
修士論文

高輝度 LHC に向けた ATLAS 実験における
新しいミューオントリガーの開発

東京工業大学 理学院物理学系物理学コース

河口 怜志

指導教員 久世正弘 教授

2018 年 2 月 8 日

概要

スイス・ジュネーブ近郊の欧州原子核機構（CERN）に設置された大型ハドロン衝突型加速器 LHC では、世界最高エネルギーでの陽子陽子衝突実験を行っている。その衝突点の一つで行われている ATLAS 実験では、25 ns に一回という高頻度で陽子陽子衝突を起こすが、そのすべてを記録することは事象の処理時間およびコンピュータの記録容量の制限から不可能である。そのため ATLAS 実験では、データ取得の際に物理事象に運動量などの粗い選別をかけることで物理的に重要な事象のみを記録するシステム（トリガーシステム）を使用している。トリガーシステムのうち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システムをミューオントリガーシステムと呼ぶ。ミューオンは他の粒子と比べて透過力が強いことから識別精度が高く、さまざまな解析で使用されている。

LHC では段階的にルミノシティを増強しており、特に 2024 年以降は LHC の設計値を超えた高輝度 LHC に増強する。これに伴い、ATLAS 実験では、2024–26 年に高輝度化のための改良を行い、高統計の陽子陽子衝突データを用いてヒッグス物理検証や新物理探索を推進する予定である。高輝度化に際し、トリガーシステムの改良が必須である。高輝度 LHC における ATLAS 実験の初段ミューオントリガーでは現行の TGC, RPC よりも位置分解能に優れた MDT も使用する予定である。より位置分解能に優れた検出器も使用することで、記録したい物理事象に対する効率を高く保ちつつ、バックグラウンドとなる物理事象をより効率的に除去することが可能である。

本研究では、2016 年に取得した Run-2 データを用いて、1 本のミューオンに対する横運動量 (p_T) 閾値 10, 15, 20 GeV（シングルミューオントリガー）および 2 本のミューオンに対する p_T 閾値 10 GeV（ダイミューオントリガー）の MDT を用いた新しいミューオントリガー（MDT トリガー）の開発を行った。高輝度 LHC の初段ミューオントリガーでは、1 本のミューオンに対する p_T 閾値 10 GeV の MDT トリガーは稼動しないが、ダイミューオントリガーのための基礎研究として重要である。ダイミューオントリガーのような複数のミューオンに対する低い p_T 閾値を持ったミューオントリガーは、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象などを用いた新物理探索において重要である。また、1 本のミューオンに対する p_T 閾値 15, 20 GeV の MDT トリガーについては、初めて Run-2 データを用いて性能評価を行った。このような 1 本のミューオンに対する高い p_T 閾値を持ったミューオントリガーは、超対称性モデルの素粒子であるグルイーノやストップの探索など多くの物理事象に対して不可欠である。性能評価の結果、閾値以上の p_T を持つミューオン候補の選別効率を維持しつつ、現行のレベル 1 ミューオントリガーと比べて p_T 閾値 10, 15, 20 GeV のシングルミューオントリガーについては 29, 39, 44%、 p_T 閾値 10 GeV のダイミューオントリガーについては 48% のレート削減率を実現できることが分かった。

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) at the European Organization for Nuclear Research (CERN) is performing proton-proton collision experiments at the largest center-of-mass energy in the world. In A Toroidal Lhc ApparatuS (ATLAS) experiment located at one of the LHC collision points, proton-proton collision occurs highly frequently (one collision per 25 ns) but one can't save all data due to the limit of the processing speed and the storage capacity. Therefore, we use a trigger system to save only physically interesting events by coarsely selecting them using kinematical variables like momentum. Muon trigger system is a trigger system to save events which have muons in the final state. Muons are used in many analyses because they have stronger penetrating power and higher identification accuracy.

LHC gradually increases the luminosity. The machine after a major upgrade in 2024–2026 is called High-Luminosity LHC (HL-LHC). At the same time, the ATLAS experiment will be improved in 2024–26 and perform Higgs physics measurement and new physics search with higher luminosity proton-proton collision data. With these upgrades, we should improve the trigger system. At the first level muon trigger at the HL-LHC, MDT which has higher position resolution than the current trigger chambers (TGC, RPC) will also be used. Thanks to this, background events can be removed efficiently with high efficiency for the interesting signal events.

In this study, using Run-2 data taken in 2016, we developed algorithms for new muon trigger system with MDT (MDT trigger) whose transverse momentum (p_T) thresholds are 10, 15 or 20 GeV for one muon (single-muon trigger) and 10 GeV for two muons (di-muon trigger). At the first level muon trigger at the HL-LHC, single-muon trigger whose p_T threshold is 10 GeV will not be operated but this study is important for di-muon trigger. Di-muon trigger study is necessary for events which have low- p_T muons in the final state, for example $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ or $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$. Single-muon trigger with p_T threshold of 15 or 20 GeV is our first study with Run-2 data. As a result, with high efficiency for muon candidates, single-muon triggers with p_T thresholds of 10, 15, 20 GeV can reduce the event rate by 29, 39, 44%, respectively, and di-muon trigger with p_T threshold of 10 GeV can reduce the event rate by 48%.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	先行研究	2
1.3	本論文の構成	2
第 2 章	物理的背景	3
2.1	標準模型	3
2.2	超対称性模型	4
2.3	本研究の動機となる物理	5
第 3 章	LHC-ATLAS 実験	9
3.1	LHC	9
3.2	ATLAS 検出器	10
3.3	LHC アップグレード	29
第 4 章	MDT を用いた新しいミューオントリガー	34
4.1	現行の ATLAS トリガーシステム	34
4.2	現行の初段ミューオントリガーシステム	34
4.3	MDT トリガー	37
第 5 章	シングルミューオントリガー	39
5.1	解析に使用するデータ	40
5.2	MDT トリガーによる横運動量推定方法	44
5.3	極角差 $ \beta $ 閾値の設定	46
5.4	MDT, CSC 間の隙間の補正	48
5.5	性能評価の結果	48
5.6	パラメータ変更による効果	52
第 6 章	ダイミューオントリガー	54
6.1	解析に使用するデータ	54
6.2	MDT トリガーによる横運動量推定方法	62
6.3	角度差 $ \beta $ 閾値の設定	63
6.4	MDT, CSC 間の隙間の補正	63
6.5	性能評価の結果	64

目次	iv
6.6 パラメータ変更による効果	65
第 7 章 まとめ	67
参考文献	68

第 1 章

序論

本章では、本論文の研究背景、先行研究および構成について述べる。

1.1 研究背景

素粒子物理学とは、物質をつくる最小の構成要素（素粒子）とその運動法則について研究する学問である。素粒子の世界を記述する標準模型は予言能力に優れており、これまでほとんどの実験結果を矛盾なく説明してきた。標準模型の素粒子のうち、ヒッグス粒子だけは未発見であったが、2012 年に世界最高エネルギーの大型ハドロン衝突型加速器 LHC において新粒子が発見され [1, 2]、さらにその翌年にはその粒子がヒッグス粒子であるという証拠が LHC での実験から得られた [3, 4, 5]。ヒッグス粒子は標準模型において重要な役割を担う粒子であり、長い間探索が続けられてきたため、この発見は物理学にとって大きな進歩であった。そしてヒッグス粒子の存在を理論的に予言していたピーター・ヒッグス氏とフランソワ・アングレール氏には 2013 年にノーベル物理学賞が授与された。

LHC では段階的にルミノシティを増強しており、特に 2024 年以降は LHC の設計値を超えた高輝度 LHC に増強する。これに伴い、ATLAS 実験では、2024–26 年に高輝度化のための改良を行い、高統計の陽子陽子衝突データを用いてヒッグス物理検証や新物理探索を推進する予定である。高輝度化に際し、データを保存する事象を高速で選別するトリガーシステムの改良が必須である。高輝度 LHC における ATLAS 実験の初段ミューオントリガーでは現行の TGC, RPC よりも位置分解能に優れた MDT も使用する予定である。より位置分解能に優れた検出器も使用することで、記録したい物理事象に対する効率を高く保ちつつ、バックグラウンドとなる事象をより効率的に除去することが可能である。

本研究では、2016 年に取得した重心系エネルギー 13 TeV、衝突頻度 25 ns の Run-2 データを用いて、1 本のミューオンに対する横運動量 (p_T) 閾値 10, 15, 20 GeV（シングルミューオントリガー）および 2 本のミューオンに対する p_T 閾値 10 GeV（ダイミューオントリガー）の MDT を用いた新しいミューオントリガー（MDT トリガー）の開発を行った。高輝度 LHC の初段ミューオントリガーでは、1 本のミューオンに対する p_T 閾値 10 GeV の MDT トリガーは稼動しないが、ダイミューオントリガーのための基礎研究として重要である。ダイミューオントリガーのような複数のミューオンに対する低い p_T 閾値を持ったミューオントリガーは、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象などを用いた新物理探索において重要である。また、1 本のミューオンに対する p_T 閾値 15, 20 GeV の MDT トリガーについては、初めて Run-2 データを用いて性能評価を行った。このような 1 本のミューオンに対する高い p_T 閾値を持ったミューオントリガーは、超対称性模型の素粒子であるグルイーノやストップの探索など多くの物理事象に対して不可欠である。

1.2 先行研究

本研究の先行研究 [6, 7] として、1 本のミューオンに対する p_T 閾値 20 GeV の MDT トリガーの開発が行われている。先行研究では、2012 年に取得した重心系エネルギー 8 TeV、衝突頻度 25 ns の Run-1 データを使用している。性能評価の結果、 $p_T > 20$ GeV のミューオン候補の効率を保ちつつ、 p_T 分解能の低い磁場の弱い領域を除いて、 $p_T < 20$ GeV のミューオン候補を 50% 程度削減できることが分かった。本研究では、2016 年に取得した重心系エネルギー 13 TeV、衝突頻度 25 ns の Run-2 データを用いて、 p_T 閾値 10, 15, 20 GeV のシングルミューオントリガーおよび p_T 閾値 10 GeV のダイミューオントリガーの開発を行った。

1.3 本論文の構成

本論文の構成について述べる。

- 第 2 章では、本論文の主題と関連が高い物理的背景について述べる。
- 第 3 章では、本研究の実験施設である LHC-ATLAS 実験の現状と将来計画について述べる。
- 第 4 章では、現行の ALTAS トリガーシステムについて述べる。また、本論文の主題である MDT を用いた新しいミューオントリガーについても述べる。
- 第 5 章では、 p_T 閾値 10, 15, 20 GeV のシングルミューオントリガーについて述べる。
- 第 6 章では、 p_T 閾値 10 GeV のダイミューオントリガーについて述べる。
- 第 7 章では、本論文のまとめを述べる。

第 2 章

物理的背景

本章では、本論文の主題と関連が高い物理的背景について述べる。

2.1 標準模型

標準模型 (SM : Standard Model) とは、自然界に存在する 4 つの力のうち重力を除いた、強い力、電磁気力、弱い力についてまとめた理論である。予言能力に優れており、これまでほとんどの実験結果を矛盾なく説明してきた。標準模型の素粒子を表 2.1 と表 2.2 に示す。物質を構成する基本粒子として、フェルミオンであるクォークとレプトンが 6 種類ずつ存在する。各粒子には、それと同じ質量を持ち、電荷が正負反対である反粒子が存在する。反粒子は粒子と衝突すると対消滅を起こし、その質量がすべてエネルギーに変換されるという性質を持つ。力を媒介する粒子としてスピンが 1 のゲージボソンが存在する。力ごとに媒介する粒子は決まっており、強い力はグルーオン、弱い力は $W^\pm$ ボソンと Z^0 ボソン、電磁気力は光子によってそれぞれ媒介される。重力を媒介する粒子としてグラビトンが定義されているが、未だ発見されていない。力の強さは、強い力を基準とすると、電磁気力 (10^{-2})、弱い力 (10^{-5})、重力 (10^{-40}) 程度である。さらに上記の粒子に質量を与える粒子としてスピンが 0 のスカラーボソンであるヒッグス粒子が存在する。標準模型の素粒子のうちヒッグス粒子だけは未発見であったが、2012 年に世界最高エネルギーの大型ハドロン衝突型加速器 LHC において新粒子が発見され [1, 2]、その翌年にはその粒子がヒッグス粒子であるという証拠が LHC での実験から得られた [3, 4, 5]。

表 2.1: 標準模型の素粒子 (フェルミオン)

素粒子	電荷 [e]	世代			スピン	相互作用
		1	2	3		
クォーク	+2/3	u	c	t	1/2	強い力、弱い力、電磁気力
	-1/3	d	s	b		
レプトン	-1	e	μ	τ	1/2	弱い力、電磁気力
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ		

表 2.2: 標準模型の素粒子（ボソン）

素粒子	記号	電荷 [e]	スピン	質量 [GeV]	相互作用
グルーオン	g	0	1	0	強い力
W ボソン	$W^\pm$	± 1	1	80.4	弱い力
Z ボソン	Z^0	0	1	91.2	
光子	γ	0	1	0	電磁気力
ヒッグス粒子	H	0	0	125	

2.2 超対称性模型

標準模型はこれまでほとんどの実験結果を矛盾なく説明してきたが、いくつかの問題を抱えている。そのうちの 하나가階層性の問題である。輻射補正を考慮すると、ヒッグス粒子の質量は次のように表現される。

$$M_H^2 = M_H^2(\Lambda^2) - Cg^2\Lambda^2 \quad (2.1)$$

右辺第一項はエネルギースケール Λ におけるヒッグス粒子の質量、第二項は輻射補正項である。また、 C は定数、 g は結合定数である。 Λ をプランクスケール (10^{19} GeV 程度) とすると、式 (2.1) が成り立つためには、24 ~ 30 桁の項が打ち消し合わなければならない（階層性の問題）。この輻射補正項は、超対称性模型（SUSY : SuperSymmetry）を導入すると、フェルミオンからの寄与とボソンからの寄与が互いに逆符号となるため、完全に打ち消し合う。

超対称性模型では、標準模型のすべての素粒子に対してスピンが $1/2$ だけ異なる超対称性パートナーが存在する。つまり、標準模型のフェルミオンにはボソンの超対称性粒子、標準模型のボソンにはフェルミオンの超対称性粒子が存在する。特に、ゲージボソンの超対称性パートナーはゲージーノ ($\tilde{\lambda}$) と呼ばれる。超対称性模型の素粒子を表 2.3 と表 2.4 に示す。超対称性模型フェルミオンのうち、電荷を持つ粒子をチャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$)、電荷を持たない粒子をニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$) と呼ぶ。できるだけ不要な粒子を増やさないため、スピンが $1/2$ 以上の標準模型粒子には、スピンが $1/2$ だけ小さい超対称性粒子を対応させている（MSSM : Minimal Supersymmetric Standard Model）。超対称性粒子のうち最も質量が軽い粒子は LSP (Lightest Supersymmetric Particle) と呼ばれる。また、標準模型粒子と超対称性粒子を区別する量子数として R パリティが存在する。標準模型粒子は正、超対称性粒子は負の R パリティを持つ。 R パリティが保存する場合、LSP は安定である。一方、 R パリティが保存しないモデルも提案されており、この場合、LSP はより質量の軽い標準模型粒子に崩壊できる。

表 2.3: 超対称性模型の素粒子（ボソン）。スピンの $1/2$ のクォークにはスピンの 0 のボソン（スクォーク）、スピンの $1/2$ のレプトンにはスピンの 0 のボソン（スレプトン）がそれぞれ存在する。「ス」は、supersymmetry（または scalar）の s である。超対称性粒子の記号は、対応する粒子の上にチルダを付ける。

素粒子	電荷 [e]	世代			スピン	対応する粒子
		1	2	3		
スクォーク	$+2/3$	$\tilde{u}$	$\tilde{c}$	$\tilde{t}$	0	クォーク
	$-1/3$	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$	$\tilde{b}$		
スレプトン	-1	$\tilde{e}$	$\tilde{\mu}$	$\tilde{\tau}$	0	レプトン
	0	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$		

表 2.4: 超対称性模型の素粒子（フェルミオン）。スピンの 1 のゲージボソンにはスピンの $1/2$ のフェルミオン（ゲージーノ）、スピンの 0 のヒッグス粒子にはスピンの $1/2$ のフェルミオン（ヒグシーノ）、スピンの 2 のグラビトンにはスピンの $3/2$ のフェルミオン（グラビティーノ）がそれぞれ存在する。ニュートリノにならって語尾に「イノ（ino）」をつける。超対称性粒子の記号は、対応する粒子の上にチルダをつける。

素粒子	記号	電荷 [e]	スピン	対応する粒子
グルイーノ	$\tilde{g}$	0	$1/2$	グルーオン
ウイノ	$\tilde{W}^\pm$	± 1	$1/2$	W ボソン
ズィーノ	$\tilde{Z}^0$	0	$1/2$	Z ボソン
フォティーノ	$\tilde{\gamma}$	0	$1/2$	光子
ヒグシーノ	$\tilde{H}$	0	$1/2$	ヒッグス粒子
グラビティーノ	$\tilde{G}$	0	$3/2$	グラビトン

2.3 本研究の動機となる物理

本節では、本論文の主題と関連が高い物理事象の例を示す。シングルミューオントリガーについては、高い運動量を持ったミューオンが終状態に存在する物理事象に対して有効である。また、ダイミューオントリガーについては、低い運動量を持ったミューオンが終状態に複数存在する物理事象に対して有効である。

2.3.1 シングルミュオントリガーの動機となる物理

高い p_T 閾値を持ったミュオントリガーは、超対称性模型の素粒子であるグルイーノやストップの探索など多くの物理事象に対して不可欠である。

グルイーノ探索

グルイーノはグルーオンの超対称性パートナーであり、スピン $1/2$ を持つ。グルイーノ探索のための崩壊チャンネルのファインマンダイアグラムを図 2.1 に示す。LHC では陽子と陽子が衝突するため、強い相互作用による粒子生成の感度が高くなる。グルイーノの崩壊によって生成された W ボソンは大きな質量を持つため、その崩壊によって生成されたミュオンの運動量は大きくなる。

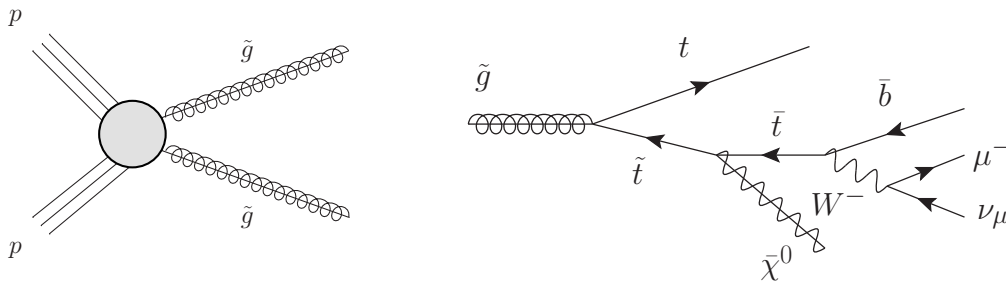


図 2.1: グルイーノ探索のための崩壊チャンネルのファインマンダイアグラム

ストップ探索

ストップはトップクォークの超対称性パートナーであり、スピン 0 である。ストップ探索のための崩壊チャンネルのファインマンダイアグラムを図 2.2 に示す。ストップの崩壊によって生成された W ボソンは大きな質量を持つため、その崩壊によって生成されたミュオンの運動量は大きくなる。

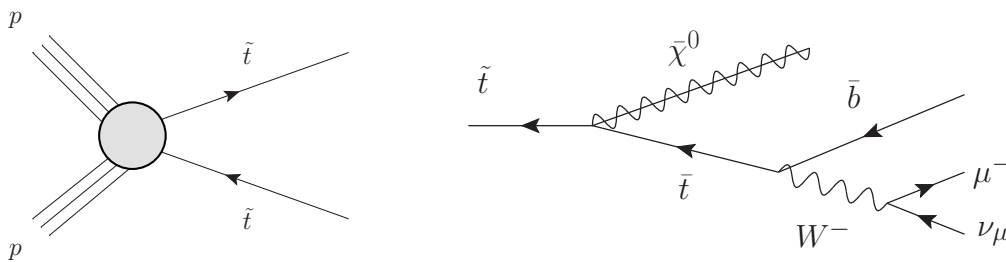


図 2.2: ストップ探索のための崩壊チャンネルのファインマンダイアグラム

2.3.2 ダイミュオントリガーの動機となる物理

ダイミュオントリガーのような複数のミュオンに対する低い p_T 閾値を持ったミュオントリガーは、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象などを用いた新物理探索において重要である。

$B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象

$B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象は、フレーバーが変化する中性カレント（FCNC : Flavor Changing Neutral Current）反応の一つである。標準模型では、第一次近似において厳しく禁止されるが、高次においてわずかに存在する。特に、 B_s^0 中間子のスピンは0であるため角運動量保存則より、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象の崩壊分岐比は厳しく制限される。この崩壊モードの崩壊分岐比は 10^{-9} 程度である。標準模型における $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラムを図 2.3 に示す。

一方、超対称性模型を導入すると、チャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$) またはニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$) を介した崩壊も可能となる。超対称性模型における $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラムを図 2.4 に示す。超対称性模型を導入することで崩壊分岐比が大きくなるため、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象の崩壊分岐比を精密測定することにより、新物理を発見できる可能性がある。

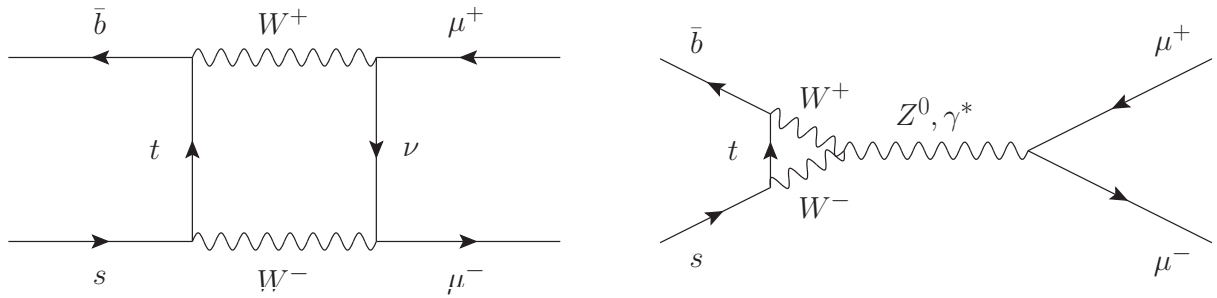


図 2.3: 標準模型における $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム

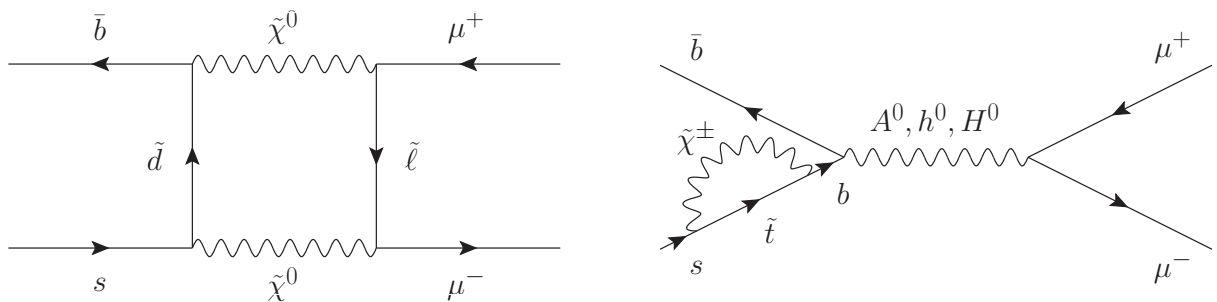


図 2.4: 超対称性模型における $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象は、荷電レプトンフレーバー保存の破れ (CLFV : Charged Lepton Flavor Violation) の探索のための物理事象の一つである。標準模型において厳しく禁止されていたが、ニュートリノ振動の発見によってごくわずかに存在することが分かった。しかし、この崩壊モードの崩壊分岐比は 10^{-54} 程度と非常に小さく、現在の実験技術において有意に観測することは不可能である。ニュートリノ振動を介した $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラムを図 2.5 に示す。

一方、超対称性モデルを導入すると、超対称性模型ボソン ($\tilde{\mu}, \tilde{\tau}, \tilde{\nu}$) およびゲージノ ($\tilde{\lambda}$) を介した崩壊も可能となる。超対称性模型における $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラムを図 2.6 に示す。この崩壊モードの崩壊分岐比は 10^{-9} 程度と予測されており、現在の実験技術で十分観測可能である。したがって、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象は、その崩壊分岐比を精密測定することにより新物理を発見できる可能性があるため、重要な物理事象の一つである。

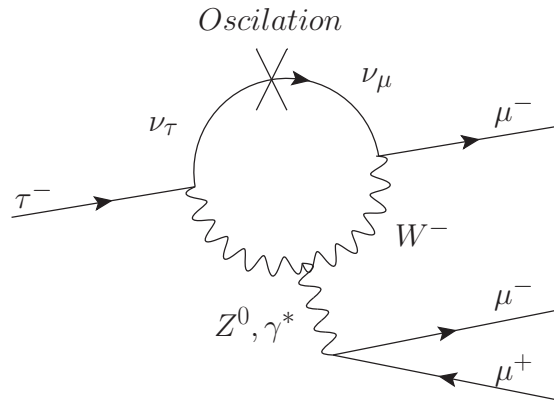


図 2.5: ニュートリノ振動を介した $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム

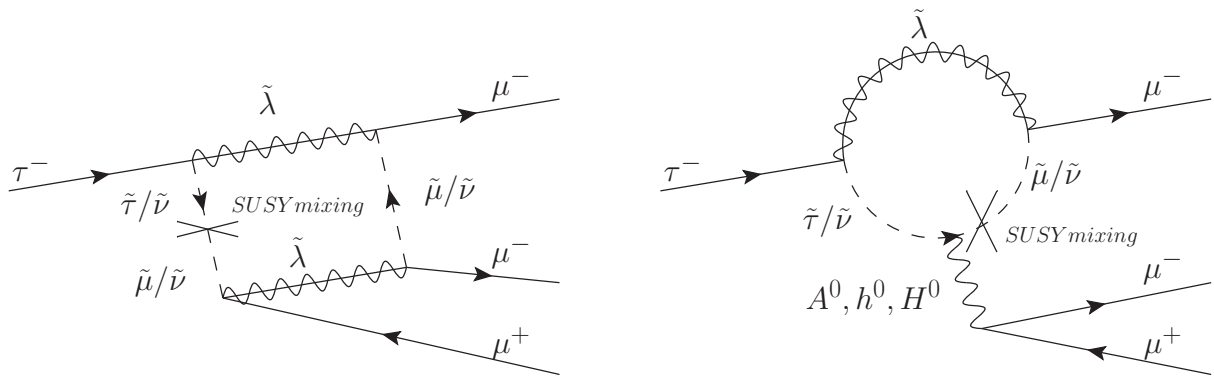


図 2.6: 超対称性模型における $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム

第 3 章

LHC-ATLAS 実験

本章では、本研究の実験施設である LHC-ATLAS 実験の現状と将来計画について述べる。

3.1 LHC

LHC (Large Hadron Collider) は、スイス・ジュネーブ近郊の欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された世界最高エネルギーの大型ハドロン衝突型加速器である。LHC の概観を図 3.1 に示す。地下 100 m に設置された周長 27 km の円形リング内で互いに逆方向に加速された高エネルギーの陽子ビーム同士が衝突する。陽子ビームは 10^{11} 個ずつバンチ化されており、これらが衝突頻度 25 ns で衝突する。2010–11 年は重心系エネルギー 7 TeV、2012 年は重心系エネルギー 8 TeV で運転を行った (Run-1)。その後 2 年間のアップグレード期間 (LS1 : Long Shutdown 1) を経て、2015 年から重心系エネルギー 13 TeV で運転を行っている (Run-2)。LHC のパラメータを表 3.1 に示す。

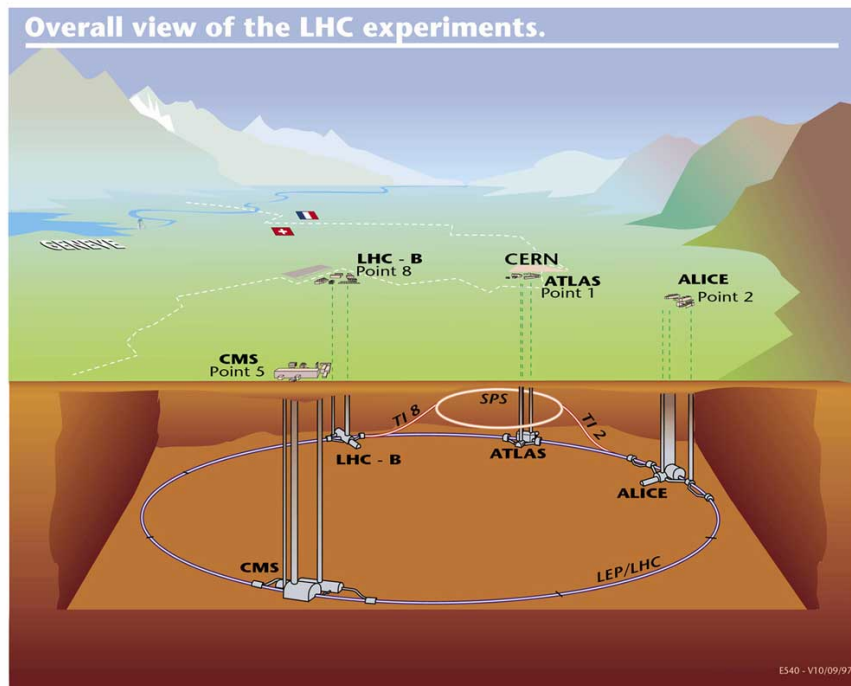


図 3.1: LHC の概観 [8]

表 3.1: LHC のパラメータ（設計値）[9]

パラメータ [単位]	設計値
エネルギー [GeV]	7000
リング周長 [km]	26.66
バンチ数	2808
バンチあたりの陽子数	1.15×10^{11}
バンチ間隔 [ns]	25
交差角 [μrad]	285
瞬間最高ルミノシティ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	10^{34}
重心系エネルギー [TeV]	14

LHC では目的の異なる 4 つの実験を行っている。幅広くさまざまな物理事象を探索している ATLAS (A Troidal Lhc ApparatuS) 実験と CMS (Compact Muon Solenoid) 実験、重イオン衝突による高密度下での物理を研究している ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験、 b クォークに関連した物理を研究している LHCb (Large Hadron Collider beauty) 実験を行っている。

