

平成23年度修士論文
ATLAS実験におけるミューオントリガーの性能改良

学籍番号 10M01234

野辺 拓也

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻 博士前期課程

指導教員 久世 正弘 准教授

平成24年2月13日

概要

本論文は ATLAS 検出器におけるミュオントリガーの性能改良について述べる。

ラージハドロンコライダー (LHC) は欧州原子核研究所 (CERN) の陽子陽子衝突加速器である。2008 年に運転を開始し、現在の重心系エネルギーは 7 TeV である。ATLAS 検出器は LHC に設置された汎用検出器であり、全世界から 3000 人の研究者が参加し共同で運用されている。LHC は瞬間最高ルミノシティ $3.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録するなど 2011 年も順調に稼働し、ATLAS では積分ルミノシティ 5.25 fb^{-1} を達成した。陽子陽子衝突頻度は想定で 40 MHz であり、この膨大なデータの全てを記録することはディスク書き出し速度などから難しい。そのためトリガーシステムを用いて実験と同時に粗い事象選別を行っている。ATLAS のトリガーシステムはハードウェアで高速に処理するレベル 1、ソフトウェアを用いるレベル 2、イベントフィルターの 3 段階で構成されている。トリガーは電子、ハドロン、ミュオンなどの対象毎に用意されている。

ATLAS で発見が期待されるヒッグス粒子や超対称性粒子などは高い横方向運動量 (p_T) のミュオンに崩壊することが期待される。したがって、これらのミュオンに対する検出効率が高く保たれることは非常に重要である。一方、低い p_T のミュオンはレートが高く、その全てを記録することは不可能である。そこで B_s 粒子の 2 ミュオン稀崩壊モードのように低い p_T が重要なチャンネルに対してはイベントトポロジーに応じた専用のトリガーを用意することでレートの上昇を抑えている。

実際の運転から、ATLAS のミュオントリガーにはいくつかの問題が発見されていた。特にレベル 2 において p_T 分解能が悪いことで事象選別が行えず、トリガーレートが高すぎる問題があった。本論文ではミュオンの p_T と検出器情報の相関を研究し、アルゴリズムを最適化した。これによってレベル 2 での p_T 分解能が 2 倍程度改善し、レート削減に大きな貢献を果たした。

また、 B_s 粒子 2 ミュオン崩壊モード専用トリガーでは、レベル 1 においてレートが高すぎる問題が発見された。本論文ではレベル 1 でのトリガー条件を研究することで低い p_T のミュオンの検出効率を保ちつつトリガーレートを削減することに成功した。

これらの改善は 2011 年運転より ATLAS 実験で実際に使用されている。

Abstract

This thesis describes 'Improvements of Muon Trigger System with ATLAS detector'.

The Large Hadron Collider(LHC) is a proton-proton collider at CERN started from 2008 with the current center-of-mass energy of 7 TeV. The ATLAS detector is a general purpose detector at the LHC, operated with the cooperation of about 3,000 scientists from all over the world. In 2011, LHC showed good performances with maximum instantaneous luminosity of $3.5 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ and ATLAS collected the data with total integrated luminosity of 5.25fb^{-1} . The goal of bunch crossing frequency is 40 MHz. It is difficult to record all of such a large amount of data because of the disc writing speed etc., so rough event selection must be applied at the same time with collision. This is called 'Trigger System'.

The ATLAS trigger system has three distinct levels; Level1(L1), Level2(L2) and Event Filter(EF). L1 triggers are based on hardware and L2 and EF are on software. Different triggers are prepared for each object e.g. electron, muon, hadron jet, etc.

New particles which are expected to discover with ATLAS, like Higgs boson and supersymmetric particles, are predicted to decay to high transverse momentum(p_T) muon. Therefore, it is very important to keep high trigger efficiency for these muons. On the other hand, rate of low p_T muon is very high so it is not possible to record all of them. For some physics channels like $B_s \rightarrow \mu\mu$ rare decay mode, for which low p_T muons are important, special triggers according to the event topologies are installed to suppress rate rising.

Some problems were discovered from early operation of the ATLAS muon trigger system. In particular, trigger rate at L2 was too high because of p_T resolution at L2 was not so good. In this thesis, the correct correlation between detector information and muon's p_T was studied and the algorithm was optimized. By this study, muon's p_T resolution at L2 was improved by about factor two. It made an important contribution to rate reduction of whole the ATLAS experiment.

In addition, it was discovered that the special muon trigger for $B_s \rightarrow \mu\mu$ had too high L1 rate. In this thesis, L1 rate reduction was achieved while keeping the trigger efficiency for low p_T muons by optimizing trigger coincidence requirement.

These improvements are already installed to actual operation of the ATLAS experiment from 2011.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	本論文の構成	2
第 2 章	物理的背景	3
2.1	標準模型	3
2.2	$B_s \rightarrow \mu\mu$ 稀崩壊モードの物理	4
2.2.1	B_s 粒子	4
2.2.2	標準模型における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊	4
2.2.3	SUSY 模型における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊	5
2.2.4	実験的観測、制限	6
2.2.5	崩壊分岐比の導出	8
2.2.6	今後の展望	8
第 3 章	LHC と ATLAS 実験	11
3.1	LHC	11
3.2	ATLAS 検出器	11
3.2.1	内部飛跡検出器	15
3.2.2	カロリメータ	16
3.2.3	超伝導マグネット	16
3.2.4	ミュオン飛跡検出器	16
3.3	オフライン再構成	21
3.3.1	オフラインミュオン再構成	22
3.4	2011 年運転の状況	24
第 4 章	ミュオントリガーシステム	25
4.1	ATLAS のトリガーシステム	25
4.2	ミュオントリガー	26
4.3	レベル 1 ミュオントリガー	26
4.3.1	バレルミュオントリガー	26
4.3.2	エンドキャップミュオントリガー	27
4.3.3	シミュレーションから期待される性能	28
4.4	レベル 2 ミュオントリガー	28
4.5	muFast	31
4.5.1	バレル領域	31
4.5.2	エンドキャップ領域	31
4.5.3	シミュレーションから期待される性能	32
4.6	イベントフィルター	34

4.6.1	シミュレーションから期待される性能	34
4.7	トリガーチェイン	34
4.8	ミュオントリガーシステムの課題	35
4.8.1	2010年運転からの課題	35
4.8.2	2011年運転からの課題	37
第5章	レベル2ミュオントリガーの改良	41
5.1	検出器の位置補正	41
5.2	p_T 導出パラメータのチューニング	41
5.2.1	エンドキャップ領域	41
5.2.2	バレル領域	44
5.2.3	p_T しきい値の設定	44
5.3	データを用いた性能評価	44
5.3.1	エンドキャップ領域	45
5.3.2	バレル領域	45
5.3.3	検出効率とレート削減	50
5.4	2012年運転に向けた課題	51
5.4.1	バレル Large Special 検出器の位置補正	51
5.4.2	エンドキャップのテール問題	53
第6章	レベル1ミュオントリガーの改良	55
6.1	$B_s \rightarrow \mu\mu$ 取得用トリガーチェイン	55
6.2	問題の背景	55
6.2.1	バレル領域	55
6.2.2	エンドキャップ領域	55
6.2.3	$B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象に与える影響	57
6.3	エンドキャップ MU_4' の開発	57
6.4	最適化した $L1_2MU_4$	60
6.4.1	テストランにおける性能評価	60
6.4.2	$B_s \rightarrow \mu\mu$ 信号に対する影響	60
6.4.3	$B_s \rightarrow \mu\mu$ のバックグラウンド事象に対する影響	63
6.4.4	2011年運転状況	63
第7章	まとめ	65
付録A	GIM機構	67
付録B	$B_s \rightarrow \mu\mu$ オフライン事象選別	69
B.1	ベースライン選別	69
B.2	B粒子の選定	69
謝辞		71

目次

2.1	Bs 粒子ミュオン対崩壊 (1 次近似)	5
2.2	標準模型で可能な Bs 粒子ミュオン対崩壊の例	5
2.3	Bs 粒子ミュオン対崩壊の例 (SUSY 模型)	5
2.4	NUHM の CP 非対称ヒッグス粒子と $\tan\beta$ の予言値 [3]	7
3.1	LHC 航空写真	12
3.2	LHC 実験サイト概略図	12
3.3	ATLAS 検出器全体図	13
3.4	ATLAS 検出器での粒子識別	14
3.5	内部飛跡検出器	15
3.6	カロリメータ	16
3.7	バレルトロイドマグネット	17
3.8	マグネットの配置	17
3.9	磁力線の様子 (x-y 平面)	17
3.10	ミュオン検出器の断面図 (R-z 平面)	18
3.11	ミュオン検出器の断面図 (バレル、x-y 平面)	18
3.12	MDT チェンバーの構造	20
3.13	CSC チェンバーの配置	20
3.14	RPC 検出器	21
3.15	TGC 検出器の配置	22
3.16	オフラインコンバインドミュオンの p_T 分解能 [10]	23
3.17	オフラインスタンドアローンミュオンの p_T 分解能 [10]	23
3.18	左図はミュオンの運動量に対するカロリメータ中でのエネルギー欠損、右図はその幅 [10]	23
3.19	検出器の位置のずれパラメータ (σ_m^{scale}) による Z^0 粒子の不変質量分布の幅への影響 [10]	24
3.20	2011 年の積分ルミノシティ	24
4.1	ATLAS のトリガーシステム [11]	25
4.2	RPC のコインシデンス	27
4.3	TGC(R-z 平面)	28
4.4	TGC(η - ϕ 平面, 8 回対称のひとつ)	28
4.5	p_T 計算方法の概略図	29
4.6	コインシデンスウィンドウの例	29
4.7	レベル 1 検出効率 (バレル)[10]	30
4.8	レベル 1 検出効率 (エンドキャップ)[10]	30
4.9	バレル領域の不感領域 (η - ϕ 平面)[10]	30
4.10	曲率半径 R の再構成 (バレル)[13]	31

4.11	α の定義 [13]	32
4.12	β の定義 [13]	32
4.13	muFast の検出効率 (対レベル 1、設計値)[10]	33
4.14	muFast の p_T 分解能 (設計値)[10]	33
4.15	muComb の検出効率 (対 muFast、設計値)[10]	34
4.16	イベントフィルターの p_T 分解能 [10]	35
4.17	イベントフィルターの検出効率 (対 muComb)[10]	35
4.18	検出器の位置補正が p_T 再構成に与える影響	36
4.19	2010 年の muFast の p_T 分解能 (左図) とその中心値の p_T 依存性 (右図)[14]	36
4.20	各検出器、各 η 領域における r 分布 (バレル)	38
4.21	各検出器、各 η 領域における r 分布 (エンドキャップ上半部)	38
4.22	各検出器、各 η 領域における r 分布 (エンドキャップ下半部)	39
5.1	バレル領域における r 分布 (位置補正後)	42
5.2	$\eta \times \phi$ を 30×12 で区切ったある領域における p_T と α の相関	43
5.3	$\eta \times \phi$ を 30×12 で区切ったある領域における p_T と β の相関	43
5.4	パラメータの調整による p_T 分解能の変化 (バレル LargeSpecial)	44
5.7	sagitta の定義 (バレル)	45
5.5	オフライン p_T の関数として見た r の中心値分布 (エンドキャップ)	46
5.6	オフライン p_T の関数として見た muFast の p_T 分解能 (r の幅) 分布 (エンドキャップ)	47
5.8	オフライン p_T の関数として見た r の中心値分布 (バレル)	48
5.9	オフライン p_T の関数として見た muFast の p_T 分解能 (r の幅) 分布 (バレル)	49
5.10	muFast(6 GeV しきい値) のレベル 1 に対する検出効率	50
5.11	$\eta \times \phi = 30 \times 30$ で区切ったある領域における p_T と sagitta の相関 (バレル Large Special)	51
5.12	Large Special 検出器における r 分布の中心値	52
5.13	Large Special 検出器における p_T 分解能 (r 分布の幅)	52
5.14	アウター層にヒットが無い場合の α の計算方法	53
6.1	バレル領域における $L1_MU0$ と $L1_MU4$ の検出効率 (上段)。 $L1_MU4$ の $L1_MU0$ に対する相対的な検出効率 (下段)	56
6.2	エンドキャップ領域におけるレベル 1MU0 の検出効率。 2 層コインシデンス (MU0) と 3 層コインシデンス (MU4) の比較	56
6.3	$L1_2MU4$ の $B_s \rightarrow \mu\mu$ (シミュレーション) に与える影響	58
6.4	$L1_MU4$ の $L1_MU0$ に対する効率 (2011 年データ)	59
6.5	$L1_2MU0$ の分布 (2011 年データ)	59
6.6	J/ψ 粒子候補事象 (データ) を用いた、 $L1_2MU4$ の $L1_2MU0$ に対する効率	61
6.7	最適化した $L1_2MU4$ の $B_s \rightarrow \mu\mu$ (シミュレーション) に与える影響 (p_T - η 分布)	61
6.8	最適化した $L1_2MU4$ の $B_s \rightarrow \mu\mu$ (シミュレーション) に与える影響 (1 次元)	62
6.9	$L1_MU4$ 取得事象と $L1_MU0$ 取得事象の比	63
B.1	L_{xy} と α_{xy} の定義	70

