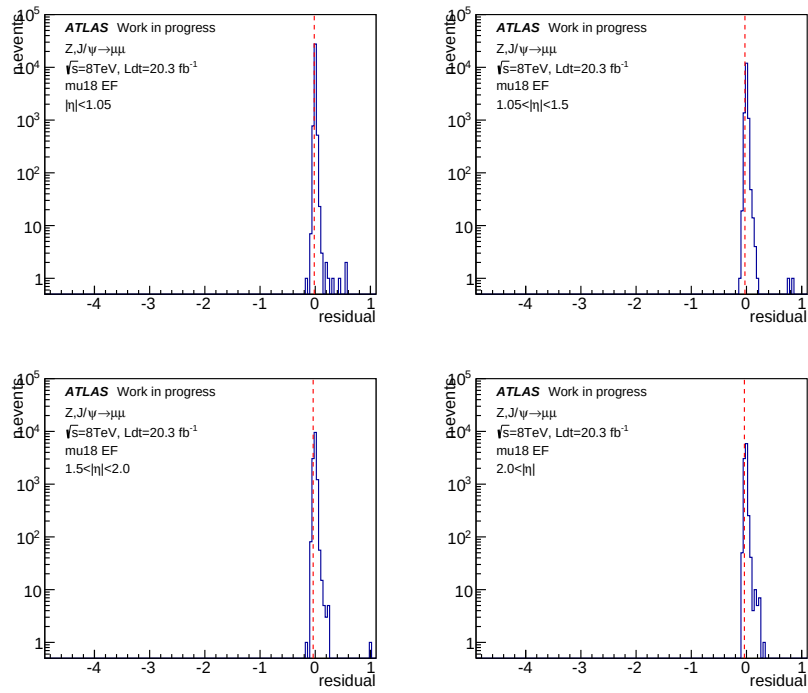


図 5.30 HLT_mu4 EF residual 分布

図 5.31 HLT_mu6 EF residual 分布図 5.32 HLT_mu8 EF residual 分布

図 5.33 HLT_mu4 EF residual 分布図 5.34 HLT_mu13 EF residual 分布

図 5.35 HLT_mu14 EF residual 分布図 5.36 HLT_mu18 EF residual 分布

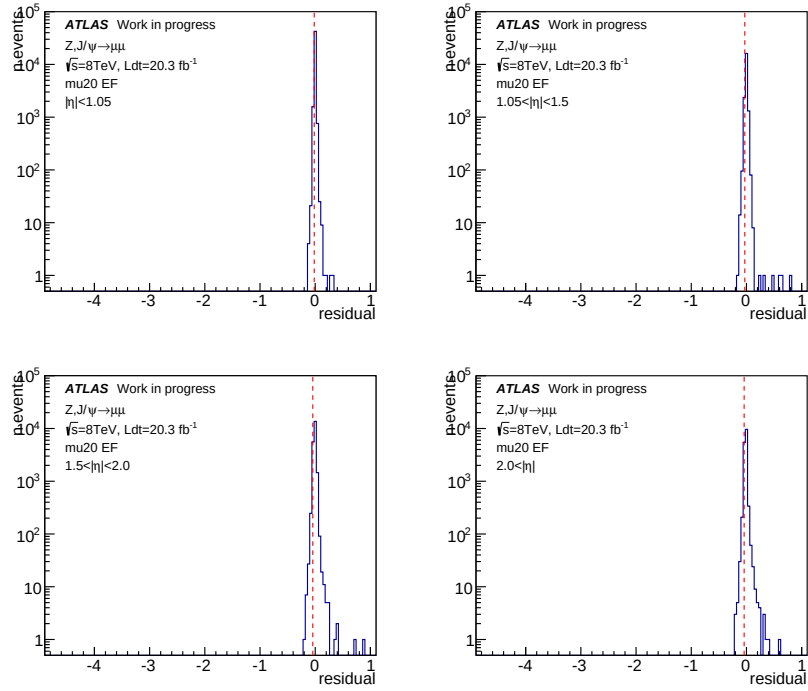


図 5.37 HLT_mu20 EF residual 分布

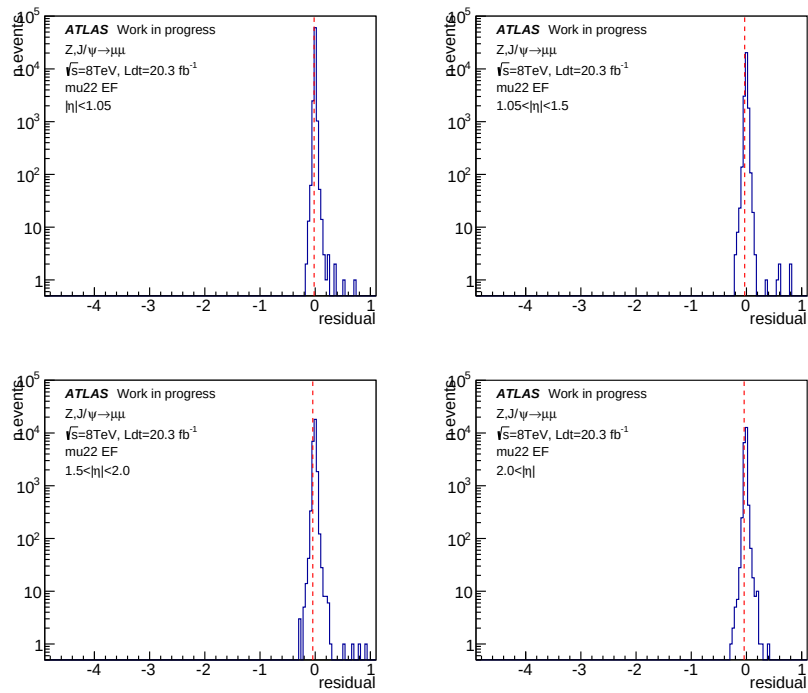
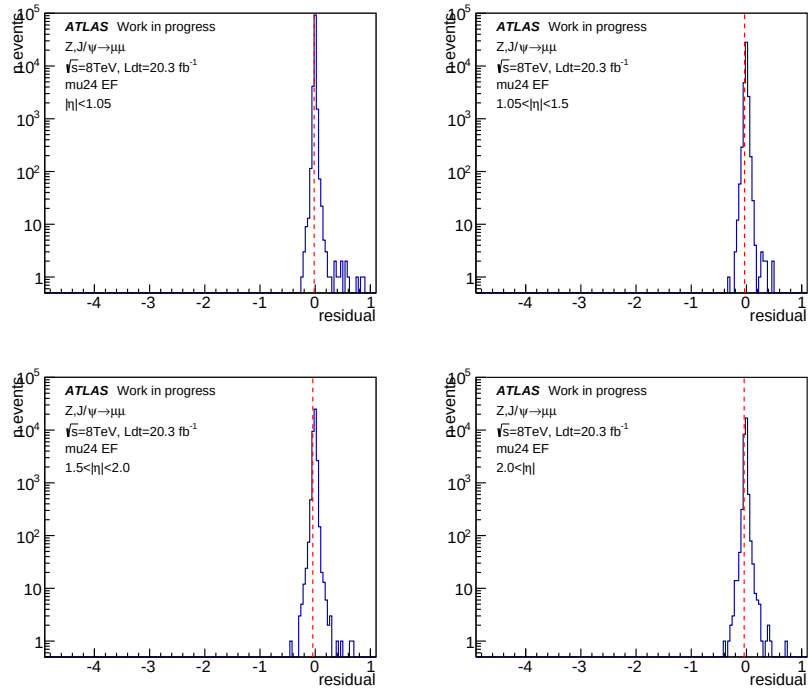
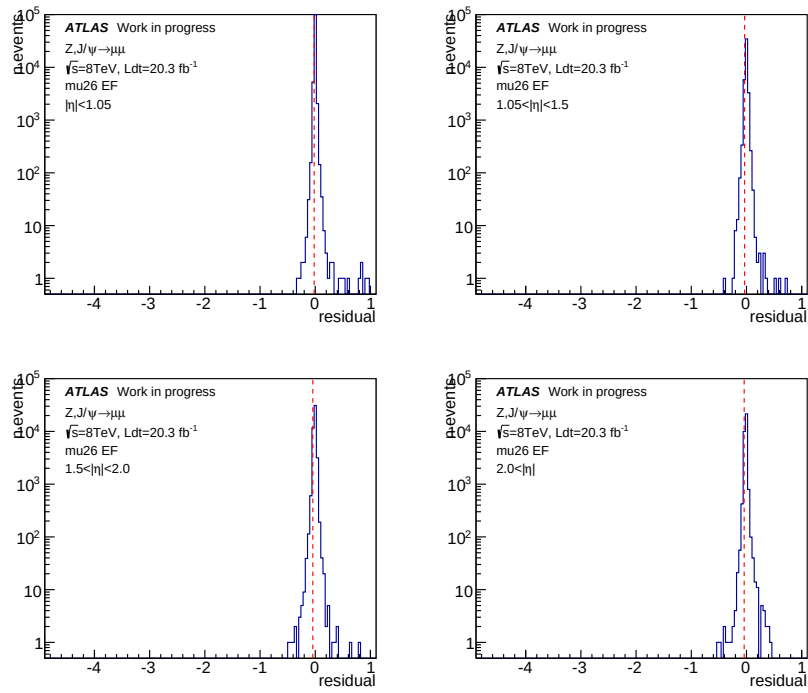
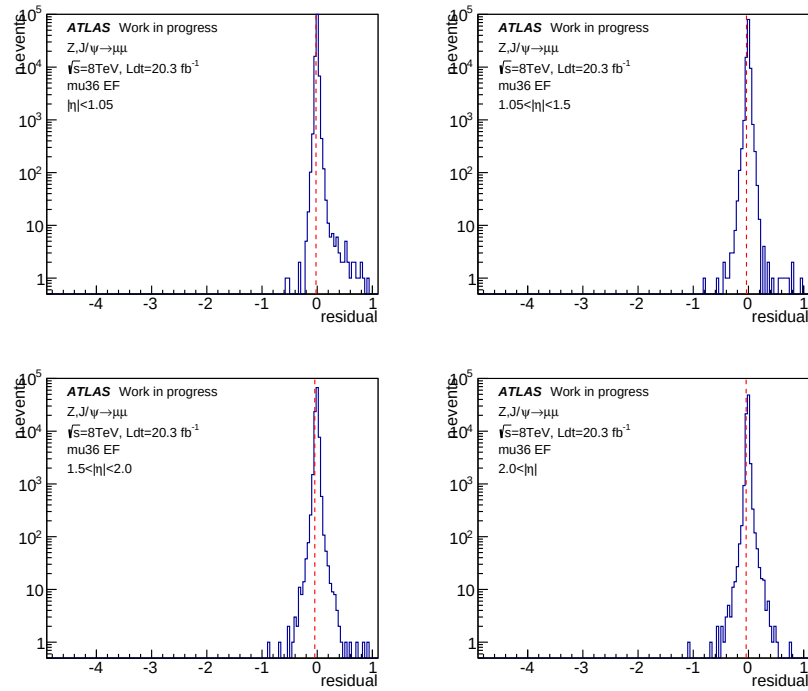


図 5.38 HLT_mu22 EF residual 分布

図 5.39 HLT_mu24 EF residual 分布図 5.40 HLT_mu26 EF residual 分布

図 5.41 HLT_mu36 EF residual 分布

トリガーチェーン	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta $
$HLT_mu4(L1_MU4)$	3.94 (3.93)	3.91 (3.91)	3.77 (3.88)	3.72 (3.88)
$HLT_mu6(L1_MU6)$	5.92 (5.88)	5.86 (5.81)	5.70 (5.78)	5.64 (5.76)
$HLT_mu8(L1_MU6)$	7.89 (7.82)	7.81 (7.74)	7.60 (7.70)	7.53 (7.72)
$HLT_mu10(L1_MU10)$	9.84 (9.77)	9.77 (9.67)	9.54 (9.62)	9.47 (9.57)
$HLT_mu13(L1_MU10)$	12.80 (12.67)	12.67 (12.55)	12.43 (12.49)	12.38 (12.46)
$HLT_mu14(L1_MU10)$	13.75 (13.65)	13.62 (13.52)	13.38 (13.46)	13.36 (13.42)
$HLT_mu18(L1_MU15)$	17.68 (17.53)	17.51 (17.39)	17.34 (17.34)	17.34 (17.28)
$HLT_mu20(L1_MU20)$	19.65 (19.47)	19.42 (19.33)	19.16 (19.30)	19.19 (19.22)
$HLT_mu22(L1_MU20)$	21.57 (21.40)	21.32 (21.27)	21.07 (21.25)	21.11 (21.16)
$HLT_mu24(L1_MU15)$	23.53 (23.34)	23.21 (23.19)	22.99 (23.14)	23.03 (23.06)
$HLT_mu26(L1_MU20)$	25.49 (25.29)	25.15 (25.15)	24.90 (25.14)	24.95 (25.05)
$HLT_mu36(L1_MU15)$	35.23 (34.96)	34.75 (34.78)	34.48 (34.69)	34.55 (34.63)

表 5.5 EF での p_T 閾値 [GeV]。旧閾値がある場合は括弧内に旧閾値を示す。

5.4 Run1 データを用いたレートの確認

閾値の値を再設定することによるトリガーレートの変化を、Run1 で取得された Enhanced bias のデータを用いて見積もった。Enhanced bias のデータとは、低い L1 の要求のみで HLT を要求せずに取得されたデータを表す。Run1 の最後の短い期間で取得された。通常のデータはトリガー要求を満たしたもののみ記録されているため、改めてトリガーレートを見積もることはできない。Enhanced bias のデータはトリガー要求がほとんどかかっていないため、トリガーレートの予測などに用いられている。

新旧の閾値それぞれに対して、各トリガーレベルを通過するイベント数を求めて、閾値変更によるレートの変化率を求めた。その結果を表 5.6 に示す。L2-SA では特に $1.05 < |\eta| < 1.5$ の領域で閾値が大きく下がり、その他の領域でも全体的に閾値が低くなったものが多かったため、L2-SA 通過時のトリガーレートは旧閾値と比べて 1.02～1.03 倍程度になると見積もられた。

L2-CB では、L2-SA での閾値が緩くなったこと、もともとの閾値が大まかに決められていたこともあり、最適化された閾値は全体的に高くなった。この影響で L2-CB 通過時の事象レートは *HLT_mu8*, *10*, *14* ではやや上昇するものの、その他のチェーンでは現状維持、もしくは 1～2% の削減が見込まれることがわかった。この段階のレート削減によって後段に処理の余裕を与えることができる。

最終的な EF 通過事象レートは *HLT_mu10* についてのみ旧閾値と比べ 1% 上昇するものの、*HLT_mu8*, *HLT_mu14*, *HLT_mu36* では現状維持、その他のチェーンでは 1～2% 程度レートを削減できることがわかった。

トリガーレベル	L1 通過数	L2-SA 通過数	L2-CB 通過数	EF 通過数
<i>HLT_mu4 (L1_MU4)</i> 旧 新 レート変化	1506055	885979 (58.8%)	406873 (27.0%)	366408 (24.3%)
	1506055	912522 (60.6%)	399091 (26.5%)	363781 (24.2%)
		1.03 倍	0.98 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu6 (L1_MU6)</i> 旧 新 レート変化	1225256	550097 (44.9%)	232516 (19.0%)	214187 (17.5%)
	1225256	562829 (45.9%)	232783 (19.0%)	211622 (17.3%)
		1.02 倍	1.00 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu8 (L1_MU6)</i> 旧 新 レート変化	1225256	550097 (44.9%)	141939 (11.6%)	127290 (10.4%)
	1225256	562829 (45.9%)	144267 (11.8%)	127718 (10.4%)
		1.02 倍	1.02 倍	1.00 倍
<i>HLT_mu10 (L1_MU10)</i> 旧 新 レート変化	625554	409254 (65.4%)	85236 (13.6%)	74887 (12.0%)
	625554	415402 (66.4%)	87600 (14.0%)	75340 (12.0%)
		1.02 倍	1.03 倍	1.01 倍
<i>HLT_mu13 (L1_MU10)</i> 旧 新 レート変化	625554	409254 (65.4%)	43314 (6.9%)	34079 (5.4%)
	625554	415402 (66.4%)	43372 (6.9%)	33612 (5.4%)
		1.02 倍	1.00 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu14 (L1_MU10)</i> 旧 新 レート変化	625554	409254 (65.4%)	34078 (5.4%)	25932 (4.1%)
	625554	415402 (66.4%)	34288 (5.5%)	25807 (4.1%)
		1.02 倍	1.01 倍	1.00 倍
<i>HLT_mu18 (L1_MU15)</i> 旧 新 レート変化	316572	289316 (91.4%)	14454 (4.6%)	9971 (3.1%)
	316572	295174 (93.2%)	14164 (4.5%)	9759 (3.1%)
		1.02 倍	0.98 倍	0.98 倍
<i>HLT_mu20 (L1_MU20)</i> 旧 新 レート変化	222346	201904 (90.8%)	9683 (4.4%)	6733 (3.0%)
	222346	206129 (92.7%)	9626 (4.3%)	6669 (3.0%)
		1.02 倍	0.99 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu22 (L1_MU20)</i> 旧 新 レート変化	222346	201904 (90.8%)	7541 (3.4%)	4893 (2.2%)
	222346	206129 (92.7%)	7423 (3.3%)	4860 (2.2%)
		1.02 倍	0.98 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu24 (L1_MU15)</i> 旧 新 レート変化	316572	289316 (91.4%)	8119 (2.6%)	3877 (1.2%)
	316572	295174 (93.2%)	8005 (2.5%)	3848 (1.2%)
		1.02 倍	0.99 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu26 (L1_MU20)</i> 旧 新 レート変化	222346	201904 (90.8%)	7541 (3.4%)	2951 (1.3%)
	222346	206129 (92.7%)	7423 (3.3%)	2936 (1.3%)
		1.02 倍	0.98 倍	0.99 倍
<i>HLT_mu36 (L1_MU15)</i> 旧 新 レート変化	316572	289316 (91.4%)	8119 (2.6%)	1168 (0.4%)
	316572	295174 (93.2%)	8005 (2.5%)	1163 (0.4%)
		1.02 倍	0.99 倍	1.00 倍

表 5.6 新旧閾値でのトリガーレートの変化率。1,2 行目の数字は対象のトリガーレベルを通過して残ったイベント数、カッコ内は L1 の事象数との比、3 行目は予想されるレートの変化を表す。