3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 実験で使用する検出器は標準模型の精密測定から標準模型を超えた物理の探索まで幅広くさまざまな物理事象を目的としている。ATLAS 検出器の概観を図 3.2 に示す。ATLAS 検出器は直径 25 m、長さ 44 m、総重量 7000 t の円筒型検出器であり、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、ミューオン検出器の順に構成される。各検出器で要求される分解能および有感領域を表 3.2 に示す。さらに、内部飛跡検出器を囲むようにして超伝導ソレノイド磁石、カロリメータの外側に超伝導トロイド磁石が設置されており、それぞれビーム軸平行方向、ビーム軸を囲む同心円状に磁場を生成している。

表 3.2: 各検出器で要求される性能および有感領域（設計値）[10]。 E および p_T の単位は GeV である。

検出器	分解能 (設計値)	有感領域 (設計値)
内部飛跡検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%/p_T \oplus 1\%$	$ \eta < 2.5$
電磁カロリメータ	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$ \eta < 3.2$
ハドロンカロリメータ	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$ \eta < 3.2$
	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$
ミューオン検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% (p_T = 1 \text{ TeV})$	$ \eta < 2.7$

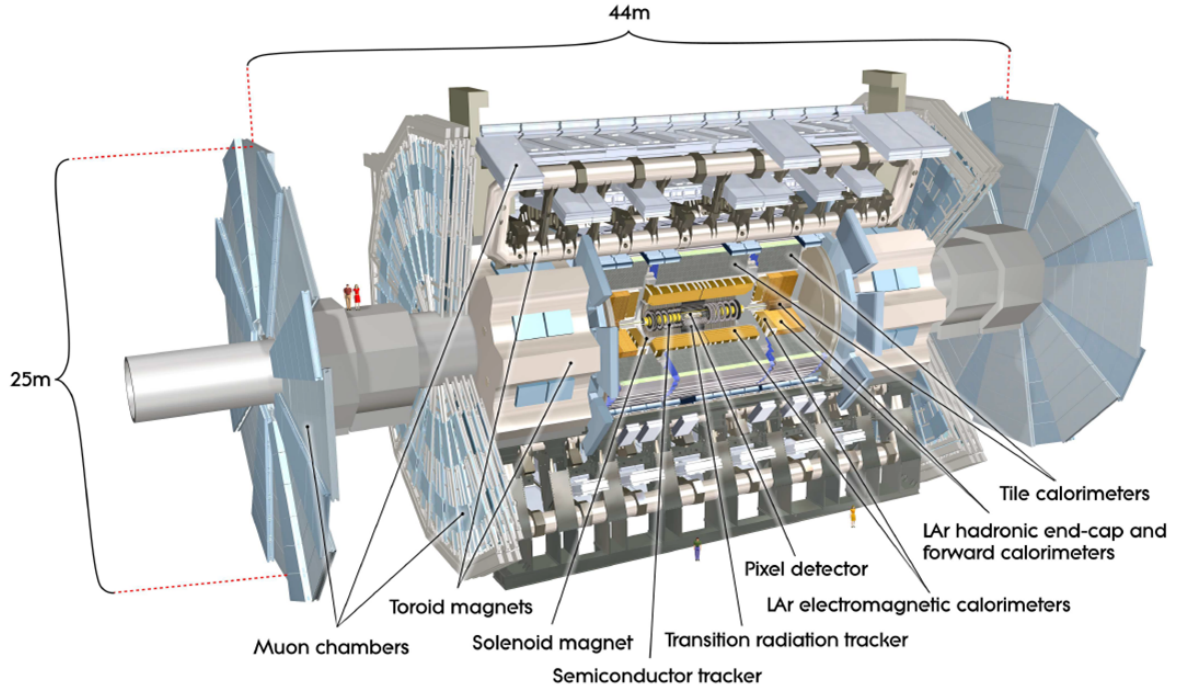


図 3.2: ATLAS 検出器の概観 [10]

ATLAS 座標系

ATLAS 検出器では、衝突点を原点とした円筒座標系を使用する。ATLAS 検出器で使用する座標系を図 3.3 に示す。ATLAS 検出器では衝突点を原点として、ビーム軸方向を z 軸、ビーム軸に垂直な平面を x - y 平面と定義する。ビーム軸に垂直な平面のうち LHC リング中心方向を x 軸正方向、鉛直上方向を y 軸正方向と定義する。さらに、 $z > 0$ の領域を A-side, $z < 0$ の領域を C-side と呼ぶ。方位角 ϕ はビーム軸周りの角度、極角 θ はビーム軸からの角度を表す。ATLAS 実験では極角 θ よりも以下のように定義される擬ラピディティ η を使用する。

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

擬ラピディティ η と極角 θ の関係を表 3.3 に示す。また、粒子間の距離を表すパラメータ dR を以下のように定義する。

$$dR = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.2)$$

陽子陽子衝突において、実際に反応するのは陽子内のクォークやグルーオンであるため、ビーム軸方向の運動量の初期値は反応ごとに異なる。これに対して、ビーム軸に垂直な方向における運動量の初期値は 0 である。したがって、ATLAS 実験では以下のように定義される横運動量 p_T および横エネルギー E_T を使用する。

$$p_T = p \sin \theta \quad (3.3)$$

$$E_T = E \sin \theta \quad (3.4)$$

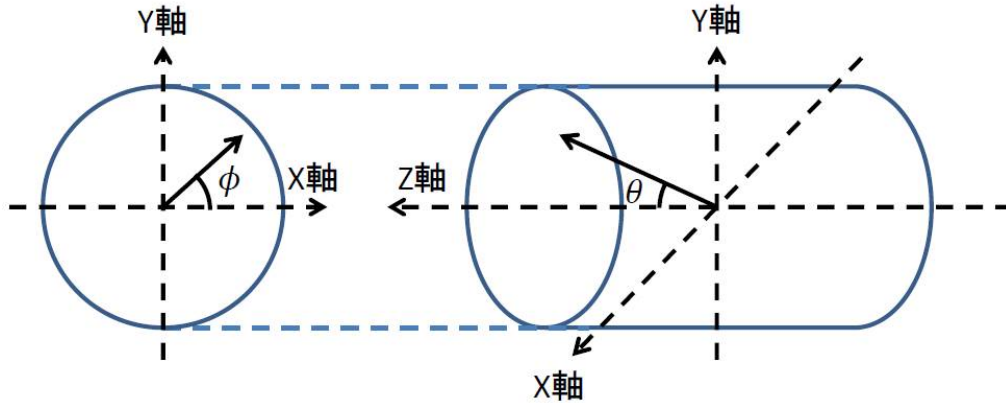


図 3.3: ATLAS 座標系

表 3.3: 擬ラピディティ η と極角 θ の関係

擬ラピディティ η	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
極角 θ [°]	179	178	174	165	140	90	40	15	6	2	1

粒子識別

ATLAS 実験では複数の検出器の情報を組み合わせて粒子の識別および再構成を行う。粒子の識別および再構成の概念図を図 3.4 に示す。電子および光子は電磁カロリメータで電磁シャワーを起こす。このとき、電荷を持たない光子は電磁カロリメータのみの情報、電荷を持つ電子は内部飛跡検出器の情報と組み合わせて再構成を行う。また、ハドロンはハドロンカロリメータでハドロンシャワーを起こす。このとき、電荷を持たない中性ハドロンはハドロンカロリメータのみの情報、電荷を持つ荷電ハドロンは内部飛跡検出器および電磁カロリメータの情報と組み合わせて再構成を行う。ほとんどの粒子はカロリメータまでで止められるが、ミューオンは他の粒子と比べて透過力が強いので最外層のミューオン検出器まで到達する。そのため、ミューオン検出器まで到達した粒子をミューオンと識別し、内部飛跡検出器、カロリメータおよびミューオン検出器の情報を組み合わせて再構成を行う。一方、ニュートリノはどの検出器でも検出できないため、ビーム軸に垂直な平面内のエネルギー欠損 (missing E_T) として間接的に観測する。

3.2.1 マグネットシステム

マグネットシステムは超伝導ソレノイド磁石および超伝導トロイド磁石から構成される。マグネットシステムの配置図を図 3.5 に示す。マグネットシステム全体の直径は 22 m、長さは 26 m であり、 12000 m^3 の領域に磁場を生成している。ソレノイド磁石は内部飛跡検出器を囲むようにして設置されており、 z 方向に 2 T の磁場を生成している。ソレノイドの厚さをできるだけ薄くする ($0.66 X_0$ 程度) ことで外側の検出器への影響を最小限に抑えている。ソレノイド磁石による磁場分布を図 3.6 に示す。トロイド磁石はカロリメータの外側に設置されており、バレルトロイド ($|\eta| < 1.4$) と 2 つのエンドキャップトロイド ($1.6 < |\eta| < 2.7$) から構成されている。 $1.4 < |\eta| < 1.6$ は transition 領域と呼ばれ、バレルトロイドと

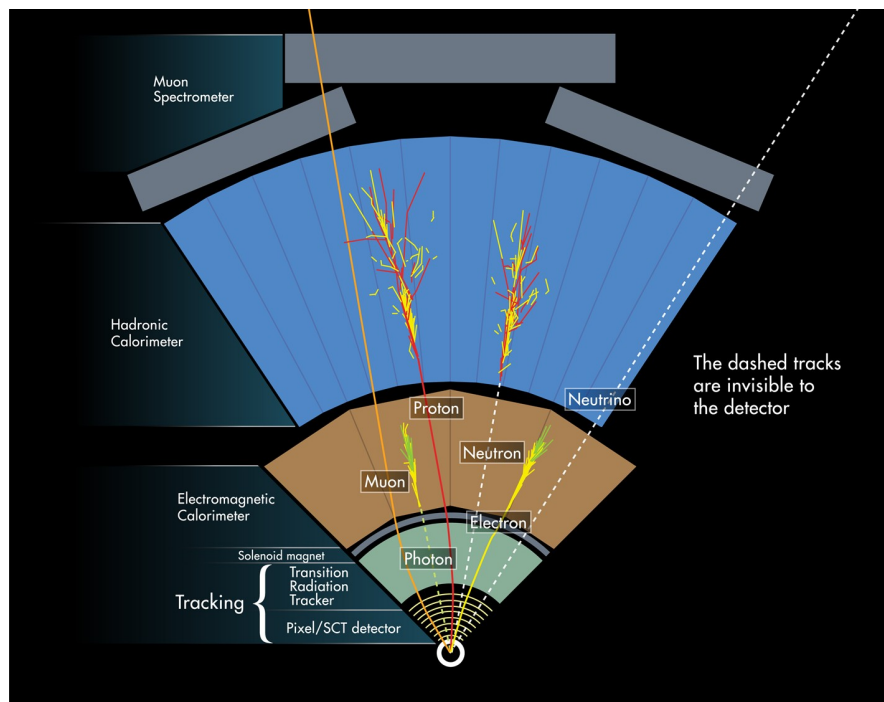


図 3.4: 粒子の識別および再構成の概念図 [11]

エンドキャップトロイドの境界にあたるため、磁場の分布が複雑である。バレル、エンドキャップトロイドともに 8 つのコイルがビーム軸に対して 8 回対称に設置されており、 ϕ 方向にそれぞれ 0.5, 1 T の磁場を生成している。トロイド磁石による磁場分布を図 3.7 に示す。

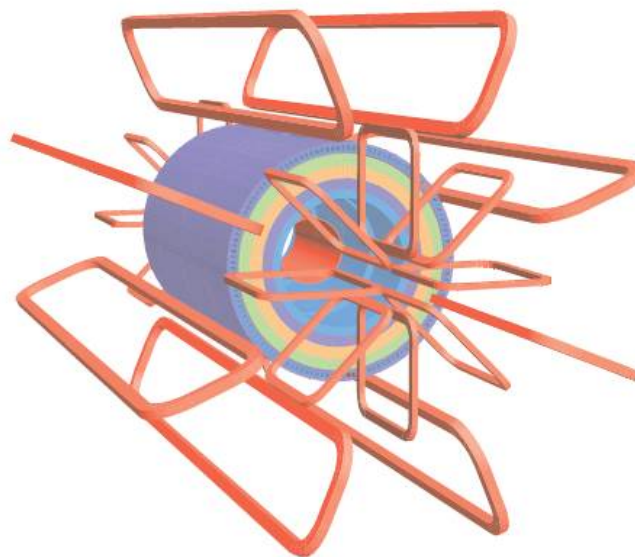


図 3.5: マグネットシステムの配置図 [10]

3.2.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器では荷電粒子の飛跡再構成を行う。ATLAS 実験では 25 ns ごとにおよそ 1000 個の粒子が衝突点から生成されるため、検出器内部の飛跡密度は非常に高い。したがって、高い位置分解能での

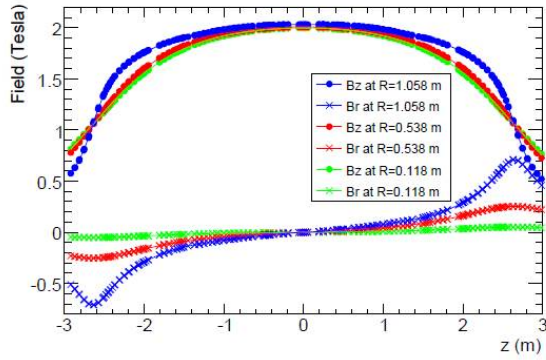


図 3.6: ある方位角 ϕ におけるソレノイド磁場の R , z 依存性 [10]。それぞれ R 成分 (○)、 z 成分 (×)、 $R = 1.058$ m (青)、 $R = 0.538$ m (赤)、 $R = 0.118$ m (緑)。

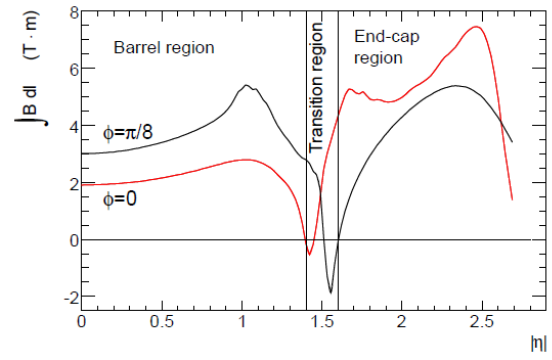


図 3.7: トロイド磁場の $|\eta|$ 依存性 [10]。それぞれ $\phi = 0$ (赤)、 $\phi = \pi/8$ (黒)。バレルトロイドとエンドキャップトロイドの境界 ($1.4 < |\eta| < 1.6$) は transition 領域と呼ばれる。

飛跡再構成が必要となるため、高精度の飛跡検出器を使用する。内部飛跡検出器の概観を図 3.8 に示す。内部飛跡検出器全体は直径 2.5 m、長さ 5.3 m の円筒型検出器であり、 $|\eta| < 2.5$ の領域を覆っている。内側からピクセル検出器、SCT (SemiConductor Tracker)、TRT (Transition Radiation Tracker) の順に構成される。ソレノイド磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の ϕ 方向の曲率から運動量を算出する。また、Run-2 からピクセル検出器の内側に IBL (Insertable B-Layer) と呼ばれる半導体検出器を設置した。

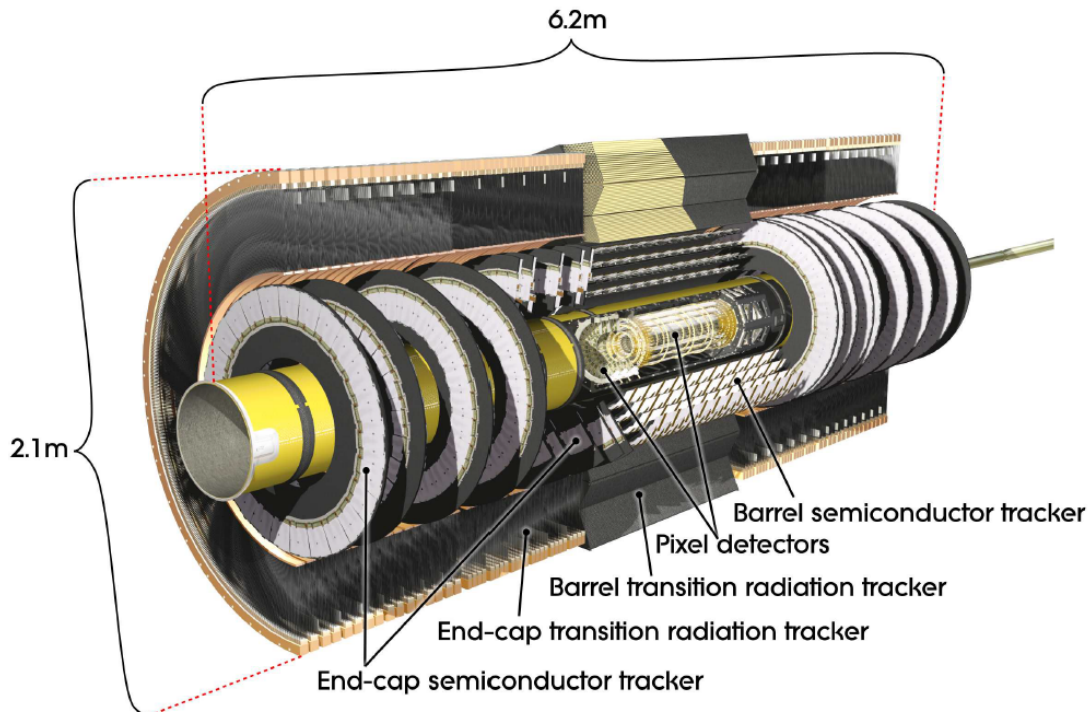


図 3.8: 内部飛跡検出器の概観 [10]

ピクセル検出器

ピクセル検出器は $|\eta| < 2.5$ の領域を覆う半導体検出器である。バレル部は同心円状のシリンダー 3 層、エンドキャップ部は A-side, C-side とともに同軸上のディスク 3 枚から構成される。衝突によって生成した粒子がピクセル 3 層を通過するように設置している。ピクセル検出器は、バレル部で 1456 個、エンドキャップ部で 288 個のピクセルモジュールから構成される。ピクセルモジュールの概観を図 3.9 に示す。ピクセルモジュールは長さ 62.4 mm、幅 21.4 mm であり、ピクセルセンサー、読み出しチップ、信号処理回路基板から構成される。ピクセルセンサーはピクセルと呼ばれる小さな長方形から構成され、ピクセル一つあたりの大きさは $(R - \phi) \times z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$ である。位置分解能はバレル部で、 ϕ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 z 方向に $115 \mu\text{m}$ 、エンドキャップ部で、 ϕ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 R 方向に $115 \mu\text{m}$ である。各ピクセルモジュールには 16 個の読み出しチップを搭載している。読み出しチップ一つあたり 2880 チャンネルのピクセルを読みだすことが可能であるため、ピクセルモジュール一つあたり $16 \times 2880 = 46080$ チャンネルのピクセルを読みだすことが可能である。

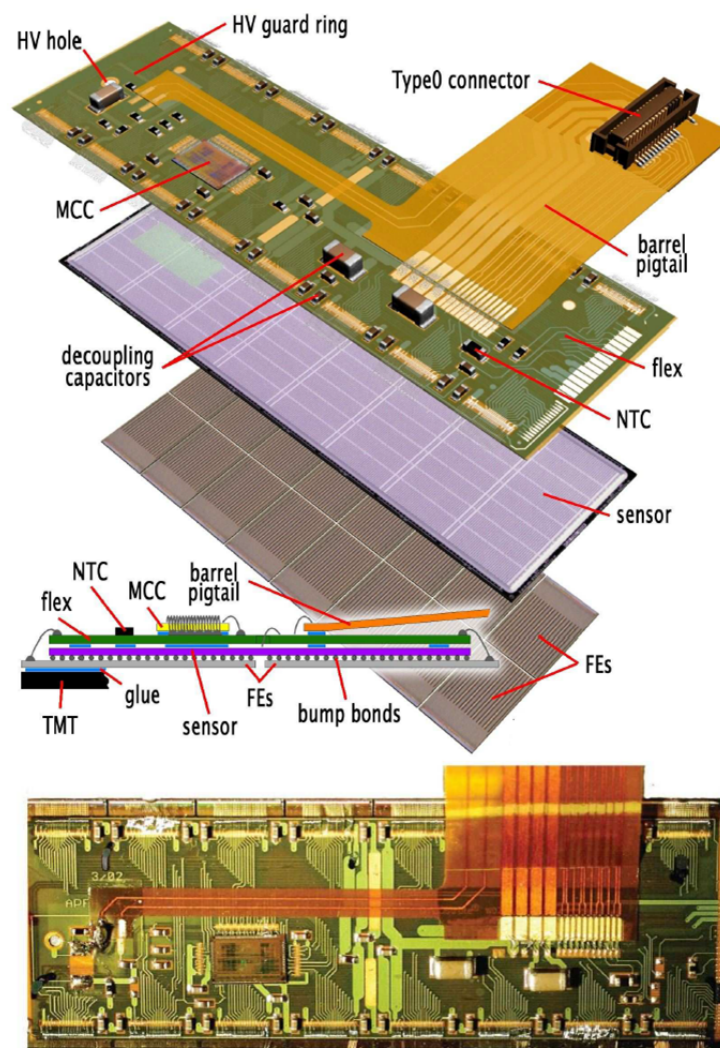


図 3.9: ピクセルモジュールの概観 [10]

ピクセル検出器とビームパイプの間には IBL と呼ばれる半導体検出器を設置している。IBL は、今後のルミノシティ増加による読み出し検出効率の低下を防ぐため、2015 年の Run-2 から導入した。IBL の R - ϕ 断面図を図 3.10 に示す。ピクセル検出器に比べて高細分化されたピクセルセンサーと読み出し速度の早い読み出しチップを使用することで、飛跡再構成精度の向上および生成崩壊位置の改善を行っている。ピクセル一つあたりの大きさは $(R - \phi) \times z = 50 \times 250 \mu\text{m}^2$ である。位置分解能は ϕ 方向に $8 \mu\text{m}$ 、 z 方向に $40 \mu\text{m}$ である。また、Impact parameter の測定精度向上により、B 粒子同定の性能向上も期待されている。

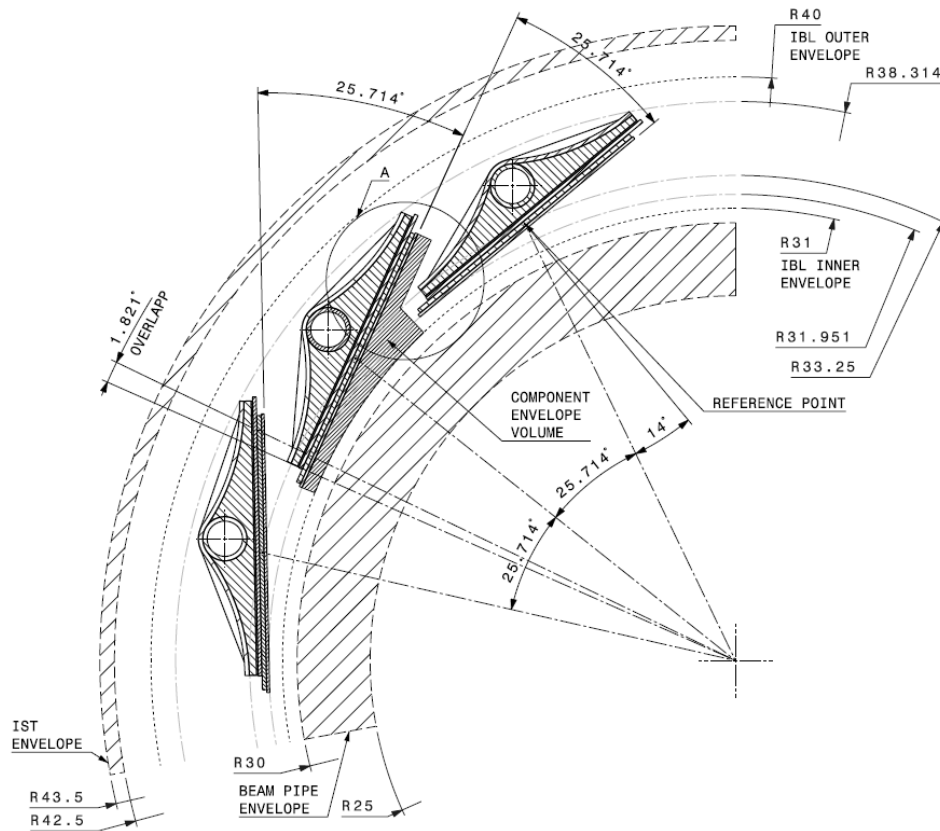


図 3.10: IBL の R - ϕ 断面図 [12]

SCT

SCT は $|\eta| < 2.5$ を覆う半導体検出器である。バレル部は同心円状のシリンドー 4 層、エンドキャップ部は A-side, C-side とともに同軸上のディスク 9 枚から構成される。衝突によって生成した粒子がストリップ 8 層を通過するように設置している。SCT は、バレル部で 2112 個、エンドキャップ部で 1976 個のストリップモジュールから構成されている。バレル部におけるストリップモジュールの写真および概観を図 3.11 に示す。ストリップモジュールは 4 つのシリコンセンサーから構成される。各シリコンセン

サーには、768 チャンネルのストリップセンサーを取り付けており、これを表裏で 40 mrad のステレオ角をつけて 2 枚重ねている。角度をつけて重ねることで、ストリップモジュール単体での 2 次元的な位置測定が可能である。位置分解能はバレル部で、 ϕ 方向に $17\ \mu\text{m}$ 、 z 方向に $580\ \mu\text{m}$ 、エンドキャップ部で、 ϕ 方向に $17\ \mu\text{m}$ 、 R 方向に $580\ \mu\text{m}$ である。

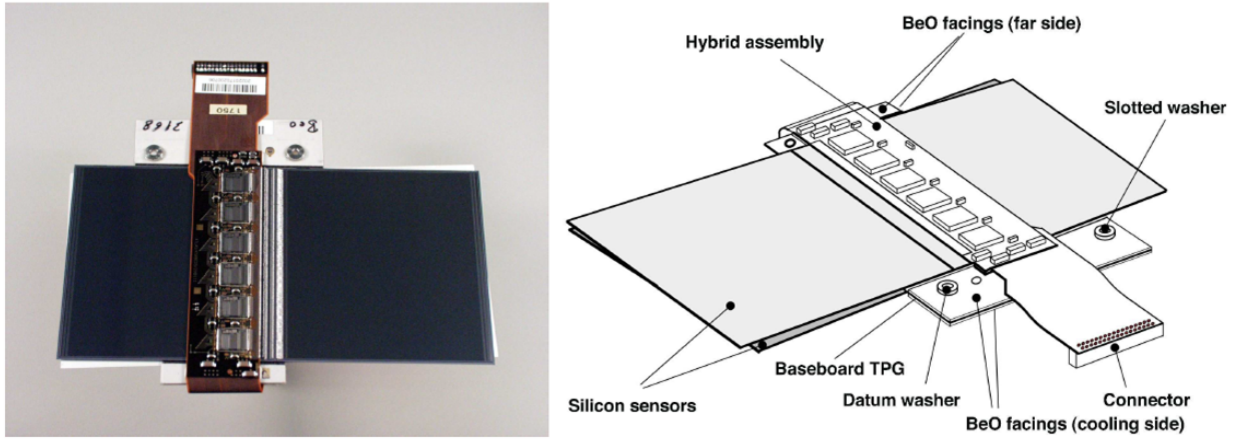


図 3.11: バレル部におけるストリップモジュールの写真（右図）および概観（左図） [10]

TRT

TRT は誘電率の異なる物質の境界を荷電粒子が通過する際に起こる遷移放射を利用した検出器である。内部飛跡検出器の最外層に設置しており、 $|\eta| < 2.0$ の領域を覆っている。遷移放射によって放出された光子を吸収するため、チューブ間には $\text{Xe}/\text{CO}_2/\text{O}_2$ (70/27/3) ガスを封入している。バレル部では 144 cm のストローチューブをビーム軸と平行に、エンドキャップ部では 37 cm のストローチューブを放射状に設置している。バレル部では 52544 本のストローチューブを 73 層、エンドキャップ部では 122880 本のストローチューブを 160 層に並べている。ストローチューブ 1 本当たりの分解能は $130\ \mu\text{m}$ 程度であるが、多層構造をとることにより飛跡再構成精度を向上させている。また、遷移放射の情報から電子と π 粒子の識別も行うことも可能である。

3.2.3 カロリメータ

カロリメータでは荷電粒子および中性粒子のエネルギーを測定する。カロリメータの概観を図 3.12 に示す。カロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータから構成され、 $|\eta| < 4.9$ の領域を覆っている。カロリメータに到達した電子や光子、ハドロンはシャワーを起こしながら徐々にエネルギーを失い、カロリメータ内で静止する。このシャワー中の荷電粒子を電気信号として取り出すことで入射粒子のエネルギーを測定する。また、十分な厚みを持ったカロリメータを使用することで、高いエネルギー分解能およびミューオンの識別精度向上を実現させている。放射長を X_0 とすると、電磁カロリメータの厚みはバレル部で $22\ X_0$ 以上、エンドキャップ部で $24\ X_0$ 以上である。また、原子核相互作用長を λ とすると、ハドロンカロリメータの厚みはバレル部で $9.7\ \lambda$ 以上、エンドキャップ部で $10\ \lambda$ 以上である。

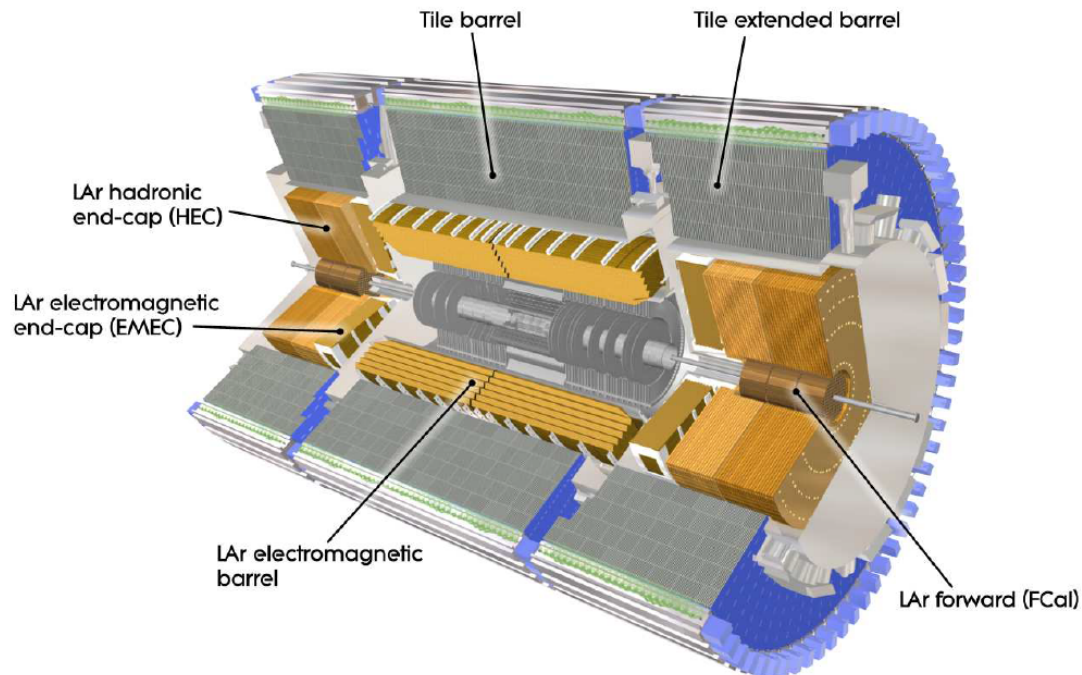


図 3.12: カロリメータの概観 [10]