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	各実験における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊分岐比の直接観測値と上限値	8
3.1	LHC の主なパラメータ (設計値)[8]	11
3.2	ATLAS 検出器の性能目標値 [9]	14
3.3	内部飛跡検出器のセグメント最小単位 [9]	15
3.4	ミューオン検出器の性能一覧 [9]	19
5.1	瞬間ルミノシティ $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を想定した muFast でのレート	51
6.1	MU4' の性能評価 (エンドキャップのみ)	60

第1章 序論

1.1 研究の背景

大型ハドロンコライダー (LHC) は 2009 年に稼働を開始し、2011 年現在世界最高の重心系エネルギー 7 TeV で運転中である。ATLAS 検出器は LHC に設置された多目的検出器であり、標準模型最後の未発見粒子であるヒッグス粒子の探索や超対称性粒子など標準模型を超える物理の探索が行われている。標準模型では厳しく制限される B_s 粒子のミュオン対稀崩壊モード (後述) の探索もそのひとつである。

ATLAS 実験は 2011 年に瞬間ルミノシティ $3.5 \times 10^{33} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ (ハドロン加速器で世界記録)、積分ルミノシティ 5.25fb^{-1} を達成するなど順調に統計を増やしている。ATLAS ではこの膨大な量のデータから興味のある物理事象を確実に記録するため、トリガーシステムを用いてデータ取得とともに粗い事象選別を行っている。トリガーでは信号事象を確実に記録することが重要となるが、統計の増加にともなって記録レートの制限により全てのデータを取得することはできない。そこで、低い横方向運動量 (p_T) のミュオン事象のような特にレートが高いトリガー事象はランダムに間引く事 (プリスケール) でレートの上昇を抑えている。2011 年運転では、このような間引きが行われていない単一ミュオントリガーの中で最も低いしきい値は 18 GeV である。ATLAS 実験の主な目的である TeV スケールの物理事象に特徴的なミュオンの p_T は高い ($>20 \text{GeV}$) ので、その領域のトリガーがプリスケールされることなく保たれる事は非常に重要である。

一方、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊モードに特徴的な信号は低い p_T ($\sim 4 \text{GeV}$) のミュオン対事象であり、稀崩壊であるため探索には多くの統計が必要になる。しかし、低い p_T のミュオン対事象という要求だけではレートが高すぎて全ての事象を記録できないので、事象中に 2 つ以上のミュオンを要求し、さらに 2 ミュオンによる不変質量等で簡単な選別を行うなどの工夫によりプリスケールして統計を失う事を回避している。しかし今後 LHC はさらに爆発的に瞬間ルミノシティが増すことが予定されており、このモードのためのトリガーを保つことも難しくなる事が予想される。

本研究では ATLAS 検出器におけるミュオントリガーシステムの性能改良を行った。特に下記の 2 点を主眼とする。

- トリガーに用いるミュオンの同定条件を研究し、低い p_T ($\sim 4 \text{GeV}$) のミュオンに対する検出効率を守りつつ記録レートを削減する事で $B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象専用トリガーを保つ
- トリガーにおける p_T 分解能を向上させカットを厳しくすることでレートを削減し、ランダムに統計を失うしきい値をなるべく低く ($<20 \text{GeV}$) 設定できるようにする。また、これによって低い p_T のミュオンに対する検出効率も向上する

改良したトリガーの性能評価をデータとモンテカルロシミュレーションの双方を用いて調べた。特に $B_s \rightarrow \mu\mu$ 信号事象に対する影響を見た。

1.2 本論文の構成

本論文は、まず第2章でLHCにおけるミューオン生成事象の物理、特に $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊事象について述べる。次に3章でLHCとATLAS検出器について述べ、特に重要なミューオントリガーシステムについては4章で詳しく説明する。5章、6章で本研究で行ったミューオントリガーシステムの改良について項目毎に述べ、最後に7章でまとめる。

第2章 物理的背景

2.1 標準模型

素粒子物理学では標準模型と呼ばれる理論体系が確立している。標準模型の枠内で物質の最小単位として考えられている素粒子は表 2.1、表 2.2 のように 12 のフェルミオンと 4 つのゲージボソン、そして 1 つのスカラーボソン (ヒッグス) である。これらの粒子はヒッグス粒子をのぞいて全て実験的に発見されている。素粒子間には以下の 4 つの相互作用が存在することが知られている。

- 電磁相互作用
- 強い相互作用
- 弱い相互作用
- 重力相互作用

フェルミオンのうち強い相互作用を行う粒子をクォーク、それ以外はレプトンと呼ぶ。クォークは量子色力学 (QCD) の要請によるカラー閉じ込めによって単体では存在できず、クォーク反クォーク対の組み合わせでメソンとして存在するか、3 つのクォークによる組み合わせでバリオンとして存在する。メソンやバリオンを総称してハドロンと呼ぶ。

ゲージボソンは相互作用を媒介する素粒子である。弱い相互作用を媒介する荷電 W^\pm と中性 Z^0 粒子をウィークボソンと呼ぶ。グルーオンは強い相互作用を、光子 (γ) は電磁相互作用を媒介する。

標準模型は強い力を記述する QCD、電弱相互作用を記述するワインバーグサラム理論、CP 対称性の破れを説明する小林益川理論が核となる。ワインバーグサラム理論 (ヒッグス機構) から予言されたウィークボソンの質量が実験値とよく一致している、小林益川理論によって予測された 3 世代クォークが確認されているなど、標準模型は現在までの実験結果を非常によく説明している。しかしニュートリノの質量をゼロと仮定している (実際にはゼロではない事が実

表 2.1: 標準模型の素粒子 (フェルミオン)

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

表 2.2: 標準模型の素粒子 (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

験的に観測されている)、自然界の4つの力のうち重力が記述できていない、など問題も存在している。特に実験結果から予測されているヒッグス粒子の質量が GeV スケールと軽い (輻射補正を考えるともっと重くなるはず) という問題は階層性問題と呼ばれ、今後の素粒子物理学にとって大きな課題である。

階層性問題を解消する為にはヒッグス粒子に対する輻射補正を打ち消すような機構が存在しなければならない。現在様々な模型が提案されており、標準模型粒子に対してスピンの1/2 ずれた超対称性パートナーを仮定する超対称性理論もそのひとつである。全てのフェルミオンに対になるボソンを導入することで補正項を打ち消すことができる。超対称性粒子が存在する場合、標準模型のエネルギースケール ($\sim \text{GeV}$) から GUT スケールの間の領域 (TeV 領域) であると予想されている。前人未到のエネルギー領域 ($> 10 \text{ TeV}$) で行われる LHC 実験によってこの探索が可能である。また、TeV 領域に超対称性粒子のような新しい粒子が存在している場合、その輻射補正が $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊のような低い質量領域にあらわれることが期待される。こうした測定を平行して行うことで TeV 領域での新粒子探索に対し制限を与えることができる。これについては 2.2.3 で詳しく述べる。

2.2 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 稀崩壊モードの物理

2.2.1 B_s 粒子

B_s 粒子は s クォークと反 b クォークから構成されるメソンである。質量 $5366.3 \pm 0.6 \text{ MeV}$ 、寿命 $\tau = (1.472^{+0.024}_{-0.026}) \times 10^{-12}$ である [1]。崩壊分岐比は D_s メソンを含むモードが $93 \pm 25\%$ と最も多く、レプトン対崩壊モードは後述の CDF 実験をのぞき観測されていない。

2.2.2 標準模型における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊

標準模型における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊モードはフレーバーを変える中性カレント (Flavor Changing Neutral Current=FCNC) であり、GIM 機構 (付録 A) による制限から 1 次近似では厳密に禁止されている (図 2.1)。図 2.2 のような高次のループ過程を経ることで可能であるが、理論から予測される崩壊分岐比は $(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-9}$ [2] と非常に小さい。W ボソンとの結合の大きさ ($g_W^2/4\pi$) は電磁相互作用結合 α と同程度であり、図 2.2 のような過程の寄与は $O(\alpha^2)$ のはずだが、それよりも低いのは GIM 機構が高次でも働いているためである。

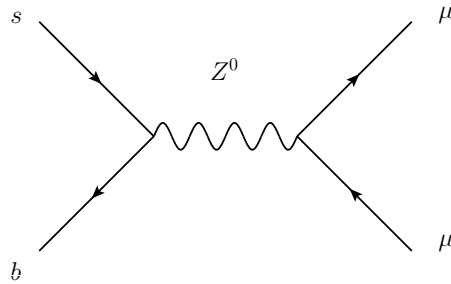


図 2.1: Bs 粒子ミュオン対崩壊 (1 次近似)
標準模型では厳密に禁止されている

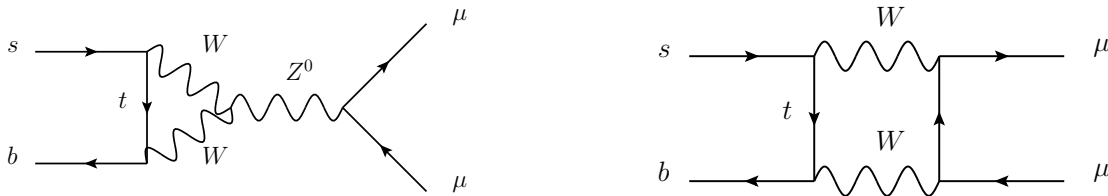


図 2.2: 標準模型で可能な Bs 粒子ミュオン対崩壊の例

しかし超対称性粒子などの未知の粒子が反応の過程に関係する場合 (図 2.3)、分岐比はこの値を上回ることが予測される。このモードの解析は標準模型の検証であるとともに標準模型を超える物理に対する指標となることが期待される。

2.2.3 SUSY 模型における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊

ここでは標準模型を超える物理の $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊への寄与の一例として、超対称性 (Super Symmetry=SUSY) 粒子を導入した場合を考える。NUHM(Non-Universal Higgs Masses Model) は SUGRA(Super Gravity) 模型の一種である [3]。他の SUSY 模型と同様に、SUGRA でも全ての標準模型粒子に対しスピンの $1/2$ ずれた超対称パートナーを仮定する。その際ヒッグス二重項は最低でも 2 つ必要となり、最小模型において CP 対称な h^0 、 H^0 、CP 非対称な A^0 、荷電ヒッグス H^\pm の 5 種類のヒッグス粒子が導かれる。最小模型である mSUGRA(Minimal Super

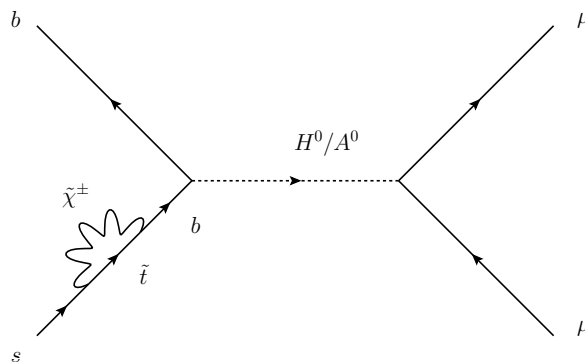


図 2.3: Bs 粒子ミュオン対崩壊の例 (SUSY 模型)