5.5 Run2 データを用いた新閾値の評価

Run1 データにより新閾値を設定した後、その閾値による 2015 年 Run2 でのトリガー効率を評価した。今回は 2015 年に重心系エネルギー 13 TeV で取得された 3.4fb^{-1} のデータを用い、Run2 で用いられている以下のトリガーチェーンについて確認した。

- *HLT_mu4* (*L1-MU4*)
- *HLT_mu6* (*L1-MU6*)
- *HLT_mu10* (*L1-MU10*)
- *HLT_mu14* (*L1-MU10*)
- *HLT_mu18* (*L1-MU15*)
- *HLT_mu20_loose_L1MU15* (*L1-MU15*)
- *HLT_mu24_loose_L1MU15* (*L1-MU15*)
- *HLT_mu26_medium* (*L1-MU20*)

それぞれのチェーンについて各トリガーレベルごと (L2-SA、L2 全体、HLT 全体) に、バレル領域とエンドキャップ領域の 2 つにわけて評価している。L2-CB 単体、EF 単体のトリガー効率の比較は、それより前段のレベルの効率が変化しているため重要ではないため、本論文には示していない。今回は L2-SA、L2(L2-SA+L2-CB)、HLT(L2-SA+L2-CB+EF) の 3 つについて、Run1 で使われていた旧閾値の場合のトリガー効率と今回最適化を行った結果の新閾値の場合のトリガー効率を重ねて表記し、それぞれのトリガー効率の比も計算した。

トリガー効率の良し悪しはプラトーの効率の高さとターンオンの鋭さで決まる。プラトーとは閾値よりも高い p_T 領域で効率が一定になっている領域を指し、ターンオンは閾値付近の効率が立ち上がる部分を指す。プラトー効率が高く、ターンオンの傾きが鋭いほど、良いトリガーであると言える。

このトリガー効率の評価にも Z 、 J/ψ Tag&Probe を用いた。Run1 データを用いた閾値最適化の際に要求した trigger は、Run2 では稼働しておらず、 Z Tag&Probe に対しては *HLT_mu20_loose_L1MU15* を、 J/ψ Tag&Probe に対しては *HLT_mu18_2mu4_JpsimumuL2* と *HLT_mu18_2mu0noL1_JpsimumuFS* を組み合わせて用いた。基本的な手法は閾値最適化時と同様である。

5.5.1 *HLT_mu4*

HLT_mu4(単一ミューオンに対する 4 GeV 閾値のトリガー) 各レベルでのトリガー効率の測定には J/ψ Tag&Probe を用いた。各レベルでのトリガー効率の変化について説明する。

L2-SA

図 5.42 に *HLT_mu4* チェインでの L2-SA のトリガー効率を示す。L2-SA では Weak B field A を除く全ての領域で閾値が以前のものよりも下がる結果となった (表 5.3)。特に $1.05 < |\eta| < 1.5$ 、Weak B field B で大きく閾値が下がったため、エンドキャップ領域でトリガー効率が上昇している。閾値付近の一律 95% に設定した結果ではあるが、本来はトリガー効率を低く保つべき閾値以下の領域 ($p_T < 4\text{ GeV}$) でもトリガー効率が以前より上がってしまっていることがわかる。このため、L2-SA 通過時のトリガーレートは 3% 上昇すると見積もられた。

L2-SA の旧閾値自体も 95% で決定されていたが、今回トリガー効率を測定すると旧閾値の場合の方がやや低いことがわかる。本研究では J/ψ Tag&Probe を用いて低い p_T 領域でのトリガーバイアスのかからない手法で閾値を決定したためより精度の良い最適化が実現できた。

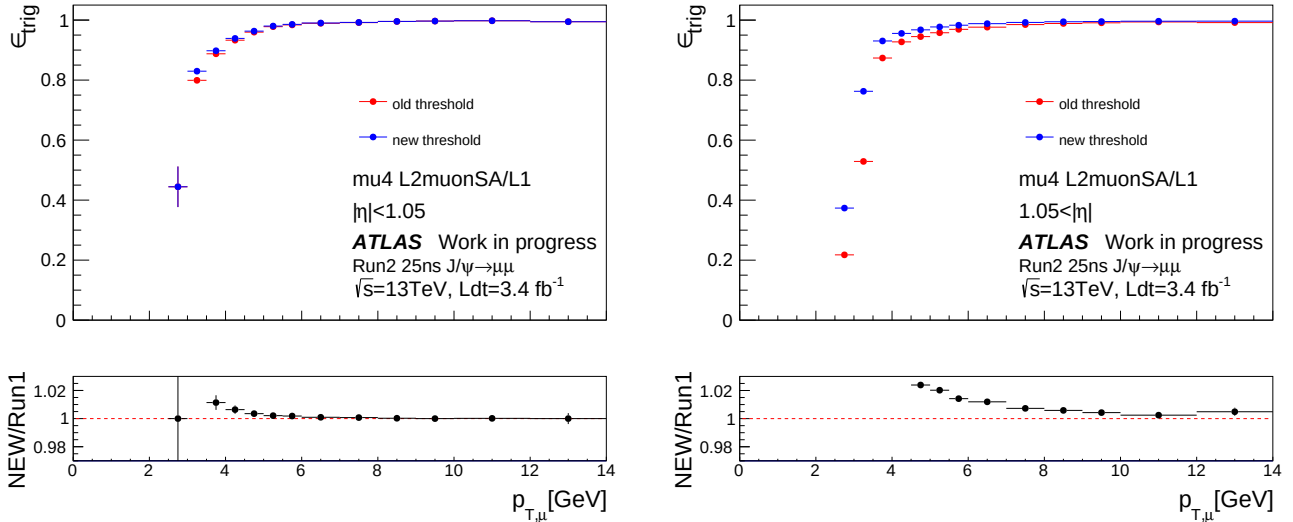


図 5.42 HLT_mu4 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

L2 全体

ここでは L2 全体 (L2-SA+L2-CB) の L1 に対するトリガー効率を示す (図 5.43)。L2-SA は p_T 再構成精度が十分でないにもかかわらず、旧閾値は厳しく設定されていた。新閾値では、L2-SA での閾値が緩くなる代わりに L2-CB での閾値が厳しく設定されたため、より多くの事象を再構成精度の良い L2-CB で判断できるようになっており、結果として HLT_mu4 の L2 全体でのトリガー性能は大幅に向上した。バレル領域では閾値以上 ($4\text{ GeV} < p_T$) ではトリガー効率をほぼ変わらず維持し、閾値以下 ($p_T < 4\text{ GeV}$) では大幅にトリガー効率を低下することに成功した。エンドキャップ領域でも閾値以上 ($4\text{ GeV} < p_T$) ではトリガー効率を上昇させつつ、閾値以下 ($p_T < 4\text{ GeV}$) ではトリガー効率を低下することに成功した。

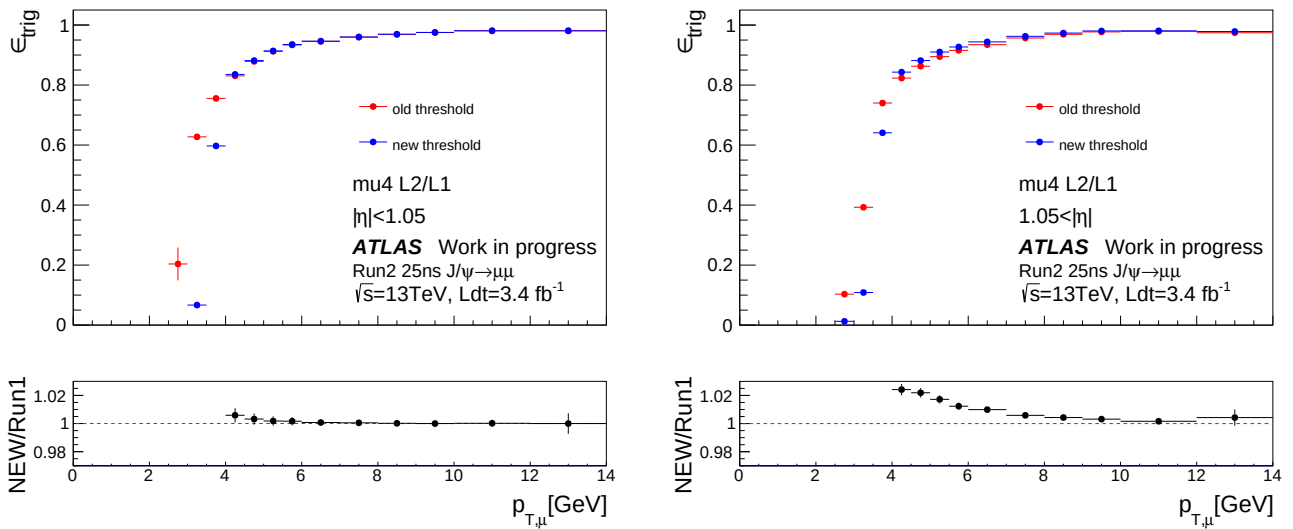
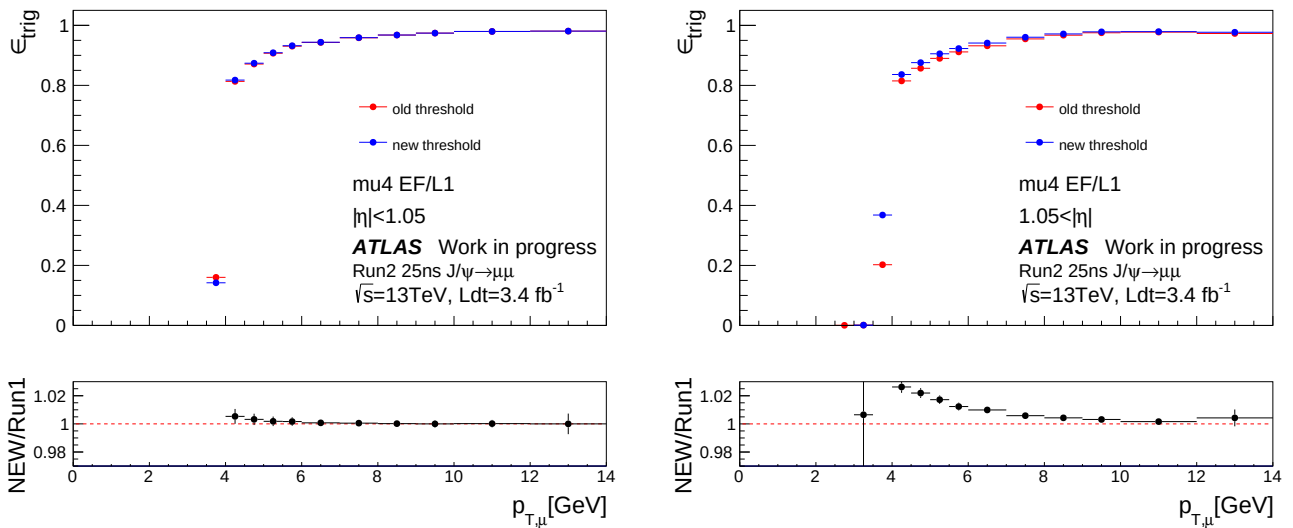
結果として全体の閾値以上でのトリガー効率を上昇させつつ、L2 通過時のトリガーレートを以前と比べて 2% 程度削減することができた (表 5.6)。これによって後段 EF の処理に余裕を与えることができる。

HLT 全体

HLT 全体の L1 に対するトリガー効率を図 5.44 に示す。EF での閾値は、バレル領域ではほとんど変化がなかったため、L2 でのターンオンの向上の影響を引き継ぎ 4 GeV 以下の効率をやや削減できている。一方でエンドキャップ領域では、閾値がやや低くなったため、 p_T 領域全体でトリガー効率が上昇する結果となった。

5.5.2 HLT_mu6

HLT_mu6 (単一ミューオンに対する 6 GeV 閾値のトリガー) についても、 HLT_mu4 同様に J/ψ Tag&Probe を用いて各レベルでのトリガー効率を測定し、閾値変更前後で比較した。

図 5.43 HLT_mu4 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.44 HLT_mu4 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

L2-SA

L2-SA の新閾値は旧閾値と比べ、バレル領域では高く、エンドキャップ領域では全領域で低くなる結果となった。特にエンドキャップ領域の磁場の弱い領域では、旧閾値を 1 GeV 以上下回る領域もあった。そのため、L2-SA のトリガー効率は、バレル領域では全体的に (特に閾値以下で) 低く、エンドキャップ領域では全体的に高くなる結果となった (図 5.45)。エンドキャップ領域のトリガー効率上昇が特に大きく、L2-SA 通過時のトリガーレートも、旧閾値の場合と比べ 1.02 倍に上昇すると見積もられた。

新旧閾値のどちらの場合においても、エンドキャップ領域で低い p_T ($< 4\text{ GeV}$) で、ターンオンが落ち切らずにトリガー効率が上がってしまっている。これは L2-SA での p_T 再構成精度の問題である。本来低い p_T ($< 4\text{ GeV}$) を持ちトリガーを通過すべきでないミューオンが、L2-SA ではトリガーを通過するような大きな p_T を持つミューオンとして再構成されてしまっているため、このような形状のターンオンと

なっている。そのため、より p_T 再構成精度の高い後段の L2-CB や EF ではこのような問題は見えていない。HLT_mu6 以降のトリガーチェーンも、L2-SA では *HLT_mu6* と同じ閾値を用いているため同様の振る舞いが見られる。

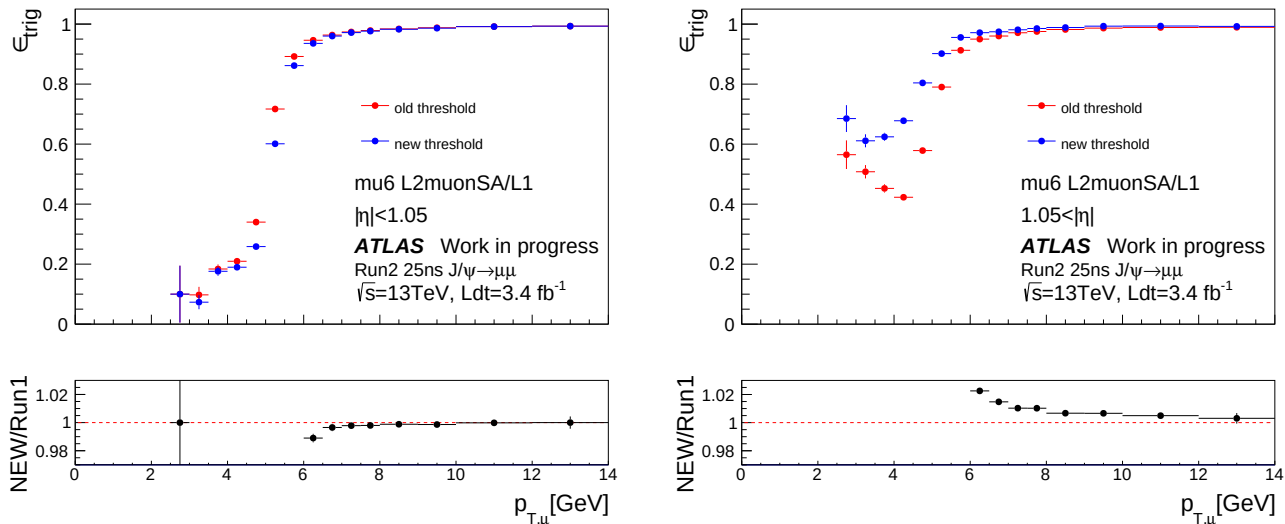


図 5.45 *HLT_mu6*、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

L2 全体

L2-CB の閾値は、旧閾値とほぼ変化がなかった。そのためトリガー効率も L2-SA の効率を引き継ぎ、バレル領域では全体的にやや低く、エンドキャップ領域では全体的にやや高くなる結果となった (図 5.46)。旧閾値の場合と比較したトリガーレートは L2 通過時ではほぼ変化しないという結果となった。

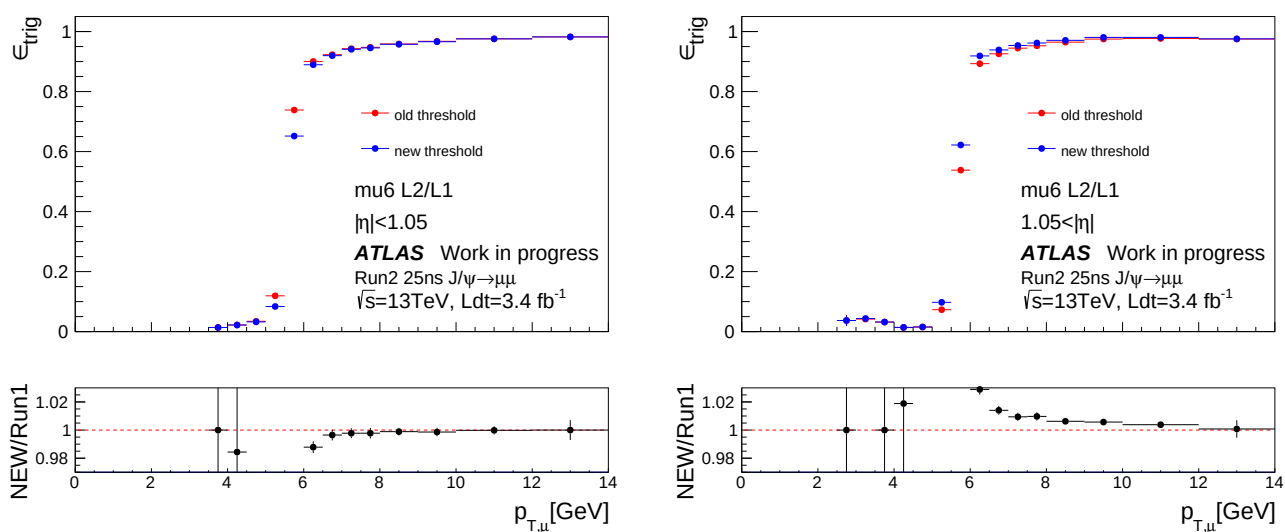


図 5.46 *HLT_mu6*、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

HLT 全体

L2-CB 同様、EF でも旧閾値からの変化は大きくなく、バレル領域でトリガー効率がやや下がり、エンドキャップ領域ではやや上がる結果となった (図 5.47)。HLT 通過時のトリガーレートは旧閾値の場合と比べ 1% 削減できると見積もられた。