電磁カロリメータ

電磁カロリメータでは、電子および光子のエネルギーを測定する。電磁カロリメータはバレル部 ($|\eta| < 1.475$) とエンドキャップ部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) から構成される。バレル部は中心 ($z = 0$) に存在する幅 4 mm の隙間を境にして 2 つに分けられる。また、エンドキャップ部は 2 つの同心円状のホイールに分けられる。外側のホイールは $1.375 < |\eta| < 2.5$ 、内側のホイールは $2.5 < |\eta| < 3.2$ の領域をそれぞれ覆っている。バレル部、エンドキャップ部ともに鉛と液体アルゴンを組み合わせたアコーディオン型のカロリメータを使用している。アコーディオン型電磁カロリメータの概観を図 3.13 に示す。検出器はセルの大きさによって 3 層に分けられる。一番内側の層は、高細分化されたセル ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1$) から構成されており、これによって光子と π^0 粒子の識別精度を向上させている。それより外側の 2 層は主にエネルギー測定に使用され、1 層目から順に 2 層目 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$)、3 層目 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.0245$) と外側にいくにつれてセルを粗くしている。アコーディオン型の検出器を何枚も隙間なく配置することで、 ϕ 方向の不感領域をなくしている。

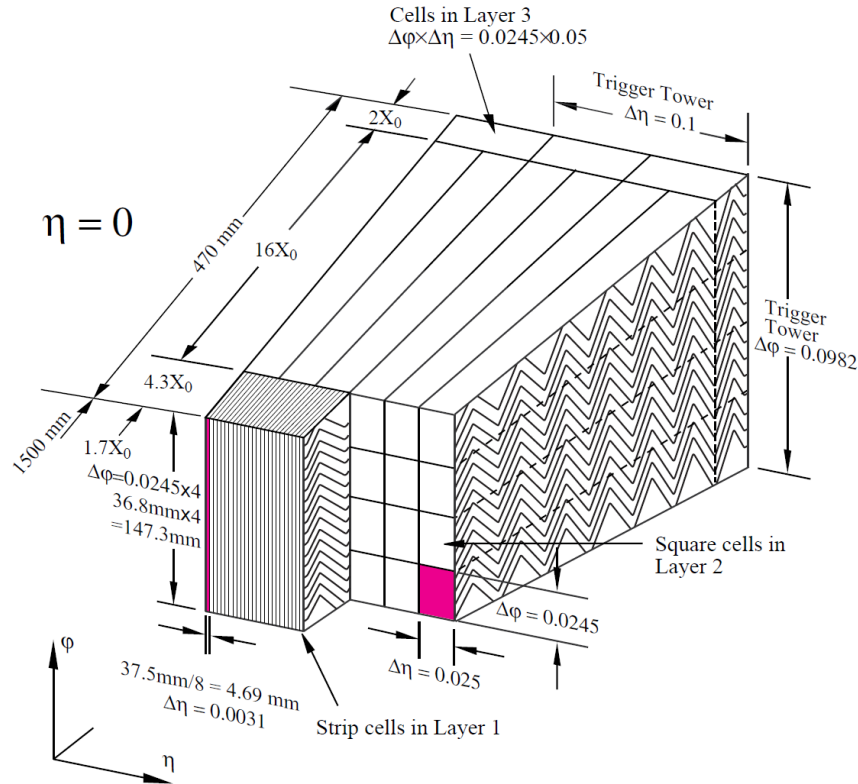


図 3.13: アコーディオン型電磁カロリメータの概観 [10]

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータでは、ハドロンエネルギーを測定する。ハドロンカロリメータはバレル部 ($|\eta| < 1.7$)、エンドキャップ部 ($1.5 < |\eta| < 3.2$)、フォワード部 ($3.1 < |\eta| < 4.9$) から構成される。

バレル部ではタイルカロリメータを使用している。タイルカロリメータの構造を図 3.14 に示す。タイルカロリメータはバレル部 ($|\eta| < 1.0$) と extended バレル部 ($0.8 < |\eta| < 1.7$) から構成される。バレル部、extended バレル部ともに内半径 2.28 m、外半径 4.25 m であり、 ϕ 方向に 64 分割されたタイルモジュールから構成される。各タイルモジュールは読み出しごとに 3 層に分けており、それぞれ A 層、BC 層、D 層と呼ぶ。ただし、B 層と C 層はまとめて読み出すため、BC 層と呼ぶ。各層の厚さは、バレル部では 1.5, 4.1, 1.8 λ 、extended バレル部は 1.5, 2.6, 3.3 λ であり、3 層すべて合わせると $\eta = 0$ で 9.7 λ である。タイルモジュールの構造を図 3.15 に示す。タイルカロリメータは吸収体の鉄とタイル状のシンチレータ、波長変換ファイバーから構成される。タイル状のシンチレータをハドロンの入射方向と平行に設置し、その両端に取り付けられた波長変換ファイバーによってシンチレーション光を光電子増倍管に導いている。

エンドキャップ部では、銅と液体アルゴンを組み合わせたカロリメータを使用している。A-side, C-side とともに 2 つの同軸状のホイールに分けられ、各ホイールは 32 個のモジュールから構成される。検出器の有感領域を広くとることで、バレル部およびフォワード部との隙間をなくしている。

フォワード部では、液体アルゴンを用いたカロリメータを使用している。A-side, C-side とともに 3 層からなるモジュールで構成される。1 層目は吸収体として銅を使用することで電磁成分を、2, 3 層目は吸収体としてタングステンを使用することでハドロン成分を測定する。また、検出器の外側にはシールドのた

めの銅を設置している。

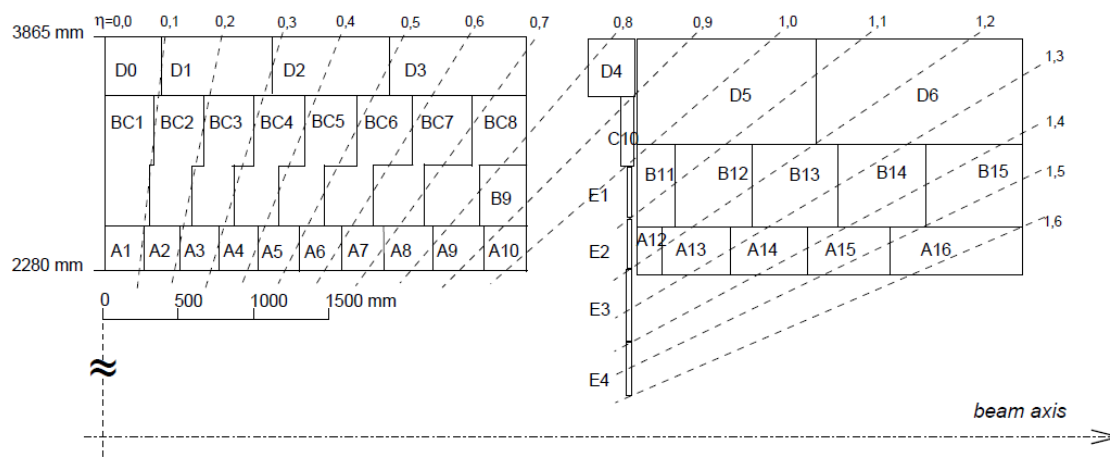


図 3.14: タイルカロリメータの構造 [10]

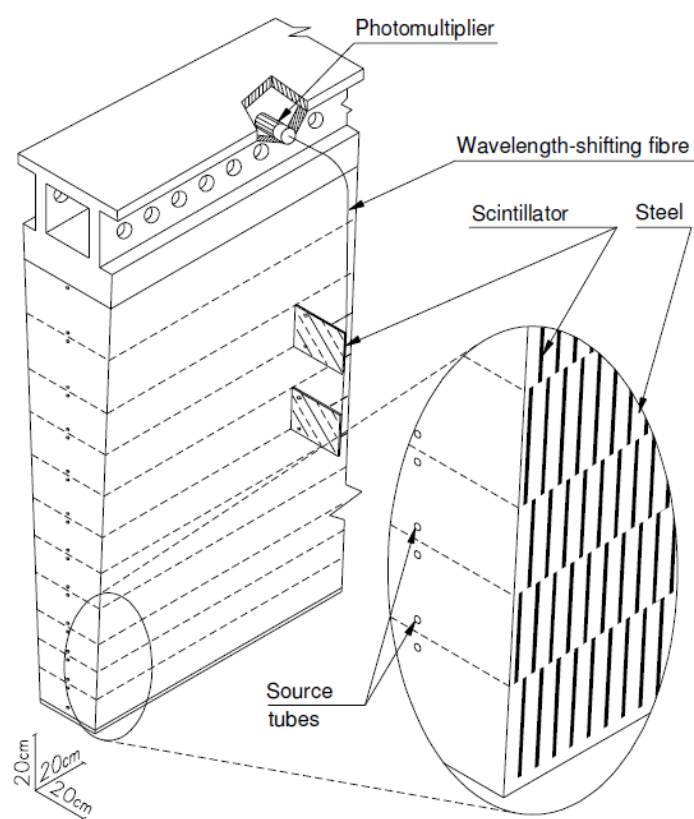


図 3.15: タイルモジュールの構造 [10]

3.2.4 ミューオン検出器

ミューオン検出器では、ミューオンの同定およびその運動量の算出を行う。ミューオン検出器の概観を図 3.16 に示す。ミューオン検出器は、MDT (Monitored Drift Tube) , CSC (Cathode Strip Chamber) , RPC (Resistive Plate Chamber) , TGC (Thin Gap Chamber) から構成される。各検出器のパラメータを表 3.4 に示す。位置分解能が高い MDT, CSC は主に精密測定用として使用する。これに対して、信号伝達速度が速い RPC, TGC は主にトリガー用として使用する。ミューオン検出器内はトロイド磁石によって ϕ 方向の磁場をかけており、通過したミューオンの飛跡の η 方向の曲率から運動量を算出する。

また、トロイド磁石および支柱の影響により ϕ 方向によって構造の異なる Large 部と Small 部を交互に 8 つずつ配置している。特に、ATLAS 検出器の支柱にあたる領域（セクター 12、14）では、検出効率の低下を抑えるために特別なチェンバーを使用している。バレル部におけるミューオン検出器の R - ϕ 平面図および Large 部、Small 部におけるミューオン検出器の R - z 平面図を図 3.17、図 3.18 に示す。

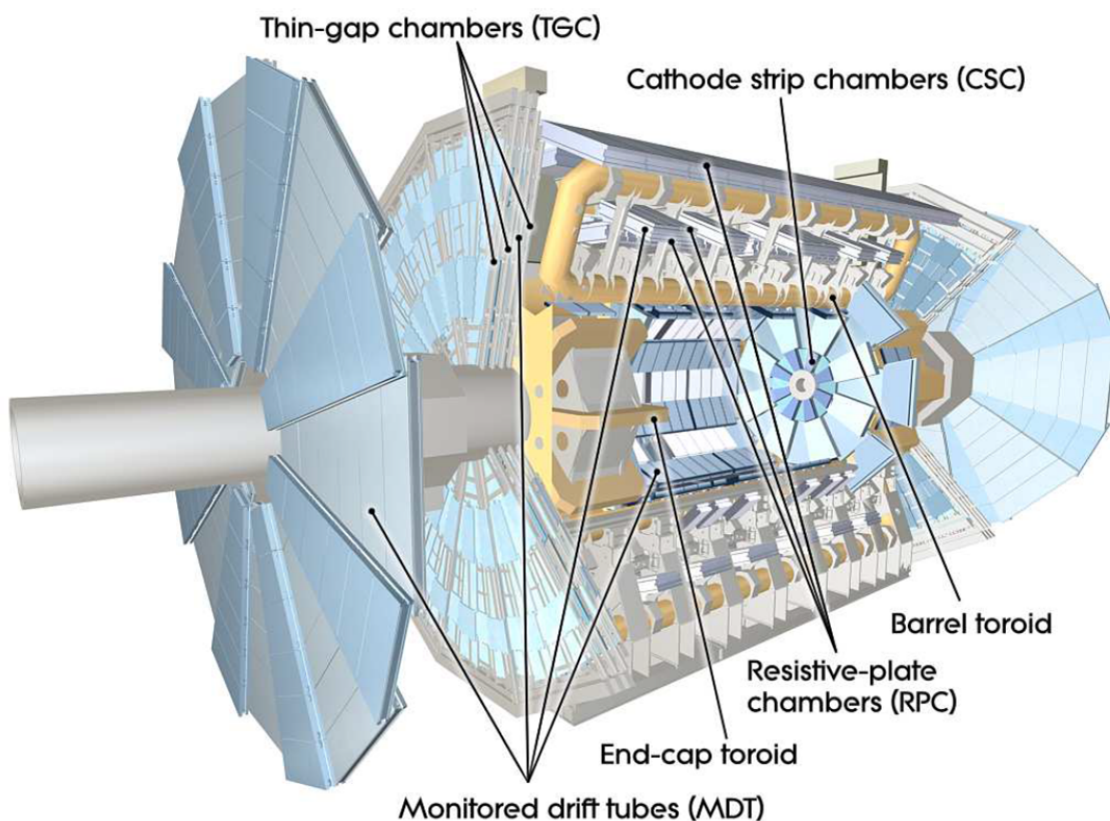
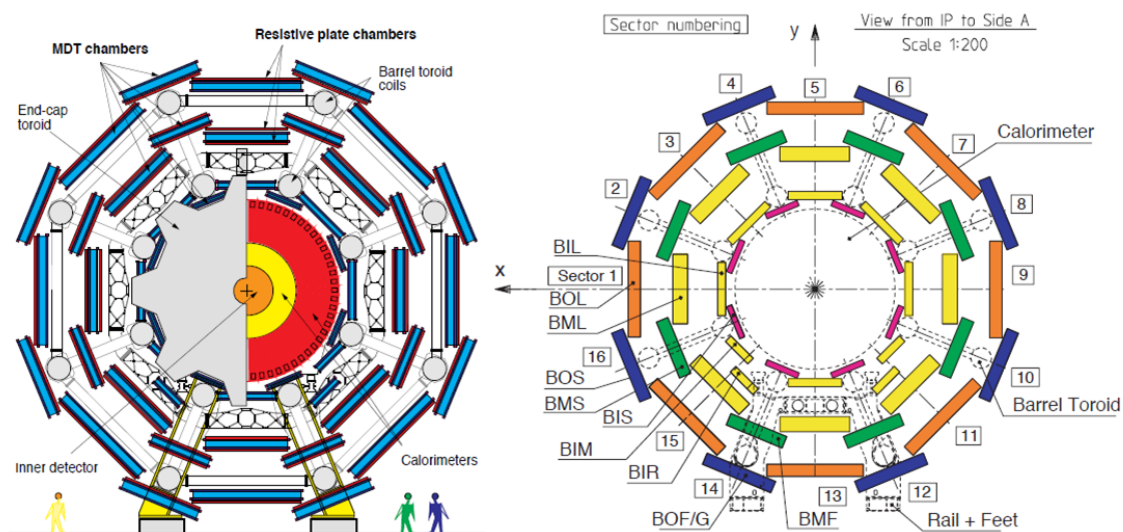


図 3.16: ミューオン検出器の概観 [10]

表 3.4: ミューオン検出器のパラメータ [10]

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

図 3.17: バレル部におけるミューオン検出器の R - ϕ 平面図 [13]

MDT

MDT は $|\eta| < 2.7$ を覆う精密測定用の検出器である。MDT は直径 29.970 mm、封入ガス Ar/CO₂ (93/7) のドリフトチューブから構成される。ドリフトチューブの構造を図 3.19 に示す。荷電粒子が通過したことによって電離された電子は直径 50 μm 、印加電圧 3080 V のタングステン・レニウムワイヤーに集められる。ワイヤーはチューブの端に設置したエンドプラグによってチューブの中心に固定しており、その位置精度は 10 μm 以下である。チューブ型にすることによって、一本のワイヤーの分解能が低下してしまうことを防いでいる。また、同心円状のドリフト電場を生成することで荷電粒子の飛跡をドリフト円の接線として考えることが可能である。一方で、ドリフト時間が長い後述する TGC や RPC よりも信号伝達速度は遅くなる。

MDT はバレル部では長方形型、エンドキャップ部では台形型のチェンバーから構成される。MDT チェンバーの構造を図 3.20 に示す。バレル部、エンドキャップ部ともに ϕ 方向に沿って設置されたドリフトチューブ 4 層 (Inner) または 3 層 (Middle, Outer) が 2 枚重なった構造になっている。各チェンバーには検出器の熱変形による位置分解能の低下を防ぐために、位置を補正するシステムを取り付けている。チューブと平行に射出した 2 本、交差するように射出した 2 本のビームを用いて、数 μm 精度での位置の補正を行う。

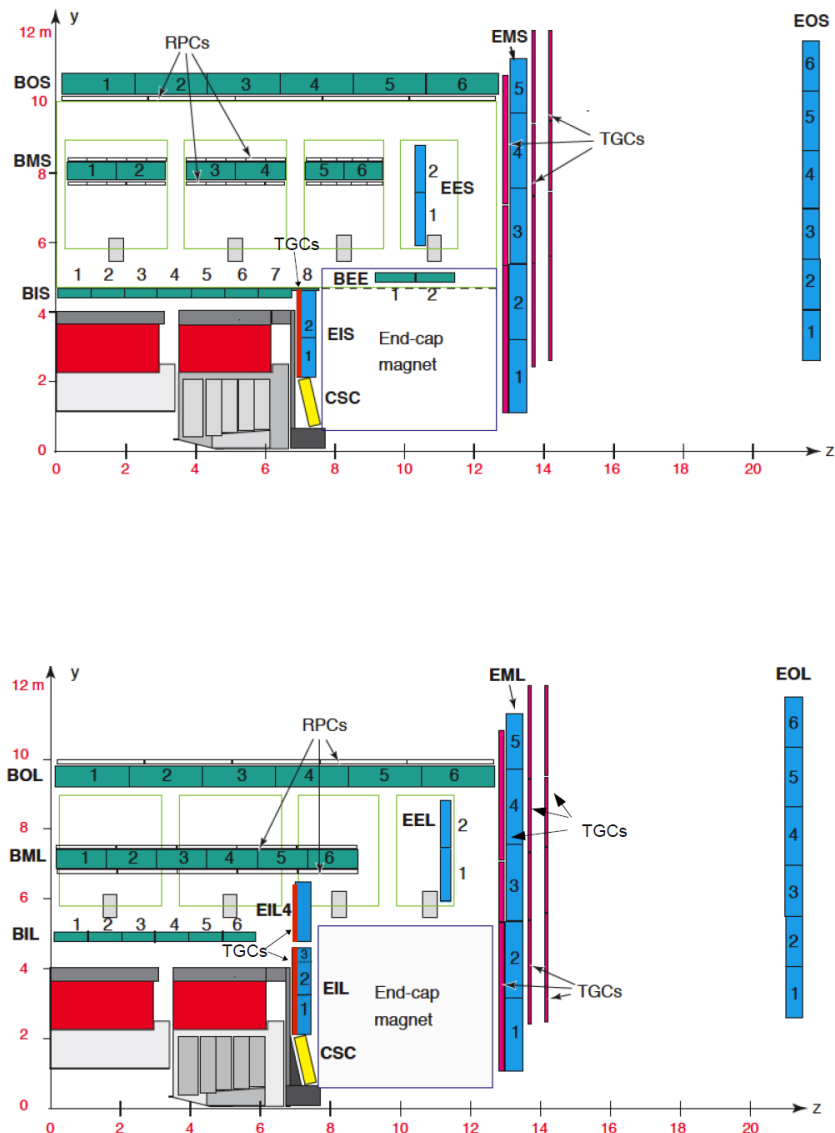


図 3.18: Small 部（上図）、Large 部（下図）におけるミュオン検出器の R - z 平面図 [14]

各 MDT チェンバーは設置場所ごとに名前を付けており、バレル部 (B) とエンドキャップ部 (E)、Inner 層 (I)、Middle 層 (M) および Outer 層 (O)、Large 部 (L) と Small 部 (S) とそれぞれ定義する。例えば BOS はバレル部、Outer 層、Small 部に設置したチェンバーのことを表す。ATLAS 検出器の支柱にあたる領域 (図 3.17 のセクター 12, 14) では、検出効率の低下を抑えるために特別なチェンバーを使用している。この領域を feet 領域と定義し、BOS を BOF、BOG、BMS を BMF と呼ぶ。エンドキャップトロイド付近には BEE (Barrel Endcap Extra) と呼んでいる特別なチェンバーを設置している。BEE はドリフトチューブを 4 層重ねた構造になっており、バレル部からエンドキャップ部へ通過したミュオンの測定を行う。図 3.18 より、EI の外側を通過したミュオンは EO を通過しにくいことが分かる。この領域での測定感度向上のため、Large 部、Small 部ともに EI と EM の間に EE (Extra Endcap) チェンバー (それぞれ EEL、EES) を設置している。EEL、EES ともにドリフトチューブ 3 層を 2 枚重ねた構造になっている。

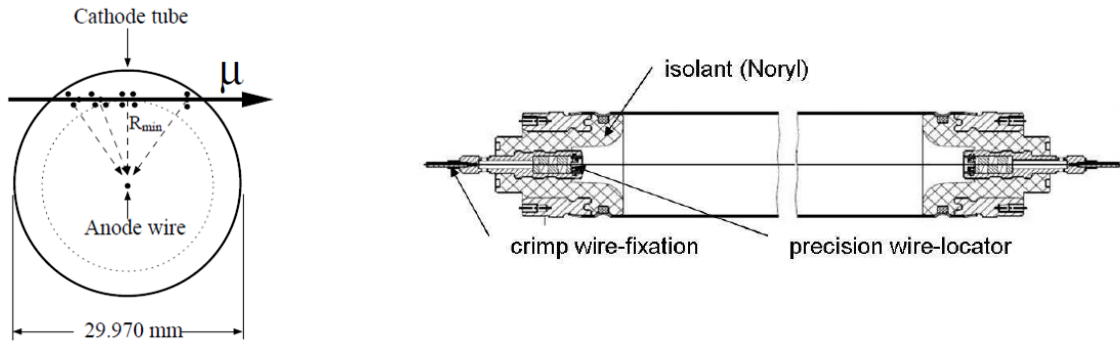


図 3.19: ドリフトチューブの構造 [10]。それぞれ中心軸に対して垂直な平面による断面図（左図）、中心軸に対して平行な平面による断面図（右図）。

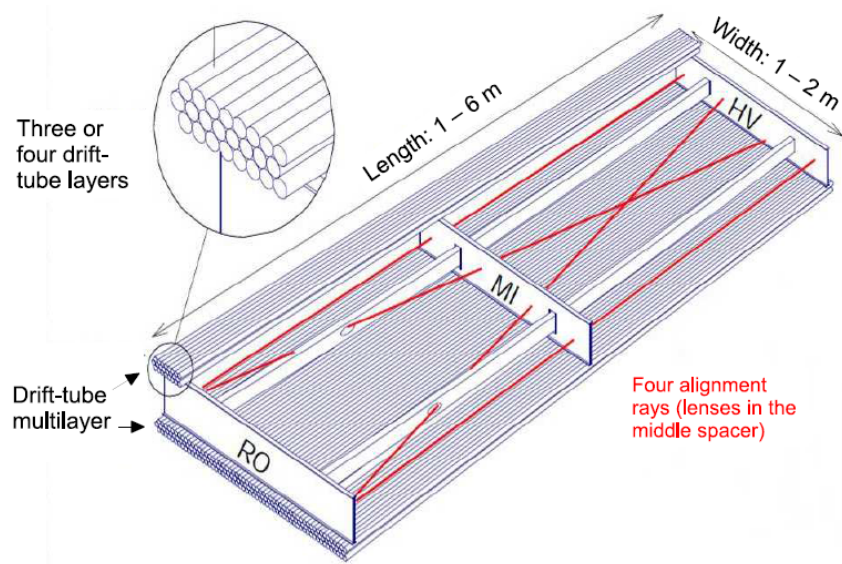


図 3.20: MDT チェンバーの構造 [10]

CSC

MDT が安定した動作を行うための粒子到来頻度の上限は 150 Hz/cm^2 程度である。しかし、ミューオン検出器第一層のうち $|\eta| > 2.0$ の領域ではこの到来頻度の上限を超えてしまう。したがって、この領域では $(2.0 < |\eta| < 2.7)$ では MDT よりも位置および時間分解能に優れ、高い粒子到来頻度のもとでも動作可能な CSC を使用している。CSC が安定した動作を行うための粒子到来頻度の上限は 1000 Hz/cm^2 程度であり、LHC 設計値（表 3.1）における粒子到来頻度と比較して十分な値である。CSC はともに 8 枚のチェンバーからなる Large 部と Small 部をそれぞれ 1 枚ずつ交互に並べた構造からなる。CSC の R - ϕ 断面図を図 3.21 に示す。各チェンバーは (η, ϕ) の測定可能な MWPC（Multi Wired Proportional Chamber）を 4 枚重ねた構造である。CSC の構造を図 3.22 に示す。MWPC は R 方向にそって並べたワイヤーおよびそれと垂直、平行に並べたストリップから構成される。ワイヤーの直径は $30 \mu\text{m}$ 、印加電圧は 1900 V であり、ワイヤー間およびワイヤー・ストリップ間の距離はともに 2.5 mm である。電子のドリフト時間は 40 ns 以下であり、時間分解能は MWPC1 層当たり 7 ns 程度である。また、封入ガスと

して水素ではなく $\text{Ar}/\text{CO}_2(80/20)$ ガスを使用し、さらに封入ガスの体積を小さくすることでバックグラウンドとなる中性子の検出感度を抑えている。

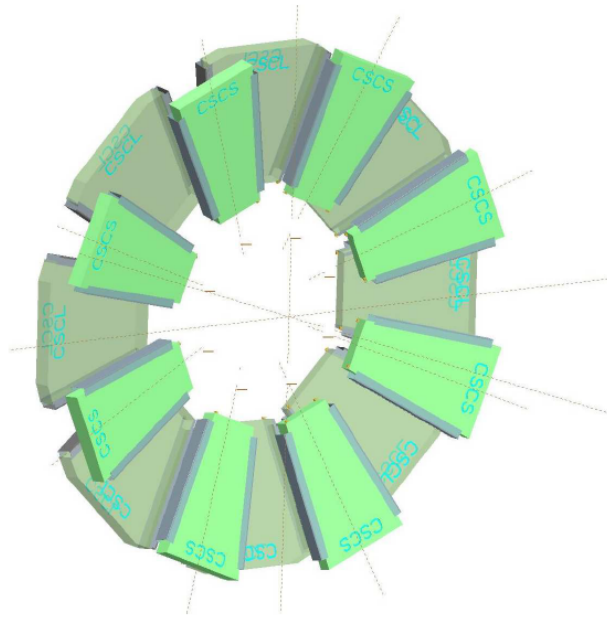


図 3.21: CSC の R - ϕ 断面図 [10]

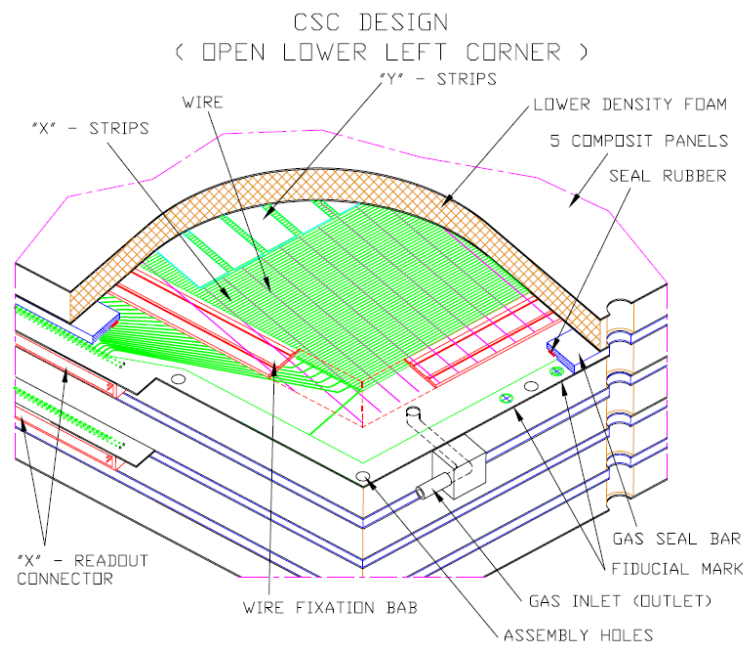


図 3.22: CSC の構造 [10]

RPC

RPC はバレル部に設置したトリガー用の検出器である。RPC の配置図を図 3.23 に示す。Middle MDT を挟み込むように 2 枚、Outer MDT の外側 (Large 部) または内側 (Small 部) に沿うように 1 枚のチェンバーが配置しており、それぞれ内側から順に RPC1, RPC2, RPC3 と呼ぶ。ただし、feet 領域では Outer MDT を挟み込むように 2 枚配置しており、Middle の 2 枚 (RPC1, RPC2) と合わせて合計 4 枚配置している。このとき最外層の RPC は RPC4 と呼ぶ。各 RPC はユニットと呼んでいる互いに隣接した 2 つの検出器から構成される。各ユニットは (η, ϕ) が測定可能である独立な 2 層から構成される。各層は 2 枚のストリップ層が 2 mm の隙間を挟んで直交するように固定しており、その隙間には $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{Iso-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6(94.7/5/0.3)$ ガスを封入している。2 枚のストリップ間には 4.9 kV/mm の電圧をかけており、ミューオンが通過した際にイオン化した粒子がアノードに向かって電子雪崩を起こす。RPC の構造を図 3.24 に示す。

