

平成 27 年度修士論文
LHC-ATLAS 実験におけるタイルカロリメータを用いた
ミュオントリガーの改良

学籍番号 14M01181

細川健人

東京工業大学院理工学研究科基礎物理学専攻

指導教員 久世正弘准教授

2016 年 2 月 8 日

Abstract

The ATLAS experiment is one of the particle physics experiments using high energy proton-proton collisions at the Large Hadron Collider (LHC). The ATLAS experiment investigates the Standard Model and searches for new physics. As the collision rate at LHC is too high, it is difficult to record all collision data due to limitation of the disk writing speed. Therefore, ATLAS trigger selects events which meet the trigger conditions before writing the data on disk. The ATLAS trigger system consists of two levels. Level1 triggers are based on hardware and HLT (High Level Trigger) are on software. Various kinds of triggers are prepared in the ATLAS trigger system for each object (electron, muon, hadron jet, etc.) and among those muon trigger is used to identify muons in the event.

The aim of this study is to improve the muon trigger by using the tile calorimeter which have not yet been used for the muon trigger.

First, this study shows the possibility to reduce backgrounds in the HLT muon trigger by using the energy deposits in the tile calorimeter and track detected in the muon spectrometer.

Second, the possibility to identify muons by using the energy deposits in the tile calorimeter and track in the inner detector is investigated. The ATLAS muon trigger has inefficiencies due to geometrical acceptance of the muon spectrometer. The inefficiency can be recovered by using tile calorimeter and FTK (Fast TraKer), a system that does a fast track reconstruction after level1 trigger to enable the early access to tracking information at the HLT trigger.

LHC's luminosity increases to search for new physics. On the other hand, trigger condition will become tight because the collision rate which can be recorded in ATLAS trigger system has an upper limit. This study shows the possibility to reduce the muon trigger rate and recover muon trigger inefficiency.

概要

ATLAS 実験は、欧州原子核研究機構（CERN）の陽子陽子衝突型加速器 LHC で行われている素粒子物理学実験の一つである。ATLAS 実験は標準模型の検証と超対称性を始めとした新物理の探索を行っているが、LHC の衝突頻度が膨大であるため、トリガー条件を満たす事象のみを実験データとして記録している。トリガーは対象とする物理事象ごとに専用のものが用意されており、その一つとしてミュオンを対象としたトリガーが稼働している。また、ATLAS 実験では効果的に事象選別を行うため、多段階トリガーシステムを採用している。すなわち、トリガーシステムはハードウェアによるレベル 1 とソフトウェアによる HLT（High Level Trigger）に分けられる。

本研究では、ミュオントリガー性能の改良を目的としてタイルカロリメータというこれまでミュオントリガーに用いられていない検出器に注目した。最初に、タイルカロリメータでのエネルギー損失とミュオン検出器による飛跡の情報を用いる事により、ミュオン以外の粒子によるバックグラウンドの識別が可能であることを示した。

次に、ミュオン検出器の構造上の問題からこれまでトリガーでミュオンが検出できなかった不感領域について、タイルカロリメータと内部飛跡検出器の情報を用いる事により、ミュオンの同定が可能であることを確認した。ATLAS 実験では高速飛跡トリガーが 2015 年から導入されており、タイルカロリメータと合わせて活用することで、ミュオントリガーの検出効率の向上を期待できる事を示した。

LHC 加速器では、さらなるルミノシティの増加により様々な物理の成果が期待されている一方で、可能なデータ取得レートには制限があるため、トリガーに対する条件は厳しくなる。本研究では、今後のトリガーシステムの改良としてバックグラウンドの削減とトリガー効率の改善の可能性を示す事ができた。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	標準模型 (Standard Model)	7
1.2	超対称性理論	8
1.3	ATLAS 実験における SUSY 粒子探索の例 (スカラートップ探索)	10
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	12
2.1	LHC	12
2.2	ATLAS 検出器	14
第 3 章	ATLAS 実験のトリガー	25
3.1	LHC-ATLAS 実験のトリガー	25
3.2	ミュオントリガー	25
3.3	レベル 1 ミュオントリガー	26
3.4	レベル 2 ミュオントリガー	29
第 4 章	タイルカロリメータを用いたトリガーレートの削減	31
4.1	オフラインミュオン再構成	31
4.2	フェイクミュオン	31
4.3	タイルカロリメータを用いた識別	32
4.4	ミュオンの識別効率とフェイクミュオンの削減率	38
第 5 章	タイルカロリメータを用いたミュオンの同定	44
5.1	タイルカロリメータの情報	45
5.2	ミュオン識別のアルゴリズム	47
5.3	トリガーレートの予想	53
第 6 章	まとめ	57
	参考文献	59

目次

1.1	超対称性理論	9
1.2	2013 年までの SUSY 粒子探索 [5]	11
2.1	LHC 概観 [7]	13
2.2	地図上の LHC [7]。赤線が LHC を示す。	13
2.3	ATLAS 検出器 [7]	15
2.4	粒子識別の概略図 [7]	15
2.5	バレル部の内部飛跡検出器 [7]	16
2.6	カロリメータ [7]	18
2.7	タイルカロリメータ [7]。左はタイルカロリメータが 64 個のモジュールから構成されている事を示している。右はモジュールの構造を示しており、鉄は白、シンチレータは黒色で表している。	19
2.8	タイルカロリメータのモジュールの構造 [7]。左が Long Barrel、右が Extended Barrel のモジュールである。横軸が z 軸、縦軸が R 軸となっている。	20
2.9	超伝導マグネット [9]	20
2.10	ミューオン検出器の断面図 [10]	21
2.11	MDT の模式図 [9]	22
3.1	ATLAS におけるトリガーシステムの概要図 [11]。rate の数値は、黒字が設計値、赤字が Run1 での実際の値を示す。	26
3.2	2012 年の $p_T = 24\text{GeV}$ または 36GeV を閾値とするミューオントリガーの検出効率の p_T 依存性 [12]。赤点がレベル 1、緑点がレベル 2、青点がイベントフィルターの検出効率を示す。この分布はデータを用いて計測されている。上図 (a) はバレル部、下図 (b) はエンドキャップ部での検出効率を示す。	27
3.3	Level 1 ミューオントリガーのコインシデンスの例 [13]。本文中の M1, M2, M3 は右側の TGC1, TGC2, TGC3 である。	28
3.4	TGC の配置 [14]	29
4.1	フェイクミューオンの η 分布	32

4.2	$d\phi$ の上限と dE/dx の 2 次元分布。横軸は、 $d\phi$ の上限値。縦軸は、 $d\phi$ の上限値を横軸の値に設定した場合のミューオンの dE/dx を示している。	35
4.3	各層における $d\eta$ の上限と dE/dx の 2 次元分布。各層での $d\eta$ と dE/dx の 2 次元分布。横軸は、 $d\eta$ の上限値。縦軸は、 $d\eta$ の上限値を横軸の値に設定した場合のミューオンの dE/dx を示している。上から A 層、BC 層、D 層での分布。左は LongBarrel、右は Extended Barrel の分布である。	36
4.4	各層での dE/dx 分布。青線がミューオン、赤線がフェイクミューオンの dE/dx を示している。上から A 層、B 層、D 層での分布であり、左が Long Barrel、右が Extended Barrel での分布。各層での $PL > 0.3m$ のミューオンとフェイクミューオンの分布である。	37
4.5	削減されるフェイクミューオンの η 分布	39
4.6	レベル 2 選定条件を通過する割合の p_T 依存性。縦軸：通過する割合、横軸：横方向運動量。 $0.8 < \eta < 1.7$ におけるサンプルを使用している。	39
4.7	pile up ごとに分けたミューオンの dE/dx 分布。上から A 層、B 層、D 層での分布であり、左が Long Barrel、右が Extended Barrel での分布。actual per xing ごとに分けており、この値が大きいほど pile up は大きい。青線は $actual\ per\ xing < 10$ 、赤線は $10 < actual\ per\ xing < 15$ 、緑線は $15 < actual\ per\ xing < 20$ 、紫線は $20 < actual\ per\ xing$ の場合の dE/dx 分布である。	41
4.8	pile up ごとに分けたミューオンがレベル 2 選定条件を通過する割合。縦軸：通過する割合、横軸：横方向運動量。ミューオンの方向が $0.8 < \eta < 1.7$ の範囲内にあるデータを使用している。actual per xing の値が大きいほど pile up は大きい。	42
4.9	pile up ごとに分けたフェイクミューオンがレベル 2 選定条件を通過する割合。縦軸：通過する割合、横軸：横方向運動量。フェイクミューオンの方向が $0.8 < \eta < 1.7$ の範囲内にあるデータを使用している。actual per xing の値が大きいほど pile up は大きい。	42
4.10	全 η 領域のミューオンが持つタイル全体での PL の分布	43
4.11	PL の計算方法を変えた場合の求められる $PL(m)$ の違い（左）と $dE/dx(\text{GeV}/m)$ の違い（右）。	43
5.1	オフラインミューオンがレベル 1 ミューオントリガーを鳴らしている割合の η, ϕ 分布。ここでレベル 1 ミューオントリガーは、一本以上 $p_T > 15\text{GeV}$ のミューオンがあるイベントを拾うという条件のものである。	45
5.2	FTK の性能 [15]。左図は縦軸に $\sigma(\eta)$ を示したもの。右図は縦軸に $\sigma(\phi)$ を示したもの。横軸はともに q/p_T である。	46
5.3	各層での $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。各層でミューオンのトラックとミューオン以外のトラックが持つ $\log_{10}(dE/dx)$ の分布。青線がミューオンのトラック、赤線がミューオン以外のトラックが持つ $\log_{10}(dE/dx)$ を示す。縦軸は log スケールで示している。 dE/dx の単位は GeV/m である。	47

5.4 ミューオンを識別する効率の p_T 依存性 (左)、 η 依存性 (右)。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は p_T (左)、 η (右)。 48

5.5 $|\eta| = 0$ 付近では、ミューオンがシンチレータを通過しない事がある (左)。 $|\eta| = 0$ 付近のミューオンは、他の領域のミューオンと比べて通過する鉄とシンチレータの比率が違う (右)。 49

5.6 ミューオンが D 層で落とすエネルギーと η の関係。縦軸はミューオンが D 層で落とすエネルギー、横軸はミューオンの η を示す。黒点は、各 η でのエネルギー分布における平均値を示している。 49

5.7 タイルカロリメータ全体での $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。タイルカロリメータ全体でのミューオンのトラックとミューオン以外のトラックが持つ $\log_{10}(dE/dx)$ の分布。青線がミューオンのトラック、赤線がミューオン以外のトラックを示す。縦軸を log スケールで示している。 50

5.8 ミューオンを識別する効率の η 依存性。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は η 。 51

5.9 $\eta = \pm 1$ での $\log_{10}(dE/dx)$ の変化。バックグラウンドの持つ $\log_{10}(dE/dx)$ の分布。なお、統計量が違うため規格化している。青線は、全 η 領域のバックグラウンドの持つ $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。赤線は、 $0.9 < |\eta| < 1.1$ の領域のバックグラウンドの $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。縦軸は log スケールである。 52

5.10 ミューオンを識別する効率の η 依存性。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は η 。 53

5.11 ミューオンを識別する効率の p_T 依存性。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は p_T 。 54

5.12 ミューオンを識別する効率の η, ϕ 分布。横軸は η 、縦軸が ϕ 。 55

5.13 ミューオン以外の粒子によってイベントを拾う割合。縦軸：イベントを拾う割合。横軸：イベント中のミューオン以外の飛跡の本数。 η (左)、 p_T (右) ごとに色分けをしている。 56

第 1 章

序論

ATLAS 実験は標準模型の検証や超対称性理論などの標準模型を超える物理の発見を主な目的としている。ここでは、素粒子の標準模型と標準模型を超える物理の一つである超対称性理論について述べる。

1.1 標準模型 (Standard Model)

標準模型 (Standard Model) とは、現在の素粒子物理学において強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用という基本的な相互作用について記述した理論である。標準模型における粒子は、力を媒介するゲージ粒子 (スピン 1)、物質を構成しているフェルミ粒子 (スピン 1/2)、ゲージ粒子に質量を与えるヒッグス粒子 (スピン 0) から成る。ヒッグス粒子は近年まで未発見であったが、2012 年に CERN の LHC で行われている ATLAS 実験と CMS 実験により発見された [1][2]。表 1.1 に標準模型で扱う素粒子を纏める。

素粒子間には 4 種類の相互作用 (電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用) が存在する。この内 3 種類の相互作用は 4 種類のゲージボソンを媒介して力を伝える。電磁相互作用は光子、強い相互作用はグルーオン、弱い相互作用は W^\pm 、 Z^0 が媒介する。電磁相互作用は電荷を持つ粒子間で生じ、強い相互作用はカラーと言う量子数を持つ粒子間で生じ、弱い相互作用は全てのフェルミオンに作用する。

フェルミオンの内、強い相互作用をするものをクォーク、それ以外のものをレプトンと呼ぶ。クォークはカラーと電荷を持つため、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の全ての影響を受ける。クォークはカラーを打ち消すような構成でしか存在できず、クォーク-反クォークのペアのメソンまたは 3 種類のクォークが結合したバリオンと呼ばれる状態で存在する。クォークによって構成される粒子はハドロンと呼ばれる。

レプトンはカラーを持たないため、強い相互作用をしない。電荷を持つものと持たないものがあり、電荷を持たないレプトンをニュートリノという。ニュートリノは標準理論では質量を持たないとされていたが、ニュートリノ振動の発見 [3] により、わずかではあるが質量を持つ事が明らかになった。

標準理論は、これまで得られているほとんどの実験結果を説明する事ができる。また、標準理論ではヒッグス機構により電弱対称性が自発的に破れる。一般に場の揺らぎは粒子として

表 1.1 標準理論の素粒子

クォーク

第1世代	第2世代	第3世代	電荷	スピン
u	c	t	+2/3	1/2
d	s	b	-1/3	1/2

レプトン

第1世代	第2世代	第3世代	電荷	スピン
e	μ	τ	-1	1/2
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2

ボソン

		電荷	スピン
ゲージボソン	γ	0	1
	gluon	0	1
	W^\pm	± 1	1
	Z^0	0	1
スカラーボソン	H	0	0

解釈されているが、ヒッグス場の4つある揺らぎの自由度のうち3つは、WボソンとZボソンが質量を持つことに伴い、その縦波成分として吸収される。残りの1自由度を、スピン0のスカラー粒子であるヒッグス粒子だとして予測されていた。前述のようにヒッグス粒子は、長年見つかっていなかったが、2012年に発見され、これにより標準理論の素粒子は全て発見された。

1.2 超対称性理論

現在、素粒子物理学におけるほとんどの現象は、標準模型により記述することができる。しかし、標準模型にはいくつかの問題がある。その内の一つが、階層性問題である。階層性問題とは、電弱スケール ($\sim 100 \text{ GeV}$) とプランクスケール ($\sim 10^{19} \text{ GeV}$) に大きな隔りがあるという問題である。この問題は、ヒッグス粒子の質量で見ることができる。ヒッグス粒子の質量 m_{higgs} は、ヒッグス粒子の裸の質量 m_{bare} (その粒子が相互作用しないと仮定したときの質量) と質量補正項 Δm_{higgs} を用いて、

$$m_{\text{higgs}}^2 = m_{\text{bare}}^2 + \Delta m_{\text{higgs}}^2 \quad (1.1)$$

$$\Delta m_{\text{higgs}}^2 \sim -\frac{|\lambda|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 \quad (1.2)$$

と与えられる。ここで λ はヒッグス粒子の結合定数、 Λ は理論の適応限界を表すパラメータで、これがプランクスケールである場合、質量補正項は 10^{19} GeV ほどになる。ヒッグスの質量は $\sim 125 \text{ GeV}$ ほどであるので、この補正項の大きさは非常に不自然なものである。

表 1.2 標準模型の粒子と超対称性粒子の対応

標準模型の粒子	超対称性粒子
フェルミオン クォーク (トップクォーク等) レプトン (ニュートリノ等)	スクォーク (スカラートップクォーク等) スレプトン (スカラーニュートリノ等)
ボソン ゲージ粒子 (グルーオン等) ヒッグス	ゲージノ粒子 (グルイーノ等) ヒッグシーノ

超対称性 (SuperSymmetry:SUSY) 理論は、この階層性問題を解決できる有力な理論の1つである。標準模型の粒子にはスピンの1/2 ずつずれた超対称パートナーがいるとする。つまり、フェルミオンはボソンを、ボソンはフェルミオンを超対称パートナーに持つ (表 1.2) ものとする。超対称性とは、標準模型の粒子と、超対称パートナーとの変換についての対称性である (図 1.1)。

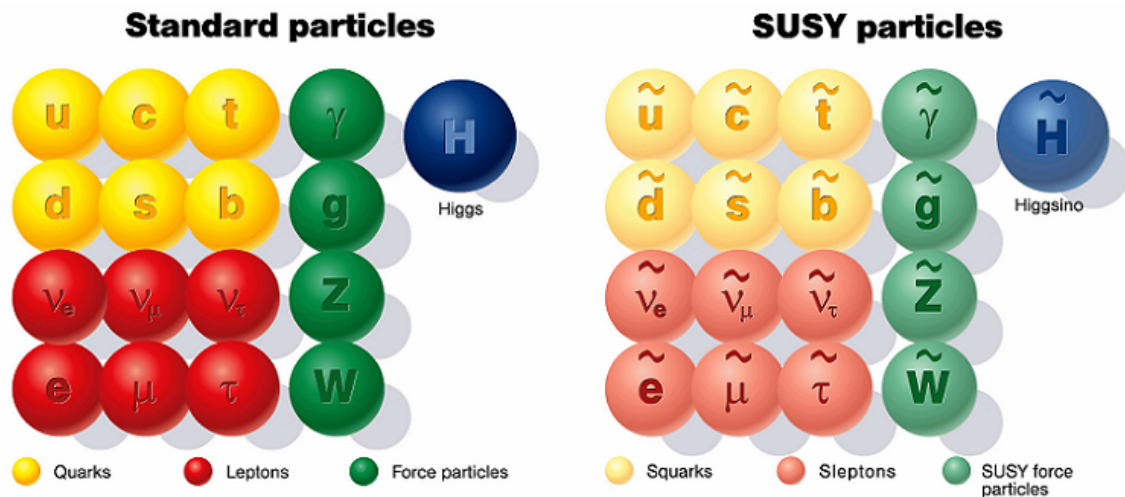


図 1.1 標準理論で記述される粒子 (左) と超対称性理論で予測される超対称パートナー (右) [4]

この超対称性を導入すると、ヒッグス粒子の質量補正項の計算に既存の粒子の寄与に加えて超対称性パートナーの寄与が加わり、補正項を打ち消すことができる。例えば、ボソンのループに対して、その超対称パートナーのフェルミオンのループは逆符号の寄与を与える。このループに表れる結合定数は超対称性により等しくなるので、これらの寄与は相殺される。

超対称性を特徴づける量子数に

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (B: \text{バリオン数}, L: \text{レプトン数}, S: \text{スピン}) \quad (1.3)$$

と定義される R パリティという量子数がある。標準模型の粒子の R パリティは正、超対称性粒子の R パリティは負の値を持つ。多くのモデルで、R パリティは保存するとされている。R パリティが保存する場合、標準模型の粒子から超対称性粒子が生成される際は、超対称性粒子は対生成され、超対称性粒子が崩壊する際は、超対称性粒子と標準模型の粒子に崩壊する。ま

た、超対称性粒子の崩壊には必ず超対称性粒子を含むことから、最も軽い超対称性粒子はそれ以上崩壊できない。

超対称性を導入することで、階層性問題の他にも大統一理論 (Grand Unified Theory) や暗黒物質などの問題を解決できる可能性がある。大統一理論は、高いエネルギースケール ($\sim 10^{16}$ GeV) において、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一する理論である。しかし、標準理論を単純に統一しようとしても、高いエネルギースケールでゲージ結合定数を統一することはできない。ここで、超対称性を組み込むと、高エネルギーでのゲージ結合定数を統一することができるようになる。

また、最も軽い超対称性粒子 (LSP) は安定であると考えられる為、LSP が暗黒物質の良い候補になる。

1.3 ATLAS 実験における SUSY 粒子探索の例 (スカラートップ探索)

ATLAS 実験における SUSY 粒子探索とミューオントリガーの関係を示す例として、スカラートップ探索について説明する。

仮に超対称性が完全に成り立っているとしたら、標準模型の粒子と同じ質量の超対称性粒子が存在するはずである。つまり、これまでの加速器実験で生成され、発見されていてもおかしくない。しかし、現在超対称性粒子は発見されていない [5]。このことから、超対称性は低いエネルギーでは破れており、超対称性粒子は大きな質量を持っていると考えられる。

前述したように、階層性問題のヒッグス粒子の質量の補正項は、超対称性を導入することによって標準模型の粒子の寄与と超対称性粒子の寄与が打ち消しあう。しかし、補正項のうち第一項は打ち消し合うが、第二項は残ってしまう。

$$\Delta m_{\text{higgs}}^2 \sim -\frac{3\lambda_t^2}{4\pi^2} m_t^2 \log \frac{\Lambda}{m_{\tilde{t}}} \quad (1.4)$$

ここで $m_{\tilde{t}}$ は、スカラートップクォークの質量である。 λ_t はトップクォークの湯川結合定数でトップクォークが重いため、大きな値となる。従って、逆にスカラートップクォークはあまり重くなれない。この項はスカラートップクォークの質量に依存している為、 $\Delta m_{\text{higgs}}^2/m_{\text{bare}}^2=10\%$ 程だと考えると、スカラートップクォークの質量は、600 GeV 以下であると考えられる。つまり、スカラートップクォークは比較的軽く、見つけやすいと予想される。

図 1.2 は、2013 年までの重心系エネルギー 8TeV の ATLAS 実験における超対称性粒子探索の結果について示したものである。2013 年までの探索では、スカラートップクォークの質量 500GeV くらいまでを排除できており、そこには存在しない事が分かっている [5]。スカラートップクォークが見つからない理由は幾つか考えられる。例えば、軽いと予想されているが、実際は LHC で生成できない程重い粒子であることや、LHC で生成されているが崩壊先の超対称性粒子との質量差が小さい為に、検出可能な粒子のエネルギーが小さくなり、観測が難しい場合が考えられる。

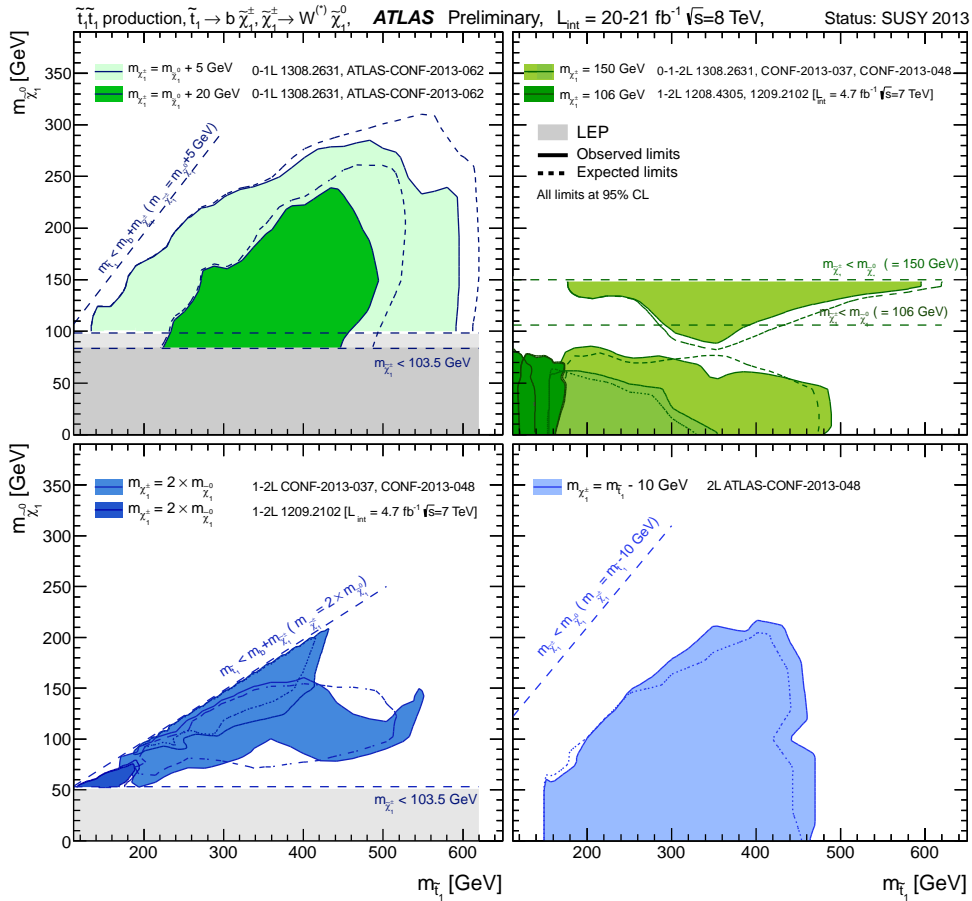


図 1.2 2013 年までの SUSY 粒子探索 [5]