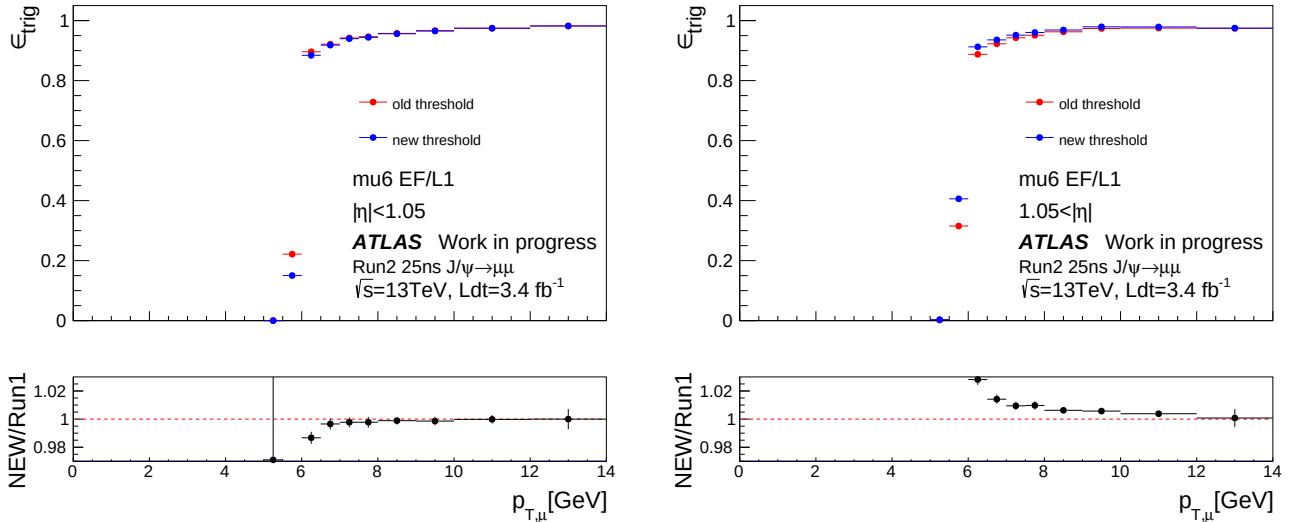


図 5.47 HLT-mu6、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

5.5.3 HLT_mu10, mu14, mu18, mu20_loose, mu24_loose, mu26_imedium

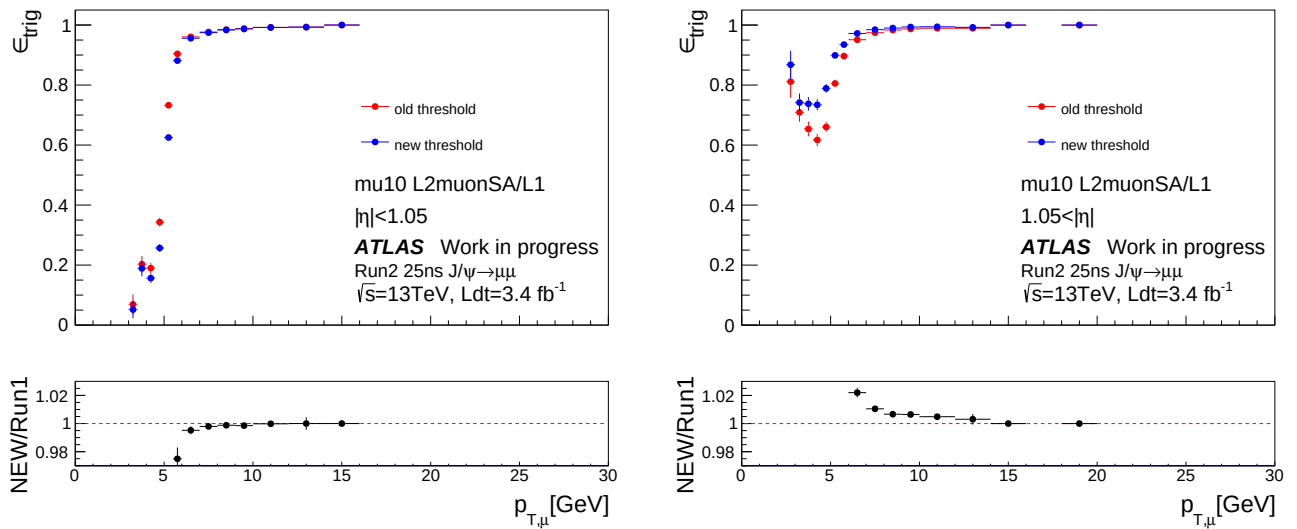
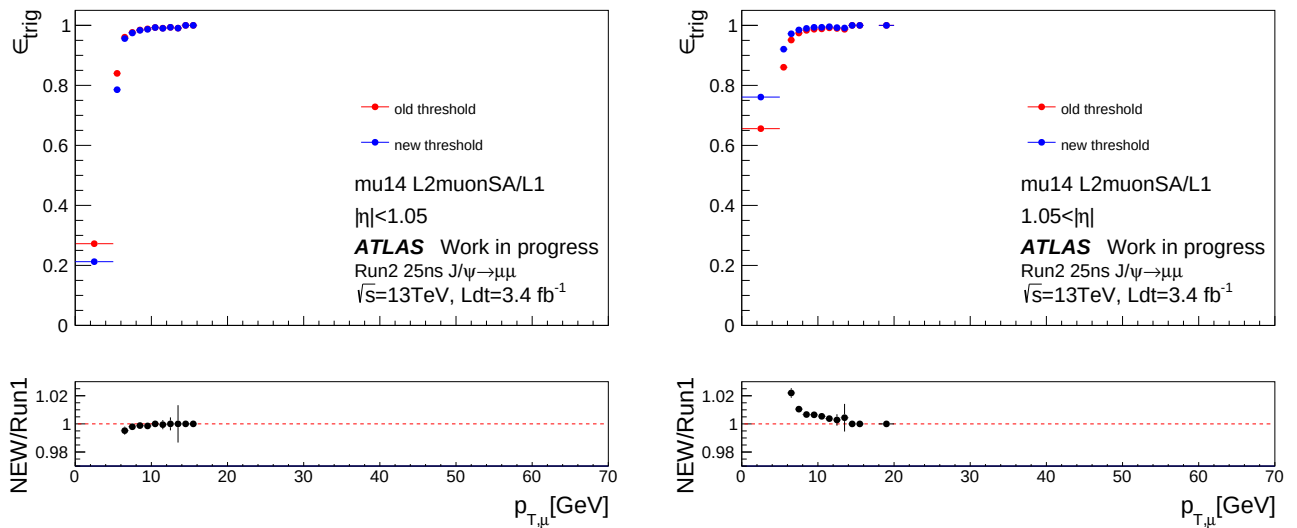
HLT_mu10 以降のトリガーチェーンでは、L2-SA の閾値として一律 6 GeV のものが用いられているため、L2-SA の効率評価のみを J/ψ Tag&Probe、L2-CB、EF の効率評価については Z Tag&Probe を用いた。これらのトリガーチェーンではトリガー性能の変化が同じ傾向であった。以下に HLT 各段階に分けてそれぞれのトリガーチェーンの効率を示す。

L2-SA

図 5.48～5.53 に HLT_mu10 以降のトリガーチェーンの新旧閾値での L2-SA のトリガー効率を示す。HLT_mu10 以降のトリガーチェーンでは、L2-SA で HLT_mu6 と同じ閾値が用いられているため、L2-SA のトリガー効率は、バレル領域では全体的に (特に閾値以下で) 低く、エンドキャップ領域では全体的に高くなる結果となった。エンドキャップ領域のトリガー効率上昇が特に大きく、L2-SA 通過時のトリガーレートはすべてのトリガーチェーンで、旧閾値の場合と比べ約 1.02 倍に上昇すると見積もられた。

L2 全体

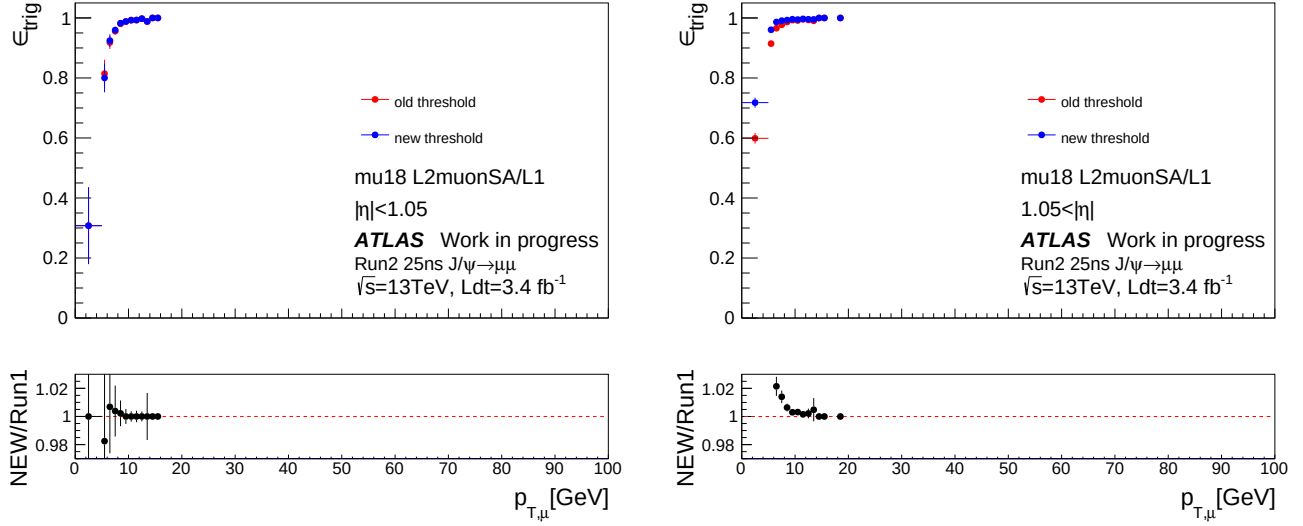
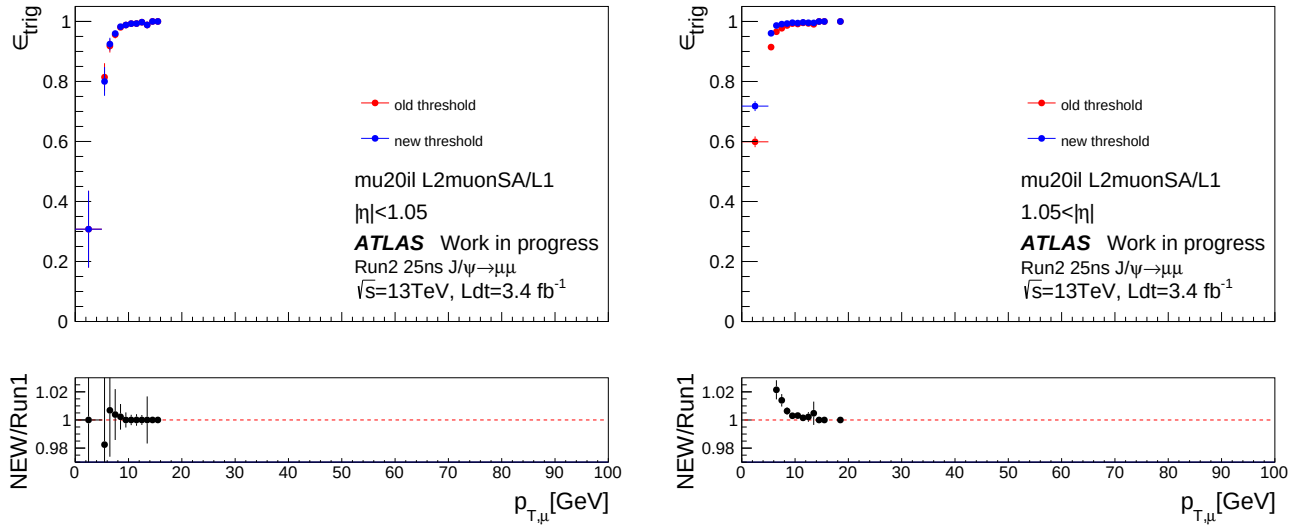
図 5.54～5.59 に HLT_mu10 以降のトリガーチェーンの新旧閾値での L2 全体のトリガー効率を示す。HLT_mu14, mu18, mu24_loose, mu26_imedium の特にエンドキャップ領域において、プラトー効率が上昇しつつ閾値以下の事象を削減できておりトリガー性能が向上し、これによってトリガーレートも以前の閾値のものよりも低くなると見積もられた。その他のトリガーチェーンでは新旧の閾値で大きな違いが見られなかった。

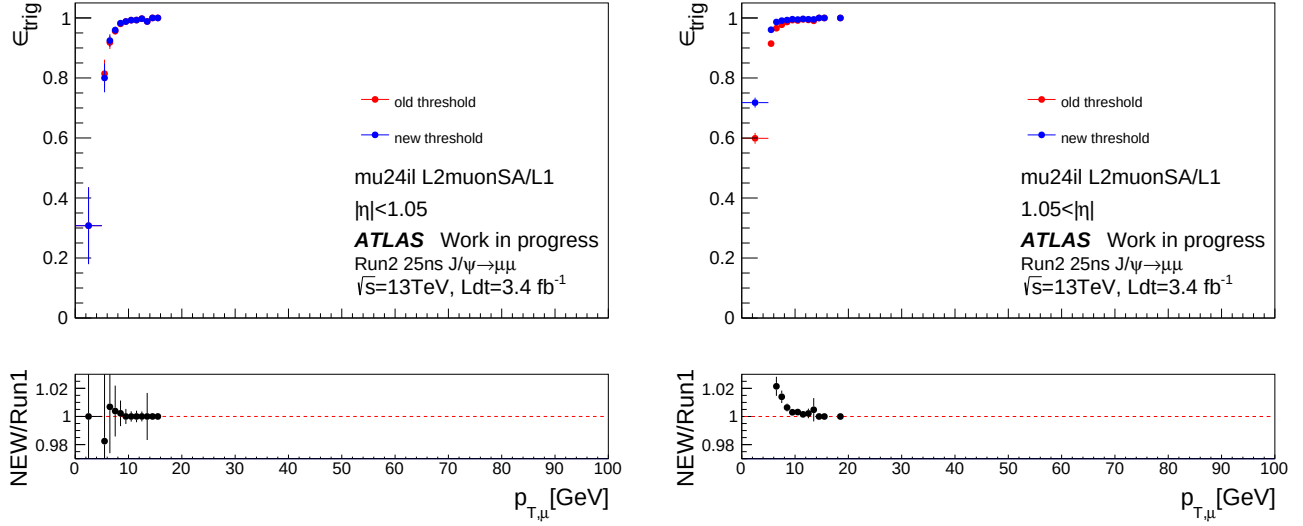
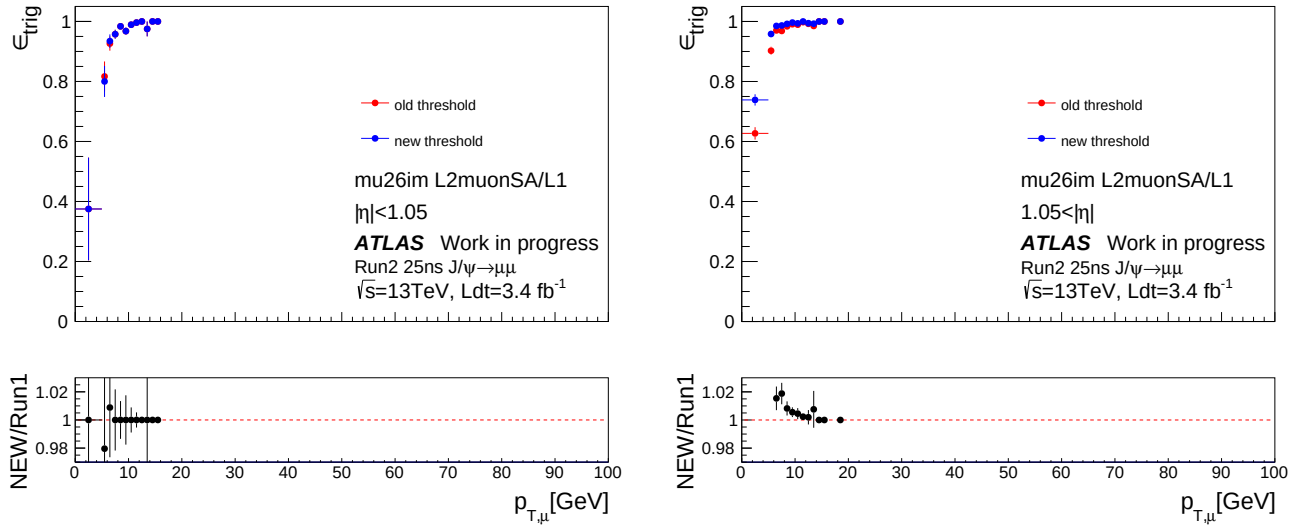
図 5.48 HLT_mu10 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.49 HLT_mu14 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

