

修 士 学 位 論 文

LHC-ATLAS 実験における新物理探索のための 重い長寿命荷電粒子トリガーの性能評価

令和3年2月5日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 193S106S
氏名 角 源一郎

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

LHC は欧州原子核研究機構に設置されている、陽子陽子衝突型の円形加速器である。LHC の衝突点の一つで行われている ATLAS 実験では、標準模型の精密測定やそれを超える物理の探索が行われている。

その中の一つに超対称性粒子の探索がある。超対称性粒子は超対称性理論で存在が予言されている粒子であり、標準模型の粒子に対して電荷が同じでスピンの $1/2$ だけ異なる。また標準模型を超えた別の理論では、2 以上や分数の電荷をもった安定した粒子の存在も示唆されている。これらの粒子は寿命が長く、これまでの探索から質量が重いことが予想され、標準模型の粒子に比べて相対的に速度の遅い粒子となる。LHC-ATLAS 実験ではこれらの粒子の直接探索も目指している。

ATLAS 実験では、40 MHz で起こる陽子衝突事象全てを保存することは計算機資源的にできないため、興味のあるイベントのみを保存するためのトリガーシステムを導入している。トリガーシステムは電子回路を用いて高速に処理する Level-1 トリガーと、計算機上でソフトウェアを用いて詳細な選別を行うハイレベルトリガーの 2 段階で事象を選別する。

本論文は、LHC-ATLAS 実験において今まで基本的に取得できていなかった、速度の遅い荷電粒子に対するトリガーの開発と、その性能評価を目的としている。2018 年まで行われていた Run-2 の開始時には、主に光速に近い粒子に対するトリガーしか用意されなかったため、速度の遅い粒子は取得されていなかった。そこでこの問題を解決すべく、速度の遅い荷電粒子に対応するトリガーが導入された。

Level-1 トリガーでは、通常は別々にトリガー判定を行っている、カロリメータとミューオン検出器のトリガー判定を組み合わせたトリガーが 2017 年に導入された。このトリガーにより光速に比べて 6 割から 7 割の速度の粒子に対し、新たに 25 % 取得できることを示した。一方で標準的なミューオンに対するトリガーに比べると、効率が依然 3 分の 1 と低いことも判明した。本研究ではこの原因を調査し、基準バンチで要求しているカロリメータの信号の閾値が原因であることが分かった。そのため 2022 年からの Run-3 においてトリガー効率を改善するため、トリガーレートの許す範囲でカロリメータのトリガー閾値を多少下げることが提案された。また、光速に比べて 7 割から 8 割の速度の粒子に対してトリガー効率が低下することも判明した。この原因についても調査し、Level-1 ミューオントリガーの判定アルゴリズムに問題があることが分かったため、改善策を提示した。

ハイレベルトリガーでは、内部飛跡検出器のみで再構成された飛跡を出発点として、ミューオン検出器へと外挿して飛跡を再構成するアルゴリズムを用いている。このアルゴリズムの効率は約 80 % 程度と本研究により評価した。これは想定よりも低かったため、原因を調査し改善点を本論文で示唆した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	物理的背景	3
2.1	標準模型と標準模型を超える物理	3
第 3 章	LHC-ATLAS 実験	10
3.1	LHC 加速器	10
3.2	ATLAS 実験	11
3.3	ATLAS 検出器	12
3.4	ATLAS トリガーシステム	24
3.5	本研究の目的	31
第 4 章	重い長寿命荷電粒子トリガーの必要性	32
4.1	長寿命荷電粒子が生成される物理	32
4.2	標準的なトリガーによるトリガー効率	34
4.3	標準的なトリガーの問題点	36
第 5 章	新しいトリガーアルゴリズムの性能と問題点	39
5.1	遅い荷電粒子用のトリガーアルゴリズム	39
5.2	第二期運転におけるトリガーパフォーマンス	48
5.3	第二期運転トリガーにおける問題点	58
第 6 章	第三期運転に向けて期待できる改良	73
6.1	基準バンチで要求するトリガーの閾値を下げる	73
6.2	バレル領域のバンチ判別の時間幅を広げる	76
6.3	飛行時間を数パターン用意して複数のセグメントを再構成	77
第 7 章	結論	79
	謝辞	81
	参考文献	83

表目次

2.1	標準模型を構成するフェルミオン	3
2.2	標準模型を構成するボソン	4
2.3	超対称性理論で予測されているクォーク及びレプトンの超対称性粒子	6
2.4	超対称性理論で予測されているゲージボソンの超対称性粒子	6
3.1	Run-2 における p_T 閾値	30
5.1	2017 年に導入されたトリガーの p_T 閾値	41

目次

2.1	超対称性粒子の棄却領域	6
2.2	$\tilde{\tau}$ が生成される過程の例	7
2.3	ATLAS 実験における $\tilde{\tau}$ 及び $\tilde{\chi}_1^\pm$ の実験結果	7
2.4	H^\pm が生成される過程の例	8
2.5	ATLAS 実験における MCP の実験結果	9
2.6	CMS 実験における $\tilde{\tau}$ と MCP の実験結果	9
3.1	LHC 加速器の全体図	10
3.2	LHC 加速器の運用計画	11
3.3	ATLAS 検出器の断面図	12
3.4	ATLAS 実験で用いられる座標系	13
3.5	ATLAS 検出器の超伝導磁石の配置	14
3.6	バレル領域での内部飛跡検出器の断面図	15
3.7	エンドキャップ領域での内部飛跡検出器の断面図	16
3.8	ATLAS 検出器におけるカロリメータの断面図	17
3.9	ミューオン検出器の断面図	18
3.10	ビーム軸から見たミューオン検出器の配置図	18
3.11	ミューオン検出器の配置図	19
3.12	バレル領域での RPC 検出器の配置	20
3.13	RPC 検出器の構造	20
3.14	TGC 検出器の構造	21
3.15	TGC の doublet と triplet の断面図	21
3.16	TGC の配置図	22
3.17	ドリフトチューブの断面図	23
3.18	MDT の構造	23
3.19	CSC の断面図	24
3.20	CSC の配置図	24
3.21	Run-2 におけるトリガーシステムの概要	26
3.22	パイプライントリガーの模式図	27
3.23	バレル部の L1 トリガーシステムにおけるトリガー判定	28

3.24	エンドキャップ部の L1 トリガーシステムの概念図	29
3.25	ミューオントリガーアルゴリズムの概念図	30
4.1	用いたモンテカルロサンプルの粒子の生成過程	33
4.2	$\tilde{\tau}$ サンプルの各運動学的変数分布	33
4.3	MCP サンプルの各運動学的変数分布	34
4.4	シングルミューオントリガーによる $\tilde{\tau}$ の取得効率	35
4.5	MET トリガーによる $\tilde{\tau}$ の取得効率	35
4.6	パレル領域における 2018 年の L1 ミューオントリガー効率	36
4.7	エンドキャップ領域における 2018 年の L1 ミューオントリガー効率	36
4.8	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて β を横軸に取った時の標準的なシングルミューオントリガーに おける取得効率	37
5.1	遅い荷電粒子用トリガーのイメージ図	40
5.2	遅い荷電粒子用トリガーの模式図	41
5.3	ミューオンが通過した際の飛跡再構成方法	42
5.4	算出されたドリフト半径	43
5.5	誤って飛跡を再構成する例	43
5.6	内部飛跡検出器の飛跡を外挿する際のイメージ図	44
5.7	RPC 検出器の時間情報を計算する際の模式図	45
5.8	複数の MDT ヒットからシードとなる直線を引くために用いる MDT ヒットを 2 つ 選ぶ	46
5.9	2 つの MDT ヒットからシードとなる 4 本の接線を引く	46
5.10	シードとなる接線の傾きを求める方法	46
5.11	フィットに用いる MDT ヒット	47
5.12	MDT ヒットの飛行時間を変化させた直線フィットの模式図	47
5.13	傾きを変化させたフィットの模式図	47
5.14	傾き、飛行時間をと問変化させたフィットの模式図	47
5.15	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を β で取った時のトリガー効率	50
5.16	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時のトリガー効率	50
5.17	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を η で取った時のトリガー効率	51
5.18	$\tilde{\tau}$ サンプルにおける β と η の二次元分布	51
5.19	β の領域を絞った時のトリガー効率	51
5.20	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を p_T で取った時のトリガー効率	52
5.21	$\tilde{\tau}$ サンプルにおける β と p_T の二次元分布	52
5.22	$\tilde{\tau}$ サンプルにおける η と p_T の二次元分布	52
5.23	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を β で取った時のトリガー効率	53
5.24	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時のトリガー効率	53
5.25	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を η で取った時のトリガー効率	53

5.26	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を p_T で取った時のトリガー効率	54
5.27	MCP サンプルにおいて横軸を β で取った時のトリガー効率	54
5.28	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を β で取った時の HLT のトリガー効率	55
5.29	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時の HLT のトリガー効率	55
5.30	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を η で取った時の HLT のトリガー効率	56
5.31	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を p_T で取った時の HLT のトリガー効率	56
5.32	MCP サンプルにおいて横軸を β で取った時の HLT のトリガー効率	57
5.33	MCP サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時の HLT のトリガー効率	57
5.34	MCP サンプルにおいて横軸を η で取った時の HLT のトリガー効率	58
5.35	MCP サンプルにおいて横軸を p_T で取った時の HLT のトリガー効率	58
5.36	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を β で取った時の L1 のトリガー効率	59
5.37	RPC2 から RPC3 の間を粒子が通過するタイミングで次のバンチのタイミングになる場合のイメージ図	60
5.38	Inner ステーションから Middle ステーションの間を粒子が通過するタイミングで次のバンチのタイミングになる場合のイメージ図	61
5.39	バレル領域において閾値を変更した場合の L1 のミューオントリガー効率	62
5.40	エンドキャップ領域において閾値を変更した場合の L1 のミューオントリガー効率	62
5.41	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を β で取った時の L1 のトリガー効率	63
5.42	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて MDT のデコードに関するバグが原因でアルゴリズムが失敗した時のイベントを取り除いた場合の HLT のトリガー効率	64
5.43	MCP サンプルにおいて MDT のデコードに関するバグが原因でアルゴリズムが失敗した時のイベントを取り除いた場合の HLT のトリガー効率	65
5.44	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいてミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率	66
5.45	MCP サンプルにおいてミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率	67
5.46	MDT 検出器の各層でシードとなる接線がすべて上または下となる場合の模式図	69
5.47	MDT 検出器である各ドリフトチューブの中心間を結んだ傾きが 30 度であることの模式図	69
5.48	飛行時間を変化させると飛跡が一意に決まらない場合の模式図	69
5.49	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて内部飛跡検出器の情報及びミューオン検出器の情報を用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率	70
5.50	MCP サンプルにおいて内部飛跡検出器の情報及びミューオン検出器の情報を用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率	71
5.51	$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を β で取った時の L1 トリガー効率	72
6.1	基準バンチで要求する MET トリガーの閾値を変化させたときのトリガー効率	74
6.2	基準バンチで要求する Jet トリガーの閾値を変化させたときのトリガー効率	75

6.3	基準バンチで要求する TE トリガーの閾値を変化させたときのトリガー効率	76
6.4	飛行時間を数パターン用意して複数のセグメントを再構成する例	77

第 1 章

序論

物質を構成している最小単位の粒子を素粒子という。素粒子とそれらの間に働く相互作用を現在最も正確に記述している理論を標準模型といい、これまでのほとんどの実験結果を説明することができる。2012年に欧州原子核研究機構(CERN)に設置されている Large Hadron Collider (LHC) でヒッグス粒子が発見されたことにより、標準模型で予測されていた全ての粒子が発見された [1, 2]。しかしヒッグス粒子の階層性問題や暗黒物質の存在など、標準模型で説明できない問題が残っている。これらの問題を解決するために、標準模型を超えた物理の探索が世界中で行われている。その一つに CERN で行われている LHC-ATLAS 実験 [3] があり、標準模型の精密測定や標準模型を超えた新物理の探索が行われている。

ヒッグス粒子の階層性問題や暗黒物質の問題を解決する候補となりうる理論として、超対称性理論が挙げられる。超対称性理論は、標準模型の粒子と対になる、電荷が同じでスピンの $1/2$ だけ異なる超対称性粒子の存在を予言している。また標準模型の問題を解決する別の理論として、電荷が 2 以上や分数の安定した粒子の存在も示唆されている。これらの粒子のいくつかは寿命が長く安定した荷電粒子であり、またこれまでの探索結果から質量が重いことが予想されている。粒子の質量と速度の関係は以下の式で与えられる。

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{p^2}{m^2 + p^2}} \quad (1.0.1)$$

LHC で生成される標準模型の安定した粒子は、質量に比べて非常に高い運動量を持っているため、 $\beta \sim 1$ とほとんど光速で飛行する。一方上記のような新粒子の場合、運動量と比較して質量が無視できなくなり、標準模型の粒子に比べて速度の遅い粒子となる。新物理への感度を高めるためには、速度の遅い粒子をいかに効率よく取得できるかが鍵となっている。

LHC-ATLAS 実験は陽子同士を加速し、13 TeV の重心系エネルギーで衝突させる。陽子同士は 40 MHz で衝突し、1 回の衝突において保存されるべきデータ量は約 2 MB となる。全ての衝突事象を保存することは計算機資源的にできないため、興味のある事象のみを保存するためのトリガーシステムを導入している。トリガーシステムは電子回路を用いて高速に処理するレベル 1 トリガーと、計算機上でソフトウェアを用いて詳細な選別を行うハイレベルトリガーの 2 段階で事象を選別する。その中でもミューオントリガーは本研究で重要な役割を果たす。ATLAS 検出器のミューオ

ン検出器は、一番外層に設置しており、理想的にはミューオンしかヒットを残さないため、クリーンな情報が得られやすい。本研究で目的としている荷電粒子は比較的安定しており、ミューオン検出器まで崩壊せずに到達すると予測されている。ミューオンのような飛跡を残すと考えられているため、ミューオントリガーで取得されうる。しかし以前は適したトリガーが準備されておらず、粒子の速度が遅い場合に取得することはできなかった。そこで2017年に遅い荷電粒子用のトリガーが導入された。本研究はこの新しいトリガーの性能評価を行った。

本論文では、第2章で速度の遅い粒子に関する物理的背景について、第3章でATLAS実験の概要について述べる。第4章でなぜ重い長寿命荷電粒子トリガーが必要であるのかの理由について説明する。第5章では遅い荷電粒子用トリガーのトリガーのアルゴリズムと性能評価と問題点を述べ、第6章ではその改良策について述べる。それらの結論を第7章でまとめる。

第 2 章

物理的背景

本章では本研究に関する物理的背景について述べる。

2.1 標準模型と標準模型を超える物理

2.1.1 標準模型

物質を構成する最小単位の粒子を素粒子という。素粒子とそれらの間に働く相互作用を現在最も正確に記述している理論を標準模型といい、これまでのほとんどの実験結果を説明することができている。自然界には 4 つの基本的な相互作用（電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用）があり、標準模型は重力相互作用以外の 3 つの相互作用について記述している。標準模型を構成する粒子は 17 種類あり、大きくフェルミオンとボソンに分けられる。フェルミオンは表 2.1 に示すように、3 世代 6 種類のクォークとレプトンで構成されている。ボソンは表 2.2 に示すように、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用をそれぞれ媒介するゲージ粒子と、質量の起源とされているヒッグス粒子で構成されている。

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

表 2.1: 標準模型を構成するフェルミオン。

	記号	スピン	電荷	相互作用
ゲージボソン	γ	1	0	電磁相互作用
	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: 標準模型を構成するボソン。

ヒッグス粒子を除く 16 種類の素粒子は、宇宙線の観測や加速器実験により 20 世紀のうちに発見された。そして、2012 年に LHC でヒッグス粒子が発見されたことにより、標準模型で予測されていたすべての粒子が発見された [1, 2]。標準模型は現在までのほとんどの実験を説明することができるが、ヒッグス粒子の階層性問題や暗黒物質の存在、重力相互作用やニュートリノの質量の起源など説明できない多くの問題が残っている。この問題を解決するために、標準模型を超えた新しい物理の探索が世界中で行われている。

2.1.2 標準模型を超える物理

標準模型の問題や説明できない現象として以下のようなものがあげられる。

ヒッグスの階層性問題

標準模型の枠組みでヒッグス粒子の質量の輻射補正を計算すると、電弱スケールよりも数十桁も大きな値になる。しかし、実際に発見されたヒッグス粒子の質量は 125 GeV である。これは裸の質量と輻射補正が絶妙に近い値でなければならず、不自然である。

暗黒物質

暗黒物質は宇宙観測によって存在が予測されている質量は持つが、光学的に直接観測されていない物質のことである。銀河の回転速度や弾丸銀河団による重力レンズ効果により存在が示唆されている。標準模型によって説明できる物質は宇宙全体の物質エネルギーの約 5 % であり、暗黒物質は約 27 % を占めるとされている。暗黒物質を説明するための様々な理論モデルの候補が存在するが、その一例として WIMP (Weekly Interacting Massive Particle) は弱い相互作用しかしないと考えられており、検出が困難である。

ニュートリノ質量の起源

標準模型においてニュートリノは左巻きしか存在せず、質量はゼロであるとされている。しかし、スーパーカミオカンデ実験や T2K 実験などにおいてニュートリノのフレーバーが変わるニュートリノ振動が観測されたことにより、ニュートリノに質量を持つことが示された。

重力相互作用

標準模型は基本的な 4 つの相互作用のうち、重力相互作用について量子論的に記述できていない。重力相互作用は他の 3 つの相互作用のうち、最も小さい相互作用である弱い相互作用と比較しても相互作用の強さが約 10^{-33} 倍と非常に小さい。そのため普通の素粒子実験においては無視され、重力波が人工的に生成できないことや低バックグラウンド化の困難さから測定が非常に困難である。重力相互作用の媒介粒子として重力子（グラビトン）が考えられている。

2.1.3 LHC で行われている標準模型を超えた物理の探索例

本節では LHC で行われている標準模型を超えた物理の探索のうち、本研究に関係のある 2 つについて述べる。

超対称性 (supersymmetry, SUSY)

標準模型において問題であるヒッグスの階層性問題や暗黒物質の問題を解決する候補となりうる理論として、超対称性理論 (supersymmetry) があげられる [4]。超対称性理論は、標準模型の粒子とスピンの $1/2$ だけ異なり、電荷が等しい超対称性粒子の存在を予言している。表 2.3 および表 2.4 に標準模型の粒子に対する超対称性粒子を示す。超対称性粒子によりヒッグスの階層性問題を解決できる場合、超対称性粒子の中で最も軽い粒子 (Lightest SUSY particle, LSP) の質量は数 TeV になることが期待されている。

また、超対称性理論には R -パリティと呼ばれる対称性が導入される。超対称性およびゲージ対称性の要請からはバリオン数やレプトン数を破る相互作用の存在を避けることができない。バリオン数とはバリオンが持つ量子数のことで、クォークは $1/3$ 、反クォークは $-1/3$ 、レプトンや各種ボソンなどの他の素粒子は 0 のバリオン数を持つ。同様に、レプトン数とはレプトンが持つ量子数のことで、レプトンは 1、反レプトンは -1 、クォークや各種ボソンなどのほかの素粒子は 0 のレプトン数を持つ。バリオン数とレプトン数を破る現象の一つに、陽子崩壊がある。陽子が他の粒子に崩壊するという現象が観測されていない事実を説明するためには、何らかの方法によってこのような崩壊を禁止するような状況を要請しなければならない。そこで導入されるのが R -パリティである。 R -パリティは S をスピン、 B をバリオン数、 L をレプトン数として式 (2.1.1) で定義される。

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.1.1)$$

標準模型の粒子は偶 (固有値が $+1$)、超対称性粒子は奇 (固有値が -1) の R -パリティを持つ。 R -パリティが保存するならば、相互作用頂点において超対称性粒子は偶数個存在する。従って R -パリティが保存していれば、陽子崩壊を禁止することができる。また、 R -パリティが保存が存在すると LSP は安定となるため、この粒子が暗黒物質の有力候補となりうることが知られている。このように R -パリティの導入は現象論定要請を満たすうえで極めて重要な役割を果たしている [4, 5]。図 2.1 に重心系エネルギー 13 TeV で取得したデータを用いて測定した超対称性粒子の棄却領域を示す。

	記号			スピン	電荷
	第1世代	第2世代	第3世代		
スクォーク	\tilde{u}	\tilde{c}	\tilde{t}	0	+2/3
	\tilde{d}	\tilde{s}	\tilde{b}	0	-1/3
スレプトン	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$	0	0
	\tilde{e}^-	$\tilde{\mu}^-$	$\tilde{\tau}^-$	0	-1

表 2.3: 超対称性理論で予測されているクォーク及びレプトンの超対称性粒子。

	記号	スピン	電荷
ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$)	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	1/2	0
チャージノーノ ($\tilde{\chi}^\pm$)	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$	1/2	± 1
グレイーノ	\tilde{g}	1/2	0
グラビティノーノ	\tilde{G}	3/2	0

表 2.4: 超対称性理論で予測されているゲージボソンの超対称性粒子。

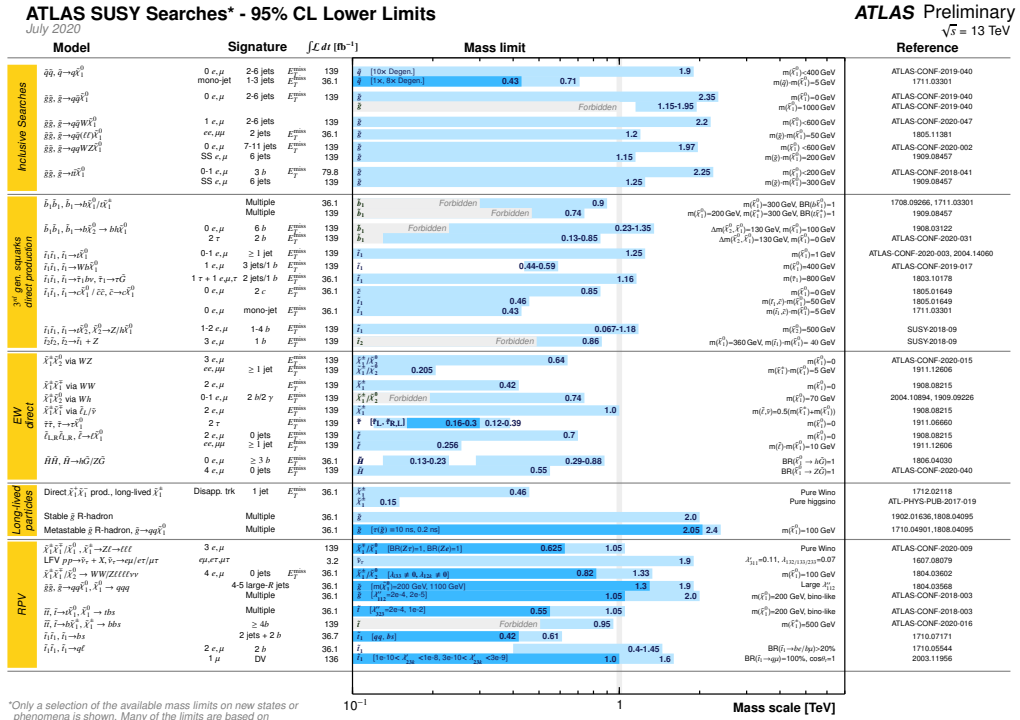


図 2.1: 重心系エネルギー 13 TeV で取得したデータを用いて測定した超対称性粒子の棄却領域 [6]。

SUSY には様々な理論の候補が存在するが、しばしば重くて長寿命な粒子 (Long-Lived particle,

LLP) の存在が予測されている。具体例としては、 R -パリティを保存する SUSY のモデル (split SUSY [7, 8] など) や、gauge-mediated SUSY breaking (GMSB) モデル [9] などが挙げられる。GMSB モデルでは LSP としてグラビティーノを、 $\tilde{\tau}$ は LLP となり τ とグラビティーノへ崩壊することを想定している。図 2.2 に $\tilde{\tau}$ が生成されるファインマンダイアグラムの一例を示す。

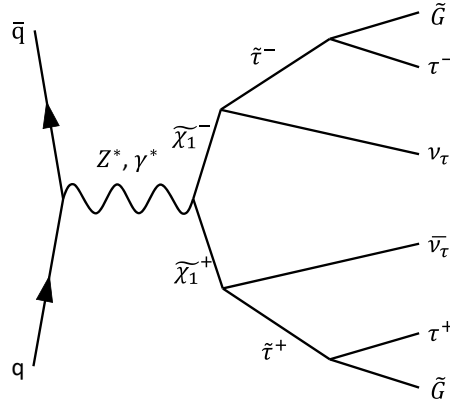
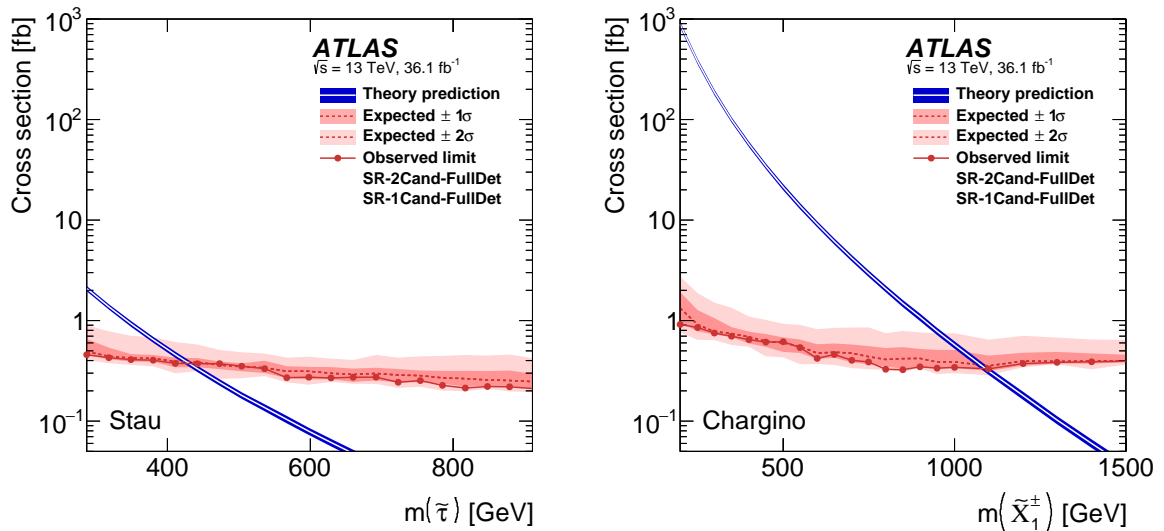


図 2.2: $\tilde{\tau}$ が生成されるファインマンダイアグラムの一例。 $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ を経て $\tilde{\tau}$ が生成される。

ATLAS 実験では重心系エネルギー 13 TeV で取得したデータを用いた解析が行われており [10]、図 2.3 に $\tilde{\tau}$ とチャージノの 95 % CL における生成断面積を示す。予測される質量の下限値は $\tilde{\tau}$ で 420 GeV、チャージノで 1070 GeV である。



(a) $\tilde{\tau}$ の実験結果。

(b) $\tilde{\chi}_1^\pm$ の実験結果

図 2.3: (a)、(b) はそれぞれ $\tilde{\tau}$ と $\tilde{\chi}_1^\pm$ の対生成における実験結果である。赤点線は期待される生成断面積の上限で赤線は観測された生成断面積の上限である。濃い赤線 (薄い赤線) の帯が $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$) の不確定性を表している。理論予測とその $\pm 1\sigma$ を白線で表している [10]。

Multi/Fractional-Charged particle

Multi-Charged particle (MCP) は電荷が 2 以上の粒子のことで、標準模型を超えた物理の証拠となる。そのような粒子はいくつかの理論的モデルで予測されている。具体例としては、almost-commutative モデルによって予測されている AC-leptons [11] や walking-technicolor モデルによって予測されている Technibaryons [12]、left-right symmetric モデルによって予測されている Doubly charged Higgs ($H^{\pm\pm}$) [13] が挙げられる。left-right symmetric モデルは弱い相互作用の右手系を仮定したヒッグス 3 重項のモデルでこのゲージ対称性は高質量領域で自発的に破れている。そのうちレプトン崩壊のみを想定したモデル [14] では $H^{\pm\pm} \rightarrow W^{\pm}W^{\pm}$ の崩壊は抑制されていると想定されている (図 2.4)。また、 $H^{\pm\pm}$ のレプトン数はゼロでありレプトン数の保存から二つの同じ符号のレプトンへの崩壊は禁止されているため、 $H^{\pm\pm}$ は寿命が長くなる。最初の 2 つのモデルで予測される粒子が観測された場合、暗黒物質となることを示唆している。電荷が 2 の粒子 (一般的には電荷が 2 の倍数の粒子) では暗黒物質の直接的、間接的探索で観測されたいくらかの超過 (例えば陽電子の超過) を説明できる [15, 16]。似たような粒子として電荷が分数となる粒子 (Fractional-Charged particle) の存在を示唆している理論も存在する。

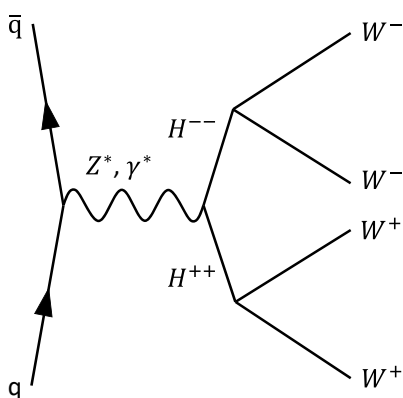


図 2.4: $H^{\pm\pm}$ が生成されるファインマンダイアグラムの一例。

ATLAS 実験では重心系エネルギー 13 TeV で取得したデータを用いて、電荷が 2 から 7 (0.5 刻み) の粒子の探索が行われており [17]、その結果を図 2.5 に示す。電荷が 2 から 7 のすべての粒子について 50 GeV から 980 GeV の質量領域を棄却している。

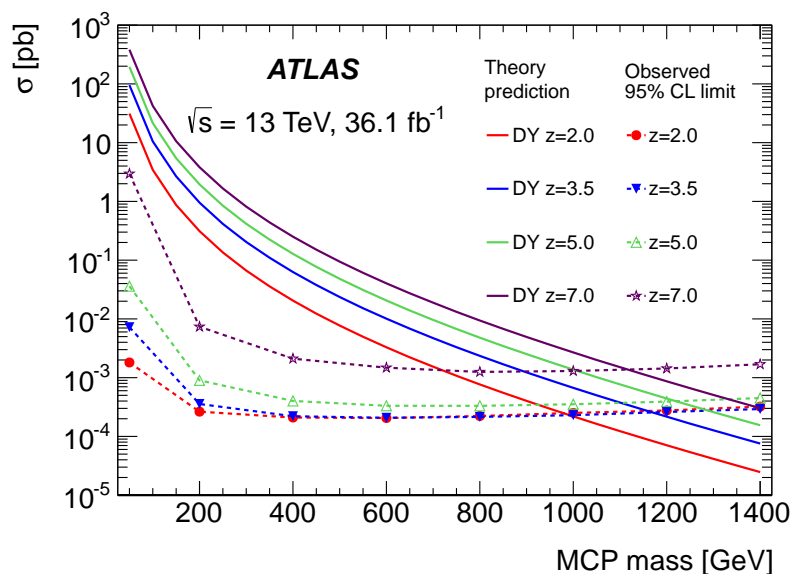


図 2.5: MCP の質量の関数における観測された 95 % C.L. での生成断面積の上限と理論的生成断面積 [17]。

CMS でも同様の解析が行われており、図 2.6 に 95 % C.L. における生成断面積の上限の結果を示す [18]。 $\tilde{\tau}$ の質量を 490 GeV まで棄却している。また、電荷が 2 の粒子のに対しては 680 GeV までを棄却している。

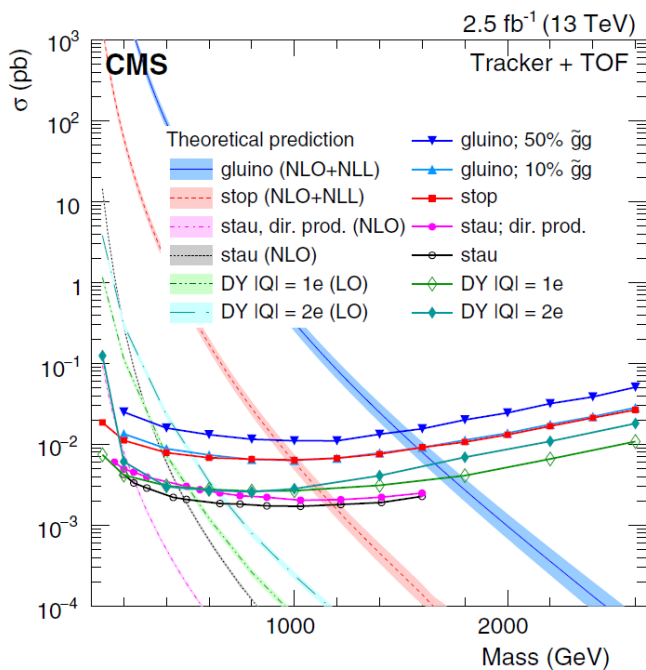


図 2.6: 95 % C.L. における生成断面積の上限 [18]。

第 3 章

LHC-ATLAS 実験

3.1 LHC 加速器

Large Hadron Collider (LHC) はスイスのジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された陽子陽子衝突型の円形加速器である。周長は約 27 km で最大 14 TeV の重心系エネルギーで陽子陽子を衝突させることが可能となっている。2 本の加速リングで各々最大 7 TeV まで加速し、4 つの衝突点で衝突させる。各衝突点にそれぞれ検出器を設置し、様々な実験を行っている。実際に加速されるのはバンチと呼ばれる陽子の塊で、25 ns に 1 回の頻度で衝突している。図 3.1 に LHC 加速器の全体像を示す。