対生成したスカラートップクォークが、

$$\tilde{t} \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + (W^* \rightarrow l\nu) \quad (1.5)$$

と崩壊することを考える。ここで、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ はチャージーノと呼ばれる超対称性粒子であり、これは荷電ボーズ粒子の超対称パートナーの質量固有状態である。 $\tilde{\chi}_1^0$ はニュートラリーノと呼ばれる超対称性粒子であり、中性ボーズ粒子の超対称パートナーの質量固有状態である。 l はレプトンを示している。この崩壊では、まずスカラートップクォークが b クォークとチャージーノに崩壊し、チャージーノがニュートラリーノと W に崩壊している。ここで、スカラートップクォークとチャージーノとニュートラリーノの質量がほぼ縮退している場合を考えると、崩壊により生成される粒子はソフト（低運動量）になるため、観測が難しくなる。

このシグナルのように、SUSY 粒子探索には、終状態にレプトン（ミューオン、電子）を含むものが多くある。また、LHC のビーム強度は今後も更に増大する可能性があり、統計を増やして SUSY 粒子の探索が可能となる。一方で、強度が上がる事によるイベントレートの増大によって、現在用いられているトリガーシステムを用いる事が困難になる可能性がある。従って、本研究では、トリガーシステムを改良することで、今後の LHC 実験を円滑に進める事ができるようにする事を目的とする。

第 2 章

LHC-ATLAS 実験

2.1 LHC

LHC (Large Hadron Collider) 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) の陽子陽子衝突型加速器である。地下 100 m のトンネルに設置された周長 26.66 km のシンクロトロンリングには超伝導磁石によって、ピーク値で 8.33T の磁場がかけられており、陽子ビームを円形軌道にのせている。重心系エネルギーの設計値は 14 TeV で、2010-2011 年は 7 TeV、2012 年は 8 TeV、2012 年からアップグレードを行い、2015 年からは 13 TeV での衝突を行った。LHC には 4 つのビーム衝突点があり、その内の一つに設置された実験が ATLAS (A Troidal LHC ApparatuS) である。表 2.1 に LHC の主なパラメータを示す。図 2.1 に LHC の概観、図 2.2 に地図上で見た LHC を示す。

2.1.1 LHC の運転状況

LHC は 2012 年に重心系エネルギー 8 TeV での運転を終えた後、ビームエネルギー強化のために 2 年間シャットダウンし、アップグレードを行っていたが、現在は運転を再開している。シャットダウン前の運転を Run1、シャットダウン後の運転を Run2 と呼ぶ。2012 年の運転では、最高瞬間ルミノシティは $7.73 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達し、2012 年の積分ルミノイティは 23.3fb^{-1} となっている。ATLAS 検出器ではそのうち 21.7fb^{-1} という高い効率でデータを

表 2.1 LHC の主なパラメータ [6]

主リング周長	26.66 km
瞬間最高ルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
想定バンチ間隔	24.95 ns
バンチ数	2808
重心系エネルギー	設計値 14 TeV
ルミノシティ寿命	14.9 時間
1 バンチ当たりの陽子数	1.15×10^{11}
バンチ長	1.0 ns

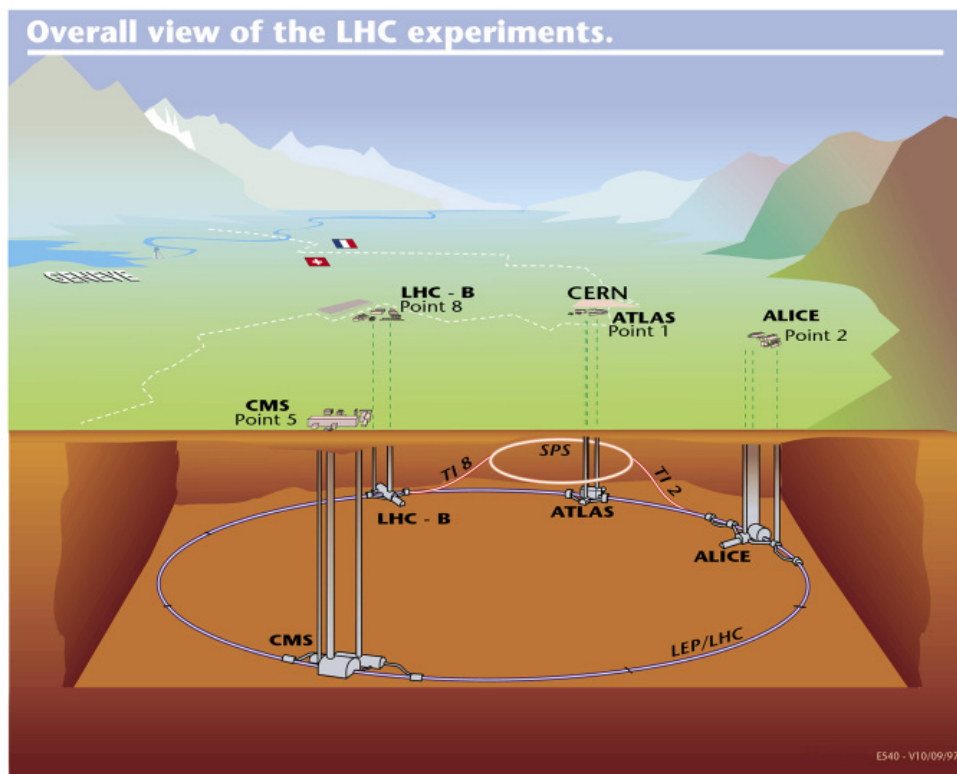


図 2.1 LHC 概観 [7]

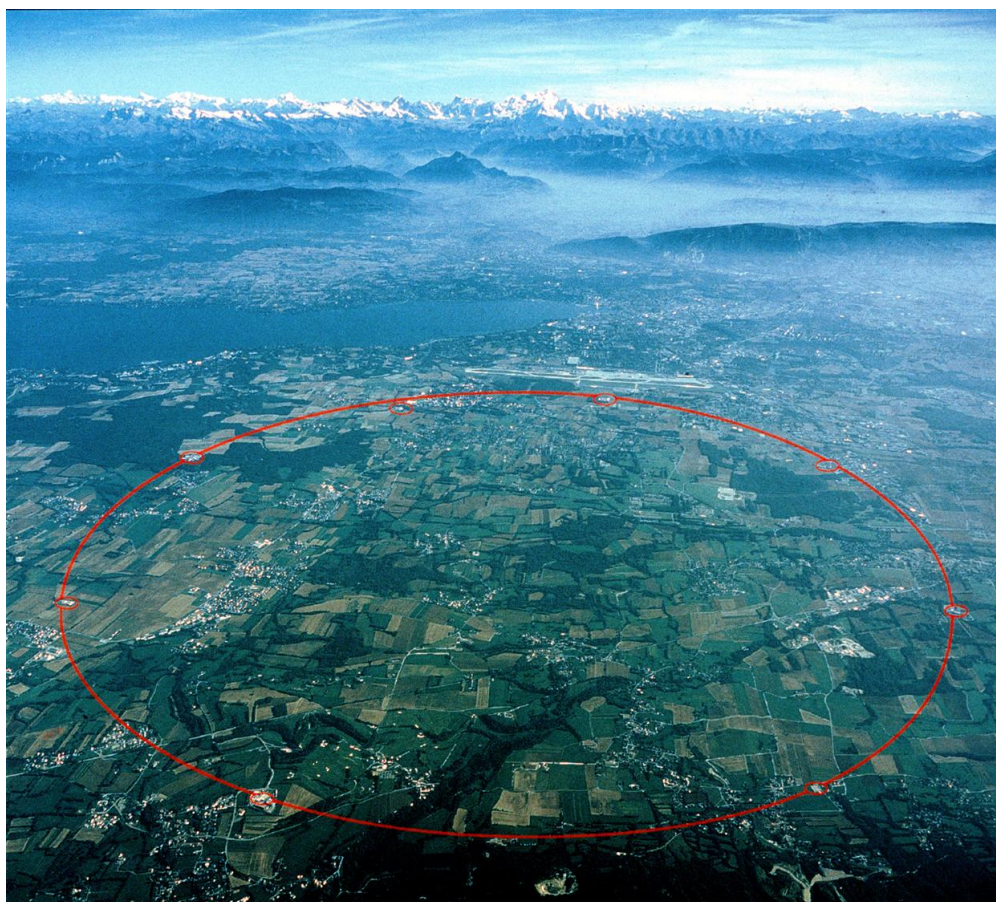


図 2.2 地図上の LHC [7]。赤線が LHC を示す。

取得することに成功した。

2.1.2 LHC に設置されている検出器

LHC には4つの衝突点があり、それぞれに目的の異なる検出器を設置している。標準模型の精密測定及びヒッグス粒子や標準理論を越える物理を探索する事を目的とした ATLAS (A Troidal LHC ApparatuS) 検出器と CMS (the Compact Muon Solenoid) 検出器、重イオンの衝突によるクォークグルーオンプラズマなどの研究を目的とした ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 検出器、B 粒子の物理の研究を目的とした LHCb (Large Hadron Collider Beauty) 検出器が設置されている。

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器 (図 2.3) は、標準模型を超える物理の探索や標準模型の精密測定を目的とした、直径 22 m、長さ 44 m、総重量 7000 トンの汎用検出器である。ATLAS 実験で生成される粒子の多くは非常に不安定であるため、すぐに安定な粒子に崩壊する。従って、反応の詳細を研究するためには、生成された全ての粒子を検出し、事象再構成を行う必要がある。

ATLAS 検出器は内側から、内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン飛跡検出器で構成されている。また、内部飛跡検出器を囲んで超伝導ソレノイド磁石が、カロリメータの外側に3つの超伝導トロイド磁石が設置されている。ATLAS 検出器は円筒形をしており、端面部がエンドキャップ部、側面部がバレル部と呼ばれる。

ATLAS 検出器ではビーム軸を z 軸、それに垂直な方向を R 軸、 z 軸に垂直な面においてビームリングと平行な方向を x 軸、垂直な方向を y 軸という。また、ビーム軸を周回する方位角を ϕ 、粒子の飛跡方向とビーム軸のなす角を θ としている。また、擬ラピディティ $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$ を定義しており、ATLAS 検出器での粒子の検出による角度の情報は基本的に ϕ と η で表される。

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。そのため、陽子内の粒子のビーム軸方向 (縦方向) のエネルギーや運動量は初期状態を全て測定することはできない。従って、縦方向のエネルギーや運動量の初期値を知ることはできない。一方、ビーム軸方向と垂直なエネルギーや運動量は初期値が常に 0 である。従って、反応を特徴付ける指標として横方向エネルギー (E_T) や横方向運動量 (p_T) を用いる。横方向運動量とは、運動量の xy 平面への射影成分である。

ATLAS 検出器では、複数の検出器の情報を組み合わせることで粒子識別が可能である (図 2.4)。内部飛跡検出器の飛跡の有無で荷電粒子か中性粒子かが分かり、飛跡から電荷の正負が分かる。電磁カロリメータにより電子及び光子のエネルギーが測定される。ハドロンカロリメータはハドロンのエネルギーを検出できる。ミュオンはミュオン検出器の飛跡から識別できる。ニュートリノは検出器で直接測定はできないが、全ての粒子の横方向エネルギーを足した全横方向エネルギーと逆向きの損失エネルギー (E_T^{miss}) として間接的に測定される。

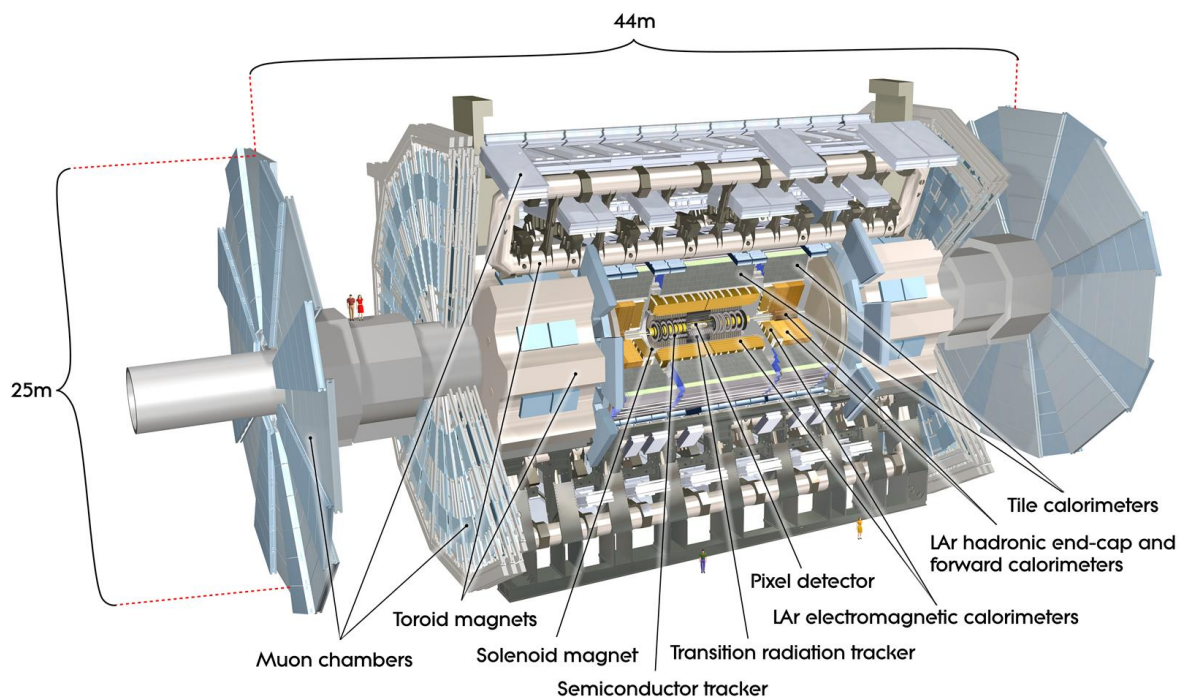


図 2.3 ATLAS 検出器 [7]

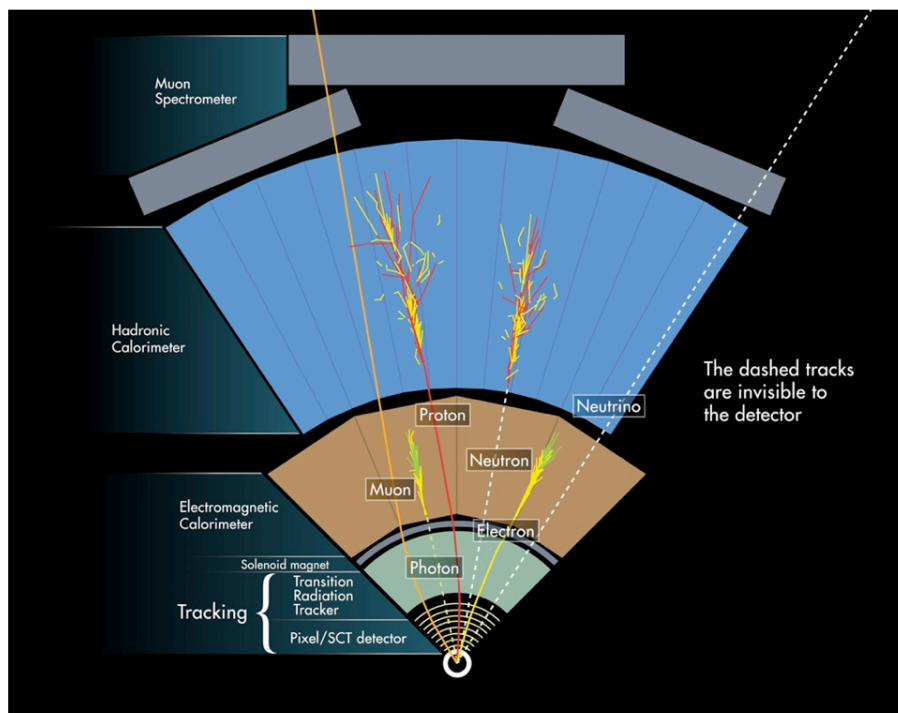


図 2.4 粒子識別の概略図 [7]。内部飛跡検出器で荷電粒子か中性粒子かが分かり、電磁カロリメータとハドロンカロリメータで測定されたエネルギーから電子及び光子とハドロンが識別できる。ミューオンの場合は、ミューオン検出器の飛跡から識別できる。

2.2.1 内部飛跡検出器

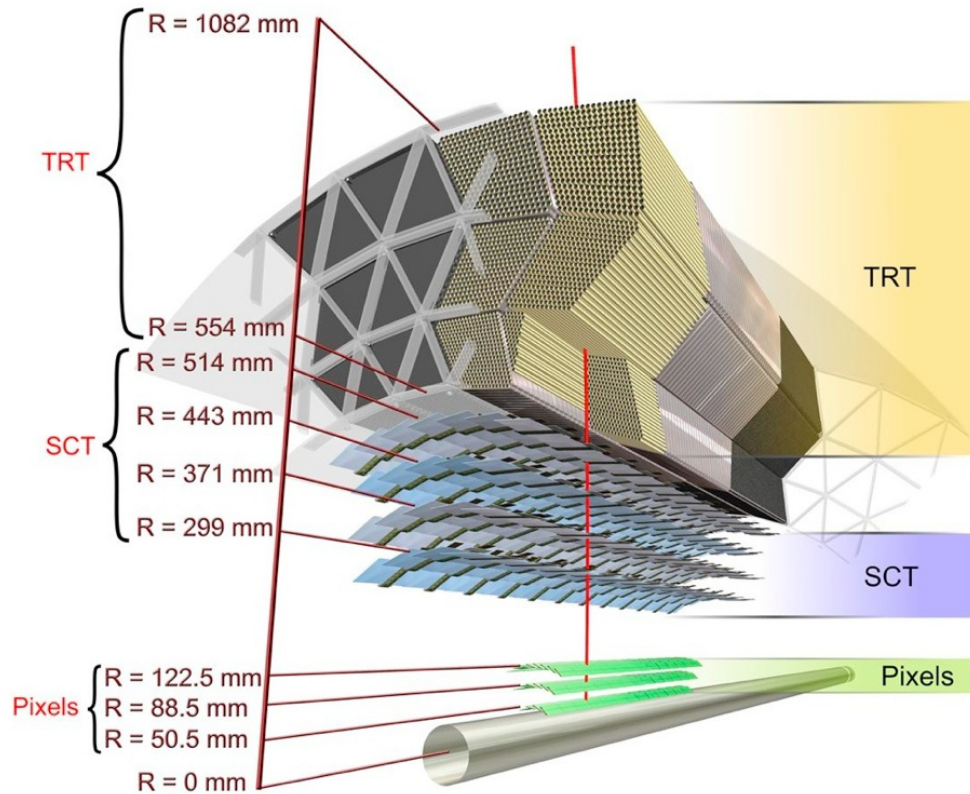


図 2.5 バレル部の内部飛跡検出器 [7]

内部飛跡検出器（図 2.5）は、ATLAS 検出器の中でも最も内側に設置されており、内側からピクセル検出器 (PIX)、シリコン検出器 (SCT)、遷移放射飛跡検出器 (TRT) から構成される。内部飛跡検出器は、ソレノイドコイルによって 2T の磁場がかけられており、荷電粒子の飛跡は ϕ 方向に曲げられる。それぞれの検出器から得られる情報を組み合わせることで、衝突点の正確な位置、荷電粒子の飛跡と横方向運動量の測定が可能である。

内部飛跡検出器の分解能を表 2.2 に示す。

ピクセル検出器 (PIX)

ピクセル検出器 (PIX) は最も内側に配置されており、 $|\eta| < 2.5$ の領域を覆っている。1 ピクセルが $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ のシリコン検出器であり、総チャンネル数は 8040 万チャンネルとなっている。位置分解能が非常に高く、 (r, ϕ) 平面で $10\mu\text{m}$ 、 z 方向に $115\mu\text{m}$ の分解能を持っている。主に衝突点の測定に使用されている。

表 2.2 内部飛跡検出器の分解能 [7]

検出器	位置分解能 [μm]
PIX バレル エンドキャップ	10(R- ϕ 方向)、115(z 方向) 10(R- ϕ 方向)、115(R 方向)
SCT バレル エンドキャップ	17(R- ϕ 方向)、580(z 方向) 17(R- ϕ 方向)、580(R 方向)
TRT	130(R- ϕ 方向)

シリコン検出器 (SCT)

シリコン検出器 (SCT) は $6.4\text{cm} \times 6.4\text{cm}$ シリコンウエハーを $80\mu\text{m}$ 間隔で円筒状に並べた半導体検出器である。PIX の外側に設置されており、 $|\eta| < 2.5$ の領域を覆っている。2層を互いに 40mrad ずつ傾けているため 2次元の位置検出を可能にしており、 (r, ϕ) 平面で $17\mu\text{m}$ 、 z 方向に $580\mu\text{m}$ の分解能を持っている。

遷移放射飛跡検出器 (TRT)

遷移放射飛跡検出器 (TRT) は SCT の外側に設置されており、 $|\eta| < 2.0$ の領域を覆っている。TRT は半径 $4\mu\text{m}$ のカーボンファイバー製のドリフトストローチューブ検出器を堆積したガス増幅検出器である。ストローチューブは、バレル部に 73 層、エンドキャップ部に 160 層積み重ねて設置されている。ストローチューブはビーム軸と平行に設置されているので、 z 方向の位置分解能を持たない。各チューブの (r, ϕ) 平面の分解能は $130\mu\text{m}$ であり、遷移放射の原理を用いて粒子識別が可能である。遷移放射とは、電荷をもつ粒子が異なる誘電率を持つ物質に入射する際に光子が放出される現象である。放出される光子のエネルギースペクトルは連続的で、粒子のローレンツ因子に比例する。これによって入射した荷電粒子が電子かどうか識別する事ができる。

2.2.2 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されており、電子と光子の区別やジェットの識別、粒子のエネルギー測定に用いられる。電磁カロリメータとハドロンカロリメータから成る。

電磁カロリメータは鉛の吸収体と液体アルゴンから構成され、 $|\eta| < 3.2$ に感度を持つ。電子と光子はここで電磁シャワーを起こし、エネルギーを失って止められ、カロリメータはその際のエネルギーを測定する。エネルギー及び位置分解能に優れており、ビーム軸周回方向に対称に隙間無く設計されている。

電磁カロリメータの外側にはハドロンカロリメータが設置されており、ハドロンはハドロン

シャワーを作り、シャワーの粒子を検出することで、ジェット方向の再構成、エネルギーの測定が行われる。 $|\eta| < 1.7$ のバレル部では鉄とプラスチックシンチレータで構成されるタイルカロリメータ、エンドキャップ部 ($1.5 < |\eta| < 3.2$) では液体アルゴンハドロンカロリメータが採用されている。