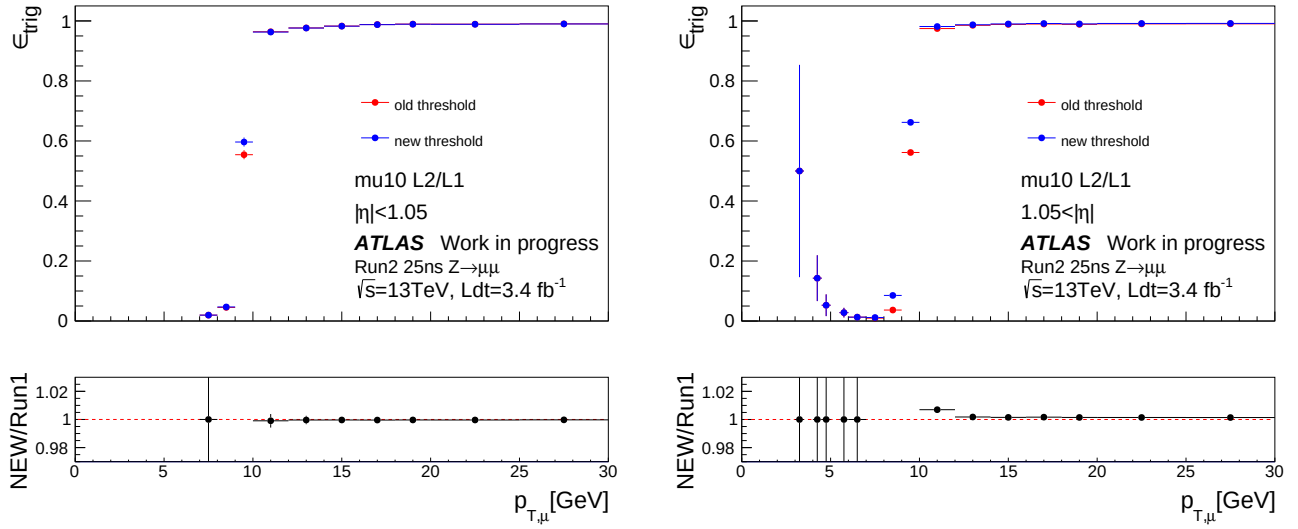
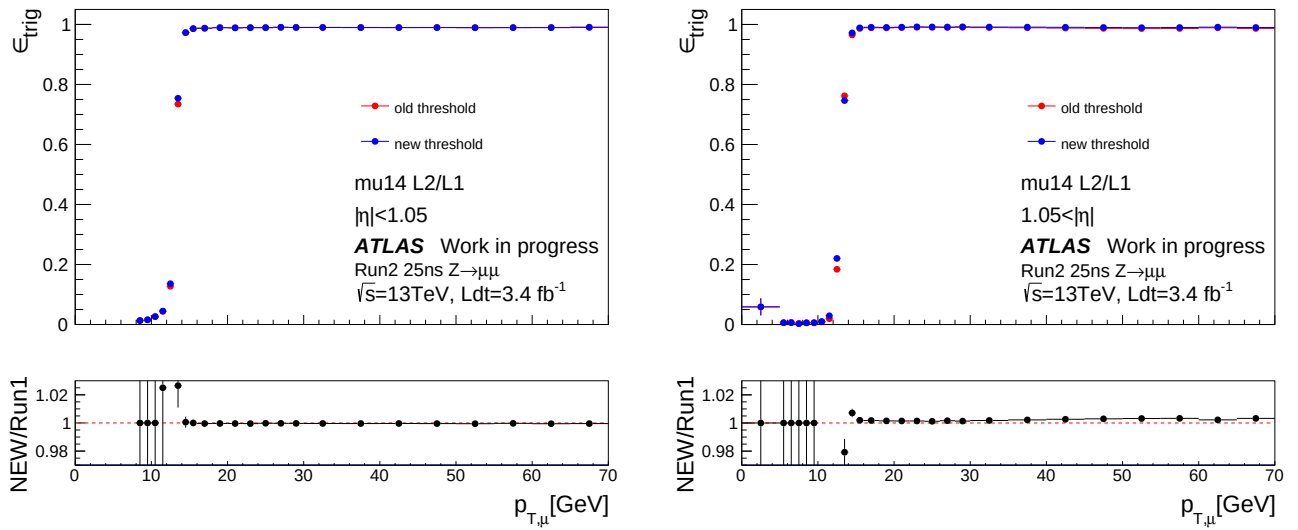
HLT 全体

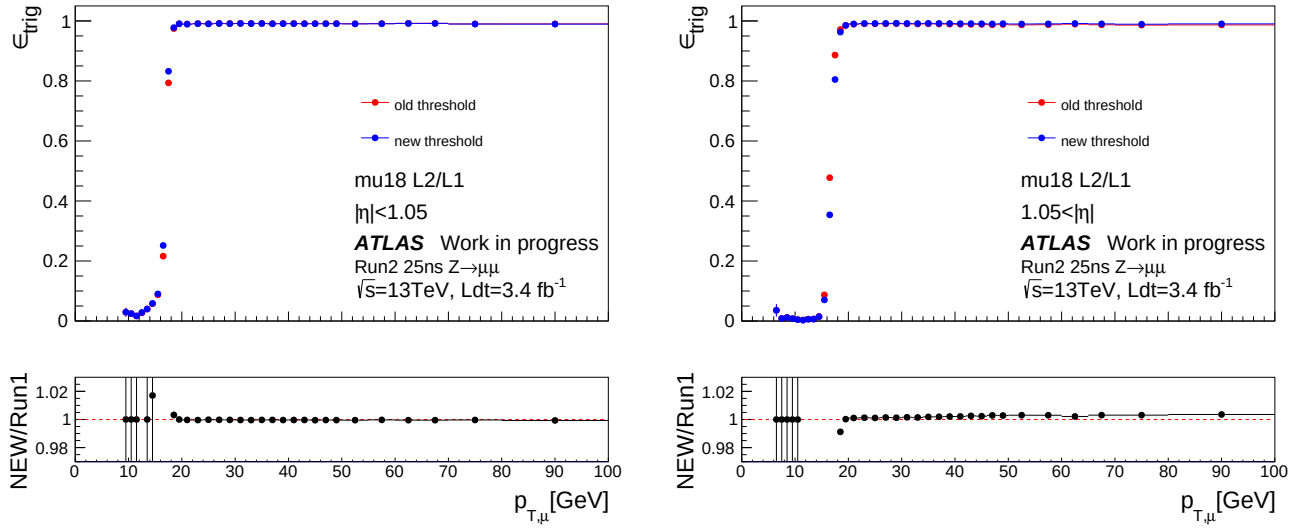
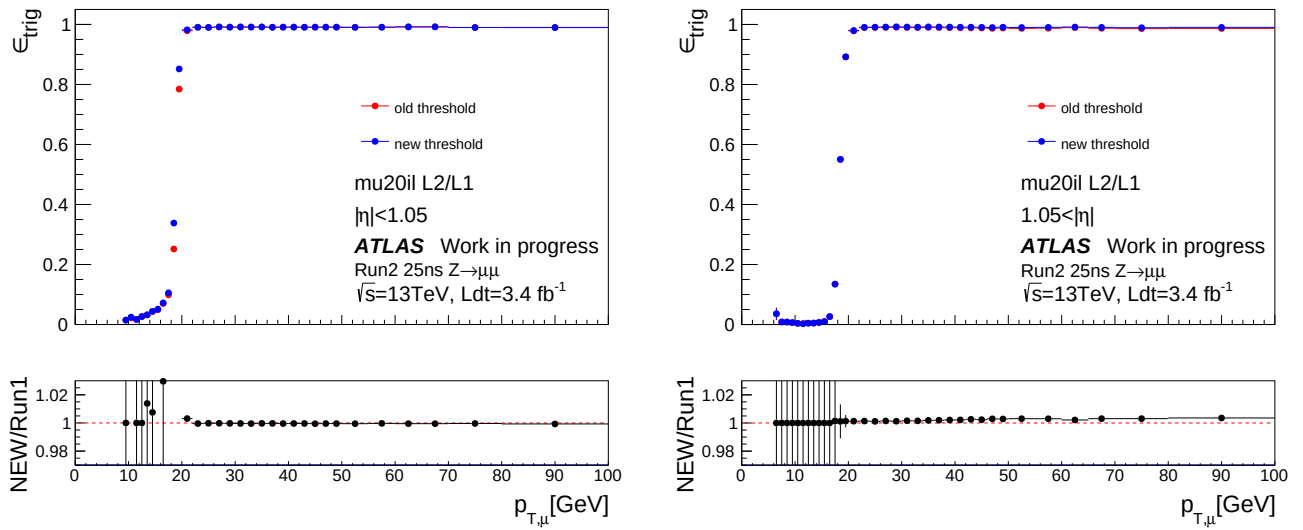
図 5.60～5.65 に HLT_mu10 以降のトリガーチェーンの新旧閾値での HLT 全体のトリガー効率を示す。 HLT_mu14 , 18 の特にエンドキャップ領域において、プラトー効率が上昇しつつ閾値以下の事象を削減できておりトリガー性能が向上したが、その他のトリガーチェーンでは新旧の閾値で大きな違いが見られず、今まで用いられてきた閾値が再構成精度に適したものであったことが確認できた。

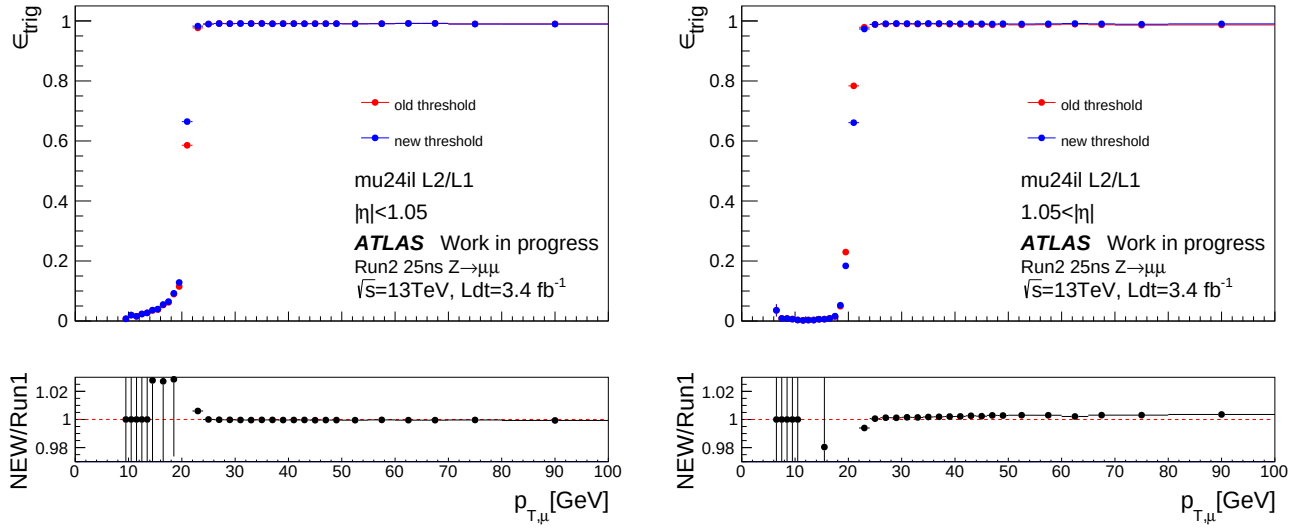
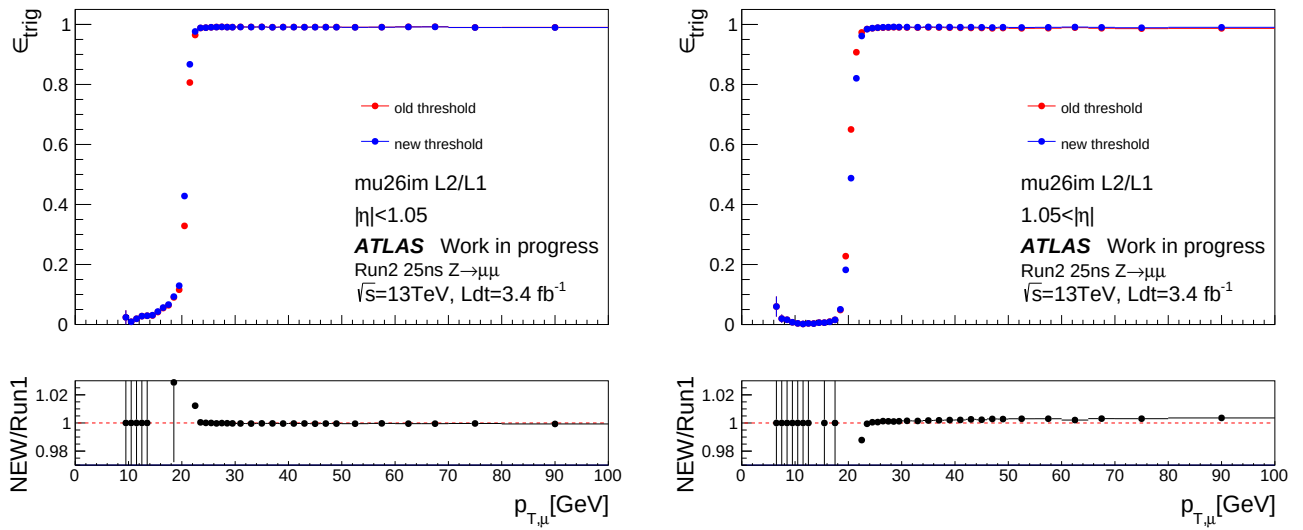
特にトリガー性能の向上が見られた HLT_mu18 では、EF 通過時のトリガーレートが旧閾値の場合と比べて 2% 削減できると見積もられた。

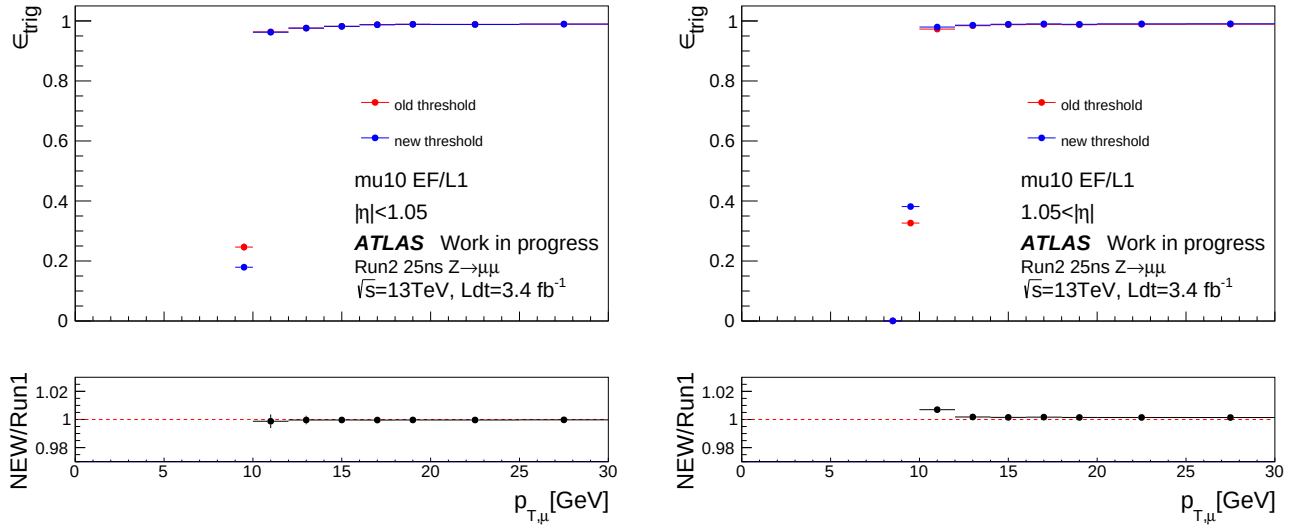
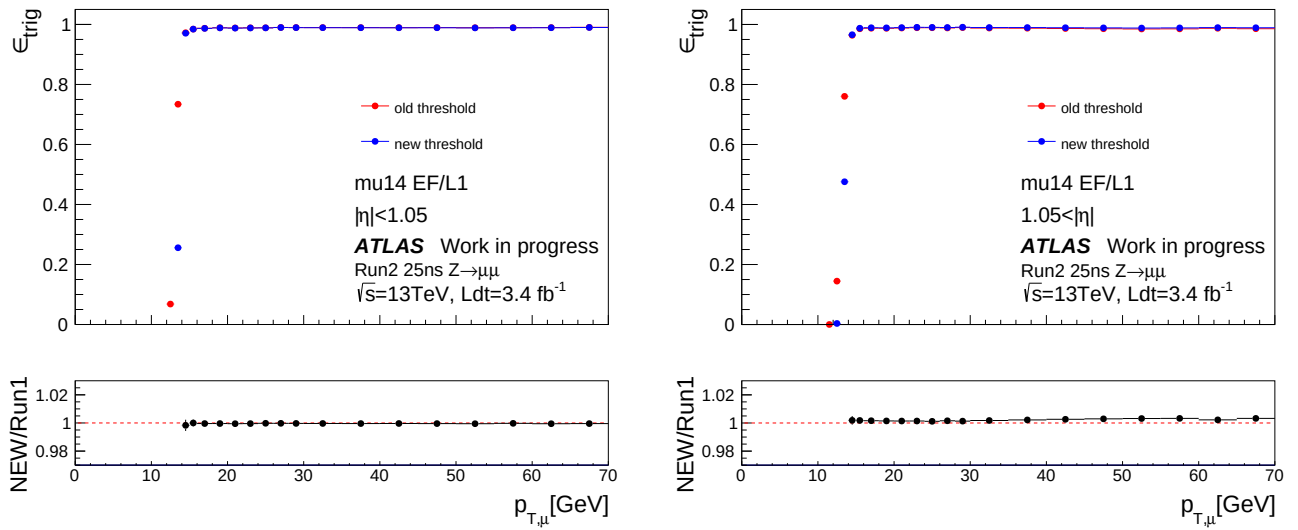
図 5.50 HLT_mu18 , L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.51 HLT_mu20_loose , L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