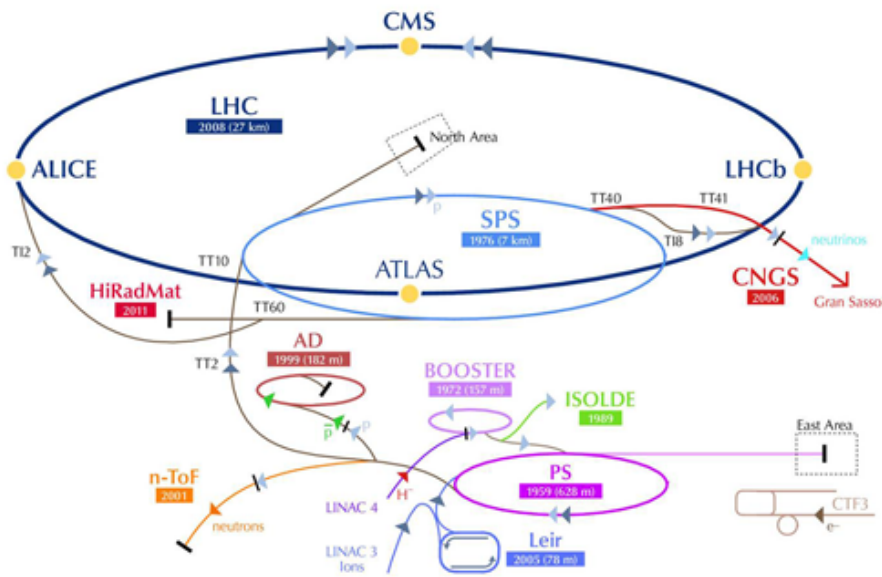


図 3.1: LHC 加速器の全体図 [19]。実験が行われている 4 つの衝突点 (ALICE、CMS、ATLAS、LHCb) で交差し衝突させる。

LHC は 2010 年から運転を開始し、7 TeV から 8 TeV の重心系エネルギーで 2012 年まで稼働した。この期間を Run-1 と呼び、瞬間最高ルミノシティは $0.77 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であった。その後、

2013年から2015年にかけてのシャットダウン期間で加速器のアップグレードを行った。2015年からは重心系エネルギー 13 TeV で運転を再開し、2018年末まで続いた。この期間を Run-2 と呼ぶ。Run-2 の3年間で得られた積分ルミノシティは約 150 fb^{-1} であった。

2021年2月現在 LHC は運転休止中であり、2022年からの運転 (Run-3) に向けたアップグレードが行われている。瞬間最高ルミノシティを $2.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に、重心系エネルギーは 14 TeV に増強する予定である。Run-3 の終わりまでに Run-2 で取得したデータと合わせて積分ルミノシティ 350 fb^{-1} のデータを取得できると考えられている。図 3.2 に LHC の運用スケジュールを示す。

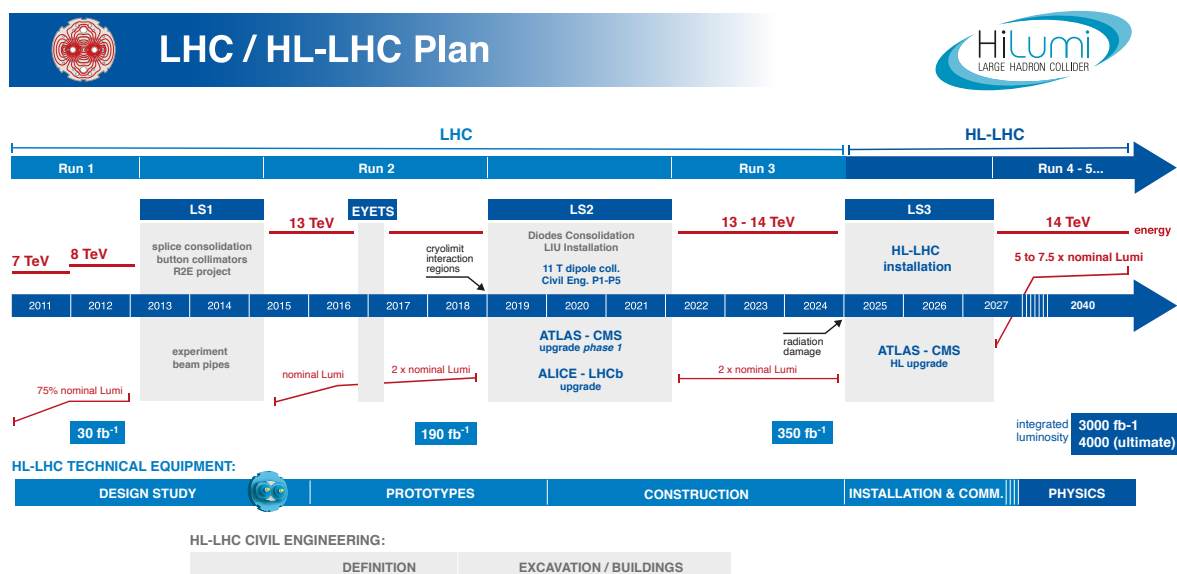


図 3.2: LHC 加速器の運用計画 [20]。現在は 2018 年までの Run-2 を終え、2022 年からの Run-3 に向けたアップグレードが行われている。

3.2 ATLAS 実験

ATLAS 実験は LHC の 4 つの衝突点の内の一つに設置された ATLAS 検出器を用いて標準模型の検証や標準模型を超える物理の探索を行っている実験である。2012 年には、同じ LHC を用いて行われている CMS 実験とともにヒッグス粒子を発見し、標準模型の完成に大きく貢献した [1]。世界最高エネルギーの LHC を用いてヒッグス粒子やトップクォークのような重い粒子の精密測定をすることは、ATLAS 実験の重要な目的の一つである。また超対称性粒子などの新粒子を発見も目指している。

3.3 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径 25 m、長さ 44 m、重さ約 7000 トンの円筒形の検出器である。全体像を図 3.3 に示す。ATLAS 検出器は大きく分けて内側から、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器で構成されている。

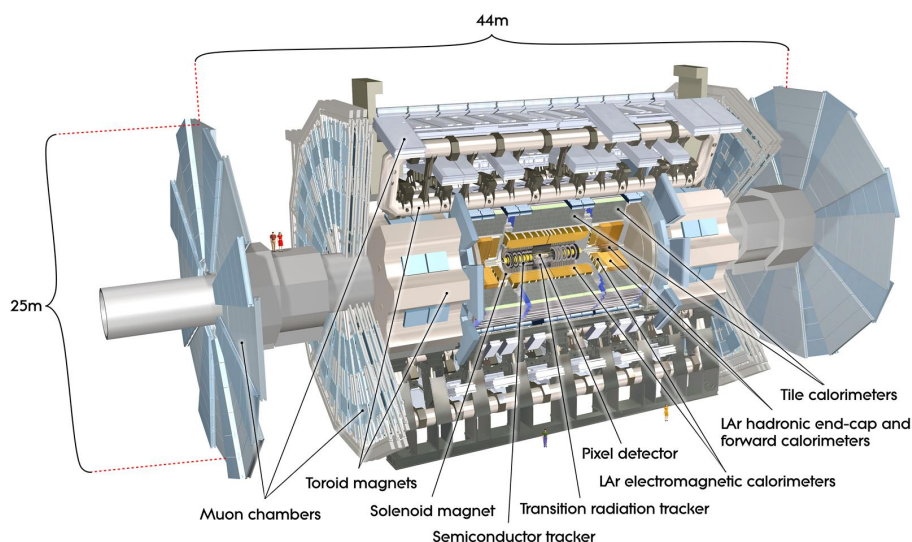


図 3.3: ATLAS 検出器の断面図 [21]。直径 25 m、長さ 44 m の円筒形をしており、重さは約 7000 トンである。

3.3.1 ATLAS 実験で用いられる座標系

ATLAS 実験では検出器や粒子の位置を表すために、図 3.4 のように直交座標系と円筒座標系を使用している。座標系の原点を検出器の中心に取り、ビーム軸方向に z 軸、地面に対して鉛直上向きを正として y 軸、LHC の中心方向を正として x 軸をとる。加えて、円筒座標系として動径方向を R 、 z 軸の正方向となす角を θ 、方位角を ϕ としている。 θ 方向を表す際によく用いられる変数として擬ラピディティ η があり、式 (3.3.1) のよう表される。

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (3.3.1)$$

また、粒子同士の距離は ΔR は擬ラピディティ η 、方位角 ϕ を用いて $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ で定義される。

陽子陽子衝突実験では、衝突するクォークやグルーオンの z 軸方向のエネルギーと運動量はわからないため、エネルギー保存則や運動量保存則は用いることができない。しかし、 z 軸に垂直な方向に対してはエネルギー保存則や運動量保存則が基本的に成り立つ。したがって、 z 軸に垂直な成

分である横運動量 (Transverse momentum, p_T) を用いることが多く、運動量ベクトル \mathbf{p} を用いて $p_T = |\mathbf{p}| \sin \theta$ と定義される。衝突の後で p_T の総和は理想的には 0 である。しかし、ニュートリノなどの粒子が生成した場合 ATLAS 実験では検出できず、測定できた全粒子の p_T の総和は 0 にならない。この時の衝突前後でのエネルギー損失分を消失横方向エネルギー Missing- E_T (E_T^{miss} , MET) と呼び、式 (3.3.2) で定義される。

$$E_T^{\text{miss}} \simeq p_T^{\text{miss}} = \left| - \sum_i \mathbf{p}_i \right| \quad (3.3.2)$$

ATLAS 検出器は円筒形をしており、側面部分と底面部分では検出器の種類や配置が異なる。そのため、 $|\eta| < 1$ の側面部分をバレル領域、 $|\eta| > 1$ の底面部分をエンドキャップ領域という。

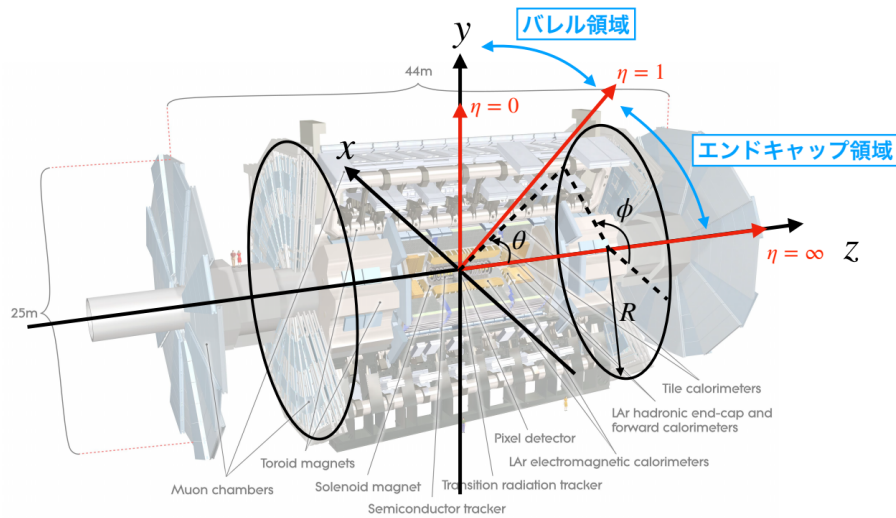


図 3.4: ATLAS 実験で用いられる座標系。 $|\eta| < 1$ の側面部分をバレル領域、 $|\eta| > 1$ の底面部分をエンドキャップ領域という。

3.3.2 超伝導磁石

ATLAS 検出器では、磁場によって荷電粒子の軌跡を曲げて、その曲率を用いることで運動量を測定する。検出器内部には超伝導ソレノイド磁石とトロイド磁石の 2 種類の超伝導磁石が導入されている。超伝導ソレノイド磁石は内部飛跡検出器とバレル領域の電磁カロリメータの間に設置されており、ビーム軸に沿って 2 T の磁場が発生している。超伝導トロイド磁石はバレル領域とエンドキャップ領域で分けて設置されており、それぞれ ϕ 方向に 8 回転対称で設置されている。図 3.5 に超伝導磁石の構成とその配置を示す。

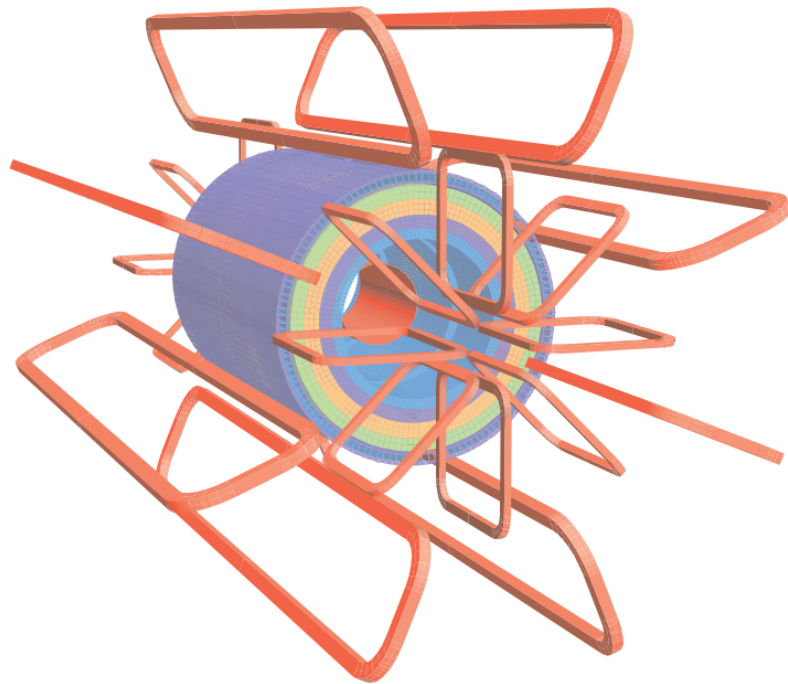


図 3.5: ATLAS 検出器の超伝導磁石の配置 [3]。超伝導磁石は赤で描かれている。衝突点付近のソレノイド磁石と外側にあるトロイド磁石の 2 種類で構成される。トロイド磁石はエンドキャップ領域とバレル領域でずらして 8 回転対称で設置してある。

3.3.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器 (Inner Detector: ID) はビーム軸に最も近い位置に置かれている検出器である [3]。一度の衝突で膨大な数の粒子が到来するため、高レートに耐えうる放射線耐性と粒子を分離する高い位置分解能が要求される。内部飛跡検出器はビーム軸に近い順に Insertable B-Layer (IBL)、ピクセル検出器、Semiconductor Tracker (SCT)、Transition Radiation Tracker (TRT) で構成されている。さらに、バレル領域とエンドキャップ領域で構造は異なる。図 3.6 にバレル領域の、図 3.7 にエンドキャップ領域の内部飛跡検出器の構造を示す。ソレノイド磁石によって飛跡が曲げられ、その曲率から荷電粒子の運動量を測定する。

IBL

Run-2 から新しく設置された飛跡検出器で、ビームパイプとピクセル検出器の間に設置されている。Interaction Point (IP) と飛跡の距離や Impact Parameter の測定精度が改善された。さらに Impact Parameter の測定精度の向上により、 B 粒子の識別性能も向上している。位置分解能は $R-\phi$ 方向に $10\ \mu\text{m}$ 、 z 方向に $60\ \mu\text{m}$ である。

ピクセル検出器

シリコンの半導体検出器で、ピクセルに分けることで位置の測定精度が高い。バレル領域では同心円状に3層、エンドキャップ領域ではディスク上のものが3層設置されている。位置分解能はバレル領域で $R-\phi$ 方向に $10\ \mu\text{m}$ 、 z 方向に $115\ \mu\text{m}$ 、エンドキャップ領域で $R-\phi$ 方向に $10\ \mu\text{m}$ 、 R 方向に $115\ \mu\text{m}$ である。

SCT

SCT はバレル領域で4層からなる同心円のシリンダ形状、エンドキャップ領域では片側9層のディスク形状のシリコンストリップ型検出器で構成されている。位置分解能はバレル領域で $R-\phi$ 方向に $17\ \mu\text{m}$ 、 z 方向に $580\ \mu\text{m}$ 、エンドキャップ領域で $R-\phi$ 方向に $17\ \mu\text{m}$ 、 R 方向に $580\ \mu\text{m}$ である。

TRT

TRT は、直径 $4\ \text{mm}$ のドリフトチューブをバレル領域では73層、エンドキャップ領域では160層重ねることで構成されている。ドリフトチューブはバレル領域ではビーム軸方向に、エンドキャップ領域では放射線状に並べられている。 $p_T > 0.5\ \text{GeV}$ の荷電粒子がTRTを通過した際には、少なくとも36本のドリフトチューブを通過するように設計されている。位置分解能は $R-\phi$ 方向に $130\ \mu\text{m}$ である。

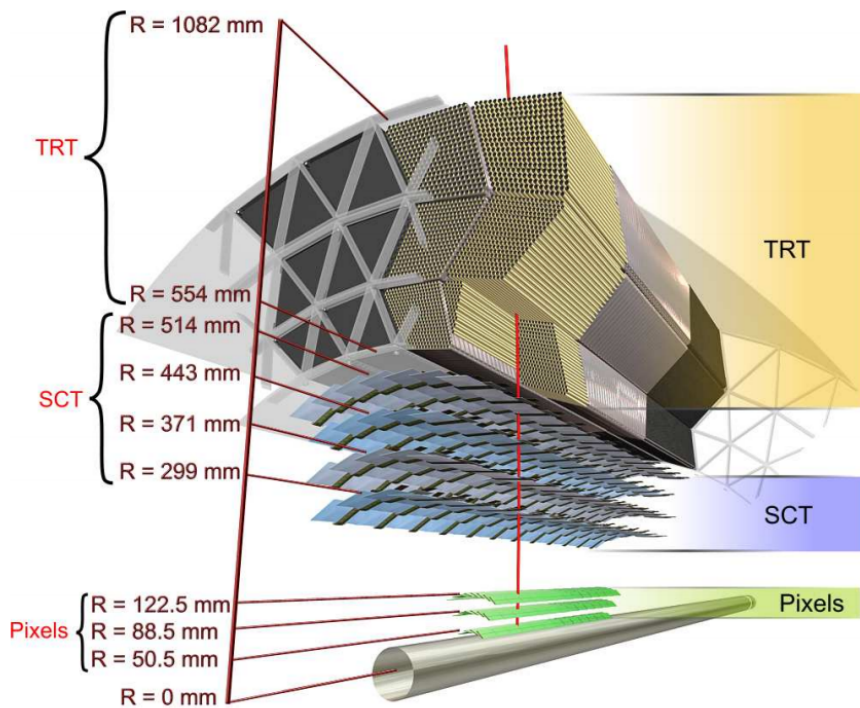


図 3.6: バレル領域での内部飛跡検出器の断面図

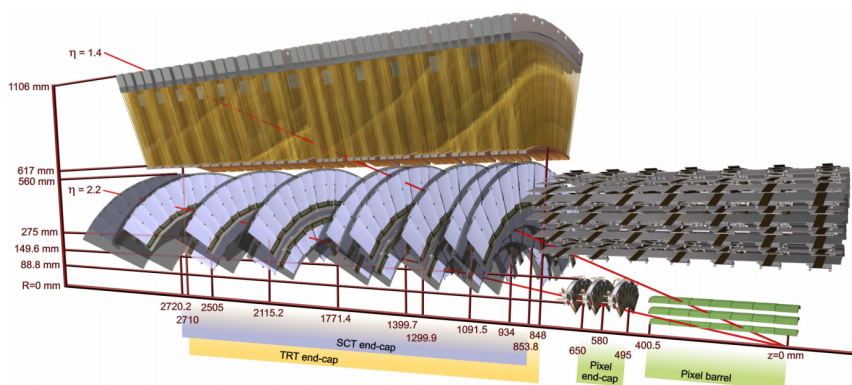


図 3.7: エンドキャップ領域での内部飛跡検出器の断面図

3.3.4 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側に設置してあり、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの2種類で構成されている [3]。電磁カロリメータは電磁シャワーを用いて電子・光子のエネルギーを測定し、ハドロンカロリメータは強い相互作用によるハドロンシャワーを用いて荷電 π 中間子などのハドロンエネルギーやそれを組み合わせたジェットエネルギーを測定する。図 3.8 に ATLAS 検出器のカロリメータの設置図を示す。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは鉛と液体アルゴンで構成され、内部飛跡検出器のすぐ外側に設置されている。 $|\eta| < 1.475$ のバレル領域と $1.375 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ領域に分けられ、厚さはバレル領域で放射長の 22 倍、エンドキャップ領域で放射長の 24 倍になっている。

ハドロンカロリメータ

$|\eta| < 1.7$ のバレル領域を覆う Tile Calorimeter と、 $1.5 < |\eta| < 4.9$ のエンドキャップ領域を覆う液体アルゴンカロリメータで構成されている。Tile Calorimeter は吸収体の鉄とタイル状のプラスチックシンチレータを交互に重ねたサンプリングカロリメータである。液体アルゴンカロリメータはさらに $1.5 < |\eta| < 3.2$ の Hadronic Endcap Calorimeter (HEC) と、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ の Forward Calorimeter (FCal) に分けられていて吸収体に銅を用いたサンプリングカロリメータである。

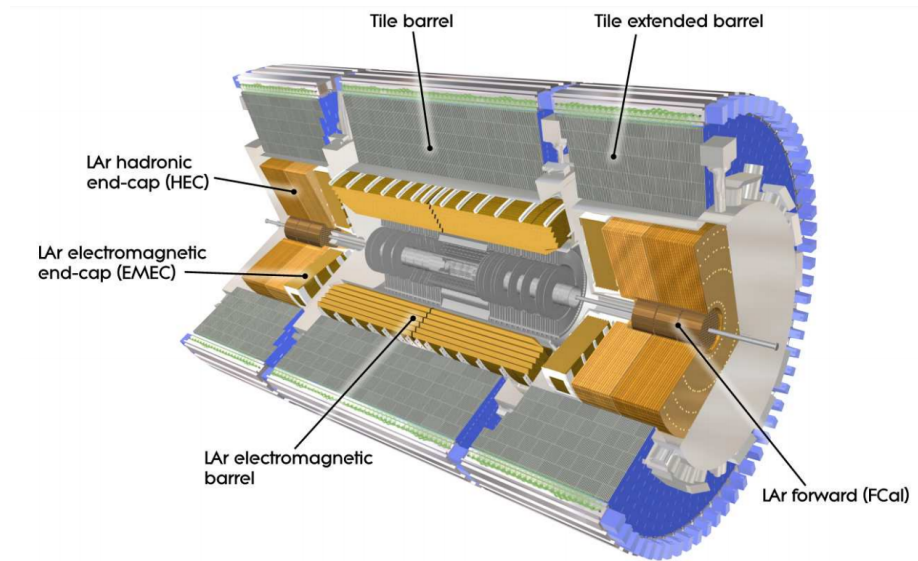


図 3.8: ATLAS 検出器におけるカロリメータの断面図 [3]。電磁カロリメータとハドロンカロリメータで構成されている。

3.3.5 ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の再外層に位置し、トロイド磁石によって曲げられたミューオンの飛跡を検出することで運動量を測定する。ミューオンは寿命が長く、制動放射によるエネルギー損失が小さいのでカロリメータを通過し再外層のミューオン検出器に到達する。ミューオン検出器は Resistive Plate Chamber (RPC) と Thin Gap Chamber (TGC) の 2 種類のトリガー用検出器、Monitored Drift Tube (MDT) と Cathode Strip Chamber (CSC) の 2 種類の精密測定用の検出器によって構成される [3]。図 3.9 にミューオン検出器の概略図を示す。

ミューオン検出器は検出器を層状にまとめてステーションと呼ばれる単位を構成する。バレル領域では同心円状に並べられた円筒状のステーションを、エンドキャップ領域ではビーム軸に対して垂直にディスク状のステーションを構成する。ミューオン検出器は ATLAS 検出器の内側から Inner、Middle、Outer と呼ばれる 3 つのステーションから構成されている。さらに、トロイド磁石や支持構造と干渉しないようにミューオン検出器を配置するため、 ϕ 方向では Large Sector、Small Sector という 2 種類のセクターに分かれている。図 3.10 にビーム軸方向から見たミューオン検出器の配置図を、図 3.11 に Large Sector、Small Sector それぞれのミューオン検出器の配置図を示す。本節では各検出器の特徴について説明する。

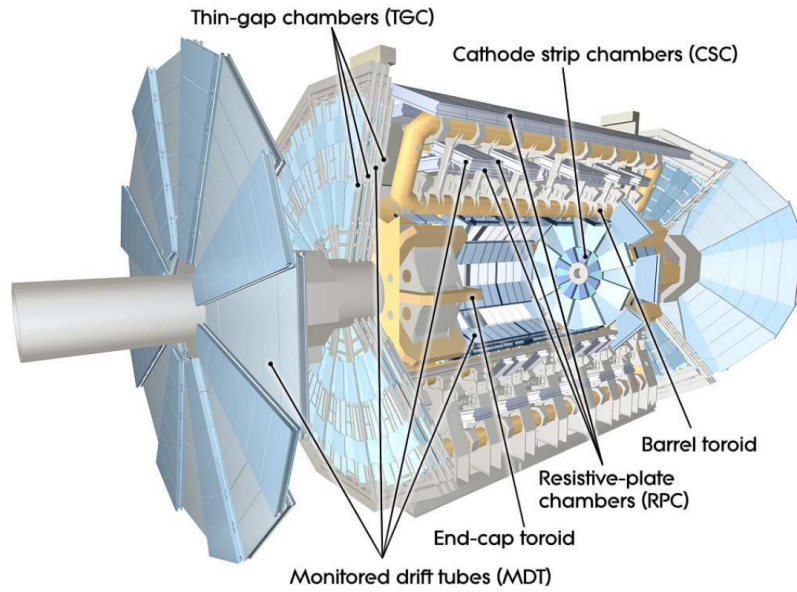


図 3.9: ミューオン検出器の断面図 [3]。トリガー発行用の RPC・TGC と精密測定用の MDT・CSC で構成されている。

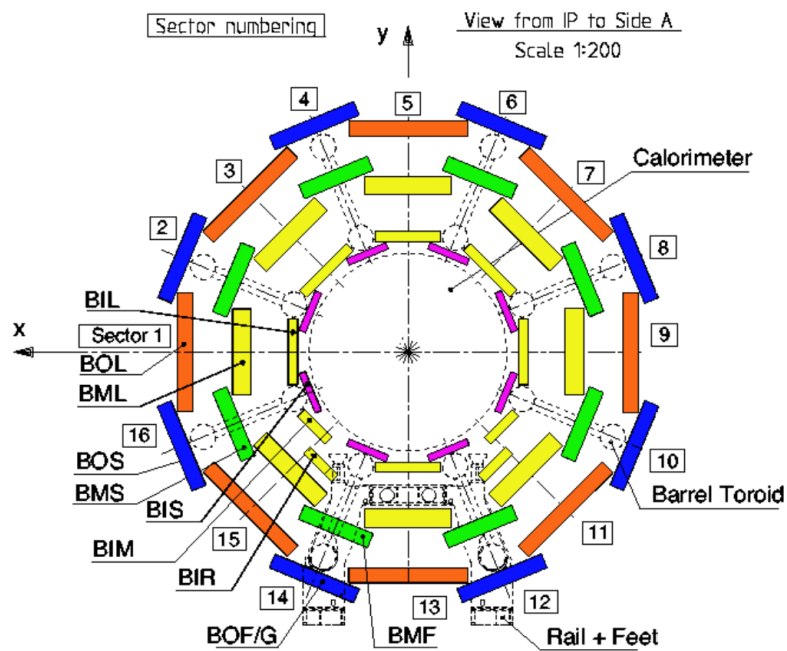
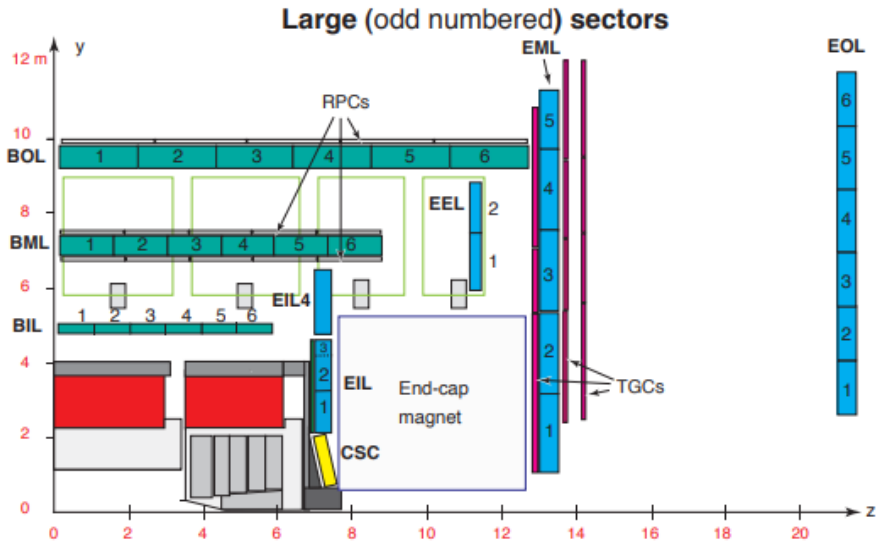
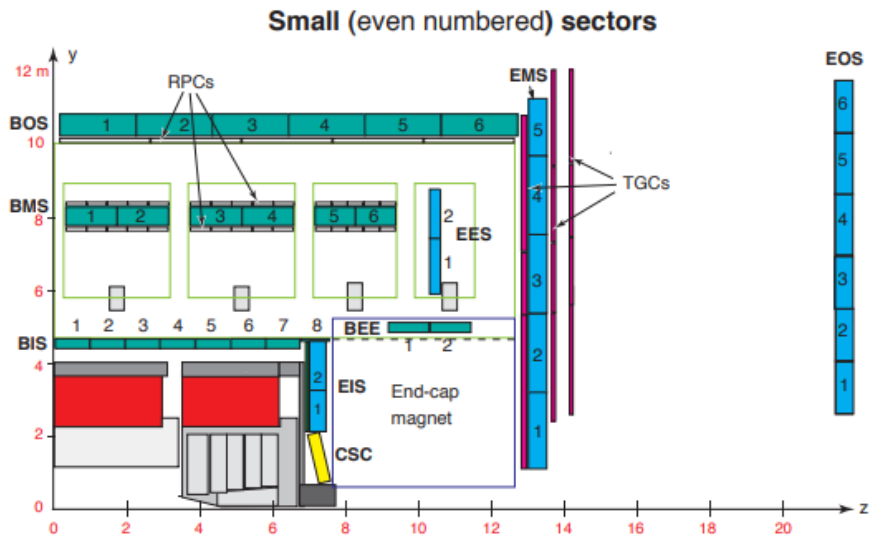


図 3.10: ビーム軸から見たミューオン検出器の配置図 [3]。ミューオン検出器は点線で示されているトロイド磁石および支持構造と干渉しないように設置されている。



(a) Large Sector でのミュオン検出器の配置図。



(b) Small Sector でのミュオン検出器の配置図。

図 3.11: ミュオン検出器の配置図 [23]。Large Sector と Small Sector では、トロイド磁石の配置により磁場内部の検出器の配置が大きく異なる。

Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC はバレル領域でのミュオントリガー判定に用いられる検出器で、図 3.12 のように 1 つのセクターごとに 3 つ設置されている。図 3.13 に RPC 検出器の構造を示す。2 枚の高抵抗のプレート間に幅 2 mm の絶縁体を挟んでおり、9.8 keV の高電圧をかけている。各検出器は 2 層構造になっており、直交するストリップの情報から η 、 ϕ の位置を読みだしている。

ヤー、 ϕ 方向をストリップで測定する。ワイヤーとストリップ間の距離は 1.4 mm とワイヤーとワイヤー間の距離 1.8 mm よりも短いため、検出器の時間応答が高くレート耐性が高いという特徴がある。

図 3.15 に示すように、TGC には 2 層組み構造 (doublet 構造) と 3 層組み構造 (triplet 構造) の 2 種類がある。TGC 検出器の配置図を図 3.16 に示す。Middle ステーションは磁場の外側にあり、3 枚の TGC が設置されている。この 3 枚の TGC をまとめて TGC Big Wheel (BW) と呼ぶ。Inner ステーションは磁場の内側にあり、1 枚の TGC が設置されている。この TGC を Small Wheel (SW) と呼ぶ。Inner ステーションは doublet 構造 1 枚の計 2 層、Middle ステーションは triplet 構造 1 枚と doublet 構造 2 枚の計 7 層から構成されている。