$|\eta| < 4.9$ の領域には電子や光子とハドロン両方に用いられる液体アルゴン前方カロリメータが設置されている。

図 2.6 にカロリメータの概観を示す。

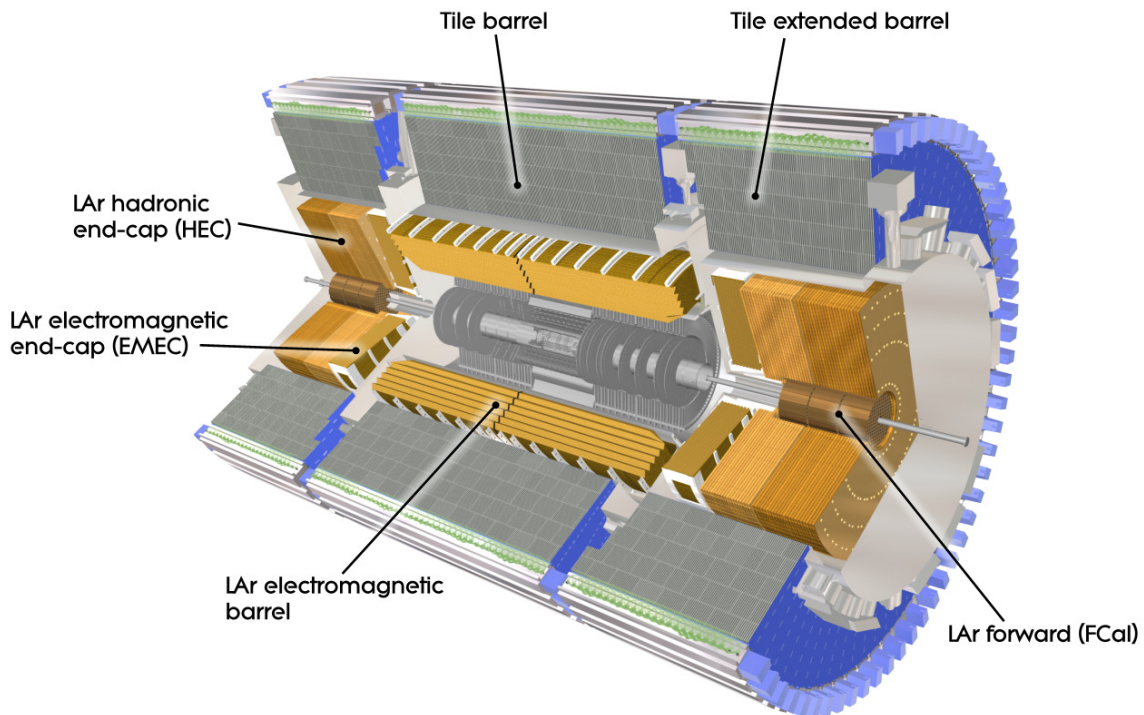


図 2.6 カロリメータ [7]

タイルカロリメータ

前節で述べたように、タイルカロリメータは主にバレル部を通過するハドロンを対象としたカロリメータである。図 2.7 にタイルカロリメータの外観を示す。タイル状の鉄とシンチレータを交互に重ね合わせた構造をしている。このタイルはビーム軸に対して垂直に設置されており、鉄はビーム軸方向に約 14mm、シンチレータは約 3mm の厚さを持つ。図 2.7 にも示されているように、R 軸方向においても鉄とシンチレータは交互に設置されている。

入射したハドロンは、鉄によってシャワーを作り、シンチレータがシャワーの粒子数に応じた信号を発する。これを用いて、ハドロンのエネルギーを計算する。粒子が入射した際のシンチレータの発光は波長変換ファイバーを通して光電子増倍管 (PMT) で読みだされる。光電子増倍管はモジュールの上部に設置されている。また、エネルギー分解能は

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% \quad (\text{バレル部}), \quad \frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{62.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \quad (\text{エンドキャップ部})$$

である (E の単位は GeV) [8]。

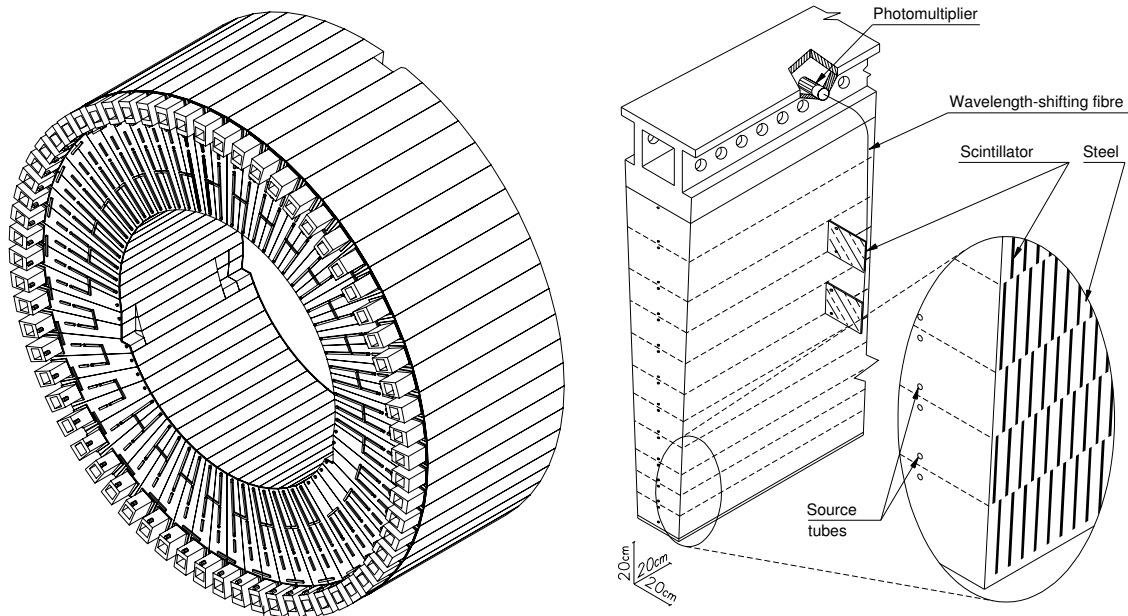


図 2.7 タイルカロリメータ [7]。左はタイルカロリメータが 64 個のモジュールから構成されている事を示している。右はモジュールの構造を示しており、鉄は白、シンチレータは黒色で表している。

Long Barrel ($|\eta| < 1.0$) を挟むように 2 つの Extended Barrel ($0.8 < |\eta| < 1.7$) が設置されている。それぞれ ϕ 方向に 64 分割したモジュールから構成されており、それぞれの幅は $\Delta\phi = 0.1$ となる。図 2.8 は Long Barrel と Extended Barrel のモジュールの構造を示している。それぞれのモジュールは 3 層に分かれており、それぞれ A 層、BC 層、D 層という。また、各層でもいくつかの cell に分かれており、cell ごとに観測されたエネルギーを記録する。層や cell は構造的に分かれているわけではなく、読み出しを cell ごとに行っている。ただし、B 層と C 層の読み出しは分かれていないので、BC 層として合わせて扱う。cell はそれぞれ $\Delta\eta = 0.1$ (D 層は $\Delta\eta = 0.2$) 程度の大きさを持つ。

2.2.3 超伝導マグネット

ATLAS 検出器には内部飛跡検出器の外側に超伝導ソレノイドコイル、カロリメータの外側にトロイドコイルが設置されている (図 2.9)。

ソレノイドコイルは内部飛跡検出器に 2T のビーム軸方向の磁場をかけている。z 軸方向の長さは 5.8m、内径が 2.46m、外径が 2.56m である。カロリメータのエネルギー測定に影響が出ないように、最小限の厚みにしている。

トロイドコイルはバレル部とエンドキャップ部に分かれており、バレル部では 0.5T、エンドキャップでは 1T の磁場をミューオン検出器にかけている。 ϕ 方向に 8 回対称になる 8 つの

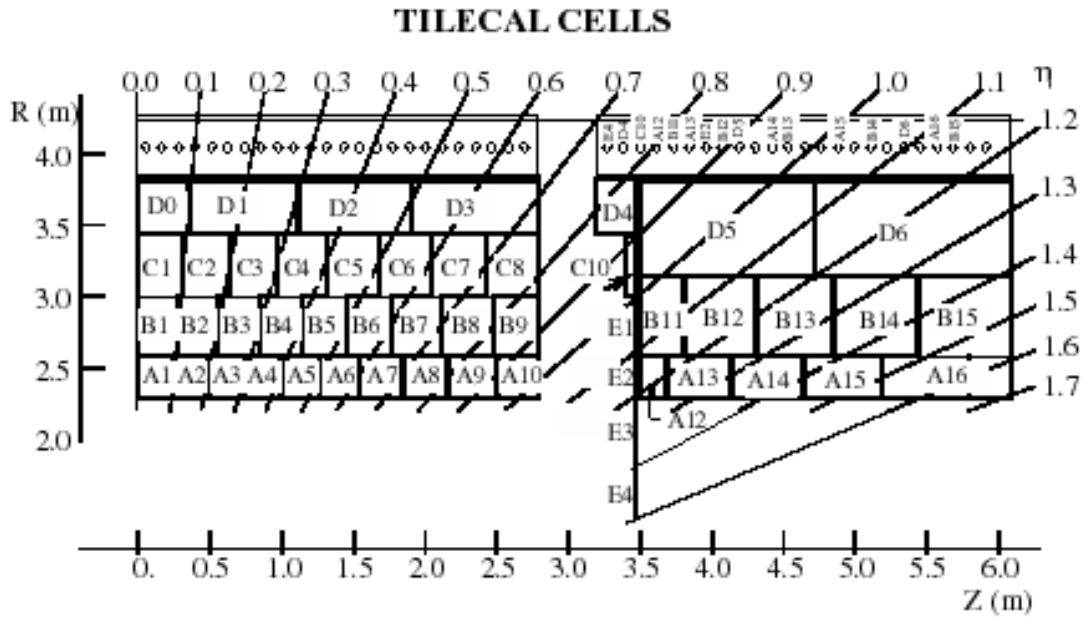


図 2.8 タイルカロリメータのモジュールの構造 [7]。左が Long Barrel、右が Extended Barrel のモジュールである。横軸が z 軸、縦軸が R 軸となっている。

コイルからなり、多重散乱を抑える為に空芯になっている。

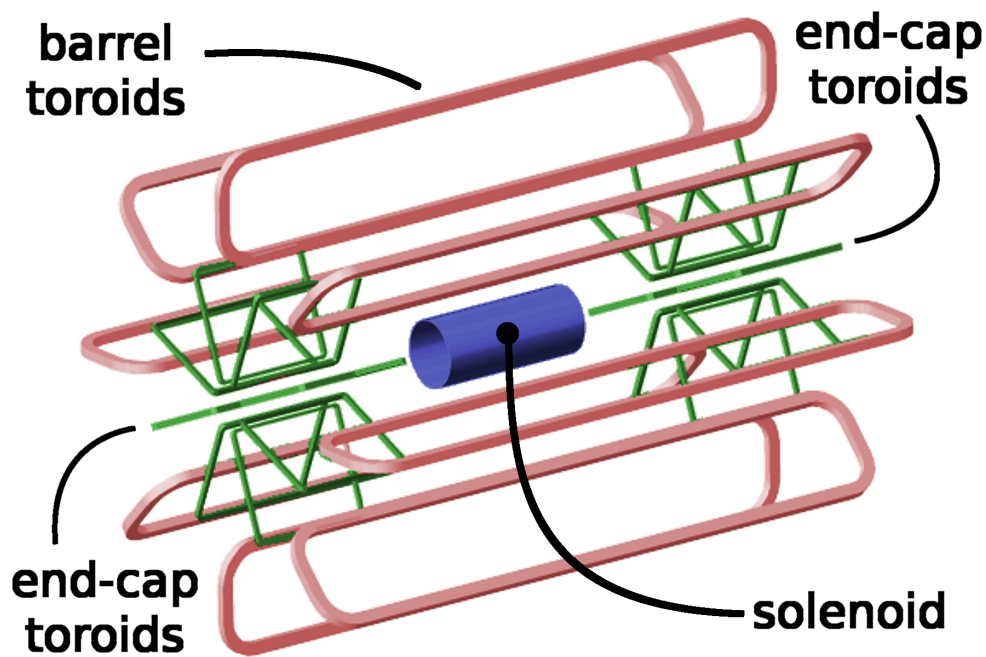


図 2.9 超伝導マグネット [9]

2.2.4 ミューオン飛跡検出器

ミューオンは物質透過能力が非常に高く、寿命も $2.2\mu\text{s}$ と長いため、ミューオン飛跡検出器 (図 2.10) は ATLAS 検出器の最も外側に設置されている。ATLAS の探索している物理は、終状態に高い横方向運動量を含むミューオンを含むものが多く、ミューオンを精度良く検出す

る事が重要になる。

ミュオン飛跡検出器はバレル領域では 0.5T、エンドキャップ領域では 1T の磁場によってミュオンの飛跡を曲げて、横方向運動量を測定できるようにしている。ミュオン飛跡検出器は、MDT (Monitored Drift Tube)、CSC (Cathode Strip Chamber)、RPC (Resistive Plate Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber) の 4 つのガスチェンバーから構成される。それぞれの性能を表 2.3 にまとめている。RPC、TGC は応答速度が早いため、トリガーに用いられる。MDT、CSC は位置測定精度が高く、飛跡の再構成に用いられる。CSC はビーム軸に近いミュオンのレートが高く、応答速度も要求される。

ミュオン飛跡検出器は ϕ に対して 8 回対称をしており、バレル領域、エンドキャップ領域共に、大きな検出器と小さな検出器が 8 枚ずつ配置されており、それぞれを Large 部、Small 部と呼ぶ。8 回対象の Large 部、Small 部をそれぞれセクターと呼ぶ。また、ATLAS 検出器を支える足が $\phi = 0$ 付近に存在するため、その周辺では特殊な構造の検出器が設置されており、Large-Special, Small-Special と呼んで区別している。

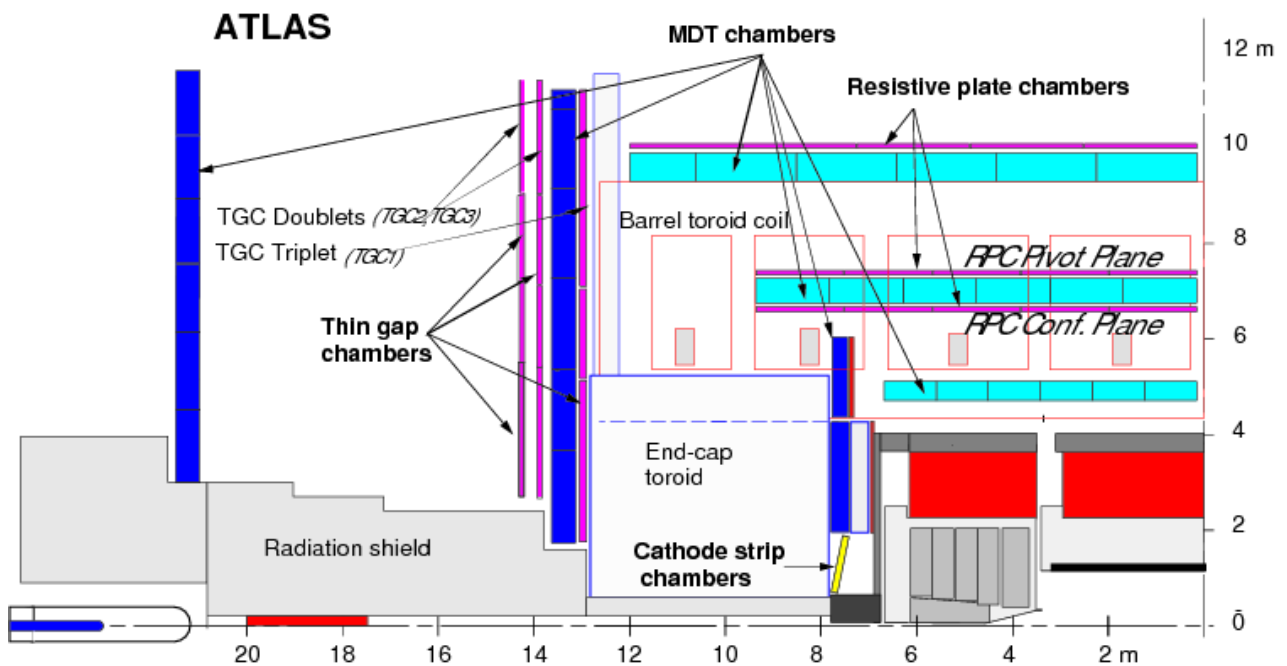


図 2.10 ミュオン検出器の断面図 [10]

MDT

MDT は $|\eta| < 2.7$ の領域を覆っており、 $|\eta| < 1.05$ がバレル領域、 $1.05 < |\eta| < 2.7$ がエンドキャップ領域になっている。MDT は直径 30mm のドリフトチューブを複数重ねた構造をしており、バレル領域、エンドキャップ領域にそれぞれ複数層設置されている (図 2.11)。これらの層をステーションと呼ぶ。粒子の η 方向の飛跡を精密に測定するため、ドリフトチューブを (r, z) 平面に垂直に敷いている。ドリフトチューブは中心に直径 $50\mu\text{m}$ のアノードワイヤーが張られており、アルゴンと二酸化炭素の混合気体が 3 気圧で封入されている。アノードワイヤーとチューブ壁には 3080V の電圧がかけられており、荷電粒子がドリフトチューブを通過した際に、チューブ内のガスが電離して、電荷がアノードワイヤーにドリフトする。そ

のドリフト時間から電子がドリフトした距離を求める事ができる。各チューブの位置分解能は $80\mu\text{m}$ であるが、複数チューブを用いて粒子の飛跡を計算することで $35\mu\text{m}$ まで位置分解能を高める事ができる。

バレル領域には3ステーション、エンドキャップ領域には4ステーションの MDT が設置されており、内側から Inner ステーション、Middle ステーション、Outer ステーションと呼ばれている。エンドキャップ領域には Inner ステーションと Middle ステーションの間に EE (Extra Endcap) ステーションが設置されている。

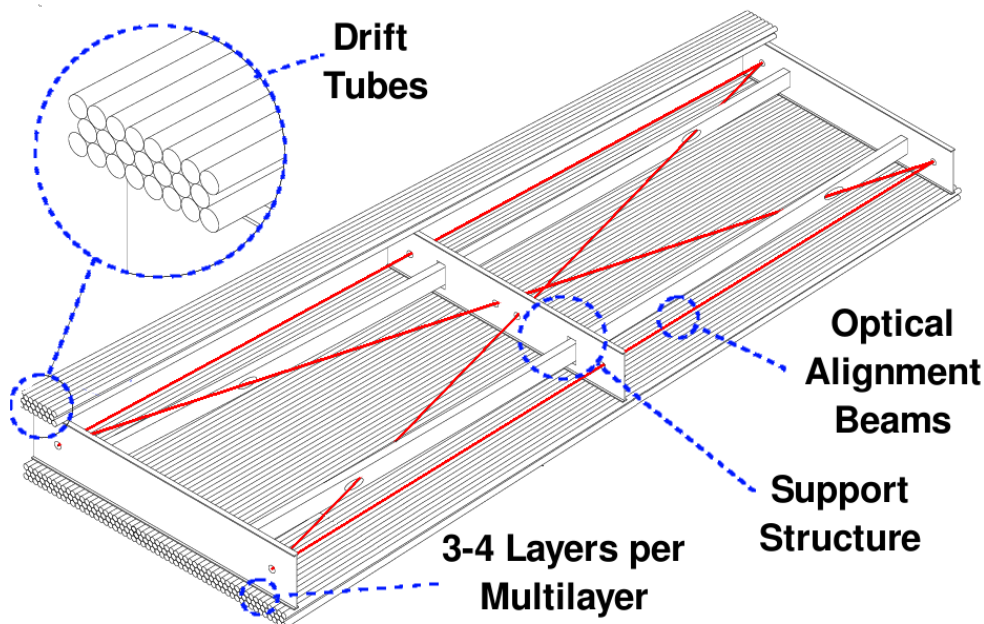


図 2.11 MDT の模式図 [9]

CSC

CSC は運動量精密測定用の Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) 検出器であり、 $2.0 < |\eta| < 2.7$ を覆っている。検出器前方ではミュオンのレートが高く、MDT の読み出し速度では対応できない。そのため、CSC を用いて測定を行う。CSC は平行に並ぶ陰極ストリップではさまれたガスギャップに、ストリップと垂直に陽極ワイヤーを張った構造をしている。ワイヤー間隔は 2.5mm 、ストリップ間隔は 5.3mm と 5.6mm の2種類の構造を持つものがある。位置分解能は r 方向で $40\mu\text{m}$ で読み出し速度は $1000\text{Hz}/\text{cm}^2$ である。

RPC

RPC はバレル領域を覆うトリガー用検出器である。 $|\eta| < 1.05$ の範囲を覆っており、MDT の Middle ステーションを挟む様に2枚、Outer 検出器に接する形で1枚の計3枚が設置されている。RPC は平行電極板を利用したアノードワイヤーを使用しないガスチェンバーで、電極間には $4.9\text{kV}/\text{mm}$ の高電圧が加えられている。応答速度は 1.5 ナノ秒と非常に速い。位置情報は (ϕ, z) 平面の2次元読み出しで行われ、MDT では不可能な ϕ 方向の位置測定を行う事ができる。位置分解能は z 方向に 10mm 、 ϕ 方向に $5\text{-}10\text{mm}$ である。

TGC

TGC は、エンドキャップ領域に設置された MWPC 検出器であり、トリガー発行を目的とした検出器である。 $1.05 < |\eta| < 2.4$ の範囲を覆っており、MDT の Middle 検出器を挟むように 2 枚と、その外側に 1 枚設置されている。TGC は、アノードワイヤーとカソードストリップを直交する形で配置しており、2 次元の位置測定を可能としている。位置分解能は、 r 方向に 2-6mm、 ϕ 方向に 3-7mm だが、応答速度は非常に速く、4 ナノ秒である。

表 2.3 ミューオン検出器の性能 [7]

MDT	
ガス	$Ar : CO_2 = 97 : 3$
有感領域	$ \eta < 2.7$
チェンバー数	1088
チャンネル数	339000
位置分解能 (z/R)	$35\mu\text{m}(z)$
用途	精密測定
CSC	
ガス	$Ar : CO_2 = 80 : 20$
有感領域	$2.0 < \eta < 2.7$
チェンバー数	32
チャンネル数	31000
位置分解能 (z/R)	$40\mu\text{m}(R)$
位置分解能 (ϕ)	5mm
応答速度	7ns
用途	精密測定
RPC	
ガス	$C_2H_2F_4 : \text{Iso}-C_4H_{10}/SF_6 = 94.7/5/0.3$
有感領域	$ \eta < 1.05$
チェンバー数	544
チャンネル数	359000
位置分解能 (z/R)	10mm(z)
位置分解能 (ϕ)	10mm
応答速度	1.5ns
用途	トリガー
TGC	
ガス	$CO_2 : n\text{-pentane} = 55/45$
有感領域	$1.05 < \eta < 2.7$
チェンバー数	3588
チャンネル数	318000
位置分解能 (z/R)	2-6mm(R)
位置分解能 (ϕ)	3-7mm
応答速度	4ns
用途	トリガー

第 3 章

ATLAS 実験のトリガー

3.1 LHC-ATLAS 実験のトリガー

LHC では、1 回のバンチ交差当たり平均 23 回（2015 年）の陽子陽子衝突が起こる。バンチ交差のレートは 40MHz である。1 回のバンチ交差で複数の衝突が起きるため、ATLAS 検出器の衝突点で発生する陽子陽子衝突のレートは 1GHz に及び、全事象を記録する事は不可能である。従って、データ記録前に興味のある物理事象を含むイベントのみを残すように選別をする必要がある。ATLAS 実験におけるトリガーシステムはハードウェアで高速処理を行うレベル 1、ソフトウェアでより高精度の選別を行う HLT (High Level Trigger) の 2 段階で構成されている。HLT はレベル 2 とイベントフィルターという 2 段階で構成される。図 3.1 に ATLAS におけるトリガーシステムの概要図を示す。

レベル 1 トリガーでは、ハードウェアを用いて高い p_T のミューオン、電子、光子、ハドロンジェット等の信号や大きな横方向損失エネルギー E_T^{miss} を持つイベントを探し、これらの信号が観測された (η, ϕ) 領域を決定する。この (η, ϕ) 領域を RoI (Region of Interest) という。レベル 1 トリガーで許容されるレートは 75kHz であり、バンチ交差から $2.5\mu\text{s}$ 以内に事象の取得を判断し、RoI を決定する必要がある。従って、レベル 1 トリガーでは高速応答を重視した粗い事象選別を行う。

HLT はソフトウェアを用いたトリガーである。レベル 2 トリガーでは、レベル 1 トリガーから与えられる RoI を利用して、使用する検出器の領域を絞り込み、短い時間でより精度のよい選別を行う。そのあと、イベントフィルターでオフライン解析と同等のアルゴリズムを用いた詳細な事象選別を行い、記録レートを 200Hz まで削減する。

本研究では、トリガーシステムの中でもミューオントリガーの改良を行う事を目的としている。次節からは、ミューオントリガーについて詳しく説明する。

3.2 ミューオントリガー

ここでは、ミューオンを対象としたトリガーシステムについて述べる。ミューオンは検出器の最外層で検出されるため粒子識別がしやすく、SUSY 粒子や Higgs 粒子を含む様々な物理解析によく用いられる。