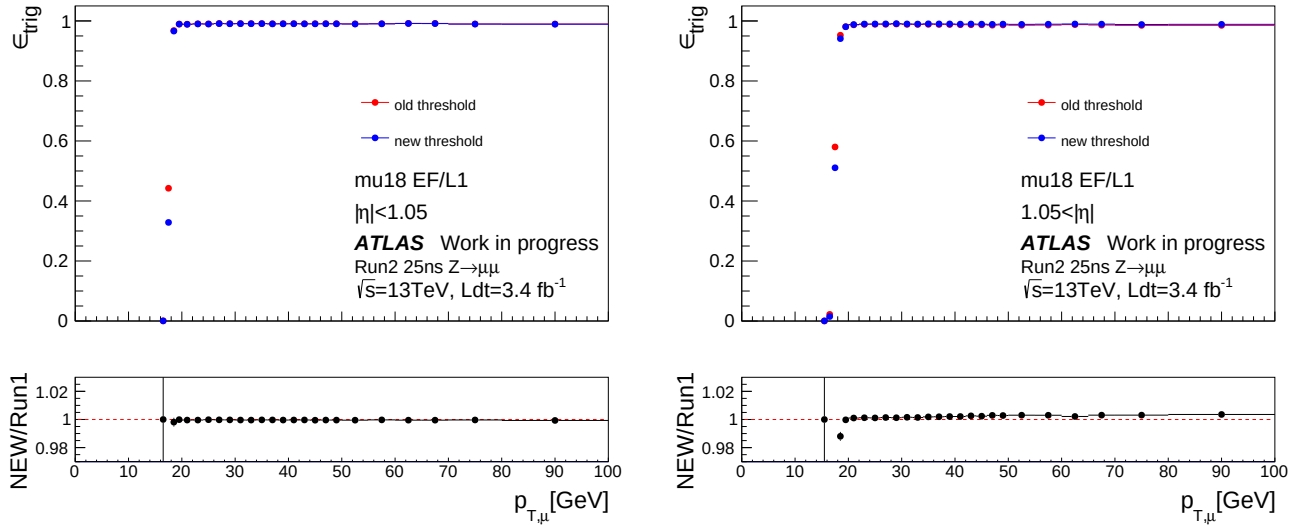
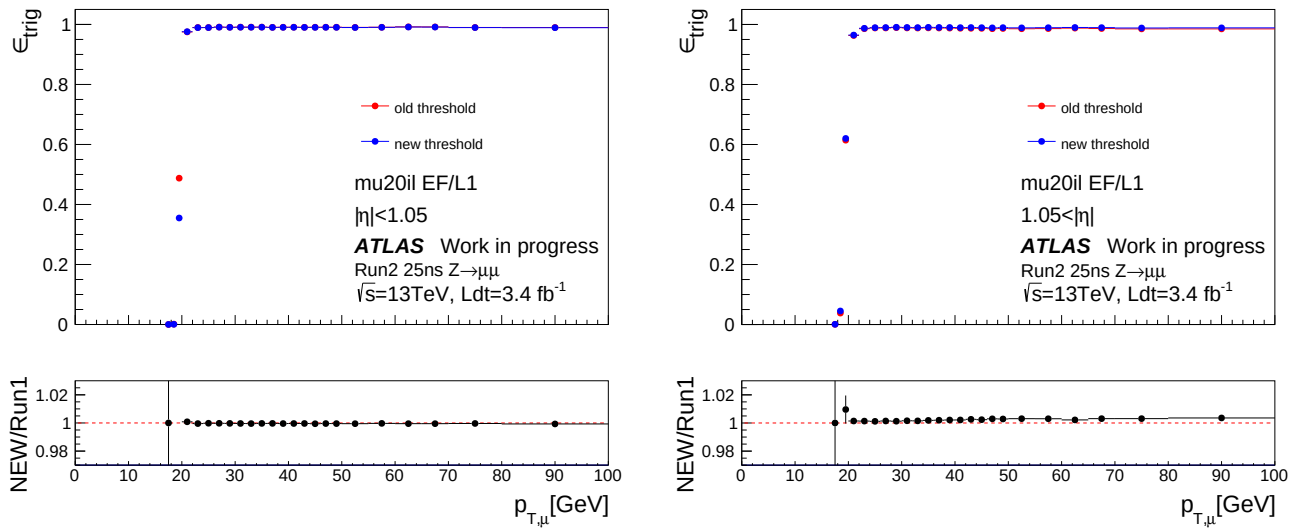
図 5.52 HLT_mu24_iloose 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.53 $HLT_mu26_imedium$ 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

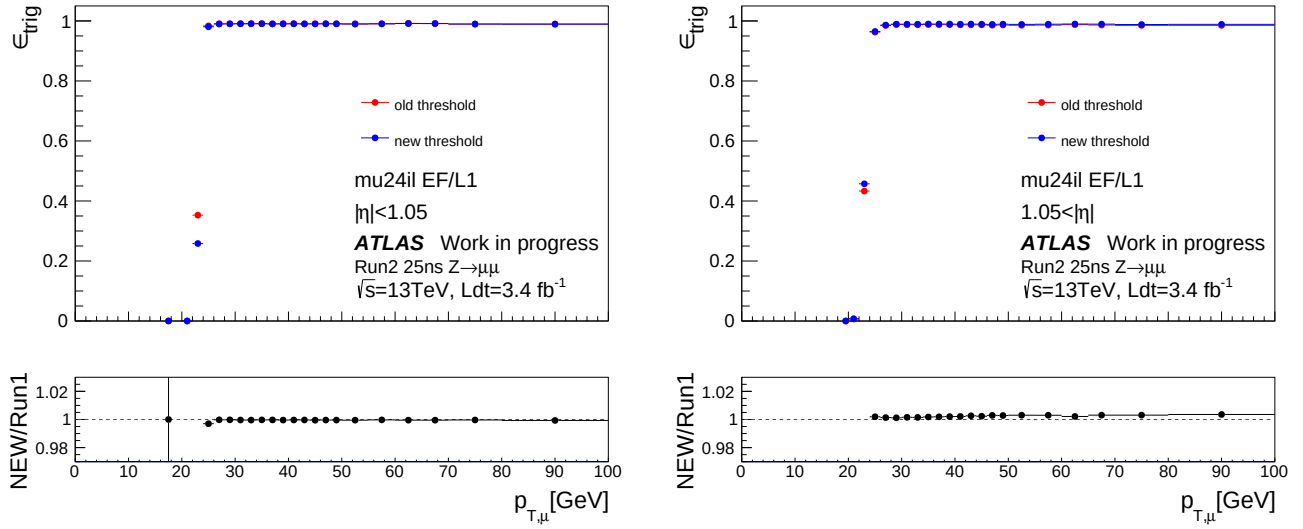
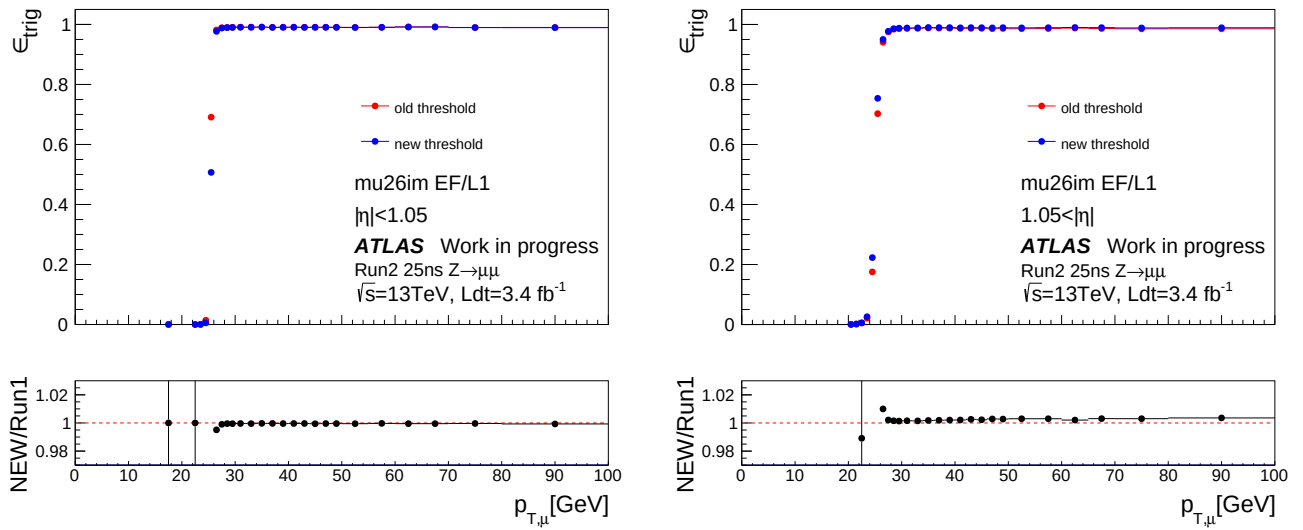
図 5.54 HLT_mu10 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.55 HLT_mu14 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

図 5.56 HLT_mu18 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.57 HLT_mu20_loose 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

図 5.58 HLT_mu24_iloose 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.59 $HLT_mu26_imedium$ 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

図 5.60 HLT_mu10 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.61 HLT_mu14 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

図 5.62 HLT_mu18 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.63 HLT_mu20_loose 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

図 5.64 HLT_mu24_iloose 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率図 5.65 $HLT_mu26_imedium$ 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率

5.6 まとめと今後

今回、ミューオントリガーの HLT の各レベル (L2-SA、L2-CB、EF) に対して、それぞれ 95% という一律の基準を用いて新閾値を設定した。特に、新たに Tag&Probe を用いたことで低い p_T 閾値のトリガーに対してより精度良い最適化が可能となり多くのトリガーチェーンについて、特にエンドキャップ領域で HLT 全体の最終的なプラトー効率を維持・上昇させながら、トリガーレートを 1、2% 程度削減することが可能となった。これによって、プリスケールのかかるような低い p_T 閾値のトリガーの処理にも余裕を与えることができる。

L2-SA では全体として旧閾値が厳しく、新閾値はより緩いものとなったためトリガーレートが全体的に 2% 程度上昇する結果となったが、その分 p_T 再構成精度がより高い後段の L2-CB、EF で判断する事象が増え結果的にターンオンが向上するトリガーチェーンも見られた。特に、 $HLT_{\mu 4}$ では、エンドキャップ領域で L2 通過以降のプラトー効率が上昇し、ターンオンの鋭さも大きく向上した。L2-SA では現在レートに余裕があり 2% 程度のトリガーレートは許容されるものであるため、今回最適化された各レベルでの新閾値は 2016 年の Run に導入される予定である。

今回行った閾値の最適化は、ミューオントリガー各レベルの再構成精度が向上するたびに、それに合わせて行わなければならないものである。今回行った各レベルでの閾値の検証と最適化の手法は今後、再構成精度の向上などの状況に応じてミューオントリガーを最適化していく上で基準となるものである。

また今後の課題として、特に L2-SA の residual 分布や閾値の値を見ると、磁場の強さによる領域分けが最適でないことがわかった。この影響で L2-SA では、再構成精度の良いミュオンと悪いミュオンが同じ閾値で判断されてしまい、その結果閾値以下の p_T でもトリガー効率が上がってしまい、トリガーレートが上昇してしまうチェーンが多くあった。領域分けを適切に行うことで、特に L2-SA のトリガー効率のターンオンは確実に向上すると考えられる。

第 6 章

長寿命重粒子トリガーの開発

6.1 長寿命重粒子トリガーが対象とする物理

多くの SUSY モデルやその他のスタンダードモデルを拡張した理論で、重くて長寿命な粒子 (LLP : Long Lived Particle) の存在がしばしば予測される。具体例としては、R パリティを保存する SUSY モデル (split SUSY など) や GMSB (gauge-mediated SUSY breaking)、LeptoSUSY などが挙げられる [15]。これらの理論では ATLAS 検出器でも直接検出できる程度の距離を飛行する LLP が存在するとされている。これらの LLP の質量には LHC の実験によって制限がかけられており、もし存在するならそれよりも大きな質量を持つはずである。質量と粒子の速度は以下の関係式で表される。

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{p^2}{m^2 + p^2}} \quad (6.1)$$

LHC の高エネルギー衝突で生成される標準理論の安定な粒子は質量に比べて非常に高い運動量を持っているため、 $\beta \sim 1$ でほとんど光速で飛行する。一方、上記のような LLP のように質量が運動量と比較して無視できない場合、粒子の速度が遅くなる。

本研究ではこの β の違いに着目し、上記のような重く長寿命で電荷を持つ粒子を含む事象を確保しつつバックグラウンド事象を削減するトリガーの開発を目的とした。電荷を持ちカロリメータを貫通する粒子であれば、ミューオンと同じようにミューオン検出器によって検出可能である。ミューオン検出器の RPC の強みである高い時間分解能を生かして、RPC の時間情報から粒子の速度 β の計算を行い選別するトリガーを開発した。RPC を用いるトリガーのためバレル領域に感度を持つ。

6.2 β の計算方法

モンテカルロシミュレーションの $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象 (10000 事象) を用いて、RPC の情報を用いた β の計算法を開発した。本研究のトリガーのターゲットである、ミューオン検出器に情報を残すような LLP は高い運動量を持っていると考えられる。そのため、高い p_T を持つミューオンを生成する $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象を用いて、高い運動量の粒子に適した β 計算法を研究した。

モンテカルロシミュレーションでの開発のため、truth 情報 (検出器シミュレーションを通す前の真の情報) を用いることができる。truth 情報には Z 粒子由来のミューオンが 2 つあるため、そのミューオンとマッチングが取れる L2-SA を探して、それらについて β 計算の開発を行った。図 6.1 に truth 情報の Z 粒子由来のミューオンと最近接な L2-SA の ΔR 分布を示す。 Z 粒子由来の 2 つのミューオンは互いに正反対方向に放出される傾向にあるため、 $\Delta R=0$ 付近に鋭いピーク (本来の L2-SA)、 $\Delta R=3$ 付近にも

小さく緩やかなピーク (もう一方のミュオンに対応する L2-SA とマッチングした場合) がそれぞれ見てとれる。本研究では $\Delta R < 0.25$ (赤線) を満たす L2-SA の中で最も ΔR が小さいものを選別し、選ばれた L2-SA の中で、RPC を通っていると考えられる $|\eta| < 1.05$ (バレル領域) のものを β 計算に用いた。

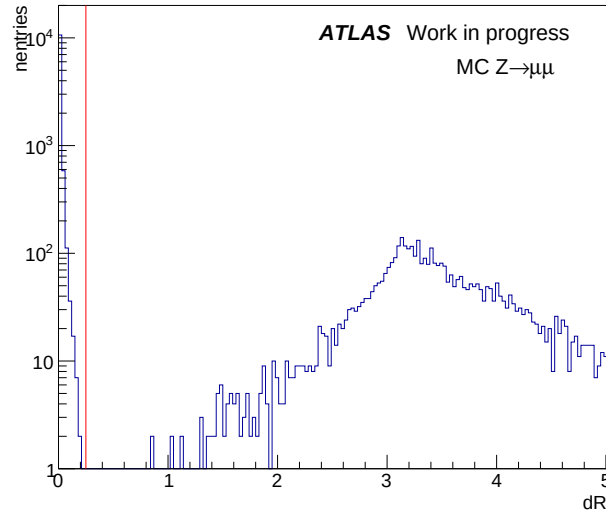


図 6.1 Z 粒子由来の truth のミュオンと最近接 L2-SA の ΔR

また図 6.2 に truth 情報から得られた Z 粒子由来のミュオンの運動量分布と、その truth 情報から計算された β 分布を示す。ミュオンはその運動量に比べ質量が非常に小さいため、 β の値は光速である $\beta = 1$ に非常に近い値をとることがわかる。

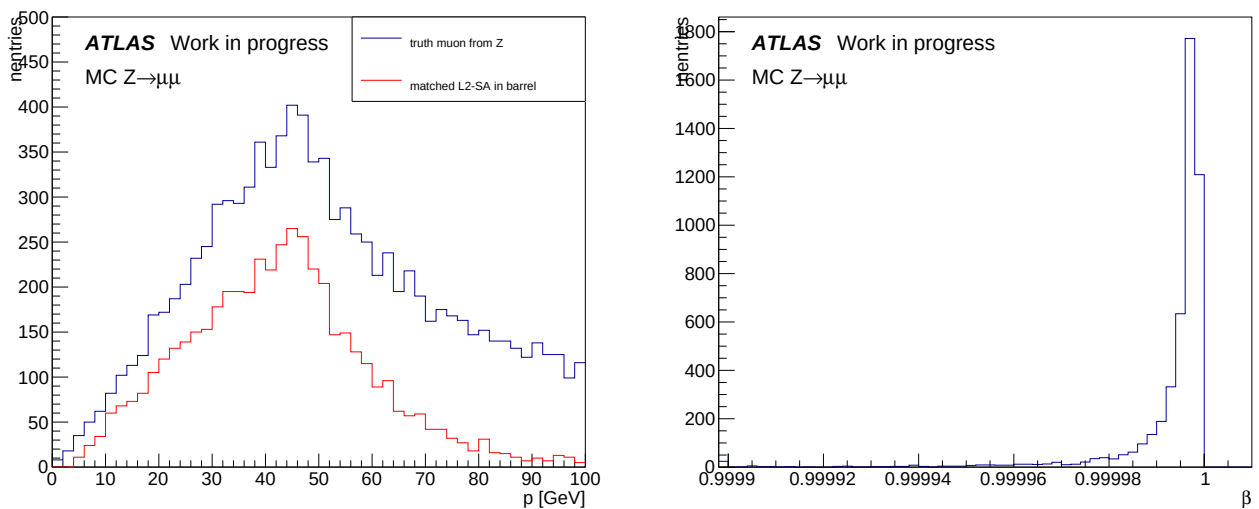


図 6.2 truth 情報の Z 粒子由来のミュオンの運動量分布 (左) と β 分布 (右)(運動量分布は、青が全ミュオン、赤はそのうちバレル領域の L2-SA にマッチングが取れたミュオンについて、 β 分布はバレル領域の L2-SA とマッチングが取れたミュオンについてのもの)

RPC ではひとつの L2-SA に対して各層に複数個のヒット情報が記録される。図 6.3 に 1 つの L2-SA に対する RPC 全層 (全 8 層) の総ヒット数を、図 6.4 に各層ごとのヒット数を示す。RPC 全層合わせて 10~40 程度のヒットが記録される。層ごとのヒット数には大きな違いはなく、1 つの層で平均的に 5 個程度のヒットが記録されている。7、8 層は ATLAS 検出器の足の部分にしかない RPC4 に該当する 2 層で、ヒット数が 0 であることが多くなっている。