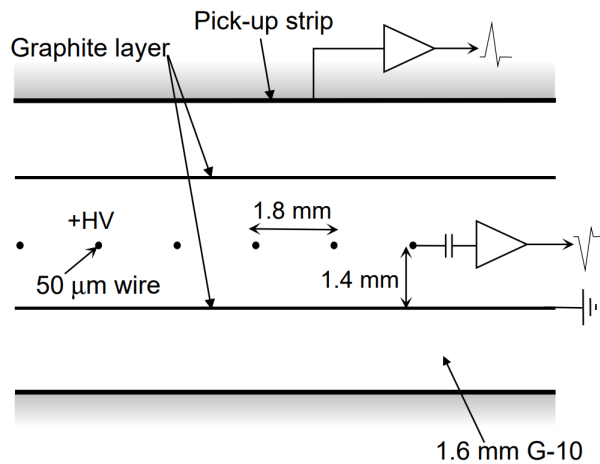


図 3.14: TGC 検出器の構造 [3]。ワイヤーとワイヤー間の距離 1.8 mm、ワイヤーとストリップ間の距離 1.4 mm の MWPC の構造をしている。アノードワイヤーとカソードストリップからそれぞれ $r(\eta)$ 方向と ϕ 方向の位置情報を測定する。

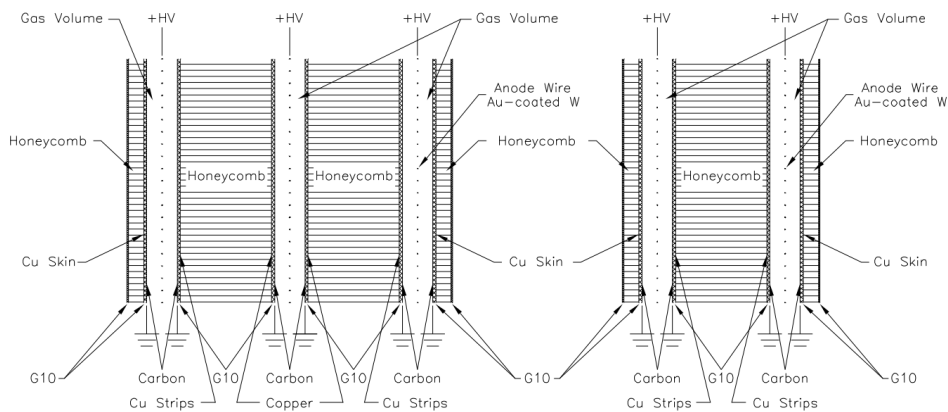


図 3.15: TGC の doublet と triplet の断面図 [3]。(左) triplet 構造 (右) doublet 構造

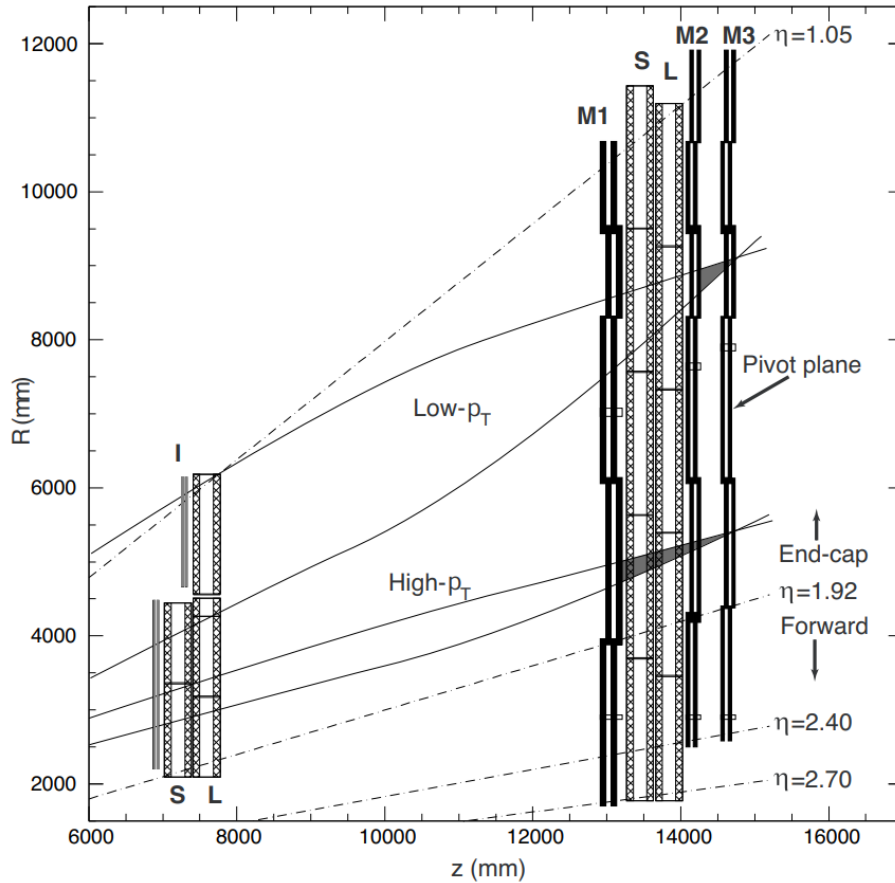


図 3.16: TGC の配置図 [3]。

Monitored Drift Tube (MDT)

MDT はミュオンの精密測定に用いられる検出器で、図 3.17 のように直径 29.970 mm のドリフトチューブで構成されている。ドリフトチューブには Ar/CO₂ が封入されている。電離によって生じた電子は、ドリフトチューブの中心に張られている直径 50 μm のアノードワイヤーで集められる。MDT は電子のドリフト時間から飛跡の位置を測定しており、最大ドリフト時間は約 700 μs である。1 つのドリフトチューブあたりのドリフト距離の分解能は 80 μm であり、複数のドリフトチューブを組み合わせることで各ステーションあたり 35 μm を達成している。図 3.18 に MDT 検出器の構造を示す。各ステーションではチューブを 4 層 (Inner Station) または 3 層 (Middle Station、Outer Station) 重ねたものを 2 枚重ねて使用する。MDT が変形等によって位置がずれ検出器の分解能が低下することを防ぐために、4 本の光学レーダーを用いてずれを測定しその値を用いて補正を行っている。

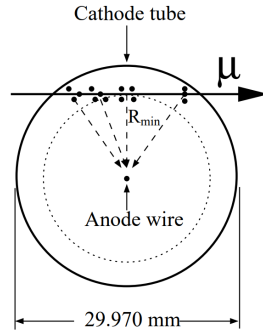


図 3.17: ドリフトチューブの断面図 [3]。

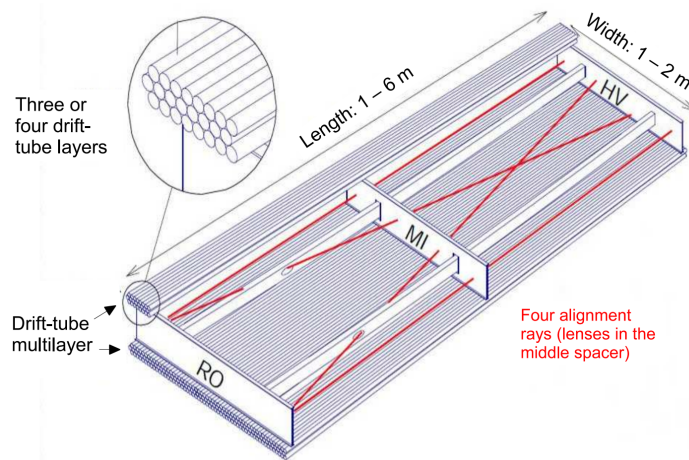


図 3.18: MDT の構造 [3]。4 本の光学レーザーを用いて検出器のずれを検出する。

Cathode Strip Chamber (CSC)

$|\eta| > 2.0$ の領域では粒子の到来頻度が高くなり、MDT が十分な精度を発揮できるレートである 150 Hz/cm^2 を超えるため、代わりにレート耐性が高い CSC が設置されている。CSC は TGC と同様に MWPC の一種であり、図 3.19 のような構造をしている。

図 3.20 のように、CSC は Small Chamber と Large Chamber の 2 種類のチェンバーがあり、交互に合計 16 枚並べている。2 層のカソードストリップはガスギャップを挟んで直交しているため、R 座標と ϕ 座標の測定を行うことができる。

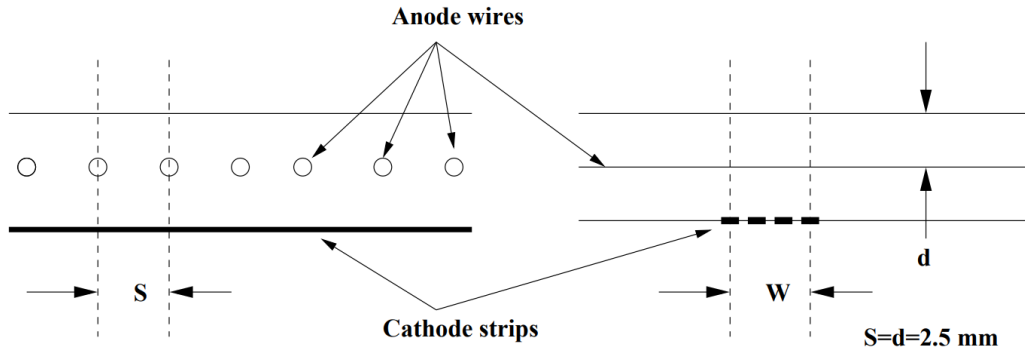


図 3.19: CSC の断面図 [3]。ワイヤーとワイヤー間の距離 s とワイヤーとストリップ間の距離 d はどちらも 2.5 mm である。

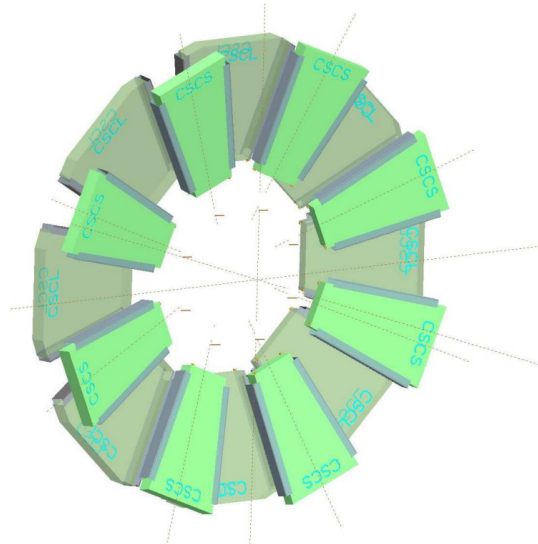


図 3.20: CSC の配置図 [3]。8 枚の Large Chamber と 8 枚の Small Chamber を交互に並べている。

3.4 ATLAS トリガーシステム

ATLAS のトリガーシステムは物理解析のために様々な物理オブジェクトをターゲットとしている。高エネルギーの電子、ミューオン、光子、ジェット、タウ粒子等の物理オブジェクトを選ぶトリガーや、大きな Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) や Total Transverse Energy (E_T^{total}) 等の特徴を持つ事象を選ぶトリガーを基本的な要素としている。事象の選別は測定したオブジェクトに、エネルギーや運動量に閾値を設定することで行う。例えばミューオンに対しては p_T の閾値を決めて、電子やジェットに対してはエネルギーの閾値を決めて事象を選別する。 p_T 閾値が低いトリガーは、 p_T 閾値が高いトリガーに比べて頻度が大きくなるため、トリガーの稼働頻度を間引き（プリス

ケールをかける)して運転するか、これらの基本的なトリガーを複数組み合わせる物理解析に必要な事象を効率よく集めるトリガーを設計する。

ATLAS 実験では、40 MHz の頻度で陽子バンチ衝突が起こる。しかし、現行のシステムでは約 1 kHz の頻度でしか記録することができない。そこで、重要な物理事象だけを効率よく取得するためのトリガーが重要となる。ATLAS 実験のトリガーシステムはハードウェアを用いて高速にトリガー判定を行う Level-1 トリガー (L1 トリガー) とソフトウェアを用いて精密なトリガー判定を行う High-Level Trigger (HLT) で構成されている。図 3.21 に Run-2 におけるトリガーシステムの概要を示す。L1 トリガーによってまず頻度を 40 MHz から約 100 kHz に落とし、HLT によってさらに約 1 kHz まで削減している。L1 トリガーは、物理オブジェクトが存在する領域である Region of Interest (RoI) を発行し、各 RoI に対してその周辺の検出器情報を読みだして HLT が実行される。ATLAS では常に複数のトリガーが並列で実行されており、一部の段階では同一の処理をしているものも数多く存在している。そのため HLT ではトリガーアルゴリズムが細かく分かれており、それらを段階的に組み合わせて使用することで、同一処理を複数回行わず計算資源の使用を抑えている。これらの L1 及び HLT での各段階のアルゴリズムの要素を組み合わせたものをトリガーチェーンと呼んでいる。各物理オブジェクトやそのエネルギー、運動量の範囲によって多種のトリガーチェーンが定義されており、各トリガーチェーンには固有の名前が付けられている。一例として HLT_mu26_ivarmedium と呼ばれるトリガーでは、最終的に 26 GeV 以上のミューオンが孤立していることを要求したトリガーである。また、ATLAS 実験ではパイプライントリガーと呼ばれるトリガーシステムを採用している [25]。

例えばトリガー判定を行う時間、陽子バンチ衝突が起きてから次の陽子バンチ衝突までの時間よりも短ければ、1 イベントずつ保存することが可能である。しかし、ATLAS 実験では陽子バンチの衝突が 25 ns ごとに起きているため、トリガー判定はそんなに早く行うことはできず、トリガー判定の前に次の陽子バンチ衝突が起きてしまう。そこでトリガー判定を行っている間、データはバッファと呼ばれる保存領域に一時保存しておく必要がある。このようなトリガーシステムのことをパイプライントリガーと呼んでいる。図 3.22 にパイプライントリガーの模式図を示す。

3.4.1 Level-1 トリガー

Level-1 トリガー (L1 トリガー) は ATLAS 検出器から送られてくる 40 MHz のデータに対してトリガー判定を行い、2.5 μ s 以内にイベントレートを 100 kHz まで下げる。そのために L1 トリガーには Application Specific Integrated Circuit (ASIC) や Field Programmable Gate Array (FPGA) などのハードウェアが実装されている。

L1 トリガーはカロリメータの情報を用いてトリガー判定を行う Level-1 Calorimeter (L1Calo)、ミューオン検出器の情報を用いてトリガー判定を行う Level-1 Muon (L1Muon)、L1Calo と L1Muon で発行されたトリガーを組み合わせるトリガーを発行する Level-1 Topological Trigger (L1Topo) の 3 種類で構成される。L1 トリガーは発行されたトリガーの η 、 ϕ の情報を含む Region of Interest (RoI) を HLT に出力し、HLT は RoI の情報をもとにトリガーの判定を行う。

L1Calo は電磁カロリメータとハドロンカロリメータの情報を統合してトリガー判定を行う。

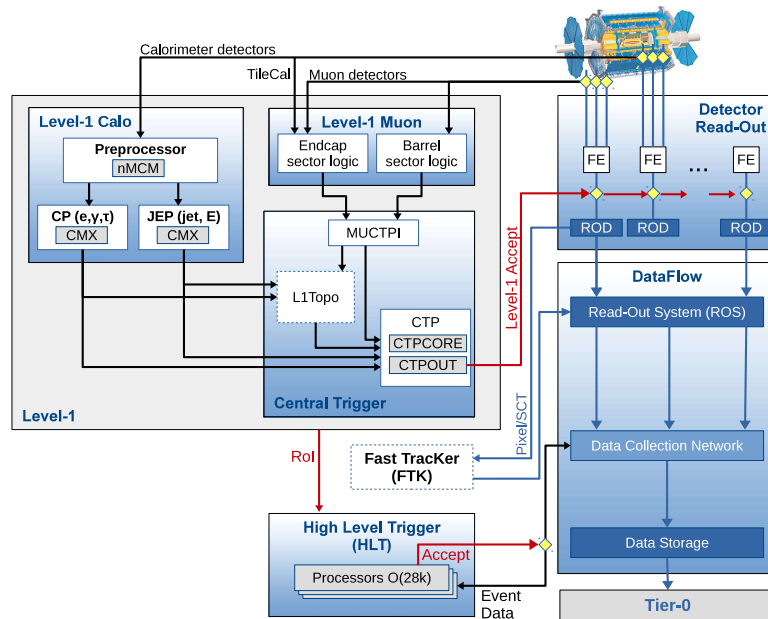


図 3.21: Run-2 におけるトリガーシステムの概要 [24]。トリガーシステムは L1 トリガーと HLT トリガーの 2 段階で構成されている。

L1Muon はバレル領域の RPC とエンドキャップ領域の TGC からの情報を受け取り、それぞれ独立にトリガー判定を行う。バレル領域とエンドキャップ領域で独立に判定された L1Muon のトリガー情報は Muon to CTP interface (MuCTPi) に送られ、統合される。その後、L1Calo と L1Muon は Central Trigger Processor (CTP) に送られると同時に Topology Processor (L1Topo) に送られる。

L1Topo では L1Calo と L1Muon から受け取った情報を複合的に判断してトリガーの発行を行う。L1Topo では L1Calo と L1Muon のトリガーアイテムを組み合わせたトリガーが発行できるだけでなく、 η や ϕ などの情報を用いて不変質量を組み何らかの粒子の共鳴付近にあることを要求することもできる。

ATLAS 実験 L1 トリガーでは本節の初めに述べたように、パイプライントリガーと呼ばれるトリガーシステムを採用している。この時重要となるのは、同じ陽子バンチ衝突において、異なる検出器のデータを正しく一致させることである。各検出器は衝突点から最大で 20 m 以上離れているため、およそ 3 つの陽子バンチ衝突からの粒子が同時に検出器内に存在している可能性がある。そこで L1Calo や L1Muon では、各検出器に粒子がほぼ光速で到達すると仮定することで、同じ陽子バンチ衝突からのデータと思われるものに対してトリガー判定を行っている。このバンチを基準バンチとし、L1Calo や L1Muon では、その他のバンチ衝突からのデータと思われるものは同じトリガー判定に用いない。しかし L1Topo では L1Calo や L1Muon において基準のバンチよりも一つ後の陽子バンチ衝突の判定と組み合わせたトリガー判定を行うこともできる。以降この論文では、ある陽子バンチ衝突に対して粒子がほぼ光速で到達したと仮定したタイミングの情報を基準バンチ、次の衝突のタイミングのものを次のバンチ、次の次の衝突のタイミングのものを次の次のバンチ、一つ

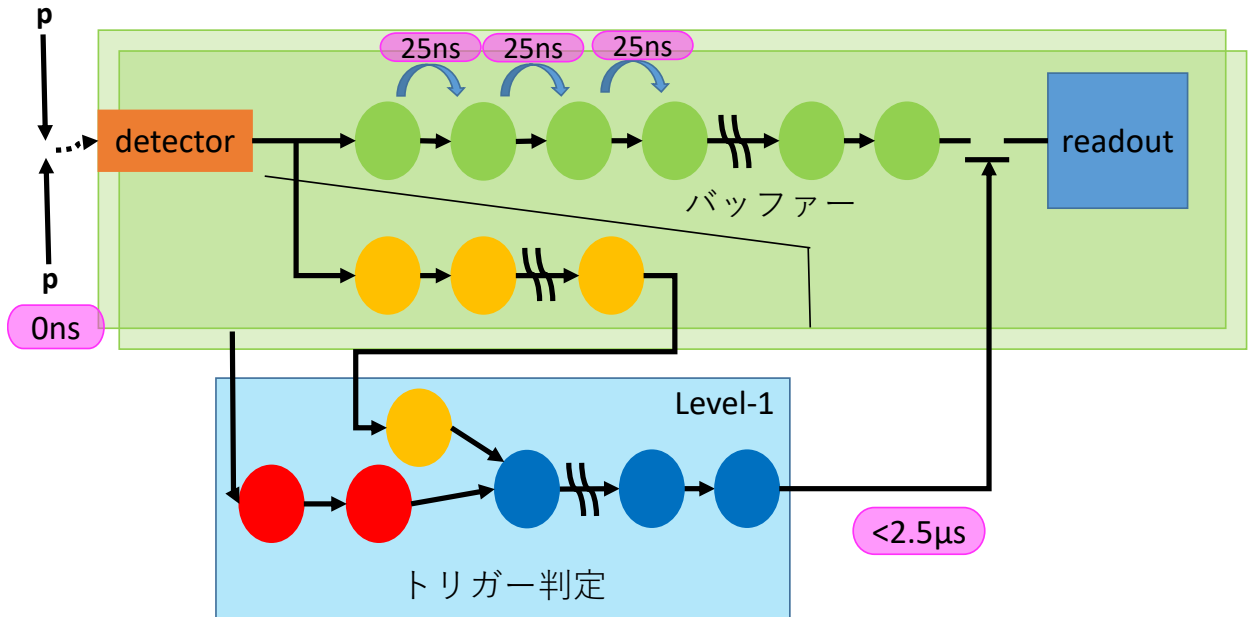


図 3.22: パイプライントリガーの模式図。黄色と赤色がそれぞれカロリメータとミュオン検出器の情報を表している。[25]

前の衝突のタイミングのものを前のバンチと呼ぶこととする。

L1Topo も L1Calo や L1Muon と同様に CTP に送られ、トリガーレートが 100 kHz を超えないようにプリスケールをかけられた後、L1 トリガーが発行される。

L1 ミューオントリガー

様々な物理オブジェクトの内、ミュオンを対象としたトリガーをミュオントリガーという。ミュオントリガーではミュオンの高い透過力を活かして検出器の最外層にミュオン検出器を設置することで、効率よくミュオンの同定を行うことができる。L1 ミュオントリガーではミュオンの運動量のビーム軸に垂直な成分（横運動量、 p_T ）を測定し、高い p_T のミュオンが含まれるイベントに対してトリガーを発行する。衝突点で生成されたミュオンは磁場内部の検出器を通過し、トロイド磁場領域に入る。 ϕ 方向にかかった磁場によってミュオンの飛跡は η 方向に曲げられる。その曲率は p_T に依存し、 p_T が高いミュオンはあまり曲がらない。このように飛跡の R 方向と η 方向の曲がり具合を利用してミュオンの p_T を計算し、その情報を用いてトリガーを発行する。Run-2 の L1 のミュオントリガーでは 4, 6, 10, 11, 20, 21 の 6 段階の p_T 閾値が設定されていた。以下バレル領域とエンドキャップ領域に分けてトリガー判定方法について説明する。

バレル領域

バレル領域の L1 ミュオントリガーではトリガー判定を行うために RPC 検出器が用いられている。RPC 検出器は図 3.12 で示したように Middle ステーションに RPC1、RPC2 の 2 枚、Outer ステーションに RPC3 の 1 枚が配置されている。要求する p_T 閾値によって用いられる PRC の数

が異なり、低い p_T 閾値（4、6、10 GeV）では RPC1、RPC2 の 2 枚、高い p_T 閾値（11、20、21 GeV）では RPC1、RPC2、RPC3 の 3 枚を用いてトリガー判定を行う。

低い p_T 閾値の判定ではまず初めに RPC2 にヒットがあることを要求する。そのヒットと衝突点を直線で結び、その周りの一定幅を探索領域とする（図 3.23）。低い p_T のミュオンなどに対する偶発的な背景事象を減らすために、探索領域は η 、 ϕ それぞれに対して範囲が設定されている。要求する p_T 閾値が高くなるほど探索領域を狭めるようになっていて、探索領域内に RPC1 と RPC2 合わせて 4 層の内、3 層以上でヒットが見つかることを要求する。

高い p_T 閾値の判定では RPC3 の情報も用いる。RPC1 と RPC2 でヒットが見つかった後、RPC3 の方向へ探索領域を外挿する（図 3.23）。先ほどと同様に p_T 閾値によって探索領域を変え、RPC3 の 2 層の内 1 層以上でヒットが見つかることを要求する。これらのシステムは RPC の制御盤にすべて組み込まれているため、ミュオン通過後即座にトリガー判定を行うことができる。

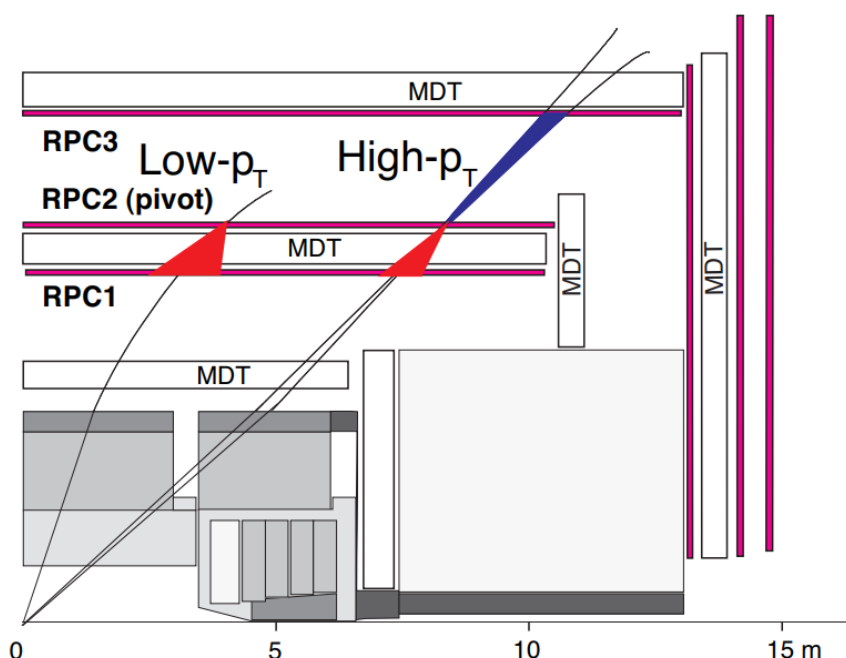


図 3.23: バレル部の L1 トリガーシステムにおけるトリガー判定 [3]。左は低い p_T 閾値の判定、右は高い p_T 閾値の判定の時に定義される探索領域。

エンドキャップ領域

エンドキャップ領域の L1 ミュオントリガーでは、トリガー判定を行うために TGC 検出器が用いられる。TGC 検出器は図 3.16 で示したように、Inner ステーションに 1 枚 (I)、Middle ステーションに 3 枚 (M1、M2、M3) 配置されている。トリガー用の p_T 閾値の判定に用いられるのは Middle ステーションの 3 枚であり、Inner ステーションの TGC は主にバックグラウンド除去のために用いられる。図 3.24 に示すような手法を用いてミュオンの p_T を計算する。トロイド磁場に

よって曲げられたミュオンは TGC の M1、M2、M3 にヒットを残す。そのヒット位置からミュオンの飛跡を再構成し、 p_T を計算する。ここで、衝突点と M3 のヒット位置を結んだ直線からの M1 のヒット位置の R 方向と ϕ 方向のずれ dR 、 $d\phi$ をあらかじめ計算し、Look-Up Table を参照することによって p_T が判定される。Look-Up Table の出力は、表 3.1 に示す pt number と対応している。Look-Up Table を用いることで短時間での p_T 判定が達成できる。

また、エンドキャップ領域のミュオントリガーでは 2-station、3-station の 2 種類のコインシデンスが存在する。M1 は 3 層のワイヤー、2 層のストリップの triplet 構造をしている。M2 と M3 は、それぞれ ϕ 、 η を測定するワイヤー、 ϕ を測定するストリップで構成されるユニット 2 層の doublet 構造をしている。2-station コインシデンスは M2、M3 の計 4 層の内 3 層のコインシデンス (3/4 コインシデンス) が行われ、低い p_T 閾値の判定が行われる。3-station コインシデンスはそれに加えて M1 の内ワイヤーで 2/3 コインシデンス、ストリップで 1/2 コインシデンスを取り、2-station コインシデンスと合わせて高い p_T 判定が行われる。Run-2 では 2-station はすべて L1.MU4 ($p_T \geq 4$ GeV に対するトリガー) と判定される。また、TGC の Inner ステーションが使える領域では Inner にもヒットがあることを要求し、バックグラウンドの削減をする (インナーコインシデンス)。インナーコインシデンスは L1.MU20、L1.MU21 ($p_T \geq 20$ GeV に対するトリガー) に対してのみ行われる。

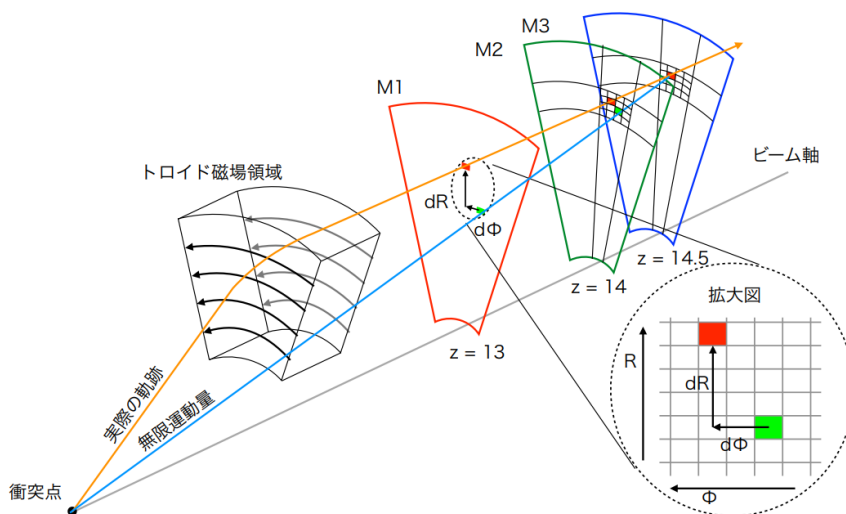


図 3.24: エンドキャップ部の L1 トリガーシステム概念図 [26]。M1、M2、M3 でのヒット位置からミュオンの飛跡の曲がり具合を測定し、その情報を用いてトリガー判定を行う。

pt number	Threshold	Status
1	L1_MU4	$p_T \geq 4 \text{ GeV}$
2	L1_MU6	$p_T \geq 6 \text{ GeV}$
3	L1_MU10	$p_T \geq 10 \text{ GeV}$ (barrel 2-station)
4	L1_MU11	$p_T \geq 10 \text{ GeV}$
5	L1_MU20	$p_T \geq 20 \text{ GeV}$
6	L1_MU21	$p_T \geq 20 \text{ GeV}$ (barrel no feet)

表 3.1: Run-2 における p_T 閾値。値は 2017 年、2018 年に使われていたもの。L1_MU10 と L1_MU11、L1_MU20 と L1_MU21 は TGC では同じ CW だが RPC の状態が異なる。

3.4.2 High Level Trigger

High Level Trigger (HLT) では L1 トリガーで出力された RoI の周辺の検出器情報を用いて 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再構成することにより、L1 トリガーより精密なトリガー判定を行う。HLT では、L1 トリガーで用いることができなかった内部飛跡検出器の情報、MDT や CSC などの精密測定用のミューオン検出器の情報、L1Calo で用いられた位置分解能より細かいカロリメータの情報などを用いて飛跡再構成や E_T 、 p_T の計算を行う。HLT を用いて最終的にトリガーレートは約 1 kHz まで落とされる。

HLT は内部でさらに 3 段階に分かれている。例としてミューオントリガーの場合について説明する。まず L2 Muon Stand Alone トリガー (L2MuonSA) がミューオン検出器の情報のみを用いて p_T を計算する。次に L2 Combined muon トリガー (L2muComb) で内部飛跡検出器で正構成された飛跡と組み合わせてより精密にミューオンの p_T を計算する。最後に Event Filter (EF) で全検出器の情報を用いてオフライン解析と同様の手法でミューオンを再構成する。ミューオントリガーアルゴリズムの流れの簡単な模式図を図 3.25 に示す。

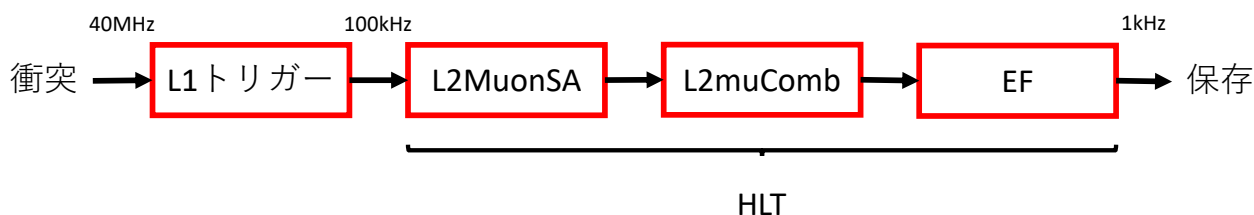


図 3.25: ミューオントリガーアルゴリズムの概念図

各トリガーチェーンは、飛跡を再構成する Feature Extraction (Fex) と呼ばれるモジュールと、その飛跡再構成から得られた p_T に対して閾値を設定し閾値以下のイベントを落とす Hypothesis (Hypo) と呼ばれるモジュールからなっている。

3.5 本研究の目的

2.1.3 節で述べたように LHC では標準模型を超えた物理の探索が行われており、ATLAS 実験、CMS 実験のそれぞれで超対称性粒子や MCP の直接探索が行われている。これらの粒子は質量が重い
ため、標準模型の粒子と比較して速度が遅くなると予測されている。現在発表されている論文ではどちらの粒子も発見されておらず、それぞれの実験で質量下限値を示している。今後これらの粒子を発見したり、より厳しい質量下限値を設定するためにさらなる統計をためる必要があり、現在のアップグレードが終わり次第実験が再開される。