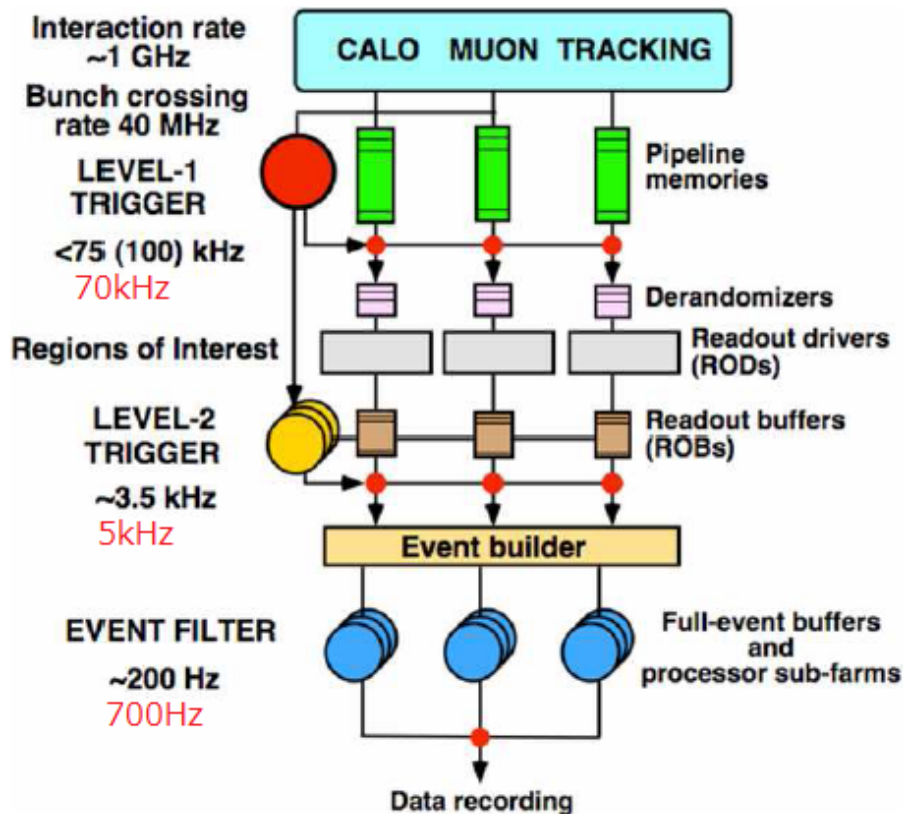


図 3.1 ATLAS におけるトリガーシステムの概要図 [11]。rate の数値は、黒字が設計値、赤字が Run1 での実際の値を示す。

レベル 1 ではトリガー用検出器である RPC や TGC などを用いてハードウェアによる高速識別を行い、ミューオンの RoI を定義する。HLT では、レベル 2 で RoI 周辺の MDT のヒットを探し、ミューオンの飛跡を再構成する。次に内部飛跡検出器の情報を用いて高精度の横方向運動量測定を行う。最終的にはイベントフィルターで更に詳細な識別を行い、全ての条件を満たすミューオンが存在するイベントを取得する。図 3.2 に各段階でのミューオントリガーの検出効率を示す。

3.3 レベル 1 ミューオントリガー

レベル 1 ミューオントリガーはバレル部は RPC、エンドキャップ部は TGC のトリガー用検出器を用いて行われる。バレル、エンドキャップ領域は共に 2 層もしくは 3 層のトリガー検出器のコインシデンスを取ることでミューオン候補の時間と位置を測定しており、ミューオン候補がどのバンチ交差から来ているかを特定することが可能である。

3.3.1 バレル領域

RPC の 2 層目にヒットがあった際に、それに関連するヒットを他の層から探す。その探索領域はロードといい、ロードはミューオンの p_T によって場合分けされて複数定義されている。図 3.3 にロードの例を示す。低い p_T の場合、地場中での曲率が大きくなるので RPC でのコインシデンスは 2 層のみを要求し、ロードは広めにとられる。高い p_T の場合、ミューオンの

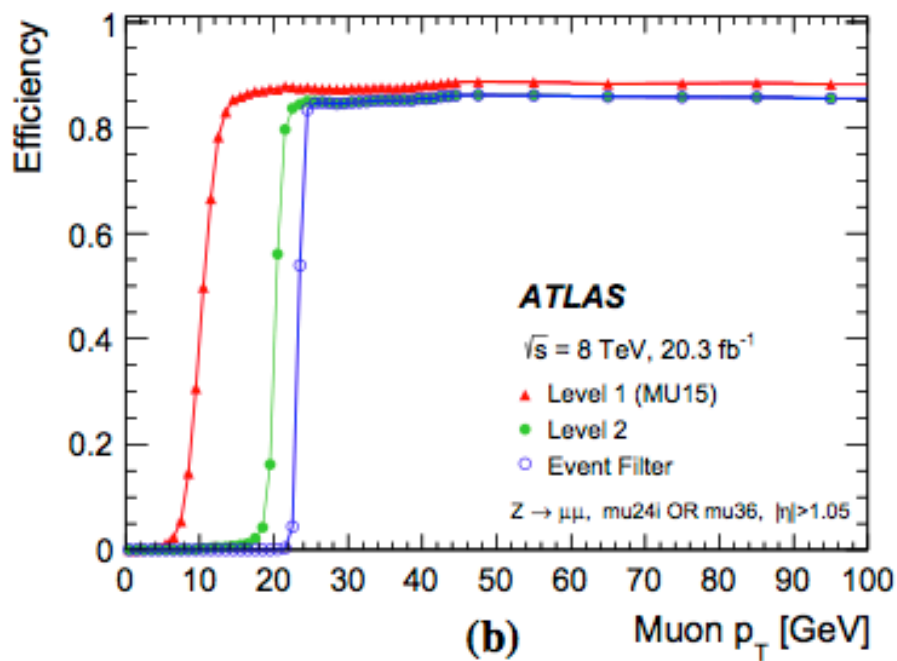
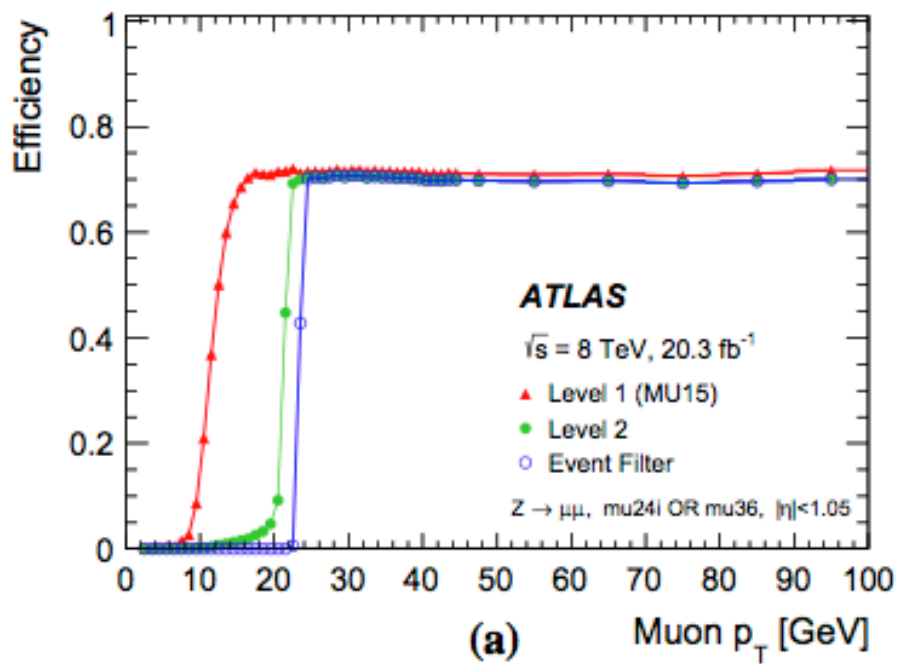


図 3.2 2012 年の $p_T = 24\text{GeV}$ または 36GeV を閾値とするミューオントリガーの検出効率の p_T 依存性 [12]。赤点がレベル 1、緑点がレベル 2、青点がイベントフィルターの検出効率を示す。この分布はデータを用いて計測されている。上図 (a) はバレル部、下図 (b) はエンドキャップ部での検出効率を示す。

曲率が小さくなるので、3層でのコインシデンスを要求しており、ロードも狭いものが用いられる。

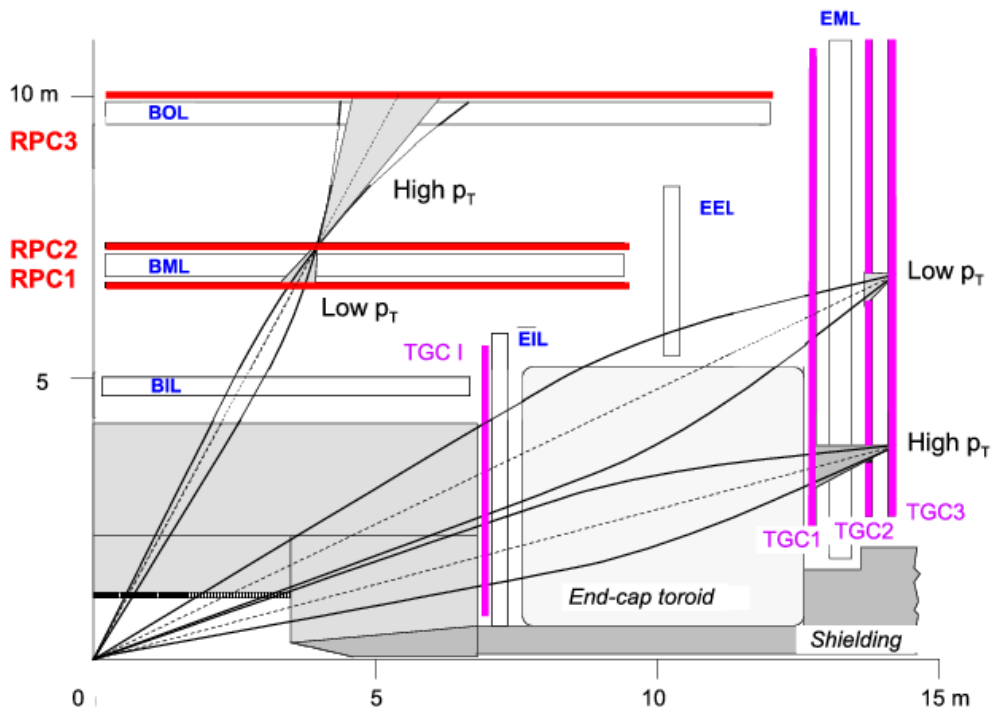


図 3.3 Level 1 ミューオントリガーのコインシデンスの例 [13]。本文中の M1, M2, M3 は右側の TGC1, TGC2, TGC3 である。

3.3.2 エンドキャップ領域

エンドキャップ領域で用いている TGC は RPC に比べて、時間分解能が悪いが高いバンチ交差特定能力を持っている。図 3.4 に TGC の (r, z) 平面での配置を示す。TGC は 2 層構造 (double ユニット) または 3 層構造 (triplet ユニット) をしており、Inner 層に 1 枚の double ユニット、Middle 層の内側に 1 枚の triplet ユニット (M1)、外側に 2 枚の double ユニット (M2, M3) が配置されている。M3 層にヒットがあった場合、ロードを定義して M1, M2 のヒットを探す。 p_T の低い場合、M2 と M3 の 2 層のコインシデンスを要求し、高い p_T の場合は M1, M2, M3 の 3 層でのコインシデンスを要求している (図 3.3)。レベル 1 ミューオントリガーでは、M3 のヒットと衝突点を結んだ直線を無限運動量のミューオンの飛跡と仮定し、M1, M2 においてこの直線と r 方向、 ϕ 方向の差を測定する。それぞれの差から p_T を計算するが、この計算にかかる時間を短くするために、各変数と p_T の関係を示した対応表がメモリ上に用意されており、それを使用して短時間での p_T が導出される。この p_T には閾値が設けられ、事象選別に使用される。

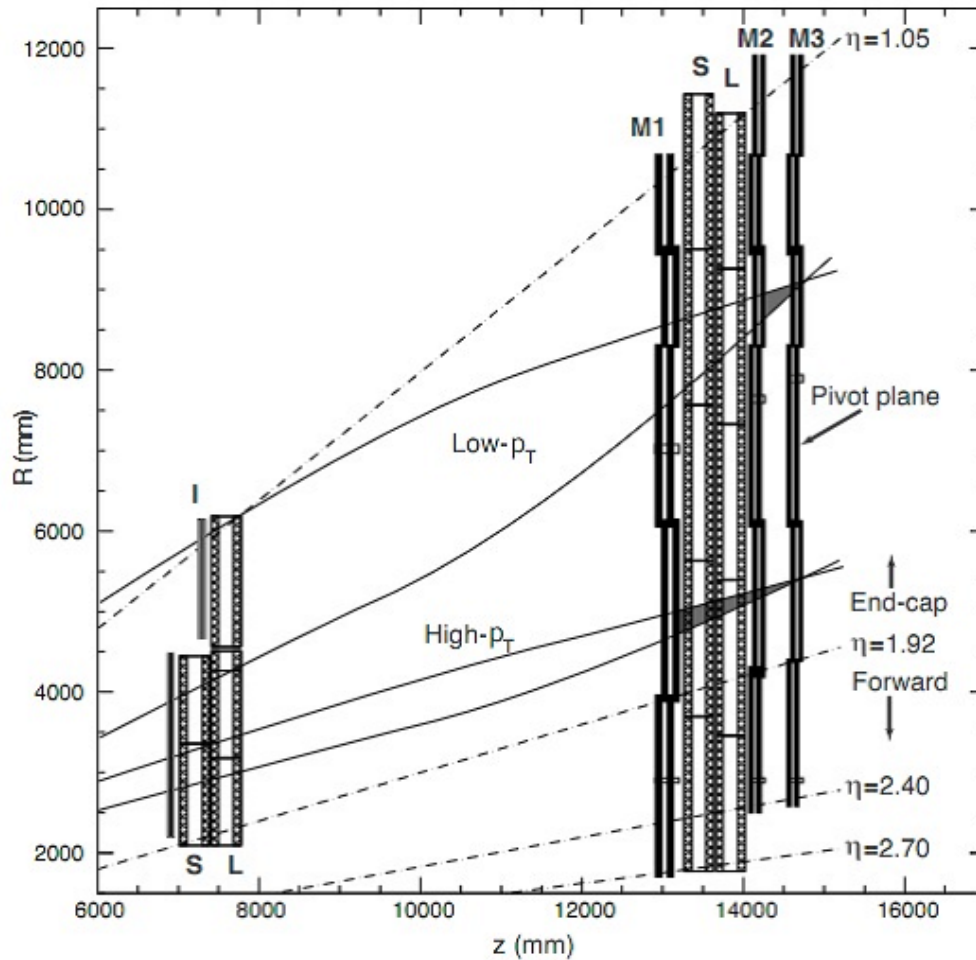


図 3.4 TGC の配置 [14]

3.4 レベル 2 ミューオントリガー

レベル 2 ミューオントリガーは 2 段階でミューオンの p_T の再構成を行う。第一段階として Stand Alone ミューオントリガーアルゴリズム (MuonSA) では、レベル 1 の RoI 情報の周辺のミューオン検出器のみの情報を用いて p_T を計算し、第二段階の Combined ミューオントリガーアルゴリズム (muComb) では、ミューオン検出器と内部飛跡検出器の情報を組み合わせて、より精度の高い計算する。 p_T に閾値を設定することで事象選別を行う。

3.4.1 MuonSA

レベル 1 を通過するミューオンのレートは約 20kHz であるため、MuonSA では高速処理を必要とする。MuonSA ではレベル 1 で求められた RoI の周辺で MDT ヒットを検索し、各 MDT ステーション毎にドリフトチューブの情報を用いてヒット位置と飛跡の傾きを再構成する。各ステーションで再構成されたそれらの飛跡の情報をスーパーポイントと呼ぶ。スーパーポイントの情報をもとにミューオンの磁場中での曲率半径もしくは曲率半径に関する変

数を測定し、ミューオンの p_T を導出する。これらの変数から p_T を計算する時間を短縮するために、各変数と p_T の対応表 (Look Up Table, LUT) をあらかじめ用意してある。現在の MuonSA は、バレル領域とエンドキャップ領域を通るミューオンに対して、それぞれの領域のスーパーポイントのみを使用して計算を行っている。また、バレル領域とエンドキャップ領域で異なるアルゴリズムを用いて計算を行っている。

3.4.2 muComb

2 段目の muComb では、ミューオン検出器に加えて内部飛跡検出器の飛跡情報も用いてより精密に p_T を計算する。muComb では、MuonSA で求められたミューオンの飛跡から、その周辺の内部飛跡検出器の情報を使用してミューオンの p_T を計算する。その後、MuonSA で求めた p_T と内部飛跡検出器を用いて求められた p_T を重み付けをして組み合わせることで、最終的なレベル 2 ミューオントリガーの p_T を決定する。

3.4.3 イベントフィルター

レベル 2 ミューオントリガーでは、ミューオンの飛跡周りの検出器の情報を用いて p_T を計算していたのに対して、イベントフィルターでは、全ての検出器の情報を用いてオフラインにおける再構成と同様の解析を行う。そこで求められた p_T を用いて最終的な事象選別を行う。オフライン再構成については後述する。

第 4 章

タイルカロリメータを用いたトリガーレートの削減

4.1 オフラインミュオン再構成

3段階のトリガーシステムによって取得されたデータは、全ての検出器情報を用いて精密に再構成される。この過程では、再構成の速度に制限がない。これをオフライン再構成と呼び、ミュオンや電子など、各オブジェクト毎に行われる。ここでは、ミュオンの再構成について述べる。オフラインのミュオン再構成は、ミュオン検出器のみの情報を用いて行われるスタンドアロンミュオンと、内部飛跡検出器の情報を組み合わせるコンバインドミュオンの2段階に分ける事ができる。スタンドアロンミュオンは $|\eta| < 2.7$ の領域まで測定可能であり、 $p_T < 100\text{GeV}$ のミュオンに対しておよそ 4%~6% の p_T 分解能を持つ。コンバインドミュオンは測定点が増えるため、 p_T の分解能が高く、 $p_T < 100\text{GeV}$ のミュオンに対しておよそ 2.5%~3.2% の分解能を持つ。また、内部飛跡検出器を使用しているため、スタンドアロンミュオンに比べて検出器中の物質によるエネルギーのロスが少なく、より正確なミュオンの情報を測定する事が可能である。内部飛跡検出器の有感領域の $|\eta| < 2.5$ が測定可能な領域になる。

オフラインミュオン再構成によって再構成されたミュオンをオフラインミュオンという。以降のデータ解析ではオフラインミュオンの情報を正しいと仮定し、トリガー中での測定に対し分解能などを評価する。

4.2 フェイクミュオン

ミュオントリガーでは、衝突点で生成されたのミュオンを対象にするが、それ以外の粒子にトリガーを発行してしまう事がある。これをフェイクミュオンと言う。図 4.1 は、MuonSA を通過したフェイクミュオンの η 分布である（フェイクミュオンの定義は 4.3 節を参照）。この図から分かるように、特にエンドキャップ部で多くのフェイクミュオンがある。これらのフェイクミュオンの原因となるのは、陽子ビーム由来の粒子や検出器内で2次生成した粒子などであり、それらはミュオン検出器のみを通過していることが多い

め、ミューオン検出器より内側の検出器の情報を組み合わせることで、除去できる。muComb では、ミューオン検出器よりも内側の検出器である内部飛跡検出器の情報を用いるため、MuonSA で残っていたフェイクミューオンを除去する事ができる。

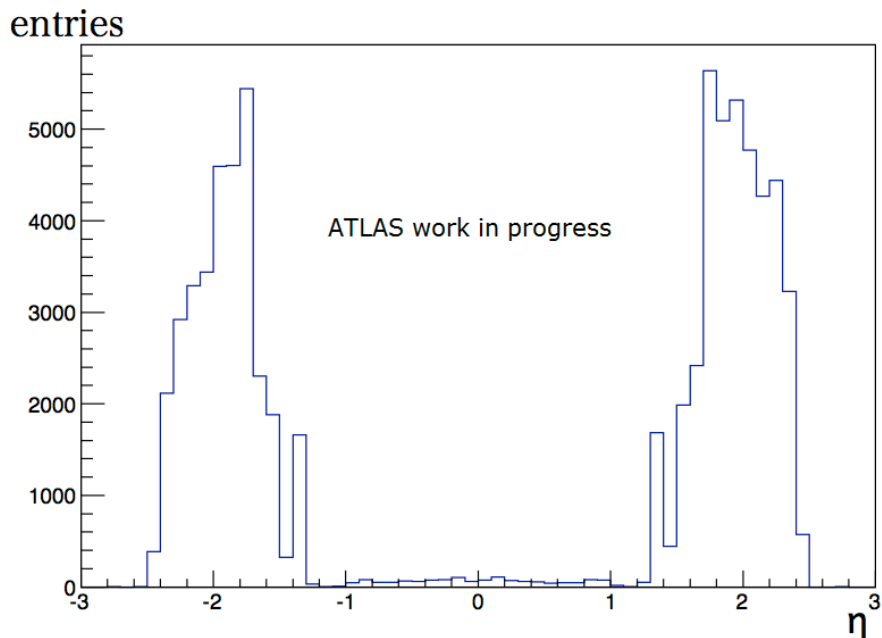


図 4.1 フェイクミューオンの η 分布

しかし、今後 LHC のアップグレードによりトリガーレートが増大した場合、muComb の処理が間に合わなくなる可能性がある。そのため、muComb に入力されるレートを削減する必要がある。本章では、muComb よりも処理の速いアルゴリズムを作成することで muComb に入力されるレートを削減する事を目的とした研究について述べる。ミューオン検出器よりも内側の検出器としてタイルカロリメータを使用している。

なお、既にレベル1ではタイルカロリメータを使用することでエンドキャップ部のフェイクミューオンを削減する研究が行われており、将来的に導入されることが予定されている。レベル1トリガーは高速処理が重要となるため、アルゴリズムはシンプルなものになる（レベル1でのタイルカロリメータを用いたアルゴリズムでは、Extended Barrel の D 層に 500MeV 以上のエネルギーを落としている事を要求している）[8]。本研究では、後段のレベル2トリガーでのレート低減を目的としているので、レベル1よりも時間的余裕がある。そのため、より複雑なアルゴリズムを使用する事が可能であり、それによりミューオントリガーへのさらなる応用が可能かを調べた。

4.3 タイルカロリメータを用いた識別

ここでは、タイルカロリメータの情報を用いてミューオンをどのように識別するかを説明する。まず、ミューオンがタイルカロリメータにどのような情報を残しているかを説明し、次に

それを用いた識別条件について説明する。

なお、研究に用いたサンプルは Run1 で実際に記録されたデータだが、HLT による選別が行われたデータでは、フェイクミューオンがほとんど残っていない。そのため、フェイクミューオンの研究には、Enhanced Bias Sample というデータを用いている。これは、トリガーの研究用に HLT による選別を行わなかったデータであり、HLT で除去されるはずだったフェイクミューオンも記録されている。(ただし、そのままではレートが非常に高いのでランダムに間引いて (プリスケール) 記録している。) フェイクミューオンでないミューオンの研究には、HLT の選別があるデータを用いている。

ミューオンは、Z ボソンが2本のミューオンに崩壊した事象を選定し、そのミューオンが muonSA で持っていた位置情報 (η, ϕ) を用いる。イベントの選別条件は下記の通りである (位置情報は muonSA のものを使用しているが、選別には事象再構成 (オフライン) の情報を用いる)。この条件を満たすイベントのミューオンを用いて研究を行った。

- 下記の条件を満たすミューオンが2本ある。
 - ミューオンの $|\eta| < 1.7$ (タイルカロリメータが覆っている領域)。
 - ミューオンの横方向運動量 $p_T > 6\text{GeV}$ 。
 - 内部飛跡検出器 PIX, SCT, TRT に最低一つのヒットを持つ。
- 2本のミューオンは反対の電荷を持つ。
- 2本のミューオンから再構成した Z ボソンの不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $80 < M_{\mu\mu} < 100\text{GeV}$ である。

フェイクミューオンは、下記の条件を満たす muonSA までで選別されたミューオンの内、オフラインミューオンとマッチングしないものをフェイクミューオンとしており、その情報を用いて研究を行った。マッチングの条件としては、muonSA の位置情報 (η_{SA}, ϕ_{SA}) とオフラインミューオンの位置情報 (η_{off}, ϕ_{off}) から $\Delta R = \sqrt{(\eta_{off} - \eta_{SA})^2 + (\phi_{off} - \phi_{SA})^2}$ と計算し、 $\Delta R < 0.1$ とした。