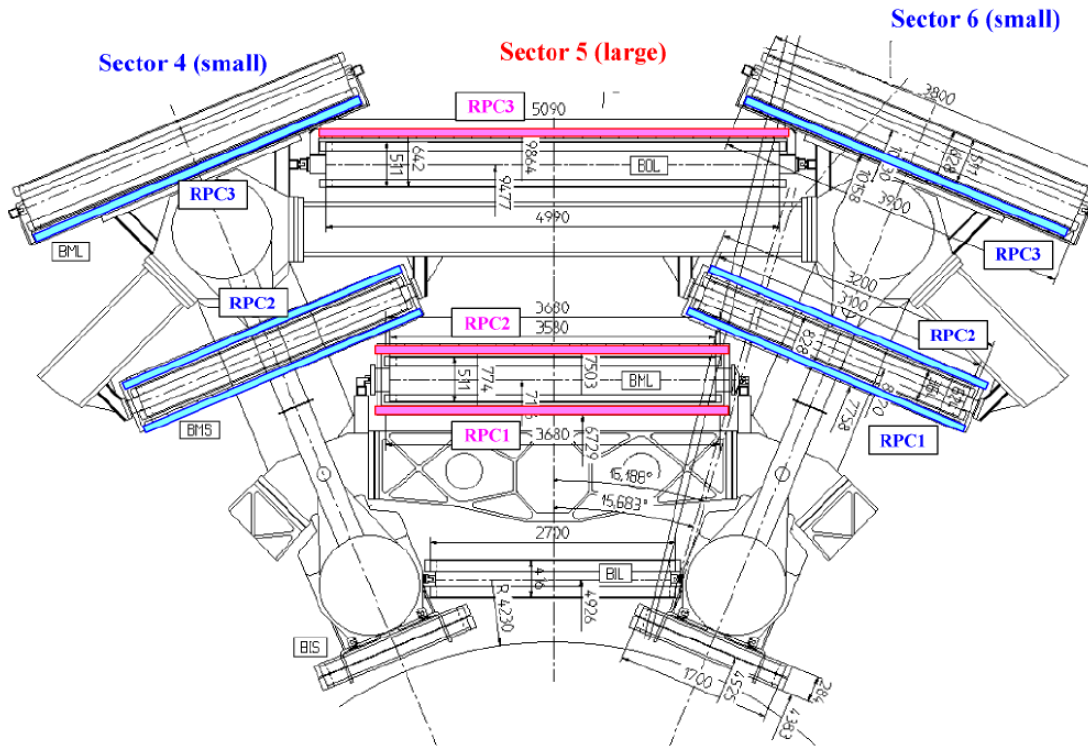


図 3.23: RPC の配置図 [10]

TGC

TGC はエンドキャップ部に設置したトリガー用の検出器である。A-side, C-side とともに Inner MDT の内側の $|\eta| < 1.3$ の領域に 1 枚 (EI)、 $1.3 < |\eta| < 1.9$ の領域に 1 枚 (FI)、Middle MDT を挟み込むように 2 枚 (内側から M1, M2)、さらにその外側に 1 枚 (M3) の合計 5 枚のチェンバーから構成される。各 TGC チェンバーの構造を図 3.25 に示す。それぞれ (η, ϕ) の測定可能な MWPC を M1 では 3 層、それ以外では 2 層重ねた構造である。各層の構造を図 3.26 に示す。各層は ϕ 方向に沿って並べたワイヤー

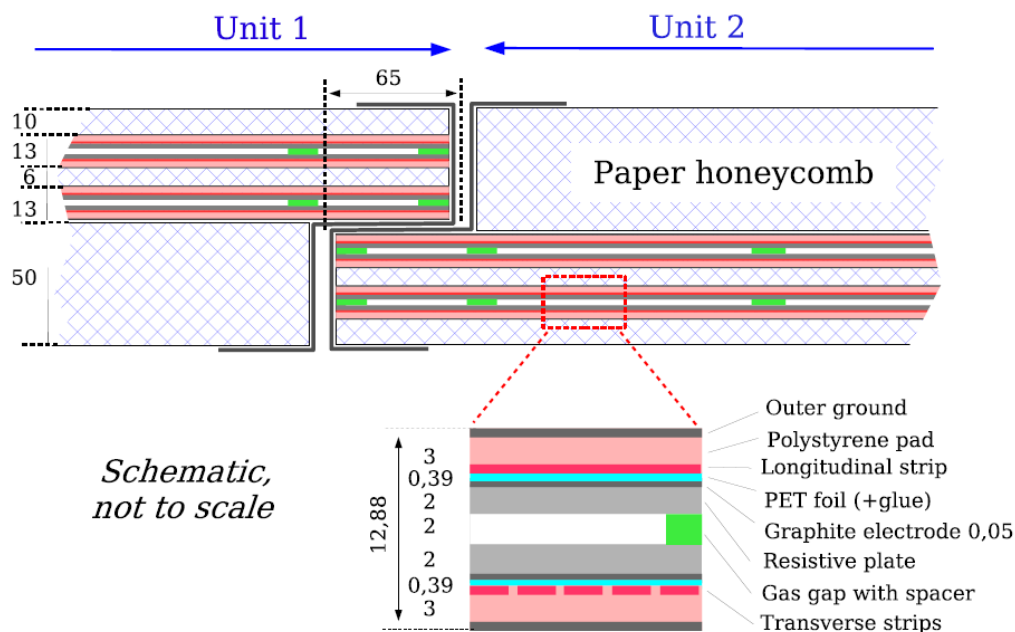


図 3.24: RPC の構造 [10]。単位は mm。

と R 方向に沿って並べたストリップから構成される。ただし、M1 はワイヤー 3 層とストリップ 2 層から構成される。封入ガスとして $\text{CO}_2/\text{n-C}_5\text{H}_{12}$ (55/45) ガスを使用している。ワイヤーの直径は $50\ \mu\text{m}$ 、印加電圧は 2800 V、ワイヤー・ストリップ間の距離は 1.4 mm とワイヤー間の距離 1.8 mm よりも小さい。ワイヤー間の距離を短くし、高電圧をかけることでドリフト時間を短縮し、時間分解能を高くしている。

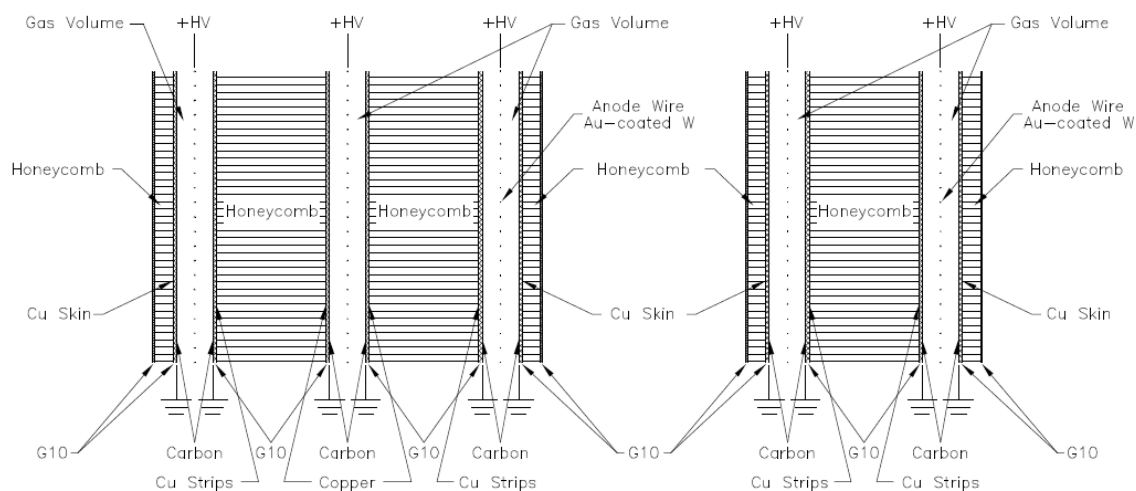


図 3.25: TGC チェンバーの 3 層構造（左図）および 2 層構造（右図） [10]

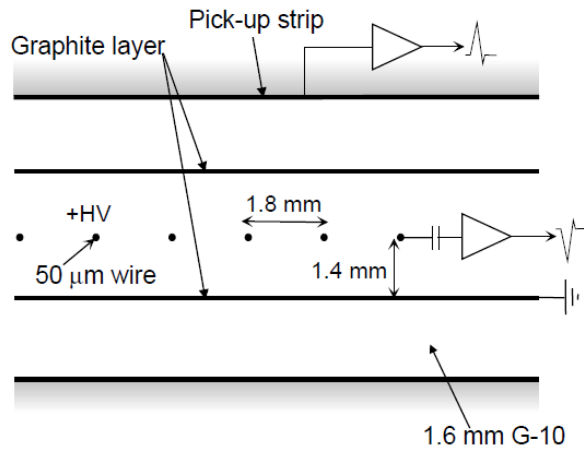


図 3.26: TGC チェンバー各層の構造 [10]

3.2.5 フォワード検出器

フォワード検出器はビームパイプ付近に設置した検出器である。フォワード検出器の配置図を図 3.27 に示す。フォワード検出器は内側から LUCID (LUminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector), ZDC (Zero-Degree Calorimeter), ALFA (Absolute Luminosity For Atlas) の順に構成される。LUCID は $z = \pm 17$ m、ALFA は $z = \pm 240$ m にそれぞれ設置しており、前方領域での陽子陽子非弾性散乱を測定することによってルミノシティを決定する。また、ZDC は $z = \pm 140$ m に設置しており、重イオン衝突における中心衝突の割合を表すパラメータである中心衝突度の測定に使用する。

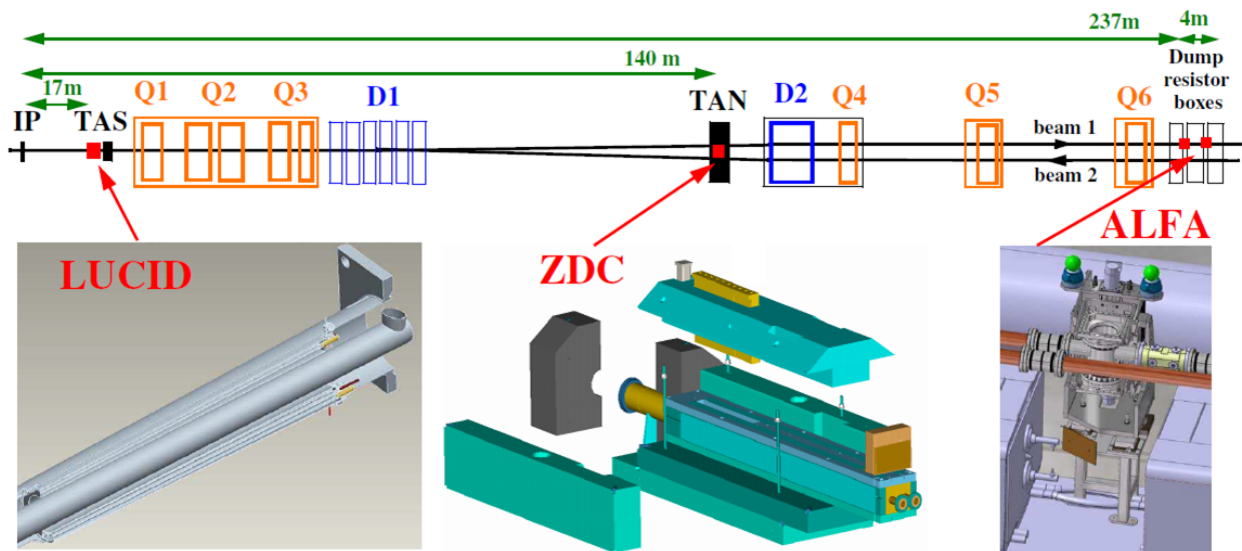


図 3.27: フォワード検出器の配置図 [10]

3.3 LHC アップグレード

LHC では物理感度向上のため 2 つのアップグレードを計画している。LHC の運転計画を図 3.28 に示す。現在稼働中の Run-2 では 2017 年に重心系エネルギー 13 TeV のもとで瞬間最高ルミノシティ $2.06 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録した。これは LHC の設計値 $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ よりも大きい値である。このとき衝突頻度は一定 (25 ns) であるため、単位バンチ当たりの相互作用数 (パイルアップ数 μ) が増加している。2017 年の平均パイルアップ数は $\langle \mu \rangle = 38.1$ であった。2019–20 年の LS2 (Long Shutdown 2) では入射器の改良を行う。これにより陽子ビームの強度および質を高め、ルミノシティを増強する。改良後、2021–23 年の Run-3 では瞬間最高ルミノシティ $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、平均パイルアップ数 50、重心系エネルギー 14 TeV のもとで運転を行い、2023 年までに積分ルミノシティ 300 fb^{-1} の統計を取得する予定である。2024–26 年の LS3 (Long Shutdown 3) では収束磁石およびクラブ空洞の導入を行う。これにより衝突反応効率を向上させ、ルミノシティを増強する。2026 年以降の Run-4 では瞬間ルミノシティ $7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、平均パイルアップ数 200、重心系エネルギー 14 TeV のもとで運転を行い、10 年間で 3000 fb^{-1} の統計を取得する予定である。

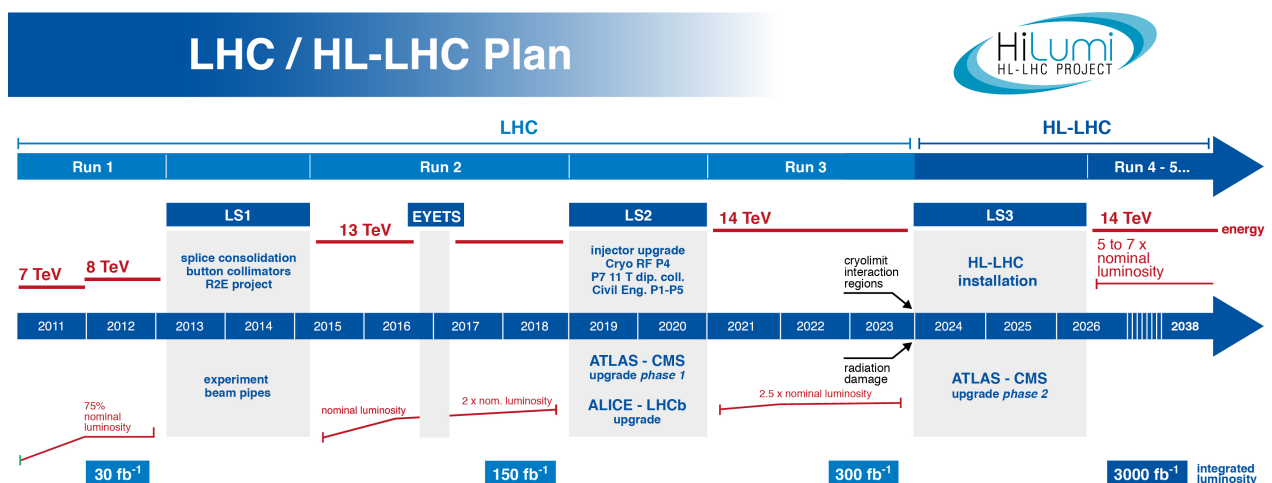


図 3.28: LHC の運転計画 [17]

LHC のアップグレードに伴い、ATLAS 検出器のアップグレードも行う。LS2 におけるアップグレードを Phase-I アップグレード、LS3 におけるアップグレードを Phase-II アップグレードと呼ぶ。以下では、本論文の主題と関連が高いミューオン検出器のアップグレードについて述べる。ミューオン検出器のアップグレードでは新しい検出器の導入、現行の検出器の改良などさまざまなことを行う予定である。Phase-I, II アップグレード後のミューオン検出器の R - z 断面図を図 3.29 に示す。

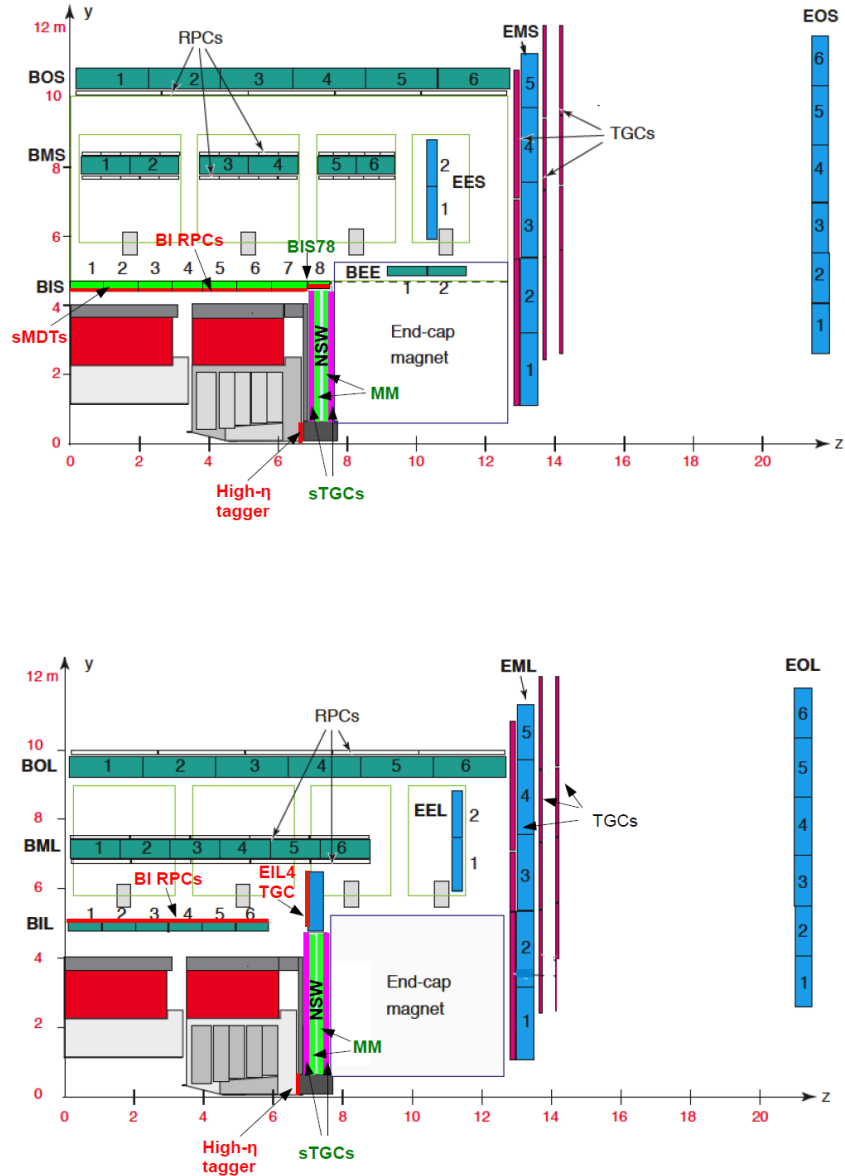


図 3.29: Phase-I, II アップグレード後のミューオン検出器の R - z 断面図 [14]。それぞれ Small 部（上図）、Large 部（下図）、Run-1 より変化なし（黒字）、Phase-I アップグレードにおける改良（緑字）、Phase-II アップグレードにおける改良（赤字）。

3.3.1 Phase-I アップグレード

Phase-I アップグレードでは、NSW（New Small Wheel）および BIS78 RPC の導入、BIS78 MDT の改良を行う。

NSW

LS2 では瞬間最高ルミノシティを $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ で安定運転する予定である。これによるフェイクトリガーの増加および飛跡再構成精度の低下を防ぐため、現行の Small Wheel 検出器を新検出器 NSW に交換する。NSW は主にトリガー用の small-strip TGC (sTGC) と主に精密測定用の MicroMegas (MM) から構成され、 $1.3 < |\eta| < 2.7$ の領域を覆っている。NSW の構造を図 3.30 に示す。NSW は sTGC4 層で 2 枚の MM4 層を挟み込むような構造になっている。sTGC 間の距離を大きくすることで角度分解能を向上させている。sTGC の角度分解能は 1 mrad 程度である。MM4 層のうち 1, 2 層目で R 方向の読み出しを行う。3, 4 層目を 1.5° のステレオ角をつけて重ねることで、 ϕ 方向の読み出しも行う。MM では 1, 2 層目と 3, 4 層目をそれぞれ表裏で重ねることで、トロイド磁場による影響を相殺し、高い位置分解能を実現させている。MM の位置分解能は $100 \mu\text{m}$ 程度である。

sTGC は主にトリガー用の検出器である。sTGC の構造を図 3.31 に示す。sTGC は ϕ 方向に沿って並べたワイヤーと R 方向に沿って並べたストリップおよびパッドから構成される。封入ガスとして $\text{CO}_2/\text{n-C}_5\text{H}_{12}(55/45)$ ガスを使用する。ワイヤーの直径は $50 \mu\text{m}$ 、印加電圧は 2900 V、ワイヤー・ストリップ間およびワイヤー・パッド間の距離は 1.4 mm とワイヤー間の距離 1.8 mm よりも小さい。現行の TGC よりもストリップ間の距離を 3.2 mm と短くすることで角度分解能を向上させている。また、80 mm 間隔で並べられたパッド 3/4 層でのヒットを要求することで衝突点由来のミューオンの粗い選別を行う。

MM は主に精密測定用の検出器である。MM の構造を図 3.32 に示す。MM はカソード電極、5 mm のドリフト領域、メッシュ、ピラー、 $128 \mu\text{m}$ の増幅領域および読み出しストリップから構成される。電場の大きさはドリフト領域で 600 V/cm、増幅領域で 40 kV/cm であり、封入ガスとして $\text{Ar}/\text{CO}_2(93/7)$ ガスを使用する。荷電粒子がドリフト領域内を通過することによって電離された電子はドリフト電場に沿って移動し、増幅領域内で電子雪崩を起こす。ドリフト領域と増幅領域を分けることで陽イオンを素早く (100 ns 程度) 回収し、放射線耐性を向上させている。また、ストリップ間の距離を $128 \mu\text{m}$ とすることで高い位置分解能を実現させている。

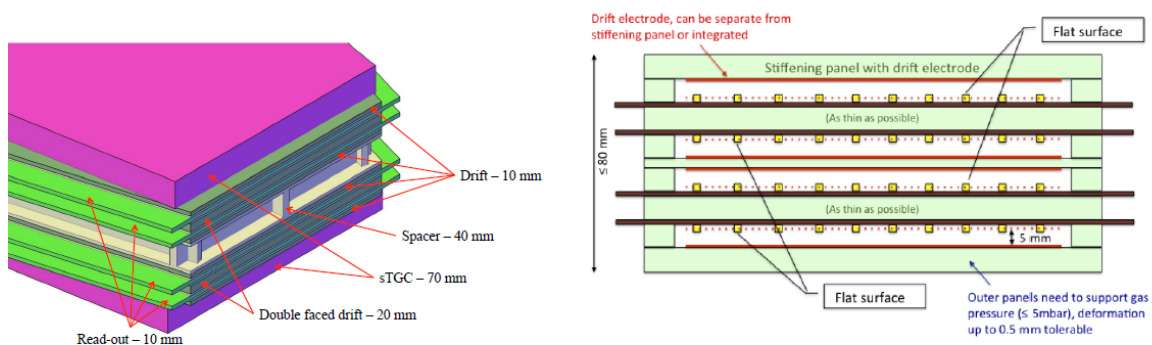


図 3.30: NSW の構造 [15]

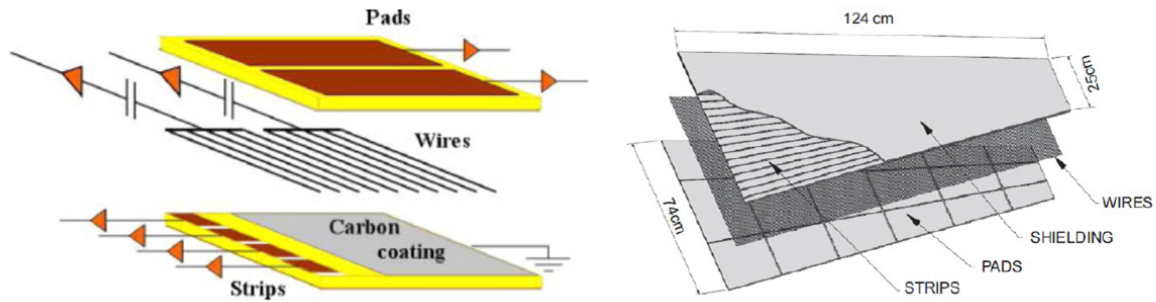


図 3.31: sTGC の構造 [15]

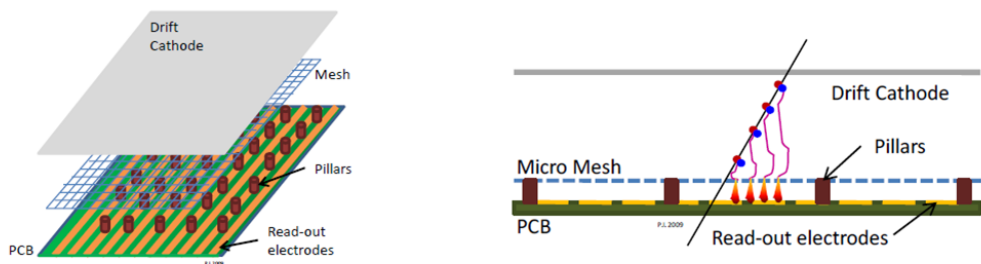


図 3.32: MM の構造 [15]

BIS78 RPC, sMDT

バレル部とエンドキャップ部の境目の領域 ($1.05 < |\eta| < 1.3$, Small 部) におけるバックグラウンド削減のため、BI MDT 最外層 (BIS78) に新しく RPC を導入する。BIS78 RPC は (η, ϕ) が測定可能である独立な 3 層から構成される。現行の RPC よりもストリップ間の電圧を下げることで高い放射線耐性を実現させるとともに、読み出し装置の感度を上げることで性能を維持している。この領域の大きさは限定的であるため、検出器全体の大きさも限定的となる。BIS78 RPC では現行の RPC よりもストリップ間の距離を半分 ($2 \text{ mm} \rightarrow 1 \text{ mm}$)、電極板の厚みを $2/3$ 倍 ($1.8 \text{ mm} \rightarrow 1.2 \text{ mm}$) にすることで厚みおよび重さを抑えている。さらに、より高い粒子到来頻度に対応するため、MDT をよりチューブ直径の小さな small-diameter MDT (sMDT) に交換する。BIS78 sMDT は直径 15 mm 、封入ガス $\text{Ar}/\text{CO}_2(93/7)$ のドリフトチューブから構成される。荷電粒子が通過したことによって電離された電子は直径 $50 \mu\text{m}$ 、印加電圧 2730 V のタングステン・レニウムワイヤーに集められる。検出器は ϕ 方向に沿って並べたドリフトチューブ 4 層を 2 枚重ねた構造になっている。

3.3.2 Phase-II アップグレード

Phase-II アップグレードでは、BI RPC および high- η tagger の導入、BI MDT および EIL4 TGC の改良を行う。また、MDT, RPC, TGC の読み出しおよびトリガー回路全体を変更し、新たに開発する。特に、初段ミューオントリガーでは、TGC, RPC に加えて MDT の情報も使用することで、より高い精度でトリガー判定を行う。トリガーシステムのアップグレードについては 4.3 節で述べる。

BI RPC, sMDT

バレル部では、トロイド磁石の構造上、Middle RPC が設置できない領域が存在する。したがって、バレル部でのアクセプタンスおよびトリガー効率の向上のため、BI MDT の外側 (Large 部) および内側 (Small 部) に新しく RPC を導入する。また、Small 部では、領域の大きさが限定的であるため、BI MDT をよりチューブ直径の小さな sMDT に交換する。BI RPC, sMDT はすでに述べた BIS78 RPC, sMDT と同様の構造である。

EIL4 TGC

バレル部とエンドキャップ部の境目の領域 ($1.05 < |\eta| < 1.3$, Large 部) におけるバックグラウンド削減のため、現在 2 層構造の EIL4 TGC を 3 層構造に改良する。Large 部では EIL4 TGC、Small 部では BIS78 RPC, sMDT の情報も用いてバックグラウンドの削減を行う。

high- η tagger

Phase-II アップグレードでは、内部飛跡検出器の改良も行う。改良後の内部飛跡検出器の有感領域は $|\eta| < 4.0$ であり、これは現行のミュオン検出器の有感領域 ($|\eta| < 2.7$) よりも大きい。したがって、NSW の内側 $2.7 < |\eta| < 4.0$ の領域に新しくミュオン検出器を導入し、内部飛跡検出器の情報も用いてミュオンの同定を行うことが検討されている。使用する検出器として、MM を用いた Micro-Pattern Gas Detectors (MPGDs)、シリコンピクセル検出器などが提案されている。いずれの検出器においても高い放射線耐性 ($< 10 \text{ MHz/cm}^2$) および位置分解能 (0.5 mm 程度) を要求する。

第 4 章

MDT を用いた新しいミューオントリガー

本章では、現行の ATLAS 実験で使用しているトリガーシステムについて述べる。また、本論文の主題である MDT を用いた新しいミューオントリガー（MDT トリガー）についても述べる。

4.1 現行の ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験では 25 ns に一回という高頻度で陽子陽子衝突を起こすが、そのすべてを記録することは事象の処理時間およびコンピュータの記録容量の制限から不可能である。そのため ATLAS 実験では、データ取得の際に物理事象に運動量などの変数を用いた粗い選別をかけることで物理的に重要な事象のみを記録するシステム（トリガーシステム）を使用している。トリガーシステムの全体像を図 4.1 に示す。トリガーシステムはレベル 1 トリガー（L1）とハイレベルトリガー（HLT）の 2 段階から構成される。L1 ではハードウェアを用いた高速処理を行う。衝突直後の膨大な粒子のエネルギーや運動量、位置情報を即座に算出し事象選別で使用する。到来頻度 40 MHz の事象を L1 によって 100 kHz（Run-1 では 75 kHz）程度まで削減する。この単位時間あたりのトリガー発行回数をトリガーレートと呼ぶ。また、トリガー判定に要する時間（レイテンシー）は $2.5 \mu\text{s}$ 程度である。HLT ではソフトウェアを用いた精密処理を行う。HLT はレベル 2 トリガー（L2）とイベントフィルター（EF）から構成される。L2 では L1 で計算された位置情報をもとに事象選別を行う。探索領域を絞ることで処理速度を向上させている。L2 でのトリガーレートは 1 kHz 程度、レイテンシーは 40 ms 程度である。EF ではすべての検出器の情報をを用いた事象選別を行う。EF でのトリガーレートは 100 Hz 程度、レイテンシーは 4 s 程度である。これら 2 段階のトリガーを通過した事象をデータとして記録する。データ記録後、各事象に対して再度すべての検出器の情報をを用いた再構成を行う（オフライン再構成）。時間の制約がないため、トリガーシステムと比べてより高い精度で事象再構成が可能である。また、要求するトリガーによっては事象レートを十分に落とすことができない場合が存在する。この場合、あらかじめトリガー稼動頻度を抑えて運転を行うことで事象レートを削減している（プリスケール）。