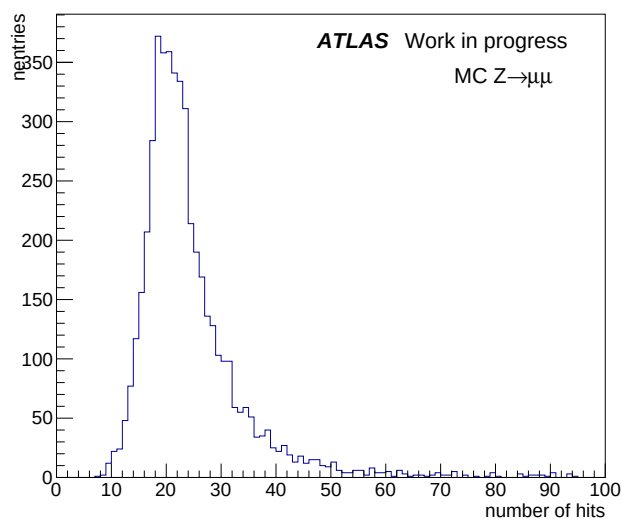


図 6.3 1 つの L2-SA に対する RPC 全層の総ヒット数

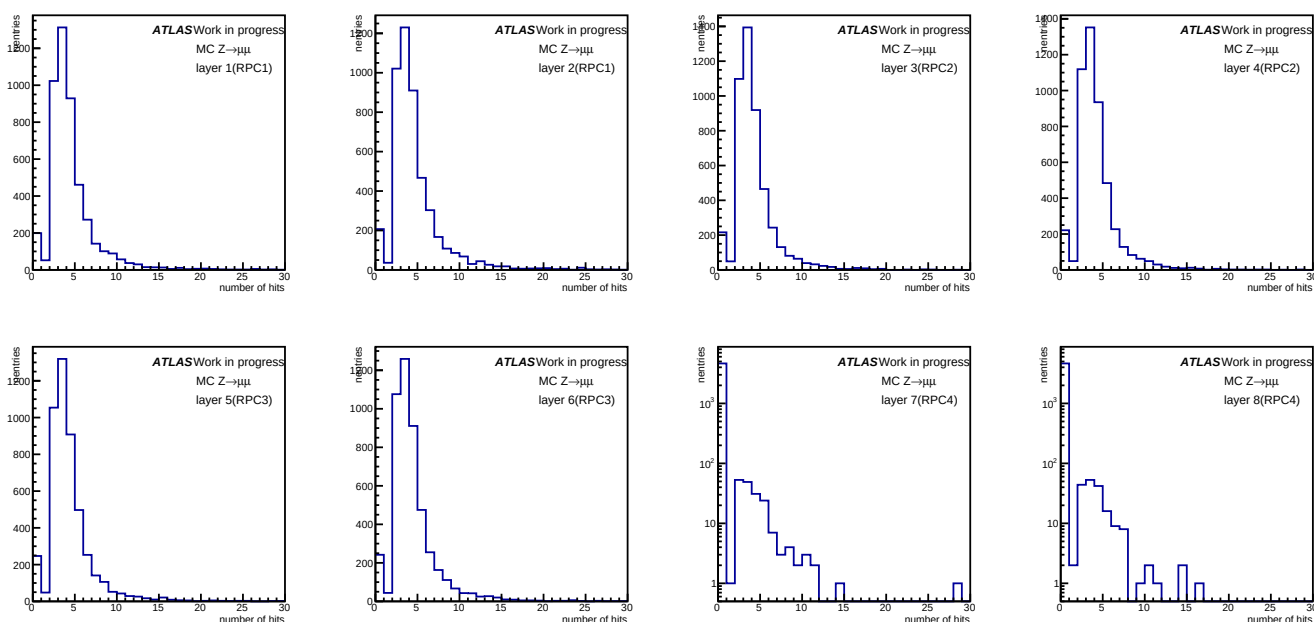


図 6.4 1 つの L2-SA に対する RPC 各層のヒット数

これらのヒット1つ1つに対し、以下のような変数が定義されている。

- 座標 (x, y, z) [m]
- 時間情報 t [ns]
- 読み出しまでの長さ (propagation length) L_{prop} [mm]

それぞれの分布を図6.5～6.7に示す。時間情報 t は粒子が光速 ($\beta=1$) で衝突点から検出器に到達したと考える時の時間からのずれを表す。この時間情報 t には信号の読み出しまでにかかる時間も含まれている。RPCの時間分解能は3.125 nsであり分布にもそれが現れている。読み出しまでの長さ L_{prop} はヒットの座標 (x, y, z) から計算される値である。

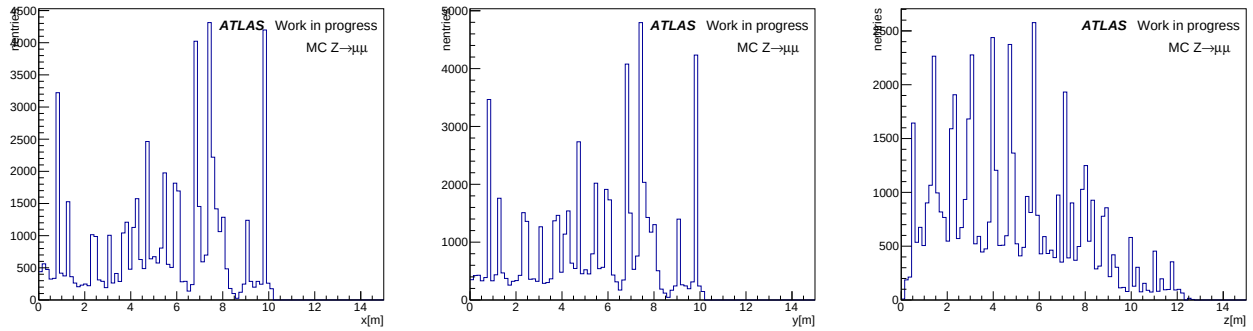


図6.5 ヒットの x, y, z 座標

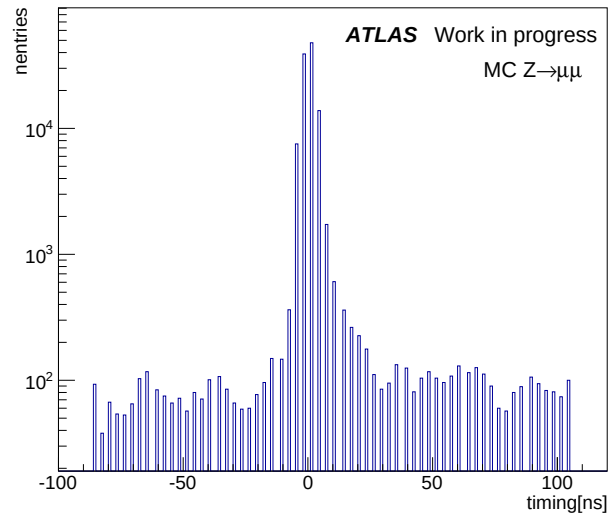
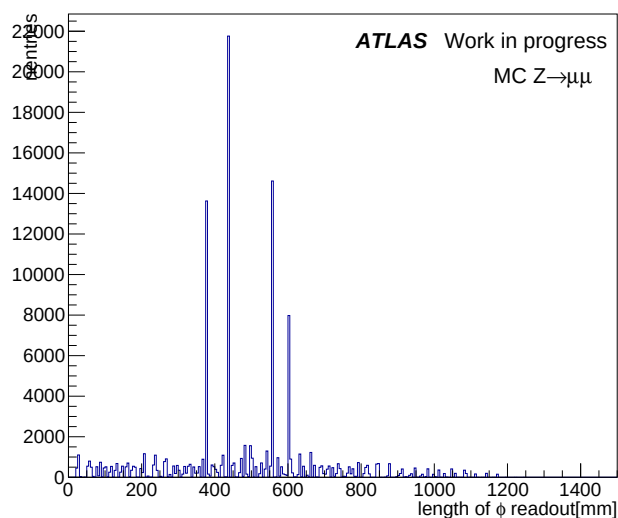


図6.6 各ヒットの時間情報 t

これらの情報から実際の粒子の ToF (Time of Flight) を計算することができる。以下にその計算式を示す。読み出しまでのケーブルを通る信号の速さは約 4.8 ns/m であり、そこから読み出しまでにかかった時間 T_{prop} を計算できる。また時間情報のずれをなくすために、RPC 時間分解能の半分の値を足している。

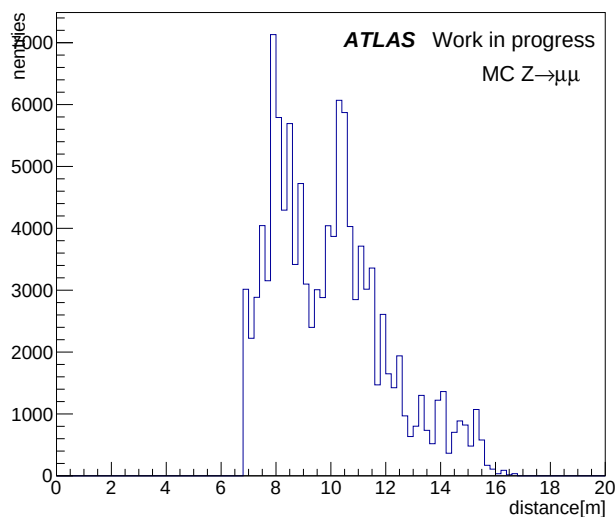
$$ToF = ToF_{(\beta=1)} + t - T_{\text{prop}} + \frac{3.125}{2} \quad (6.2)$$

図 6.7 読み出しの長さ L_{prop}

一方でヒット位置の (x, y, z) 座標の値から飛行距離 d が計算できる。粒子の生成位置は原点と考えている。

$$d = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (6.3)$$

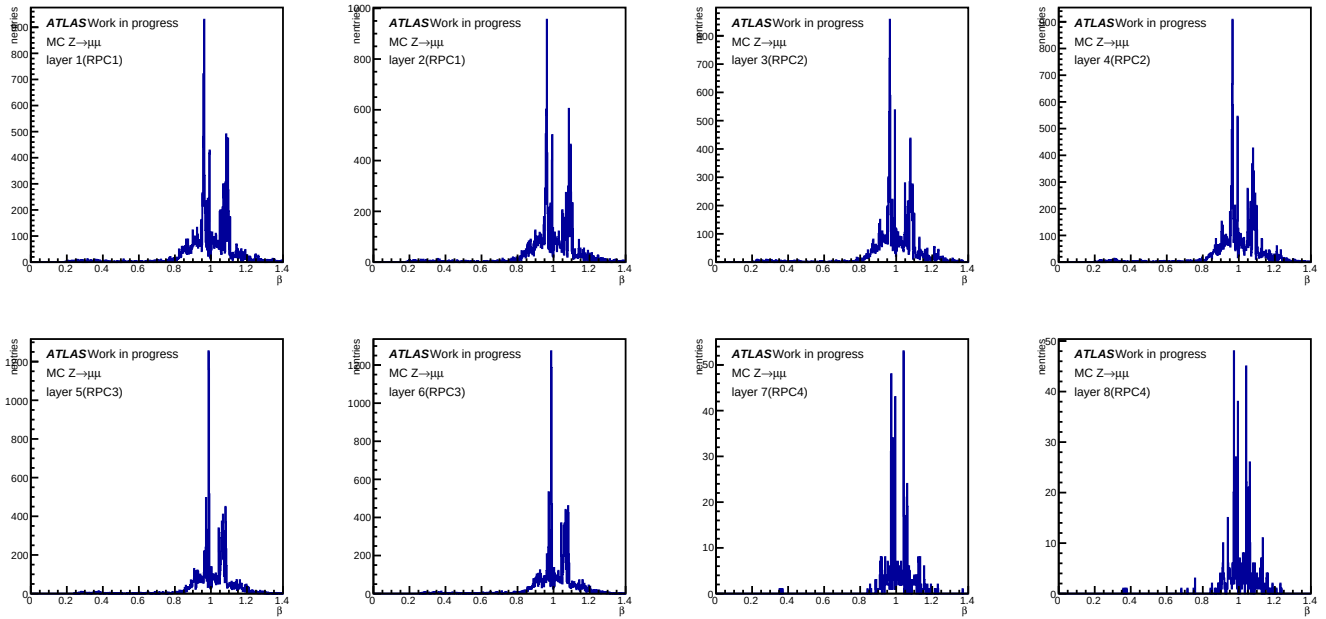
飛行距離 d の分布を図 6.8 に示す。粒子が $\eta = 0$ 方向に飛んだ時が最も RPC までの距離が近く、その方向での原点と RPC1 の距離が約 7m であるためそれ以下の d を持つヒットは存在しない。

図 6.8 飛行距離 d

以上の情報から各ヒットについて β の値が計算できる。

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{d/\text{ToF}}{c} \quad (6.4)$$

各ヒットについて計算した β の値の分布を図 6.9 に示す。予想される $\beta \sim 1$ 付近に分布していることがわかる。 $d \sim 10$ m に対して ToF の測定精度が 3.125 ns であるため、単独の hit による測定では 10% 程度の精度でしか β が測定できない (図 6.9 でも検出器の精度により 2 つのピークが見えている)。

図 6.9 各ヒットについての β

次にこれらの各ヒットから計算された β の情報を用いて、1 つの L2-SA に対して 1 つの β の値を計算する。はじめに各層についてヒットの β の平均をとる。このとき L2-SA とヒット位置の距離 ΔR に対して条件を設けた。図 6.10 に各層での β の再構成精度と ΔR の関係を示す。truth 情報のミューオンの質量と運動量から真の β の値を計算することができるため、ヒットから計算した β の再構成精度として $\text{hit } \beta - \text{truth } \beta$ (β 残差) を計算し用いた。各層で ΔR が小さい部分での再構成精度がより高く、 ΔR が大きくなると β 残差分布の幅が広がっていることがわかる。 ΔR の条件として、

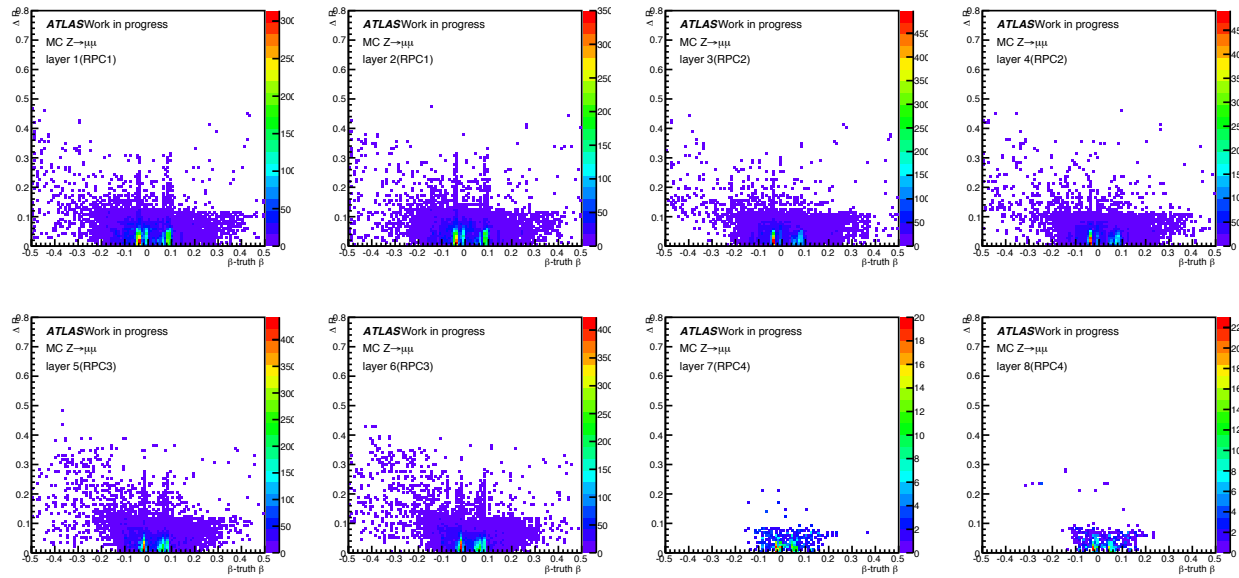
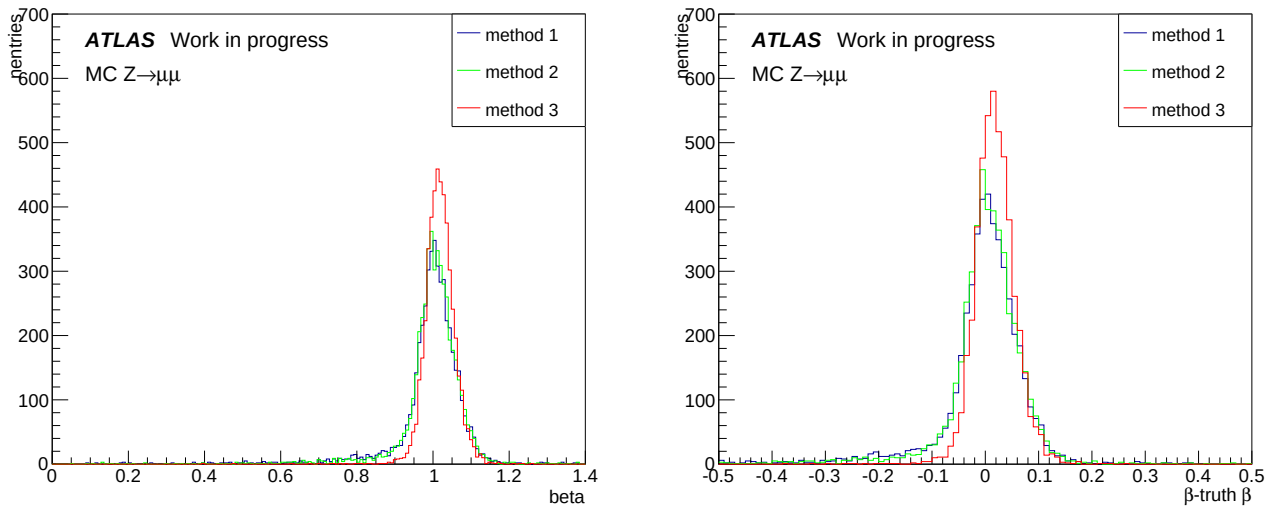
$$\Delta R < 0.05 \quad (6.5)$$

という条件を用いて、この条件を満たすヒットについてのみを β 平均算出に用いた。この条件で各層ごとに平均 β を計算し最後に 8 層の平均をとって、対象の L2-SA の β とした。

この ΔR カットを設けて各層ごとに平均をとった後で 8 層で平均をとる方法の他に、その他 2 つの方法を比較した。

- method 1 : 単純に 8 層の全ヒットからの β 情報の平均をとる方法
- method 2 : ΔR に条件を設けず各層ごとの平均をとった後、8 層でさらに平均をとる方法
- method 3 : $\Delta R < 0.05$ を満たすヒットについて各層で平均をとった後、8 層で平均をとる方法

これらのそれぞれの方法で計算した L2-SA に対応する β 分布と truth 情報との残差分布を図 6.11 に示す。method1 と method2 はほぼ変わらない結果となったが、 ΔR カットをかけた method3 は残差分布の幅が小さくなり β 再構成精度が向上した。これによって、実際の β 分布の幅も狭くなった。一方で ΔR カットを満たすようなヒットが存在せず β を計算できない事象もわずかにあり、この $Z \rightarrow \mu\mu$ モンテカルロではマッチングが取れた L2-SA 全 8770 事象のうち 10 事象 (全体の 0.1% 程度) であった。低い p_T のミューオンは磁場によって大きく曲げられるためこの ΔR カットを設けることで逆に分解能がやや悪くなってしまうが、このトリガーのターゲットは高い運動量を持つ LLP であるため β 再構成の方法として method3 を選択した。

図 6.10 各ヒットについての β 残差と $\Delta R_{\text{hit,L2-SA}}$ の分布図 6.11 各 L2-SA に対応する β 分布と truth 情報との β 残差分布