3.4 節で述べたように ATLAS 実験では衝突事象を保存するために 2 段階のトリガーシステムが採用されている。情報資源の観点からあらかじめ保存できるデータ量は決められているため、特定の物理事象に対する統計をためるためにはより効率が良く、背景事象が少ないトリガーを開発することも重要である。このことから速度の遅い荷電粒子を取得するためのトリガーが新しく開発された。

本研究では、速度の遅い荷電粒子を取得するためのトリガーの性能評価を行った。遅い荷電粒子を取得することはその物理に対するアクセプタンスを大きくするという意味でも重要であり、Run-3 へ向けてより効率よく取得できるようにするために改良方針を示すことを目的とする。

第 4 章

重い長寿命荷電粒子トリガーの必要性

4.1 長寿命荷電粒子が生成される物理

本研究でターゲットとしている物理では、生成された粒子は寿命が長いこと崩壊することなく ATLAS 検出器を通り抜けると考えられている。また荷電粒子であることから、ミュオン検出器でミュオンと同様の粒子として直接検出されると想定されている。そのため Run-2 の解析においては標準的なミュオントリガーが解析に用いられていた。また、ミュオントリガーを補うために MET トリガーも用いられていた。 τ の生成過程においては Initial State Radiation (ISR) が τ をブーストするとき、 E_T^{miss} の計算で十分に考慮されず ISR と τ の運動量の間不均衡が生じ MET として検出される。Multi-Charged Particle (MCP) の生成過程においては 2 つの MCP がカロリメータに落とすエネルギーの違いによってや、MCP が Jet を生成する際の Jet のエネルギーの違いによって MET が生じる。ここではモンテカルロシミュレーションによって τ や MCP がそれぞれドレelman過程を経て対生成される (図 4.1) サンプルを用いて、シングルミュオントリガー及び MET トリガーのトリガー効率を調べた。遅い荷電粒子に対するトリガー効率を調べるために最も速度の遅い粒子の割合が多くなるように、用意されていたシミュレーションサンプルのうち最も質量の重いサンプルを用いる。 τ の質量は 911 GeV、MCP の質量は 1.4 TeV である。本論文では粒子の速度を表す値として、光速に対する粒子の速度である $\beta = v/c$ (c : 光速、 v : 粒子の速度) を用いる。 τ サンプルの横方向運動量 p_T 、 η 、方位角 ϕ 、 β 分布をそれぞれ図 4.2 に、MCP サンプルの同分布を図 4.3 に示す。通常 p_T は素電荷を想定して曲率から計算しているため、MCP の運動量は曲率が p_T/z (z : 電荷) に比例することから電荷 z によって過小に計算されている。従って、検出器から得られる p_T は MCP の場合 p_T/z であることに注意する必要がある。一般的に標準模型の粒子であるミュオンは光速 ($\beta = 1$) であるのに対して、 τ や MCP は質量が重いこと速度が遅い粒子が多く存在している。また、 p_T はミュオントリガーの一般的な閾値である 20 GeV と比較して十分大きく、 ϕ 依存性は存在しないサンプルとなっている。

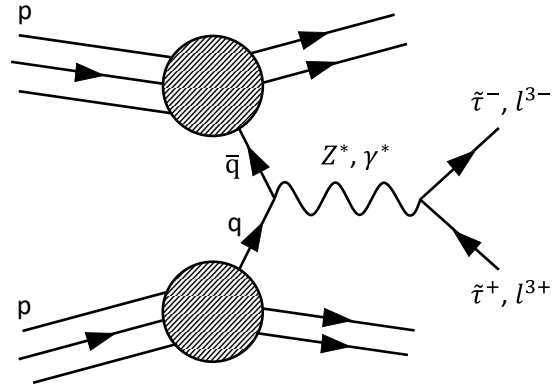
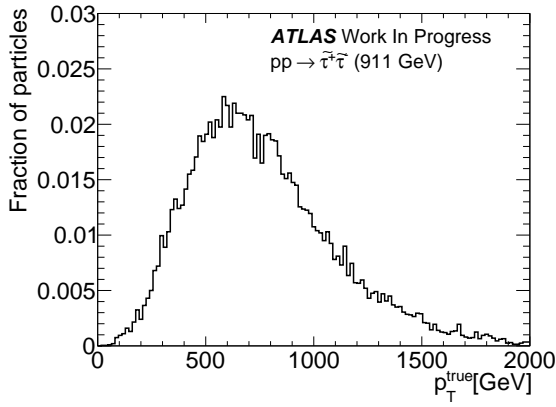
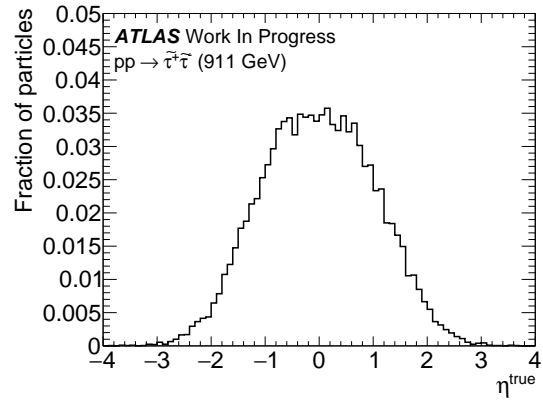


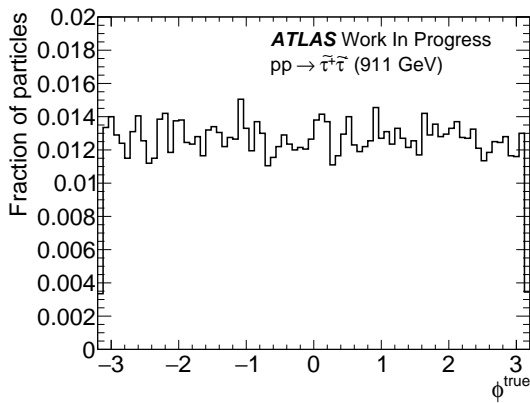
図 4.1: 用いたモンテカルロサンプルの粒子の生成過程。ドレルヤン過程で対生成されている。



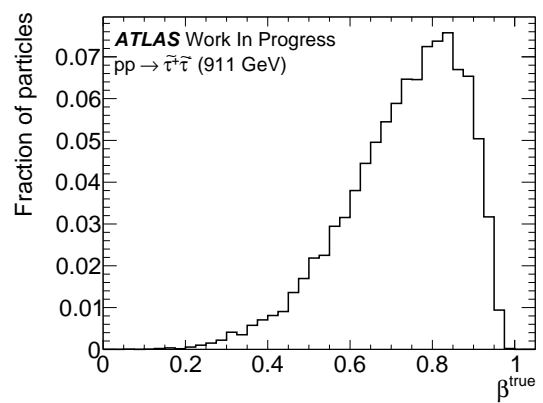
(a) p_T 分布



(b) η 分布

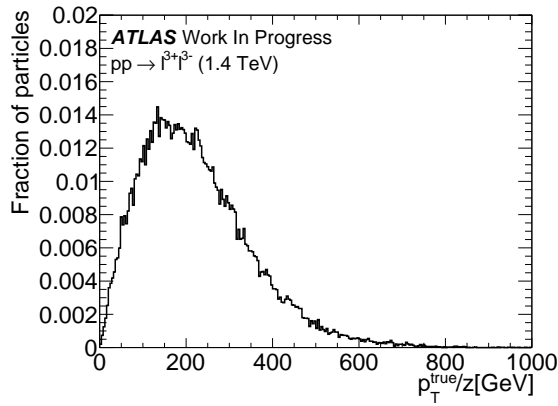


(c) ϕ 分布

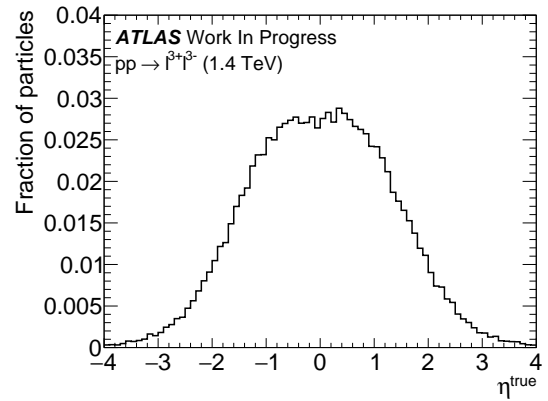


(d) β 分布

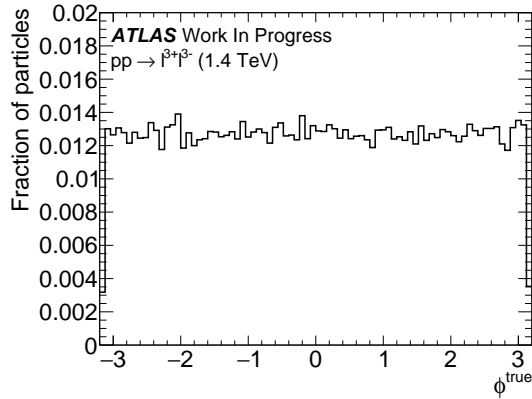
図 4.2: $\tilde{\tau}$ サンプルの各運動学的変数分布。 $\beta < 0.8$ のような速度の遅い粒子が多く存在している。



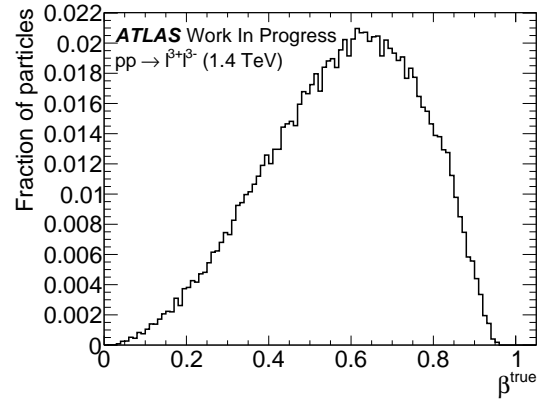
(a) p_T/z 分布。磁場による曲率が同じ粒子の分布を電荷が 1 の時と比較するために p_T を電荷で割っている。



(b) η 分布



(c) ϕ 分布



(d) β 分布

図 4.3: MCP サンプルの各運動学的変数分布。 τ サンプルと同様に $\beta < 0.8$ のような速度の遅い粒子が多く存在している。

4.2 標準的なトリガーによるトリガー効率

4.1 節で述べたように、ターゲットとする物理では Run-2 の解析でミューオントリガーと MET トリガーが用いられていた。本節ではそれぞれの取得効率を示す。

4.2.1 標準的なシングルミューオントリガーによるトリガー効率

Run-2 では標準的なシングルミューオントリガーとして、 p_T 閾値が 20 GeV のトリガーが用いられていた。図 4.4 は標準的なシングルミューオントリガーにおける τ の取得効率を表している。 τ の質量が増加するにつれて取得効率が低下している。これは ATLAS のトリガーシステムに原因があるが、詳細は 4.3.1 節で述べる。

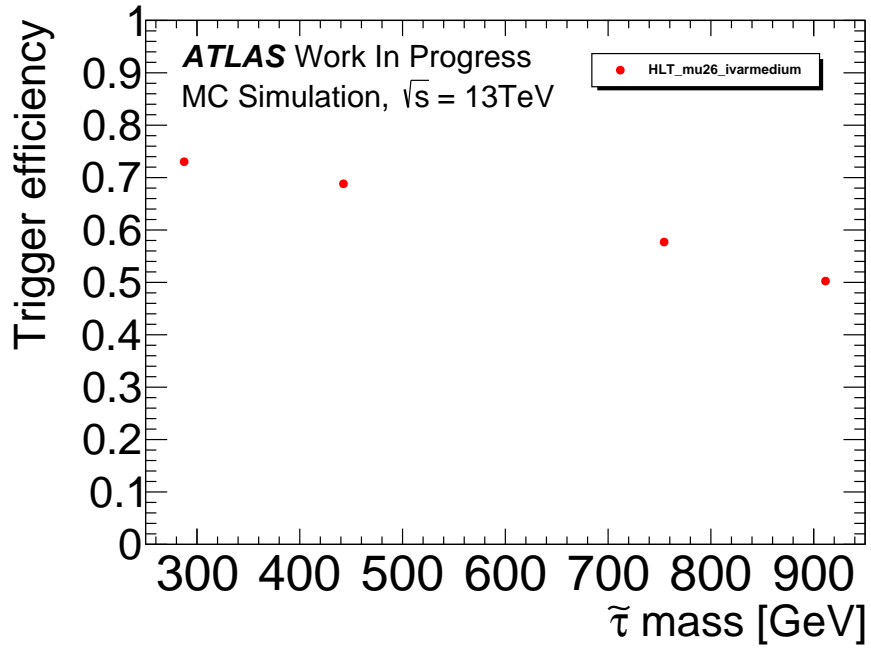
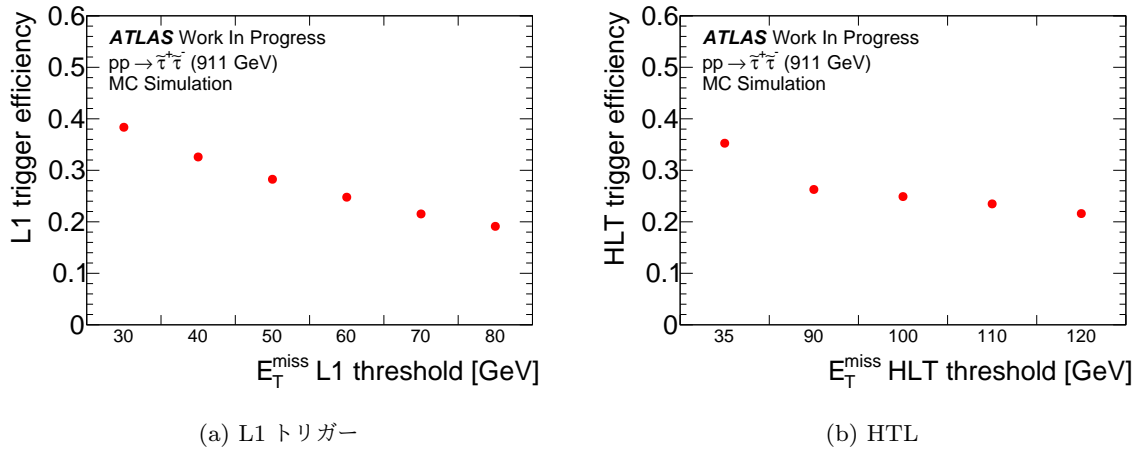


図 4.4: シングルミュオントリガーによる $\tilde{\tau}$ の取得効率。

4.2.2 MET トリガーによる取得効率

Run-2 の解析においては、ミュオントリガーのトリガー効率を補うために、MET トリガーも用いられていた。図 4.5 は MET トリガーの各閾値における $\tilde{\tau}$ の取得効率を表している。MET の閾値が上がるに連れて取得効率が低下する。



(a) L1 トリガー

(b) HLT

図 4.5: MET トリガーによる $\tilde{\tau}$ の取得効率。

4.3 標準的なトリガーの問題点

4.3.1 標準的なミュオントリガーの問題点

図 4.6 と図 4.7 はそれぞれバレル領域及びエンドキャップ領域の $Z \rightarrow \mu\mu$ サンプルにおける L1 ミュオントリガーのトリガー効率である。 p_T 閾値 20 GeV のトリガーの場合、トリガー効率はバレル領域で約 70 %、エンドキャップ領域で約 85 % である。しかし、 τ のサンプルにおいては十分 p_T が高いにもかかわらず、質量が増加するとトリガー効率が低下し、911 GeV では 50 % 程度に低下している。これは ATLAS のトリガーシステムに原因がある。

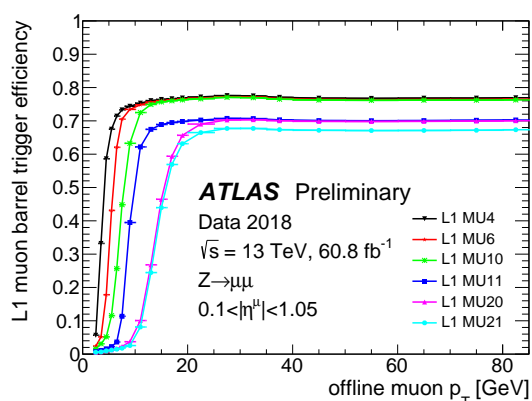


図 4.6: バレル領域における 2018 年の L1 ミュオントリガー効率 [27]。

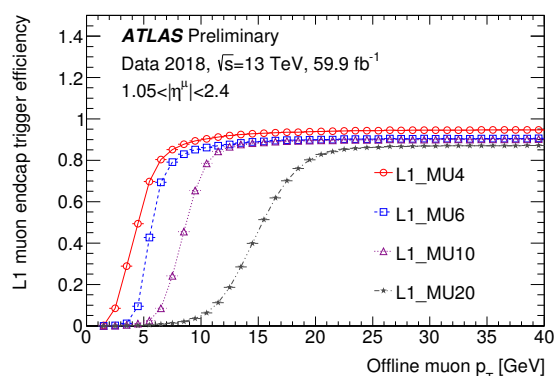


図 4.7: エンドキャップ領域における 2018 年の L1 ミュオントリガー効率 [28]。

3.4.1 節で述べたように、ATLAS のトリガーシステムはパイプライントリガーである。ATLAS 実験においては陽子バンチ衝突は 25 ns ごとに起きている。L1 トリガーがトリガー判定を行っている間データはバッファに保存されている。図 4.8 は標準的なシングルミュオントリガーにおける取得効率を表している。

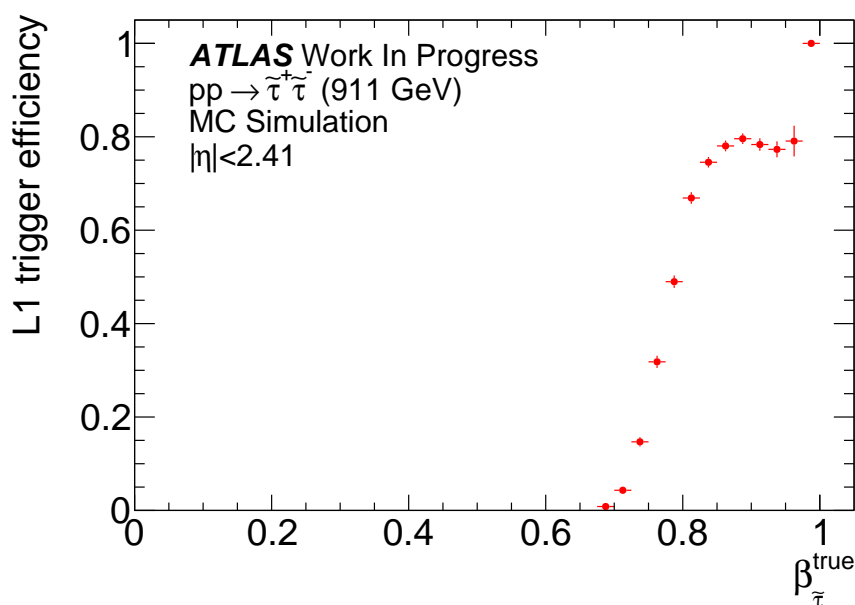


図 4.8: τ サンプルにおいて β を横軸に取った時の標準的なシングルミュオントリガーにおける取得効率。

現在の標準的なミュオントリガーでは $\beta > 0.8$ にしか感度がないことがわかる。Run-2 のトリガーシステムでは、ほぼ高速で粒子が検出器に到達すると仮定してトリガー判定を行っている。粒子の速度が遅く次のバンチに検出器に到達した粒子はトリガー判定に基本的に用いていないため $\beta > 0.8$ にしか感度がない。

4.3.2 MET トリガーの問題点

MET トリガーはカロリメータがミュオン検出器よりも内側にあることから、あまり粒子の速度に関係なく取得することができる。そのため、標準的なシングルミュオントリガーの問題点が影響せず、これを補足するためにも用いられていた。MET の HLT における閾値は 2017 年が 110 GeV、2018 年が 120 GeV であったため、MET トリガーにより約 25 % 程度取得していた。閾値は低ければ低いほどより多くのイベントを取得することができる。しかし、トリガーレートの上昇により閾値が年々増加していることから、このトリガーにより取得できる割合が低下してきている。

以上より標準的なトリガーの問題点として以下の 2 点が挙げられる。

- ミュオントリガーは $\beta > 0.8$ の粒子にしか感度がない
- MET トリガーの閾値が年々上昇している

上記の問題点を解決するために 2017 年に遅い荷電粒子用の新しいトリガーが試験的に導入された。このトリガーは L1 トリガーにおいてミュオントリガーと、MET トリガーまたは Jet トリ

ガーを組み合わせたトリガーである。速度が遅い粒子を取得するという目的に加えて、2種類のトリガーを組み合わせることでトリガーレートを維持したままトリガー閾値を下げるという目的もある。第5章ではこのトリガーのアルゴリズム及びトリガー効率とその問題点を述べる。

第 5 章

新しいトリガーアルゴリズムの性能と 問題点

本章ではまず遅い荷電粒子トリガーのトリガーアルゴリズムについて 5.1 節で述べる。5.2 節および 5.3 節において、4.1 節で紹介したシミュレーションサンプルを用いて新しいトリガーの性能と問題点を示す。

5.1 遅い荷電粒子用のトリガーアルゴリズム

4.3 節で述べたように標準的なトリガーにはミューオントリガーには光速に近い粒子しか取得できないという問題点が存在する。また MET トリガーでは、年々トリガー閾値が上昇しており、取得できる割合が年々低下してきている。これらの問題を解決するために、ミューオントリガーと Jet トリガーを組み合わせた遅い荷電粒子のための新しいトリガーが 2017 年に導入された。本節では新しいトリガーのアルゴリズムについて述べる。L1 トリガーと HLT では異なる手法を採用しており、それぞれのアルゴリズムについて説明する。

5.1.1 遅い荷電粒子用の L1 トリガー

L1 ミューオントリガーでは $\beta > 0.8$ の粒子にしか感度がないことが問題であった。これは L1 ミューオントリガーが、基準バンチの情報しかトリガー判定に用いていないことが原因であった。3.4.1 節で述べたように、L1Topo トリガーでは基準バンチと次のバンチの情報も組み合わせてトリガー判定を行うことが可能である。そこで遅い荷電粒子用の L1 トリガーとして、L1Topo トリガーを用いたトリガーが開発された。このトリガーは生成された粒子の速度が遅いため、衝突したバンチの次のバンチにミューオン検出器に到達することを想定している。しかしミューオントリガーだけでトリガー判定を行うと、正しくは次のバンチであるのに基準バンチだと判定してしまう。実験においては次のバンチであると判別するために、より衝突点に近い検出器で基準バンチがどのバンチであるかを決定する別の物理オブジェクトのトリガー判定が必要となる。そこでより内側に位置するカロリメータでは、衝突したバンチと同じタイミング（基準バンチ）で MET や Jet が存在することを要求し、それに加えて次のバンチ衝突のタイミングでミューオン検出器で p_T 閾値以上の

荷電粒子が検出されることを要求する。図 5.1 はこのトリガーの大まかなイメージ図である。図 5.2 はこのトリガーの模式図である。通常は同じバンチ衝突と同期をとるところをミュオントリガーでは次のバンチ衝突のタイミングの情報と同期をとる。

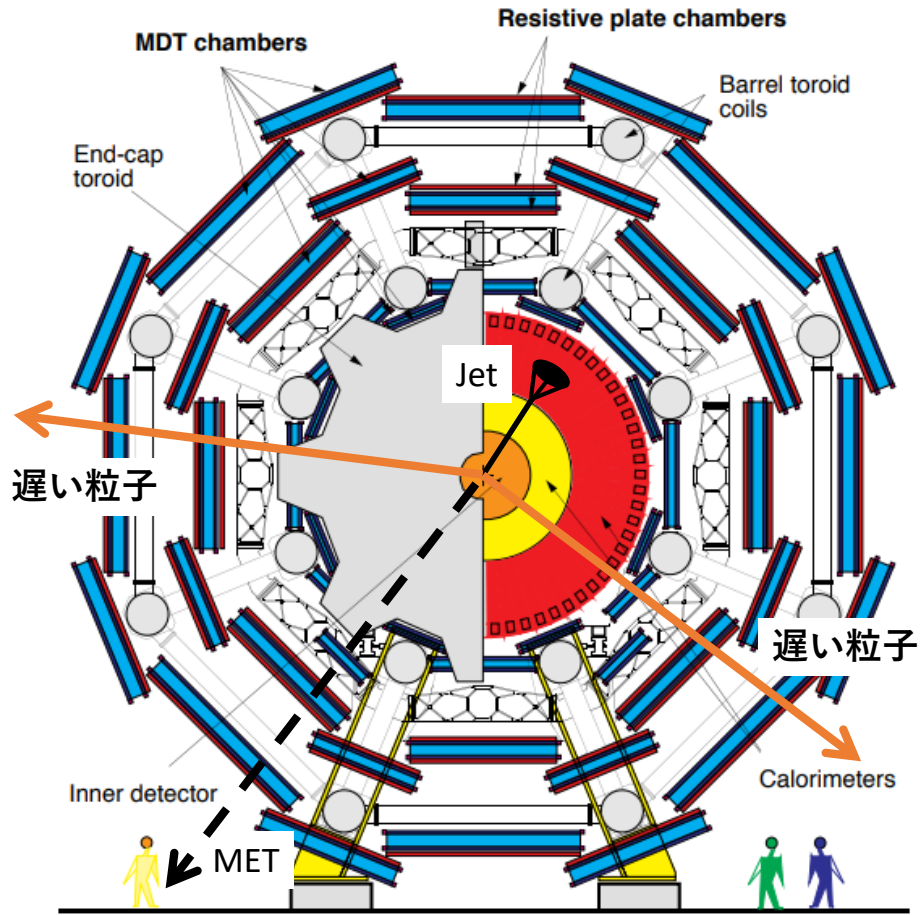


図 5.1: 遅い荷電粒子用トリガーのイメージ図。MET と Jet はどちらか一つだけを要求する。

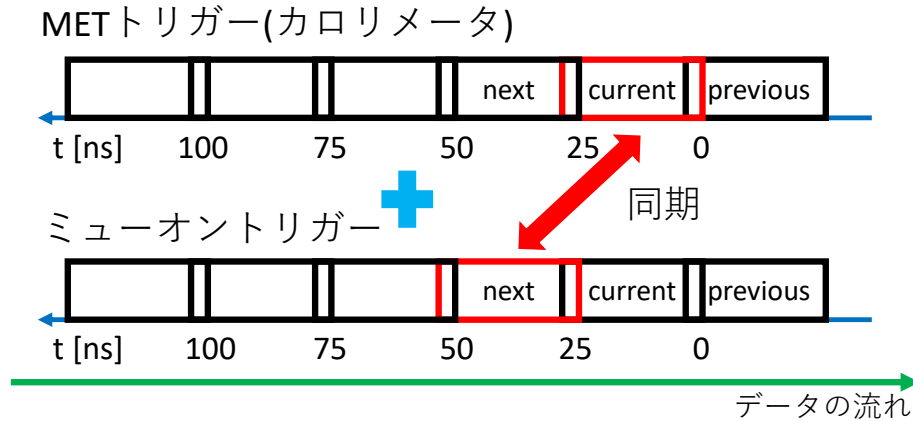


図 5.2: 遅い荷電粒子用トリガーの模式図。ミューオントリガーでは MET トリガーから見てひとつ後のバンチ情報と同期をとる。

2017 年に導入されたトリガーの名前と各 p_T 閾値を表 5.1 に示す。次のバンチを対象とするミューオントリガーと組み合わせることで、年々増加していた MET や Jet のトリガー閾値を低く設定することができている。またミューオントリガーに関しても、標準的なシングルミューオントリガーと比較して p_T 閾値を下げるができている。5.2 節ではこれらのトリガーの性能について述べる。その際に基準バンチで要求するトリガーによる違いを比較しやすいように、閾値が同じ 50 GeV のトリガーを用いることとする。

名称	ミューオン閾値	MET/Jet 閾値	Rate
L1.LATE-MU10_XE40	10 GeV(L1_MU10 と同様)	$p_T \geq 40$ GeV	0.025kHz
L1.LATE-MU10_XE50	10 GeV(L1_MU10 と同様)	$p_T \geq 50$ GeV	0.1kHz
L1.LATE-MU10_J50	10 GeV(L1_MU10 と同様)	$p_T \geq 50$ GeV	0.3kHz

表 5.1: 2017 年に導入されたトリガーの p_T 閾値。

5.1.2 HLT の遅い荷電粒子用のアルゴリズム

3.4.2 節で述べたように、シングルミューオンの場合一般的にミューオン検出器で軌跡を再構成した後に、その飛跡をもとに内側へ外挿してマッチングした内部飛跡検出器の飛跡の情報を合わせて再構成するといったように、外側から飛跡を探していく。しかし、粒子の速度が遅い場合誤った飛跡を再構成してしまう場合がある。HLT ミューオントリガーでは、飛跡を再構成するために 3.3.5 節で説明した MDT 検出器を用いている。まず初めに MDT 検出器を用いた飛跡再構成手法について説明する。

ある陽子同士が衝突した時刻 (T_0) を仮定した場合 MDT 検出器からは検出時刻 (t_i) と、衝突点から検出器までの飛行時間 (Δt_i^{TOF}) が得られる。この 3 つの時刻を用いてドリフト時間 (t_i^{drift}) を計算する。

$$t_i^{\text{drift}} = t_i - T_0 - \Delta t_i^{\text{TOF}} \quad (5.1.1)$$

あらかじめ、ドリフト速度はわかっていることからドリフト時間からドリフト半径を求めることができる。実際にミューオンなどの荷電粒子が通過した場合には図 5.3 のように複数の MDT 検出器からドリフト半径が得られる。このドリフト半径の接線を結ぶことで飛跡が再構成できる。

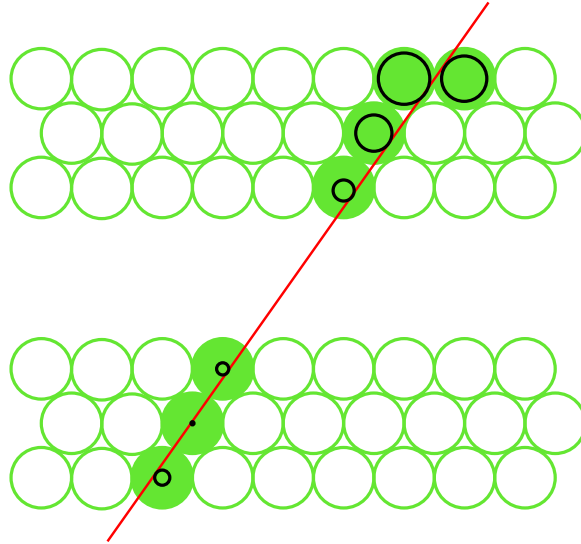


図 5.3: ミューオンが通過した際の飛跡再構成方法。各 MDT ヒットのドリフト半径の接線を引いて飛跡を再構成する。

しかし、この飛跡再構成手法には粒子の速度が遅い場合、問題が存在している。通常のアプローチでは飛行時間を求める際に、粒子の速度が光速 ($\beta = 1$) であると仮定して飛行時間を求めている。そのため粒子の速度が遅い場合、飛行時間が間違っている場合がある。そのことが原因でドリフト時間、ドリフト半径も誤って算出されてしまう。3.3.5 節で述べたように、MDT 検出器の直径は 30 mm、最大ドリフト時間は約 700 ns、分解能は 80 μm である。従ってドリフト時間を数 ns 間違えた場合でも、分解能を超えたドリフト半径のずれが生じてしまう。図 5.4 のように $\beta = 1$ の時と比較して $\beta < 1$ の場合、飛行時間がより長くなるためドリフト半径はより小さくなる。遅い荷電粒子が通過した場合は、ヒットした全ての検出器において実際のドリフト半径よりも大きく算出している場合がある。これが原因で誤った飛跡を再構成する場合がある。図 5.5 はその一例を模式図であらわしたものである。通常は飛行時間を光速を仮定して計算するため (b) のような飛跡が再構成されるが、粒子の速度が遅い場合はドリフト半径がより小さくなるため (a) のような飛跡を再構成する必要がある。そこで、遅い荷電粒子用のトリガーでは飛行時間が間違っていることを想定して、飛行時間を変化させて飛跡の再構成を行う。飛行時間を変化させることはつまり、ドリフト時間、ドリフト半径を変化させることになる。

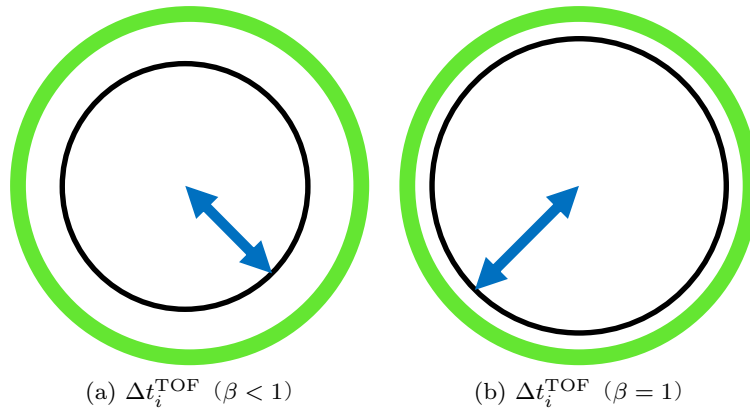


図 5.4: 算出されたドリフト半径。 $\beta < 1$ と $\beta = 1$ で Δt_i^{TOF} を計算した場合異なるドリフト半径が算出される。