Gravity) は下記の5つのパラメータで記述される。

- m_0 : GUT スケールでのスカラー粒子の質量
- $m_{1/2}$: GUT スケールでのゲージ粒子の質量
- A_0 : GUT スケールでのヒッグスと slepton、squark との結合定数
- $\tan\beta$: 2つのヒッグスの真空期待値の比率
- μ の符号: 2つのヒッグスを H_1, H_2 としたとき、 $\mu H_1 H_2$ としてラグランジアンに現れる項の符号

NUHMはこれらに加えて A^0 の質量 M_A を自由パラメータとして扱う。一般的な解析では、 $\tan\beta$ と M_A 以外のパラメータを固定した試験領域を仮定する。図 2.4 はそれぞれの試験領域における M_A と $\tan\beta$ の2次元図であり、赤点は標準模型パラメータの精密測定を用いたグローバルフィットの結果である [3]。図中に引かれた赤線はそのパラメータの NUHM を仮定した際の $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比であり、実線が 10^{-7} 、破線が 2×10^{-8} である。広範囲に渡った領域において現在の実験結果と矛盾せず、なおかつ $O(10^{-8})$ の崩壊分岐比での $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊を预言する SUSY 模型が存在しうる事がわかる。

2.2.4 実験的観測、制限

B ファクトリーと呼ばれる電子陽電子加速器の KEKB で行われる Belle 実験では重心系エネルギーを 10.58 GeV に設定し $\Upsilon(4S)$ の共鳴生成を用いて b クォーク対を大量に生成する。B ファクトリー実験は高いルミノシティで B 中間子を大量に生成し、CP 対称性の研究などで大きな功績を残しているが、 $\Upsilon(4S)$ の質量 10.58 GeV では $B_s \bar{B}_s$ 対 (5.37 GeV のメソンが2個) を生成できない。一方 LHC やアメリカのフェルミ国立研究所で 2011 年まで稼動していた陽子反陽子衝突型加速器 Tevatron のようなハドロン加速器では b クォーク対の生成断面積は非常に大きく、 B_s 粒子を含む大量の B 中間子が生成されるがバックグラウンドが大きいため解析は難しい。これらの実験は相補的に行われていると言える。

陽子反陽子衝突実験における直接観測と制限

CDF(Collider Detector at Fermilab) は Tevatron に設置された検出器である。Tevatron の重心系エネルギーは 1.96 TeV に設定されている。CDF 実験グループは積分ルミノシティ 7fb^{-1} のデータを用いて解析を行った。その結果信号領域にバックグラウンドから 2.4σ の有意な事象数を観測し、崩壊分岐比は $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (1.8_{-0.9}^{+1.1}) \times 10^{-8}$ と見積もられた [4]。バックグラウンドのみを仮定したとき、実測の事象数が観測される確率 (p-value) は 0.27% である。また 95% 信頼度での崩壊分岐比の上限値を 4.0×10^{-8} とした。

同様に Tevatron に設置された D0 検出器では、2010 年に 6.1fb^{-1} のデータを用いた解析を行ったが有意な信号は観測されていない。D0 実験では $B_s \rightarrow \mu\mu$ モードに対する制限として、 $BR(B_s \rightarrow \mu\mu) < 5.1 \times 10^{-8}$ (95% 信頼度) を報告した [5]。

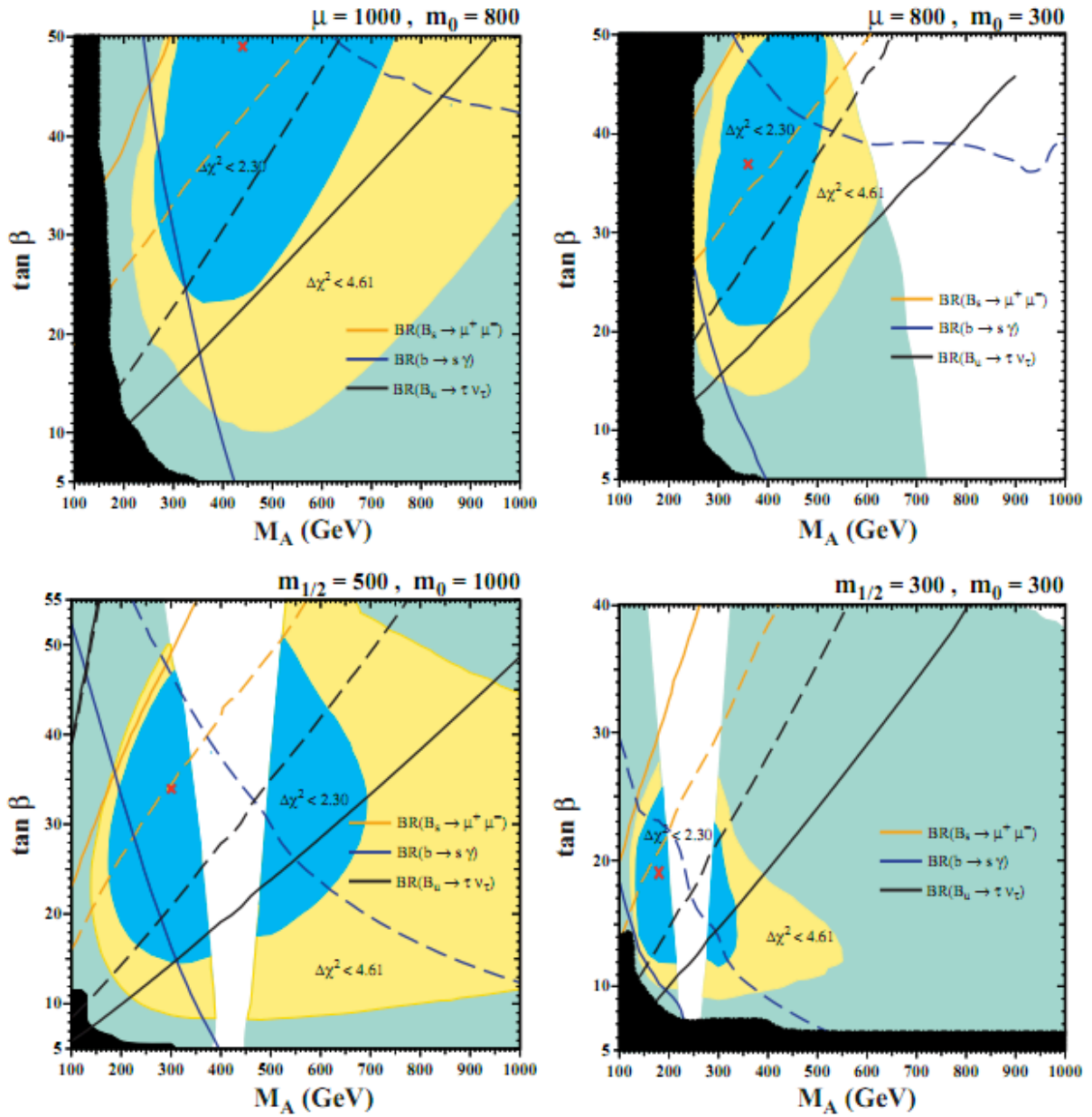


図 2.4: NUHM の CP 非対称ヒッグス粒子と $\tan\beta$ の予言値 [3]

赤点、青領域、および黄領域はそれぞれの試験領域において標準模型のパラメータを用いたグローバルフィットにおける最適解および 68%信頼度 ($\Delta\chi^2 < 2.30$)、90%信頼度 ($\Delta\chi^2 < 4.61$) の許容領域を示す。黒領域は LEP 実験によって否定された領域。赤線は $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比で実線は 10^{-7} 、破線は 2×10^{-8} を示す。

陽子陽子衝突実験からの上限

LHC では ATLAS 実験の他に CMS 実験、LHCb 実験が同様の解析を行なっている。

LHCb 検出器は B 粒子に対する検出効率が LHC で最大である。B 粒子の生成断面積が大きいビーム前方領域のみに検出器を設置し、チェレンコフ検出器等を用いた高精度の粒子識別を行う。LHCb ではこの高い B 粒子識別能力を生かした CP 対称性の破れの解明や B 粒子の FCNC 崩壊の測定を目的としている。LHCb では 2011 年に取得された 0.37fb^{-1} のデータを用いて解析を行った。その結果信号領域にバックグラウンドに対して有意な事象数は観測されず、上限値を 95%(90%) 信頼度で $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1.6(1.4) \times 10^{-8}$ とした [6]。LHCb は現在もっとも厳しい上限値を与えており、CDF 実験の直接観測値は否定している。

CMS では 2011 年に取得された 1.14fb^{-1} のデータを用い解析を行った。その結果やはり信号領域にバックグラウンドに対して有意な事象数は観測されなかった。この事実から崩壊分岐比の上限値を求め、95%(90%) 信頼度で $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1.9(1.6) \times 10^{-8}$ とした [7]。やはり CDF での結果は否定している。

ATLAS は 2012 年 2 月現在このモードの解析結果を報告していない。

各実験における直接観測値と 95%(90%) 信頼度上限値を表 2.3 にまとめた。

表 2.3: 各実験における $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊分岐比の直接観測値と上限値

実験 (年)	積分 lumi(fb^{-1})	直接観測値	95%(90%) 信頼度上限値
CDF(2011)	7.0	$1.8_{-0.9}^{+1.1} \times 10^{-8}$	$4.0(3.5) \times 10^{-8}$
D0(2010)	6.1	-	$5.1(4.2) \times 10^{-8}$
LHCb(2011)	0.41	-	$1.4(1.2) \times 10^{-8}$
CMS(2011)	1.14	-	$1.9(1.6) \times 10^{-8}$

2.2.5 崩壊分岐比の導出

崩壊分岐比が知られているモードを参照にして、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比を決定する。

$$\begin{aligned}
 BR(B_s \rightarrow \mu\mu) &= \frac{N_{obs}}{\epsilon_{signal}^{tot}} \cdot \frac{\epsilon_{ref}^{tot}}{N_{ref}} \cdot \frac{f_{ref}}{f_s} \cdot BR(ref) \\
 &= A_{norm} \cdot N_{obs}
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

ここで N_{obs} は観測された事象数、 N_{ref} は参照したチャンネルで観測した事象数を表す。また、 ϵ^{tot} は事象再構成などを含む測定効率を表す。これらはデータやモンテカルロシミュレーションから導かれる。 f_{ref}/f_s は参照チャンネルのクオークと s クオークの遷移確率の比であり、既によく知られている。

2.2.6 今後の展望

図 2.4 にあるように、 $BR(B_s \rightarrow \mu\mu)$ は NUHM を仮定すると $O(10^{-8})$ と予測されている。今後は、短期的にはこの領域まで測定感度を向上させ SUSY 模型の検証を行う。中長期的にはさらに $O(10^{-9})$ まで感度を向上させて標準模型の検証を行う。

$B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比は非常に小さく、稀崩壊事象であることから感度の向上のためには多くの統計が必要となる。Tevatron 加速器は 2011 年に運転を停止し、今後は未解析のデータを解析する。一方 LHC 実験では今後大幅にビーム強度が向上することが予定されており、ATLAS や CMS 実験では統計を増やした解析が可能になる。その一方でビーム強度の増加とともにバックグラウンドのレートも上昇し、既存のトリガーでは全ての事象を取得することが難しくなる。したがって本研究で報告するようなトリガーの改良によって信号に対する検出効率を落とさずにバックグラウンドを削減することが課題となる。

第3章 LHCとATLAS実験

3.1 LHC

LHCはスイス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。前身のLEP実験に用いられた地下100mのトンネルに設置された周長26.66km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、加速された陽子を円形軌道にのせている。陽子は前段加速器から 1.15×10^{11} 個ずつバンチ化されて入射し、バンチ交差は設計値でおよそ25ナノ秒間隔で起こる。また、陽子陽子衝突のほかに毎年1ヶ月ほど重イオンを加速させ衝突させる実験も行われる。今後は2012年末まで運転を続け、その後約2年間の検出器アップグレード・メンテナンス期間を挟んで2014年前後からさらに高いエネルギーでの運転を予定している。LHCの主なパラメータを表3.1に示す。