4.2 現行の初段ミューオントリガーシステム

トリガーシステムのうち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システムをミューオントリガーシステムと呼ぶ。ミューオンは他の粒子と比べて透過力が強いことから識別精度が高く、さまざまな解析で使用されている。ミューオントリガーも L1 と HLT の 2 段階から構成される。L1 では RPC と TGC、HLT では MDT、CSC および内部飛跡検出器で再構成した飛跡の情報をを用いてトリ

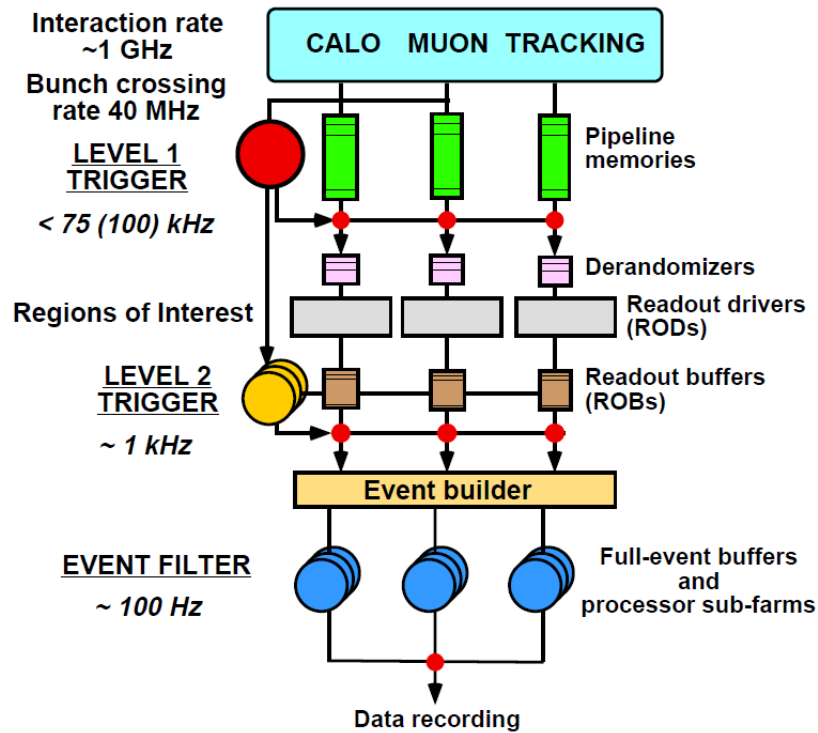


図 4.1: ATLAS トリガーシステムの全体像 [16]

ガー判定を行う。以下では、本論文の主題と関連が高い L1 について詳細に述べる。

バレル部におけるレベル 1 ミューオントリガー

バレル部のレベル 1 ミューオントリガーでは RPC を使用する。バレル部では BM MDT を挟み込むようにして RPC1 と RPC2、BO MDT の内側（Large 部）または外側（Small 部）に沿うようにして RPC3 を設置している。各 RPC は (η, ϕ) の測定可能な独立な 2 層から構成されており、L1 では各層の情報をを用いてトリガー判定を行う。バレル部における L1 の概念図を図 4.2 の左に示す。バレル部では 6 段階の p_T 閾値（4, 6, 10, 11, 15, 20 GeV）を設定している。低い p_T 閾値（4, 6, 10 GeV）のトリガーでは RPC1 と RPC2 の 2 枚、高い p_T 閾値（11, 15, 20 GeV）のトリガーではさらに RPC3 を加えた 3 枚を用いてトリガー判定を行う。いずれのトリガーにおいてもまず RPC2 にヒットがあることを要求する。次に、RPC2 のヒット点と衝突点を結んだ直線から一定の幅を持った領域を探索領域（ロード）と定義する。ロードの幅は要求する p_T 閾値の大きさによって異なり、 p_T 閾値が低い場合は幅を広く、 p_T 閾値が高い場合は幅を狭く設定する。低い p_T 閾値のトリガーでは、設定したロード内の RPC1 と RPC2 合わせて 3/4 層以上のヒットがあればトリガーを発行する。高い p_T 閾値のトリガーでは、上の条件に加えてロード内の RPC3 で 1/2 層以上のヒットがあればトリガーを発行する。トリガー判定後、位置情報 RoI（Region of Interest）を後段のトリガーに渡す。RPC チェンバーの構造を図 4.2 の右に示す。A-side, C-side とともに ϕ 方向に 32 分割されたトリガーセクターから構成され、各トリガーセクターごとにトリガー判定を行う。トリガーセクターは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ の Pad から構成され、Pad は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の RoI から構成される。バレル部では 832 個の Pad および 3328 個の RoI が存在する。

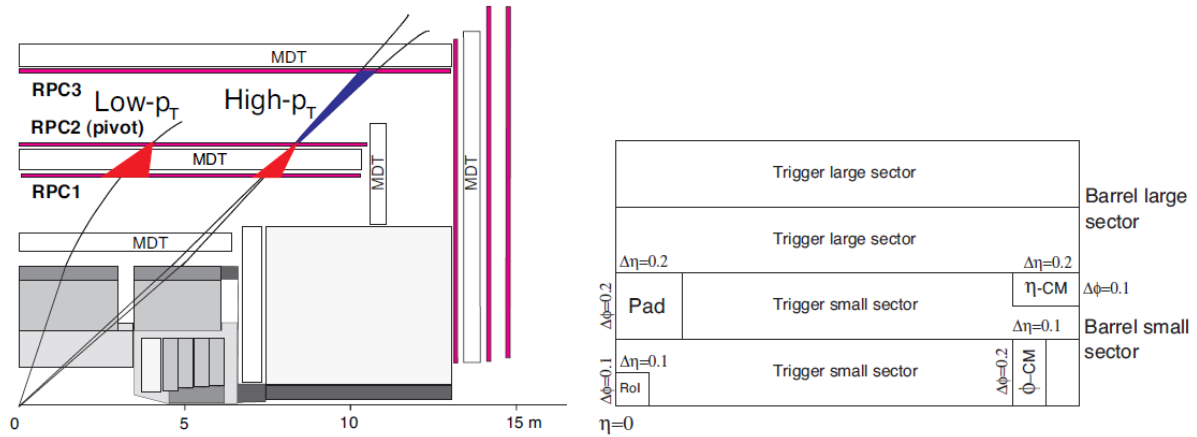


図 4.2: バレル部レベル 1 ミューオントリガー (左図) と RPC チェンバーの構造 (右図) [10]

エンドキャップ部におけるレベル 1 ミューオントリガー

エンドキャップ部のレベル 1 ミューオントリガーでは TGC を使用する。RPC ほど時間分解能は高くないが、バンチ間隔 (25 ns) ごとにミューオンを識別することが可能である。エンドキャップ部では Inner MDT の内側の $|\eta| < 1.3$ の領域に EI、 $1.3 < |\eta| < 1.9$ の領域に FI、Middle MDT を挟み込むようにして M1, M2、さらにその外側に M3 を設置している。各 TGC は R 方向を読みだすワイヤーと ϕ 方向を読みだすストリップから構成されており、L1 ではそれぞれの情報を用いてトリガー判定を行う。エンドキャップ部における L1 の概念図を図 4.3 の左に示す。エンドキャップ部では 5 段階の p_T 閾値 (4, 6, 11, 15, 20 GeV) を設定している。低い p_T 閾値 (4, 6 GeV) では M2 と M3 の 2 枚、高い p_T 閾値 (11, 15, 20 GeV) の場合はさらに M3 を加えた 3 枚を用いてトリガー判定を行う。また、高い p_T 閾値のうち 15, 20 GeV の場合は EI および FI の情報も使用する。いずれのトリガーにおいてもまず M3 にヒットがあることを要求する。次に M3 と衝突点を直線で結び、ロードを定義する。設定したロード内の M2 と M3 合わせて 3/4 層以上のヒットがあればトリガーを発行する。高い p_T 閾値のトリガーでは、上の条件に加えてロード内の M1 で 2/3 層以上のワイヤーヒットおよび 1/2 層以上のストリップヒットがあればトリガーを発行する。さらに高い p_T 閾値のうち 15, 20 GeV の場合は、ロード内の EI または FI で 1/2 層以上のヒットがあればトリガーを発行する。トリガー判定後、L1 は RoI を後段のトリガーに渡す。TGC チェンバーの構造を図 4.3 の右に示す。チェンバーはエンドキャップ部 ($|\eta| < 1.92$) では 6 つ、フォワード部 ($|\eta| > 1.92$) では 3 つのトリガーセクターから構成され、各トリガーセクターごとにトリガー判定が行われる。トリガーセクターはエンドキャップ部では 148 個 ($\eta \times \phi = 4 \times 37$)、フォワード部では 64 個 ($\eta \times \phi = 4 \times 16$) のサブセクターに分割され、それぞれの大きさが RoI と一致する。A-side, C-side 合わせて、エンドキャップ部では 96 個のトリガーセクターおよび 14208 個の RoI、フォワード部では 48 個のトリガーセクターおよび 3072 個の RoI が存在する。

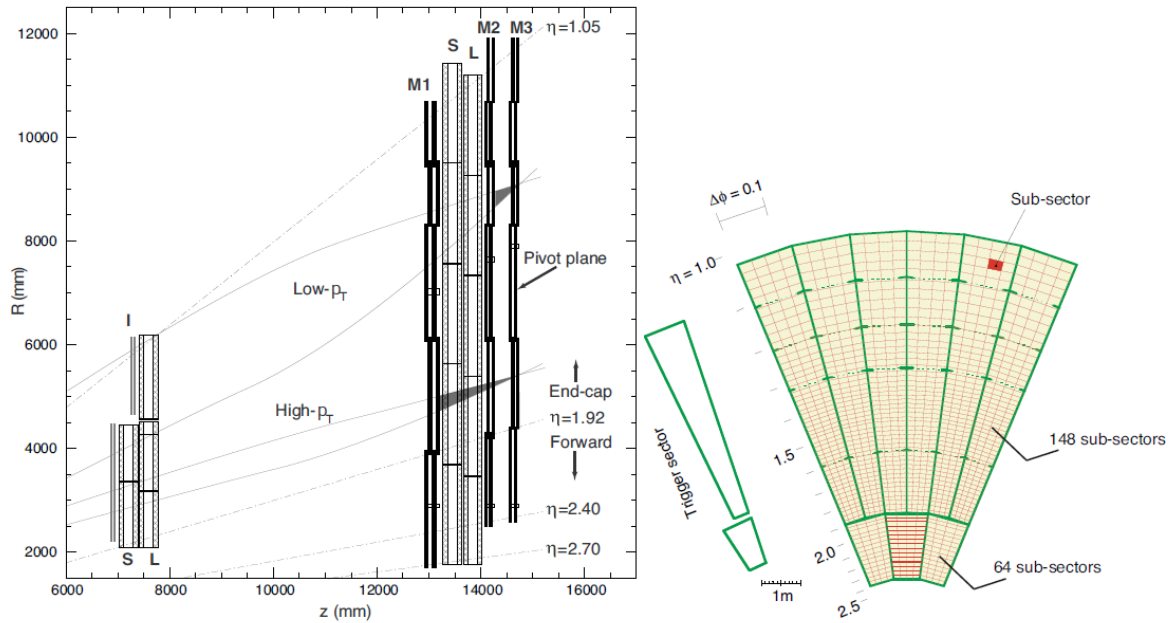


図 4.3: エンドキャップ部レベル 1 ミューオントリガー (左図) と TGC チェンバーの構造 (右図) [10]

4.3 MDT トリガー

Phase-II アップグレードでは、トリガーシステムの改良も行う。高輝度 LHC における ATLAS トリガーシステムはレベル 0 トリガー (L0) とハイレベルトリガー (HLT) の 2 段階から構成される。L0 ではカロリメータおよびミューオン検出器の情報を使用する。L0 のトリガーレートは 1 MHz、レイテンシーは $10\ \mu\text{s}$ である。高輝度 LHC における初段ミューオントリガーの全体像を図 4.4 に示す。レイテンシーの増強により、初段ミューオントリガーでは MDT の情報も使用する。バレル部では RPC とタイルカロリメータ、エンドキャップ部では TGC, NSW, BIS78 RPC およびタイルカロリメータによって選別された事象に対して MDT を用いた新しい初段ミューオントリガー (MDT トリガー) を適用することでより高い運動量分解能でさらなるトリガー判定を行う。また、高輝度 LHC の途中から、内部飛跡検出器の情報も使用したレベル 1 トリガー (L1) を導入し、3 段階のトリガー判定を行う。このとき、L0 のトリガーレートは 2–4 MHz、レイテンシーは $10\ \mu\text{s}$ 、L1 のトリガーレートは 600–800 kHz、レイテンシーは 30–35 μs である。

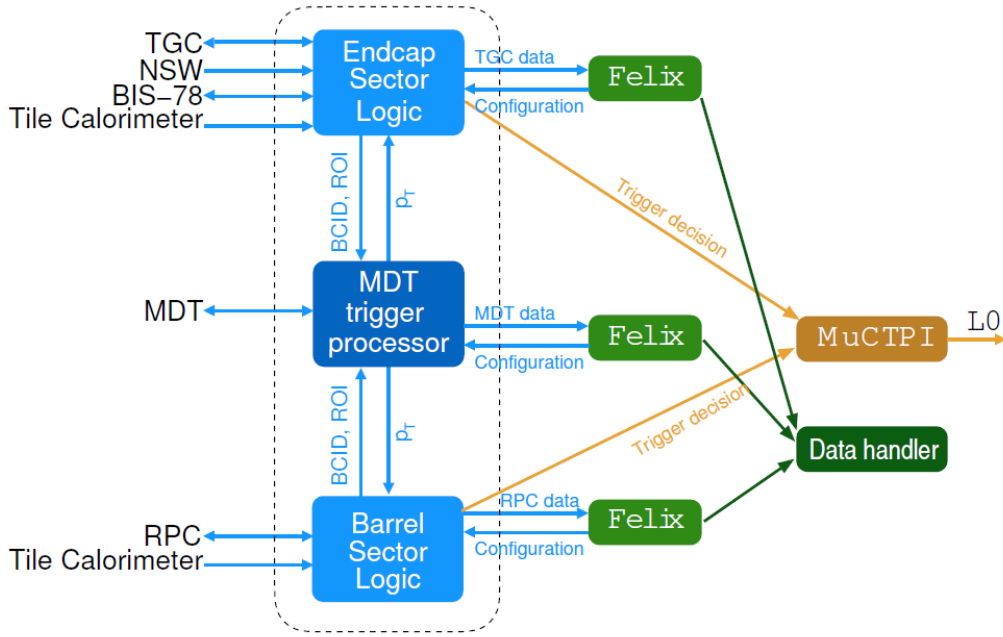


図 4.4: 高輝度 LHC における初段ミュオントリガーの全体像 [14]

MDT トリガーでは、 p_T と相関のあるパラメータを用いて事象選別を行う。 p_T と相関のあるパラメータとして角度差を用いる場合の MDT トリガーの概念図を図 4.5 に示す。2 つの MDT で再構成した直線飛跡での極角差を用いてトリガー判定を行う。バレル部では BM, BO MDT、バレル部とエンドキャップ部の境目の領域では EE, EM MDT、エンドキャップ部では NSW, EM MDT の情報を使用する。また、 p_T と相関のあるパラメータとして距離を用いる場合の MDT トリガーの概念図を図 4.6 に示す。MDT ヒットの位置と他 2 つの MDT ヒットを結んだ直線との距離を用いてトリガー判定を行う。バレル部では BI, BM, BO MDT、バレル部とエンドキャップ部の境目の領域では BIS78 (Small 部) または EIL4 (Large 部), EE, EM MDT、エンドキャップ部では NSW および EM, EO MDT の情報を使用する。本研究では、角度差を用いた場合の MDT トリガーの開発を行った。TGC, RPC (4 mrad) よりも角度分解能の高い MDT (1 mrad) も使用することで、より高い精度でトリガー判定を行うことができる。

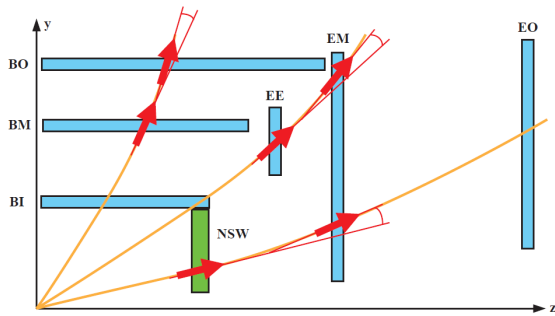


図 4.5: 角度差を用いた MDT トリガー [14]

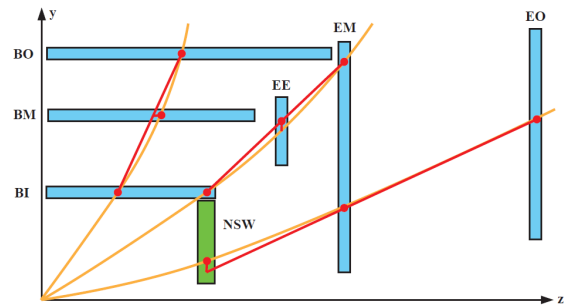


図 4.6: 位置を用いた MDT トリガー [14]

第 5 章

シングルミュオントリガー

本章では、1 本のミュオンに対する p_T 閾値 10, 15, 20 GeV の MDT トリガーの性能評価を行った。高輝度 LHC の初段ミュオントリガーでは、1 本のミュオンに対する p_T 閾値 10 GeV の MDT トリガーは稼動しないが、後述するダイミュオントリガーのための基礎研究として重要である。また、 p_T 閾値 15, 20 GeV の MDT トリガーについては、初めて Run-2 データを用いて性能評価を行った。このような 1 本のミュオンに対する高い p_T 閾値を持ったミュオントリガーは、超対称性模型の素粒子であるグルイーノやストップの探索など多くの物理事象に対して不可欠である。本評価結果は、ATLAS 検出器のミュオン検出器アップグレードの技術仕様書 [14] に掲載された。

MDT トリガーの性能は、主に p_T 閾値以上のミュオン候補に対する効率と全ミュオン候補に対するレート削減率から評価する。性能評価では、MDT トリガー通過前後の p_T 分布および相対効率を導出する。MDT トリガー通過前後の p_T 分布および相対効率の例を図 5.1 に示す。 p_T 分布において、閾値以上のミュオン候補における MDT トリガー通過後の事象数を通過前の事象数で割った値を上記の効率と定義する。ミュオントリガーでは閾値以上のミュオン候補の効率を高く保ちつつ、閾値以下のミュオン候補をできるだけ除去することが重要である。また、相対効率において閾値付近における立ち上がり（ターンオン）が鋭いほど、高い運動量分解能でトリガー判定が可能である。閾値以上の平坦な領域はプラトー領域と呼ばれ、この領域における効率はプラトー効率と呼ばれる。後段ミュオントリガーでは、初段ミュオントリガー以上の閾値を用いてより高精度のトリガー判定を行うため、プラトー効率を高く保つことが重要である。性能評価では、 p_T 分布および相対効率に加えて、MDT トリガー通過前後の η 分布も導出する。MDT トリガー通過前後の η 分布の例を図 5.2 に示す。領域ごとに検出器の配置や磁場の大きさが異なるため、MDT トリガーによって除去できる事象数も異なる。図 5.2 において MDT トリガーによって除去された事象数を MDT トリガー通過前の事象数で割った値を上記のレート削減率と定義する。MDT トリガーでは、閾値以上のミュオン候補の効率を高く保ちつつ、レート削減率をできるだけ大きくすることが重要である。

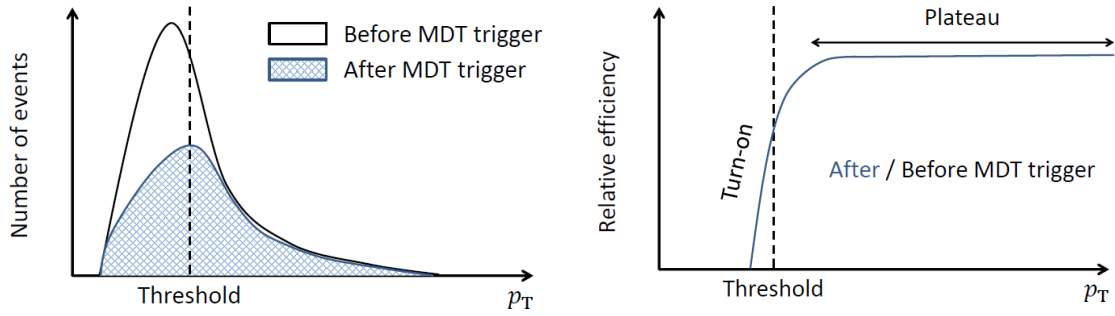


図 5.1: MDT トリガー通過前後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図) の例。それぞれ MDT トリガー通過前 (白)、MDT トリガー通過後 (青)。

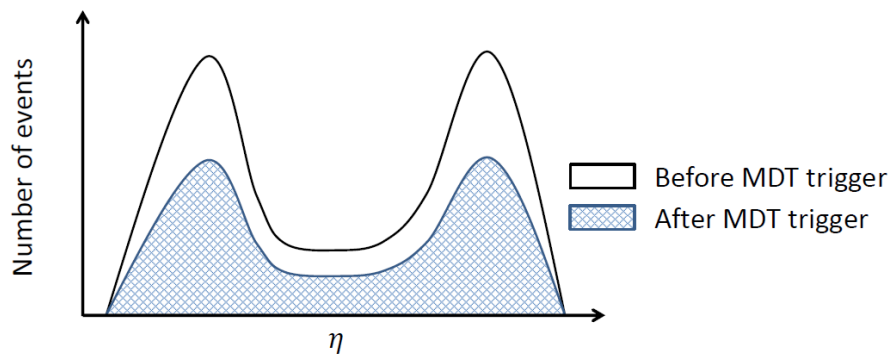


図 5.2: MDT トリガー通過前後の η 分布の例。それぞれ MDT トリガー通過前 (白)、MDT トリガー通過後 (青)。

5.1 解析に使用するデータ

本研究では、2016 年に取得した重心系エネルギー 13 TeV、衝突頻度 25 ns の Run-2 データを用いて MDT トリガーの性能評価を行った。トリガー条件として、 p_T 閾値 10, 15, 20 GeV の MDT トリガーの性能評価では、 p_T 閾値 10, 15, 20 GeV のレベル 1 ミュオントリガー (ATLAS 実験において L1_MU11^{*1}, 15, 20 と呼ばれる。)のみをそれぞれ要求しており、ハイレベルトリガーについては要求していない。本研究では、MDT のオンライン情報としてオフラインで再構成されたミュオンの情報を使用することで、MDT トリガーの性能評価を行う。トリガーによる事象再構成とオフラインによる事象再構成は独立に行われるため、それぞれのミュオンが同一のミュオンであることを要求する必要がある (マッチング)。マッチングの条件として、RoI との距離が $dR < 0.2$ であることを要求している。また、事象選別として上記の Run-2 データに対して、高輝度 LHC 以前 (Phase-I アップグレード、3.3 節参照) に導入される予定の以下の要求を課すことで、MDT トリガーの稼働環境を疑似的に構築している。

^{*1} ATLAS 実験では、 p_T 閾値 10 GeV のレベル 1 ミュオントリガーに対して 2 つのトリガー条件を設定しており、緩い条件を「L1_MU10」、厳しい条件を「L1_MU11」と呼んでいる。

5.1.1 NSW に関する要求

NSW では位置および角度情報を用いて衝突点由来のミュオンの粗い選別を行う。NSW を用いたトリガー（NSW トリガー）の概念図を図 5.3 に示す。NSW トリガーではヒットの位置 (η, ϕ) およびヒット点と衝突点を結んだ直線からの角度 $\Delta\theta$ を用いてトリガー判定を行う。本研究では、EI MDT, CSC のオフライン情報を用いて NSW の情報を疑似的に構築した。現行の TGC を用いた初段ミュオントリガーでは 3 種類のミュオン候補が予想できる。ミュオン候補 A は記録したい真のミュオンである。ミュオントリガーではこれら真のミュオンの効率を保ちつつ、バックグラウンドをできるだけ除去することが重要である。ミュオン候補 B はビームパイプ付近で発生する低運動量の荷電粒子によるフェイクミュオンである。これらは NSW においてヒットを残さないで、TGC RoI と対応する NSW ヒットを要求することで除去できる。本研究では、ミュオン候補 B を除去するため、TGC RoI とマッチングの取れた EI MDT, CSC ヒットが存在することを要求した。ミュオン候補 C はカロリメータに入射した粒子とカロリメータ内の物質との相互作用によって生じるフェイクミュオンである。これらは NSW にヒットを残すが衝突点由来ではないため、真のミュオンと比べて $\Delta\theta$ の絶対値が大きくなる。本研究では、ミュオン候補 C を除去するため、TGC RoI とマッチングの取れた EI MDT, CSC ヒットにおいて、 $|\Delta\theta| < 7 \text{ mrad}$ であることを要求した。ただし、TGC RoI と複数のマッチングが取れた場合、絶対値が最小となる $\Delta\theta$ を用いてトリガー判定を行った。また、NSW の角度分解能の設計値 1 mrad を考慮して、EI MDT, CSC における角度 $\Delta\theta [\text{rad}]$ を平均 $\Delta\theta$ 、標準偏差 1 mrad のガウス関数を用いてばらつかせた（スメアリング）。L1_MU11, 15, 20 通過後の実データに対して、NSW トリガー要求後の結果を図 5.4、図 5.5、図 5.6 に示す。

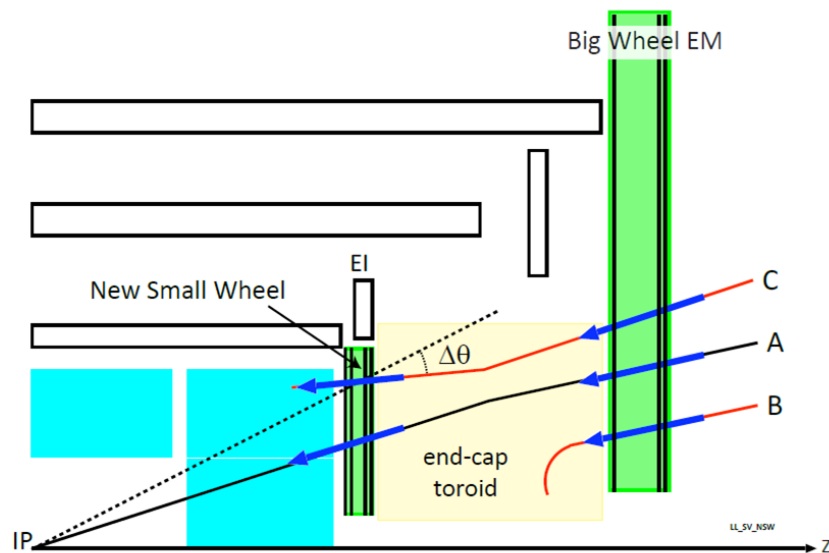


図 5.3: NSW トリガーの概念図 [15]。現行の TGC を用いた初段ミュオントリガーでは 3 種類のミュオン候補が予想できる。NSW トリガーでは、記録したい真のミュオン A の効率を保ちつつ、バックグラウンド B, C を除去する。

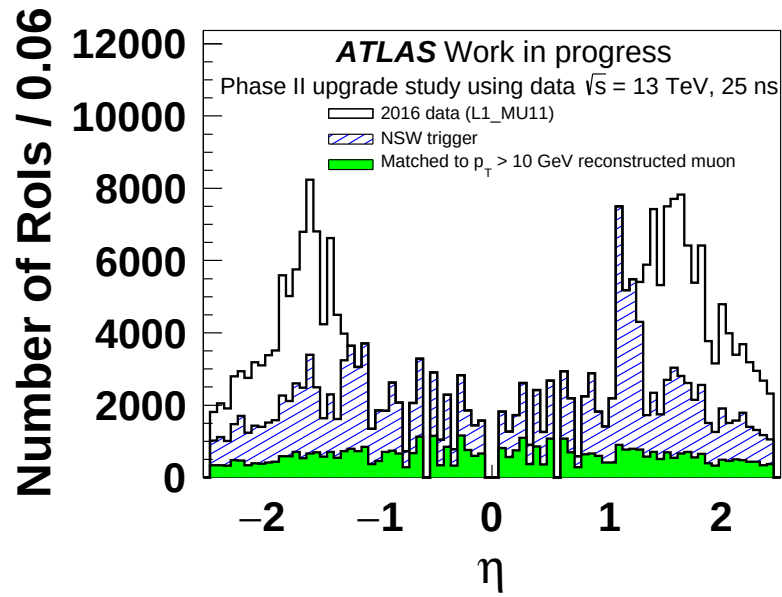


図 5.4: NSW トリガー要求後の η 分布 (L1_MU11)。それぞれ L1_MU11 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。

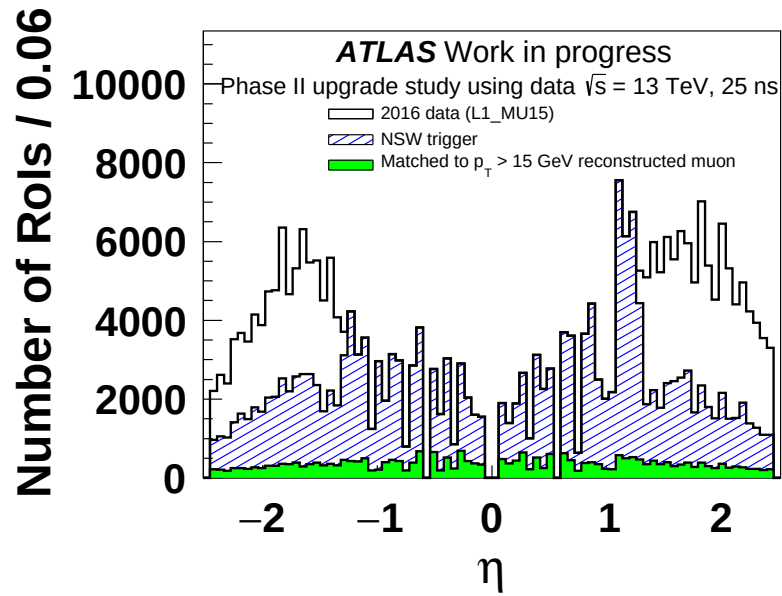


図 5.5: NSW トリガー要求後の η 分布 (L1_MU15)。それぞれ L1_MU15 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 15$ GeV (緑)。