6.3 R -ハドロンのモンテカルロを用いた評価

次にシグナルとして R -ハドロンのモンテカルロシミュレーションを用いてこの β 再構成精度を評価し、トリガーを開発した。

R -ハドロンとは幾つかの超対称性理論によって存在が予測される粒子で、色荷をもつ超対称性粒子のスクォーク (主に $\tilde{t}$) やグルイーノが崩壊しにくい LLP である場合に形作られるハドロンである。多くの理論が予言するスクォークやグルイーノはハドロン化する前に崩壊してしまうため R -ハドロンは形成されないが、その寿命が長い場合に色荷をもつスクォークやグルイーノはハドロン化して標準理論の粒子との束縛状態となる。この総称を R -ハドロンと呼ぶ。

R -ハドロンはその構成粒子の組み合わせによって幾つも存在する。表 6.1 に R -ハドロンの例を示す。

	記号	電荷
グルイーンによる R -ハドロン	$R_{\tilde{g}g}$	0
	$R_{\tilde{g}d\bar{d}}$	0
	$R_{\tilde{g}u\bar{s}}$	+1
	$R_{\tilde{g}ddd}$	-1
	$R_{\tilde{g}uuu}$	+2
スカラートップによる R -ハドロン	$R_{\tilde{t}\bar{d}}$	+1
	$R_{\tilde{t}\bar{u}}$	0
	$R_{\tilde{t}uu}$	+2
	$R_{\tilde{t}ud}$	+1

表 6.1 R -ハドロンの例

R -ハドロンはその構成粒子によって電荷が異なる。これら R -ハドロンは陽子陽子衝突で電荷 ± 1 か中性として生成されるが、検出器の物質と相互作用して電荷の異なる別の状態へと何度も変わりながら検出器中を進むため、ミュオン検出器では生成時とは異なる状態 (電荷) で検出されることがある。ミュオン検出器は荷電粒子のみを検出できるため、ミュオン検出器に入射する段階で中性となっていた R -ハドロンはミュオン検出器に情報を残さない。

本研究では長い寿命を持ったスカラートップ ($\tilde{t}$) が対生成され、 R -ハドロンを形成するモンテカルロサンプルを用いた。特にスカラートップ ($\tilde{t}$) の質量が 600、800、1000、1200、1400 GeV の場合のサンプルをそれぞれ 10000 事象ずつ用いた。

理論で予測されるスカラートップは標準理論の粒子と比べてかなり質量が大きい。そのため、スカラートップ 1 つと複数個の標準理論のクォークで構成される R -ハドロンの質量はスカラートップ単体の質量とほぼ変わらないものとなる。また、質量がほぼ変わらないため R -ハドロンがもつ運動量と飛行する方向は、はじめにスカラートップが持っていた運動量、方向とほぼ同じとなる。このことを利用し、このシグナルサンプルでは生成時のスカラートップの truth 情報を用いて、 β 再構成精度の評価を行っている。

以下では、はじめに質量 800 GeV のスカラートップのサンプルを用いた β 再構成精度の評価について記す。 $Z \rightarrow \mu\mu$ モンテカルロサンプルの解析と同様に、truth 情報のスカラートップの飛んだ方向と L2-SA の位置との距離に $\Delta R < 0.25$ という条件をかけてマッチングを行った。図 6.12 に ΔR 分布を示す。スカラートップ対生成事象であるため、 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象同様かなり近い L2-SA と正反対の位置の L2-SA が確認できる。この分布から、 R -ハドロンによって作られた L2-SA が存在していることがわかる。10000 事象のスカラートップ対生成に対し、バレル領域に飛び電荷をもってミュオン検出器を通過して L2-SA を作ったと思われる R -ハドロン (ΔR マッチングのとれた R -ハドロン) の個数は 1154 個で、生成されたスカラートップの総数のおよそ 5.8% であった。

また図 6.13 に truth 情報から得られたスカラートップ ($m_{\tilde{t}} = 800$ GeV) の運動量分布と、その truth 情報から計算された β 分布を示す。スカラートップの寿命の制限から、 R -ハドロンが崩壊せずにミュオン検出器まで到達するにはある程度の運動量が必要になる。そのため、L2-SA とマッチングを要求すると低運動量のスカラートップはなくなり、 β 分布も $\beta \sim 0.8$ 付近にピークを持つような分布となる。

このように真のスカラートップと ΔR マッチングのとれた L2-SA について、それは R -ハドロンが電荷をもってミュオン検出器を通過したと考え、上記の method3 によって β を計算した。 β 計算結果と再

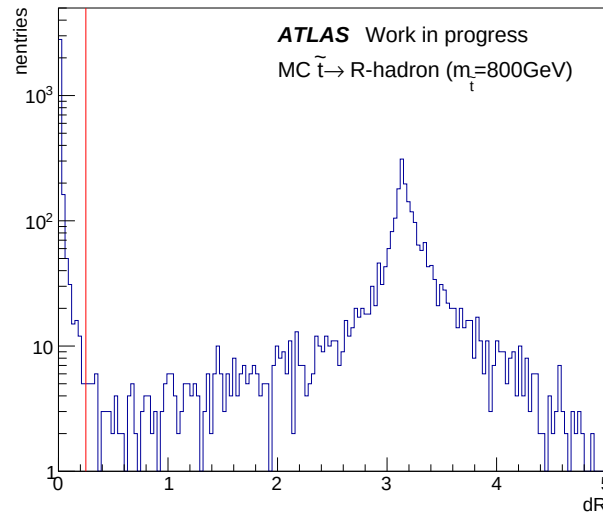
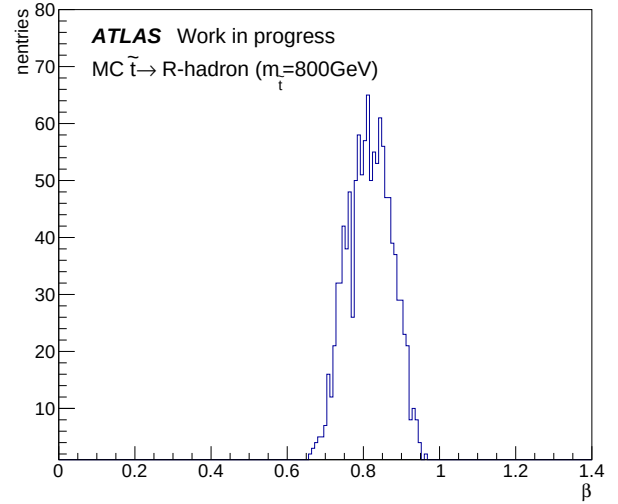
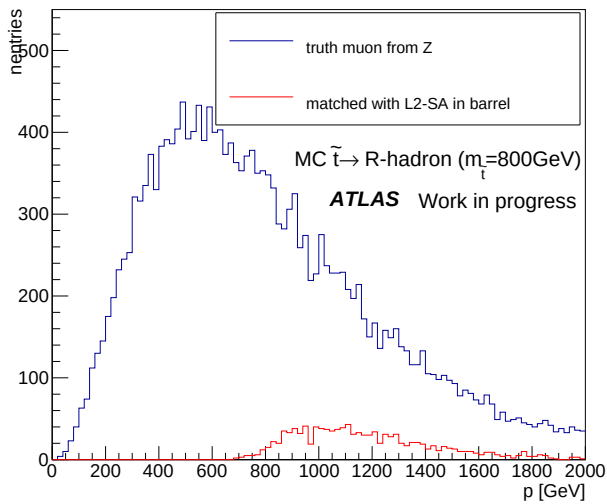
図 6.12 truth のスカラトップと最近接 L2-SA の ΔR 

図 6.13 truth 情報のスカラトップの運動量分布 (左) と β 分布 (右)(運動量分布は、青が全スカラトップ、赤はそのうちバレル領域の L2-SA にマッチングが取れたスカラトップについて、 β 分布はバレル領域の L2-SA とマッチングが取れたスカラトップについてのもの)

構成精度 (β 残差分布) を図 6.14 に示す。

質量 800 GeV スカラトップの R -ハドロンサンプルでも truth の β との残差は 0 にピークし幅も狭く、実際に計算された β 分布も $\beta \sim 0.8$ 程度で良い精度で再構成できている。これらの分布から $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象やその他光速に近い ($\beta \sim 1$) ミューオンとの分離が可能であることがわかった。

実際に L2 でのトリガーとして導入するために以下の変数を用いて選別する。

- L2-SA で再構成された $p_T^{\text{L2-SA}}$ (図 6.15)
- RPC 情報から計算された β (図 6.16)
- $p_T^{\text{L2-SA}}$ 、 $\eta^{\text{L2-SA}}$ 、 β から計算できる粒子の質量 m (図 6.17)

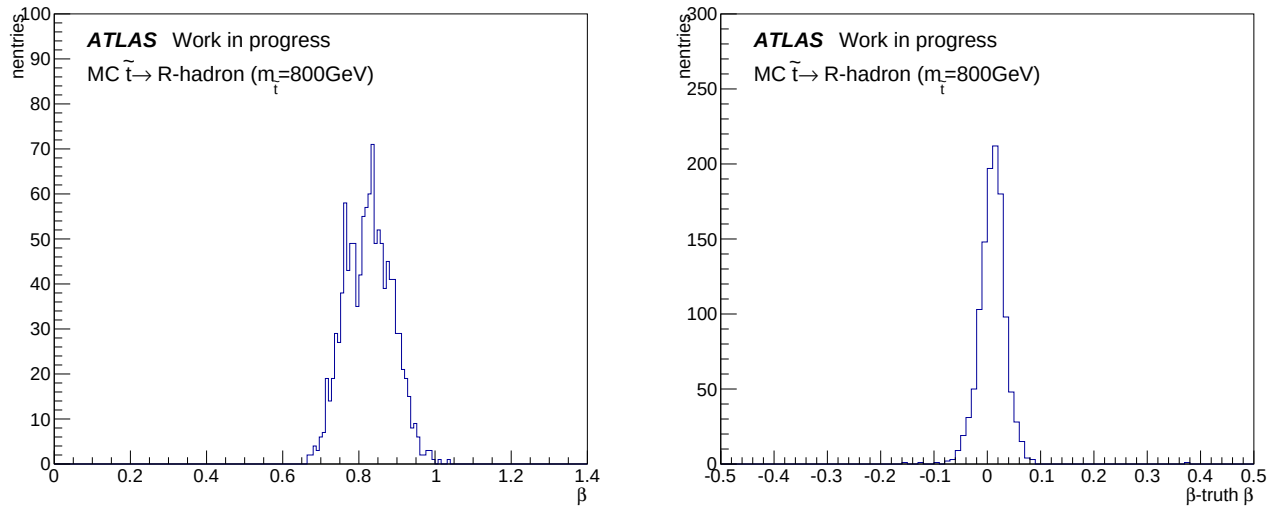


図 6.14 R -ハドロンサンプル ($m_{\tilde{t}} = 800 \text{ GeV}$) での各 L2-SA に対応する β 分布と truth 情報との β 残差分布

粒子の質量 m については以下の式で計算できる。

$$m = p \times \frac{1 - \beta^2}{\beta} \quad (6.6)$$

それぞれの分布を 6.15～6.17 に示す。ここでは、 $m_{\tilde{t}}=600, 800, 1000, 1200, 1400 \text{ GeV}$ のスカラートップと $Z \rightarrow \mu\mu$ のモンテカルロサンプルの結果を規格化して重ねて示す。

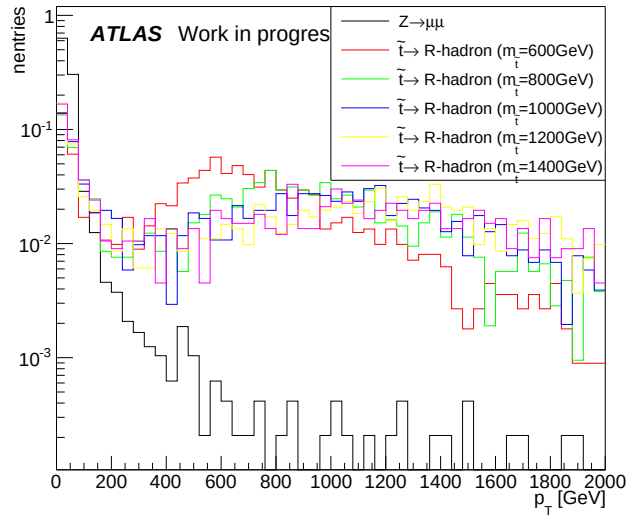
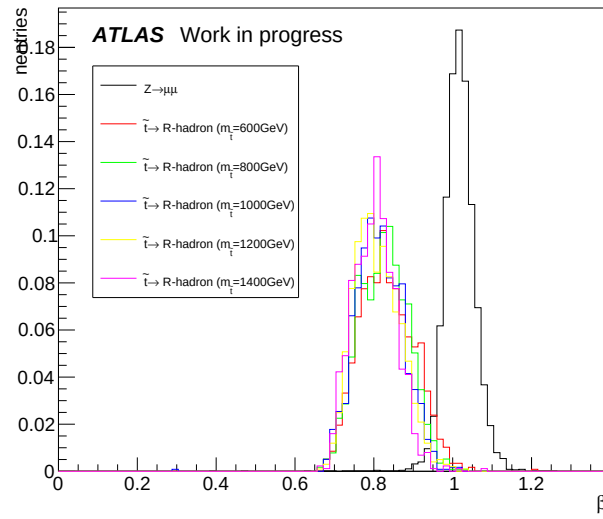
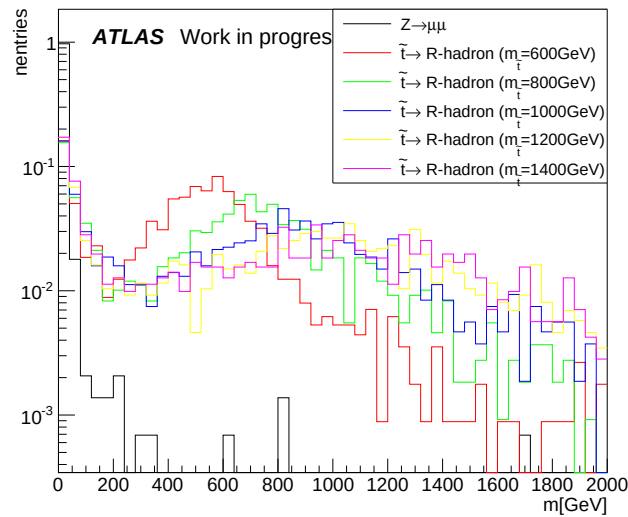


図 6.15 $p_T^{\text{L2-SA}}$ 分布

図 6.16 β 分布図 6.17 m 分布

これら 3 つの変数に対する条件として、

- $p_T^{L2-SA} > 40 \text{ GeV}$
- $\beta < 0.97$
- $m > 80 \text{ GeV}$

を要求して事象選別を行った場合の結果を表 6.3 に示す。この条件を設けることで、スカラートップ ($m_{\tilde{t}} = 600 \sim 1400 \text{ GeV}$) がハドロン化した R -ハドロンで L2-SA を作るようなものに対する効率を 80% 程度に保ちつつ、光速に限りなく近いような $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象由来のミュオンについては 0.1% 程度まで削減できることがわかった。

事象	L2-SA の個数	条件を通過する L2-SA の個数	効率
$Z \rightarrow \mu\mu$	4821	7	0.1%
$\tilde{t} \rightarrow R\text{-hadron}$ ($m_{\tilde{t}} = 600 \text{ GeV}$)	1174	916	78.0%
$\tilde{t} \rightarrow R\text{-hadron}$ ($m_{\tilde{t}} = 800 \text{ GeV}$)	1154	914	77.9%
$\tilde{t} \rightarrow R\text{-hadron}$ ($m_{\tilde{t}} = 1000 \text{ GeV}$)	1182	942	79.7%
$\tilde{t} \rightarrow R\text{-hadron}$ ($m_{\tilde{t}} = 1200 \text{ GeV}$)	1006	794	78.9%
$\tilde{t} \rightarrow R\text{-hadron}$ ($m_{\tilde{t}} = 1400 \text{ GeV}$)	877	698	79.6%

表 6.2 それぞれの事象についての L2-SA の個数と条件を通過する割合 ($Z \rightarrow \mu\mu$, $\tilde{t}$ 対生成事象共に全 10000 事象)

6.4 データを用いた β 再構成精度の確認

Run2(重心系エネルギー 13 TeV、衝突頻度 25 ns) のデータの一部 (数 pb^{-1}) を用いて、今回確立した L2-SA での RPC を用いた β 計算法およびそのトリガー効率の確認を行った。

モンテカルロの場合と同様 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象を選別するために、2 つ以上のミュオンが再構成された事象を選び、その 2 つのミュオンの普遍質量 $M_{\mu\mu}$ が Z 粒子の質量に近い ($80 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 100 \text{ GeV}$) 場合に、それらのミュオンについて β 計算を行った。これらのミュオンに対応する L2-SA を選択するために、 ΔR マッチングを行った。図 6.18 は、選別されたミュオン (Z 粒子由来と考えられる) と最も近い L2-SA の ΔR 分布である。 Z 粒子が崩壊して生成されるミュオンは正反対の方向に崩壊するという特徴が見て取れる。今回は $\Delta R < 0.1$ というマッチング条件を要求し、この条件を満たす L2-SA のみを用いた。

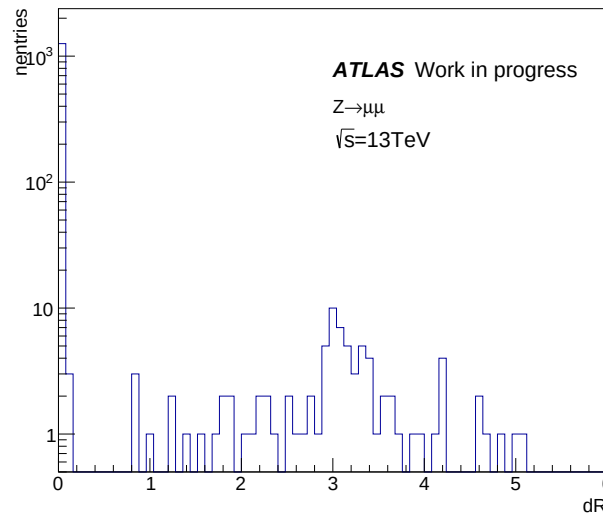


図 6.18 選別されたミュオンと最近接 L2-SA との ΔR 分布

マッチング条件を満たした L2-SA のうち、バレル領域 ($|\eta| < 1.05$) に存在するものを選別し、それらについてモンテカルロの場合と同様に β を計算した。その結果を図 6.19 に示す。 β 分布はモンテカルロの場合と同様、 $\beta = 1$ 付近にピークしており、データに対しても良い精度で β を再構成できることがわ