- muonSA での $|\eta| < 1.7$ (タイルカロリメータが覆っている領域)。
- レベル 1 ミューオントリガーで用いられるタイルカロリメータを用いたカット (Extended Barrel の D 層で 500MeV 以上のエネルギー損失があることを要求する) を通過する。
- 下記の条件を満たすオフラインミューオンとマッチングしない。
 - ミューオンの $|\eta| < 1.7$ 。
 - ミューオンの横方向運動量 $p_T > 6\text{GeV}$ 。
 - 内部飛跡検出器 PIX, SCT, TRT に最低一つのヒットを持つ。

4.3.1 ミューオンとフェイクミューオンの dE/dx

前述のように、タイルカロリメータは cell ごとに測定したエネルギーを記録するようになっている。ミューオンの落としたエネルギーを見るためには、ミューオンの周辺の cell のみを見

タイルカロリメータ全体	$d\phi < 0.08$
A層 (Long Barrel)	$d\eta < 0.2$
A層 (Extended Barrel)	$d\eta < 0.2$
B層 (Long Barrel)	$d\eta < 0.08$
B層 (Extended Barrel)	$d\eta < 0.1$
D層 (Long Barrel)	$d\eta < 0.12$
D層 (Extended Barrel)	$d\eta < 0.17$

表 4.1 ミューオンと cell の $d\phi$ と $d\eta$ の上限値

る必要がある。本研究では、MuonSA までに求められたミューオンの (η_{SA}, ϕ_{SA}) を用いて、cell 中心で定義された (η, ϕ) との差を取り、 $d\eta = \eta_{SA} - \eta$, $d\phi = \arccos(\cos(\phi_{SA} - \phi))$ に上限を設けた (ここでの η, ϕ は原点からのものである)。ここで、 $d\phi$ をこのように計算したのは、 $0 < d\phi < 2\pi$ とするためである。条件に当てはまる cell のエネルギーの和をミューオンがタイルカロリメータに落としたエネルギーだとして研究を行った。

また、この後説明するミューオンを識別する条件では、ミューオンのエネルギーを用いるのではなく dE/dx を用いる。 dE/dx は、(タイルカロリメータでのエネルギー損失) / (タイルカロリメータを通った距離) で定義される。エネルギーでなく dE/dx を用いる理由は、ミューオンであればエネルギー損失はタイルカロリメータを通った距離に比例するため、エネルギー損失は一定にならないが、 dE/dx はほぼ一定となるからである。タイルカロリメータを通過した距離 (PL : Path Length) は、MuonSA で再構成された η_{SA} を用いて、ミューオンが $(z, r) = (0, 0)$ で生成され、磁場の影響を受けずに直進した事を仮定して計算している。

$d\eta$, $d\phi$ に上限を設けるために、それぞれの上限値を変えると得られる dE/dx はどう変化するかを見た。図 4.2 は、 $d\phi$ の上限と得られる dE/dx の関係、図 4.3 は、それぞれ A 層、BC 層、D 層での $d\eta$ の上限と dE/dx の関係を示している。これらの上限を小さくしすぎるとミューオンのエネルギーを測定した cell が選ばれないため $dE/dx = 0$ にピークを持つが、上限を大きくすることでミューオンのエネルギーを測定した cell が選ばれるようになる。ただし、この上限をあまり大きくすると、ミューオンと関係の無い cell も拾ってしまうため、 dE/dx が本来の値よりも大きくなり、フェイクミューオンを除去できる割合が小さくなる。従って、図 4.2, 図 4.3 から dE/dx が 0 付近にピークを持たなくなる値を上限値として設定した。表 4.1 に設定した上限値を纏めている。

次に、この条件で計算した dE/dx がどのようなようになったかを述べる。図 4.4 はそれぞれ Long Barrel と Extended Barrel での A 層、B 層、D 層での dE/dx 分布である。この図を見て分かるように、フェイクミューオンの多くは、 $dE/dx = 0$ 付近に分布している。これは、フェイクが内側の検出器を通らない場合、エネルギーを落とさない事によるものだと考えられる。また、フェイクミューオンがミューオンに似たピークを持っているが、これは衝突由来で無いミューオンによるものではないかと考えている。一方、ミューオンは $dE/dx = 1$ (GeV/m) 付近にピークを持つ。つまり、ミューオンのピーク周辺の dE/dx に閾値を設けることでフェイクを排除する事ができると期待される。ただし、Long Barrel の A 層の分布を見ると、ミューオン

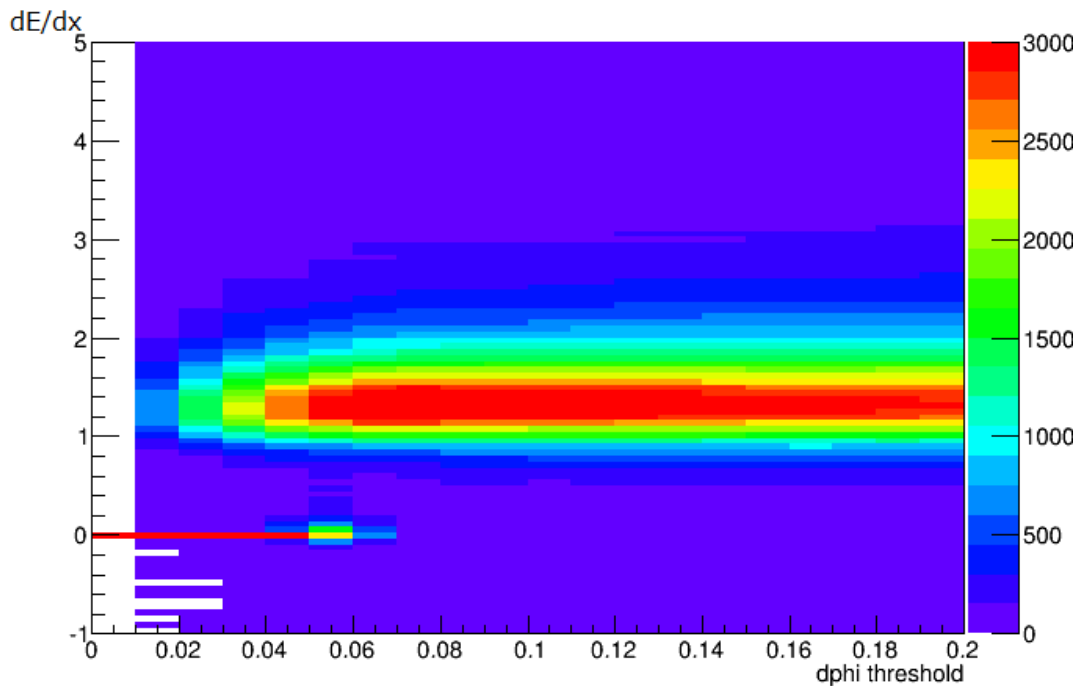


図 4.2 $d\phi$ の上限と dE/dx の 2 次元分布。横軸は、 $d\phi$ の上限値。縦軸は、 $d\phi$ の上限値を横軸の値に設定した場合のミュオンの dE/dx を示している。

の分布の幅が広くなり、フェイクミュオンの 0 付近での分布が少なくなっているため、閾値を設ける効果が小さいと考えられる。従って、Long Barrel の A 層は判定に用いない。

4.3.2 選別条件

内側の層であるほどミュオン以外の粒子の影響を受ける可能性が高く、ミュオンであれば全層を貫通し、同じ dE/dx を持つと考えられるので、ミュオンを識別する条件には、主に B 層と D 層の dE/dx を用いる。

まず、各層での dE/dx とタイルカロリメータを通過した距離を使用し、層ごとに 3 種類の判断をする。

Small PL : $PL < 0.3\text{m}$

Fake-like : $PL > 0.3\text{m}$ かつ $dE/dx < 0.4\text{GeV/m}$

Muon-like : $PL > 0.3\text{m}$ かつ $dE/dx > 0.4\text{GeV/m}$

ここで、 PL にも閾値を設けるのは、ミュオンがタイルカロリメータを十分に通過しなかった場合、ミュオンがエネルギーをうまく落とせていない事が考えられるからである。また、 dE/dx の閾値は図 4.4 を見て決定した。

その後、各層での判断を組み合わせる事によって最終的にミュオンと判断してトリガーを通過させるかフェイクと判断して除外するかを決定する。判断条件は表 4.2 のように設定した。

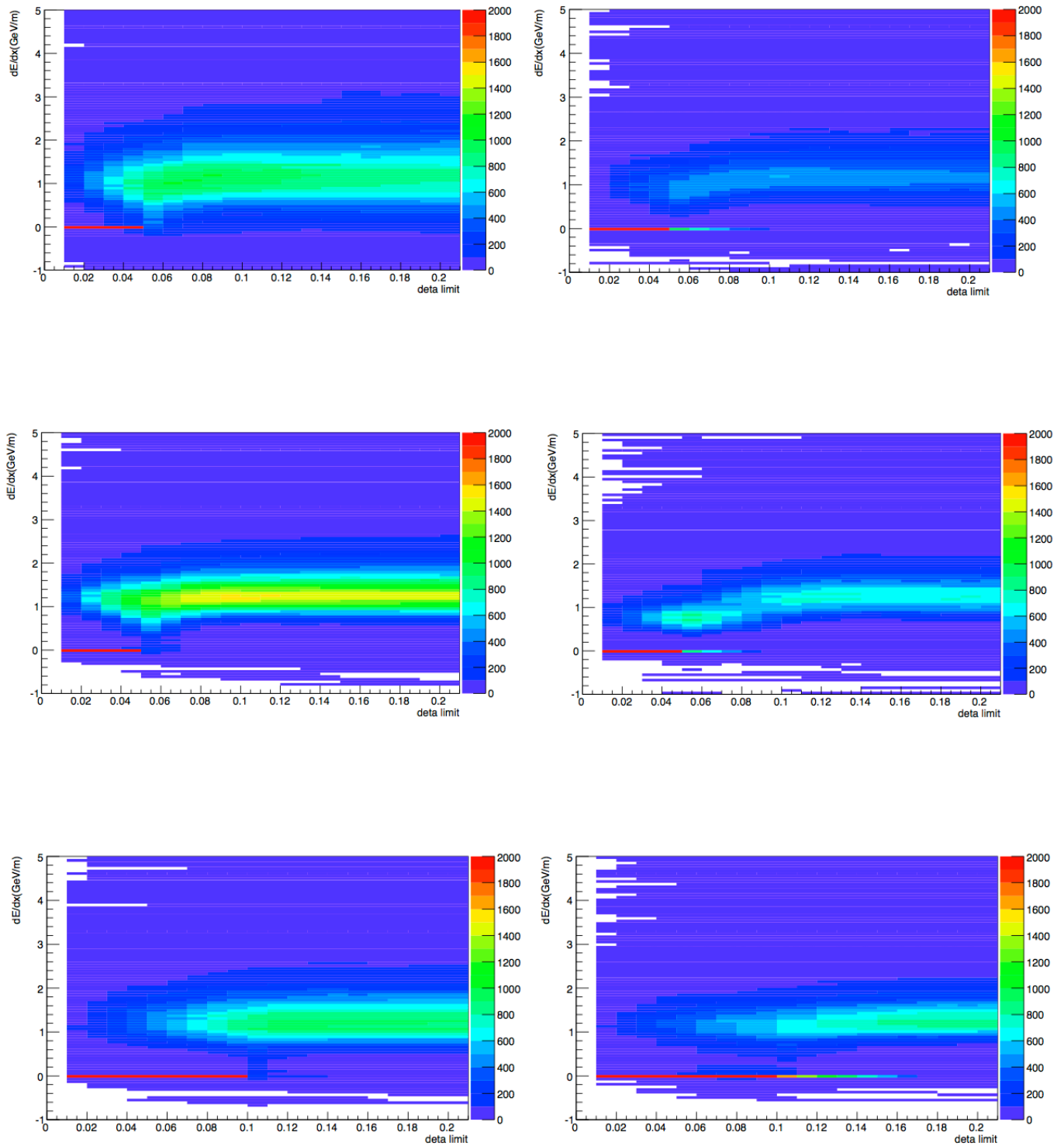


図 4.3 各層における $d\eta$ の上限と dE/dx の 2 次元分布。各層での $d\eta$ と dE/dx の 2 次元分布。横軸は、 $d\eta$ の上限値。縦軸は、 $d\eta$ の上限値を横軸の値に設定した場合のミューオンの dE/dx を示している。上から A 層、BC 層、D 層での分布。左は LongBarrel、右は Extended Barrel の分布である。

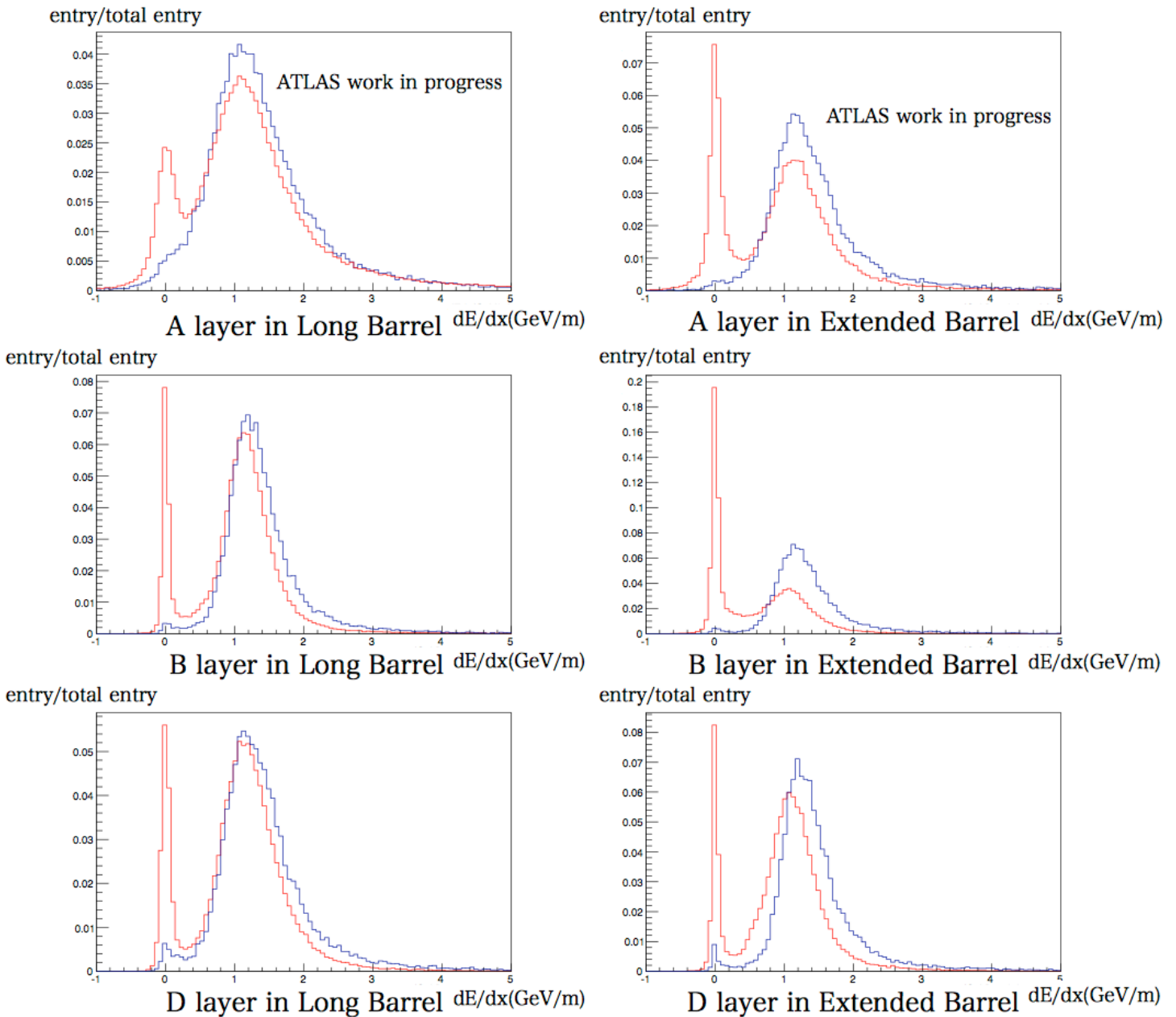


図 4.4 各層での dE/dx 分布。青線がミュオン、赤線がフェイクミュオンの dE/dx を示している。上から A 層、B 層、D 層での分布であり、左が Long Barrel、右が Extended Barrel での分布。各層での $PL > 0.3m$ のミュオンとフェイクミュオンの分布である。

基本的には両方の層で Muon-like だったものを通過させるが、片方が Fake-like、もう片方が Muon-like だった場合、B 層と D 層全体の dE/dx を計算し ($E = E_{B層} + E_{D層}$ 、 $PL = PL_{B層} + PL_{D層}$)、その dE/dx を用いて判定し直し、その結果を用いる。片方の層で Small PL の場合は、もう片方の層の判断のみを使用する。また、B 層と D 層を用いると述べたが、それらの層を通過しない領域 ($1.55 < |\eta| < 1.7$) においては最内層の A 層の情報を用いている。この領域にはフェイクミュオンが多く分布しているため、この領域でもタイルカロリメータによる識別を適用することは非常に重要である。全ての層で Small PL であった場合は、タイルカロリメータを用いた判断は不可能であるため選別を行わず、Muon として通過させる。

B層とD層の判断	最終的な判断
B層D層とも Muon-like	Muon
B層D層とも Fake-like	Fake
B(D)層が Small PL	D(B)層で判断する。 (Muon-like なら Muon と判定)
B層D層とも Small PL	A層で判断する。 (A層で Muon-like なら Muon と判定)
B(D)層が Muon-like、D(B)層が Fake-like	B層とD層全体での dE/dx を用いて判断する。
全ての層で Small PL	Muon

表 4.2 タイルカロリメータを用いたレベル 2 選定条件

4.4 ミューオンの識別効率とフェイクミューオンの削減率

前節までで、MuonSA 後のフェイクミューオンを削減するための条件について説明したが、ここでは選定条件がどの程度の効率でミューオンを通過させるか、どの程度のフェイクミューオンを通過させてしまうのかを測定した。なお、Run2 での使用を想定しているため、本研究で開発したレベル 2 で用いる選定条件を当てはめる前のミューオンとフェイクミューオンには、レベル 1 で導入されるタイルカロリメータを用いたカットとして、 $1.05 < |\eta| < 1.3$ を通る場合 Extended Barrel の D 層で 500MeV 以上のエネルギーが検出されている事を要求する。

表 4.3 は、選定条件を Long Barrel と Extended Barrel の両方 ($|\eta| < 1.7$) で使用した場合と Extended Barrel でのみ ($0.8 < |\eta| < 1.7$) 使用した場合のミューオンとフェイクミューオンがミューオンと判定されカットを通過する割合を示したものである。図 4.5 は、レベル 2 識別条件によって削減されるフェイクミューオンの η 分布である。ほとんどのフェイクミューオンはエンドキャップ部に分布しているため、Long Barrel 部ではフェイクミューオンをほとんど削減できないが、Extended Barrel 部ではフェイクミューオンを約 15 %削減できており、このカットが有効であることが分かる。また、削減できる範囲もレベル 1 に導入されるタイルカロリメータを用いたカットとは別の領域である事も分かり、レベル 1 のタイルカロリメータを用いたカットよりも適用範囲が広い。なお、本研究のレベル 2 選定条件により、レベル 1 選定条件で削減されるフェイクミューオンも同様に識別することが可能である。

図 4.6 は、レベル 2 選別条件によって削減できる割合のレベル 2 での p_T に対して p_T 依存性を示したものであり、ここでは Extended Barrel を通過するもの ($0.8 < |\eta| < 1.7$) のみを見ている。この図を見て分かるように、フェイクミューオンを削減できる割合は p_T に依らず一定であり、どの p_T でも約 17 %程フェイクミューオンを削減できる。レベル 2 での p_T の高いミューオンにもレベル 2 での p_T の低いミューオンにも使用できるという点でも、タイルカロリメータを用いる事は MuonSA 後のレート削減に有効だと言える。

	ミュオン	フェイクミュオン
Long Barrel と Extended Barrel	97.59 ± 0.02 %	83.48 ± 0.04 %
Extended Barrel	99.26 ± 0.02 %	84.56 ± 0.05 %

表 4.3 ミュオンとフェイクミュオンがレベル2 選別条件でミュオンと判断される割合。誤差は統計誤差。

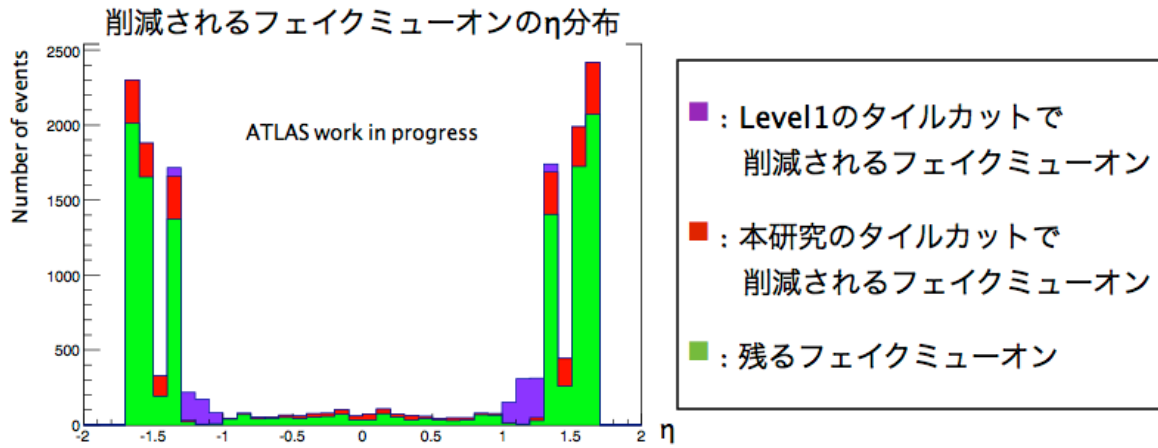


図 4.5 削減されるフェイクミュオンの η 分布

レベル2選定条件を通過する割合

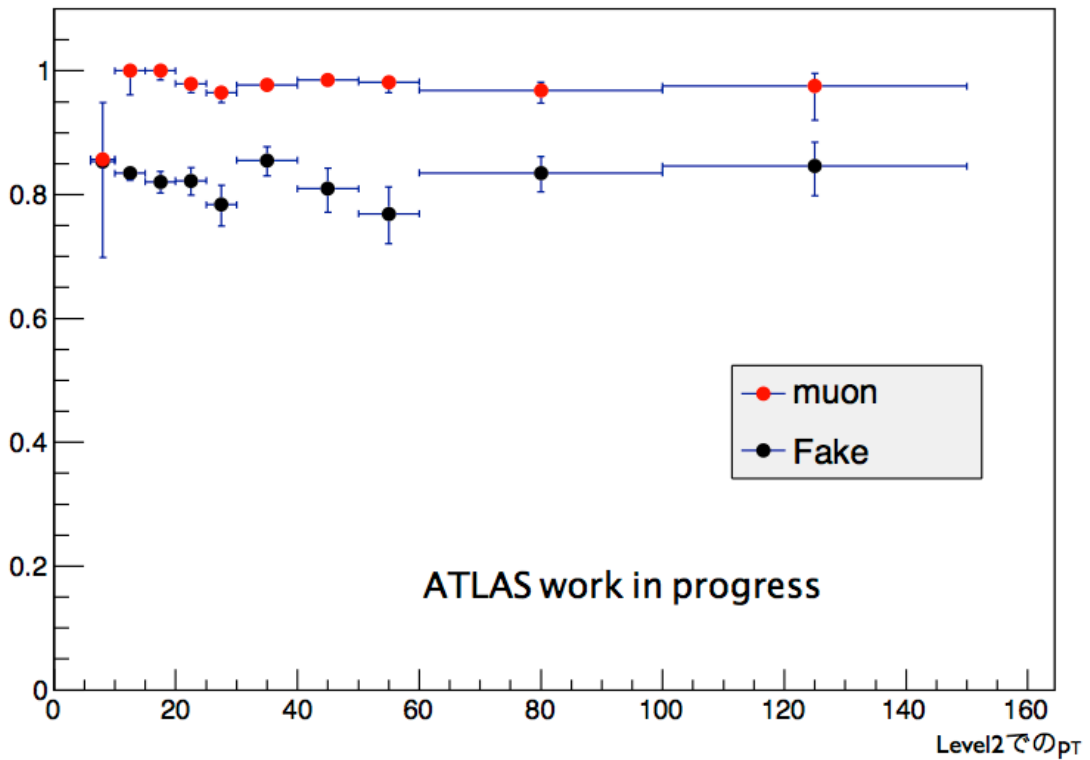


図 4.6 レベル2 選定条件を通過する割合の p_T 依存性。縦軸：通過する割合、横軸：横方向運動量。0.8 < $|\eta|$ < 1.7 におけるサンプルを使用している。