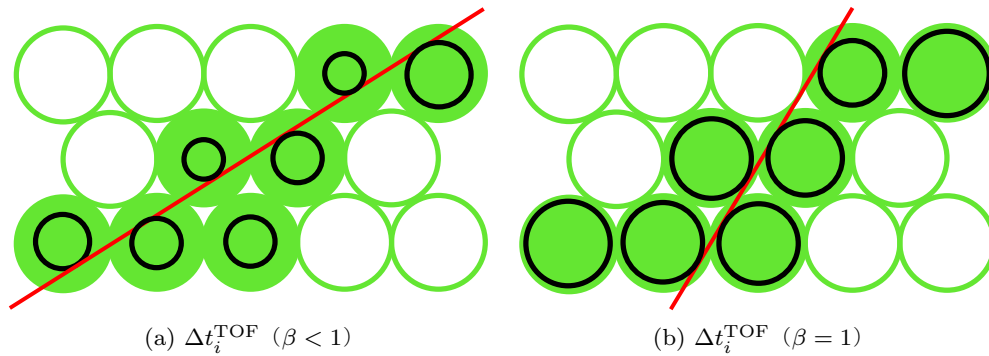


図 5.5: 粒子の速度が遅い場合に誤って飛跡を再構成する例。

このトリガーでは L2MuonSA や L2muComb では、ほとんど何も条件を設けずに通過させて、主に EF で再構成が行われる。遅い荷電粒子用トリガーのアルゴリズムで特徴的な点として以下の 3 点があげられる。

- MDT 検出器までの飛行時間を変化させてミューオンの飛跡を求める
- ミューオンの飛跡を基に内部飛跡検出器の飛跡とマッチングをとるのではなく、内部飛跡検出器の飛跡を基にミューオンの飛跡とマッチングをとる
- 最後に全検出器を用いて飛跡の再構成を行う際に、内部飛跡検出器の飛跡を外側へ外挿する形で再構成を行う

以下では、本研究においてより重要な 1 点目を中心に遅い荷電粒子用トリガーの HLT におけるアルゴリズムを説明する。

遅い荷電粒子用トリガーの HLT におけるアルゴリズム

まず初めに L1 の RoI の情報をもとに一定範囲内の内部飛跡検出器の飛跡とミューオン検出器の

ヒット情報を取得する。トリガーレートを抑えるために内部飛跡検出器の飛跡は $p_T > 10 \text{ GeV}$ のものに絞られている。

次に内部飛跡検出器の飛跡をカロリメータ、ミュオン検出器へと外側の検出器へ外挿して、ミュオン検出器と内部飛跡検出器の飛跡を外挿した際の交差点を求める。図 5.6 はそのイメージ図である。

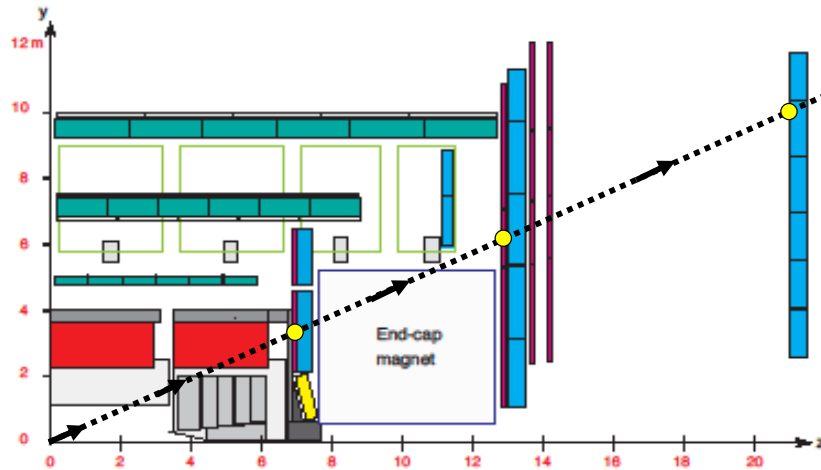


図 5.6: 内部飛跡検出器の飛跡を外挿する際のイメージ図。

内部飛跡検出器の飛跡を外挿して得た交差点とミュオン検出器のヒット情報で残差を計算して関係のあるミュオン検出器のヒット情報を取得する。

これ以降しばらく各ステーションごとにミュオン検出器のヒット情報を用いて飛跡再構成を行う。

初めにバレル領域ではエンドキャップ領域では行わない計算を行う。TGC 検出器はどのバンチ衝突による粒子であるかの情報しか存在しないが、RPC 検出器はより詳細な時間情報が存在する。そこで、バレル領域では RPC の時間情報を初めに計算する。同じステーションの RPC ヒットの時間情報を 2 ns 刻みでヒストグラムに詰め最大のビンとその前後のビンに詰められた時間で平均を取る。図 5.7 にその模式図を示す。最大のビンである赤とその前後のビンであるオレンジのビンに該当する RPC ヒットの時間の平均をそのステーションに到達した粒子の時間とする。青のビンに該当する RPC ヒットの時間は時間の計算に用いない。

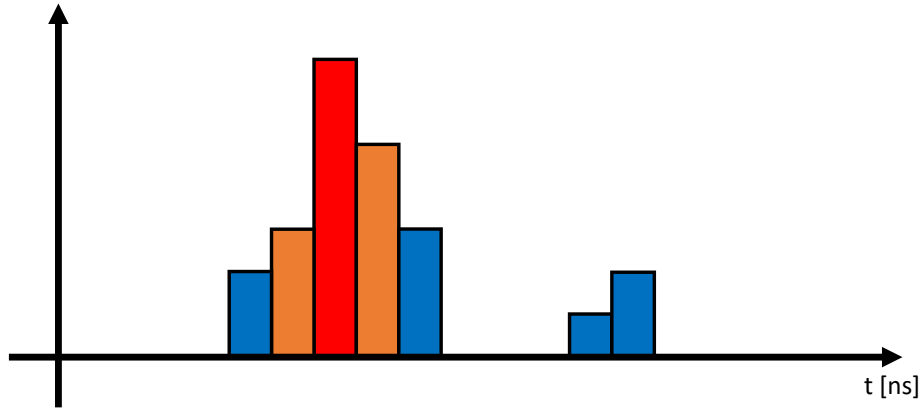


図 5.7: RPC 検出器の時間情報を計算する際の模式図。最大のビンである赤とその前後のビンであるオレンジのビンに該当する RPC ヒットの時間の平均をそのステーションに到達した粒子の時間とする。青のビンに該当する RPC ヒットの時間は時間の計算に用いない。

次に MDT の情報を基に飛跡を再構成して MDT の時間情報を得る。図 5.5 で述べたように粒子の飛行時間がより長い可能性を考慮してセグメントを再構成する。初めにシードとなる直線を引くために用いる 2 つの MDT ヒットを選びドリフト半径を得る (図 5.8)。この時選ばれる MDT のヒットは上と下の層で一つずつでありかつ、間にある層が 2 層以下である MDT ヒットが選ばれる。また、この場合の飛行時間は粒子が光速で到達したと仮定したときのドリフト半径である。

次に選んだ 2 つの MDT ヒットの中心の座標、中心間の距離とドリフト半径から最大 4 本の接線を引き傾きを求める (図 5.9)。この接線がシードとなる直線である。中心間の距離を d 、ドリフト半径をそれぞれ $DC1$ 、 $DC2$ とする。中心の座標から MDT ヒットの中心を結んだ線の傾き α_0 は $\alpha_0 = \tan^{-1} \Delta y / \Delta x$ である (図 5.10 (a))。この α_0 をもとに先にクロスした接線を求める。接線の傾きと α_0 との誤差を α_1 とすると $\alpha_1 = \sin^{-1}\{(DC1 + DC2)/d\}$ である。よって接線の傾きは $\alpha_0 \pm \alpha_1$ で求められる (図 5.10 (b))。次に α_0 をもとにクロスしない接線を求める。接線の傾きと α_0 との誤差を α_2 とすると $\alpha_1 = \sin^{-1}\{|DC1 - DC2|/d\}$ である。よって接線の傾きは $\alpha_0 \pm \alpha_2$ で求められる (図 5.10 (c))。この傾きをもとにフィットを行う。

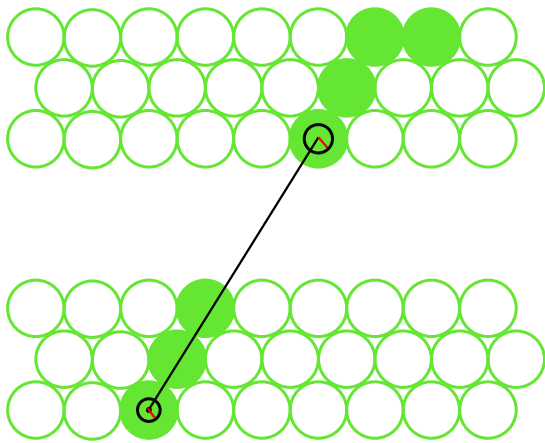


図 5.8: 複数の MDT ヒットからシードとなる直線を引くために用いる MDT ヒットを 2 つ選ぶ。

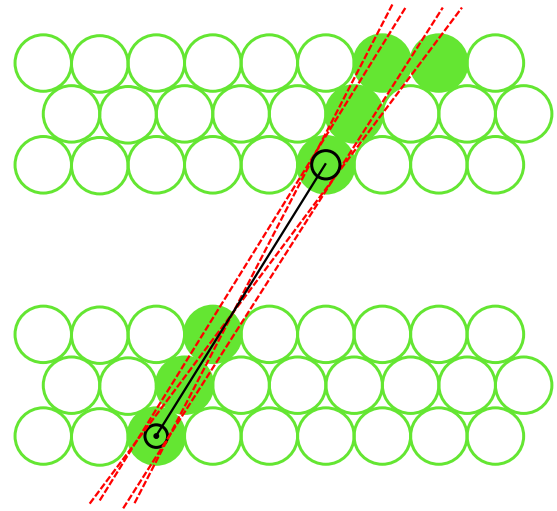
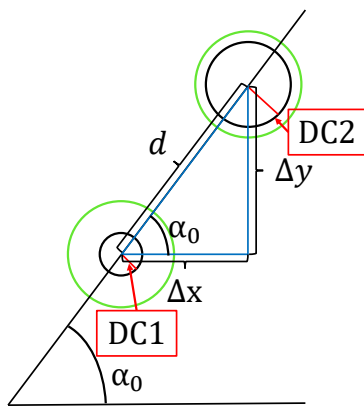
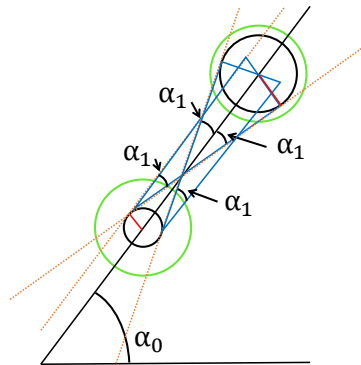


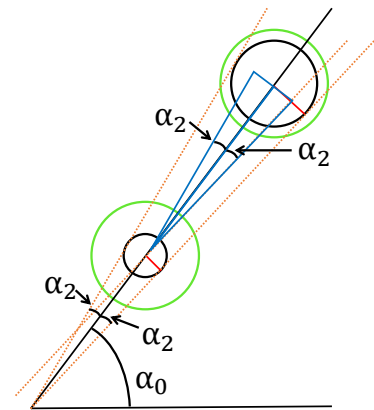
図 5.9: 2 つの MDT ヒットからシードとなる 4 本の接線を引く。



(a) α_0 の求め方の模式図。



(b) α_1 の求め方の模式図。



(c) α_2 の求め方の模式図。

図 5.10: シードとなる接線の傾きを求める方法。2 つの MET ヒットから 4 本の接線を求めてシードとする。

まず最大 4 本存在する接線の内シードとして用いる接線を 1 つ選び、フィットに用いる MDT のヒットとして接線から一定範囲の MDT のヒットを選ぶ (図 5.11)。次にこの接線の傾きをもとに選んだ MDT ヒットのドリフト半径で直線フィットを行う。この時、傾きは変化させずに飛行時間を変化させることでドリフト半径を変えながら最も χ^2 の小さくなる飛行時間を見つける (図 5.12)。この時飛行時間は範囲を設けずに連続的に 100 ns 前後まで変化させながらを見つける。

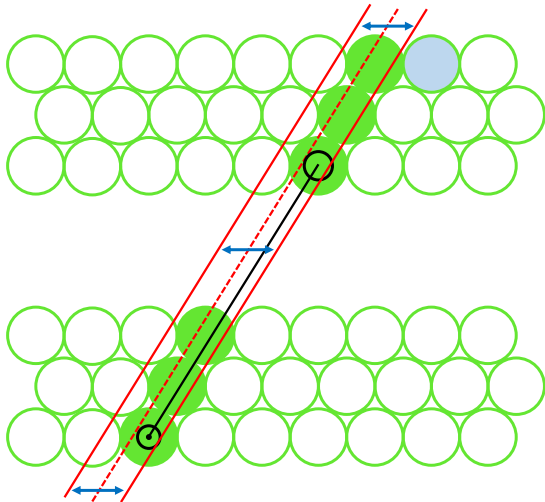


図 5.11: シードとなる直線から一定の範囲内の MDT ヒットのみをフィットに用いる。黄緑で塗られた MDT のヒット情報はフィットに用い、水色に塗られた MDT にヒット情報はフィットに用いない。

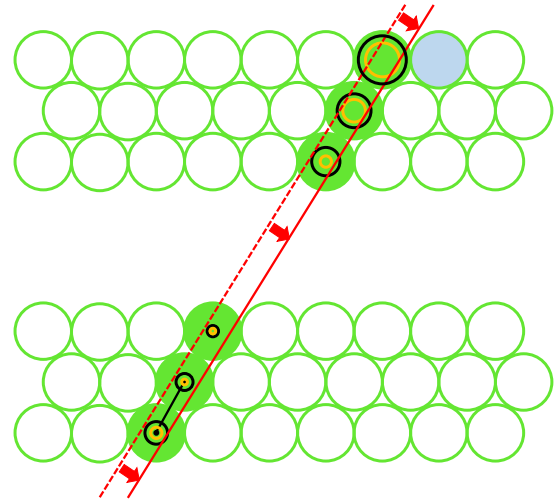


図 5.12: 図 5.11 で選んだ MDT ヒットのドリフト半径で直線フィットを行う。この時傾きは変化させず平行移動させる。飛行時間を変化させてドリフト半径を変えてフィットを行う。

次に図 5.12 で最も良いフィットであった時の飛行時間を固定し、直線の傾きを変化させて最も χ^2 の小さくなる傾きを見つける (図 5.13)。

最後に飛行時間と傾きをともに変化させ、最も χ^2 の小さくなる直線を見つける (図 5.14)。この時の飛行時間から MDT に粒子が到達した時間を得る。

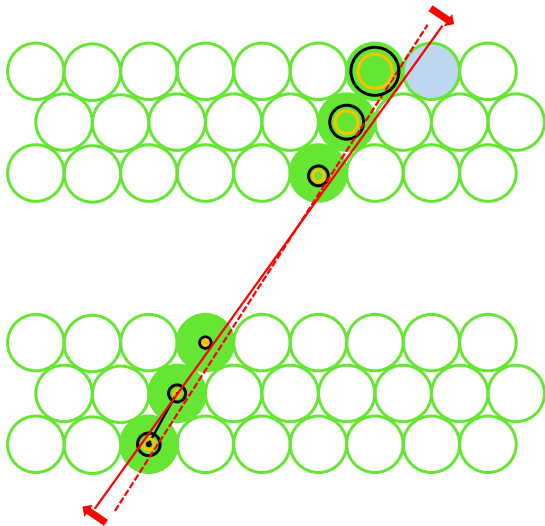


図 5.13: 図 5.12 で求めたフィット結果をもとに傾きを変化させてフィットを行う。この時飛行時間は変化させない。

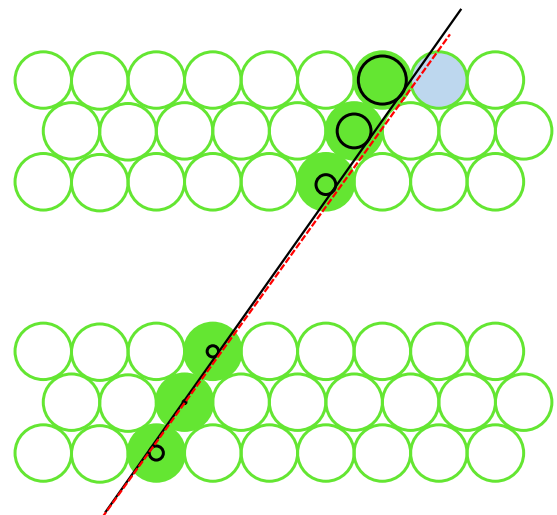


図 5.14: 図 5.13 で求めたフィット結果をもとに傾き、飛行時間ともに変化させてフィットを行う。

次に再構成した飛跡が正しく再構成されているかを確認するために内部飛跡検出器の飛跡を外挿して得た座標とマッチングをとる。マッチングが取れた粒子に対して RPC 検出器および MDT 検出器を用いて得た位置と時間情報から粒子の大まかな β を計算する。その後計算した β を用いて飛跡を再構成しなおす。以上の計算によりミューオン検出器の各ステーションごとの飛跡を再構成する。

最後にこれまでの内部飛跡検出器の情報やミューオン検出器のヒット情報をもとに、内部飛跡検出器の飛跡においても粒子の速度 β 情報を用いて再構成しなおす。内側の内部飛跡検出器の飛跡から外側のミューオン検出器の飛跡へと外挿する形で飛跡再構成を行う。

5.2 節では、本節で述べた新しいトリガーの性能について評価する。

5.2 第二期運転におけるトリガーパフォーマンス

本節では 4.1 節で紹介したシミュレーションサンプルを用いて求めた新しいトリガーの性能を示す。各サンプルにおいて、 p_T 、 η 、 ϕ 及び β の関数におけるトリガー効率を L1 トリガーと HLT にわけて評価する。 $\tilde{\tau}$ と MCP のサンプルを比較して傾向を調べることでそれぞれのサンプルの依存性を極力排除した評価を行う。

5.2.1 トリガー効率の求め方

まずトリガー効率の求め方について述べる。L1 ミューオントリガーと L1MET トリガー、L1Jet トリガーと HLT で多少異なるトリガー効率の算出方法を用いているため、それぞれについて説明する。

L1 ミューオントリガー

L1 ミューオントリガーでは生成された $\tilde{\tau}$ および MCP のうち L1 ミューオントリガーをパスした粒子数を調べる。生成された粒子数として

1. $|\eta| < 2.41$ の領域に生成されていること
2. $p_T > 20$ GeV であること

の条件を課した。1 つ目の条件はミューオン検出器が設置してある領域以外に粒子が生成された場合、L1 トリガーで検出されることはないからである。2 つ目の条件は標準的なシングルミューオントリガーの条件を満たすようにするためである。この条件を課すことでトリガーを改良しても取得することのできない粒子を除外することができる。

L1 ミューオントリガーをパスしたことを判断するための条件として

1. 各 L1 ミューオントリガーをパスしていること
2. モンテカルロシミュレーションにおける真の値と検出器データの $\Delta R < 0.08$ (Barrel), 0.05 (Endcap)
3. 検出器データのバンチ情報がシングルミューオントリガーの場合は基準バンチ、遅い荷電粒

子用のトリガーでは次のバンチであること

の条件を課した。各 L1 ミューオントリガーとは L1_MU20 や L1_LATE-MU10_XE50 のことを表している。 ΔR とは $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$ であらわされる値のことであり、2 地点間の距離を表す際に用いられる。シミュレーションサンプルを用いる場合は粒子の飛跡に関する本当の値を得ることができるため、検出器からの情報と本当の値で ΔR を計算することで検出器からの情報が粒子の飛跡によるものかノイズによるものかを判断できる。本当の値とのマッチングをとることで L1 トリガーをパスしたのが生成された粒子によるものであることを保証した。例えば、 p_T 閾値が 20 GeV の標準的なシングルミュオントリガーである L1_MU20 のトリガー効率 ϵ_{L1_MU20} は

$$\epsilon_{L1_MU20} = \frac{\text{L1_MU20 をパスした粒子数}}{\text{生成された粒子の条件を満たした粒子数}} \quad (5.2.1)$$

であらわされる。このサンプルは粒子が対生成されるサンプルであるため、1 イベントにつき 2 つずつ粒子が生成されるがそれぞれの粒子に対してトリガーをパスしているかを判断した。

L1MET トリガー、L1Jet トリガー

L1MET トリガー及び L1Jet トリガーでは各 L1 トリガーをパスしたら、生成された粒子の 2 つともトリガーをパスしたこととする。

HLT

HLT トリガーでは L1 トリガーをパスした粒子のうち HLT トリガーをパスした粒子数を調べる。L1 トリガーと同様に本当の値とオフラインの $\Delta R < 0.01$ を要求することでマッチングをとった。HLT_mu26_ivarmedium のトリガー効率は

$$\epsilon_{HLT_mu26_ivarmedium} = \frac{\text{HLT_mu26_ivarmedium をパスした粒子数}}{\text{L1_MU20 をパスした粒子数}} \quad (5.2.2)$$

であらわされる。

5.2.2 L1 トリガーのパフォーマンス

まず初めに、速度の遅い荷電粒子用のトリガーのうち基準バンチで MET を要求した時のトリガー効率を示す。図 5.15 は横軸を β の関数でみたときの τ のトリガー効率を表している。(a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域である。標準的なシングルミュオントリガーである L1_MU20 と比較してより速度の遅い領域である、 $0.45 < \beta < 0.8$ の領域の粒子を新たに取得できている。しかし、バレル領域とエンドキャップ領域で取得できる β の領域に違いがみられる。これは RPC と TGC の設置位置が衝突点から等距離に存在しないことが原因である。バレル領域においてはエンドキャップ領域と比較して $0.45 < \beta < 0.75$ のより広い範囲の粒子を取得できているように思われる。しかし、バレル領域の場合 $\eta = 1$ の時の衝突点からの距離は $\eta = 0$ の時と比較して約 1.5 倍である一方、エンドキャップ領域の場合 $\eta = 1$ の時の衝突点からの距離は $\eta = 2.4$ の時と比較して約 1.2 倍であるためであり、 η が等しい（衝突点からの距離が等しい）場合取得できる β の領域は一定で

あり限られていることに注意が必要である。

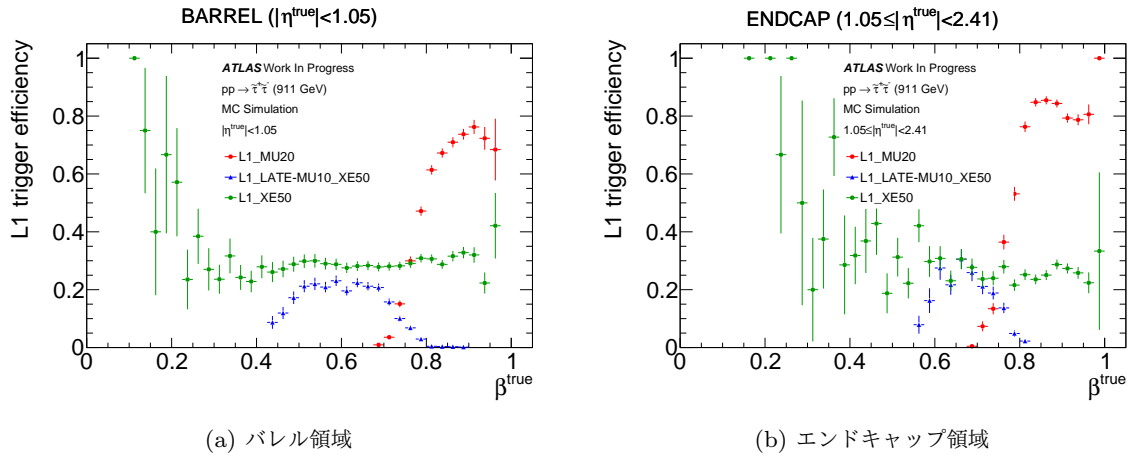


図 5.15: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時のトリガー効率。赤のヒストグラムは標準的なシングルミュオントリガー、青のヒストグラムは遅い荷電粒子用のトリガーで次のバンチに MET を要求しているトリガー、緑のヒストグラムは遅い荷電粒子用のトリガーで要求している MET トリガーと同じ p_T 閾値の MET トリガー。

次に、図 5.16 は横軸を ϕ で取ったときのトリガー効率を表している。それぞれ (a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域である。バレル領域とエンドキャップ領域の両方ともトリガー効率の ϕ による依存性は見られない。しかし、標準的なシングルミュオントリガーである L1_MU20 と遅い荷電粒子用のトリガーである L1_LATE-MU10_XE50 とともにバレル領域とエンドキャップ領域でトリガー効率に違いがみられる。これは横軸を η としたときにトリガー効率を見るとより顕著である。

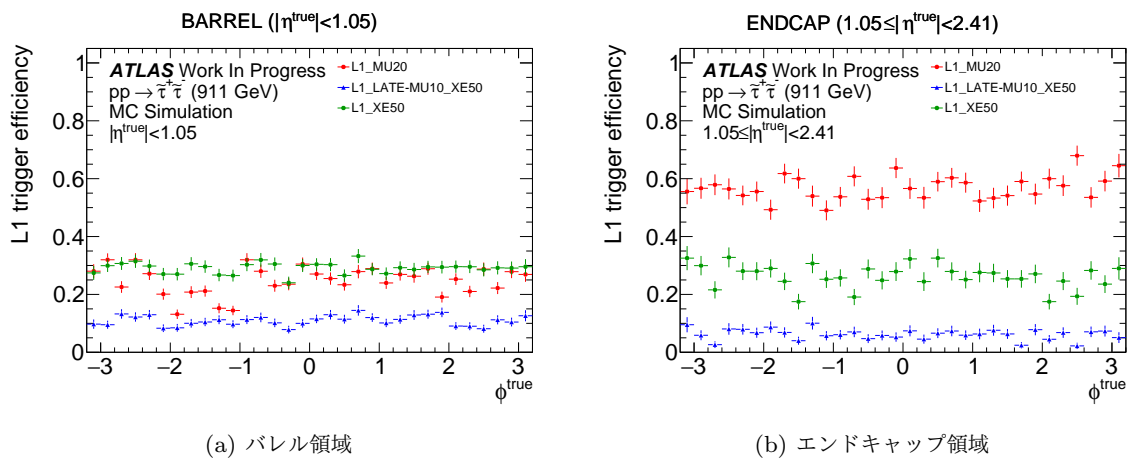


図 5.16: τ サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。

図 5.17 は横軸を η の関数でみたときのトリガー効率を表している。標準的なシングルミュオン

トリガーは $|\eta|$ が大きいほどトリガー効率が高く、遅い荷電粒子用のトリガーは $|\eta|$ が小さいほどトリガー効率が高いように見える。しかし、これは用いたサンプルの $\tilde{\tau}$ が対生成されており、 β と η に相関関係があることに起因している。図 5.18 に $\tilde{\tau}$ の β と η の二次元分布を示す。標準的なシングルミュオントリガーで取得できる領域である $\beta > 0.8$ の粒子は η の大きい領域である割合が多く、遅い荷電粒子用のトリガーで取得できる領域である $0.45 < \beta < 0.75$ の粒子は η の小さい領域である場合が多い。図 5.19 の (a) に粒子を標準的なシングルミュオントリガーで取得できる領域である $\beta > 0.8$ の粒子に絞った場合のトリガー効率を、図 5.19 の (b) に粒子を遅い荷電粒子用のトリガーが取得できる領域である $0.6 < \beta < 0.7$ の粒子に絞った場合のトリガー効率を示す。 $\beta > 0.8$ の粒子に絞った時に $\eta = 0$ 付近でトリガー効率が低下しているのは検出器が設置できていない領域が存在するためである。したがって、トリガー効率に η の依存性は存在しないと思われる。

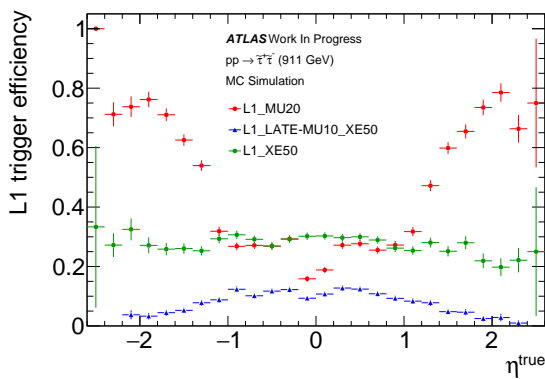


図 5.17: $\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を η で取った時のトリガー効率。

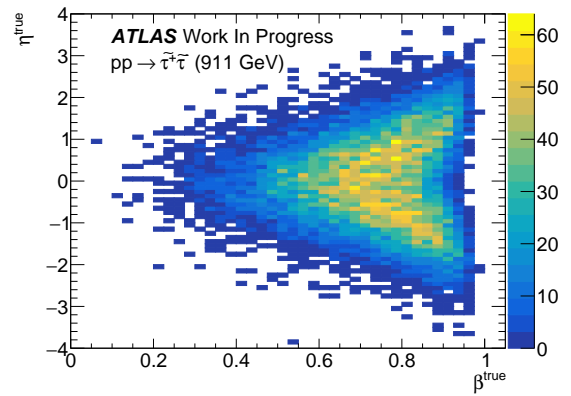
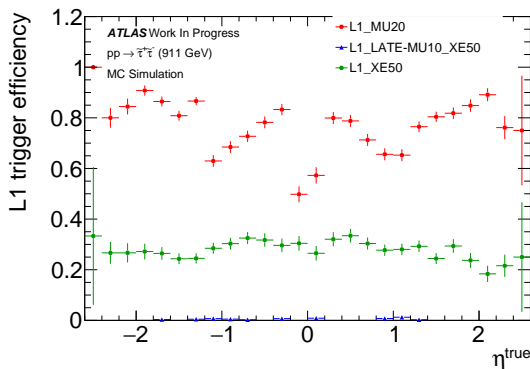
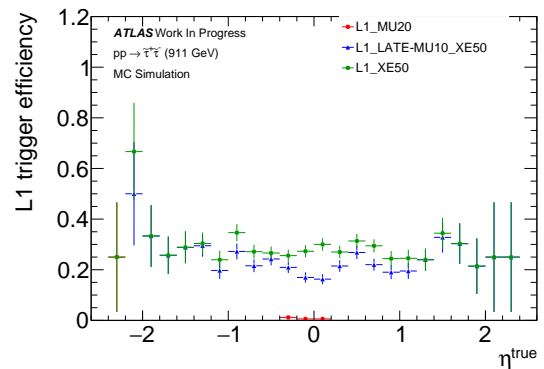


図 5.18: $\tilde{\tau}$ サンプルにおける β と η の二次元分布。



(a) $\beta > 0.8$



(b) $0.6 < \beta < 0.7$

図 5.19: $\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を η で取った時のトリガー効率。(a) は $\beta > 0.8$ の粒子に、(b) は $0.6 < \beta < 0.7$ の領域の粒子に絞っている。

図 5.20 は横軸を p_T の関数でみたときのトリガー効率を表している。それぞれ (a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域のトリガー効率を表している。 p_T の取得領域には依存性があり、バレル領域とエンドキャップ領域で違いが存在するように思われるが、これも先ほどの η の関数でみたときと同様に、用いたサンプルの p_T には β 、 η ともに相関関係が存在しているためである。図 5.21 と図 5.22 にそれぞれ β と p_T 、 η と p_T の二次元分布を示す。