LHCには4つのビーム衝突点があり、それぞれATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)、CMS(the Compact Muon Solenoid)、ALICE(A Large Ion Collider Experiment)、LHCb(Large Hadron Collider Beauty)が設置されている。前者2つはヒッグス粒子探索、標準模型の精密測定、超対称性粒子など標準模型を超える物理の探索などを目的とした汎用検出器である。ALICE検出器は重イオン衝突に特化した検出器である。LHCbはB粒子に関する物理に特化した検出器であり、B粒子の検出効率もLHCでもっとも高い。このようにLHCでは様々な実験が平行して行われている。

表 3.1: LHCの主なパラメータ(設計値)[8]

主リング周長	26.66 km	重心系エネルギー	14TeV(現在7TeV)
瞬間最高ルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	ルミノシティ寿命	14.9時間
想定バンチ間隔	24.95ns	1バンチあたりの陽子数	1.15×10^{11}
バンチ数	2808	バンチ長	1.0ns

3.2 ATLAS検出器

ATLAS検出器(図3.3)は直径22メートル、長さ44メートル、総重量7000トンの巨大な汎用検出器である。LHCの高いルミノシティに耐えうる高速応答と高い放射線耐性を実現できるように設計されている。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。内部飛跡検出器を囲んで超伝導ソレノイド磁石が、カロリメータを囲んで3つの超伝導トロイド磁石(バレル部分に1つ、エンドキャップ部分に2つ)が8回対称に設置されている(図3.8)。検出器は衝突点から前後方対称に設置され、ほぼ全ての立体角を覆っている。

ATLAS検出器はビーム軸方向をz軸とし、それに垂直な方向をr方向、ビーム軸を周回する方向をφとする円筒座標系を用いる。また、衝突点の直線とビーム軸の為す角をθとし、擬ラ

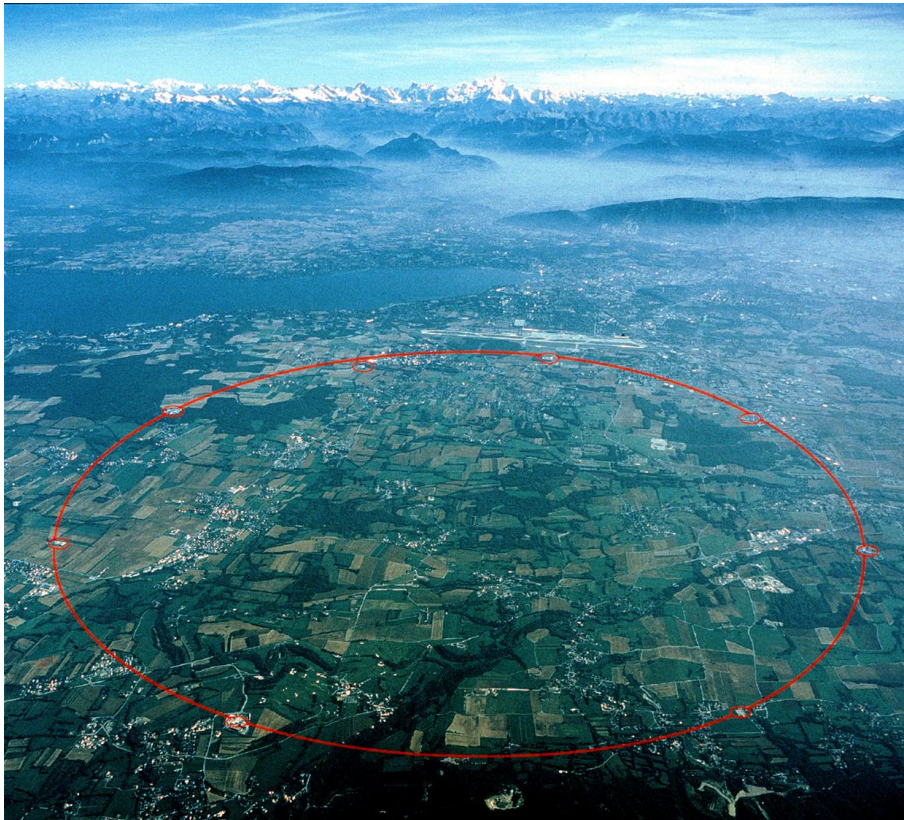


図 3.1: LHC 航空写真

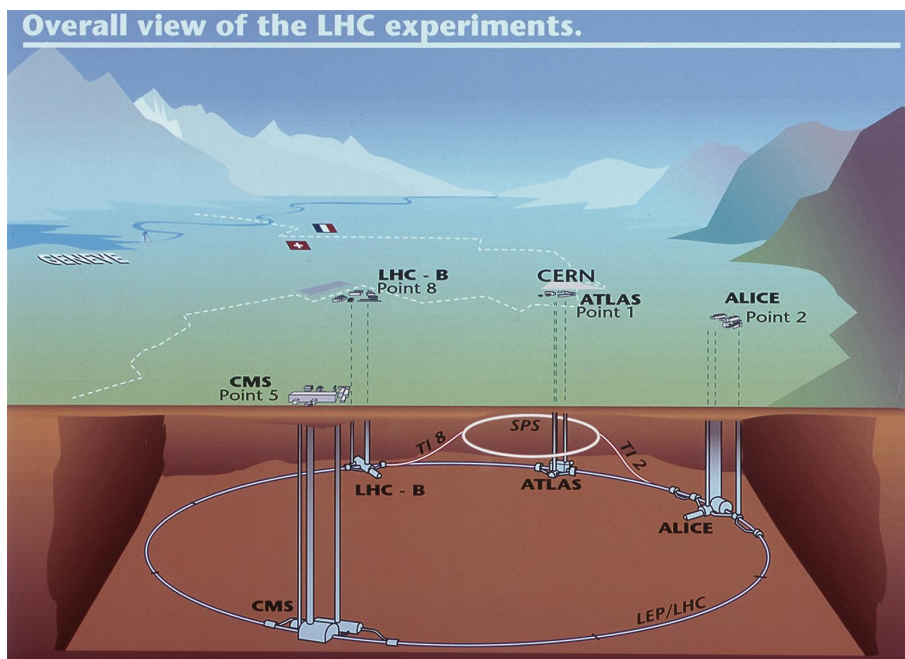


図 3.2: LHC 実験サイト概略図

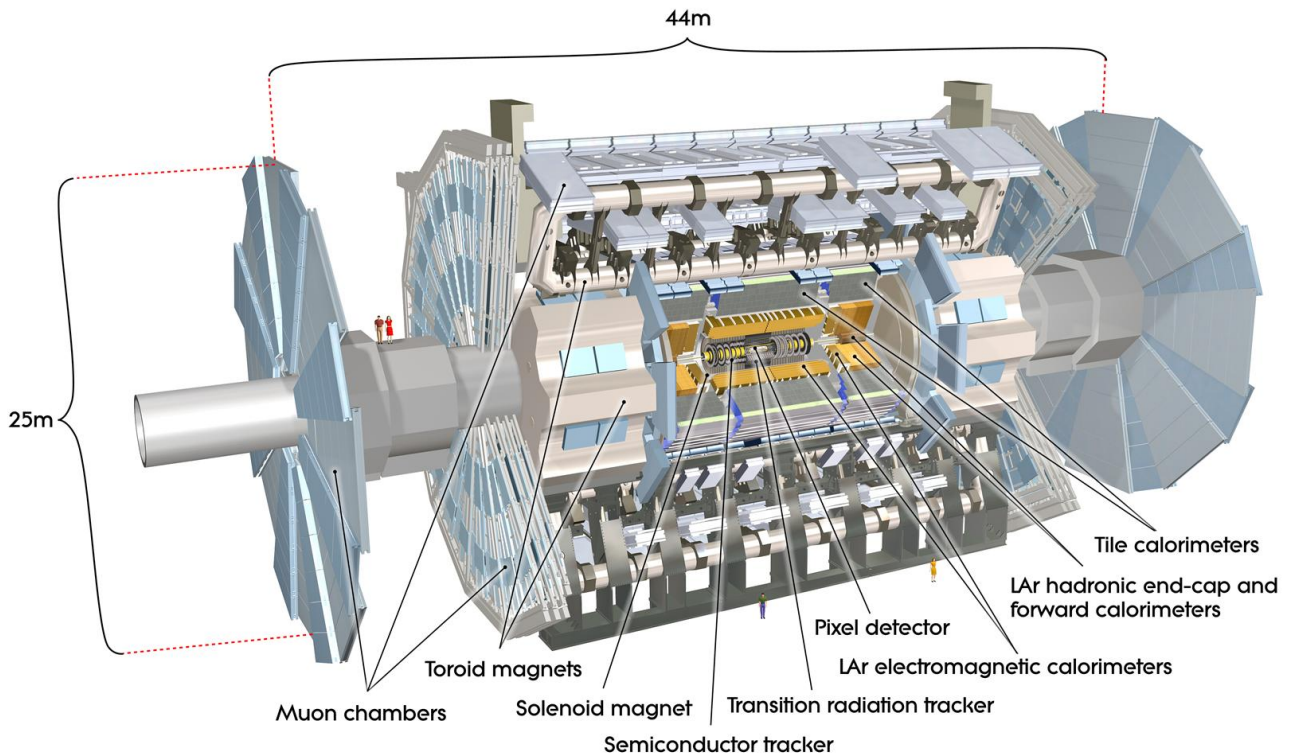


図 3.3: ATLAS 検出器全体図

ピディティを $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ と定義する。 $|\eta| < 1.05 (38.6^\circ < \theta < 141.4^\circ)$ の領域はミュオン検出器で円筒の筒部分に相当し、この領域をバレルと呼ぶ。一方 $|\eta| > 1.05 (0^\circ < \theta < 38.6^\circ, 141.4^\circ < \theta < 180^\circ)$ の領域は円筒の底面に相当し、この領域をエンドキャップと呼んでいる。

ビーム方向に抜ける粒子は検出できないため、縦方向のエネルギーや運動量は保存しない。一方ビーム方向と垂直な方向のエネルギーや運動量は保存するため、反応を特徴付ける指標として横方向エネルギー (E_T)、横方向運動量 (p_T) を用いる。 p_T は以下の式で与えられる。

$$p_T = p \sin \theta \quad (3.1)$$

ATLAS 検出器では一般的な加速器の検出器と同様に、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。例えば内部飛跡検出器に飛跡があり電磁カロリメータでエネルギーが検出された場合、電子が飛んだ事がわかる。一方同じように電磁カロリメータにエネルギーがあっても、飛跡が見つからない場合は光子であると判断できる。ハドロンカロリメータにエネルギーを落とす場合はハドロンであり、飛跡から電荷の特定が可能である。全ての検出器を通り抜けた粒子はミュオンであり、ミュオン検出器に飛跡を要求することで同定できる(図3.4)。ニュートリノは全ての検出器をすり抜けるので横方向運動量欠損 (E_T^{miss}) として間接的に観測される。