4.4.1 pile up の増大による影響

ATLAS 実験において、一回のバンチ衝突の際に複数の陽子衝突が起こる。これを pile up の増大という。pile up が増加している場合、大量のイベントが生成された影響で、本来記録したい興味のある物理のデータを取得する事が困難になる事がある。

本研究は、LHC のイベントレートが増大してきた状況を想定しており、その場合は pile up が増加している事が考えられる。そのため、本研究で開発したフェイクミュオン同定アルゴリズムが pile up によって性能が変わらないかを確認する必要がある。これを調べるために、actual per xing という変数を使って場合分けを行った。actual per xing は、1 回のバンチ衝突で何イベント生成されたかを表す変数である。つまり、この値が大きいほど、pile up は大きくなっている。図 4.7 は、pile up ごとにミュオンの dE/dx がどのように変化するかを示す。この図から分かるように、pile up が増加してもミュオンの dE/dx は変化しない。

次に、レベル 2 選定条件を通過する割合の pile up ごとの変化を見た。ここでも actual per xing の値によって場合分けを行っている。なお、ミュオンは 4 つに場合分けしているが、フェイクミュオンは 2 つにしか分けていない。これは、Enhanced bias trigger で集められたフェイクミュオンの統計が十分でなく、細かく分ける事ができないためである。

図 4.8, 4.9 は、ミュオンとフェイクミュオンがレベル 2 選定条件を通過する割合の p_T 依存性を見た図を pile up ごとに分けたものである。これを見ると分かるように、pile up が変わっても、ミュオンを選定できる割合、フェイクミュオンを除去できる割合共に大きな変化は無く、誤差の範囲では pile up の変化によるフェイクミュオン識別性能の変化は見られなかった。

4.4.2 primary vertex の影響

PL (ミュオンがタイルカロリメータ内を通過した距離) は η から計算されるが、その際は「ミュオンが $(z,r) = (0,0)$ で生成された」ことを仮定している。しかし、実際は $(z,r) = (0,0)$ で生成されていない場合が多く、実際の PL と計算された PL は別の値になる。この節では、ミュオンの primary vertex (生成された点) の座標を用いて PL を計算した場合、前節までの計算による PL とどれほどの違いが出るのかを述べる。

図 4.10 は、全 η 領域のミュオンが持つ PL の分布である。図 4.11 は、primary vertex の座標を用いて PL を計算した場合と、「ミュオンが $(z,r) = (0,0)$ で生成された」ことを仮定して計算した場合の PL の差 (左図) と dE/dx の差 (右図) の分布である。図 4.10 と図 4.11 は、タイル全体での PL , dPL と dE/dx の分布であり、選定条件で用いている各層ごとの PL と dE/dx ではない。ほとんどのミュオンにおいて PL の違いは 0.05m 以下、 dE/dx の違いは 0.02GeV/m 以下であり、レベル 2 選定条件を通過する割合に与える影響は 0.01 %程度しかない。

この結果から、 PL の計算において「ミュオンが $(z,r) = (0,0)$ で生成された」ことを仮定しても primary vertex の座標を用いた場合と違いが生じない事が分かった。従って、本論

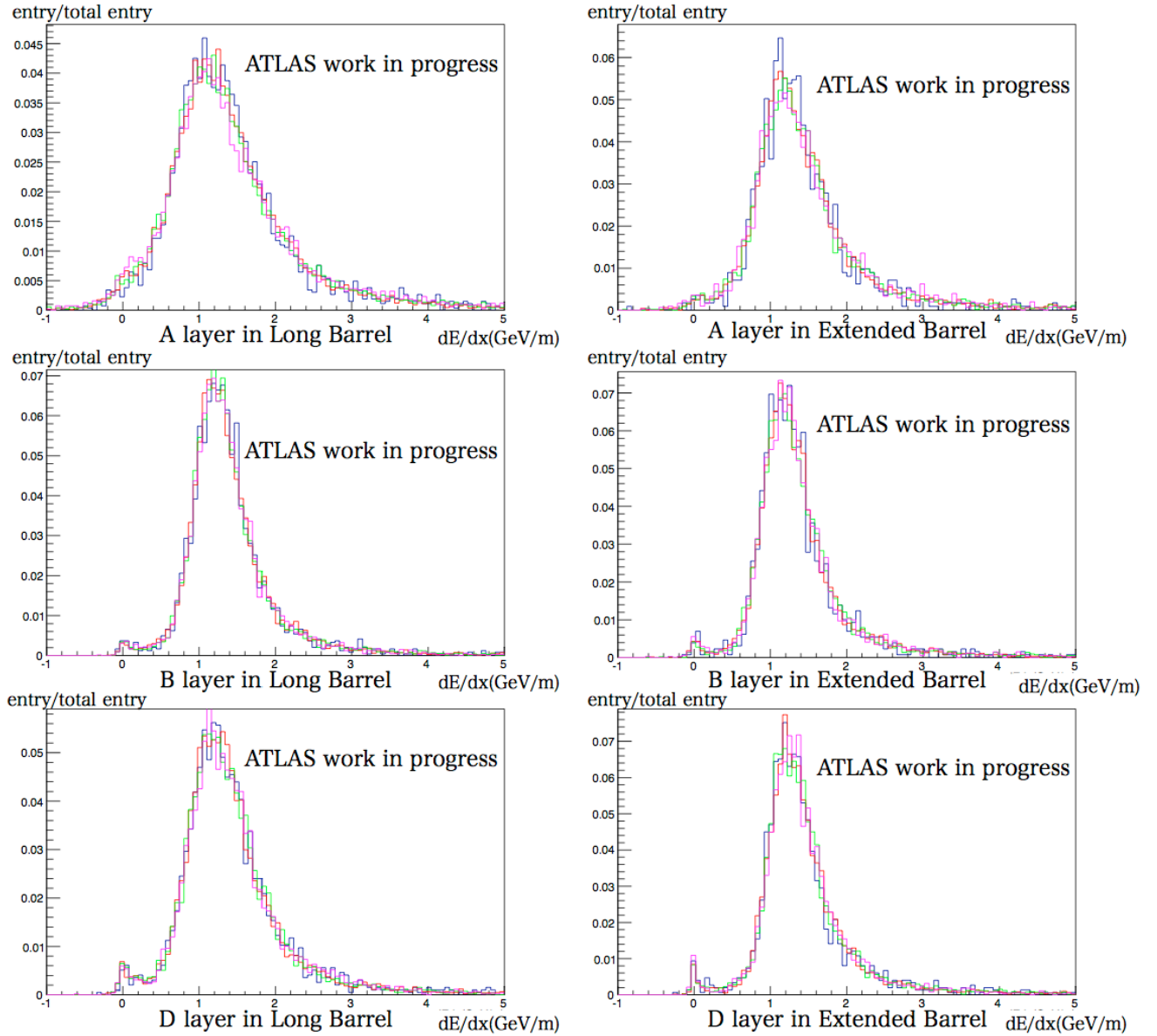


図 4.7 pile up ごとに分けたミューオンの dE/dx 分布。上から A 層、B 層、D 層での分布であり、左が Long Barrel、右が Extended Barrel での分布。actual per xing ごとに分けており、この値が大きいくほど pile up は大きい。青線は actual per xing < 10、赤線は $10 < actual\ per\ xing < 15$ 、緑線は $15 < actual\ per\ xing < 20$ 、紫線は $20 < actual\ per\ xing$ の場合の dE/dx 分布である。

文の PL の計算にはこの仮定を用いる事とする。

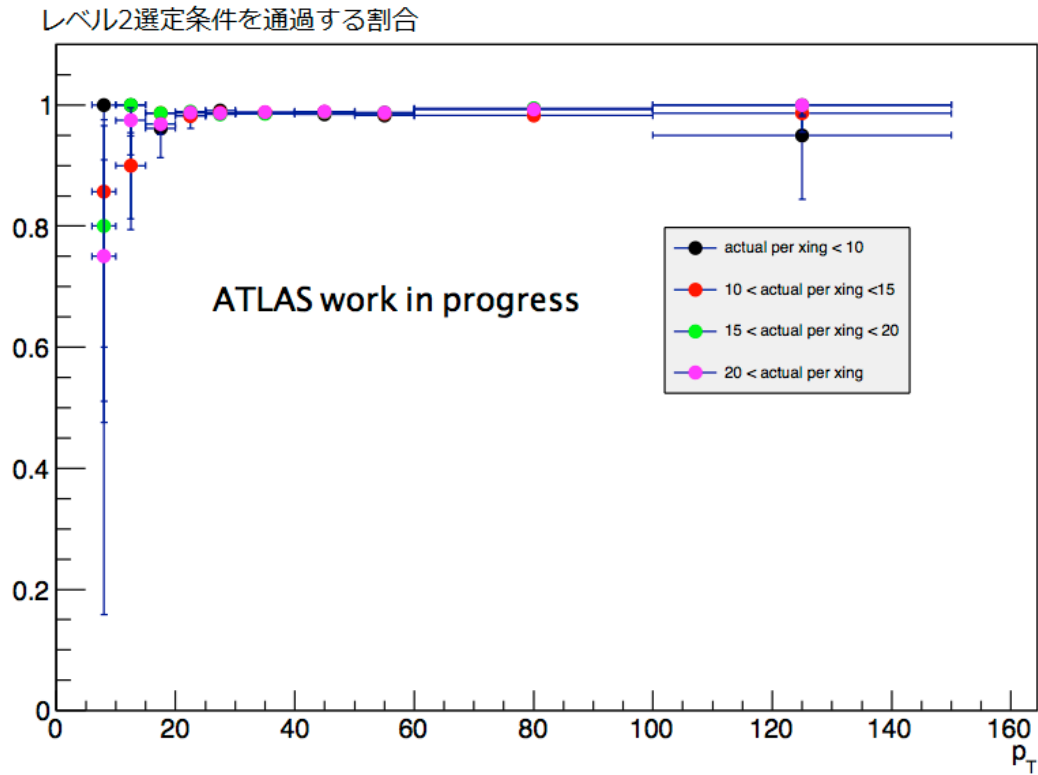


図 4.8 pile up ごとに分けたミュオンがレベル 2 選定条件を通過する割合。縦軸：通過する割合、横軸：横方向運動量。ミュオンの方向が $0.8 < |\eta| < 1.7$ の範囲内にあるデータを使用している。actual per xing の値が大きいほど pile up は大きい。

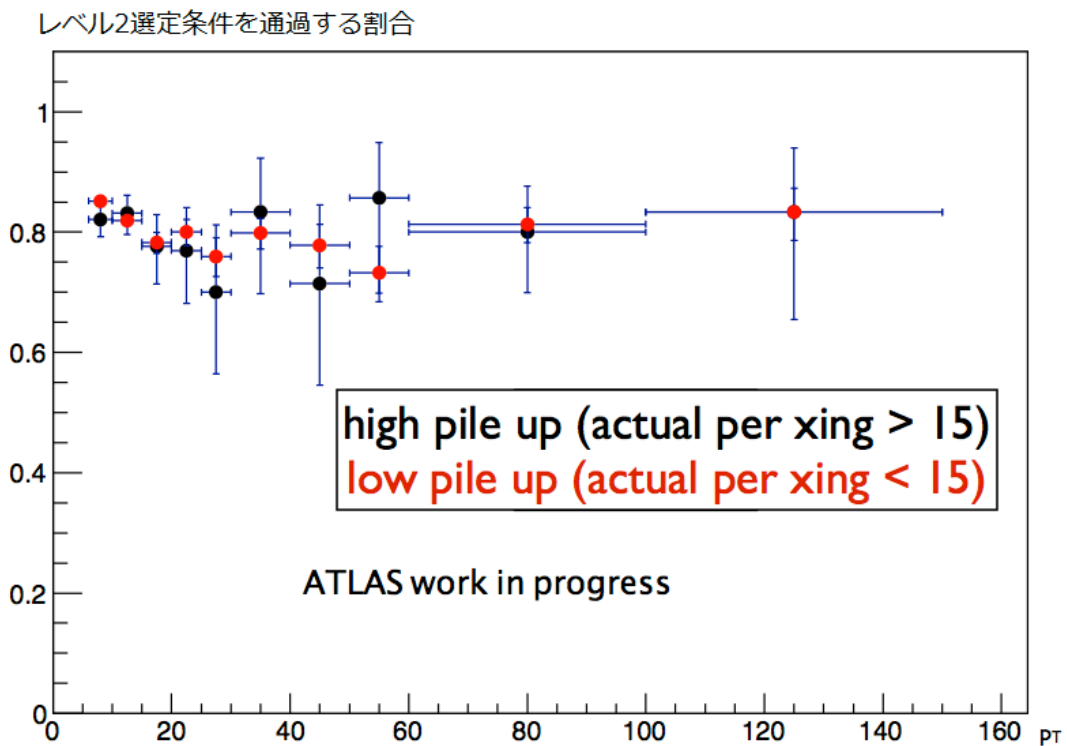


図 4.9 pile up ごとに分けたフェイクミュオンがレベル 2 選定条件を通過する割合。縦軸：通過する割合、横軸：横方向運動量。フェイクミュオンの方向が $0.8 < |\eta| < 1.7$ の範囲内にあるデータを使用している。actual per xing の値が大きいほど pile up は大きい。

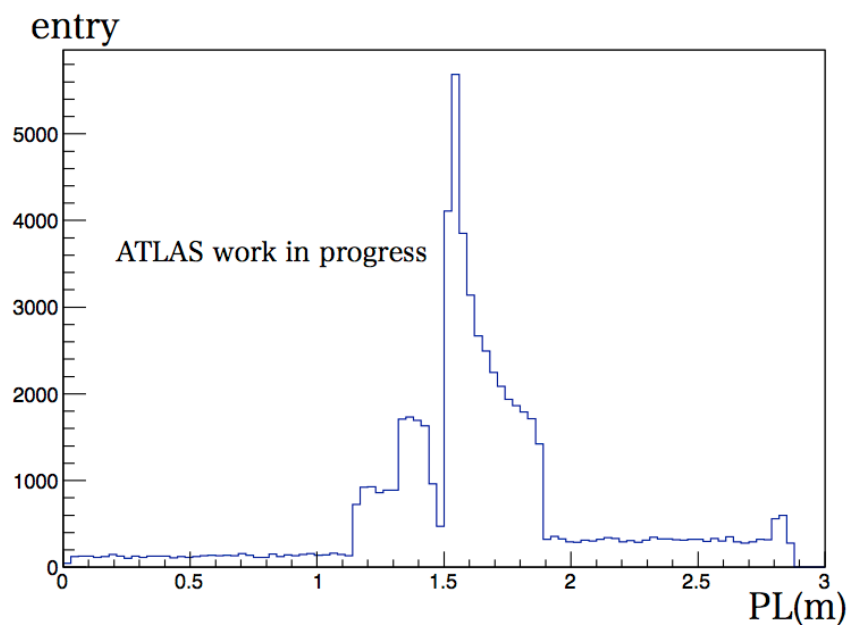


図 4.10 全 η 領域のミュオンが持つタイル全体での PL の分布

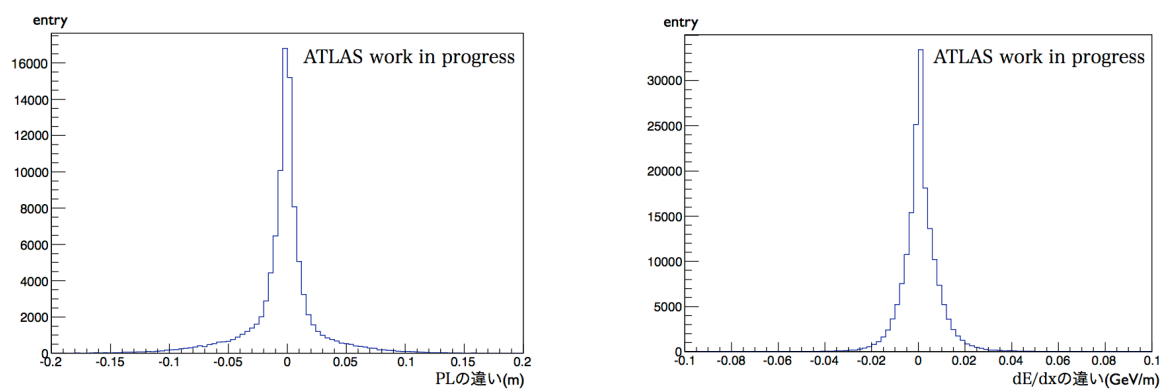


図 4.11 PL の計算方法を変えた場合の求められる $PL(m)$ の違い(左)と $dE/dx(\text{GeV}/\text{m})$ の違い(右)。

第 5 章

タイルカロリメータを用いたミュ オンの同定

LHC では、Run2 から FTK (Fast TracKer) というハードウェア上での処理によって粒子の飛跡を計算するシステムが導入された。FTK により、これまでよりも短時間で内部飛跡検出器から粒子の飛跡を計算できるようになる。その結果、これまで内部飛跡情報はレベル 2 の後段 (muComb) 以降でのみ利用可能であったが、FTK の導入により HLT の早い段階でもトラックを用いたミュオンの選定が可能となる。

ミュオントリガーには、ミュオン検出器の構造上ミュオンをうまく検出できない領域が存在する。図 5.1 はオフラインミュオンがレベル 1 ミュオントリガーを鳴らしている割合を η および ϕ の関数として示したものである。この図から、特にバレル部 ($|\eta| < 1.0$) でトリガー効率の低い領域が確認できる。この領域には ATLAS 検出器を支えるための「足」があるため、RPC を十分設置する事ができていないことが原因である。より効率よくデータを集めていくためには、そのような不感領域でもミュオンを検出できるアルゴリズムの開発が必要である。問題解決手段の一つとして、他の検出器の情報を用いるということが考えられる。本研究では、ミュオン検出器がミュオンを検出できない領域を補う事を目的として FTK により得られた粒子の飛跡から粒子がタイルカロリメータに残した情報を抜き出し、どの飛跡がミュオンによるものかを判定するアルゴリズムを作成した。

本研究では、重心系エネルギー 8TeV のモンテカルロシミュレーションを用いている。Z ボソンが 2 本のミュオンに崩壊した事象を選定し、その事象で生成されたミュオンとマッチングする事象再構成による飛跡をミュオン、ミュオンとマッチングしない飛跡 (主に Z に伴って生成されるジェットからのハドロン) をフェイクミュオンとして用いている。ミュオンの選定条件は以下の通りである。

- 下記の条件を満たすミュオンが 2 本ある。
 - ミュオンの $|\eta| < 1.7$ (タイルカロリメータが覆っている領域)。
 - ミュオンの横方向運動量 $p_T > 6\text{GeV}$ 。
 - 内部飛跡検出器 PIX, SCT, TRT に最低一つのヒットを持つ。
- 2 本のミュオンは反対の電荷を持つ。

- 2本のミューオンから再構成したZボソンの不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $80 < M_{\mu\mu} < 100\text{GeV}$ である。

飛跡の選別条件は以下の通りであり、マッチングの条件は、飛跡の位置情報 $(\eta_{track}, \phi_{track})$ とオフラインミューオンの位置情報 (η_{off}, ϕ_{off}) から $\Delta R = \sqrt{(\eta_{off} - \eta_{track})^2 + (\phi_{off} - \phi_{track})^2}$ と計算し、 $\Delta R < 0.1$ とした。

- 飛跡の $|\eta| < 1.7$ (タイルカロリメータが覆っている領域)。
- 飛跡の横方向運動量 $p_T > 6\text{GeV}$ 。
- 内部飛跡検出器 PIX, SCT, TRT に最低一つのヒットを持つ。

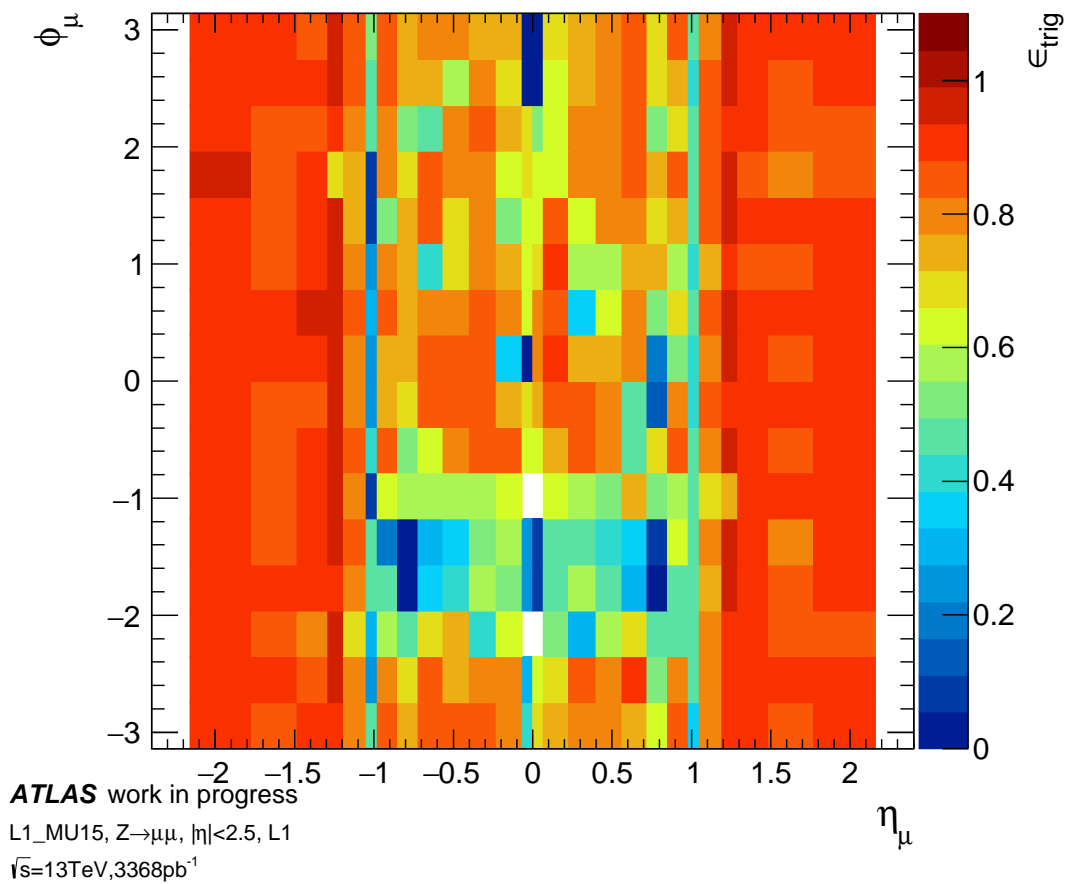


図 5.1 オフラインミューオンがレベル1ミューオントリガーを鳴らしている割合の η, ϕ 分布。ここでレベル1ミューオントリガーは、一本以上 $p_T > 15\text{GeV}$ のミューオンがあるイベントを拾うという条件のものである。

5.1 タイルカロリメータの情報

本研究で行うミューオンの同定においてもタイルカロリメータで測定されたエネルギーではなく、 dE/dx を用いている。使用するタイルカロリメータの cell はミューオンの飛跡の方向 (η, ϕ) を元に決定する (選定条件については 4.2.1 章を参照)。FTK は重心系エネルギー 8TeV のモンテカルロには実装されていないため代用としてオフライン再構成による飛跡の

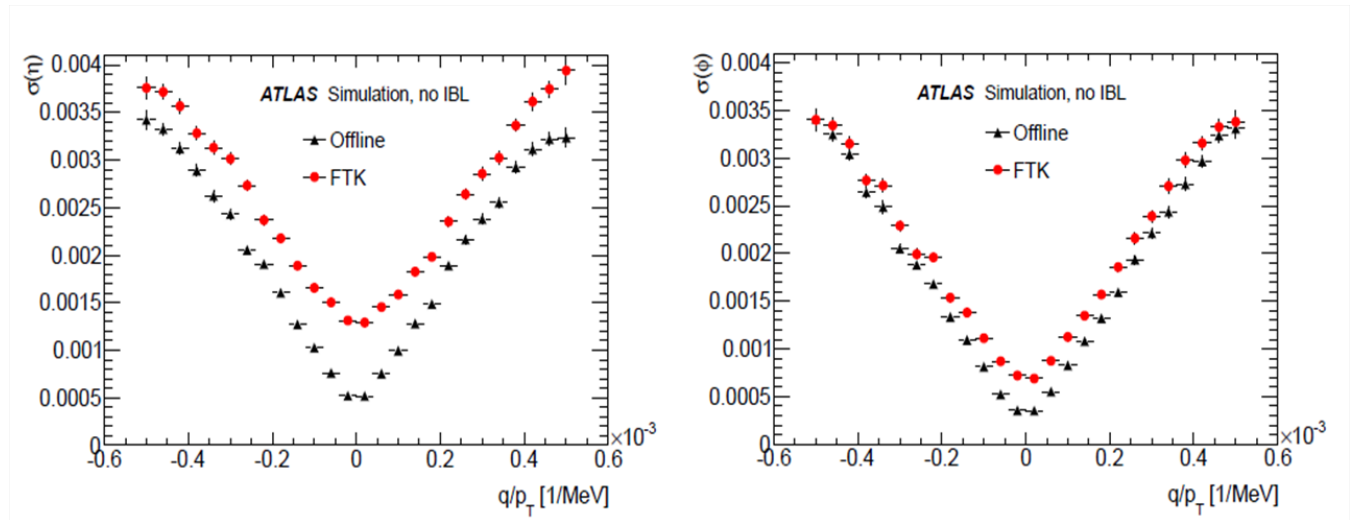


図 5.2 FTK の性能 [15]。左図は縦軸に $\sigma(\eta)$ を示したものの。右図は縦軸に $\sigma(\phi)$ を示したものの。横軸はともに q/p_T である。