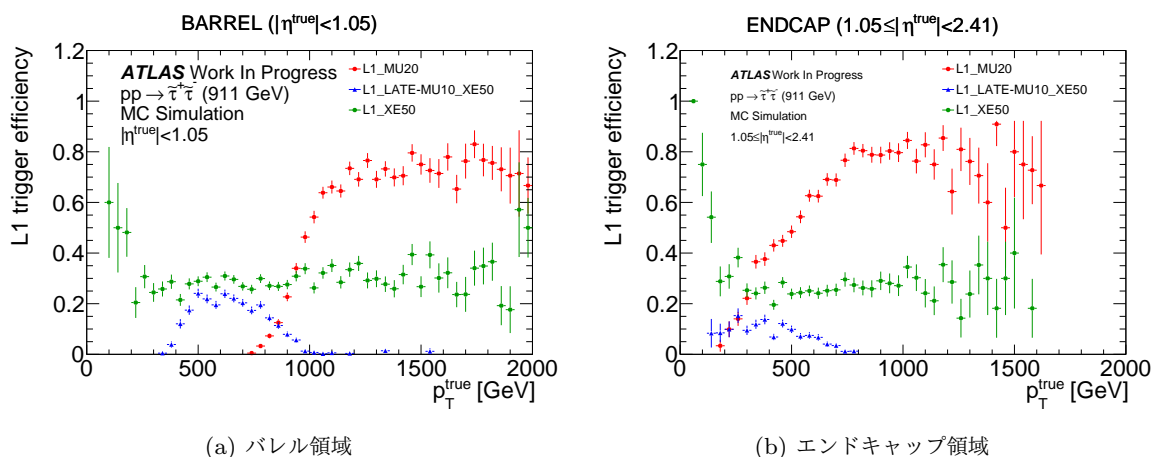


図 5.20: τ サンプルにおいて横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

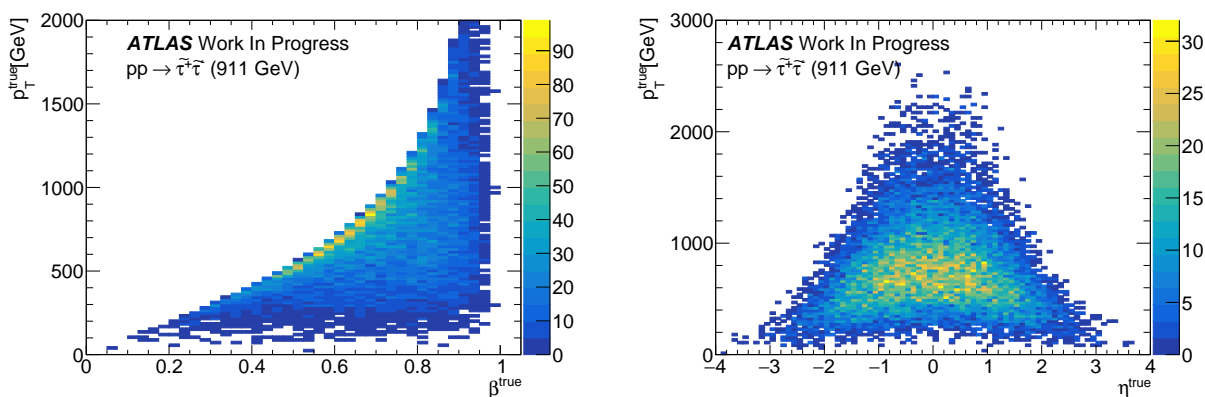
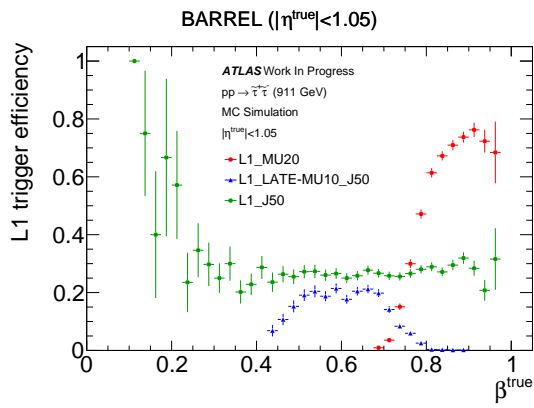


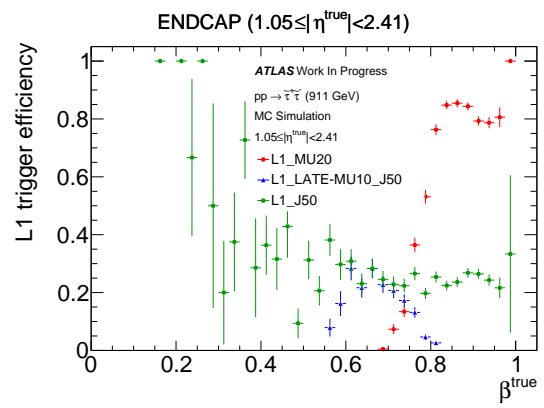
図 5.21: τ サンプルにおける β と p_T の二次元分布。

図 5.22: τ サンプルにおける η と p_T の二次元分布。

次に遅い荷電粒子用のトリガーのうち基準バンチに Jet を用いたときのトリガー効率を図 5.23 から図 5.26 に示す。基準バンチに MET を用いたときと比較してトリガー効率の大きさに多少の違いは存在するが、大きな傾向の違いは見られない。

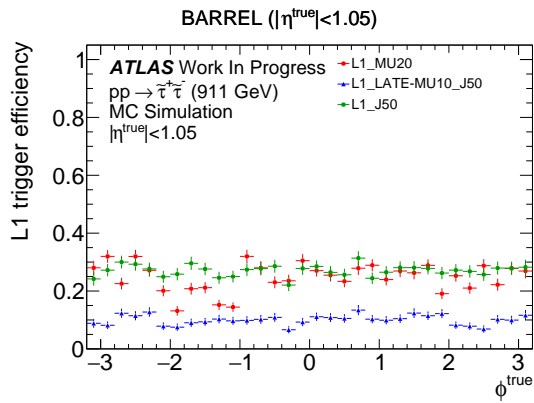


(a) バレル領域

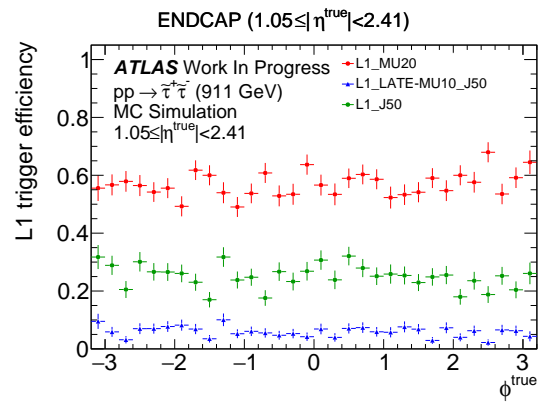


(b) エンドキャップ領域

図 5.23: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時のトリガー効率。



(a) バレル領域



(b) エンドキャップ領域

図 5.24: τ サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。

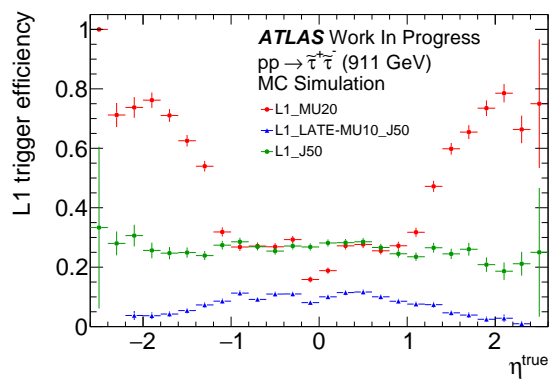
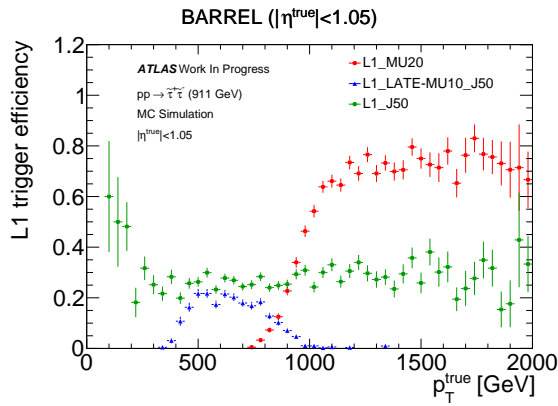
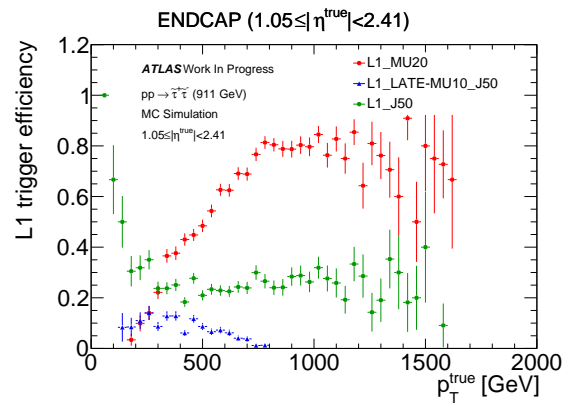


図 5.25: τ サンプルにおいて横軸を η で取った時のトリガー効率。



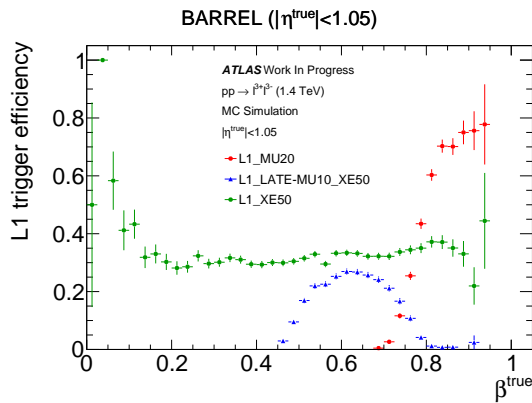
(a) バレル領域



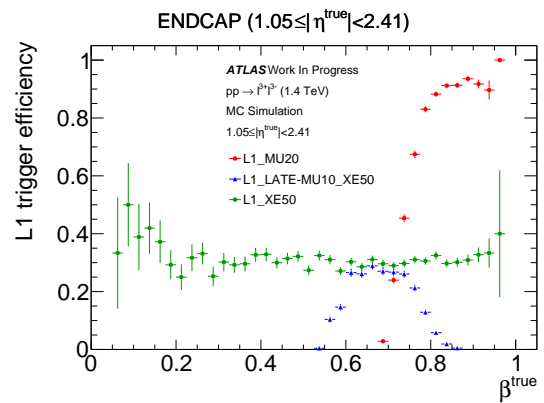
(b) エンドキャップ領域

図 5.26: $\tilde{\tau}$ サンプルにおいて横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

次に MCP のサンプルを用いてトリガー効率を評価する。 $\tilde{\tau}$ のサンプルと同じような傾向が見られたため横軸を β で取った時のトリガー効率を図 5.27 に示す。



(a) バレル領域

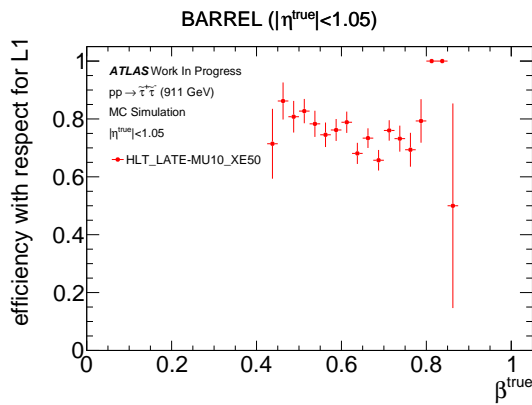


(b) エンドキャップ領域

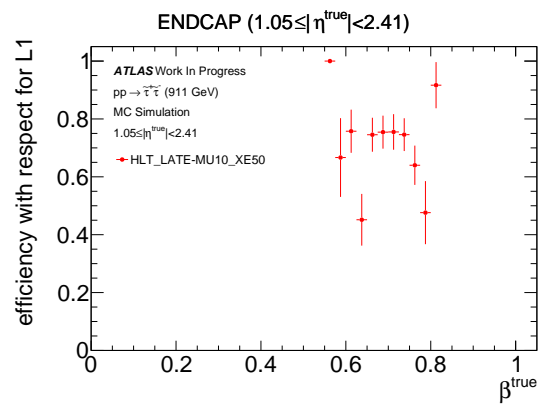
図 5.27: MCP サンプルにおいて横軸を β で取った時のトリガー効率。

5.2.3 HLT トリガー

$\tilde{\tau}$ サンプルにおいて遅い荷電粒子用のトリガーで基準バンチに MET を要求し、横軸を β に取った時の HLT でのトリガー効率を図 5.28 に示す。それぞれ (a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域でのトリガー効率を示している。バレル領域とエンドキャップ領域ともに β による依存性は見られず約 80% である。



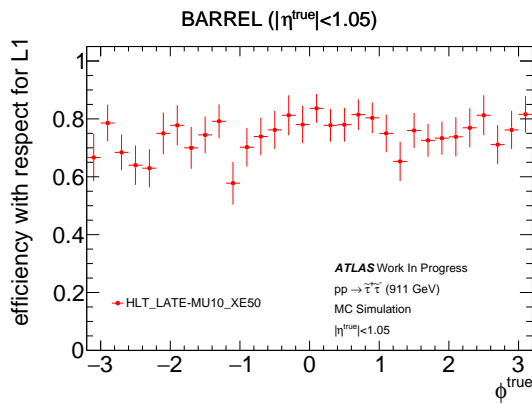
(a) バレル領域



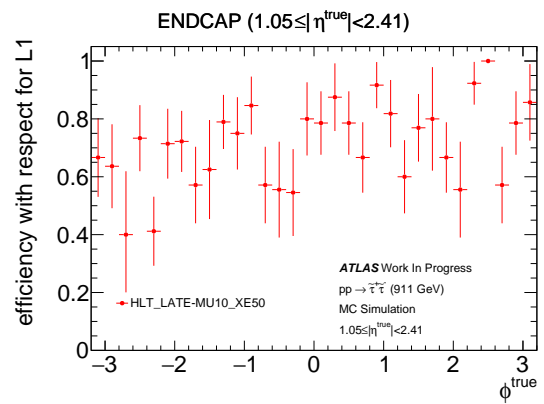
(b) エンドキャップ領域

図 5.28: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時の HLT のトリガー効率。

次に横軸を ϕ に取った時の HLT でのトリガー効率を図 5.29 に示す。それぞれ (a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域でのトリガー効率を示している。 β と同様に ϕ の依存性は見られない。また、横軸を η 、 p_T に取ったトリガー効率をそれぞれ図 5.30、図 5.31 に示す。同様に依存性は見られない。また、 p_T の高い領域は L1 の遅い荷電粒子用のトリガーを通過した粒子が存在しないため、トリガー効率は測定できていない。



(a) バレル領域



(b) エンドキャップ領域

図 5.29: τ サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時の HLT のトリガー効率。

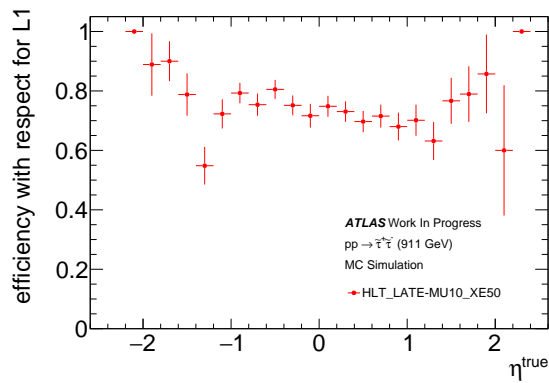


図 5.30: τ サンプルにおいて横軸を η で取った時の HLT のトリガー効率。

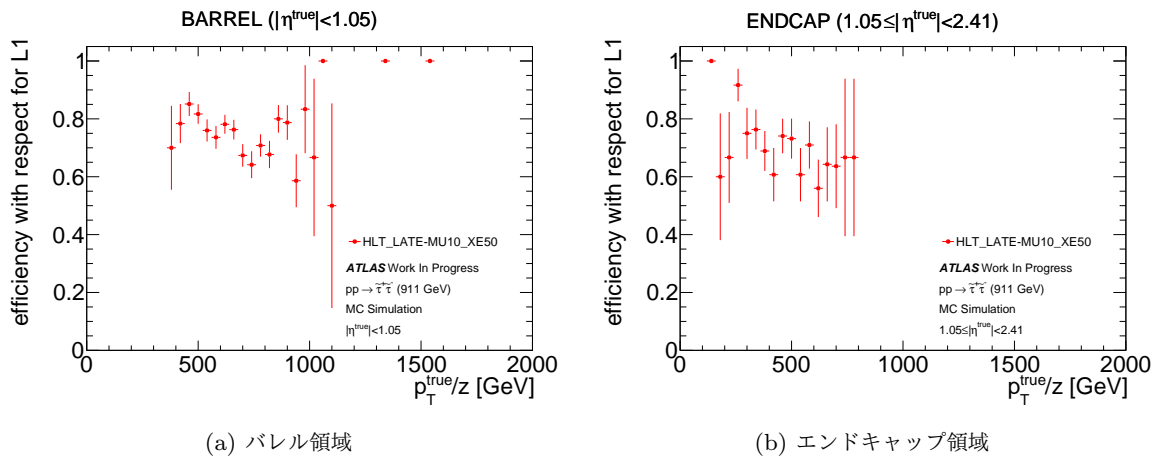


図 5.31: τ サンプルにおいて横軸を p_T で取った時の HLT のトリガー効率。

次に MCP サンプルにおいて遅い荷電粒子用のトリガーで基準バンチに MET を要求し、横軸を β に取った時の HLT でのトリガー効率を図 5.32 に示す。それぞれ (a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域でのトリガー効率を示している。 τ サンプルと同様に β による依存性は見られないが、トリガー効率はより低くバレル領域とエンドキャップ領域ともに約 65 % である。

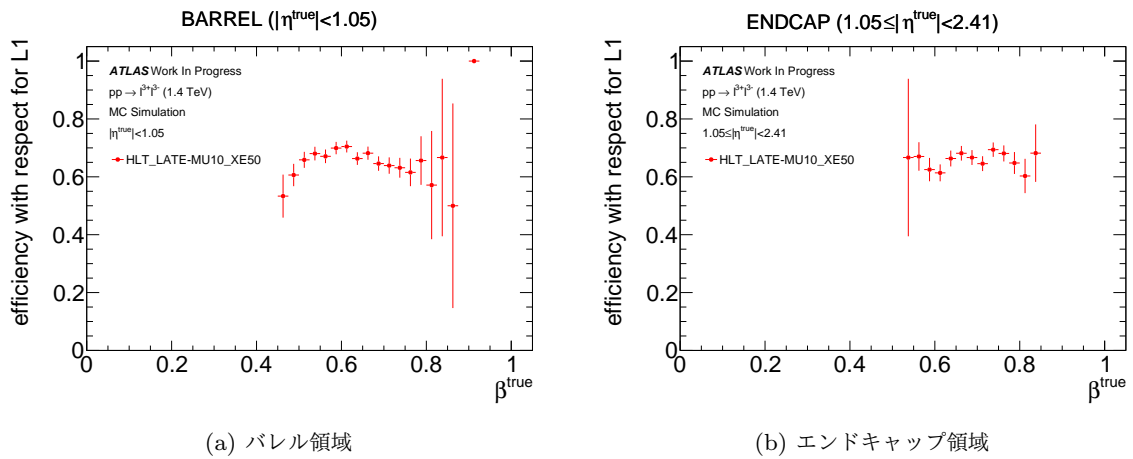


図 5.32: MCP サンプルにおいて横軸を β で取った時の HLT のトリガー効率。

次に横軸を ϕ に取った時の HLT でのトリガー効率を図 5.33 に示す。それぞれ (a) がバレル領域、(b) がエンドキャップ領域でのトリガー効率を示している。 β と同様に ϕ の依存性は見られない。また、横軸を η 、 p_T に取ったトリガー効率をそれぞれ図 5.34、図 5.35 に示す。同様に顕著な依存性は見られない。また、 p_T の高い領域は L1 の遅い荷電粒子用のトリガーを通過した粒子が存在しないため、トリガー効率は測定できていない。

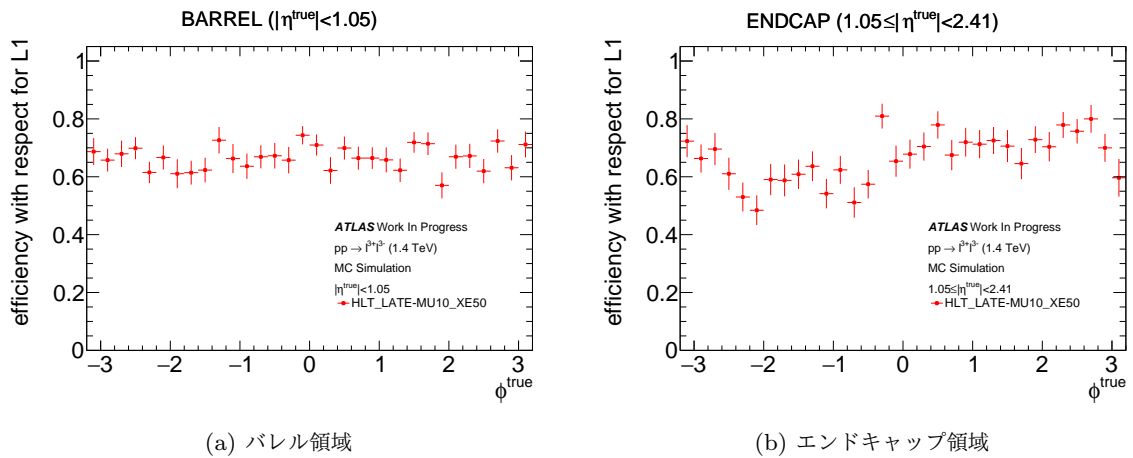


図 5.33: MCP サンプルにおいて横軸を ϕ で取った時の HLT のトリガー効率。

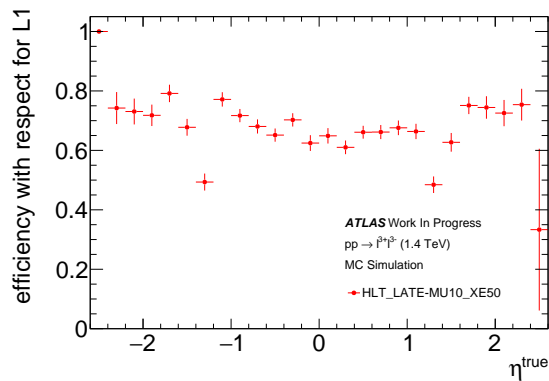
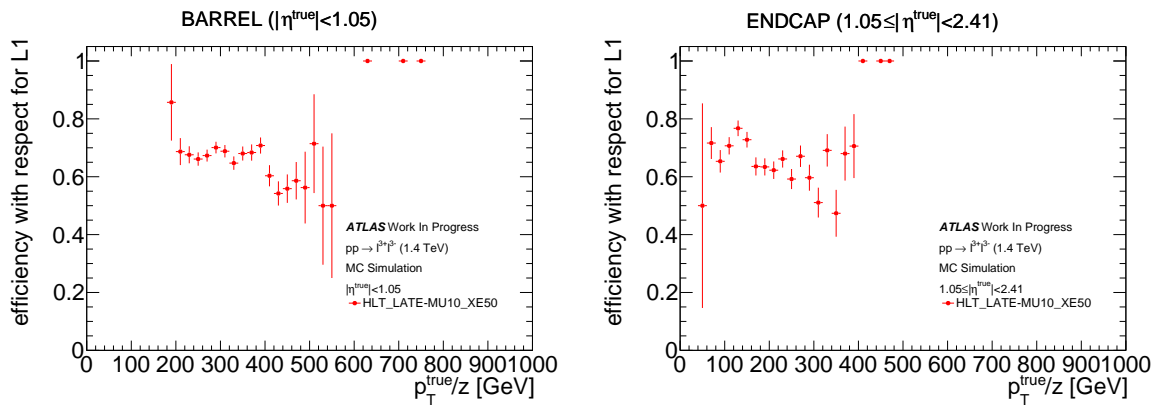


図 5.34: MCP サンプルにおいて横軸を η で取った時の HLT のトリガー効率。



(a) バレル領域

(b) エンドキャップ領域

図 5.35: MCP サンプルにおいて横軸を p_T で取った時の HLT のトリガー効率。

5.3 第二期運転トリガーにおける問題点

本節では Run-2 での遅い荷電粒子用のトリガーの問題点について 3 つ述べる。

5.3.1 標準的なシングルミュオントリガーと比べて遅い荷電粒子用の L1 トリガー効率が半分以下である点

図 5.15 からわかるように導入した遅い荷電粒子用のトリガーは標準的なシングルミュオントリガーと比較して 1/3 程度のトリガー効率しかない。遅い荷電粒子用のトリガーは基準バンチで要求している MET トリガー (L1_XE50) に加えて次のバンチで遅いシングルミュオントリガー (L1_LATE-MU10) を要求しているトリガーであり、各トリガーのトリガー効率を超えて取得することはできない。MDT トリガーのトリガー効率は約 30% 程度である。従って、遅い荷電粒子用の

トリガーは MDT トリガーのトリガー効率である 30% を超えるトリガー効率を達成することはできない。では、遅いシングルミュオントリガーのトリガー効率はどうであろうか。実際の陽子陽子衝突においては基準バンチで MET や Jet を要求しないと遅いシングルミュオントリガーはシングルミュオントリガーの低い p_T 閾値のトリガー (L1_MU10) と判断されてプリスケールのかかった取得となってしまう。しかし、本研究ではシミュレーションサンプルを用いているため基準バンチで何も要求しなくてもミュオン検出器の情報がどのバンチのものであるかを判断することができる。図 5.36 は基準バンチに何も要求しない場合の単純な遅いシングルミュオントリガーのトリガー効率を表している。

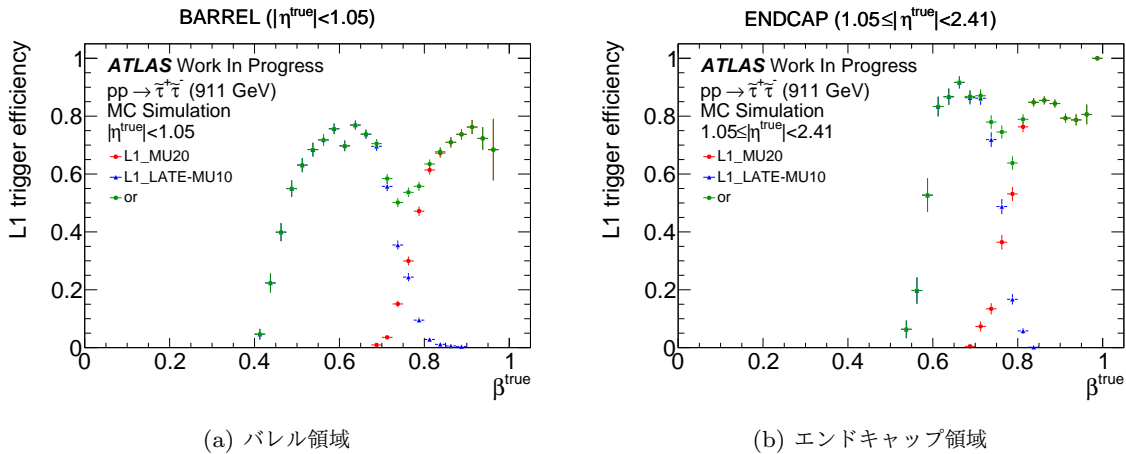


図 5.36: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時の L1 のトリガー効率。基準バンチに何も要求しないことで遅いシングルミュオントリガー単独のトリガー効率を表している。緑のヒストグラムは標準的なシングルミュオントリガー、遅いシングルミュオントリガーのトリガー効率の論理和である。

もっとも取得できている β の領域においては次のバンチにおけるミュオントリガーも基準バンチにおけるミュオントリガーと同程度の性能があることがわかる。したがって、遅い荷電粒子用のトリガーのトリガー効率が低い原因は基準バンチで要求しているトリガーによってトリガー効率が制限されているためである。

5.3.2 β の関数で見ると L1_MU20 と遅い荷電粒子用の L1 トリガーの取得領域の間のギャップがある点

図 5.36 を見ると効率よく取得できている領域では基準バンチのミュオントリガーと次のバンチのミュオントリガーで同程度のトリガー効率を達成している。しかし、それぞれの取得できる領域の間に取得効率が落ちる領域が存在する。具体的に言うと、バレル領域では $\beta \simeq 0.75$ 、エンドキャップ領域では $\beta \simeq 0.8$ である。特にバレル領域の落ち込みが大きい。これは L1 ミュオントリガーのトリガー判別の仕方が影響している。

3.4.1 節で説明したように、バレル領域における L1 ミュオントリガーでは RPC2 にヒットを要

求した後、RPC1 にヒットを要求する。高い p_T 閾値の場合は加えて最後に RPC3 にヒットを要求する。粒子の速度が遅い場合、より衝突点から遠ざかるほど光速で粒子が到達した場合の時間との到達時間の差が大きくなる。従って粒子の速度が遅い場合、RPC1、RPC2 では基準バンチのタイミングで粒子が到達していたとしても RPC3 で次のバンチのタイミングになっている場合がある。この場合粒子が高い p_T 閾値を満たす p_T を持った粒子であったとしても、低い p_T 閾値のトリガー条件しか満たさない。また、RPC1 から RPC2 の間を粒子が通過するタイミングで次のバンチのタイミングになっている場合、どの閾値のトリガー条件も満たさない。図 5.37 にそのイメージ図を示す。

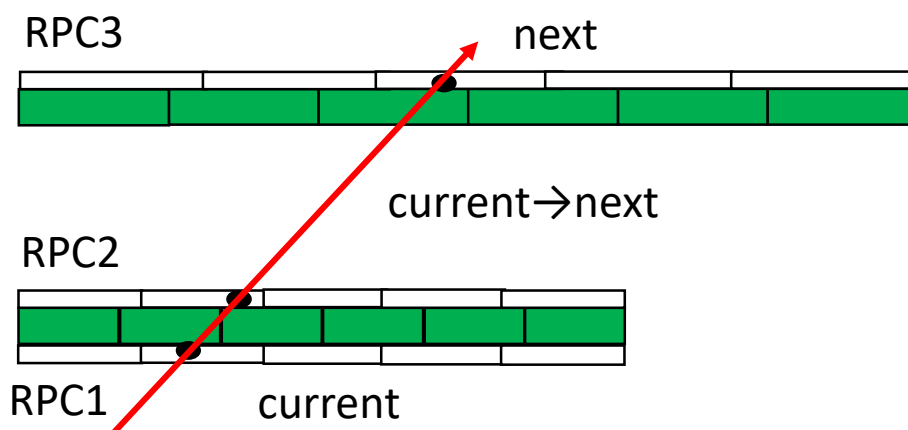


図 5.37: RPC2 から RPC3 の間を粒子が通過するタイミングで次のバンチのタイミングになる場合のイメージ図。この場合低い p_T のトリガー条件しか満たさない。

同様に、エンドキャップ領域でもトリガー効率が低下している。3.4.1 節で説明したようにエンドキャップ領域では 2-station、3-station の 2 種類のコインシデンスが存在する。Run-2 では 2-station コインシデンスの場合すべて最も低いトリガー閾値である L1_MU4 と判定されていた。そのため、 p_T 閾値 10 GeV と p_T 閾値 20 GeV ではコインシデンスの取り方に違いは存在しない。しかし、バックグラウンドを削減するために要求するインナーコインシデンスに関しては、 p_T 閾値 20 GeV の時しか行われれないという違いが存在する。バレル領域と似たようにエンドキャップ領域でも Inner ステーションから Middle ステーションへ到達する間に基準バンチから次のバンチのタイミングになる場合がある。しかし、この場合標準的なシングルミュオントリガーでは取得することはできないが、遅いシングルミュオントリガーでは p_T 閾値が 10 GeV であり、インナーコインシデンスを要求していないため取得することができる。図 5.38 にその模式図を示す。

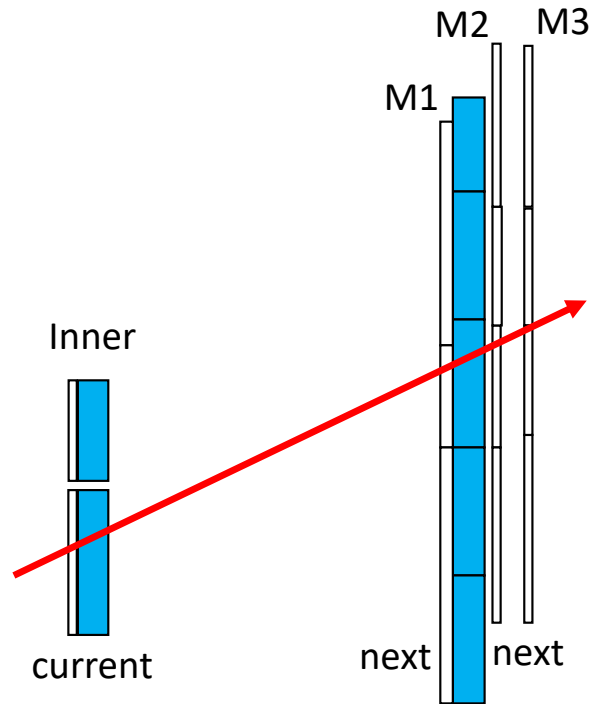


図 5.38: Inner ステーションから Middle ステーションの間を粒子が通過するタイミングで次のバンチのタイミングになる場合のイメージ図。遅いシングルミュオントリガーではインナーコインシデンスを要求しないため取得することができる。

バレル領域と比較してエンドキャップ部でのトリガー効率があまり低下していない理由として考えられるのは、上記で述べたように遅い荷電粒子用のトリガーとして取得できているということに加えて、各 TGC 検出器間 (M1、M2、M3) の距離が短いことが考えられる。バックグラウンドを削減するために Inner ステーションにヒットが存在することを要求する場合もあるが、Inner ステーションはより衝突点に近いところに設置してあるので標準的なシングルミュオントリガーでは問題がない。遅い荷電粒子用のトリガーの場合 p_T 閾値は 10 GeV であり、この場合 Inner ステーションへのヒットは要求しないため同様にトリガー効率に影響がない。また、エンドキャップ領域における L1 ミュオントリガーではバンチ間隔としてバンチ衝突間隔である 25 ns よりも長い 30 ns として、5 ns 分基準バンチと次のバンチの両方のバンチと判断しているタイミングが存在することも理由の一つと考えられる。

図 5.39 および図 5.40 は標準的なシングルミュオントリガーのトリガー閾値を低い p_T 閾値である L1.MU10 に変えた場合のトリガー効率を表している。標準的なシングルミュオントリガーの p_T 閾値を下げることで特にバレル領域でトリガー効率が回復していることがわかる。