全ての検出器の性能目標を表 3.2 に示す。

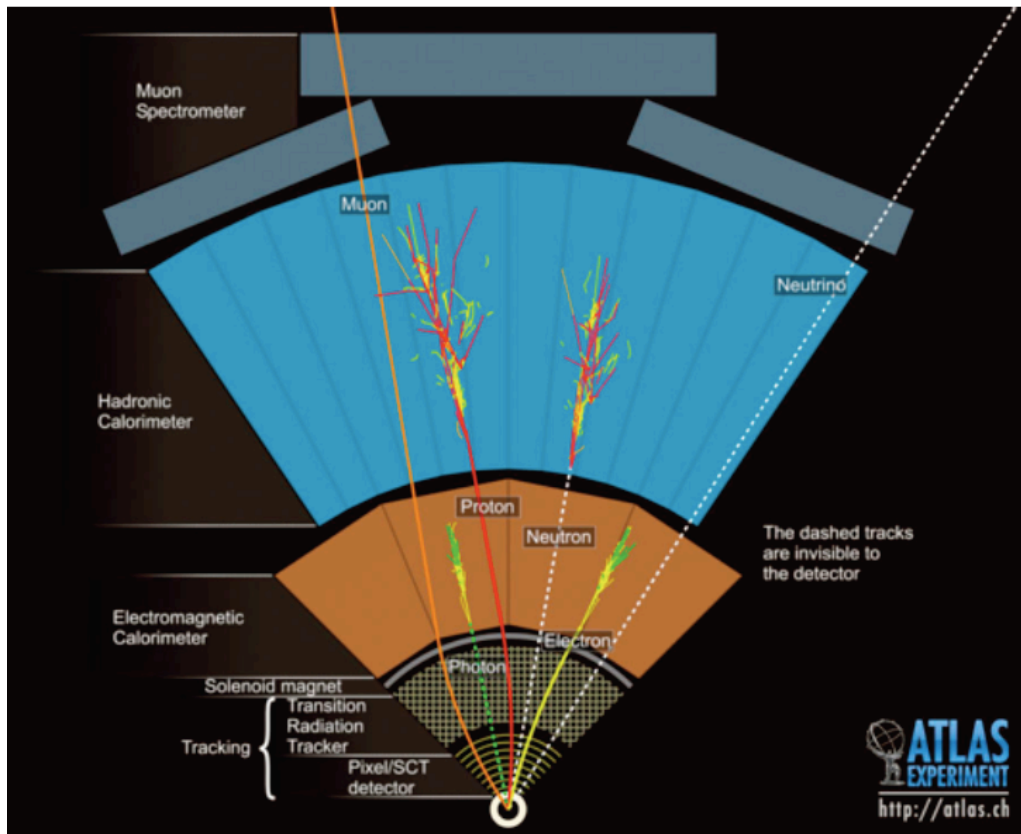


図 3.4: ATLAS 検出器での粒子識別

表 3.2: ATLAS 検出器の性能目標値 [9]

検出器	p_T 分解能	η 範囲 (測定)	η 範囲 (トリガー)
内部飛跡検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
電磁カロリメータ	$\sigma_E/\sqrt{E} = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
ハドロンカロリメータ (ジェット)	$\sigma_E/\sqrt{E} = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $\sigma_E/\sqrt{E} = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	± 3.2	± 3.2 $3.1 < \eta < 4.9$
ミューオン検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1\text{TeV}$	± 2.7	± 2.4

3.2.1 内部飛跡検出器

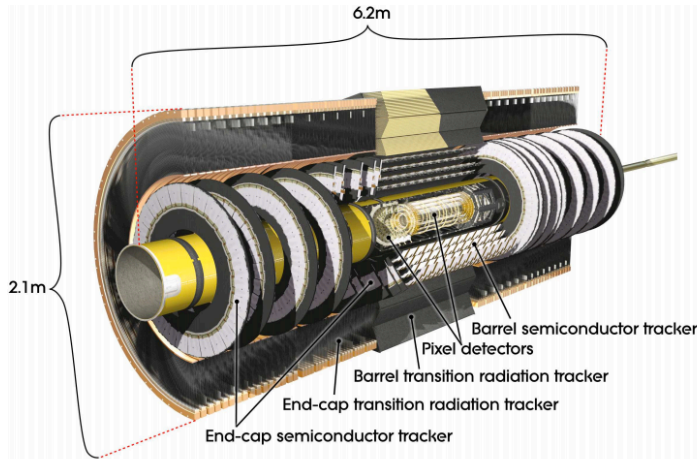


図 3.5: 内部飛跡検出器

横の長さが6–7cmのシリコンウエハーが円筒状に敷き詰められ、2層を互いに40mrad傾けることで2次元の位置検出を可能にしている。ストリップ長は6.4cm、ストリップ間隔は80 μm である。

TRTは半径4mmのドリフトストローチューブ検出器を堆積して構成されている。TRTの有感領域は $|\eta| < 2.0$ である。ドリフトチューブはビーム軸と平行に設置されており $R-\phi$ 方向のみの位置情報を持つ。それぞれの検出器の位置分解能を表3.3に示す。

内部飛跡検出器に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、荷電粒子は ϕ 方向に曲げられる。それぞれの検出器からの情報を組み合わせる事で衝突点の正確な同定、荷電粒子の曲率半径から運動量の測定が可能である。

内部飛跡検出器は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。ATLASでは一回のバンチ交差ごとにおよそ1000個の粒子が生成され、検出器内部の飛跡密度は非常に高くなる。内部飛跡検出器ではこの膨大な数の飛跡をヒット情報から再構成し、 p_T と衝突点を正確に求める必要がある。

PIXとSCTによる精密飛跡検出領域は $|\eta| < 2.5$ に感度を持つ。バレルではビーム軸を中心とした同心円筒状に配置してあり、エンドキャップではディスク状の検出器が垂直に配置されている。PIXの1ピクセルは50 $\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ である。SCTは縦

表 3.3: 内部飛跡検出器のセグメント最小単位 [9]

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

3.2.2 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータを図 3.6 に示す。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るサンプリングカロリメータである。 $|\eta| < 3.2$ 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とめられる。

その外側にはハドロンカロリメータが設置されており、ハドロンはここでとめられ、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のタイルカロリメータ、エンドキャップ ($1.5 < |\eta| < 3.2$) 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。

さらに $|\eta| < 4.9$ の領域には電子や光子とハドロン双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。

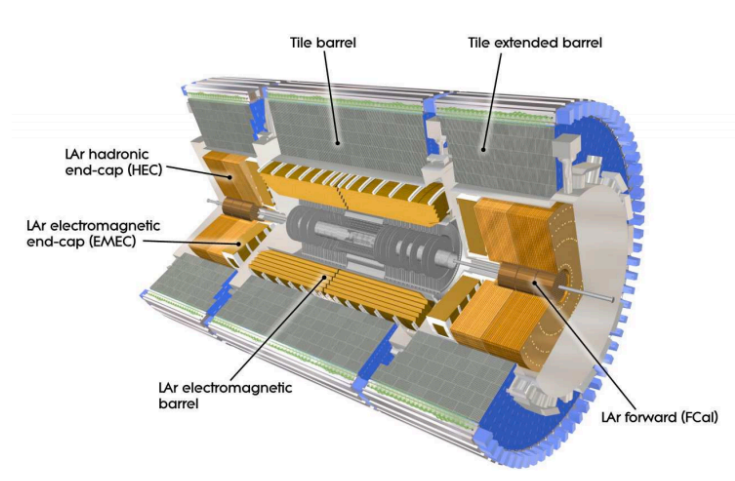


図 3.6: カロリメータ

3.2.3 超伝導マグネット

マグネット (図 3.7, 図 3.8) 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。ソレノイドコイルは内部飛跡検出器に 2T の磁場をかけている。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 の磁場をミュオン検出器にかけている。図 3.9 に $x-y$ 平面での磁力線の様子を示す。エンドキャップとバレルの境界領域では磁場が弱くなっている部分があることがわかる。

3.2.4 ミューオン飛跡検出器

最外部のミュオン検出器は MDT(Monitored Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber)、RPC(Resistive Plate Chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) から構成される。それぞれの詳細を表 3.4 に、位置を図 3.10, 図 3.11 に示す。ミュオン検出器にはトロイドコイルによる磁場がかけられており、荷電ミュオンの曲率半径から運動量を再構成する。性能目標はミュオン検出器のみで再構成した p_T の分解能が 1TeV で 10% である。再構成可能な p_T 領域は数 GeV

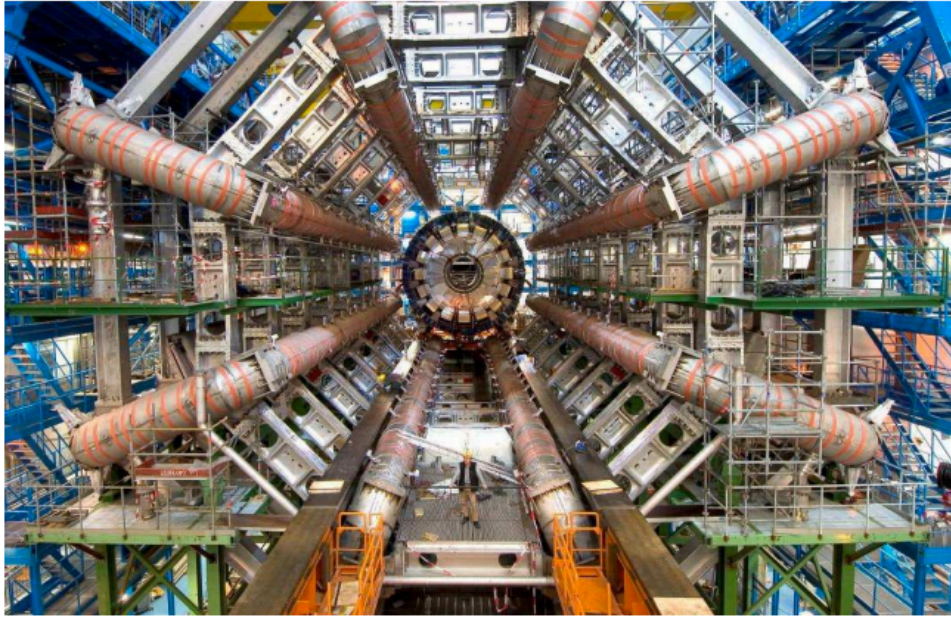


図 3.7: バレルトロイドマグネット

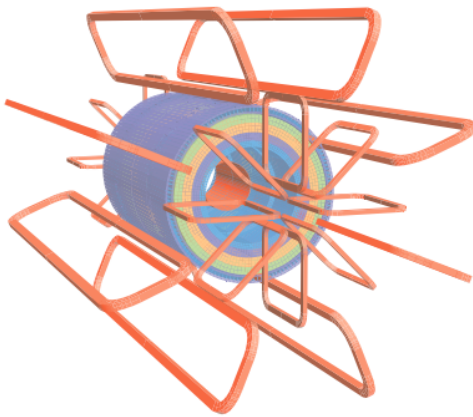


図 3.8: マグネットの配置

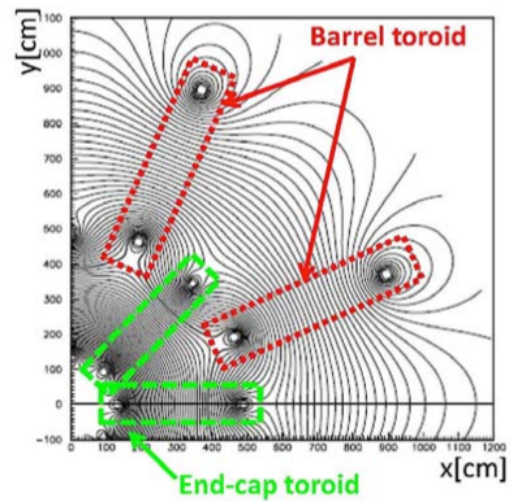


図 3.9: 磁力線の様子 (x-y 平面)

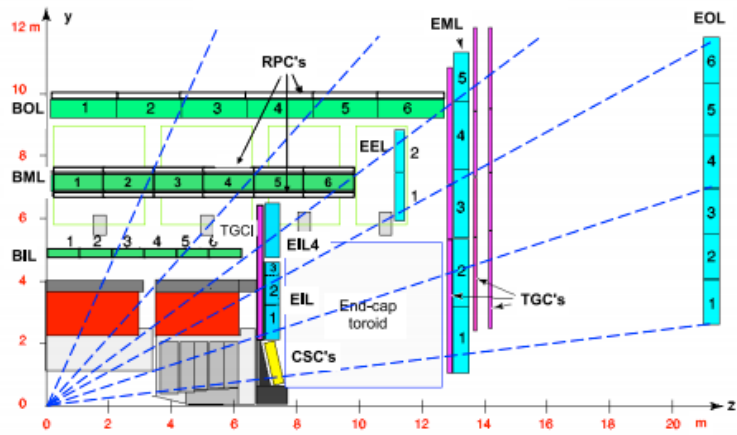


図 3.10: ミューオン検出器の断面図 (R-z 平面)
 水色 (エンドキャップ) と緑 (バレル) が MDT、黄色が CSC、紫が TGC、白が RPC をあらわしている。