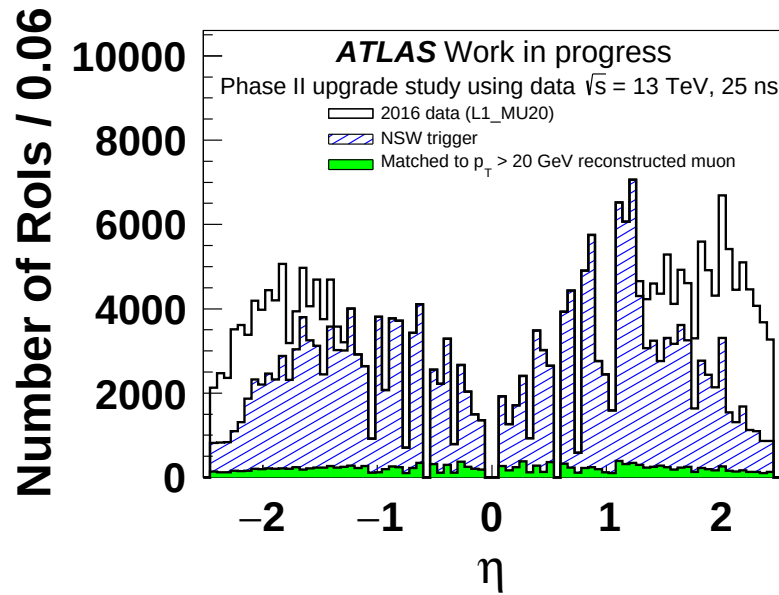


図 5.6: NSW トリガー要求後の η 分布 (L1_MU20)。それぞれ L1_MU20 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 20$ GeV (緑)。

5.1.2 タイルカロリメータに関する要求 (p_T 閾値 20 GeV のみ)

p_T 閾値 20 GeV の MDT トリガーでは、NSW に関する要求に加えて、タイルカロリメータに関する要求も課す。タイルカロリメータではエネルギー情報を用いて衝突点由来のミュオンの粗い選別を行う。タイルカロリメータの構造はすでに図 3.14 に示した。バレル部とエンドキャップ部の境目の領域 ($1.05 < |\eta| < 1.3$) におけるバックグラウンド削減のため、タイルカロリメータ最外層 (D5, D6 セル) におけるエネルギー損失情報を用いてトリガー判定を行う。透過力が強いミュオンはカロリメータ内で MIP (Minimum Ionization Particle) として振る舞うため、通過した経路に沿ってエネルギーを落とす。したがって、TGC RoI と対応するタイルカロリメータでのエネルギー損失において閾値を設けることで、バックグラウンドの削減を行う。本研究では、TGC RoI とマッチングの取れたタイルカロリメータ D5, D6 セルにおいて 500 MeV 以上のエネルギー損失があることを要求した。L1_MU20 通過後の実データに対して、タイルカロリメータを用いたトリガー (タイルトリガー) 要求後の結果を図 5.7 に示す。

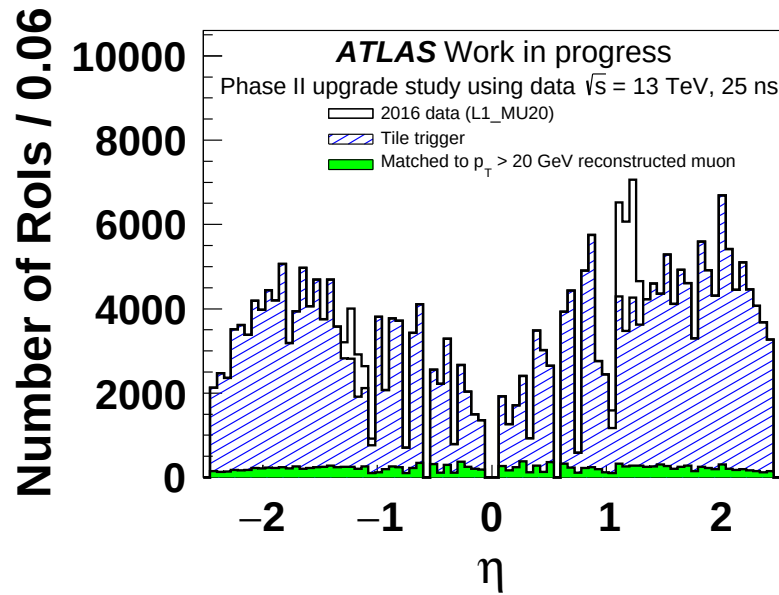


図 5.7: タイルトリガー要求後の η 分布 (L1_MU20)。それぞれ L1_MU20 通過後の実データ (白)、タイルトリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 20$ GeV (緑)。

5.2 MDT トリガーによる横運動量推定方法

MDT トリガーでは p_T と相関のあるパラメータ β を用いて事象選別を行う。 β の定義を図 5.8 に示す。バレル部では、BI, BM, BO MDT の情報を使用する。RPC RoI とマッチングの取れた BI, BM, BO MDT のうち、絶対値が最小となる極角差 $\Delta\theta = \min\{\theta_1 - \theta_2, \theta_2 - \theta_3, \theta_3 - \theta_1\}$ を β と定義する。ただし、RPC RoI と複数のマッチングが取れた場合、絶対値が最小となる極角差を β と定義する。バレル部とエンドキャップ部の境目の領域 ($1.05 < |\eta| < 1.3$) では、EIL4 (Large 部) または EES (Small 部), EM MDT の情報を使用する。TGC RoI とマッチングの取れた EIL4 (Large 部) または EES (Small 部), EM MDT の極角差 $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ を β と定義する。ただし、TGC RoI と複数のマッチングが取れた場合、絶対値が最小となる極角差を β と定義する。エンドキャップ部では、EI, EM MDT (CSC) の情報を使用する。本研究では、EI MDT, CSC の情報を用いて NSW の情報を疑似的に構築している。TGC RoI とマッチングの取れた EI, EM MDT (CSC) の極角差 $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ を β と定義する。ただし、TGC RoI と複数のマッチングが取れた場合、絶対値が最小となる極角差を β と定義する。また、NSW の角度分解能の設計値 1 mrad を考慮して、EI MDT, CSC における角度 $\Delta\theta$ [rad] を平均 $\Delta\theta$ 、標準偏差 1 mrad のガウス関数でスメアリングしている。

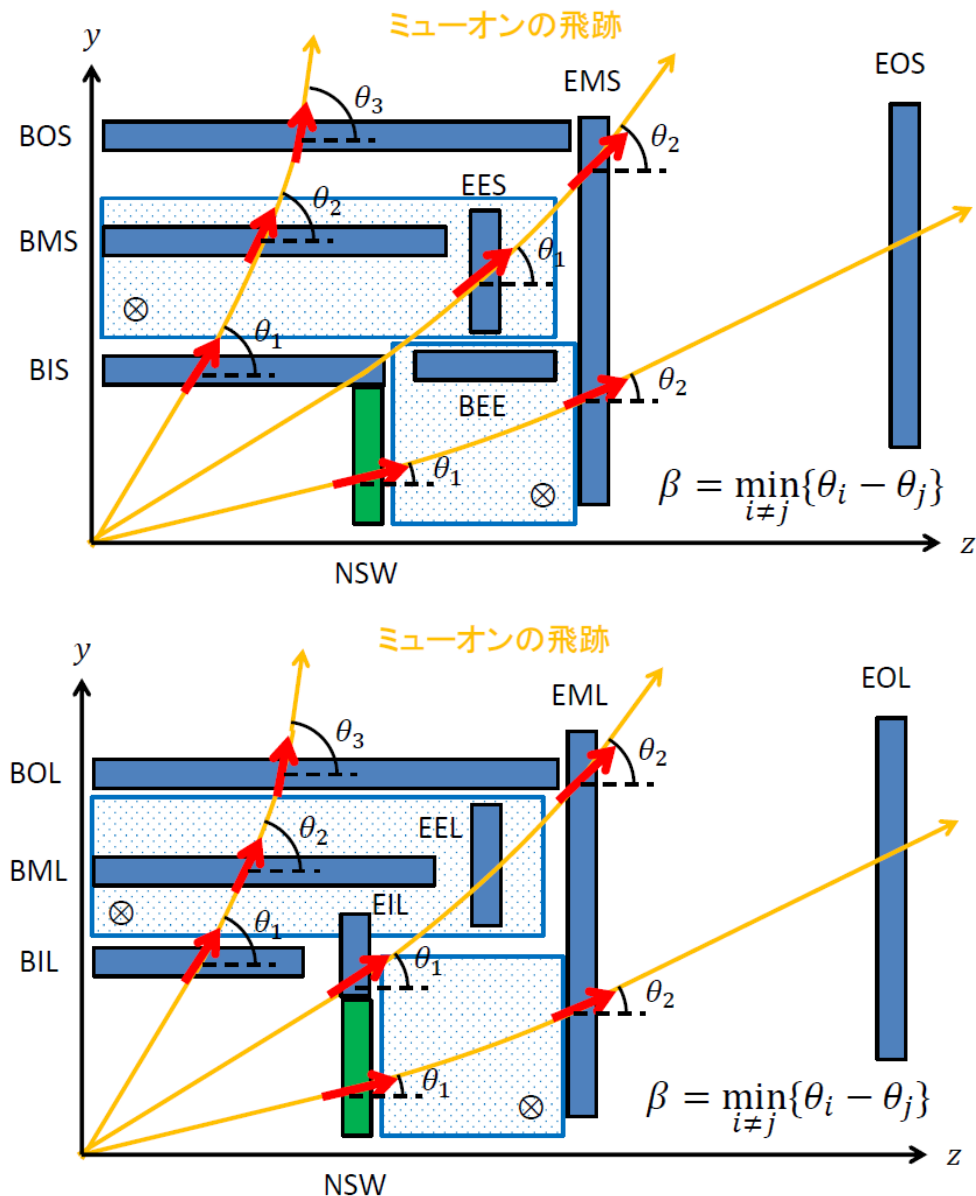


図 5.8: β の定義。それぞれ Small 部（上図）、Large 部（下図）。

MDT 最内層を通過したミュオンはトロイド磁場によって、飛跡が曲げられる。このとき、高い p_T を持ったミュオンは小さく、低い p_T を持ったミュオンは大きく飛跡が曲げられる。L1MU11 および NSW トリガー通過後の実データにおける β と p_T の関係を図 5.9 に示す。各領域において、 β と p_T の間に相関関係を確認できた。したがって、MDT トリガーでは、 p_T と相関のあるパラメータ β を用いてミュオンの横運動量を推定し、トリガー判定を行う。

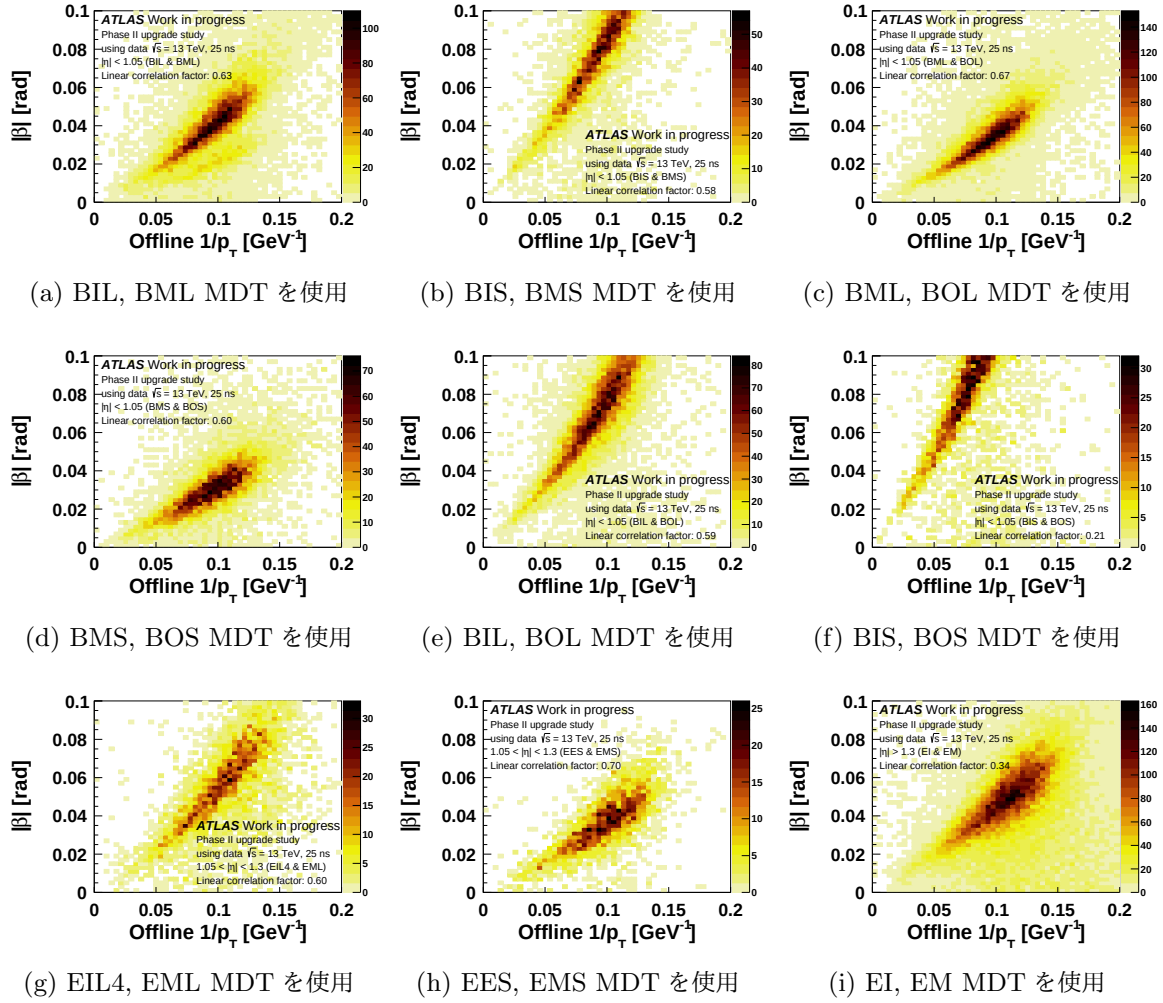


図 5.9: L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データにおける β と p_T の関係。磁場の強さおよび使用するチェンバー間の距離を考慮して、9 つの領域に分けた。

5.3 極角差 $|\beta|$ 閾値の設定

MDT 最内層を通過したミュオンはトロイド磁場によって、飛跡が曲げられる。このとき、高い p_T を持ったミュオンは小さく ($|\beta|$ は小さく)、低い p_T を持ったミュオンは大きく ($|\beta|$ は大きく) 曲げられる。したがって、MDT トリガーでは、 $|\beta|$ に対して閾値を設けることで、閾値以上の p_T を持ったミュオンの選別を行う。本研究では、検出器の配置およびトロイド磁場の強さを考慮して、60 領域 (η : 12 領域、 ϕ : 5 領域) に分けて $|\beta|$ 閾値を設定した。領域分けの定義を図 5.10 に示す。特に、 ϕ 方向についてはトロイド磁石が 8 回対称であることを考慮した。MDT トリガーでは、各 60 領域において、 $|\beta|$ 分布を導出し、閾値付近 (p_T 閾値 10 GeV : 10 ~ 20 GeV、 p_T 閾値 15 GeV : 15 ~ 25 GeV、 p_T 閾値 20 GeV : 20 ~ 30 GeV) の p_T を持つミュオン候補を 95% 以上の効率で得られる値を $|\beta|$ 閾値と定義する。L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データに対して、ある領域における β 分布を図 5.11 に示す。同様の分布をその他全 60 領域で導出し、 $|\beta|$ 閾値を設定する。MDT トリガーでは、 $|\beta|$ 閾値以下のミュオン候補に対してトリガーを発行し、 $|\beta|$ 閾値以上のミュオン候補を除去する。

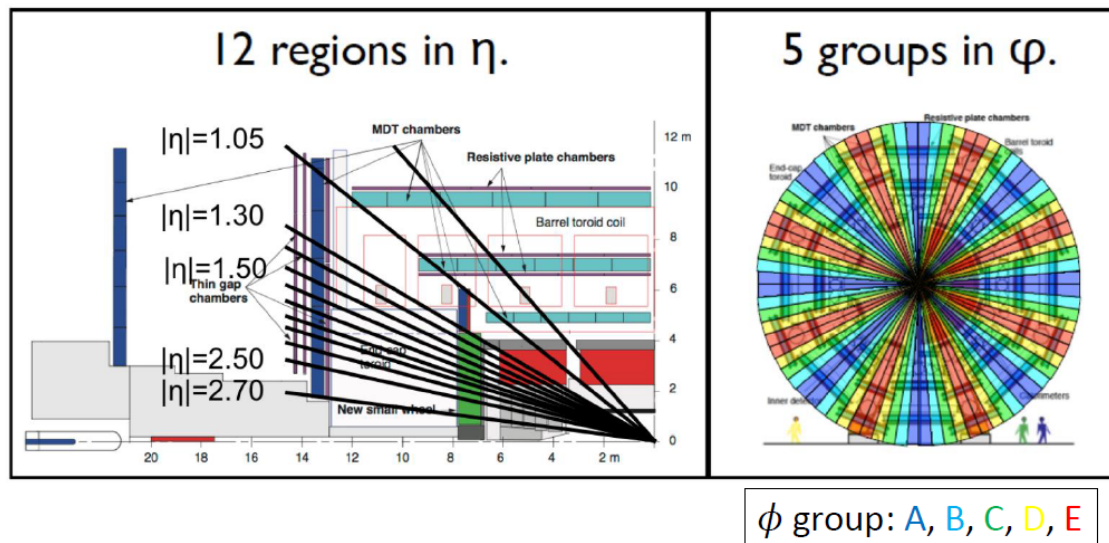


図 5.10: 領域分けの定義

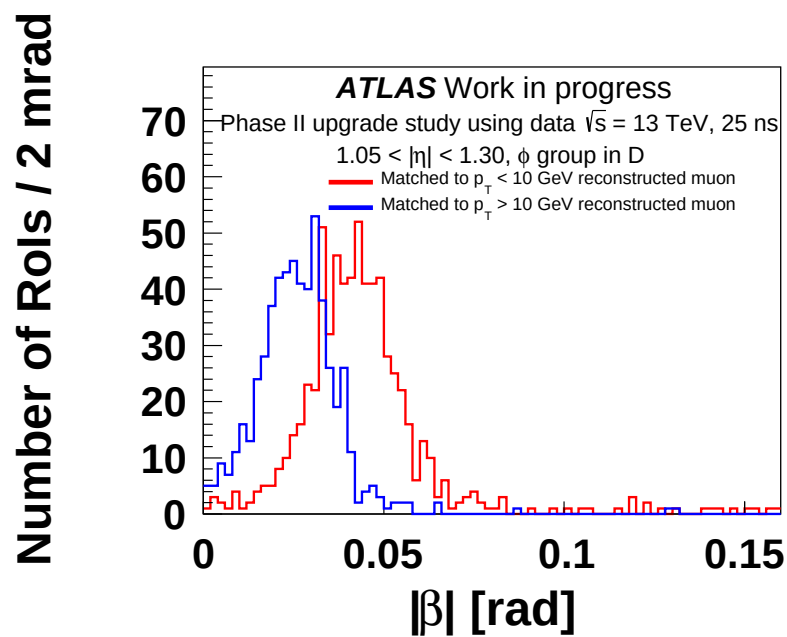


図 5.11: L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データに対して、ある領域での β 分布。それぞれマッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 10$ GeV (青)、 $p_T < 10$ GeV (赤)。

5.4 MDT, CSC 間の隙間の補正

本研究では、EI MDT, CSC の情報を用いて NSW の情報を疑似的に構築している。しかし、MDT, CSC 間には NSW では存在しない隙間の領域が存在するため、この領域を通過したミュオンは TGC RoI とのマッチングが取れず、トリガー効率を低く見積もってしまう。したがって、本研究では、該当領域 ($1.80 < |\eta| < 2.10$) を挟んだ領域をサイドバンド領域 ($1.56 < |\eta| < 1.80, 2.10 < |\eta| < 2.34$) と定義し、サイドバンド領域でのレート削減率を該当領域に外挿した。MDT, CSC 間の隙間の領域およびサイドバンド領域を図 5.12 に示す。

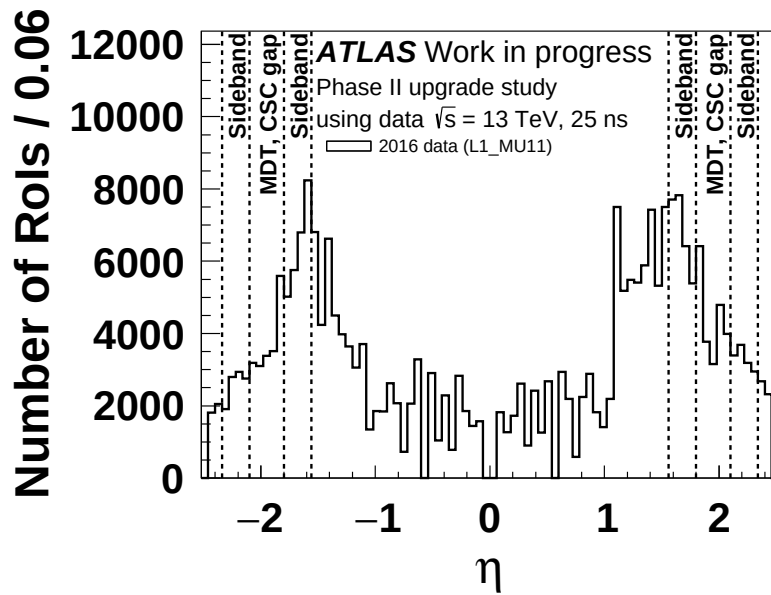


図 5.12: MDT, CSC 間の隙間の補正

5.5 性能評価の結果

p_T 閾値 10, 15, 20 GeV の MDT トリガーの性能評価の結果を以下に示す。ただし、効率、レート削減率ともに統計誤差が無視できるほど小さいため、以下では省略する。

MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV)

設定した $|\beta|$ 閾値を用いて p_T 閾値以下のミュオン候補に対する選別を行った。性能評価の結果を図 5.13、図 5.14 に示す。ただし、マッチングが取れず β を定義できなかった事象についてはトリガーを発行せず、除去することにした。MDT トリガーにより、 $p_T > 10$ GeV のミュオン候補の効率を 95% に保ちつつ、 $p_T < 10$ GeV のミュオン候補を 29% 削減できることが分かった。レート削減率の計算では、RoI の数をイベント数に焼き直して計算を行った。

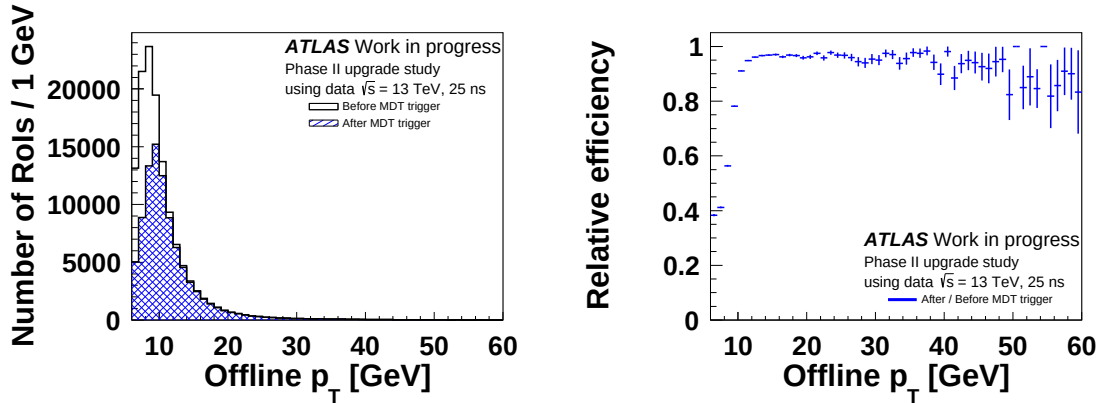


図 5.13: MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミュオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。

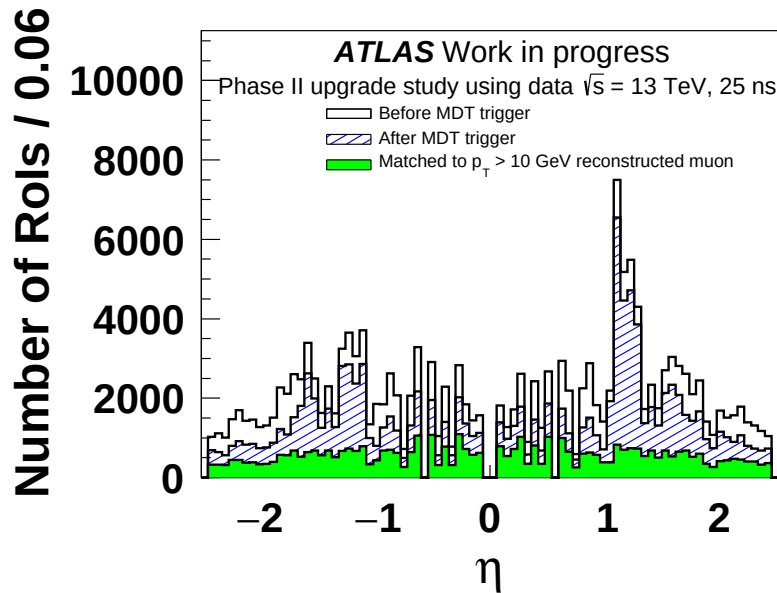


図 5.14: MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。

MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV)

設定した $|\beta|$ 閾値を用いて p_T 閾値以下のミュオン候補に対する選別を行った。性能評価の結果を図 5.15、図 5.16 に示す。ただし、マッチングが取れず β を定義できなかった事象についてはトリガーを発行せず、除去することにした。MDT トリガーにより、 $p_T > 15$ GeV のミュオン候補の効率を 95% に保ちつつ、 $p_T < 15$ GeV のミュオン候補を 39% 削減できることが分かった。ただし、レート削減率の計算では、RoI の数をイベント数に焼き直して計算を行っている。

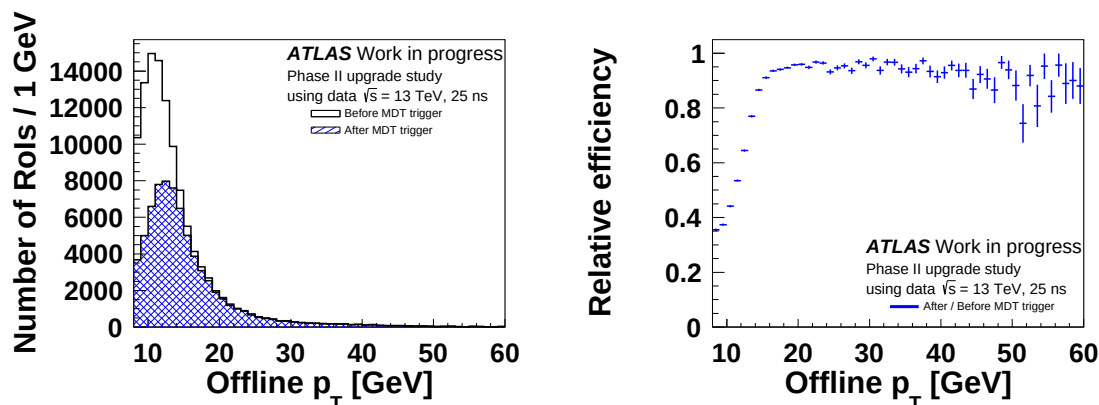


図 5.15: MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1_MU15 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミュオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。

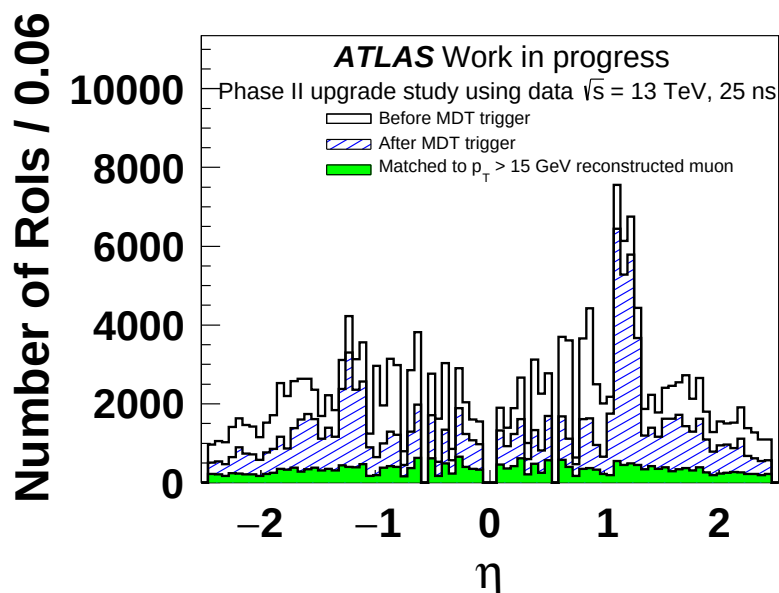


図 5.16: MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1_MU15 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 15$ GeV (緑)。

MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV)

設定した $|\beta|$ 閾値を用いて p_T 閾値以下のミュオン候補に対する選別を行った。性能評価の結果を図 5.17、図 5.18 に示す。ただし、マッチングが取れず β を定義できなかった事象についてはトリガーを発行せず、除去することにした。MDT トリガーにより、 $p_T > 20$ GeV のミュオン候補の効率を 94% に保ちつつ、 $p_T < 20$ GeV のミュオン候補を 44% 削減できることが分かった。ただし、レート削減率の計算では、RoI の数をイベント数に焼き直して計算を行っている。