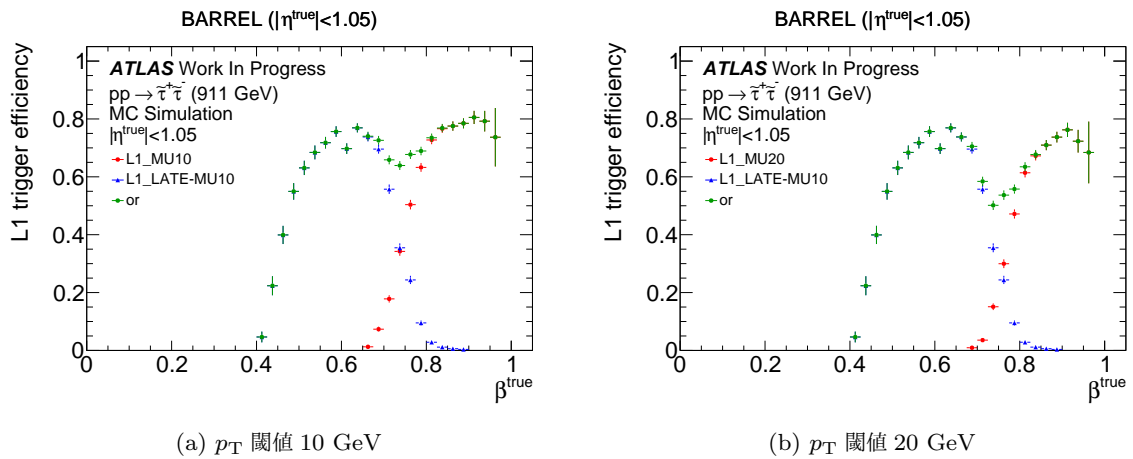


図 5.39: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時のバレル領域における L1 のトリガー効率。(a) のシングルミュオントリガーの p_T 閾値は 10 GeV、(b) のシングルミュオントリガーの p_T 閾値は 20 GeV を要求している。シングルミュオントリガーの p_T 閾値を 20 GeV から 10 GeV へと変更することでシングルミュオントリガーと遅いシングルミュオントリガーの境界に当たる β の領域でトリガー効率が上昇している。

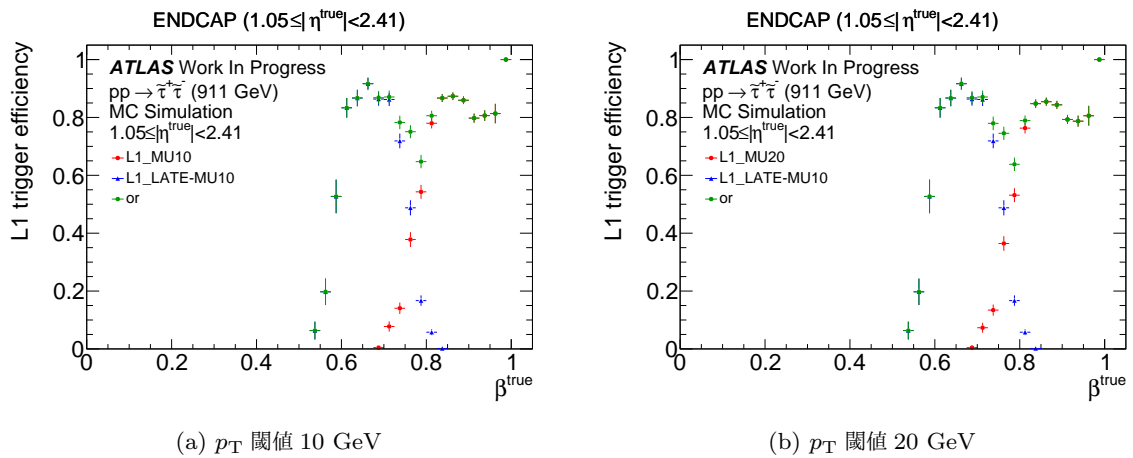


図 5.40: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時のエンドキャップ領域における L1 のトリガー効率。(a) のシングルミュオントリガーの p_T 閾値は 10 GeV、(b) のシングルミュオントリガーの p_T 閾値は 20 GeV を要求している。エンドキャップ領域ではシングルミュオントリガーの p_T 閾値を 20 GeV から 10 GeV へと変更してもわずかにトリガー効率は上昇していない。

5.3.3 HLT の問題点

HLT トリガーでは β 、 p_T 、 η 、 ϕ による依存性は見られなかった。しかし、約 80 % というトリガー効率は標準的なシングルミュオンの HLT のトリガー効率と比較して低い。図 5.41 はそれぞ

れバレル領域とエンドキャップ領域の標準的なシングルミュオントリガーの HLT のトリガー効率を表している。 $\beta > 0.85$ の領域では 90% 以上のトリガー効率を得られている。

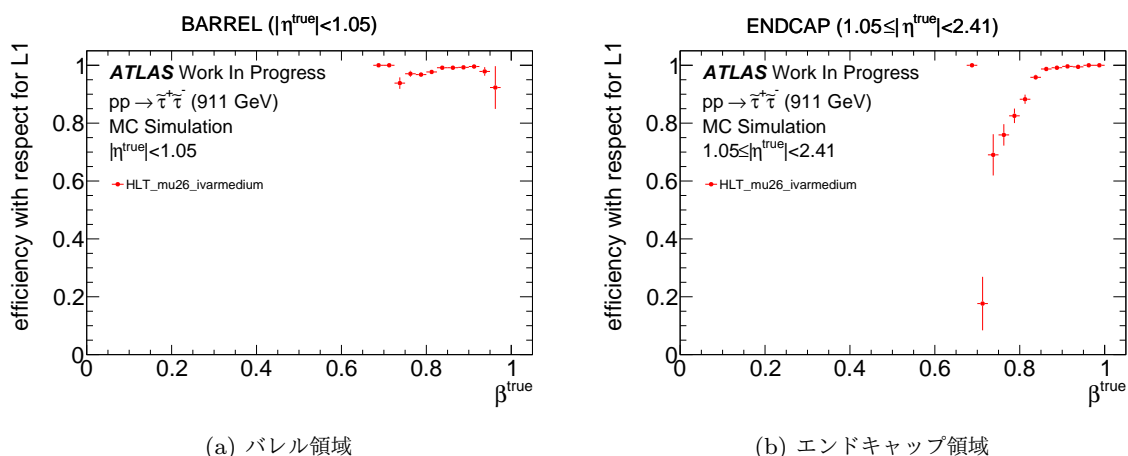


図 5.41: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時の L1 のトリガー効率。(a) はバレル領域、(b) はエンドキャップ領域である。

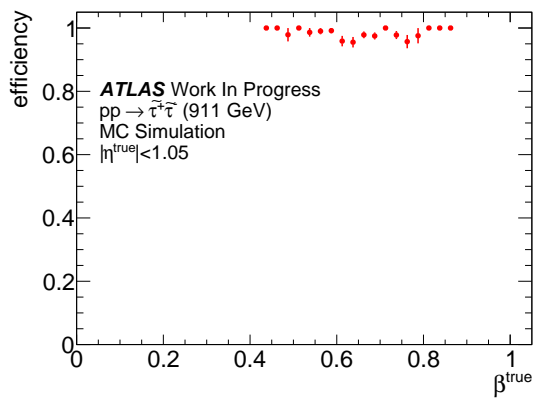
HLT のトリガー効率が低下する箇所として次の 3 つが挙げられる。

- 検出器の情報を取得するところ
- ミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行うところ
- 内部飛跡検出器の情報及びミューオン検出器の情報を用いて飛跡再構成を行うところ

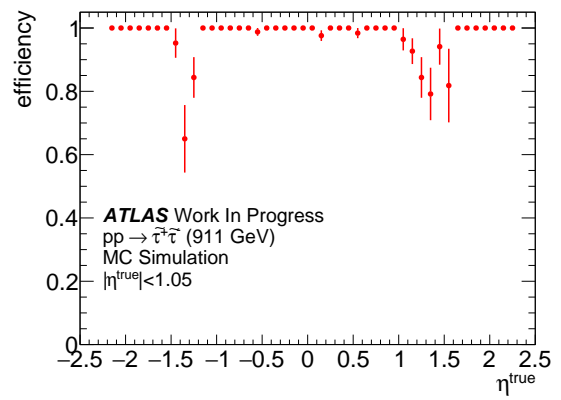
以下ではそれぞれの原因について述べる。

ミュオン検出器のデコードに関するバグ

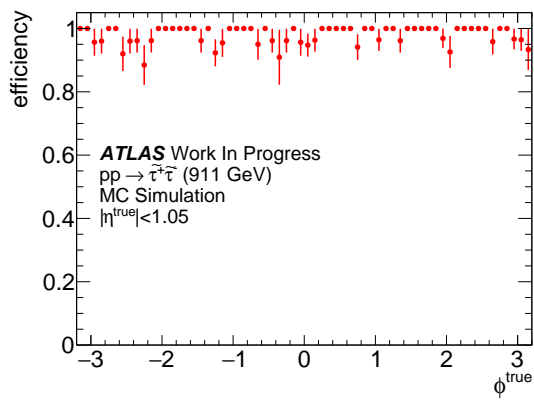
Run-2 のアルゴリズムを用いたシミュレーションではミュオン検出器のデコードに関するバグがいくつか存在した。特に MDT のデコードに関するバグが存在すると、MDT の検出器情報を取得できずに以降の飛跡再構成のためのフィットができないためあらかじめイベントを落としている。3.1 節で述べたように、現在 ATLAS 実験では様々なアップグレードが行われており、その際に検出器のデコードに関するバグも修正されている。従って、Run-3 のアルゴリズムではバグが修正されトリガー効率が向上することが期待されている。 τ サンプル及び MCP サンプルにおいて MDT のデコードに関するバグが原因でアルゴリズムが失敗した時イベントを取り除いた場合の HLT のトリガー効率を図 5.42 及び図 5.43 に示す。(a)、(b)、(c)、(d) は横軸をそれぞれ β 、 η 、 ϕ 、 p_T で取った時のトリガー効率を表している。特に τ サンプルにおいてはこの原因がトリガー効率を低下させていた主要な原因であったことが分かる。しかし、依然失敗しているイベントが存在する。 τ サンプル、MCP サンプルともに $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率が低下している。以下では HLT のトリガー効率が低下している残りの 2 か所を分けて詳細を述べる。



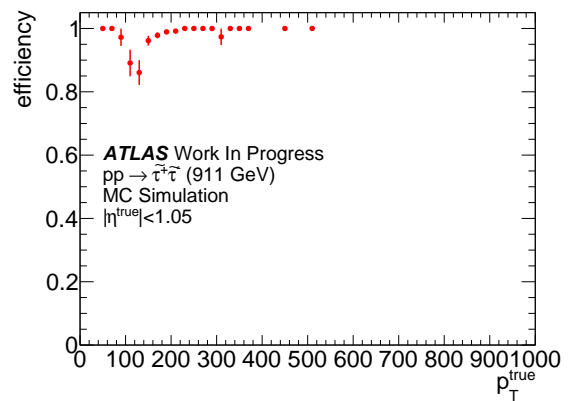
(a) 横軸を β で取った時のトリガー効率。



(b) 横軸を η で取った時のトリガー効率。

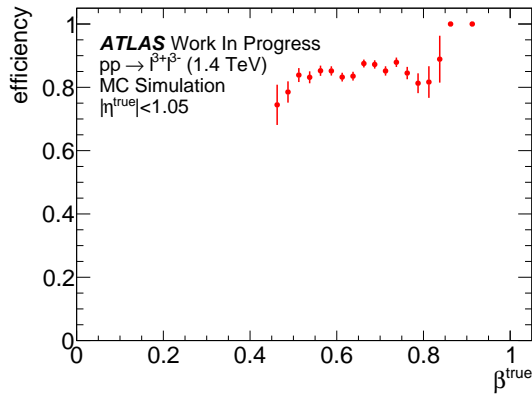


(c) 横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。

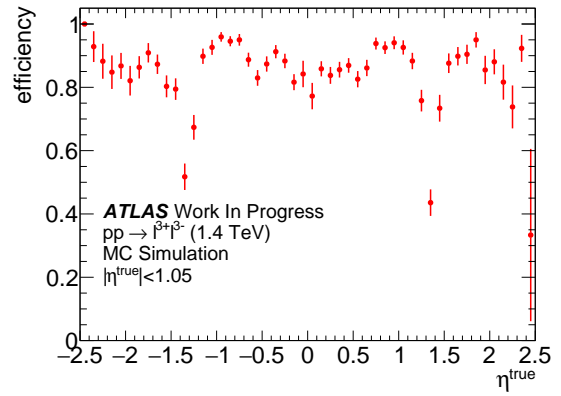


(d) 横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

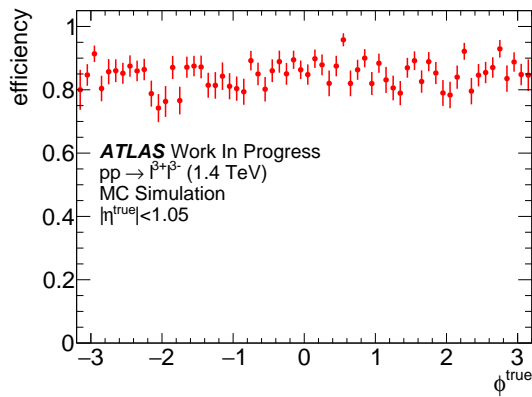
図 5.42: τ サンプルにおいて MDT のデコードに関するバグが原因でアルゴリズムが失敗した時のイベントを取り除いた場合の HLT のトリガー効率。



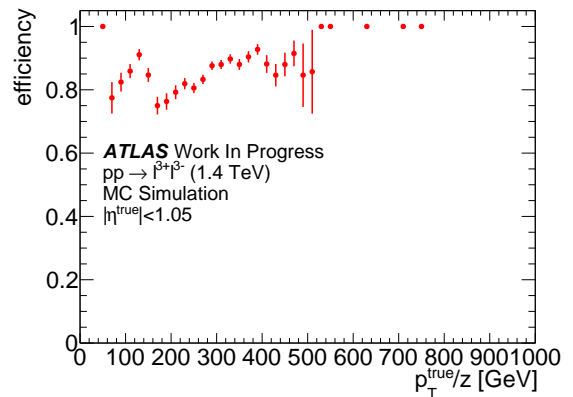
(a) 横軸を β で取った時のトリガー効率。



(b) 横軸を η で取った時のトリガー効率。



(c) 横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。

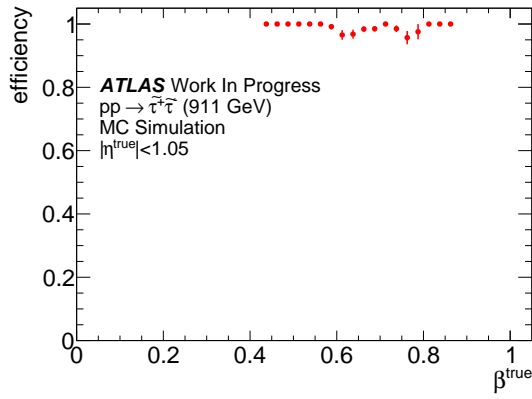


(d) 横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

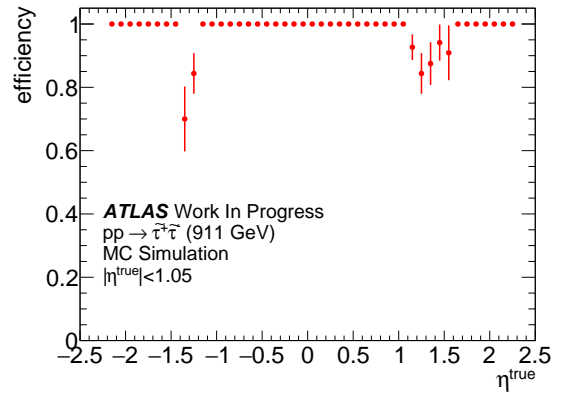
図 5.43: MCP サンプルにおいて MDT のデコードに関するバグが原因でアルゴリズムが失敗した時のイベントを取り除いた場合の HLT のトリガー効率。

ミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行う際の原因

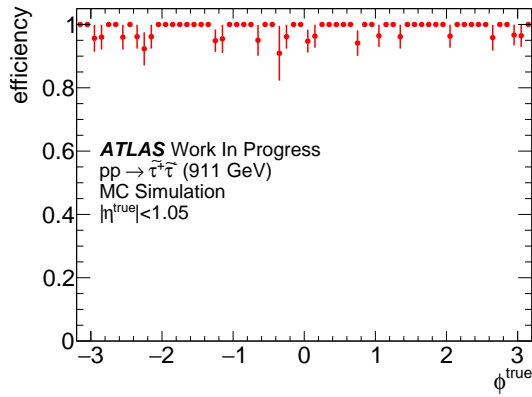
初めにミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率を図 5.44 と図 5.45 に示す。(a)、(b)、(c)、(d) は横軸をそれぞれ β 、 η 、 ϕ 、 p_T で取った時のトリガー効率を表している。図 5.44 は $\tilde{\tau}$ サンプルを、図 5.45 は MCP サンプルを用いている。 $\tilde{\tau}$ サンプル、MCP サンプルともに $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率が低下している。



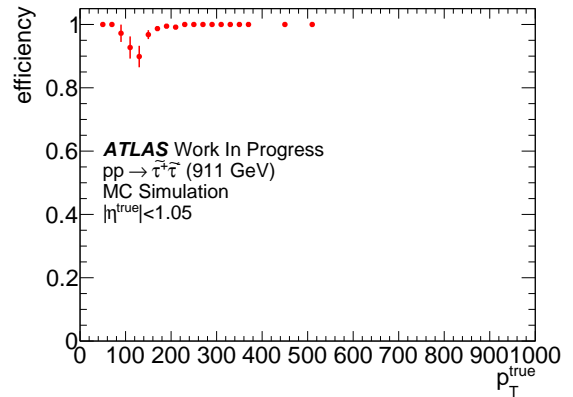
(a) 横軸を β で取った時のトリガー効率。



(b) 横軸を η で取った時のトリガー効率。

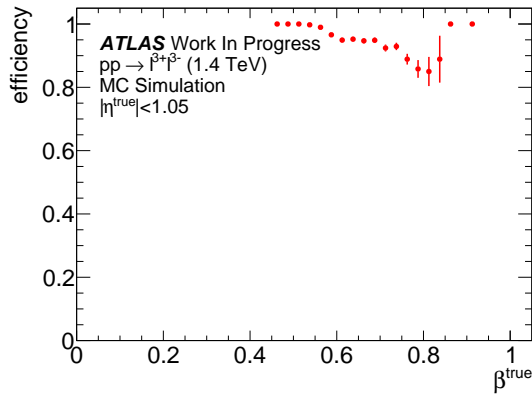


(c) 横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。

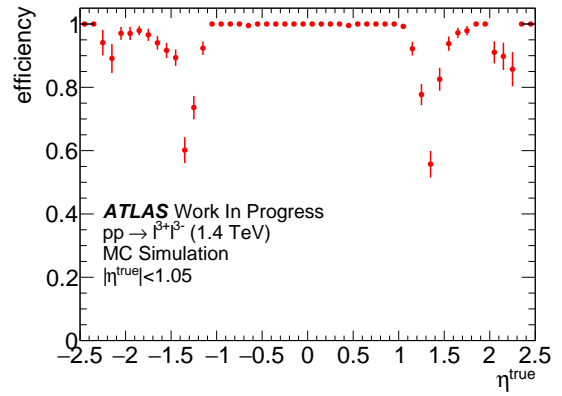


(d) 横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

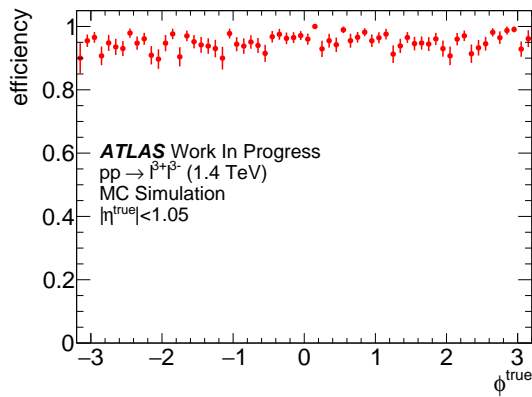
図 5.44: τ サンプルにおいてミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率。



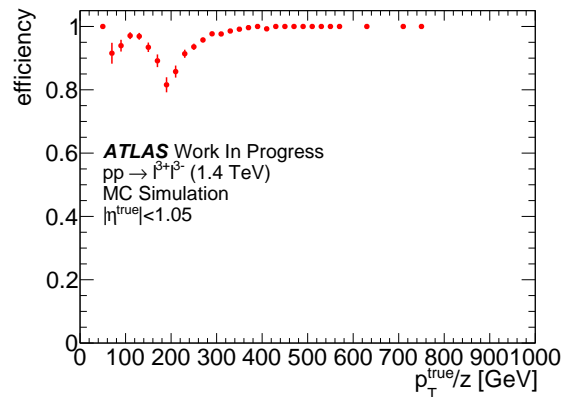
(a) 横軸を β で取った時のトリガー効率。



(b) 横軸を η で取った時のトリガー効率。



(c) 横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。



(d) 横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

図 5.45: MCP サンプルにおいてミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率。

ミューオン検出器のみを用いて飛跡再構成を行う際にアルゴリズムが失敗する理由としては大きく分けて次の 3 点が存在する。

- 飛行時間を変化させたフィットが行われず MDT 検出器までの飛行時間が得られない場合
- 内部飛跡検出器の飛跡を外挿した点と飛行時間を変化して求めた MDT のセグメントでマッチングが取れない場合
- 計算された β が $\beta < 0.2$ もしくは $1 < \beta$ である場合

2 つ目の理由は飛行時間を変化させたフィットで正しい粒子の飛跡を再構成できていないためであると考えられる。また、3 つ目の理由についても変化させた飛行時間が正しい粒子の飛行時間と異なっているためであると考えられる。従って、主な理由は飛行時間を変化させたフィットがうまくいっていないからである。また、バレル領域でトリガー効率の低下がほとんど見られない理由として、飛行時間を変化させたフィットがうまくいかず MDT に粒子が到達した時間が得られなかったとしても RPC 検出器を用いて別の方法で時間情報を入手でき β を計算できるからである。

飛行時間を変化させたフィットが行われない場合の理由として以下の3点が存在する。

- フィットに用いる MDT のヒット数が 3 以下の場合
- フィットを行う際に用いられるシードとなる接線が MDT 検出器のドリフトチューブを束ねた層 (Inner ステーションだと 4 層、Middle ステーションだと 3 層 (図 3.18 参照。)) においてすべてドリフトチューブの中心座標の上側または下側を通過している場合
- フィットがうまくできずエラーが出た場合

これらの場合飛行時間を変化させずに光速で粒子が到達したと仮定したフィットが行われることで MDT 検出器までの飛行時間が得られなくなる。 $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率が低下する主な原因として上記の 2 つ目の理由が考えられる。図 5.46 は 2 つ目の理由を模式図で示したものである。MDT 検出器のドリフトチューブが束になったものを一つの層と考えると、シードとなる接線が左右の層でどちらとも中心座標よりすべて上もしくはすべて下となるパターンとして図 5.46 の 4 パターンが考えられる。なぜこの理由が $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率が低下する主な原因として考えられるかという MDT 検出器の配置が関係している。エンドキャップ領域では MDT 検出器は縦に垂直に設置してある。MDT 検出器のドリフトチューブの各中心座標を結んだ直線の角度はビーム軸から 30 度傾いている。この直線を η の計算式に当てはめると $\eta = -\ln\{\tan(\theta/2)\} \simeq 1.317$ である (図 5.47)。従って、 $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率が低下する原因は MDT 検出器の各ドリフトチューブのずれの傾きと飛跡の角度がほとんど等しく、上記の 2 つ目の理由に該当しやすいためであると考えられる。また、このサンプルで生成される粒子の p_T が高く、磁場によりほとんど曲がらないことも該当しやすい理由であると考えられる。

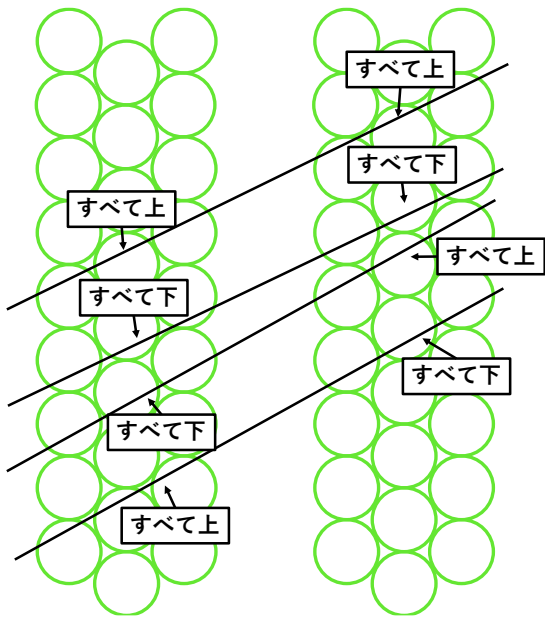


図 5.46: MDT 検出器の各層でシードとなる接線がすべて上または下となる場合の模式図。

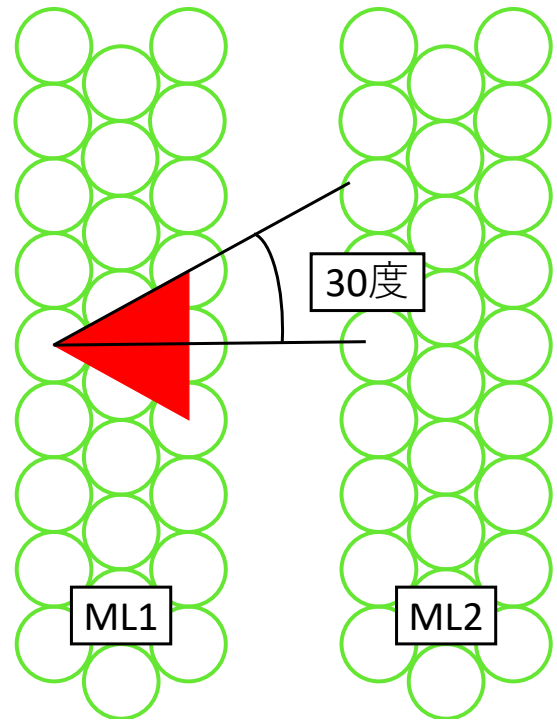
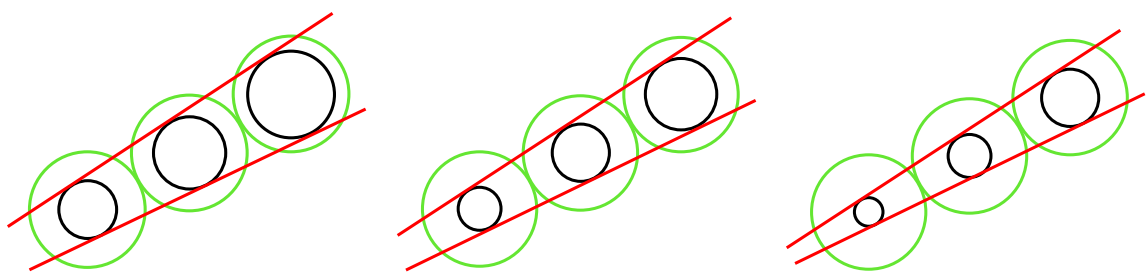


図 5.47: MDT 検出器である各ドリフトチューブの中心間を結んだ傾きが 30 度であることの模式図。

上記の条件の場合飛行時間を変化させるフィットが行われない理由として、飛行時間を変化させると飛跡が一意に決められないからであると考えられる。図 5.48 に飛跡が一意に決められない場合の模式図を示す。飛行時間を変化させてもいずれもよくフィットできてしまうため、どれが本当の飛跡であるか判断できない。



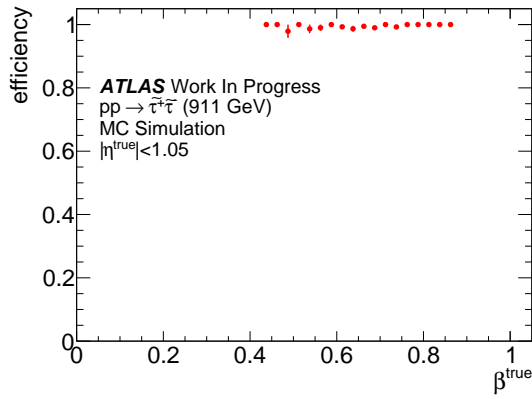
(a) 光速で粒子が到達したと仮定したときの飛行時間でフィット。
 (b) 粒子が少し遅れて到達したと考えて、飛行時間を長くしてフィット。
 (c) さらに遅れて到達したと考えてフィット。

図 5.48: 飛行時間を変化させると飛跡が一意に決まらない場合の模式図。

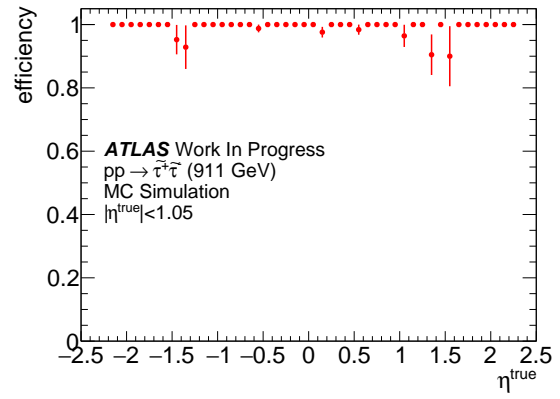
内部飛跡検出器の情報及びミュオン検出器の情報を用いて飛跡再構成する際のトリガー効率

内部飛跡検出器の情報及びミュオン検出器の情報を用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率を図 5.49 と図 5.50 に示す。(a)、(b)、(c)、(d) は横軸をそれぞれ β 、 η 、 ϕ 、 p_T で取っ

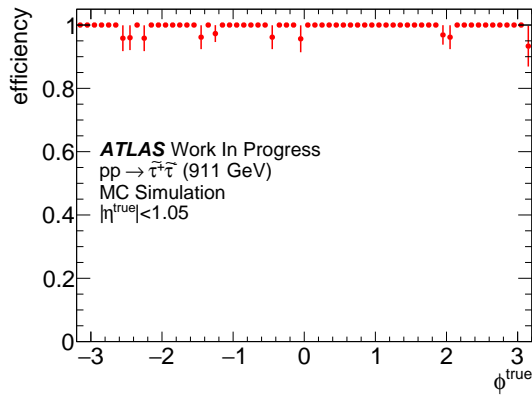
た時のトリガー効率を表している。図 5.49 は $\tilde{\tau}$ サンプルを、図 5.50 は MCP サンプルを用いている。 $\tilde{\tau}$ サンプルにおいてはほとんどトリガー効率の低下は見られない。MCP サンプルにおいては β が小さい領域になるにつれてトリガー効率が低下している。 η 、 ϕ 、 p_T に対する依存性はあまり見られない。しかし、本研究においては原因の特定には至らなかった。



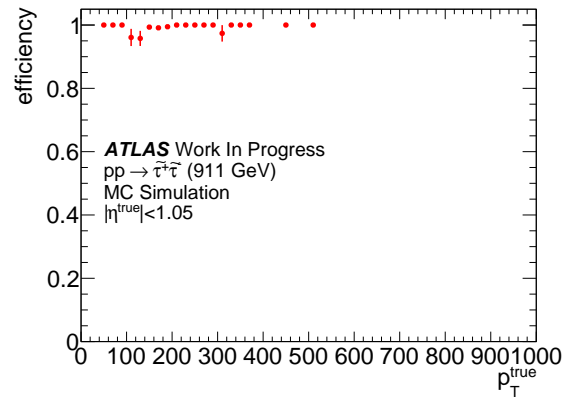
(a) 横軸を β で取った時のトリガー効率。



(b) 横軸を η で取った時のトリガー効率。

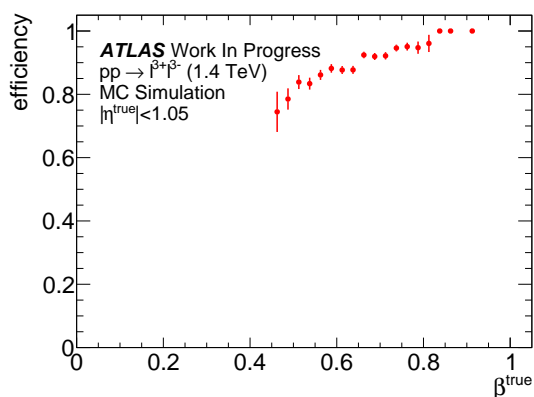


(c) 横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。

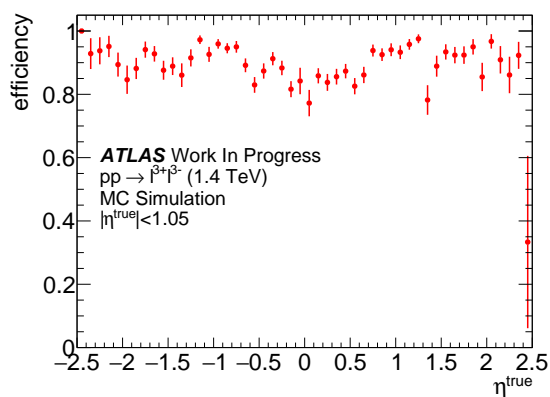


(d) 横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

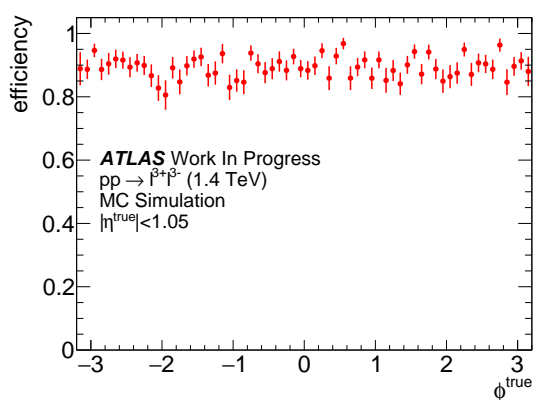
図 5.49: $\tilde{\tau}$ サンプルにおいて内部飛跡検出器の情報及びミューオン検出器の情報を用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率。