	シグナル領域	上限値によるバックグラウンドの削減率
A 層 (Long Barrel)	$0.4 < dE/dx < 5$	46.82 %
A 層 (Extended Barrel)	$0.4 < dE/dx < 5$	28.54 %
B 層 (Long Barrel)	$0.4 < dE/dx < 3.5$	16.36 %
B 層 (Extended Barrel)	$0.4 < dE/dx < 4.5$	9.8 %
D 層 (Long Barrel)	$0.4 < dE/dx$	
D 層 (Extended Barrel)	$0.4 < dE/dx$	

表 5.1 各層でのシグナル領域。dE/dx の単位は GeV/m である。右の列は dE/dx に上限値を加えることでバックグラウンドを削減できる割合。

(η, ϕ) を使用した。図 5.2 は、FTK の性能を示したものであり、FTK はオフライントラックよりも性能は劣るが、タイルカロリメータの cell の大きさは $d\eta \times d\phi = 0.1 \times 0.1$ (D 層においては 0.2×0.1) であり、性能の差と比べて十分な大きさを持つ。従って、FTK の代わりにオフライントラックを使用しても大きな差は生じない事が分かる。

図 5.3 に各層で得られる dE/dx の分布を示す。ミューオンはピークを持っており、閾値を設ける事による識別が可能であることが分かる。また、ミューオン以外の飛跡の dE/dx は広く分布している。これは、ミューオンによるものでない飛跡はミューオン以外の粒子 (ハドロンなど) によるものであると考えられ、その場合粒子の持つエネルギーがタイルカロリメータで測定されるため、広い範囲に分布しているのだと考えられる。従って、前章のように下限を設けて小さな dE/dx を持つ飛跡を排除するだけでなく、大きな dE/dx を持つ飛跡も除く必要がある。表 5.1 に各層で定義したシグナル領域と上限値を加えることで削減できるミューオン以外の飛跡の割合を示した。上限は、ミューオンを除外してしまう割合が 1 % 程度になるように設定している。D 層については、図 5.3 から分かるように dE/dx の大きい領域にあまりミューオン以外の粒子のトラックが分布していないため、上限は設けていない。

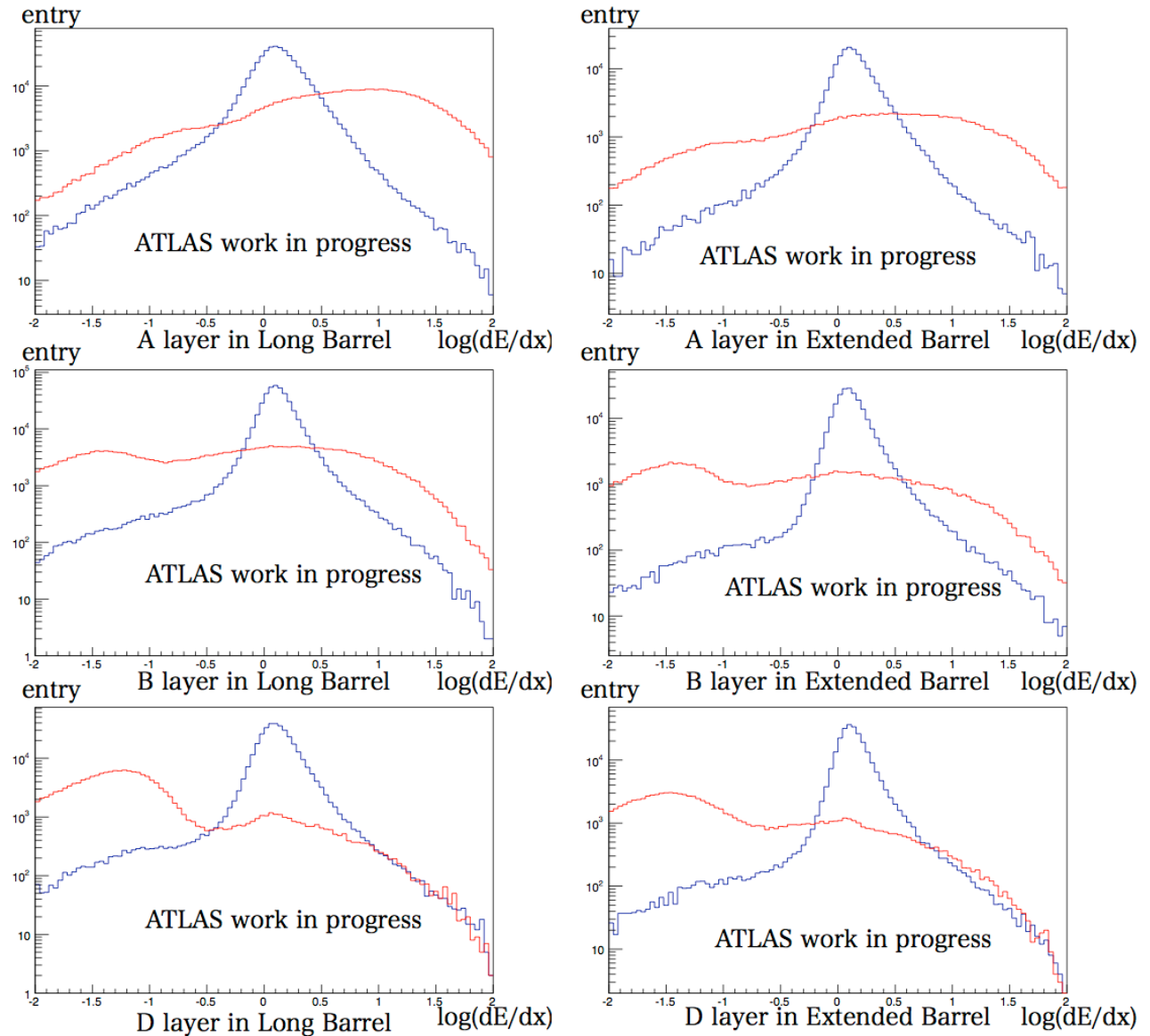


図 5.3 各層での $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。各層でミュオンのトラックとミュオン以外のトラックが持つ $\log_{10}(dE/dx)$ の分布。青線がミュオンのトラック、赤線がミュオン以外のトラックが持つ $\log_{10}(dE/dx)$ を示す。縦軸は log スケールで示している。dE/dx の単位は GeV/m である。

5.2 ミュオン識別のアルゴリズム

ここでは、前節で定義したシグナル領域を用いて、ミュオンを識別するために定義したアルゴリズムの説明を行う。

まず、全領域で「全ての層で、通過した距離が 0.3m 以上で、 dE/dx がシグナル領域にあるものをミュオンとする」という条件を与える。この条件を課した場合のミュオン識別効率を図 5.4 に示す。ミュオン識別効率、ミュオン以外の粒子をミュオンと誤認してしまう割合共に p_T に依存せず、ほぼ一定の値を取る。この条件により、ミュオン以外の粒子の誤認の確率を 5% 程度に抑えつつ、ミュオンを 80% 以上の割合で同定できる事が確認できる。

η 依存性を見ると、

1. $\eta=0$ 付近でミュオンをうまく拾えていない
2. $\eta=\pm 1$ 付近でミュオン以外の粒子を多く拾ってしまう

という2つの問題がある事が分かり、それぞれの η 領域においてアルゴリズムの改良が必要となる。それぞれの問題に対して、その原因と改良について以下に述べる。

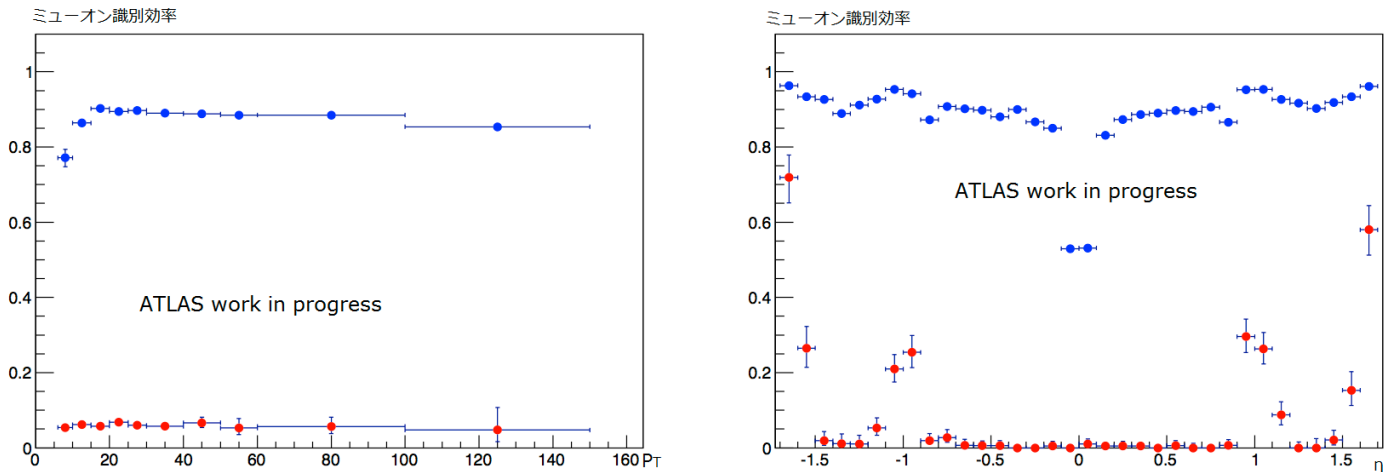


図 5.4 ミュオンを識別する効率の p_T 依存性 (左)、 η 依存性 (右)。青点がミュオンが通過する割合、赤点がミュオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は p_T (左)、 η (右)。

5.2.1 $\eta=0$ 付近

この領域においては、タイルカロリメータの構造上の問題によりうまくミュオンのエネルギーを拾う事ができない。2章で述べたように、タイルカロリメータはタイル状の鉄とシンチレータをいくつも重ねた構造をしているが、このタイルはビーム軸に対して垂直に設置されており、鉄の一枚当たりの厚さが約 14mm ある ($\eta=0$ 付近の領域に置いて z 方向にタイルを通過する距離は、A,D 層で最長 20mm 程度、B 層で 50mm 程度である) ため、うまくシンチレータを通過できずエネルギーを落とせないミュオンがある (図 5.5 左)。更に、 $|\eta|=0$ 付近のミュオンは、図 5.5 右で示すように、ほとんど鉄しか通過しない場合やシンチレータしか通過しない場合があり、通過する鉄とシンチレータの比率が他の領域と比べて大きく増減する。この比率が違う場合、ミュオンが同じ距離を通過した場合であっても、測定されるエネルギーは違うものになる。従って、測定されるエネルギーのばらつきが広がってしまう。図 5.6 は、ミュオンが D 層でのエネルギー損失とミュオンの η の関係性について示した 2 次元分布である。 $\eta=0$ 付近で、シンチレータ中でのエネルギー損失が小さくなっている。しかし、各 η での平均値は一定であることから、単純にエネルギーが検出できなくなっているだけでなく、検出されるエネルギーのばらつきが大きくなっている事が分かる。

この領域での問題は、ミュオンがタイルカロリメータの内一つの層を通過する距離が十分

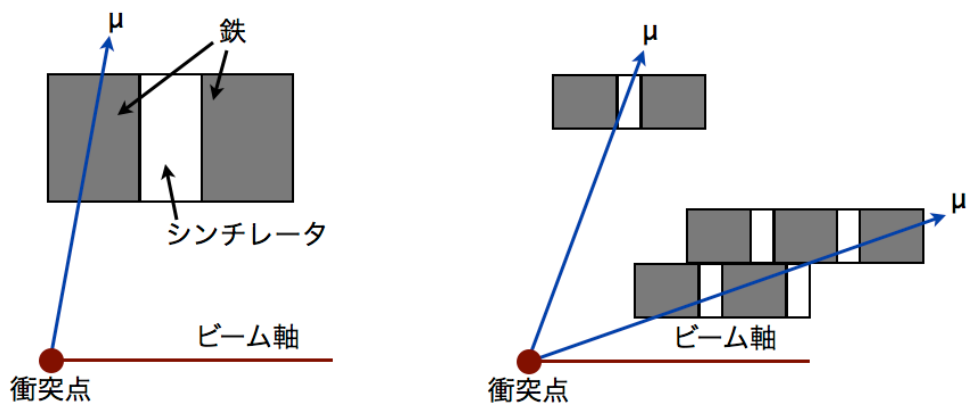


図 5.5 $|\eta| = 0$ 付近では、ミューオンがシンチレータを通過しないことがある（左）。 $|\eta| = 0$ 付近のミューオンは、他の領域のミューオンと比べて通過する鉄とシンチレータの比率が違う（右）。

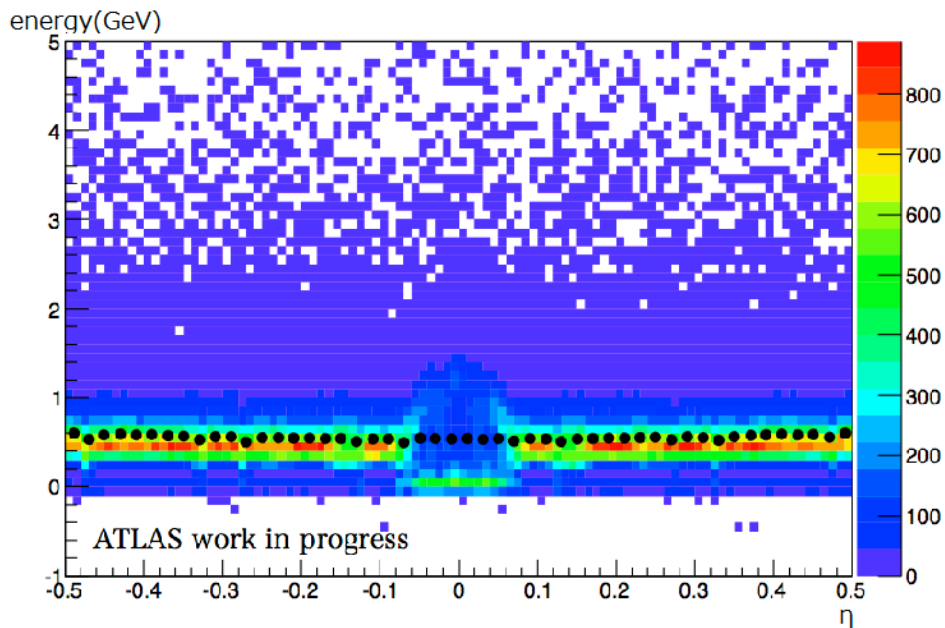


図 5.6 ミューオンが D 層で落とすエネルギーと η の関係。縦軸はミューオンが D 層で落とすエネルギー、横軸はミューオンの η を示す。黒点は、各 η でのエネルギー分布における平均値を示している。

ではない事が原因である。従って、この領域では R 方向の大きさが小さい A 層と D 層では、正確にエネルギーを測定する事ができないため、A 層と D 層の dE/dx に閾値を加えることによる識別は除外する。しかし、B 層のシグナル領域だけで識別した場合、ミューオン以外の粒子を多く拾ってしまうので、これまでとは別の条件が必要になる。そこで、これまでのように層ごとに分けた dE/dx でなく、タイルカロリメータ全体での dE/dx を用いる事とした。図 5.7 にタイルカロリメータ全体での dE/dx の分布を示す。タイルカロリメータ全体でのシグナル領域を $0.4 < dE/dx < 4.5$ に定義した。前述の選定条件を、 $|\eta| < 0.1$ では「B 層とタイルカロリメータの dE/dx がシグナル領域にあるものをミューオンとする」という条件に変更す

る。なお、前述の選定条件ではタイルカロリメータを通過する距離に対する制限が含まれていたが、この η 領域 ($|\eta| < 0.1$) では全ての粒子がその条件を満たすため距離に対する制限を除外する。図 5.8 は、この改良を加えた新しい選定条件によるミュオン識別効率の η 依存性を示したものである。 $\eta=0$ 付近のミュオンを拾える効率も他の領域と比べて同程度まで回復した。一方で、ミュオン以外の留意を誤認する割合も増えてしまったが、約 2 割程度には抑えられている。

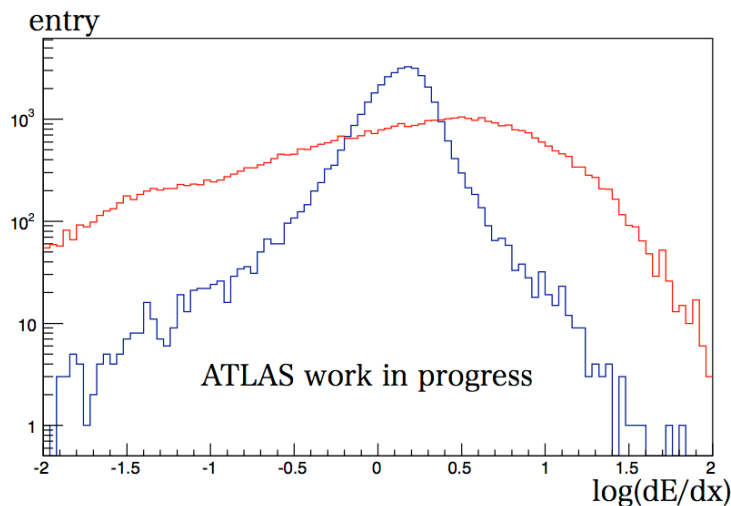


図 5.7 タイルカロリメータ全体での $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。タイルカロリメータ全体でのミュオンのトラックとミュオン以外のトラックが持つ $\log_{10}(dE/dx)$ の分布。青線がミュオンのトラック、赤線がミュオン以外のトラックを示す。縦軸を \log スケールで示している。

5.2.2 $\eta=\pm 1$ 付近

この領域には、Long Barrel と Extended Barrel の間隙があり、使用できる層の減少、 dE/dx 分布の変化などによりバックグラウンドを多く拾ってしまう。図 5.9 は、この領域 ($0.9 < |\eta| < 1.1$) のバックグラウンドと全 η 領域のバックグラウンドの dE/dx を比較したものであり、この図を見て分かるように、この領域の B 層、D 層では、シグナル領域により多くのバックグラウンドが存在している。これによって、各層ごとのバックグラウンドを除外できる割合も減少している事がミュオン以外の粒子を誤認してしまう問題の原因の一つである。

使用できる層が減少している事は、検出器の構造上の問題であるため、ソフトウェア上から改善する事はできないが、各層でバックグラウンドを除外できる割合が減少している事については改善が可能である。これにはシグナル領域を狭めることで対応した。表 5.2 にこの領域でのシグナル領域について纏めてある。シグナル領域は、この領域でのバックグラウンドを排除できる割合が他の η 領域と同程度になるように設定した。表 5.3 に全 η 領域でのバックグラウンドを排除できる割合と $0.9 < |\eta| < 1.1$ でのバックグラウンドを排除できる割合（シグナル領域の変更前と変更後の両方について）を纏めた。

このようにシグナル領域を変更した後の、ミュオンの識別効率とバックグラウンドがアル

ミューオン識別効率

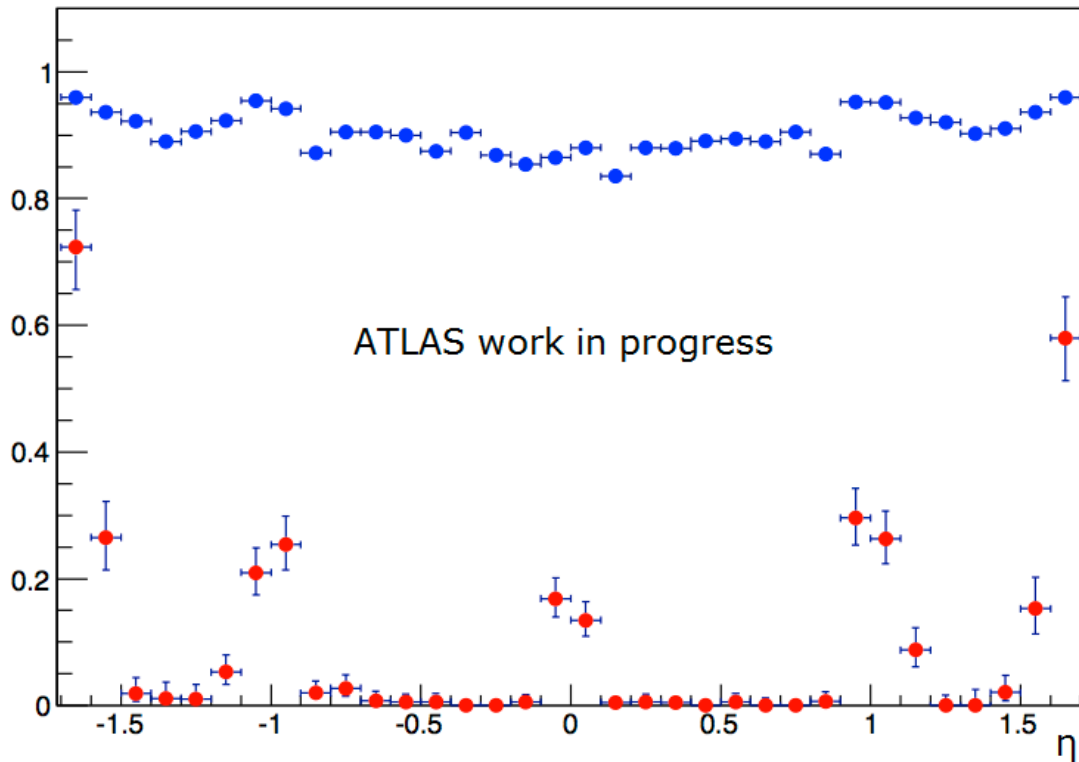


図 5.8 ミューオンを識別する効率の η 依存性。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は η 。

A 層	$0.4 < dE/dx < 4.5$
B 層	$0.4 < dE/dx < 3$
D 層	$0.4 < dE/dx < 2.5$

表 5.2 $0.9 < |\eta| < 1.1$ でのシグナル領域

	全 η 領域	$0.9 < \eta < 1.1$ (変更前)	$0.9 < \eta < 1.1$ (変更後)
A 層	64.21 % (9.29 %)	61.03 % (6.49 %)	63.03 % (6.94 %)
B 層	78.86 % (4.48 %)	71.02 % (5.13 %)	76.33 % (7.39 %)
D 層	85.49 % (3.06 %)	75.72 % (1.85 %)	85.16 % (8.31 %)

表 5.3 各層でのバックグラウンド (ミューオン) を排除できる割合。括弧外はバックグラウンドを除去できる割合、括弧内はミューオンを除去してしまう割合としている。 $0.9 < |\eta| < 1.1$ の領域についてはシグナル領域を変更する前と後両方について測定している。