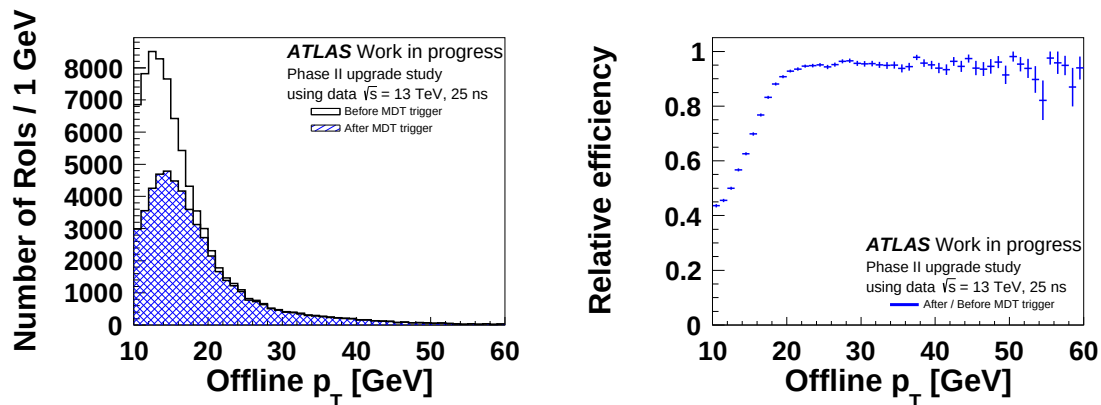


図 5.17: MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1_MU20、NSW トリガーおよびタイルトリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミュオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。

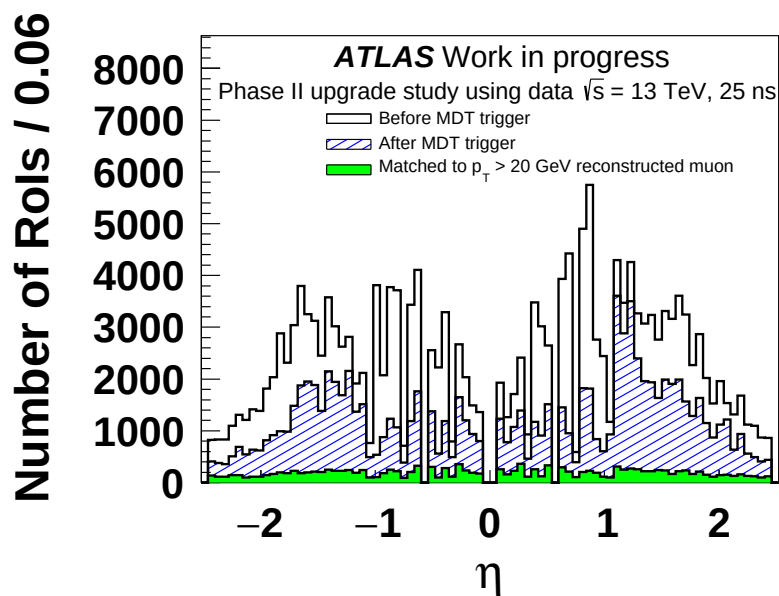


図 5.18: MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1_MU20、NSW トリガーおよびタイルトリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 20$ GeV (緑)。

各 p_T 閾値 (10, 15, 20 GeV) における性能評価の結果を表 5.1 にまとめる。 p_T が大きいほどトロイド磁場による曲率が小さいため、高い角度分解能を持った MDT トリガーによってレートを削減することが可能である。

表 5.1: 各 p_T 閾値 (10, 15, 20 GeV) における性能評価の結果

p_T 閾値	10 GeV	15 GeV	20 GeV
レート削減率	29%	39%	44%

5.6 パラメータ変更による効果

本研究では、60 領域においてオフラインで再構成されたミュオンの情報を用いて極角差 β を導出し、閾値付近 (p_T 閾値 10 GeV : 10 ~ 20 GeV、 p_T 閾値 15 GeV : 15 ~ 25 GeV、 p_T 閾値 20 GeV : 20 ~ 30 GeV) の p_T を持つミュオン候補を 95% で得られる値を $|\beta|$ 閾値と定義した。しかし、実際のトリガーでは、オンラインで再構成されたミュオンの情報を使用するため、各検出器の角度分解能を考慮しなければならない。また、さまざまな角度分解能および効率におけるレート削減率はトリガーをデザインするにあたり有益な情報である。オフラインで再構成されたミュオンに対して角度分解能 0 ~ 5 mrad (1 mrad ずつ) を考慮して極角差 β を導出し、閾値付近の p_T を持つミュオン候補の効率を 90 ~ 98% (1% ずつ) で得られる値を $|\beta|$ 閾値と定義したときのレート削減率および閾値以上のミュオンの効率を図 5.19、図 5.20、図 5.21 に示す。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。MDT では、オンライン角度分解能 1 mrad を想定しているが、数 mrad 悪化してもレート削減率の低下を数 % に抑えられることが分かった。これは、カロリメータにおけるエネルギー損失、多重散乱の影響を無視できないことを示唆している。

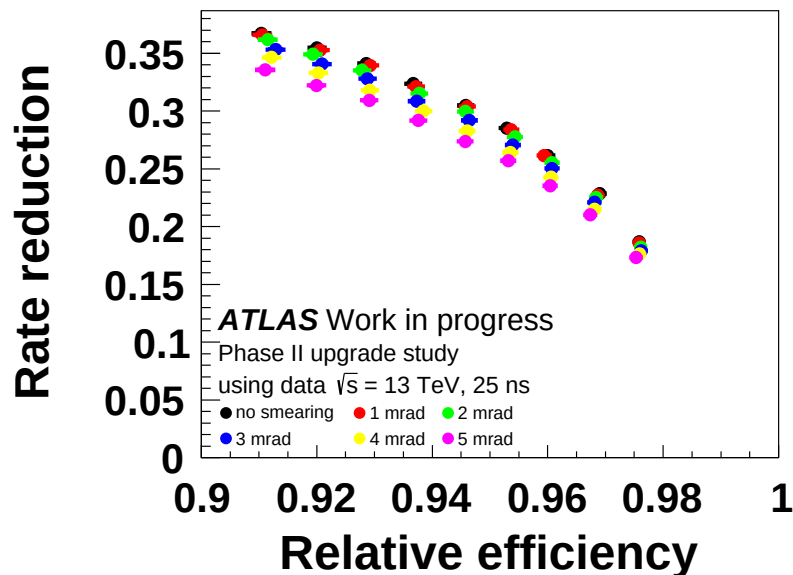


図 5.19: パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミュオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。

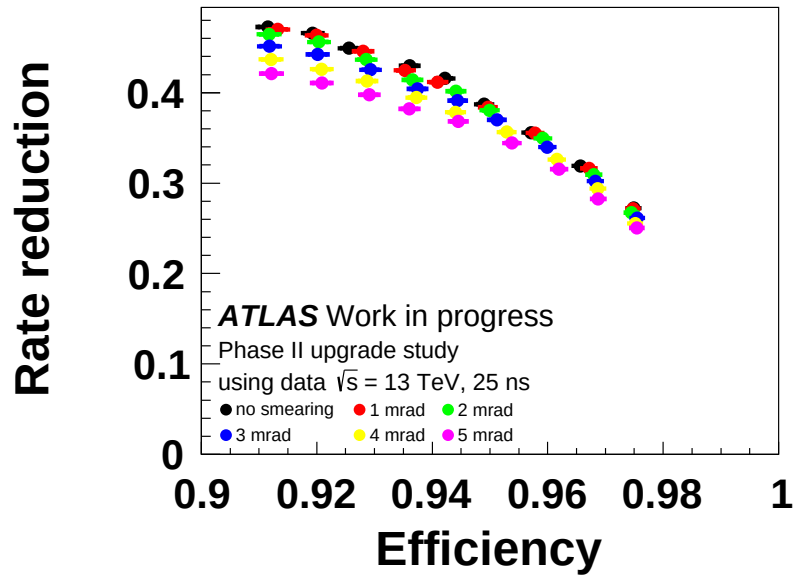


図 5.20: パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミュオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。

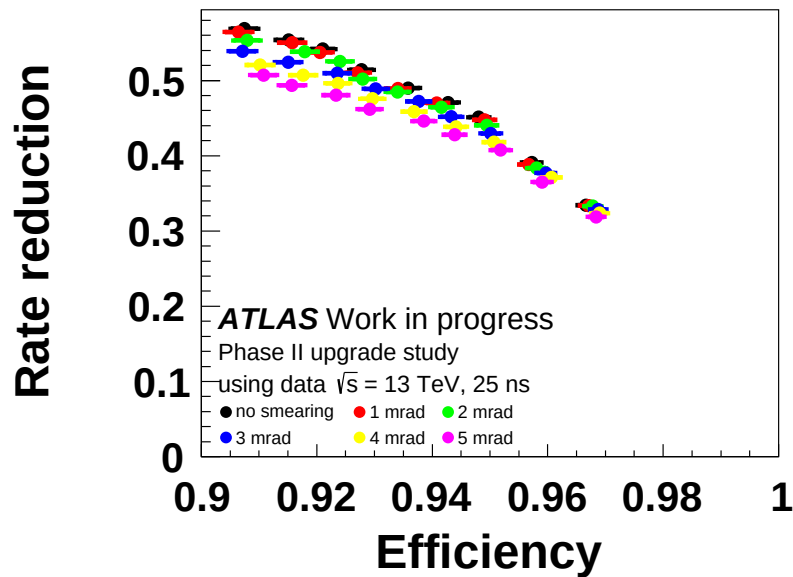


図 5.21: パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミュオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。

第 6 章

ダイミュオントリガー

本章では、 $p_T > 10$ GeV のミュオンを 2 つ含む事象を選別する MDT トリガーの性能評価を行った。このような複数のミュオンに対する低運動量閾値を持ったミュオントリガーは、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象などの取得に不可欠である。

6.1 解析に使用するデータ

本研究では、2016 年に取得した重心系エネルギー 13 TeV、衝突頻度 25 ns の Run-2 データを用いて MDT トリガーの性能評価を行った。トリガー条件として、2 つミュオンに対して p_T 閾値 10 GeV のレベル 1 ミュオントリガー（ATLAS 実験において L1_2MU10 と呼ばれる。）のみを要求しており、ハイレベルトリガーについては要求していない。本研究では、MDT のオンライン情報としてオフラインで再構成されたミュオンの情報を使用することで、MDT トリガーの性能評価を行う。マッチングの条件として、RoI との距離が $dR < 0.2$ であることを要求している。また、事象選別として上記の Run-2 データに対して、高輝度 LHC 以前（Phase-I アップグレード、3.3 節参照）に導入される予定の以下の要求を課すことで、MDT トリガーの稼働環境を疑似的に構築している。

6.1.1 NSW に関する要求

NSW に関する要求については 5.1.1 節ですでに説明した。本研究では、TGC RoI とマッチングの取れた EI MDT, CSC ヒットが存在し、さらに $|\Delta\theta| < 7$ mrad であることを要求した。ただし、TGC RoI と複数のマッチングが取れた場合、絶対値が最小となる $\Delta\theta$ を用いてトリガー判定を行った。また、NSW の角度分解能の設計値 1 mrad を考慮して、EI MDT, CSC における角度 $\Delta\theta$ [rad] を平均 $\Delta\theta$ 、標準偏差 1 mrad のガウス関数でスミアリングしている。L1_2MU10 通過後の実データに対して、NSW トリガー要求後の結果を図 6.1 に示す。

6.1.2 オーバーラップ除去

ダイミュオントリガーでは、NSW に関する要求に加えて、オーバーラップ除去も要求する。オーバーラップ除去では RoI 番号を用いて終状態にミュオンを 1 つ含む事象の選別を行う。L1 のトリガー判定はトリガーセクターごとに行われる。エンドキャップ部およびフォワード部の TGC トリガーセクターを図 6.2 に示す。A-side, C-side とともに、バレル部は 32 個、エンドキャップ部は 48 個、フォワード部は 24 個のトリガーセクターから構成される。さらに、各トリガーセクターは、バレル部で 44 個程度

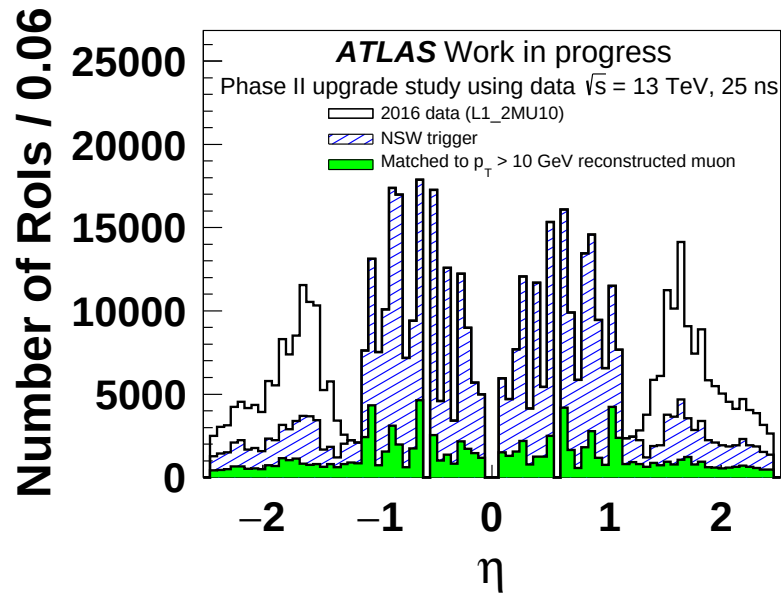


図 6.1: NSW トリガー要求後の η 分布 (L1_2MU10)。それぞれ L1_2MU10 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。

(場所により異なる)、エンドキャップ部で 148 個、フォワード部で 64 個の RoI から構成される。アクセプタンスの低下を防ぐため、各トリガーセクターには物理的に重複した領域が存在する。重複した領域をミュオンが通過すると真のミュオンが 1 つの場合でも、2 つのミュオン候補が検出されてしまう (フェイク 2 ミュオントリガー)。フェイク 2 ミュオントリガーの概念図を図 6.3 に示す。

トリガーセクターは、バレル部どうし、バレル部とエンドキャップ部、エンドキャップ部どうし、エンドキャップ部とフォワード部、フォワード部どうしの 5 つの領域で重複している。以下では、領域ごとに分けてフェイク 2 ミュオントリガー削減のためのオーバーラップ除去について説明する。ただし、バレル部とエンドキャップ部については、他の領域と比べてフェイク 2 ミュオンイベントが少ないため、オーバーラップ除去によって真のミュオンを誤って除去する割合が多くなってしまいます。したがって、本研究では、バレル部どうし、エンドキャップ部どうし、エンドキャップ部とフォワード部、フォワード部どうしの 4 つの場合に対してオーバーラップ除去を要求した。

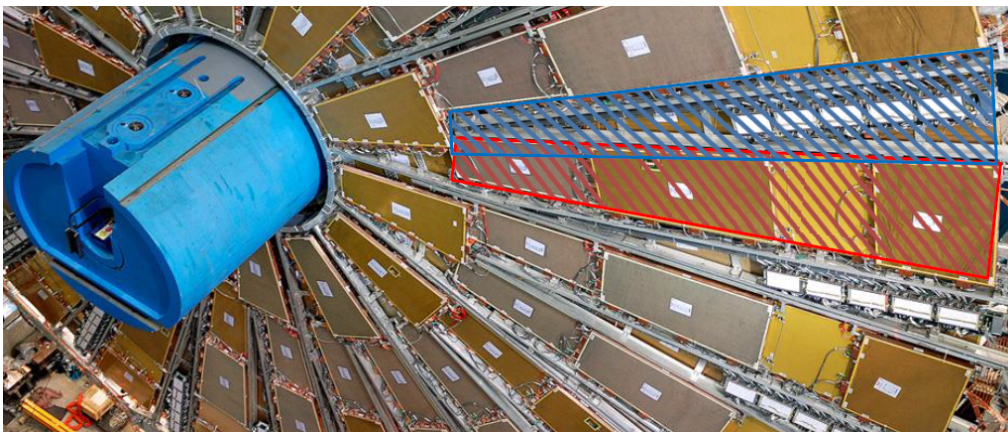


図 6.2: TGC トリガーセクター、[18] を元に作成

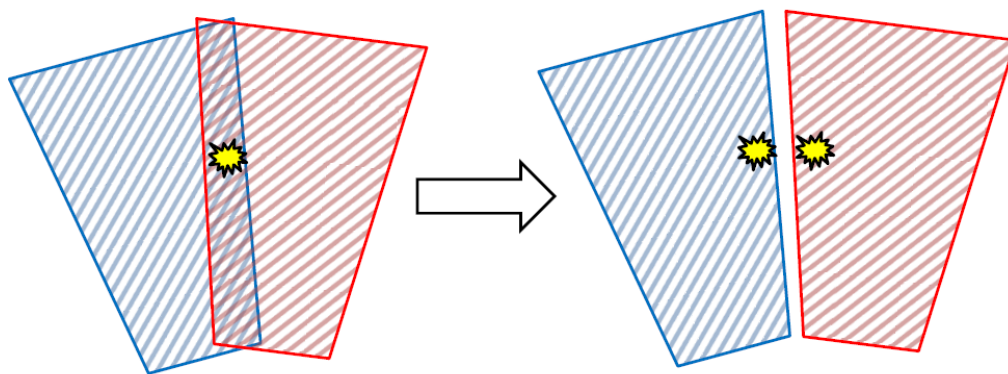


図 6.3: フェイク 2 ミューオントリガーの概念図

いずれの場合においても RoI 番号を用いてフェイク 2 ミューオントリガーを除去する。バレル部、エンドキャップ部およびフォワード部における RoI 番号を図 6.4、図 6.5 に示す。



図 6.4: バレル部における RPC RoI 番号。RPC を $\phi = \pi$ で展開しており、横軸は η 、縦軸は ϕ を表す。図中の小さな長方形は RoI、トリガーセクターごとに色分けされた RoI の集合は Pad を表しており、各 RoI にはそれぞれ番号が付けられている。

[illegible]

図 6.5: エンドキャップ部およびフォワード部における TGC RoI 番号。フォワード部トリガーセクター 1 枚に対して 2 枚のエンドキャップ部トリガーセクターが対応している。図中の小さな長方形は RoI を表しており、それぞれ番号が付けられている。

バレル部どうし

バレル部は、後述するエンドキャップ部およびフォワード部とは異なり、トリガーセクターごとの RoI の数や大きさにばらつきがある。バレル部における RPC RoI 番号はすでに図 6.4 に示した。バレル部では、各トリガーセクターごとに対応する RoI 番号の組み合わせ（LUT : Look Up Table）を用意しておき、それらを満たした事象を除去する。オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、ある隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号を図 6.6 に示す。囲んだ領域は重複する RoI の組み合わせを表しており、各トリガーセクターごとに異なる LUT が用意されている。

本研究では、バレル部におけるフェイク 2 ミュオントリガーを削減するため、

- 隣り合ったトリガーセクターでミュオン候補が選別される。
- 2 つの RoI の組み合わせが LUT に存在する。
- 2 つの RPC ヒットの位置が重複した領域内に存在する。

以上の条件を満たしたとき、2 つのミュオン候補のうち片方を除去する。

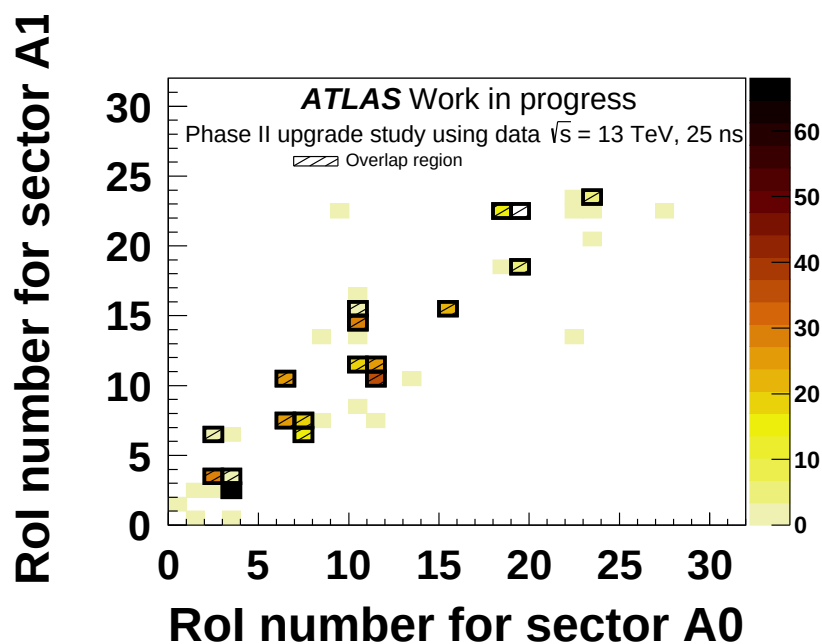


図 6.6: オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、ある隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号。囲んだ領域は重複する RoI の組み合わせを表す。

エンドキャップ部どうし

エンドキャップ部では、TGC RoI 番号の規則性を用いてフェイク 2 ミューオントリガーの削減を行う。エンドキャップ部およびフォワード部における TGC RoI 番号は図 6.5 すでに示した。エンドキャップ部では、トリガーセクターの端 (0, 4, 8, ..., 144 または 3, 7, 11, ..., 147) に位置する RoI の一部と隣接するトリガーセクターの端 (0, 4, 8, ..., 144 または 3, 7, 11, ..., 147) に位置する RoI の一部が重複している。したがって、この領域をミュオンが通過すると真のミュオンが 1 つの場合でも、2 つのミュオン候補が検出されてしまう。オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号の差を図 6.7 に示す。エンドキャップ部におけるフェイク 2 ミューオントリガーでは、2 つの RoI 番号の差が 0 または 4 になりやすいという特徴がある。RoI 番号の差が 0 のときは真横、4 のときは斜め上または斜め下でフェイク 2 ミューオントリガーが発行されている。

本研究では、エンドキャップ部におけるフェイク 2 ミューオントリガーを削減するため、

- 隣り合ったトリガーセクターでミュオン候補が選別される。
- 2 つの RoI がトリガーセクターの端に位置する。
- 2 つの RoI 番号の差が 0 または 4 である。

以上の条件を満たしたとき、2 つのミュオン候補のうち片方を除去する。

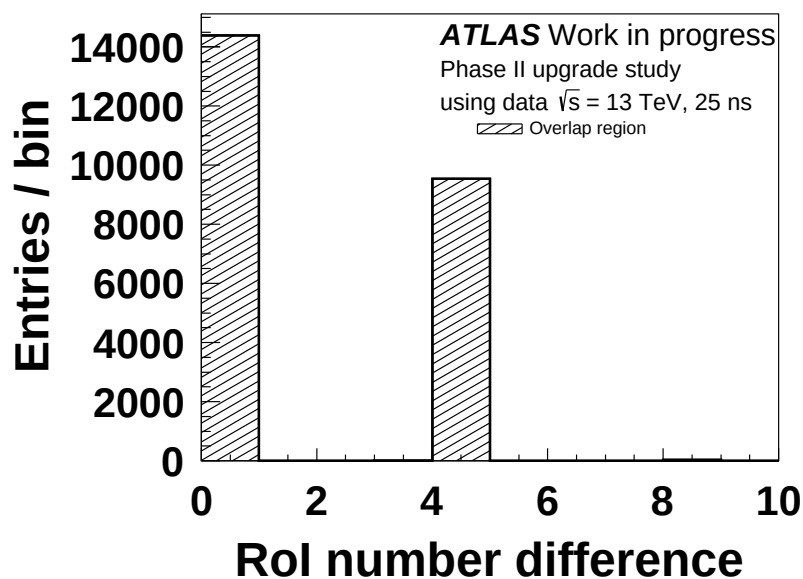


図 6.7: オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号の差。

エンドキャップ部とフォワード部

エンドキャップ部とフォワード部では、TGC RoI 番号の配置を考慮してフェイク 2 ミューオントリガーの削減を行う。エンドキャップ部およびフォワード部における TGC RoI 番号はすでに図 6.5 に示した。エンドキャップ部とフォワード部では、エンドキャップ部トリガーセクターの端（140 ～ 147）に位置する RoI の一部と隣接するフォワード部トリガーセクターの端（0 ～ 8）に位置する RoI の一部が重複している。したがって、この領域をミュオンが通過すると真のミュオンが 1 つの場合でも、2 つのミュオン候補が検出されてしまう。オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号を図 6.8 に示す。エンドキャップ部およびフォワード部におけるフェイク 2 ミューオントリガーでは、RoI 番号が（（140, 141, 144, 145）,（0, 3, 4, 7））,（（142, 143 146, 147）,（1, 2, 5, 6））になりやすいという特徴がある。いずれの場合も上下でフェイク 2 ミューオントリガーが発行されている。

本研究では、エンドキャップ部とフォワード部におけるフェイク 2 ミューオントリガーを削減するため、

- 隣り合ったエンドキャップ部トリガーセクターおよびフォワード部トリガーセクターでミュオン候補が選別される。
- 2 つの RoI が各トリガーセクターの端に位置する。
- 2 つの RoI 番号が（（140, 141, 144, 145）,（0, 3, 4, 7））,（（142, 143 146, 147）,（1, 2, 5, 6））である。

以上の条件を満たしたとき、2 つのミュオン候補のうち片方を除去する。

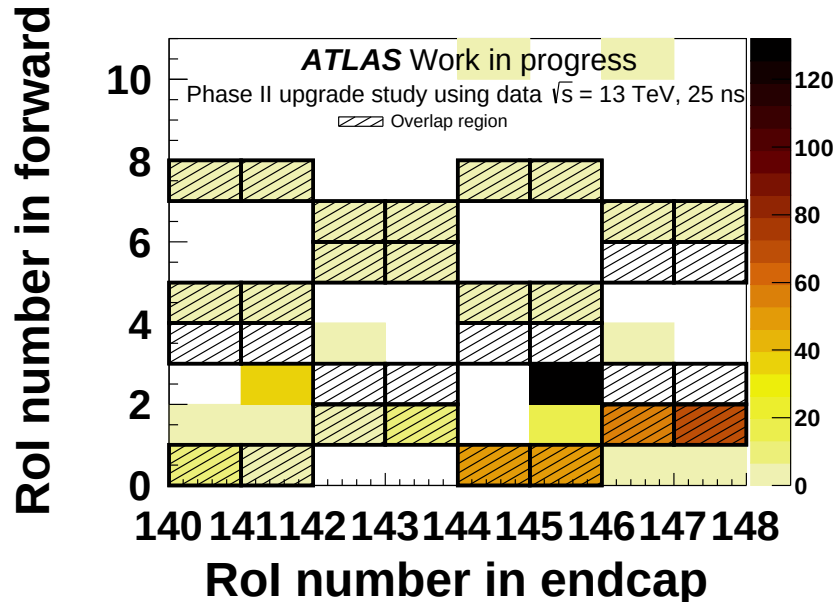


図 6.8: オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号。

フォワード部どうし

フォワード部では、TGC RoI 番号の規則性を用いてフェイク 2 ミューオントリガーの削減を行う。エンドキャップ部およびフォワード部における TGC RoI 番号はすでに図 6.5 に示した。フォワード部では、トリガーセクターの端 (0, 4, 8, ..., 60 または 3, 7, 11, ..., 63) に位置する RoI の一部と隣接するトリガーセクターの端 (3, 7, 11, ..., 63 または 0, 4, 8, ..., 60) に位置する RoI の一部が重複している。したがって、この領域をミュオンが通過すると真のミュオンが 1 つの場合でも、2 つのミュオン候補が検出されてしまう。オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号の差を図 6.9 に示す。フォワード部におけるフェイク 2 ミューオントリガーでは、2 つの RoI 番号の差が 1, 3 または 7 になりやすいという特徴がある。RoI 番号の差が 3 のときは真横、1, 7 のときは斜め上または斜め下でフェイク 2 ミューオントリガーが発行されている。

本研究では、フォワード部におけるフェイク 2 ミューオントリガーを削減するため、

- 隣り合ったトリガーセクターでミュオン候補が選別される。
- 2 つの RoI がトリガーセクターの端に位置する。
- 2 つの RoI 番号の差が 1, 3 または 7 である。

以上の条件を満たしたとき、2 つのミュオン候補のうち片方を除去する。

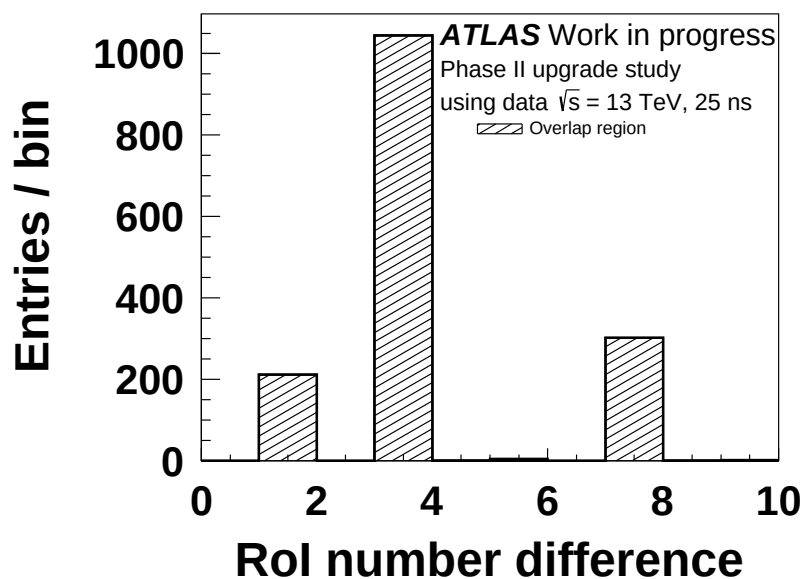


図 6.9: オフラインで再構成されたミュオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミュオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号の差。

L1.2MU10 通過後の実データに対して、以上に示したオーバーラップ除去を課したときの結果を図 6.10 に示す。特に、エンドキャップ部およびフォワード部については、8 回対称で配置される TGC チェンバーにおけるフェイク 2 ミューオントリガーが除去されていることが分かる。