かった。

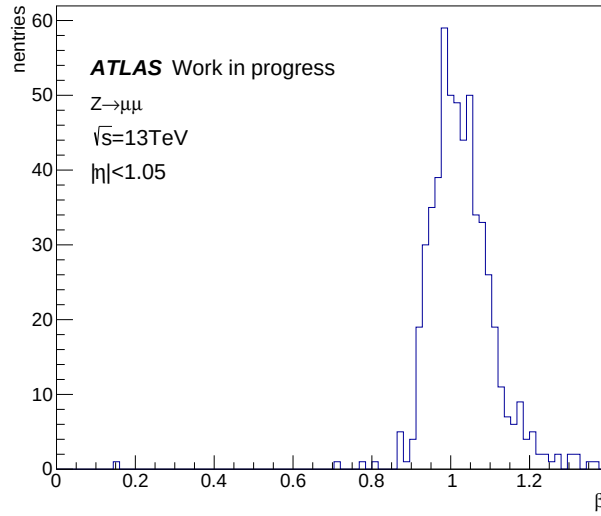


図 6.19 β 分布

また、モンテカルロと同様のトリガー条件、

- $p_T^{L2-SA} > 40 \text{ GeV}$
- $\beta < 0.97$
- $m > 80 \text{ GeV}$

を要求する。バレル領域の L2-SA563 個中、上記の条件を通過する数は 2 個であった。そのトリガー効率は $0.4 \pm 0.3\%$ でモンテカルロの場合と矛盾はなく、データに対してもバックグラウンドを大きく削ることができることが確認できた。

6.5 まとめと今後

本研究では、L2 におけるミュオン検出器を用いた長寿命重粒子 (LLP) をターゲットとしたトリガーの開発を行った。LLP の特徴である β が光速に比べ小さいことをトリガーに利用している。LLP が電荷を持つ場合ミュオン検出器にも情報を残す。特に時間分解能の高い RPC を用いて粒子の飛行時間を計測し、そこから β を計算することによって LLP とそれ以外のミュオンを選別することが可能であることを検証した。光速に限りなく近い $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象からくるミュオンと、幾つかの理論が予測する LLP の R -ハドロンのサンプルを利用し、どちらの場合にも 10% 程度の精度で β を計測できることがわかった。その結果、 β やそこから計算される質量にトリガー条件をかけることによって、 R -ハドロンのようなものに対する効率を 80% 程度に保ちつつ、光速に限りなく近いような $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象由来のミュオンについては 0.1% 程度まで削減できることがわかった。またデータに対しても、 β を精度よく再構成でき、バックグラウンドとなる軽い粒子による事象を大きく削減できることがわかった。

今回比較対象とした R -ハドロンは理論的に予測される LLP の中でも比較的質量の大きい粒子である。そのため光速で飛ぶミュオンとの β を用いた識別は比較的容易であると考えられる。今後は、他に考えられる LLP のモンテカルロサンプルについても同様の評価を行う必要がある。また、実際にトリガーに実装するために β の平均の取り方やトリガーの閾値を最適化する必要がある。

今回開発した L2 での β 計算法に基づく長寿命重粒子トリガーはデータに対する検証を行ったのち 2016 年からのデータ収集に用いられる予定である。

第 7 章

まとめ

ATLAS 実験ではトリガーシステムと呼ばれるデータ選別システムが用いられている。このトリガーシステムの設定や効率はその後の物理解析の結果に直結する非常に重要なものである。今回はトリガーシステムの 2 つの課題について研究を行った。

1 つめのテーマはミューオントリガーの各段階における横運動量閾値の総点検、最適化である。今回新たに Tag&Probe という手法を用いて Run1 で用いられていた閾値よりも精度良く新閾値を決定した。その結果いくつかのミューオントリガーチェーンについて、HLT 全体で対象とするミューオンのデータ取得効率を維持しながら、トリガーレートを 1、2% 程度削減することが可能となった。特に横運動量に対して低い閾値を持つトリガーチェーンに対してその性能を大きく改善した。この閾値最適化はミューオントリガー各レベルでの再構成精度が向上するたびに行わなければならないものであるが、本研究により各レベルでの閾値を総レビューし最適化する方法を確立することができた。一方で、今回の研究で閾値設定の磁場の強さによる領域分けが最適でないことがわかった。適切な領域分けは今後の重要な課題であり、これによってさらなる効率向上が見込まれる。今回設定されたミューオントリガー HLT 各レベルでの新閾値は 2016 年から実際に用いられる。

2 つめのテーマは L2 におけるミューオン検出器を用いた長寿命重粒子 (LLP) をターゲットとしたトリガーの開発である。LLP が標準理論の軽い粒子よりも遅いことを利用し、時間分解能に優れた RPC で飛行時間 (Time of Flight) を測定することで LLP (本研究では R -ハドロン生成事象をシグナルとして用いた) とそれ以外のミューオンを選別することが可能であることを示した。また実際にトリガー条件をかけることで、 R -ハドロンでミューオン検出器に反応を残すものに対する効率を 80% 程度に保ちつつ、光速に限りなく近いような $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象由来のミューオンについては 0.1% 程度まで削減できることがわかった。またデータに対しても、 β を精度よく再構成でき、バックグラウンドとなる軽い粒子による事象を大きく削減できることがわかった。今後はその他の LLP モンテカルロサンプルについて同様の解析を行い、 β 計算方法の妥当性やトリガー条件の最適化を行う必要がある。今回開発した L2 での β 計算法に基づく長寿命重粒子トリガーは 2016 年 Run から用いられる予定である。

参考文献

- [1] CERN HP <http://home.web.cern.ch/>
- [2] L. Evans, P. Bryant, LHC Machine, JINST 3 S08001 (2008).
- [3] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81, 1562.
- [4] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003(2008).
- [5] LHC ATLAS 実験 HP <http://atlas.kek.jp/>
- [6] ATLAS Experiment HP <http://atlas.ch/>
- [7] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS muon trigger in pp collision at $\sqrt{s}=8$ TeV, Eur. Phys. J. C75 (2015) 120.
- [8] ATLAS Collaboration, Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays, Eur. Phys. J. C70 (2010) 875-916.
- [9] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System, 30 November 2013.
- [10] CERN ATLAS 実験 HP, L1 muon trigger, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/LEVEL1/lvl1mu.html>
- [11] 野辺拓也, ATLAS 実験に置けるミューオントリガーの性能改良, 東京工業大学大学院修士学位論文 (2011).
- [12] T. Dohmae, Performance study of Level2 Muon TriggerSystem in the ATLAS experiment, Master Thesis, The University of Tokyo, Department of Physics(2009).
- [13] E. Diehl, for the ATLAS muon collaboration, ATLAS Muon Detector Commissioning, Proceedings of the DPF-2009 Conference, Detroit, MI, July 27-31, 2009.
- [14] 小林大, LHC-ATLAS 実験におけるミューオントリガーの効率測定, 東京工業大学大学院修士学位論文 (2014).
- [15] ATLAS Collaboration, Searches for heavy long-lived charged particles with the ATLAS detector in protonproton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, JHEP01(2015)068.

謝辞

本研究および本論文執筆をサポートしてくださった皆様に深く感謝申し上げます。

まず初めに指導教員である久世正弘准教授に深く感謝いたします。研究における指摘や研究方針の相談はもちろん、学生生活全体や海外での研究生活、国際的な研究に関わる上でのアドバイスをいただきました。また、このような国際的な研究に携わる機会を与えていただいたことに感謝しています。石塚正基助教には、研究の細かな相談や発表資料についてのアドバイスなど様々な面でご助力いただきました。また、兼田充助教には、特に研究内容についての助言を頂きました。本当にありがとうございます。

高エネルギー加速器研究所の青木雅人助教には、研究内容の細かな相談はもちろん、本研究の成果を実験に適応する際の協力や研究成果の発表の機会を与えてくださったりと、様々な面でご助力いただきました。大変感謝しています。同じく高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩准教授には、本研究の導入や方向性について細かく指摘・提案をしていただき、本当に感謝しています。ここに挙げた先生方以外にも、ATLAS グループの先生方からは様々な助言を頂きました。皆様本当にありがとうございました。

また、ATLAS 日本グループの先輩の方々には研究の細かな相談などにも乗っていただき大変感謝しています。特に、久世研究室の先輩でもある野辺拓也氏、小林大氏には様々なアドバイスを頂きました。大変感謝しています。久世研究室の先輩である岡島裕治氏、シャランコヴァ・ラリツァ氏には研究グループが異なるにも関わらず、研究に対する助言を頂きました。ありがとうございます。また、久世研究室の同期である田中雅大氏、細川健人氏には同じ ATLAS 日本グループということもあり、研究内容や論文作成の際の細かな相談や質問にも快く答えていただきました。大変感謝しています。後輩である、清水皓平氏、吉田朋世氏、濱部大氏、河口怜志氏には友人(後輩)として、また研究についての議論の相手として、大学院生活を充実したものにして頂き、大変感謝しています。

最後に、これまで支援し続けていた両親に深く感謝いたします。

図目次

3.1	LHC 加速器概観 [1]	7
3.2	LHC の加速機構 [5]	8
3.3	ATLAS 検出器 [1]	9
3.4	ATLAS で使われる座標系	10
3.5	ATLAS 検出器の粒子識別の方法 [6]	11
3.6	内部飛跡検出器の構造 [1]	12
3.7	内部飛跡検出器の断面図 [4]	13
3.8	カロリメータ概略図 [4]	13
3.9	ミューオン検出器 ($r-z$ 平面)[7]	14
3.10	MDT の構造 [4]	14
3.11	バレル領域でのミューオン検出器 (ϕ 平面)[8]	15
3.12	CSC の構造 [4]	15
3.13	RPC の構造 [4]	16
4.1	ATLAS 実験のトリガーシステム [9]	18
4.2	各領域でのコインシデンス要求の違い [10]。TGC1, 2, 3 はそれぞれ M1, 2, 3 に対応している。	19
4.3	L1 のエンドキャップ領域での p_T 計算方法 [11]。磁場は衝突点と M1 の間に存在する。	20
4.4	曲率半径 R の再構成 [12]	21
4.5	エンドキャップでの α の定義 [12]	22
4.6	エンドキャップでの β の定義 [12]	22
5.1	$1.3 < \eta < 1.45$ に定義される Weak B field A(左) と $1.5 < \eta < 1.65$ に定義される Weak B field B(右)。中心は $(x, y)=(0,0)$ 。回転対称となっている ATLAS 検出器の磁石の配置に合わせて、磁石同士の中間の領域を磁場の弱い領域として定義している。	25
5.2	2つのミューオンに崩壊する粒子を用いた Tag&Probe の概略図	26
5.3	2つのミューオンの不変質量分布 (左) と Z Tag&Probe プローブミューオン p_T 分布 (右)	28
5.4	2つのミューオンの不変質量分布 (左) と J/ψ Tag&Probe プローブミューオン p_T 分布 (右)	30
5.5	HLT_mu4 L2-SA residual 分布	33
5.6	HLT_mu6 L2-SA residual 分布	33
5.7	HLT_mu8 L2-SA residual 分布	34
5.8	HLT_mu10 L2-SA residual 分布	34

5.9	<i>HLT_mu13</i> L2-SA residual 分布	35
5.10	<i>HLT_mu14</i> L2-SA residual 分布	35
5.11	<i>HLT_mu18</i> L2-SA residual 分布	36
5.12	<i>HLT_mu20</i> L2-SA residual 分布	36
5.13	<i>HLT_mu22</i> L2-SA residual 分布	37
5.14	<i>HLT_mu24</i> L2-SA residual 分布	37
5.15	<i>HLT_mu26</i> L2-SA residual 分布	38
5.16	<i>HLT_mu36</i> L2-SA residual 分布	38
5.17	ATLAS 実験の磁場の η 依存性 [13]	39
5.18	<i>HLT_mu4</i> L2-CB residual 分布	40
5.19	<i>HLT_mu6</i> L2-CB residual 分布	41
5.20	<i>HLT_mu8</i> L2-CB residual 分布	41
5.21	<i>HLT_mu10</i> L2-CB residual 分布	42
5.22	<i>HLT_mu13</i> L2-CB residual 分布	42
5.23	<i>HLT_mu14</i> L2-CB residual 分布	43
5.24	<i>HLT_mu18</i> L2-CB residual 分布	43
5.25	<i>HLT_mu20</i> L2-CB residual 分布	44
5.26	<i>HLT_mu22</i> L2-CB residual 分布	44
5.27	<i>HLT_mu24</i> L2-CB residual 分布	45
5.28	<i>HLT_mu26</i> L2-CB residual 分布	45
5.29	<i>HLT_mu36</i> L2-CB residual 分布	46
5.30	<i>HLT_mu4</i> EF residual 分布	47
5.31	<i>HLT_mu6</i> EF residual 分布	48
5.32	<i>HLT_mu8</i> EF residual 分布	48
5.33	<i>HLT_mu4</i> EF residual 分布	49
5.34	<i>HLT_mu13</i> EF residual 分布	49
5.35	<i>HLT_mu14</i> EF residual 分布	50
5.36	<i>HLT_mu18</i> EF residual 分布	50
5.37	<i>HLT_mu20</i> EF residual 分布	51
5.38	<i>HLT_mu22</i> EF residual 分布	51
5.39	<i>HLT_mu24</i> EF residual 分布	52
5.40	<i>HLT_mu26</i> EF residual 分布	52
5.41	<i>HLT_mu36</i> EF residual 分布	53
5.42	<i>HLT_mu4</i> 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . . .	57
5.43	<i>HLT_mu4</i> 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	58
5.44	<i>HLT_mu4</i> 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 .	58
5.45	<i>HLT_mu6</i> 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . . .	59
5.46	<i>HLT_mu6</i> 、L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	59
5.47	<i>HLT_mu6</i> 、HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 .	60
5.48	<i>HLT_mu10</i> 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	61
5.49	<i>HLT_mu14</i> 、L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	61

5.50	<i>HLT_mu18</i> , L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . . .	62
5.51	<i>HLT_mu20_iloose</i> , L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	62
5.52	<i>HLT_mu24_iloose</i> , L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	63
5.53	<i>HLT_mu26_imedium</i> , L2-SA のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー 効率	63
5.54	<i>HLT_mu10</i> , L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	64
5.55	<i>HLT_mu14</i> , L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	64
5.56	<i>HLT_mu18</i> , L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率 . .	65
5.57	<i>HLT_mu20_iloose</i> , L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	65
5.58	<i>HLT_mu24_iloose</i> , L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	66
5.59	<i>HLT_mu26_imedium</i> , L2 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリ ガー効率	66
5.60	<i>HLT_mu10</i> , HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	67
5.61	<i>HLT_mu14</i> , HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	67
5.62	<i>HLT_mu18</i> , HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー効率	68
5.63	<i>HLT_mu20_iloose</i> , HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー 効率	68
5.64	<i>HLT_mu24_iloose</i> , HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリガー 効率	69
5.65	<i>HLT_mu26_imedium</i> , HLT 全体のバレル領域 (左)、エンドキャップ領域 (右) でのトリ ガー効率	69
6.1	Z 粒子由来の truth のミューオンと最近接 L2-SA の ΔR	72
6.2	truth 情報の Z 粒子由来のミューオンの運動量分布 (左) と β 分布 (右)(運動量分布は、 青が全ミューオン、赤はそのうちバレル領域の L2-SA にマッチングが取れたミューオン について、 β 分布はバレル領域の L2-SA とマッチングが取れたミューオンについてのもの)	72
6.3	1 つの L2-SA に対する RPC 全層の総ヒット数	73
6.4	1 つの L2-SA に対する RPC 各層のヒット数	73
6.5	ヒットの x, y, z 座標	74
6.6	各ヒットの時間情報 t	74
6.7	読み出しの長さ L_{prop}	75
6.8	飛行距離 d	75
6.9	各ヒットについての β	76
6.10	各ヒットについての β 残差と $\Delta R_{\text{hit}, \text{L2-SA}}$ の分布	77
6.11	各 L2-SA に対応する β 分布と truth 情報との β 残差分布	77
6.12	truth のスカラートップと最近接 L2-SA の ΔR	79
6.13	truth 情報のスカラートップの運動量分布 (左) と β 分布 (右)(運動量分布は、青が全ス カラートップ、赤はそのうちバレル領域の L2-SA にマッチングが取れたスカラートップ について、 β 分布はバレル領域の L2-SA とマッチングが取れたスカラートップについて のもの)	79

6.14	R -ハドロンサンプル ($m_{\tilde{t}} = 800 \text{ GeV}$) での各 L2-SA に対応する β 分布と truth 情報との β 残差分布	80
6.15	$p_{\text{T}}^{\text{L2-SA}}$ 分布	80
6.16	β 分布	81
6.17	m 分布	81
6.18	選別されたミューオンと最近接 L2-SA との ΔR 分布	82
6.19	β 分布	83

表目次

2.1	標準理論のフェルミオン	4
2.2	標準理論のボソン	4
2.3	標準模型フェルミオンに対応する超対称性粒子の種類一覧	5
2.4	標準模型ボソンに対応する超対称性粒子の種類一覧	5
3.1	LHC 設計値 [2]	7
3.2	前段加速器の加速エネルギー [2]	8
5.1	例: Run1 での <i>HLT_mu4</i> 各段階での p_T に対する閾値の値 [GeV]	25
5.2	内部飛跡検出器の各検出器での対象のミューオンに関連するヒットに対するクオリティ カット	27
5.3	L2-SA での p_T 閾値 [GeV]。旧閾値がある場合は括弧内に旧閾値を示す。	39
5.4	L2-CB での p_T 閾値 [GeV]。旧閾値がある場合は括弧内に旧閾値を示す。	46
5.5	EF での p_T 閾値 [GeV]。旧閾値がある場合は括弧内に旧閾値を示す。	53
5.6	新旧閾値でのトリガーレートの変化率。1,2 行目の数字は対象のトリガーレベルを通過し て残ったイベント数、カッコ内は L1 の事象数との比、3 行目は予想されるレートの変化 を表す。	55
6.1	<i>R</i> -ハドロンの例	78
6.2	それぞれの事象についての L2-SA の個数と条件を通過する割合 ($Z \rightarrow \mu\mu$, $\tilde{t}$ 対生成事象 共に全 10000 事象)	82