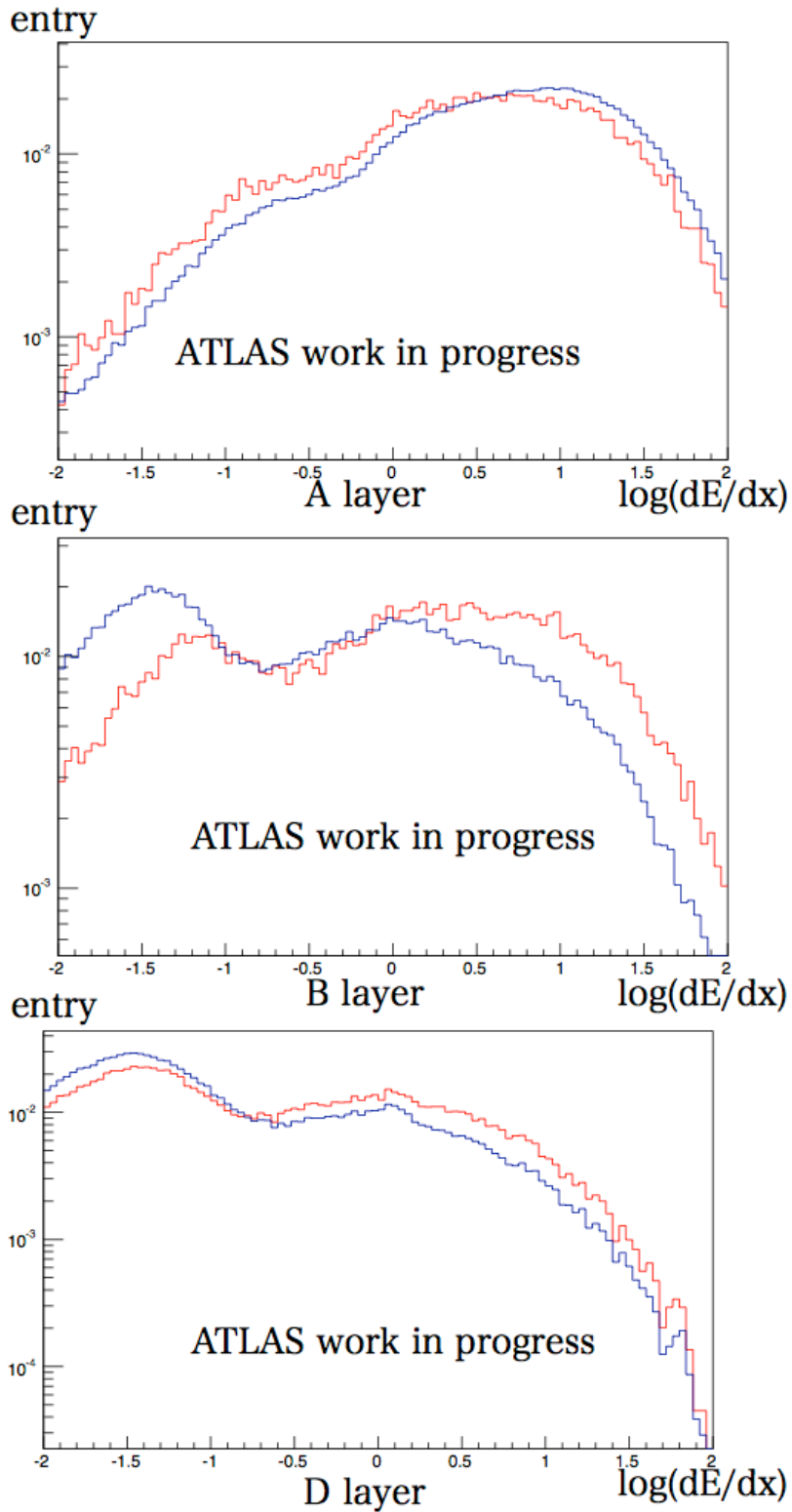


図 5.9 $\eta = \pm 1$ での $\log_{10}(dE/dx)$ の変化。バックグラウンドの持つ $\log_{10}(dE/dx)$ の分布。なお、統計量が違うため規格化している。青線は、全 η 領域のバックグラウンドの持つ $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。赤線は、 $0.9 < |\eta| < 1.1$ の領域のバックグラウンドの $\log_{10}(dE/dx)$ 分布。縦軸は log スケールである。

ゴリズムを通過してしまう割合を測定し直したものが図 5.10 である。この変更により、 $|\eta|=1$ 付近のバックグラウンドを大幅に削減できており、一方でミューオンを同定できる割合については変更前とほぼ同程度の性能を保っている事が確認できた。図 5.11 は、識別効率の p_T 依存性について示した図である。 $p_T > 15\text{GeV}$ で高いミューオン識別効率を持ち、常に 9 割ほどを保っている。 $p_T < 15\text{GeV}$ においても、 $p_T > 10\text{GeV}$ であれば、85 % 程のミューオンを識別できている。また、バックグラウンドがアルゴリズムを通過してしまう割合は常に 5 % 以下となっており、 p_T が大きくなるにつれて通過する割合は 0 に近づいていくことも分かる。図 5.12 は、ミューオンを識別する効率の η, ϕ 分布である。図 5.1 と比較すると、 $|\eta| < 1.0$ の効率の低い (2~6 割程度) 領域で 8 割以上の効率を持つ事が分かる。このことから、タイルカロリメータと内部飛跡検出器を用いることで、トリガー効率の回復が期待できる。

ミューオン識別効率

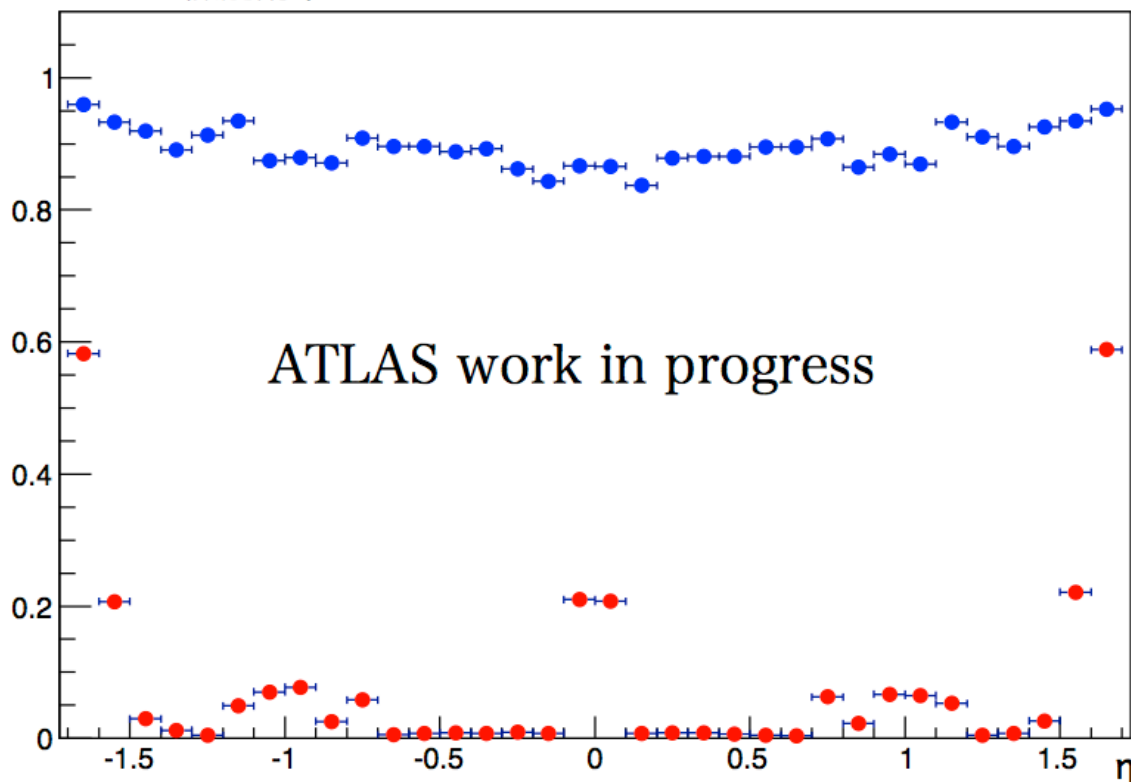


図 5.10 ミューオンを識別する効率の η 依存性。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は η 。

5.3 トリガーレートの予想

前節までで述べたように、 η 領域ごとの変更を加えたものを、この研究における最終的な選定条件とする。以下の条件を満たすものを最終的にミューオンと判断する。

- $|\eta| < 0.1$

B 層とタイルカロリメータ全体の dE/dx がシグナル領域 (表 5.1、タイルカロリメータ

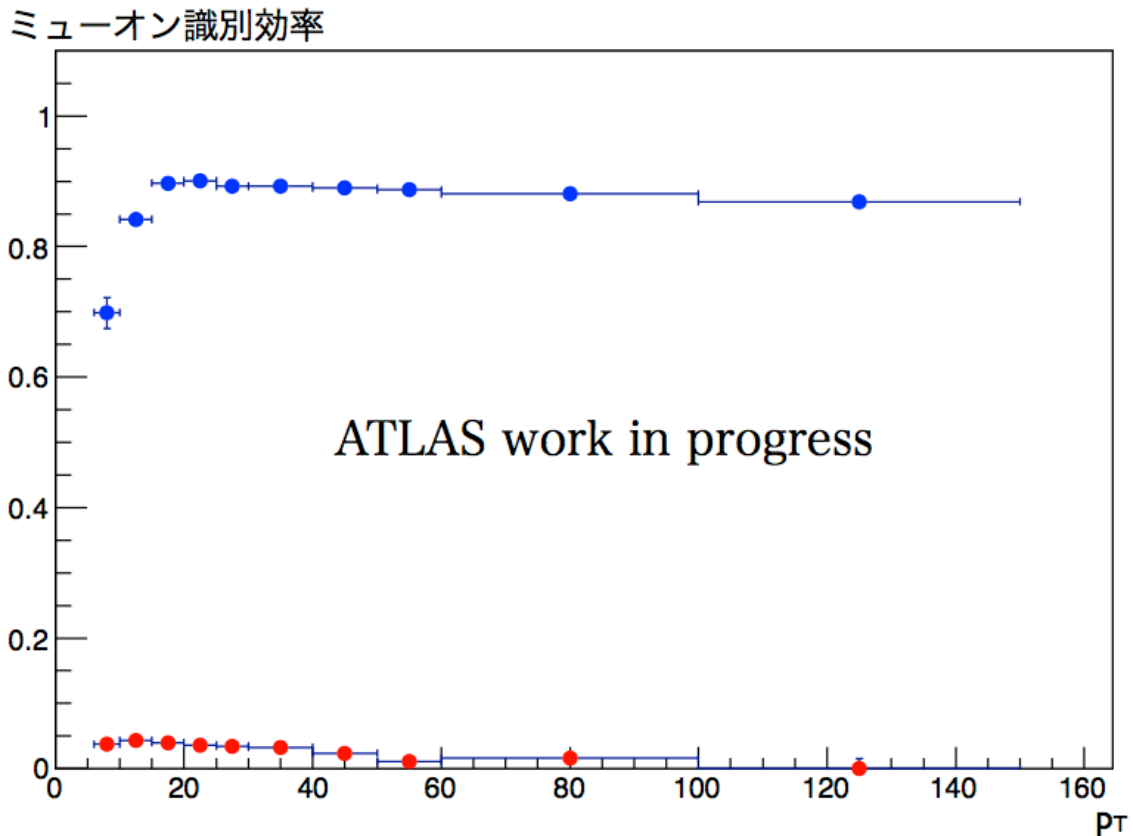


図 5.11 ミューオンを識別する効率の p_T 依存性。青点がミューオンが通過する割合、赤点がミューオン以外の粒子が通過する割合を示す。横軸は p_T 。

全体は $0.4 < |dE/dx| < 4.5$ にある。

- $0.9 < |\eta| < 1.1$

A 層, B 層, D 層のうち $PL > 0.3m$ の条件をみたすものについて dE/dx がシグナル領域 (表 5.2) にあることを要求する。

- それ以外

A 層, B 層, D 層での $PL > 0.3$ の条件を満たすものについて dE/dx がシグナル領域 (表 5.1) にあることを要求する。

なお、タイルカロリメータが覆う範囲は $|\eta| < 1.7$ だが、図 5.10 から分かるように、 $1.5 < |\eta| < 1.7$ ではミューオン以外の粒子を拾う割合が増加するので、このアルゴリズムを適用する範囲は $|\eta| < 1.5$ とする。

この節では、この選定条件をトリガーとして使用した場合のレートを予想する。トリガーレートが大きくなりすぎた場合、後段のトリガーで処理できなくなり、逆に小さければ今後のアップグレードによるイベントレートの増大に対応しやすく、後段のトリガーに時間的余裕を与えられる。

トリガーレートを予想するにあたり、イベント中のミューオン以外の飛跡が一本でもミューオンと同定された場合、そのイベントはトリガーを発行されるものとして、(ミューオン以外の粒子による誤認トリガーが発行されるイベント数) / (全イベントの数) を「誤認トリガー

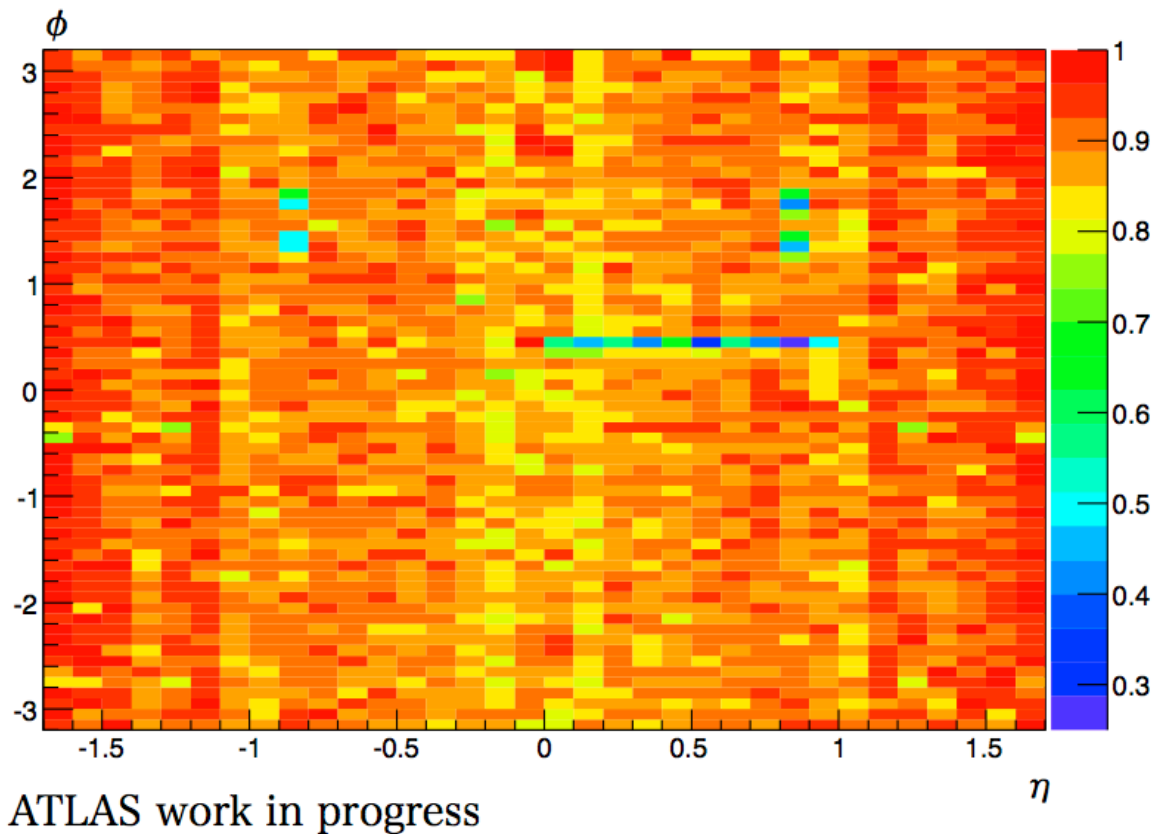


図 5.12 ミューオンを識別する効率の η, ϕ 分布。横軸は η 、縦軸が ϕ 。

の発行率」と定義する。図 5.13 にこの誤認トリガー発行率を η および p_T の関数として示す。これまでに用いていた MC サンプルは、Z ボソンからの 2 本のミューオン以外に 1 本のジェットがあるものであり、このサンプルはイベント中のミューオン以外の飛跡の本数が少ないため、トリガーレートの見積もりには 3, 4 本のジェットがある MC サンプルも合わせて用いている。この図を見て分かるように、大部分のイベントでは 2 割以下しか誤認トリガーが発行されず、飛跡の本数が増えても著しく悪化する事は無かった。現段階では、トリガーとして使用してもトリガーレートに対する影響はそれほど大きなものにはならないと予測が立てられる。また、最も誤認の多い $1.0 < |\eta| < 1.3$ においては、ミューオン以外の飛跡が増えると 3 割ほどまで誤認トリガーを発行してしまうが、本研究の目的であるミューオン検出器のトリガー効率の低い領域は特にバレル部 ($|\eta| < 1.0$) で確認されており、その領域においては本数によらず 2 割以下の発行率となっている。右図から分かるように、横方向運動量の大きい ($p_T > 15\text{GeV}$) 飛跡は本数が増えても 1 割以下の発行率を保っている。従って、本研究のアルゴリズムは、バレル部の横方向運動量の大きい飛跡に対して使用する際に最も効果を発揮すると分かる。

これまでに述べてきたように、内部飛跡情報とタイルカロリメータによる測定を元にした選定条件を用いることで、タイルカロリメータの覆うほとんどの領域で 9 割ほどのミューオンが同定可能であり、一方でミューオン以外の粒子を誤認する確率も低く抑える事ができる。また、このアルゴリズムをトリガーとして使用してもレートに問題は無い事が期待できる。従って、この研究の目的であるミューオン検出器がうまくミューオンを拾えない部分を補うため

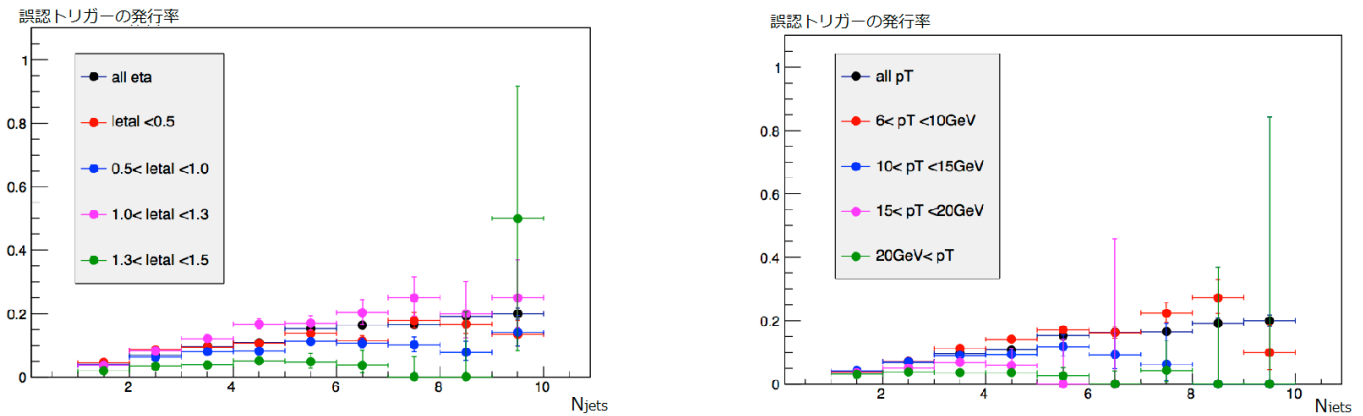


図 5.13 ミューオン以外の粒子によってイベントを拾う割合。縦軸：イベントを拾う割合。横軸：イベント中のミュオン以外の飛跡の本数。 η (左)、 p_T (右) ごとに色分けをしている。

に、このアルゴリズムは非常に有効に用いる事ができるといえる。オフライン事象再構成ではなく実際のトリガーと同様に FTK を使った場合の性能については今後の研究課題である。また、トリガーレートについても今回は大まかな予想をたてるに留まったが、今後は実際のデータで検証する必要がある。

第6章

まとめ

ATLAS 実験におけるミュオントリガーシステムの改良を目的として、タイルカロリメータを用いて muonSA 後のフェイクミュオンの削減、および内部飛跡情報とタイルカロリメータを用いてミュオンを識別する手法について研究を行った。

LHC は今後アップグレードによりビーム強度が増大する可能性があり、それによってトリガーレートが上がる事が考えられる。ミュオントリガーは陽子陽子衝突で生成されたミュオン以外の粒子にトリガーを発行する事があり、このフェイクミュオンを削減する事がトリガーレートの削減のために重要となる。陽子ビーム由来の粒子や2次生成された粒子がフェイクミュオンの原因となり、それらはミュオン検出器のみを通過している事が多い。そのため、ミュオン検出器よりも内側の検出器の情報を組み合わせる事で除去する事ができる。従って、後段の内部飛跡検出器の情報を組み合わせるトリガーで除去する事はできるが、今後のトリガーレート増大を考えると、後段のトリガーに入力されるレートを削減する手法を開発する必要がある。

そこで、バレル部のハドロンカロリメータであるタイルカロリメータを用いてフェイクミュオンを除去する手法について研究した。ミュオンがタイルカロリメータで落とすエネルギーを用いて dE/dx を計算し、 dE/dx に閾値を設けることでフェイクミュオンを除くアルゴリズムを作成し、その性能について調べた。 p_T によらずフェイクミュオンを除く事ができ、ミュオンを拾える割合は99%程度、フェイクミュオンを削減できる割合は17%程度であることが分かった。pile up の増加による性能の低下も見られなかったため、LHC のアップグレード後に用いる事でレートの削減に用いる事が可能である。

次に、ミュオン検出器の構造上の問題からこれまでトリガーでミュオンが検出できなかった不感領域についても、タイルカロリメータと内部飛跡検出器の情報をを用いる事により、ミュオンの同定が可能であることを確認した。Run2 から FTK と呼ばれる高速トラッキングシステムが稼働を開始するため、HLT の早い段階で内部飛跡情報が利用できるようになる。タイルカロリメータにおける dE/dx を用いてミュオンの飛跡を識別をするアルゴリズムを作成した。タイルカロリメータの覆うほとんどの η 領域で9割程度のミュオンを識別する事ができ、ミュオン以外の粒子を拾う割合も評価した。これをトリガーに組み込むことでこれまでよりも多くのミュオンを拾えるようになり、より精密な測定ができるようになると期待できる。

謝辞

この場をお借りして、本論文の執筆及び研究室での様々な面で御助力、御指導頂いた皆様に感謝致します。

指導教員の久世正弘先生には、素粒子物理学における多くのことを教えて頂きました。また、ミーティングでの研究へのアドバイス、発表の御指導など様々な面でお世話になりましたことを深く感謝申し上げます。本当にありがとうございました。

久世研究室助教である石塚正基助教には、研究室の生活への様々な助言や資料の作成への御指導など大変お世話になりました。心よりお礼申し上げます。

同研究室の兼田充特任助教からは、研究への様々な助言を頂きました。本当にありがとうございました。

神戸大学の清水志真氏には、研究への指摘や発表練習での御指導、論文や資料の作成などの研究におけるほとんどの場面でお世話になりました。大変感謝しております。

KEK の青木雅人助教を始め、ATLAS 日本グループの皆様から、様々なアドバイスを頂きました。皆様本当にありがとうございました。

研究室の先輩である小林大氏には、ATLAS 実験の様々なことについて、些細なことまで丁寧に教えて頂きました。そして、研究生活を共にした同研究室の諸先輩方や同期達、後輩達にも感謝しております。

私がお世話になった方々に大変感謝を感じております。本当にありがとうございました。

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. B716 (2012) 1.
- [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 Super-Kamiokande Collaboration, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567.
- [4] CMS Public homepage:<http://cms.web.cern.ch/>.
- [5] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>.
- [6] L.Evans,P.Bryant, LHC Machine, JINST 3 S08001(2008).
- [7] ATLAS Experiment homepage: <http://atlas.ch/>.
- [8] 矢ヶ部 遼太、ATLAS 実験 RUN2 に向けたハドロンカロリメータを用いるレベル1 ミューオントリガーの性能評価、修士論文、神戸大学、2015.
- [9] J.J.Goodson, Search for SuperSymmetry in States with Large Missing Transverse Momentum and Tree Leptons including a Z-Boson, Thesis of Stony Brook University.
- [10] ATLAS Collaboration, Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays, Eur. Phys. J. C70 (2010) 875-916.
- [11] ATLAS Level-1 Trigger Group, Level-1 Trigger Technical Design Report, ATLAS-TDR-012;CERN-LHCC-98-014(1998).
- [12] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS muon trigger in pp collisions at $\sqrt{s}=8\text{TeV}$, Eur. Phys. J. C75 (2015) 120.
- [13] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Trigger System in 2010, Eur.Phys.J. C72 (2012) 1849.
- [14] 樋口浩太、ATLAS 実験のレベル2 ミューオントリガーにおける運動量再構成法の改良、修士論文、東京工業大学、2013.
- [15] ATLAS Collaboration, Technical Design Report Fast TrackKer (FTK), ATLAS-TDR-021;CERN-LHCC-2013-007(2013).