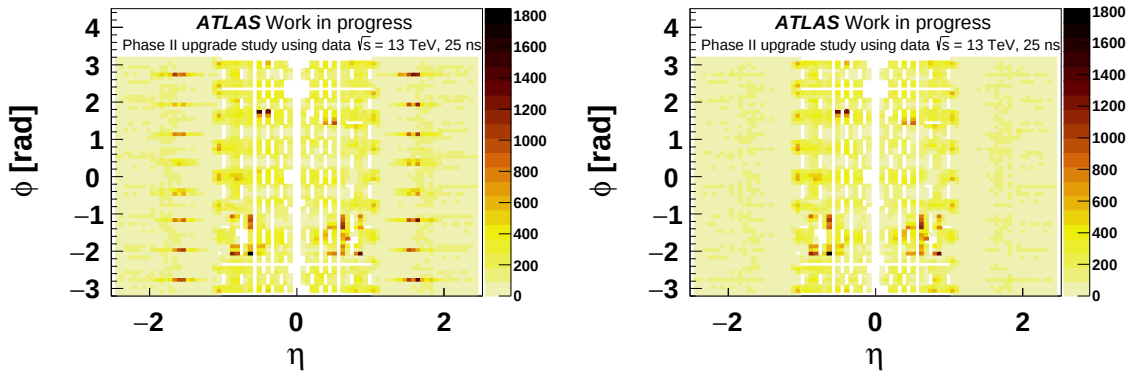


図 6.10: オーバーラップ除去前後の η - ϕ 分布 (L1_2MU10)。それぞれオーバーラップ除去前 (左図)、オーバーラップ除去後 (右図)。

6.2 MDT トリガーによる横運動量推定方法

MDT トリガーによる p_T 推定方法については 5.2 節ですでに説明した。バレル部では、RPC RoI とマッチングの取れた BI, BM, BO MDT のうち、絶対値が最小となる極角差を β と定義する。バレル部とエンドキャップ部の境目の領域 ($1.05 < |\eta| < 1.3$) では、TGC RoI とマッチングの取れた EIL4 (Large 部) または EES (Small 部), EM MDT の極角差を β と定義する。エンドキャップ部では、TGC RoI とマッチングの取れた EI, EM MDT (CSC) の極角差を β と定義する。本研究では、EI MDT, CSC の情報を用いて NSW の情報を疑似的に構築している。ただし、各領域において、RoI と複数のマッチングが取れた場合、絶対値が最小となる極角差を β と定義する。また、NSW の角度分解能の設計値 1 mrad を考慮して、EI MDT, CSC における角度 $\Delta\theta$ [rad] を平均 $\Delta\theta$ 、標準偏差 1 mrad のガウス関数でスメアリングしている。

MDT 最内層を通過したミュオンはトロイド磁場によって、飛跡が曲げられる。このとき、高い p_T を持ったミュオンは小さく、低い p_T を持ったミュオンは大きく飛跡が曲げられる。L1_2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データにおける β と p_T の関係を図 6.11 に示す。各領域において、 β と p_T の間に相関関係を確認できた。したがって、MDT トリガーでは、 p_T と相関のあるパラメータ β を用いてミュオンの横運動量を推定し、トリガー判定を行う。

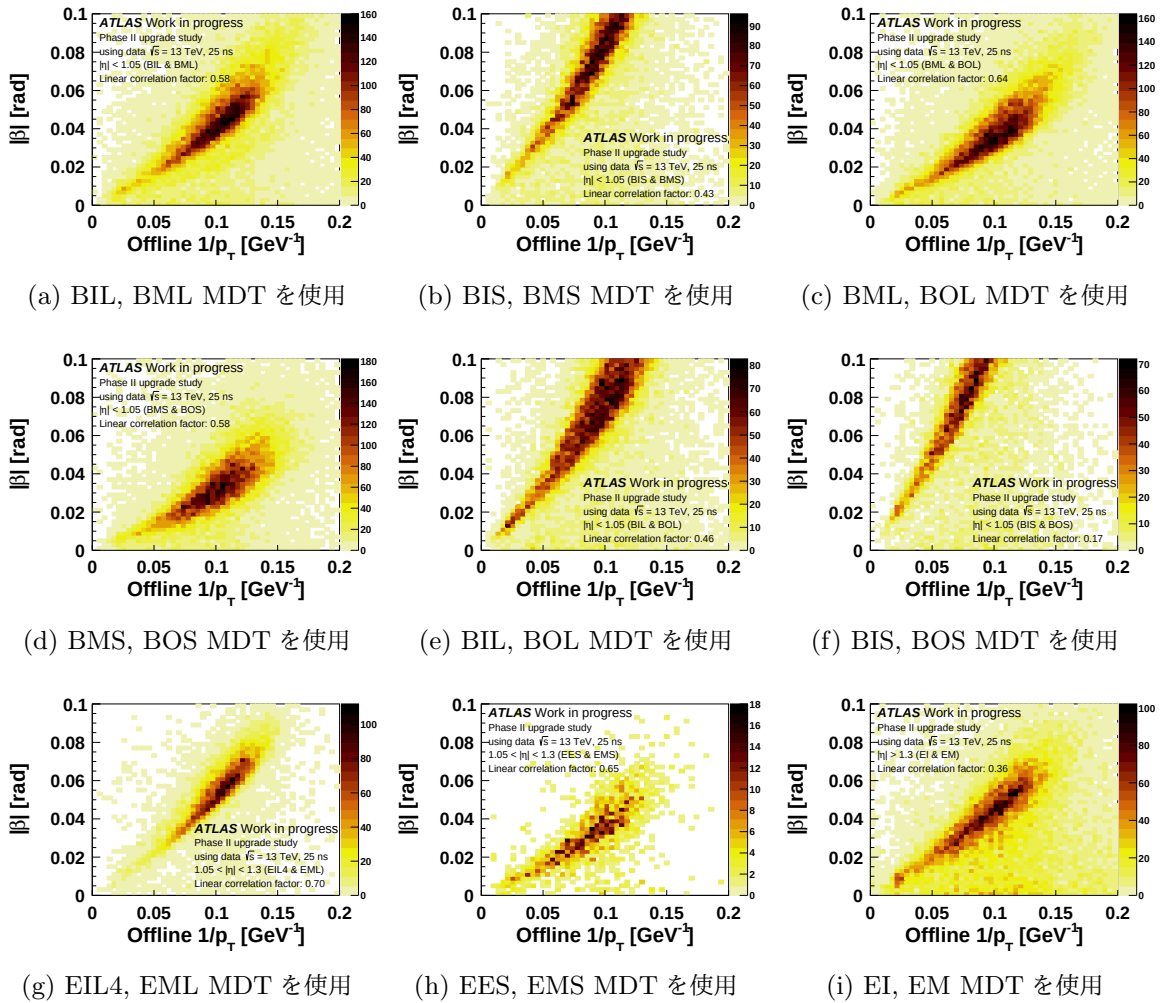


図 6.11: L1_2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データにおける β と p_T の関係。磁場の強さおよび使用するチェンバー間の距離を考慮して、9 つの領域に分けた。

6.3 角度差 $|\beta|$ 閾値の設定

角度差 $|\beta|$ 閾値の設定方法については 5.3 節ですでに説明した。MDT トリガーでは、各 60 領域 (η : 12 領域、 ϕ : 5 領域) において、 $|\beta|$ 分布を導出し、閾値付近 (10 ~ 20 GeV) の p_T を持つミュオン候補を 95% 以上の効率で得られる値を $|\beta|$ 閾値と定義する。L1_2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データに対して、ある領域における β 分布を図 6.12 に示す。

6.4 MDT, CSC 間の隙間の補正

MDT, CSC 間の隙間の補正については 5.4 節ですでに説明した。該当領域 ($1.80 < |\eta| < 2.10$) を挟んだ領域をサイドバンド領域 ($1.56 < |\eta| < 1.80, 2.10 < |\eta| < 2.34$) と定義し、サイドバンド領域でのレート削減率を該当領域に外挿した。MDT, CSC 間の隙間の領域およびサイドバンド領域はすでに図 5.12 に示した。

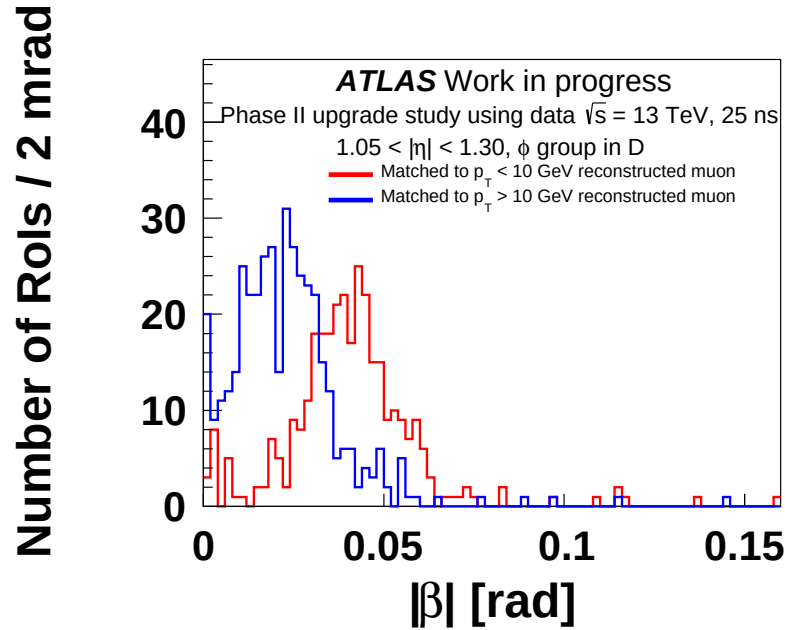


図 6.12: L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データに対して、ある領域での β 分布。それぞれマッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 10$ GeV (青)、 $p_T < 10$ GeV。

6.5 性能評価の結果

設定した $|\beta|$ 閾値を用いて p_T 閾値以下のミュオン候補に対する選別を行った。性能評価の結果を図 6.13、図 6.14 に示す。ただし、マッチングが取れず β を定義できなかった事象についてはトリガーを発行せず、除去することにした。MDT トリガーにより、 $p_T > 10$ GeV のミュオン候補の効率を 95% に保ちつつ、 $p_T < 10$ GeV のミュオン候補を 49% 削減できることが分かった。ただし、効率、レート削減率ともに統計誤差が無視できるほど小さいため、省略した。また、レート削減率の計算では、RoI の数をイベント数に焼き直して計算を行っている。

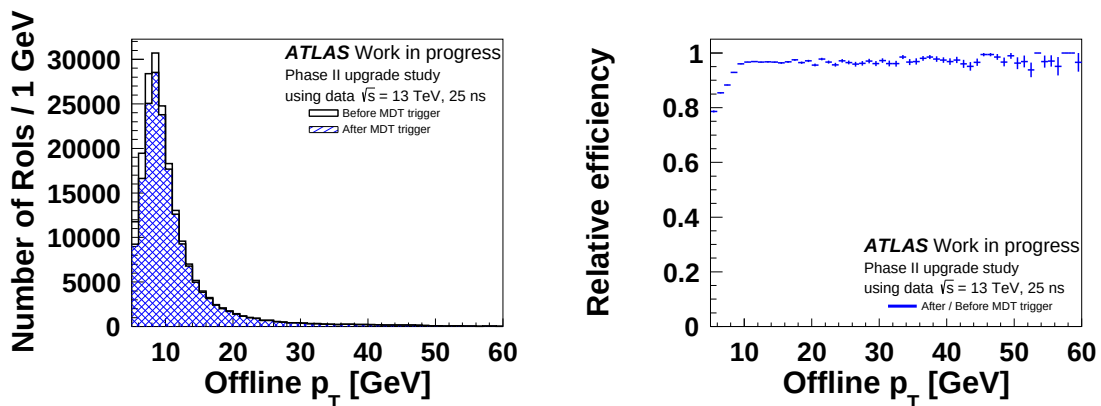


図 6.13: MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミュオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。

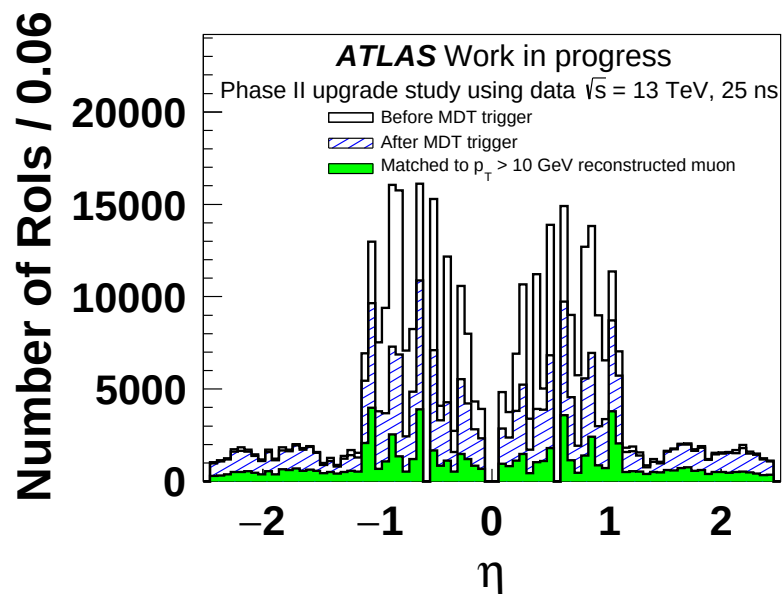


図 6.14: MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミュオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。

6.6 パラメータ変更による効果

パラメータ変更による効果については 5.6 節ですでに説明した。オフラインで再構成されたミュオンに対して角度分解能 $0 \sim 5$ mrad (1 mrad ずつ) を考慮して極角差 β を導出し、閾値付近の p_T を持つミュオン候補の効率を $90 \sim 98\%$ (1% ずつ) で得られる値を $|\beta|$ 閾値と定義したときのレート削減率および閾値以上のミュオンの効率を図 6.15 に示す。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。 p_T 閾値 10 GeV のダイミュオントリガーでは、バレル部における MDT 飛跡の存在有無がレート削減率に対して支配的であり、角度分解能が大きく効かないことが分かった。

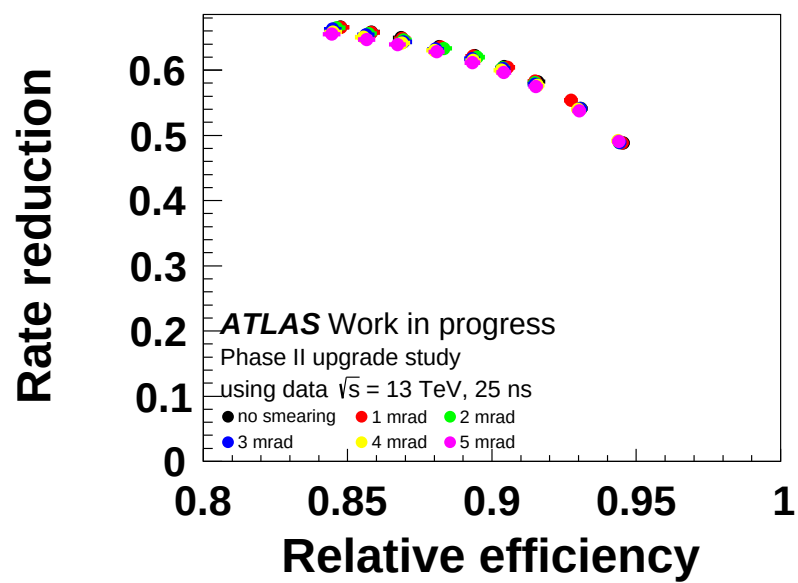


図 6.15: パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミューオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。

第 7 章

まとめ

スイス・ジュネーブ近郊の欧州原子核機構（CERN）に設置された大型ハドロン衝突型加速器 LHC では、世界最高エネルギーでの陽子陽子衝突実験を行っている。その衝突点の一つで行われている ATLAS 実験では、非常に高頻度で陽子陽子衝突を起こすため、トリガーシステムを用いてデータを保存する事象を高速で選別する。LHC では段階的にルミノシティを増強しており、特に 2024 年以降は LHC の設計値を超えた高輝度 LHC に増強する。高輝度 LHC では瞬間ルミノシティ $7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、平均パイルアップ数 200、重心系エネルギー 14 TeV のもとで運転を行い、10 年間で 3000 fb^{-1} の統計を取得する予定である。これに伴い、ATLAS 実験では、2024–26 年に高輝度化のための改良を行い、高統計の陽子陽子衝突データを用いてヒッグス物理検証や新物理探索を推進する予定である。高輝度化に際し、トリガーシステムの改良が必須である。高輝度 LHC における ATLAS 実験の初段ミューオントリガーでは現行の TGC, RPC よりも位置分解能に優れた MDT も使用する予定である。より位置分解能に優れた検出器も使用することで、記録したい物理事象に対する効率を高く保ちつつ、バックグラウンドとなる物理事象をより効率的に除去することが可能である。

本研究では、2016 年に取得した Run-2 データを用いて、1 本のミューオンに対する横運動量 (p_T) 閾値 10, 15, 20 GeV（シングルミューオントリガー）および 2 本のミューオンに対する p_T 閾値 10 GeV（ダイミューオントリガー）の MDT を用いた新しいミューオントリガー（MDT トリガー）のデザインおよび性能評価を行った。ダイミューオントリガーのような複数のミューオンに対する低い p_T 閾値を持ったミューオントリガーは、 $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象などを用いた新物理探索において非常に重要である。また、1 本のミューオンに対する p_T 閾値 15, 20 GeV の MDT トリガーについては、初めて Run-2 データを用いて性能評価を行った。このような 1 本のミューオンに対する高い p_T 閾値を持ったミューオントリガーは、超対称性模型の素粒子であるグルイーノやストップの探索など多くの物理事象に対して不可欠である。性能評価の結果、閾値以上の p_T を持つミューオン候補の選別効率を維持しつつ、現行のレベル 1 ミューオントリガーと比べて 1 本のミューオンに対する p_T 閾値 10, 15, 20 GeV の MDT トリガーについては 29, 39, 44%、2 本のミューオンに対する p_T 閾値 10 GeV の MDT トリガーについては 48% のレート削減率を実現できることが分かった。したがって、高輝度 LHC において MDT トリガーを使用することで、対応する事象におけるトリガーレートを効率的に抑えることが可能である。今後の研究課題として、位置を用いた場合の MDT トリガーの研究や高パイルアップ環境下における MDT トリガーの性能評価を行う必要がある。

参考文献

- [1] The 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. B 716 (2012) 1-29.
- [2] The CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) 30.
- [3] The ATLAS Collaboration, Updated coupling measurements of the Higgs boson with the ATLAS detector using up to 25 fb^{-1} of proton-proton collision data, ATLAS-CONF-2014-009.
- [4] ATLAS Collaboration, Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data, Phys. Lett. B 726 (2013) 120-144.
- [5] The ATLAS and the CMS collaboration, Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments, Phys. Rev. Lett. (2015).
- [6] Y. Horii on behalf of the ATLAS Collaboration, A muon trigger upgrade with high transverse momentum resolution for the ATLAS detector at the High-Luminosity LHC, 2015 JINST 10 C01005.
- [7] ATLAS Collaboration, ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document, CERN-LHCC-2015-020.
- [8] アトラス日本・写真集：LHC 加速器関係の写真,
<http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerator/PhotoAccelerator.html>
- [9] L. Evans and P. Bryant, JINST 3 S08001(2008).
- [10] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
- [11] <http://atlasexperiment.org/photos/how-atlas-works.html>
- [12] ATLAS Collaboration, ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, ATLAS TDR 19, CERN-LHCC-2010-013.
- [13] J. Wotschack, ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers, ATL-MUON-PUB-2008-006.
- [14] ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer Phase-II Upgrade Technical Design Report, ATLAS-TDR-026, CERN-LHCC-2017-017.
- [15] ATLAS Collaboration, ATLAS New Small Wheel Technical Design Report, ATLAS-TDR-20-2013, CERN-LHCC-2013-006.
- [16] ATLAS Level-1 Trigger Group, Level-1 Trigger Technical Design Report, ATLAS TDR-012 (1998).
- [17] The HL-LHC Project <http://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhc-project>

- [18] <http://atlas.cern/discover/detector/muon-spectrometer>

謝辞

本論文を作成するにあたり、さまざまな方に支えていただきました。非常に感謝しています。

久世正弘教授、名古屋大学の堀井泰之助教には、本論文をご精読いただき、様々な助言やご指摘をいただきました。これらをもとに修正した結果、よりよい論文が執筆できたと感じております。ありがとうございました。

指導教官である久世正弘教授には、「高輝度 LHC に向けた ATLAS 実験における新しいミューオントリガーの開発」という非常に興味深いテーマを提案していただきました。このような国際的な研究に携わる機会を与えていただきありがとうございました。また、研究で分からないところがあったときは的確で分かりやすい助言をしていただきました。名古屋大学の堀井泰之助教には研究の方針ややり方などさまざまな面で助言やご指摘をいただきました。初歩的な質問に対しても常に丁寧に教えていただきました。また、スライドに対するご指導や発表の仕方などを教えていただきました。Phase-II muon trigger グループの方々には、ミーティングでいつも貴重なご意見をいただき、その度研究が進展しました。石塚正基元助教（現東京理科大学准教授）には、研究に対する姿勢や ATLAS 実験全体についての多くの助言をいただきました。兼田充特任助教には、研究生活へのさまざまな助言やスライドに対する貴重なご意見をいただきました。研究室 OB である小林大氏（現九州大学学術研究員）には、研究に行き詰ったときにさまざまなアイデアをいただきました。田中雅大氏には、トリガーシステムについて多くの助言や CERN での生活においていろいろと助けていただきました。他の先輩方、同級生、後輩たちにも研究生活においてお世話になりました。本研究を行うことができたのは、これらの方々のおかげであり、心から感謝しています。

最後に、生活面と経済面で支えてくれた家族に感謝します。

図目次

2.1	グルイーノ探索のための崩壊チャンネルのファインマンダイアグラム	6
2.2	ストップ探索のための崩壊チャンネルのファインマンダイアグラム	6
2.3	標準模型における $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム	7
2.4	超対称性模型における $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム	7
2.5	ニュートリノ振動を介した $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム	8
2.6	超対称性模型における $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 事象のファインマンダイアグラム	8
3.1	LHC の概観 [8]	9
3.2	ATLAS 検出器の概観 [10]	11
3.3	ATLAS 座標系	12
3.4	粒子の識別および再構成の概念図 [11]	13
3.5	マグネットシステムの配置図 [10]	13
3.6	ある方位角 ϕ におけるソレノイド磁場の R, z 依存性 [10]。それぞれ R 成分 (○)、 z 成分 (×)、 $R = 1.058$ m (青)、 $R = 0.538$ m (赤)、 $R = 0.118$ m (緑)。	14
3.7	トロイド磁場の $ \eta $ 依存性 [10]。それぞれ $\phi = 0$ (赤)、 $\phi = \pi/8$ (黒)。バレルトロイドとエンドキャップトロイドの境界 ($1.4 < \eta < 1.6$) は transition 領域と呼ばれる。 . .	14
3.8	内部飛跡検出器の概観 [10]	14
3.9	ピクセルモジュールの概観 [10]	15
3.10	IBL の R - ϕ 断面図 [12]	16
3.11	バレル部におけるストリップモジュールの写真 (右図) および概観 (左図) [10]	17
3.12	カロリメータの概観 [10]	18
3.13	アコーディオン型電磁カロリメータの概観 [10]	19
3.14	タイルカロリメータの構造 [10]	20
3.15	タイルモジュールの構造 [10]	20
3.16	ミューオン検出器の概観 [10]	21
3.17	バレル部におけるミューオン検出器の R - ϕ 平面図 [13]	22
3.18	Small 部 (上図)、Large 部 (下図) におけるミューオン検出器の R - z 平面図 [14] . . .	23
3.19	ドリフトチューブの構造 [10]。それぞれ中心軸に対して垂直な平面による断面図 (左図)、中心軸に対して平行な平面による断面図 (右図)。	24
3.20	MDT チェンバーの構造 [10]	24
3.21	CSC の R - ϕ 断面図 [10]	25
3.22	CSC の構造 [10]	25

3.23	RPC の配置図 [10]	26
3.24	RPC の構造 [10]。単位は mm。	27
3.25	TGC チェンバーの 3 層構造 (左図) および 2 層構造 (右図) [10]	27
3.26	TGC チェンバー各層の構造 [10]	28
3.27	フォワード検出器の配置図 [10]	28
3.28	LHC の運転計画 [17]	29
3.29	Phase-I, II アップグレード後のミューオン検出器の R - z 断面図 [14]。それぞれ Small 部 (上図)、Large 部 (下図)、Run-1 より変化なし (黒字)、Phase-I アップグレードにおける改良 (緑字)、Phase-II アップグレードにおける改良 (赤字)。	30
3.30	NSW の構造 [15]	31
3.31	sTGC の構造 [15]	32
3.32	MM の構造 [15]	32
4.1	ATLAS トリガーシステムの全体像 [16]	35
4.2	バレル部レベル 1 ミューオントリガー (左図) と RPC チェンバーの構造 (右図) [10]	36
4.3	エンドキャップ部レベル 1 ミューオントリガー (左図) と TGC チェンバーの構造 (右図) [10]	37
4.4	高輝度 LHC における初段ミューオントリガーの全体像 [14]	38
4.5	角度差を用いた MDT トリガー [14]	38
4.6	位置を用いた MDT トリガー [14]	38
5.1	MDT トリガー通過前後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図) の例。それぞれ MDT トリガー通過前 (白)、MDT トリガー通過後 (青)。	40
5.2	MDT トリガー通過前後の η 分布の例。それぞれ MDT トリガー通過前 (白)、MDT トリガー通過後 (青)。	40
5.3	NSW トリガーの概念図 [15]。現行の TGC を用いた初段ミューオントリガーでは 3 種類のミューオン候補が予想できる。NSW トリガーでは、記録したい真のミューオン A の効率を保ちつつ、バックグラウンド B, C を除去する。	41
5.4	NSW トリガー要求後の η 分布 (L1.MU11)。それぞれ L1.MU11 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。	42
5.5	NSW トリガー要求後の η 分布 (L1.MU15)。それぞれ L1.MU15 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 15$ GeV (緑)。	42
5.6	NSW トリガー要求後の η 分布 (L1.MU20)。それぞれ L1.MU20 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 20$ GeV (緑)。	43
5.7	タイルトリガー要求後の η 分布 (L1.MU20)。それぞれ L1.MU20 通過後の実データ (白)、タイルトリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 20$ GeV (緑)。	44
5.8	β の定義。それぞれ Small 部 (上図)、Large 部 (下図)。	45

5.9	L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データにおける β と p_T の関係。磁場の強さおよび使用するチェンバー間の距離を考慮して、9 つの領域に分けた。	46
5.10	領域分けの定義	47
5.11	L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データに対して、ある領域での β 分布。それぞれマッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 10$ GeV (青)、 $p_T < 10$ GeV (赤)。	47
5.12	MDT, CSC 間の隙間の補正	48
5.13	MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミューオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。	49
5.14	MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1_MU11 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。	49
5.15	MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1_MU15 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミューオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。	50
5.16	MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1_MU15 および NSW トリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 15$ GeV (緑)。	50
5.17	MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1_MU20、NSW トリガーおよびタイルトリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミューオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。	51
5.18	MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1_MU20、NSW トリガーおよびタイルトリガー通過後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 20$ GeV (緑)。	51
5.19	パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミューオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。	52
5.20	パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 15 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミューオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。	53
5.21	パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 20 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミューオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。	53

6.1	NSW トリガー要求後の η 分布 (L1.2MU10)。それぞれ L1.2MU10 通過後の実データ (白)、NSW トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。	55
6.2	TGC トリガーセクター、[18] を元に作成	55
6.3	フェイク 2 ミューオントリガーの概念図	56
6.4	バレル部における RPC RoI 番号。RPC を $\phi = \pi$ で展開しており、横軸は η 、縦軸は ϕ を表す。図中の小さな長方形は RoI、トリガーセクターごとに色分けされた RoI の集合は Pad を表しており、各 RoI にはそれぞれ番号が付けられている。	56
6.5	エンドキャップ部およびフォワード部における TGC RoI 番号。フォワード部トリガーセクター 1 枚に対して 2 枚のエンドキャップ部トリガーセクターが対応している。図中の小さな長方形は RoI を表しており、それぞれ番号が付けられている。	57
6.6	オフラインで再構成されたミューオンが 1 つであるにも関わらず、ある隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミューオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号。囲んだ領域は重複する RoI の組み合わせを表す。	58
6.7	オフラインで再構成されたミューオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミューオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号の差。	59
6.8	オフラインで再構成されたミューオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミューオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号。	60
6.9	オフラインで再構成されたミューオンが 1 つであるにも関わらず、隣り合ったトリガーセクターで 2 つのミューオン候補が選別されたときの 2 つの RoI 番号の差。	61
6.10	オーバーラップ除去前後の η - ϕ 分布 (L1.2MU10)。それぞれオーバーラップ除去前 (左図)、オーバーラップ除去後 (右図)。	62
6.11	L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データにおける β と p_T の関係。磁場の強さおよび使用するチェンバー間の距離を考慮して、9 つの領域に分けた。	63
6.12	L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データに対して、ある領域での β 分布。それぞれマッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 10$ GeV (青)、 $p_T < 10$ GeV。	64
6.13	MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の p_T 分布 (左図) および相対効率 (右図)。それぞれ L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)。オフラインとマッチングの取れなかったミューオンは含まないため、 η 分布と比べて RoI の数が少ない。	64
6.14	MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) 要求後の η 分布。それぞれ L1.2MU10、NSW トリガーおよびオーバーラップ除去後の実データ (白)、MDT トリガー要求後 (青)、マッチングの取れたオフラインミューオンに対して $p_T > 10$ GeV (緑)。	65
6.15	パラメータ変更による MDT トリガー (p_T 閾値 10 GeV) の効果。それぞれオフラインで再構成されたミューオンに対して 0 mrad (黒)、1 mrad (赤)、2 mrad (緑)、3 mrad (青)、4 mrad (黄)、5 mrad (桃) の角度分解能を考慮した。ただし、NSW の角度分解能は設計値 1 mrad で固定した。	66

表目次

2.1	標準模型の素粒子（フェルミオン）	3
2.2	標準模型の素粒子（ボソン）	4
2.3	超対称性模型の素粒子（ボソン）。スピンの $1/2$ のクォークにはスピンの 0 のボソン（スクォーク）、スピンの $1/2$ のレプトンにはスピンの 0 のボソン（スレプトン）がそれぞれ存在する。「ス」は、supersymmetry（または scalar）の s である。超対称性粒子の記号は、対応する粒子の上にチルダを付ける。	5
2.4	超対称性模型の素粒子（フェルミオン）。スピンの 1 のゲージボソンにはスピンの $1/2$ のフェルミオン（ゲージーノ）、スピンの 0 のヒッグス粒子にはスピンの $1/2$ のフェルミオン（ヒグシーノ）、スピンの 2 のグラビトンにはスピンの $3/2$ のフェルミオン（グラビティーノ）がそれぞれ存在する。ニュートリノにならって語尾に「イノ（ino）」をつける。超対称性粒子の記号は、対応する粒子の上にチルダをつける。	5
3.1	LHC のパラメータ（設計値）[9]	10
3.2	各検出器で要求される性能および有感領域（設計値）[10]。 E および p_T の単位は GeV である。	10
3.3	擬ラピディティ η と極角 θ の関係	12
3.4	ミューオン検出器のパラメータ [10]	22
5.1	各 p_T 閾値（10, 15, 20 GeV）における性能評価の結果	52