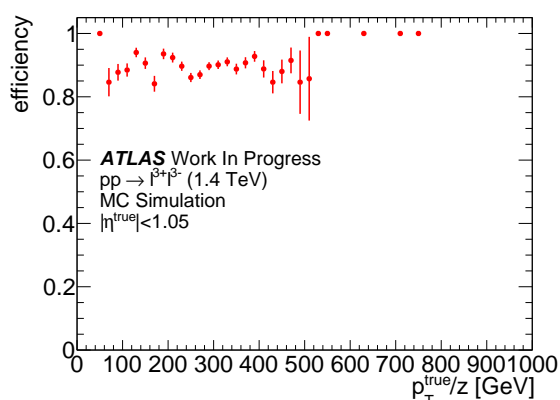
(a) 横軸を β で取った時のトリガー効率。



(b) 横軸を η で取った時のトリガー効率。



(c) 横軸を ϕ で取った時のトリガー効率。



(d) 横軸を p_T で取った時のトリガー効率。

図 5.50: MCP サンプルにおいて内部飛跡検出器の情報及びミュオン検出器の情報を用いて飛跡再構成を行うところにおけるトリガー効率。

5.3.4 新しいトリガーの性能と問題点のまとめ

5.2 節で新しいトリガーの性能を調べた結果、図 5.51 のような結果が得られた。新しいトリガーにより標準的なシングルミュオントリガーと比較して、より速度の遅い領域である $0.45 < \beta < 0.75$ の粒子を新たに取得できている。

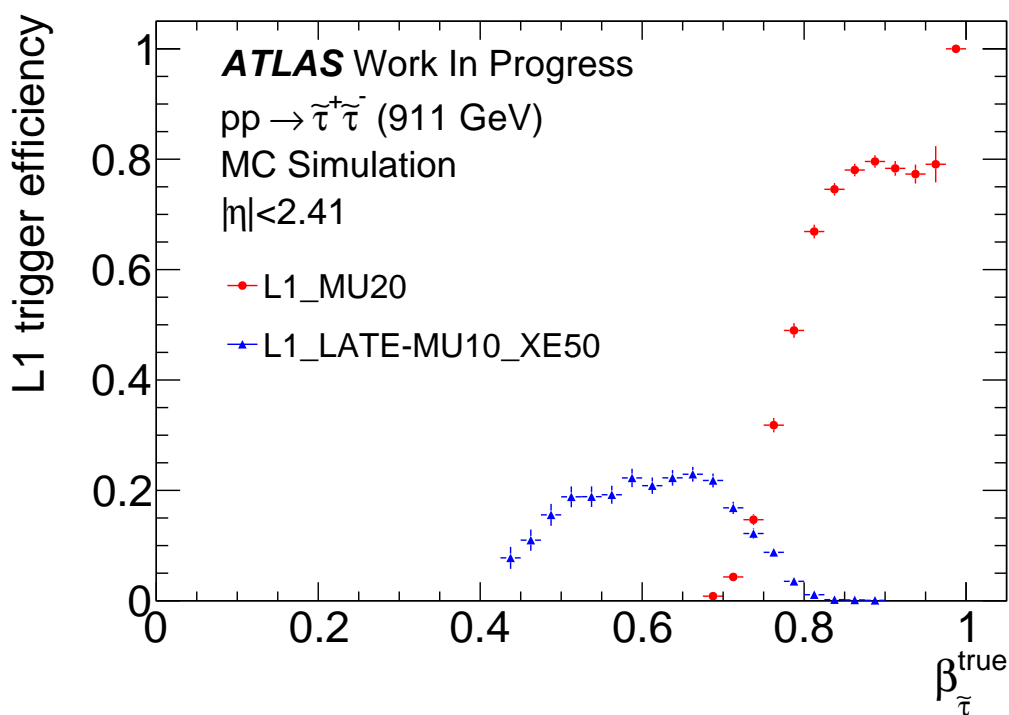


図 5.51: τ サンプルにおいて横軸を β で取った時の L1 トリガー効率。赤のヒストグラムが標準的なシングルミュオントリガー、青のヒストグラムが遅い荷電粒子用トリガーのトリガー効率である。

また 5.3 節より Run-2 の遅い荷電粒子用トリガーの問題点として次の点が挙げられる。

- 基準バンチで要求する MET、Jet トリガーにより L1 のトリガー効率が制限されている。
- 標準的なシングルミュオントリガーで取得できる β の領域と遅いシングルミュオントリガーで取得できる β の領域の間にトリガー効率が低下する領域が存在する。
- MDT 検出器である各ドリフトチューブ間の傾きと同じ傾きで検出器に入射してきた粒子において HLT でのトリガー効率が低下する。

第 6 章では以上の問題についての改良方針を示す。

第 6 章

第三期運転に向けて期待できる改良

第 5 章で述べたように、遅い荷電粒子用の L1 トリガーでは、今まで取得できていなかった速度の遅い領域 ($0.45 < \beta < 0.75$) の粒子を取得できる。しかし、基準バンチで要求している MET や Jet トリガーによって制限されているという問題が存在する。また、標準的なシングルミュオントリガーで取得できる β の領域と、遅い荷電粒子用トリガーで取得できる β の領域の間にトリガー効率が低下する領域が存在するという問題もある。HLT トリガーに関しては $|\eta| = 1.3$ 付近でトリガー効率が低下するという問題が存在する。本章ではこれらの問題に関して Run-3 に向けて期待できる改良策について述べる。

6.1 基準バンチで要求するトリガーの閾値を下げる

遅い荷電粒子用 L1 トリガーの効率が低い原因は、基準バンチで要求するトリガーによって制限されているためであることが分かった。したがって基準バンチで要求するトリガーの閾値を下げることでできればトリガー効率が上昇することが予想される。図 6.1 は基準バンチで要求する MET トリガーの閾値を変化させてみたときのトリガー効率である。遅い荷電粒子用トリガーがもっとも取得できる領域である $0.6 < \beta < 0.7$ の粒子に対するトリガー効率を表している。MET トリガーの閾値を下げると徐々にトリガー効率が回復しているのがわかる。Run-2 で用いられていたトリガーのうち、最も低いトリガー閾値は 40 GeV であった。50 GeV におけるトリガー効率が 25.0% であるのに対し、40 GeV におけるトリガー効率は 28.9%、35 GeV においては 31.0%、30 GeV で 33.9% と上がっていく。トリガー閾値を 40 GeV から 30 GeV に変更することで約 1.17 倍トリガー効率が向上する。表 5.1 より、トリガーレートは閾値が 40 GeV の時が 0.1 kHz、50 GeV の時が 0.025 kHz であることから、大幅にトリガーレートが上昇することなくトリガー効率を向上させることができる。

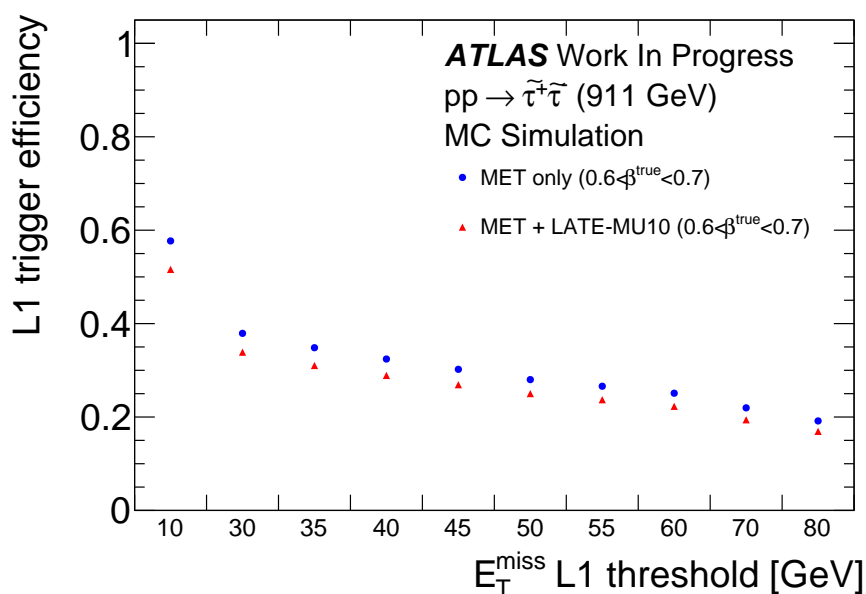


図 6.1: 基準バンチで要求する MET トリガーの閾値を変化させたときのトリガー効率。遅い荷電粒子用トリガーがもっとも取得できる領域である $0.6 < \beta < 0.7$ の粒子に絞っている。

次に、Run-2 で基準バンチのトリガーとして採用されていたもう一つのトリガーである Jet トリガーの場合はどうかを図 6.2 に示す。MET トリガーの場合と同様に閾値を下げるとトリガー効率が回復している。しかし、Jet トリガーで最も低いトリガー閾値である 12 GeV でもトリガー効率は 50 % 程度であり、MET トリガーと比較して大幅なトリガー効率の増加は見込めない。

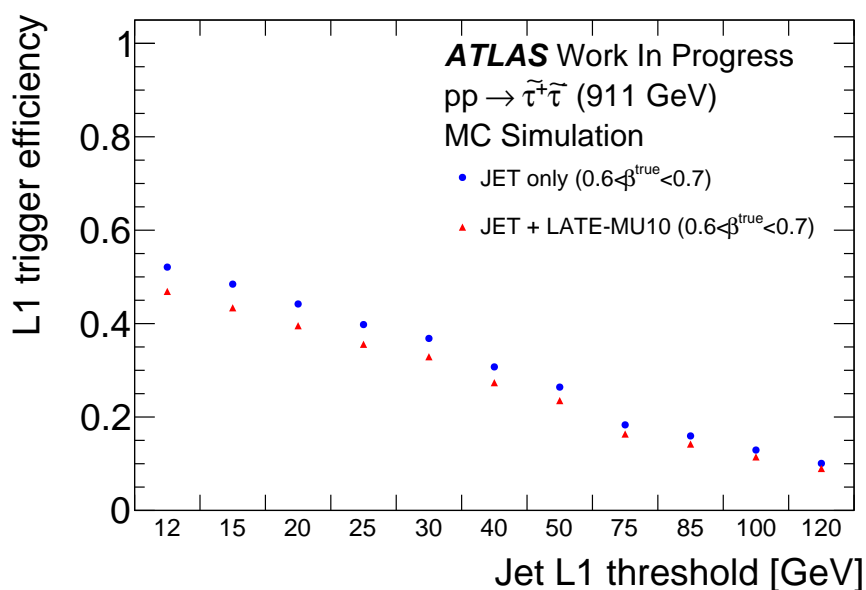


図 6.2: 基準バンチで要求する Jet トリガーの閾値を変化させたときのトリガー効率。遅い荷電粒子用トリガーがもっとも取得できる領域である $0.6 < \beta < 0.7$ の粒子に絞っている。

以上より、基準トリガーに MET および Jet を要求した場合、どちらともトリガー閾値を下げることによってトリガー効率が増加することが分かった。しかし、トリガー効率の増加には限度があることからカロリメータで判定されている他の L1 のトリガーでよりトリガー効率を増加させることができるものはないかを調べてみた。その一つとして、粒子のすべてのエネルギーを足し合わせたトリガーである Total Energy (TE) というものが存在する。図 6.3 に基準バンチで TE トリガー要求し、閾値を変化させてみたときのトリガー効率を示す。TE トリガーの場合より閾値の低いトリガーメニューが用意しており、最も低いトリガー閾値であると約 80 % のトリガー効率がある。

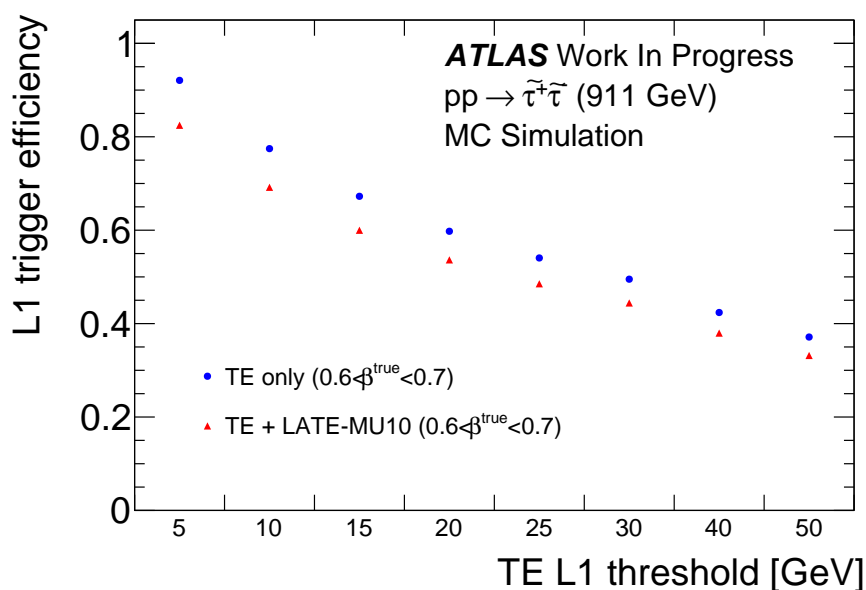


図 6.3: 基準バンチで要求する TE トリガーの閾値を変化させたときのトリガー効率。遅い荷電粒子用トリガーがもっとも取得できる領域である $0.6 < \beta < 0.7$ の粒子に絞っている。

以上より、トリガ閾値を下げるとトリガー効率が回復し、基準バンチで TE トリガーを用いた場合最も低い閾値で約 80 % のトリガー効率が達成できることがわかった。しかし、Jet や TE はトリガーレートが高くプリスケールをかけた取得になってしまうため、すべての事象を取得できない。結果としてトリガー効率の増加はあまり見込めない。従って、Run-3 では基準バンチで MET を要求する遅い荷電粒子用トリガーを候補とし、その MET の閾値をトリガーレートが許す限り下げることが提案する。

6.2 バレル領域のバンチ判別の時間幅を広げる

次に、標準的なシングルミュオントリガーで取得できる β の領域と、遅いシングルミュオントリガーで取得できる β の領域の間にトリガー効率が低下する領域が存在する問題について述べる。図 5.39 および図 5.40 より、標準的なシングルミュオントリガーのトリガー閾値を 10 GeV まで下げるとトリガー効率が回復することがわかる。しかし、トリガーレートが高いことからすべての事象を取得することはできない。他の解決策として考えられるのはバレル領域のトリガー判別の方法をエンドキャップ領域と同様に RPC3、RPC2、RPC1 の順で判別する、もしくは RPC1 と RPC2 だけで判別する場合でもより高い p_T 閾値を判別することができるようにすることである。しかし、大幅な変更が必要のため Run-3 から行うことは難しい。最も可能性のある方法としては、現在バレル領域では同じバンチ衝突の信号だと判断している時間幅を 25 ns からエンドキャップ領域と同じ 30 ns あるいは 35 ns に広げて基準バンチと次のバンチと両方であると判別できる時間を設けることが考えられる。しかし、ハードウェアを書き換えなければならないこと、トリガーレートが上昇す

る可能性があることを考えると Run-3 でこの問題を解決するのは厳しいと考えられ、次のアップグレード期間で解決されることが期待される。

また、Run-3 からはバックグラウンドを削減するために Inner ステーションにヒットがあることを要求するかを各 L1 トリガーごとに設定できるようになる。しかし、バレル領域における各 RPC 検出器の距離でトリガー効率の低下が見られることを考慮すると、エンドキャップ領域において Inner ステーションにヒットがあることを要求するとバレル領域と同様にあるいはそれ以上のトリガー効率が低下する可能性があることを示唆しており、Inner ステーションにヒットがあることは要求すべきでない。

6.3 飛行時間を数パターン用意して複数のセグメントを再構成

5.3.3 節で述べたように、HLT のトリガー効率が低い原因として、飛行時間を変化させたフィットが行われないことが挙げられた。 $\eta \simeq 1.3$ 付近において飛行時間を変化させたフィットが行われない理由としては MDT 検出器の各ドリフトチューブの中心間の傾きと粒子の入射角がほぼ等しいからであり、この場合飛行時間を変化させると飛跡が一意に決められないのが問題であった。したがって、飛行時間を変化させることはできないためあらかじめ飛行時間を数パターン用意しておき複数のセグメントを再構成する方法が考えられる。具体的には、図 6.4 で示したようにバンチ衝突が 25 ns ごとに起こることを考慮して光速で到達すると仮定した飛行時間と、粒子の速度が遅く到達した時間が遅れたと仮定して飛行時間を 25 ns、50 ns それぞれ長くした場合の飛跡を再構成しておき、次の処理である内部飛跡検出器の飛跡とマッチングをとるときに選別する。

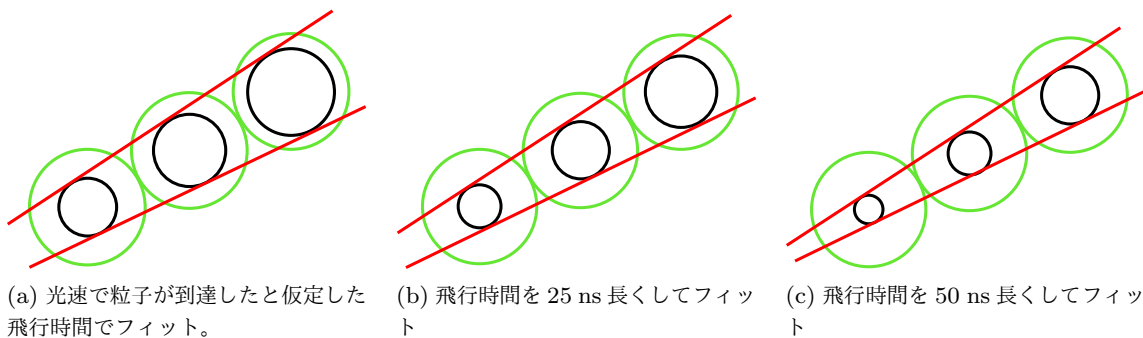


図 6.4: 飛行時間を光速で到達したと仮定した場合、25 ns、50 ns 長くした場合のそれぞれで飛跡を再構成する。しかし、これに伴い複数の飛跡を再構成することになり、処理時間が増加することが考えられる。

5.1.2 節の HLT におけるアルゴリズムの中で、この計算は図 5.8 で説明した複数の MDT ヒットから接線を引くために用いる 2 つの MDT ヒットを選んだ後に行われる。2 つの MDT ヒットの選び方は MDT ヒットの数に応じて複数の組み合わせが存在する。したがって、飛行時間を変化させたフィットができない場合のすべての組み合わせで複数のセグメントを再構成することになり、同じようなセグメントを大量に再構成してしまう可能性がある。次の処理である内部飛跡検出器の飛跡

とマッチングをとる際に数個に絞ることができればよいが、同じようなセグメントであるために一つのセグメントでマッチングとれる場合、他のセグメントもマッチングがとれる可能性が高い。また、フィットを行った際の χ^2 など絞ることができればよいが、飛行時間を一律に長くしたものを数パターン用意しているだけであるため χ^2 もほとんど同じであり絞ることはできない。その結果、より計算時間のかかる処理である全ての検出器を用いて内部飛跡検出器の飛跡から外側のミュオン検出器へと外挿する形で飛跡を再構成する際に、ミュオン検出器側で候補が多く処理時間が大幅に増加すると考えられる。また、現在この問題の飛跡はオフライン解析においても再構成されていないと考えられることから、Run-3 から導入することは見送ることにした。

第 7 章

結論

標準模型を超えた物理で予測されている粒子の中には、標準模型の粒子と比較して速度が遅い粒子が予測されている。本論文では LHC-ATLAS 実験における遅い荷電粒子用のトリガーの性能評価と、Run-3 に向けて期待できる改良案の提案を行った。

標準模型を超えた物理の一つとして超対称性理論が提唱されている。超対称性理論で予測されている粒子の中には $\tilde{\tau}$ のように標準模型の粒子と比較して速度が遅く、安定しているためミューオン検出器まで崩壊せずに到達する粒子が予測されている。また、他の理論では電荷が 2 以上の粒子も予測されており、 $\tilde{\tau}$ と同様に標準模型の粒子と比較して粒子の速度が遅いと考えられている。ATLAS 実験では 2016 年までの取得データを用いた解析が行われていて、 $\tilde{\tau}$ で 420 GeV までの質量領域を棄却している。しかし、ATLAS 実験では $\beta < 0.8$ の粒子に対して感度がほとんどなかった。そこで速度の遅い荷電粒子を対象にしたトリガーが導入された。

遅い荷電粒子用トリガーによって L1 トリガーでは今まで取得できていなかった β の領域である $0.45 < \beta < 0.75$ の粒子を取得できるようになった。また、基準バンチで MET、および Jet トリガーを要求した場合どちらも同じような性能を示すことを確かめた。しかし、一般的なシングルミューオントリガーと比べて遅い荷電粒子用のトリガーはトリガー効率が低く、基準バンチで要求している MET、Jet トリガーによりトリガー効率が制限されていることが示唆された。トリガー効率を向上させるために基準バンチで要求している MET や Jet トリガーのトリガー閾値を下げるとトリガー効率が向上することが確かめられた。また、基準バンチで TE トリガーを要求するとより高いトリガー効率を得られることが判明した。しかしトリガーレートとの関係から、Run-3 では MET で要求しているトリガー閾値を下げることを提案する。また、基準バンチで何も要求せずに、遅いシングルミューオントリガーだけの性能評価も行った。一般的なシングルミューオントリガーと遅いシングルミューオントリガーのそれぞれが取得できる β の領域の間にトリガー効率が低下する領域が存在することが判明した。この問題は L1 のトリガーシステムに原因があり、 p_T 閾値が低い p_T 閾値である 10 GeV であるとトリガー効率の低下が抑えられることが確かめられた。しかし、トリガーレートが高いことから p_T 閾値 10 GeV ですべてのデータを保存することはできない。別の方法としてバンチ判別の時間幅を広げることを提案したが、ハードウェアから書き換えなければならずトリガーレートが上昇する可能性があることを考慮すると Run-3 でこの問題を解決することは厳しいと考えられる。

遅い荷電粒子用のトリガーの HLT では β による依存性は見られず約 80 % の効率が達成できていた。一方、一般的なシングルミュオントリガーの HLT での効率はほぼ 90 % 以上であり、比較すると遅い荷電粒子用のトリガーのほうが低いことが判明した。主な要因は検出器の情報を取得する際のデコードに関するバグが原因であると考えられたが、この原因を除くと $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率の低下がみられた。 $\eta \simeq 1.3$ 付近でトリガー効率が低下する原因は MDT 検出器の中心座標間の傾きが $\eta \simeq 1.317$ であり、ドリフト時間を変化させたフィットを行うと一意に飛跡が決められないからであると推察された。予め数パターンでのドリフト時間を仮定して、いくつかの飛跡を再構成する解決策を提案したが、処理時間の増加などの観点から Run-3 から導入するのは難しいと考えられている。

現在、ATLAS 実験ではアップグレードが行われており、将来の高輝度化を見越してトリガーアルゴリズムの改良がおこなわれている。特に HLT においては、2022 年から開始される Run-3 のトリガーアルゴリズムは Run-2 と比べて大幅な変更がなされている。従って、Run-3 のトリガーアルゴリズムで Run-2 と同程度以上のトリガー効率を得られるか確認する必要がある。また、遅い荷電粒子用のトリガーの HLT には内部飛跡検出器の情報及びミュオン検出器の情報を用いて飛跡再構成をする際にもトリガー効率の低下が見られ、今後その原因を特定する必要がある。今回はシミュレーションサンプルを用いて遅い荷電粒子用のトリガーのトリガー効率を評価したが、Run-2 で取得されて実際のデータを用いてトリガー効率を評価することが今後の課題である。

現在 ATLAS 実験をはじめとして、様々な実験で標準模型を超えた物理の探索が行われている。しかし新物理に関する粒子の直接観測には至っていない。標準模型を超えた物理の証拠をとらえるには標準模型からの僅かなずれを観測する必要がある。今後さらなる実験データを蓄積して、統計の不定性を減らしていくことが最も重要となる。一方で、トリガーを用いてデータを取得している素粒子実験においては、新物理による事象が発生していても、トリガー条件を満たしていなければ絶対に取得することはできない。従って、本論文で述べたような速度の遅い粒子や衝突後少し飛行して崩壊した粒子など、今までのトリガーアルゴリズムでは取得できていなかった粒子に対するトリガーを開発、改良することで、新物理へのアクセプタンスを広げることも重要である。

謝辞

本研究をするにあたり、多くの方にお世話になりました。この場を借りて深くお礼申し上げます。

指導教員である前田順平先生には、ATLAS 実験の基礎からプログラミングに関することまで様々なことを教えていただきました。また、学会等の発表の際には発表資料の見せ方や日本語の表現など丁寧に添削していただきました。本論文においてもとても丁寧に添削していただいたおかげで最後まで書き上げることができました。大学のことや ATLAS 実験に関することなど様々なことも話していただきとても興味深かったです。本当にありがとうございました。

神戸 ATLAS グループのミーティングの際には、藏重久弥先生、山崎祐司先生、越智敦彦先生に研究に関する多くの助言をいただきました。また、修士 1 年の時には CERN 出張という貴重な機会をいただきありがとうございました。藏重先生には普段のゼミやミーティングなど様々な場面で指導していただきました。CERN 出張の際には飛行機にすら一人で乗ったことがなかったため、搭乗手続きや CERN での事務手続きなど様々な場面で助けていただきありがとうございます。ラウンジにも同伴者として入れていただき、少しの時間お金持ち気分を味わわせていただきました。山崎先生には学部 4 年の時から HLT ミーティングにいたるまで様々なところで指導していただきました。時には雑談の際も興味深い話をしていただきとても勉強になりました。越智先生には検出器のことについて特に教えていただきました。ありがとうございます。

研究室では他に竹内康雄先生、身内賢太郎先生、鈴木州先生、中野佑樹先生、東野聡先生に授業やコロキウム等でご指導、ご指摘していただいたことで、物理に関することやその他様々なことを身に着けることができました。身内先生には修士 1 年の時に TA でもお世話になりました。ありがとうございます。

神戸 ATLAS グループの先輩方である竹田康亮さん、日比宏明さんには研究のことや CERN 出張の際に様々なことを教えていただきました。竹田さんには CERN 出張の初めに早く CERN での生活になれるようにサポートしていただきありがとうございます。日比さんには CERN での生活においてだけでなく、神戸でも普段から研究のことやプログラミングに関すること様々なことを教えていただきました。CERN 出張の期間が学会と重なったこともあり、他にあまり先輩方や同期がいなかったことからとても頼りにさせていただきました。その他の研究室の先輩である池田智法さん、石浦宏尚さん、水越隼太さんには研究やその他のことでもいろいろお世話になりました。池田さんや石浦さんには学部 4 年の時から食堂で夕食を食べるために研究室に残っている私を毎日誘っていただきありがとうございます。水越さんにはコロキウムや研究のことに関して鋭い指摘をしていただき、研究の手助けをしていただきました。

研究室の同回の塩見崇宏君、島田拓弥君、末田皓介君、谷口浩平君、山本祥太郎君とは研究に関

する些細なことから世間話まで色々な話をさせていただきました。研究室に入るまではほとんど話したことがなかったのですが、ここまで毎日何の気兼ねなく話すことができるようになるとはあまり思っていませんでした。最後のほうに日比さんや後輩たちとともにマードーミステリーをやったのはいい思い出になりました。

神戸 ATLAS グループの後輩である安部草太君、池森隆太郎君、寺村七都君、野口健太君には特に何か教えたりといった先輩らしいことはできませんでしたが、一緒に研究することができてよかったです。来年度に短期間でも CERN に行くタイミングがあることを願っています。

L1 ミューオントリガーグループ及び ATLAS-HLT グループ、ATLAS-LLP グループの皆様には、普段のミーティングの際に多くのが指摘をいただき様々なことに気づかせていただきました。特に長野邦浩先生、青木雅人先生、山口洋平先生、生出秀行先生には多くのコメントをいただきました。ありがとうございます。先輩方である水上敦さん、宇野健太さん、赤塚駿一さん、内田健太さん、岡崎佑太さん、川口智美さん、麻田晴香さん、CERN 滞在中に様々な現地のレストランに連れて行っていただいたり、現地の情報について教えていただいたりしました。内田さんには日本への帰国前夜にパスポートを探すのを手伝っていただき本当にありがとうございました。無事に帰国することができました。同期の小林蓮君、荘司大志君、杉崎海斗君、田中碧人君、辻川吉明君、山田敏大君、Lakmin 君とは各研究会等であった時にお話しできて楽しかったです。

最後に、研究する機会を与えてくれて、大学院まで行かせてくれた家族に感謝します。

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”, Phys. Lett. **B716** (2012) 1-29.
- [2] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, Phys. Lett. **B716** (2012) 30-61.
- [3] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, JINST 3 (2008) S08003.
- [4] Stephen P. Martin, “A SUPERSYMMETRY PRIMER”, Perspectives on Supersymmetry, pp. 1-98 (1998)
- [5] H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. **50**, (1983) 1419; J. Ellis, J. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. Olive, and M. Srednicki, Nucl. Phys. **B238**, (1984) 453.
- [6] ATLAS Collaboration, “SUSY July 2020 Summary Plot Update”, ATL-PHYS-PUB-202-020 (2020).
- [7] G. F. Giudice and A. Romanino, “Split supersymmetry”, Nucl. Phys. **B699** (2004) 65. Erratum, Nucl. Phys. **B699** (2004) 65.
- [8] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. F. Giudice, and A. Romanino, “Aspects of split supersymmetry”, Nucl. Phys. **B709** (2005) 3-46.
- [9] G. F. Giudice and R. Rattazzi, “Theories with gauge mediated supersymmetry breaking”, Phys. Rep. **322** (1999) 419-499.
- [10] ATLAS Collaboration, “Search for heavy charged long-lived particles in the ATLAS detector in 36.1 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ”, Phys. Rev. **D99** (2019) 092007.
- [11] C. A. Stephan, “Almost-commutative geometries beyond the standard model”, J. Phys. A. **39** (2006) 9657.
- [12] F. Sannino and K. Tuominen, “Orientifold theory dynamics and symmetry breaking”, Phys. Rev. **D71** (2005) 051901.
- [13] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, “Left-right gauge symmetry and an ”isoconjugate” model of CP violation”, Phys. Rev. **D11** (1975) 566.
- [14] C. S. Aulakh, K. Benakli, and G. Senjanović, “Reconciling High-Scale Left-Right Symmetry with Supersymmetry”, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2188.
- [15] M. Khlopov, “Physics of dark matter in the light of dark atoms”, Mod. Phys. Lett. **A26**

- (2011) 2823.
- [16] K. Belotsky, M. Khlopov, C. Kouvaris, and M. Laletin, “High-energy positrons and gamma radiation from decaying constituents of a two-component dark atom model”, *Int. J. Mod. Phys.* **D24** (2015) 1545004.
 - [17] ATLAS Collaboration, “Search for heavy long-lived multicharged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector”, *Phys. Rev.* **D99** (2019) 052003.
 - [18] CMS Collaboration, “Search for long-lived charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Phys. Rev.* **D94** (2016) 112004.
 - [19] CERN, “CERN’ s Accelerator Complex”, OPEN-PHO-CHART-2013-001-1 (2013), <https://cds.cern.ch/record/1621583>.
 - [20] HL-LHC PROJECT, “Project Schedule”, <https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule>.
 - [21] ATLAS Collaboration, “Detector & Technology”, <https://atlas.cern/discover/detector>.
 - [22] ATLAS Collaboration, “The Inner Detector”, <https://atlas.cern/discover/detector/inner-detector>.
 - [23] ATLAS Collaboration, “Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer”, ATL-TDR-026 (2017).
 - [24] ATLAS Collaboration, “Performance of the ATLAS Trigger System in 2015”, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) 313.
 - [25] 徳宿 克夫, ATLAS 検出器の講義 Trigger DAQ, <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/~asai/lhcgw/LEC-DETEC-06.ppt>.
 - [26] 赤塚駿一, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミューオントリガーの改良, 京都大学修士論文 (2017).
 - [27] ATLAS Collaboration, “Level 1 muon barrel trigger performance in 2018, ATL-COM-DAQ-2018-181, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/L1MuonTriggerPublicResults>.
 - [28] ATLAS Collaboration, “Summary of level-1 endcap muon trigger in Run 2”, ATL-COM-DAQ-2019-021, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/L1MuonTriggerPublicResults>.
 - [29] S. Tarem, S. Bressler, H. Nomoto and A.Di Mattia, “Trigger and reconstruction for heavy long-lived charged particles with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J.* **C62** (2009) 281-292.