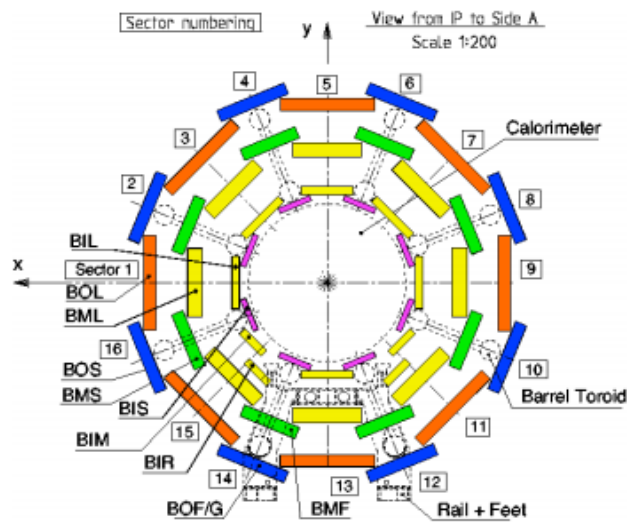


図 3.11: ミューオン検出器の断面図 (バレル、x-y 平面)

から ~3TeV と幅広い。バレルでは大きめの検出器と小さめの検出器が8枚ずつ入れ子構造になっており、それぞれ Large 検出器、Small 検出器と呼んでいる。検出器を支える足部分では構造上図 3.11 の 11 番、12 番、14 番、15 番のセクターのような特殊な形状の検出器を用いている。これらを Large Special、Small Special 検出器と呼んでいる。

表 3.4: ミューオン検出器の性能一覧 [9]

MDT - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/R) - 用途	$ \eta < 2.7$ (innermost layer: $ \eta < 2.0$) 1088(1150) 339000(354000) 35 μ m(z) 精密測定
CSC - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/R) - 位置分解能 (ϕ) - 応答速度 - 用途	$2.0 < \eta < 2.7$ 32 31000 40 μ m(R) 5mm 7ns 精密測定
RPC - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/R) - 位置分解能 (ϕ) - 応答速度 - 用途	$ \eta < 1.05$ 544(606) 359000(373000) 10mm(z) 10mm 1.5ns トリガー
TGC - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/R) - 位置分解能 (ϕ) - 応答速度 - 用途	$1.05 < \eta < 2.7$ (2.4 for triggering) 3588 318000 2-6mm(R) 3-7mm 4ns トリガー

MDT

MDT は $|\eta| < 2.7$ をカバーし、バレル・エンドキャップともに 3 層で構成されている。その一枚一枚は図 3.12 に示すようにガスとワイヤーのドリフトチューブを 6 層俵積みにしてフレームに固定した構造となっている。ガスは $Ar/CO_2/H_2O = 93/7/ < 1000ppm$ の混合比率で 3 気圧

で封入されており、印加電圧は 3080V である。最大ドリフト時間は 700 ナノ秒、各チューブの平均位置分解能は $80\mu\text{m}$ である。3 層のチューブによって飛跡のセグメントを作ることで $35\mu\text{m}$ の高い位置分解能を実現する。

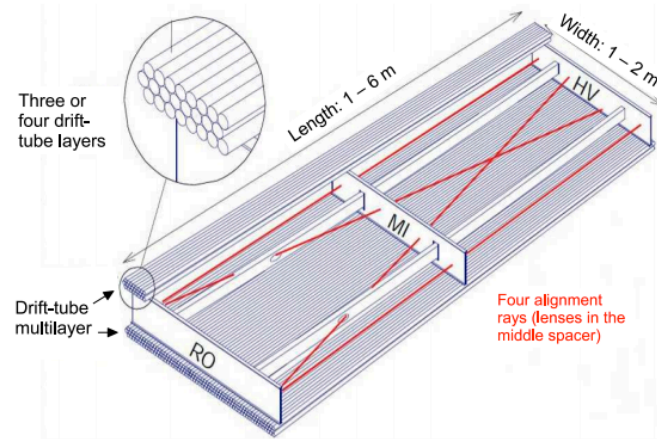


図 3.12: MDT チェンバーの構造

CSC

CSC は $2.0 < |\eta| < 2.7$ に感度を持つ。検出器前方ではミューオンのレートが高く、MDT の読み出し $150\text{Hz}/\text{cm}^2$ では対応できないため CSC を用いて精密測定を行う。CSC は図 3.13 のように大きめのチェンバー 8 枚と、それよりもやや小さい 8 枚のチェンバーによる入れ子構造となっている。カソード読み出しの MWPC であり、 $\text{Ar}/\text{CO}_2 = 80/20$ のガスが用いられている。印加電圧は 1900V、アノードのワイヤ間隔は $30\mu\text{m}$ で動作する。位置分解能は R 方向で $40\mu\text{m}$ 、読み出しレートは $1000\text{Hz}/\text{cm}^2$ と MDT よりも早い。

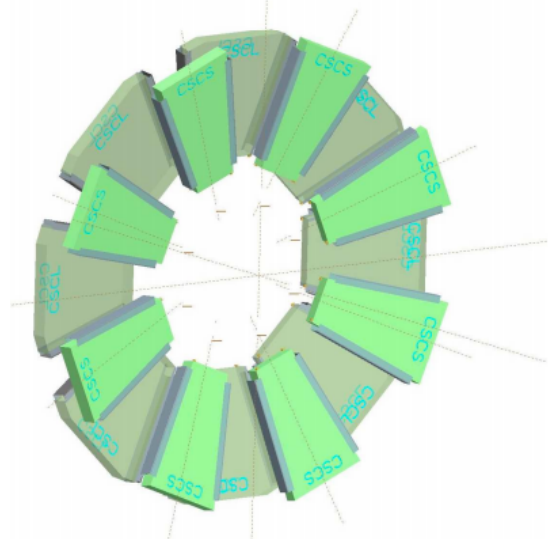


図 3.13: CSC チェンバーの配置

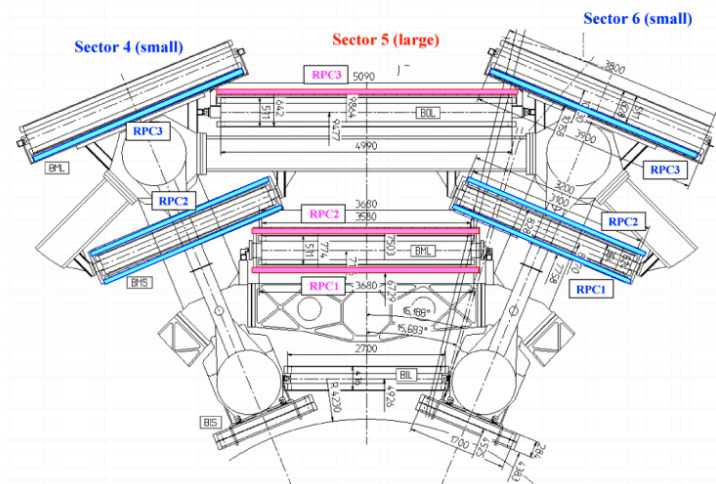


図 3.14: RPC 検出器

RPC

RPCは $|\eta| < 1.05$ に感度を持つ、バレル領域におけるトリガー用の検出器である。図3.14に示すようにミドルMDTを挟み込んで2枚、外側MDTに接して1枚の合計3枚が設置されている。位置分解能は10mmとMDTに比べると悪いが、読み出し速度は1.5ナノ秒以下と速い。各層において98.5%以上の検出効率を持つ。RPCはワイヤーを用いないガスチェンバーであり、2枚の平行するプラスチック板の間に $C_2H_2F_4/Iso-C_4H_{10}/SF_6 = 94.7/5/0.3$ のガスが封入されている。ここに4.9kV/mmの電場を印加する。直行するように重ねられたストリップから2次元の読み出しが可能となっている。

TGC

TGCは $1.05 < |\eta| < 2.4$ のエンドキャップ領域に設置されたMWPCである(図3.15)。MDTミドル層を挟み込むように2枚、その外側にさらに1枚、MDTインナー層内側の $(|\eta| < 1.9$ 領域に1枚、同じくインナー層内側と $1.9 < |\eta| < 2.7$ に1枚の計5層設置されている。アノードワイヤーとカソードストリップの情報から2次元の位置測定が可能である。位置分解能はR方向で2-6mmであるが応答速度は4ナノ秒と速く、エンドキャップでのトリガー検出器として使用されている。混合ガスは $CO_2/n-pentane = 55/45$ 、印可電圧は $2900 \pm 100V$ である。検出効率は99%以上である。

3.3 オフライン再構成

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。事象を取得しながら行うトリガーでの再構成はオンライン再構成と呼ぶが、これに対して再構成時間やディスクの書き出し速度に特に制限がないこの過程をオフライン再構成と呼ぶ。

電子/光子、ハドロンジェット、エネルギー欠損、ミューオンなど各オブジェクト毎に行われる。ここでは、ミューオンのオフライン再構成について述べる。

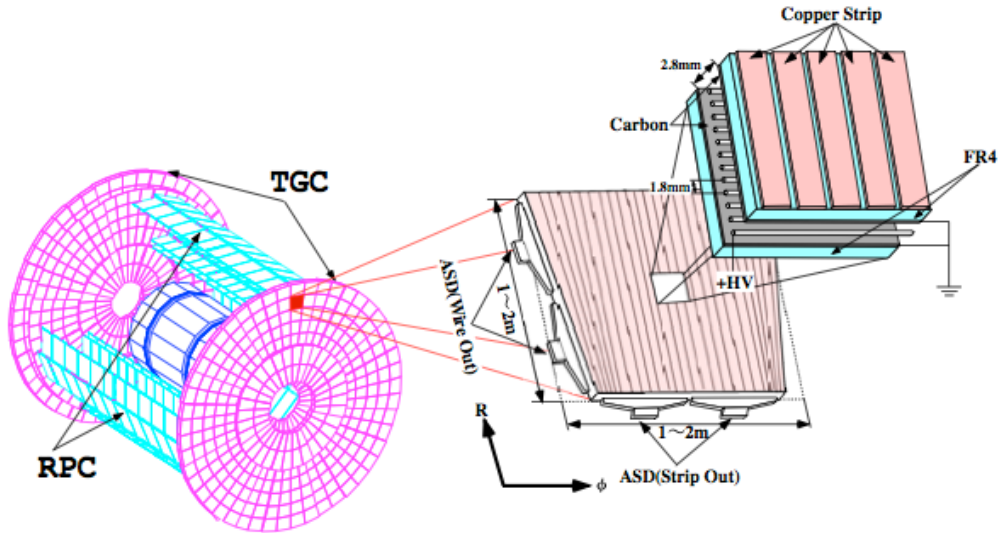


図 3.15: TGC 検出器の配置

3.3.1 オフラインミュオン再構成

オフラインのミュオン再構成は2段階に分けられる。

ミュオン検出器のヒット情報をフィッティングすることで行うスタンドアロンミュオン、内部飛跡検出器の情報とスタンドアロンミュオンの情報を組み合わせるコンバインドミュオンである。スタンドアロンミュオンは p_T 分解能は劣るが、 $|\eta| < 2.7$ までの領域を測定可能である。一方コンバインドミュオンは $|\eta| < 2.5$ (内部飛跡検出器の有感領域)と範囲は狭まるが、測定点が増える分 p_T 分解能は向上する。図 3.16、図 3.17 にモンテカルロシミュレーションによるスタンドアロンミュオン、コンバインドミュオンの p_T 分解能を示す。スタンドアロンでは $p_T < 100$ GeV で4%から6%、コンバインドでは2.5%から3.2%と高い p_T 分解能が得られる。

再構成時に、カロリメータなどの物質中でミュオンが失うエネルギー損失や、検出器の位置のずれを補正している。

図 3.18 はカロリメータ中でのミュオンのエネルギー損失とその幅をミュオンの運動量の関数として示したものである。このようにパラメータ化してオフラインでの再構成に用いられている。

位置補正は非常に高い p_T を持つ宇宙線ミュオンや、位置測定のために磁場をオフにしての運転で行う。これらの飛跡は磁場で曲がる事がなく、真っすぐであることが期待される。検出器情報のそこからのずれを位置補正パラメータとして扱う。図 3.19 はモンテカルロシミュレーションにおいて、わざと検出器の位置をずらした場合に、そのずれのパラメータに対する Z^0 粒子の不変質量の幅分布である。このように検出器の位置がずれるほど物理事象再構成の精度が低くなる事がわかる。位置補正パラメータは定期的に最新のものに更新される。

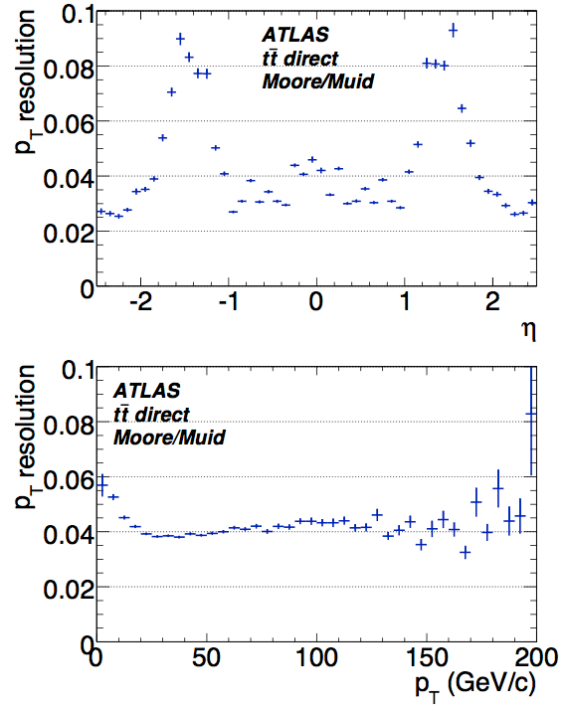
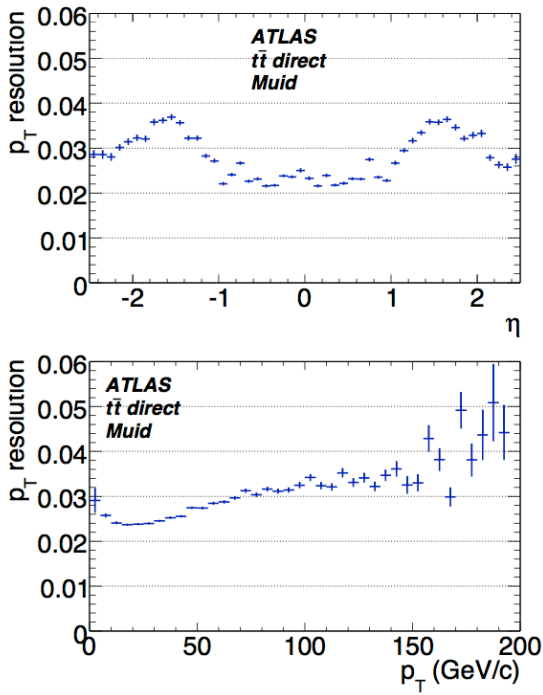


図 3.16: オフラインコンバインドミュオン
 p_T 分解能 [10]

上段は η 、下段は p_T の関数としてみた。

図 3.17: オフラインスタンドアロンミュオン
の p_T 分解能 [10]

上段は η 、下段は p_T の関数としてみた。

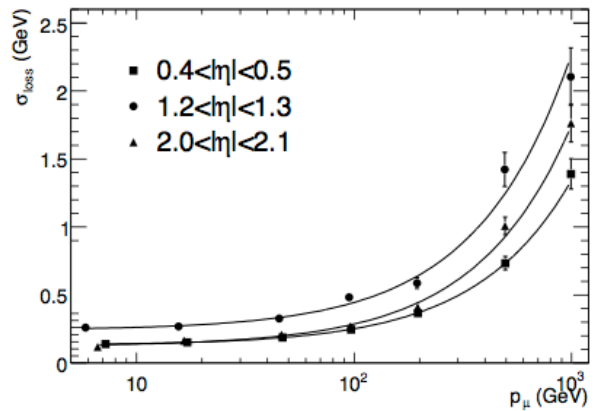
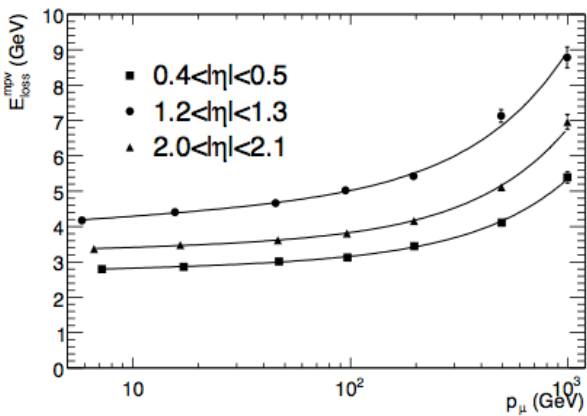


図 3.18: 左図はミュオンの運動量に対するカロリメータ中でのエネルギー欠損、右図はその幅 [10]

各 η 領域それぞれで導出

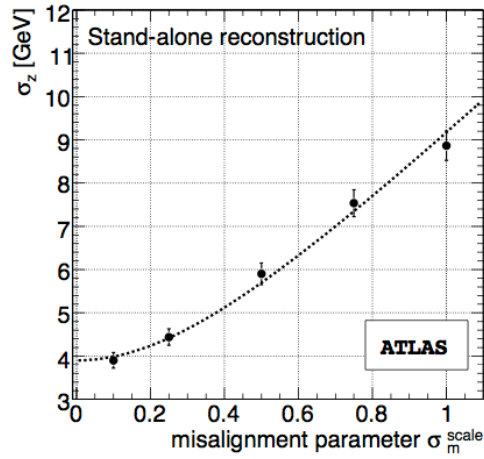


図 3.19: 検出器の位置のずれパラメータ (σ_m^{scale}) による Z^0 粒子の不変質量分布の幅への影響 [10]

3.4 2011 年運転の状況

2011 年 LHC は順調に稼働し、ATLAS では最高瞬間ルミノシティ $3.5 \times 10^{33} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 、積分ルミノシティ 5.25fb^{-1} を達成した。瞬間最高ルミノシティはハドロン加速器で世界最高である。2011 年の日付を横軸にとった積分ルミノシティのグラフを図 3.20 に示す。

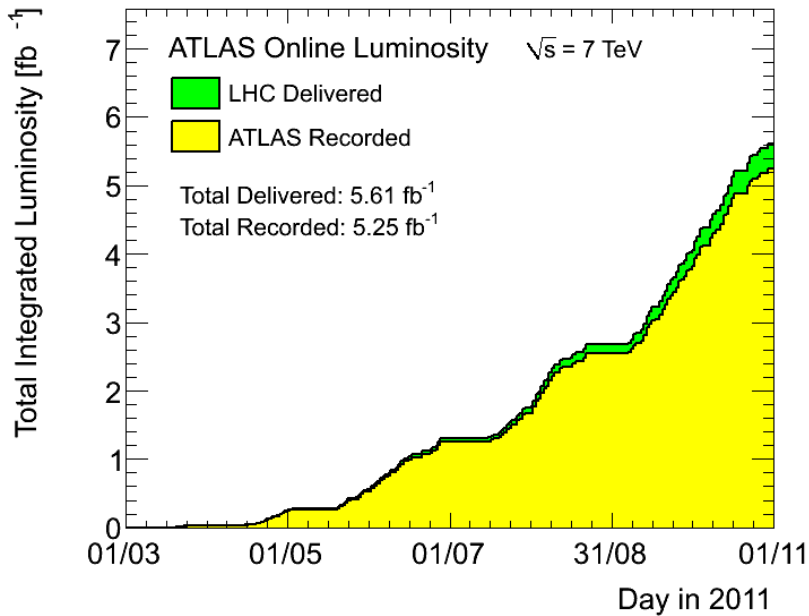


図 3.20: 2011 年の積分ルミノシティ

第4章 ミューオントリガーシステム

4.1 ATLASのトリガーシステム

ATLASのトリガーシステムはハードウェアで高速に処理するレベル1、ソフトウェアを用いてさらに詳細な事象再構成を行うレベル2、オフラインとほぼ同等の再構成が行われるイベントフィルターの3段階で構成されている。このうちソフトウェアを用いるレベル2とイベントフィルターをハイレベルトリガー (HLT) と呼ぶ。それぞれのトリガーは前段のトリガー条件を満たした場合のみ働き、必要に応じてさらなる選別を加える。バンチ交差レートはおよそ40MHzであり瞬間ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を仮定すると事象レートは1GHzに及ぶ。ディスクの書き出し速度の関係上これを $O(200\text{Hz})$ にまで落とす必要がある。同時に、ATLAS実験で興味のある物理事象の信号領域において高い検出効率を持つ事が求められる。

図4.1にATLASのトリガーシステムの全体図を示す。

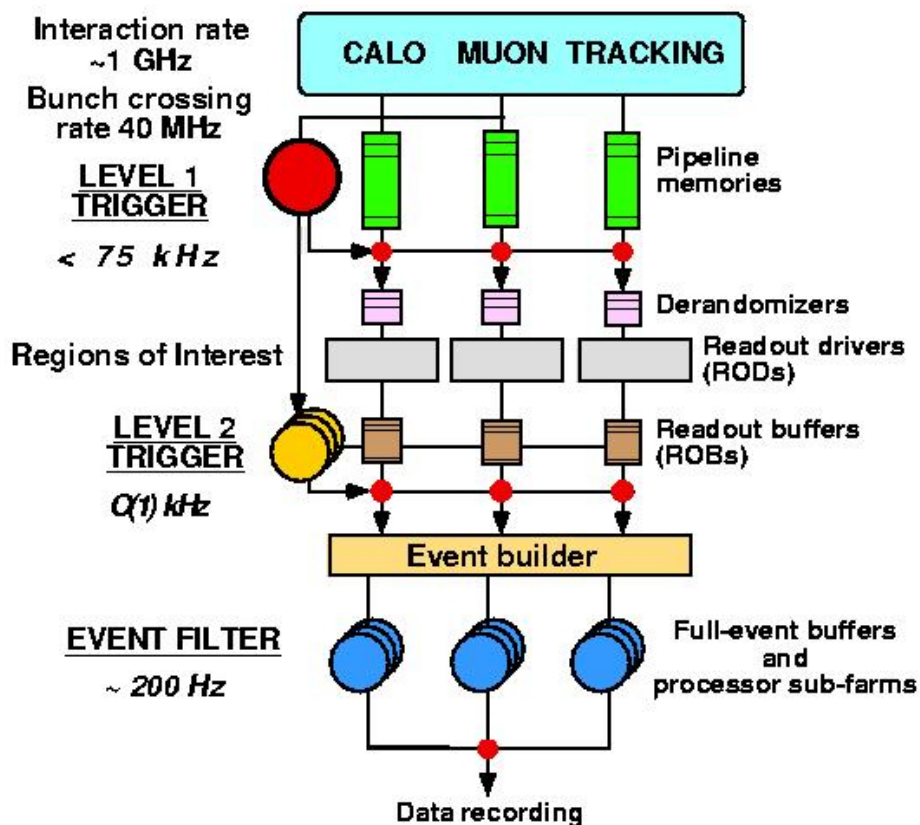


図 4.1: ATLAS のトリガーシステム [11]

レベル1トリガーではハードウェアを用いて高い p_T のミュオン、電子/光子、ハドロンジェット、 τ レプトンの領域を探す。これらを Region of Interest(RoI) と呼ぶ。同時に大きな運動量欠損 E_T^{miss} を持つイベントも選択される。レベル1では高速応答を重視し粗い事象選別を行う。許容される最大書き出しレートは75kHzである。また、バンチ交差から2.5マイクロ秒以内にRoIを決定する必要がある。

レベル2トリガーはソフトウェアを用い、レートを3.5kHzまで削減する。レベル1RoIの周辺の検出器情報のみを用いることで動作時間を短くしている。平均プロセス時間は3.5ミリ秒である。

イベントフィルターではオフライン解析とほぼ同等のアルゴリズムが働き、詳細な事象選別を行うことで記録レートを200Hz(設計値。2011年運転では400Hzまで許容された)まで削減する。平均プロセス時間は4秒のオーダーである。

本研究ではATLASトリガーシステムの中でも特にミュオントリガーの改良を行った。次節からはミュオントリガーについて特に詳しく説明する。

4.2 ミュオントリガー

ミュオントリガーもATLASトリガーのルールに従って3つの段階で働いている。レベル1ではトリガー用検出器(RPC、TGC)を用いてハードウェアによる高速選別を行い、ミュオンRoIを定義する。レベル2ではRoI情報周辺のMDTのヒットを探し、ミュオンの飛跡を再構成する。最後にイベントフィルターでさらに詳細な選別を行い、全ての条件を満たすミュオンが存在するイベントを取得する。

ミュオンは検出器の最外殻で検出されるため粒子識別がしやすく、ヒッグス粒子やSUSY粒子の解析によく用いられる。特にヒッグス粒子が Z^0 粒子対に崩壊し、その Z^0 がミュオン対に崩壊するモードは非常にバックグラウンドの少ない事象であり、重いヒッグス粒子探索のゴールドチャンネルと呼ばれる。したがってミュオントリガーが信号を確実に捕らえることは非常に重要である。

以下からは、ミュオントリガーの各段階毎に詳しく述べる。

4.3 レベル1ミュオントリガー

レベル1ミュオントリガーはトリガー用検出器であるRPC(バレル)とTGC(エンドキャップ)を用いて行われる。レベル1検出器は完全同期作動型の検出器であり、ミュオン候補がどのバンチ交差から来ているかを特定可能である。バレル、エンドキャップ共に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オン候補の位置と時間を測定する。

4.3.1 バレルミュオントリガー

RPCでは2層目にヒットがあった場合それに関連する他の層のヒットを探す。その際探索領域(ロード)は各 p_T 領域ごとに定義されている。低い p_T のミュオンは磁場中でよく曲がるので、RPCでのコインシデンスは2層のみを要求する。その際よく曲がる事を考慮してロードは広めに取りられる。一方高い p_T のミュオンは曲がりにくいので、低 p_T 用のコインシデンスに加えて3層めのヒットも要求する。ロードは比較的狭いものが用いられる。それぞれの場合の

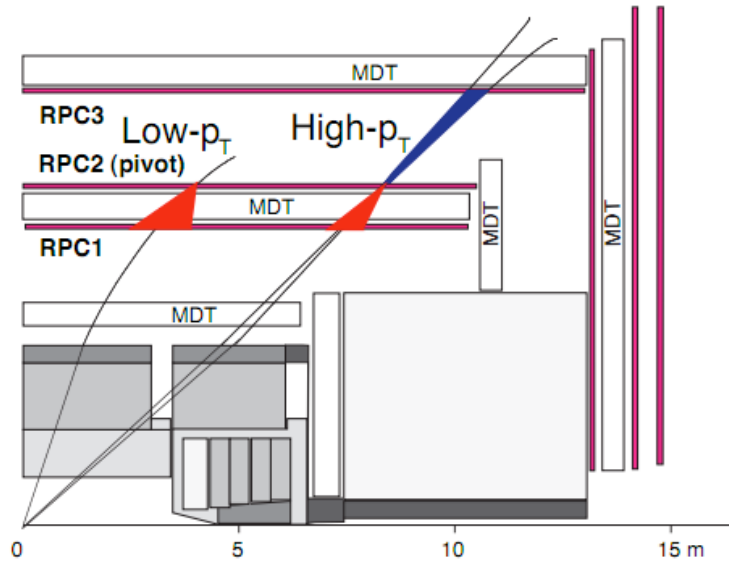


図 4.2: RPC のコインシデンス

ロードの図例を図 4.2 に示す。2 層または 3 層のヒットの相対的な位置のずれから p_T を粗く見積もる。

4.3.2 エンドキャップミュオントリガー

TGC は RPC に比べて時間分解能は良くないが、非常に高いバンチ交差特定能力を持つ。TGC は 2 層 (doublet)、または 3 層 (triplet) の組み合わせで構成されている (図 4.3)。内側からインナー層に doublet ユニットが 1 枚、ミドル層に triplet ユニットが 1 枚 (M1)、doublet ユニットが 2 枚 (M2, M3) の計 9 層が設置されている。トリガー条件に用いられるのはミドル層の 7 枚である。M3 層にヒットがあった場合 RPC の場合と同様にロードが引かれ、その中で M1, M2 のヒットを探す。やはり低い p_T のミュオンに対しては M2, M3 の 2 層によるコインシデンスを要求し、高い p_T のミュオンに対してはこれに加えて M1 のコインシデンスも要求する。

図 4.4 に x-y 平面での TGC の配置を示す。図中の太い線で囲まれた部分が 1 枚の TGC に相当する。8 回回転対称を仮定し、図はそのひとつである。また TGC の読み出し自体は 12 回回転対称となっており、そのひとつをセクターと呼ぶ。 $1.05 < |\eta| < 1.9$ と $1.9 < |\eta| < 2.4$ の領域では検出器の配置が異なっていて、それぞれをエンドキャップ、フォワード検出器と呼んでいる。エンドキャップ部ではひとつの TGC が 148 分割、フォワードでは 64 分割されており、その一単位 (図中の赤い部分) をサブセクターと呼んでいる。サブセクターは 8 ワイヤーと 8 ストリップに対応しており、RoI 単位でもある。

衝突点で発生したミュオンは磁場によって曲げられ各検出器で検出される。そのうち、M3 でのヒットと衝突点を結んだ直線を無限運動量の飛跡と仮定する。M1、M2 においてこの無限運動量飛跡と実際のヒットとの差分を R 方向、 ϕ 方向で測定する (図 4.5)。これを ΔR 、 $\Delta\phi$ と呼ぶ。M1、M2 のそれぞれにおいてこの ΔR と $\Delta\phi$ の絶対値に上限値が与えられている。この上限値は $p_T = 6\text{GeV}$ のミュオンがほぼ全て通過するように設定されている。これをウィンドウと呼ぶ。これを通過したミュオンの ΔR 、 $\Delta\phi$ 情報はコインシデンスが取られ、あらかじめモンテカルロシミュレーションやデータを元に作成されたテーブルを元に p_T が算出される。このテーブルをコインシデンスウィンドウと呼ぶ。コインシデンスウィンドウの例を図 4.6 に示

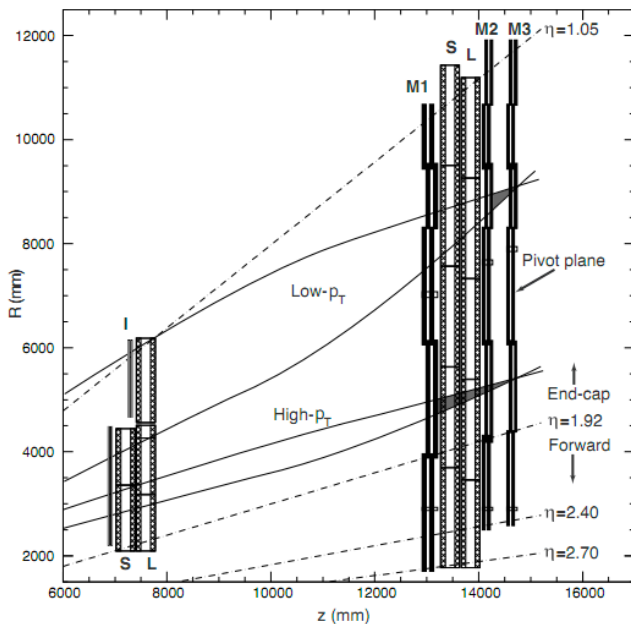


図 4.3: TGC(R-z 平面)

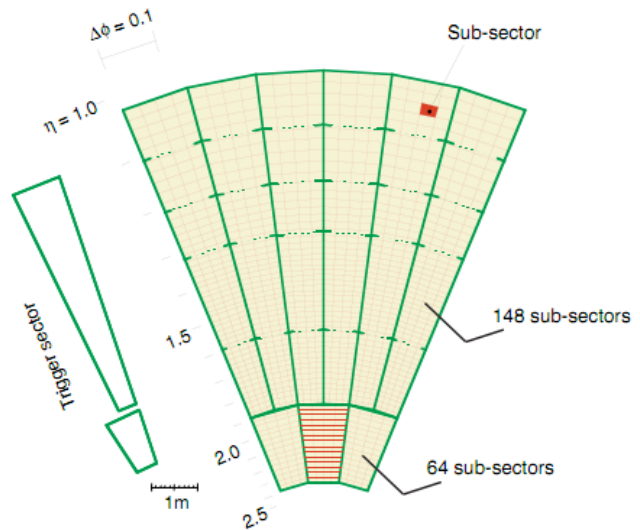


図 4.4: TGC(η - ϕ 平面, 8 回対称のひとつ)

す。青で示された領域が 6 GeV しい値、黄色が 11 GeV、橙色が 15 GeV、赤が 20 GeV に対応している。このように検出器のヒットの相対的なずれからレベル 1 における p_T を粗く判定し、 p_T しい値による取捨選択を行っている。ウィンドウをフルオープンにしたものを 0 GeV と定義している。コインシデンスウィンドウは各サブセクターごとに設定されている。

4.3.3 シミュレーションから期待される性能

実験開始前のモンテカルロシミュレーションを用いて算出されたレベル 1 トリガーの性能を図 4.7 (バレル)、図 4.8 (エンドキャップ) に示す。検出効率はバレルで約 82%、エンドキャップで約 95% である。バレルで効率が低いのは検出器を支える足などがある影響で不感領域が多いためである (図 4.9)。

4.4 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では 3 段階のステップで p_T を再構成する。まず、スタンドアロンミューオントリガーアルゴリズム muFast ではレベル 1 RoI 情報の周辺においてミューオン検出器の情報のみを用いて p_T を計算する。この muFast で計算された p_T を用いてまず事象選別が行われる。次に、コンバインドミューオントリガーアルゴリズム muComb で muFast の情報と内部飛跡検出器の情報が組み合わされ、より精度の高い p_T が計算される。ここでもしい値を設定しトリガーレートを削減する。最後に muIso と呼ばれるアルゴリズムでミューオンの飛跡の周りに他の飛跡が存在しないことを要求することも可能である (2011 年運転では使用されていない)。これによってハドロンジェット由来のミューオンバックグラウンドを除去できる。

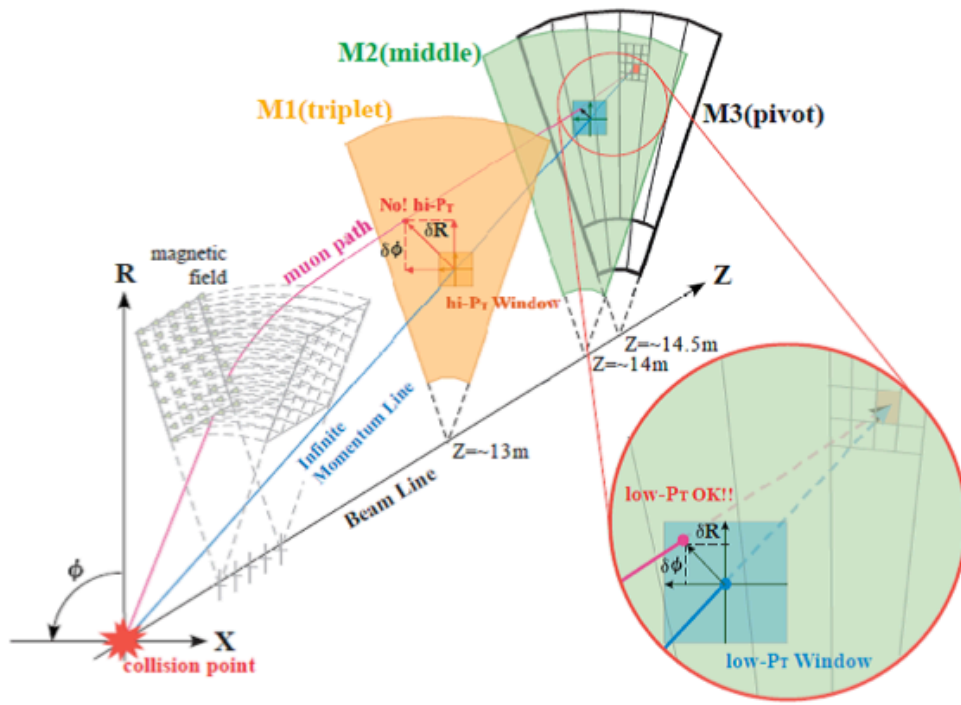


図 4.5: p_T 計算方法の概略図

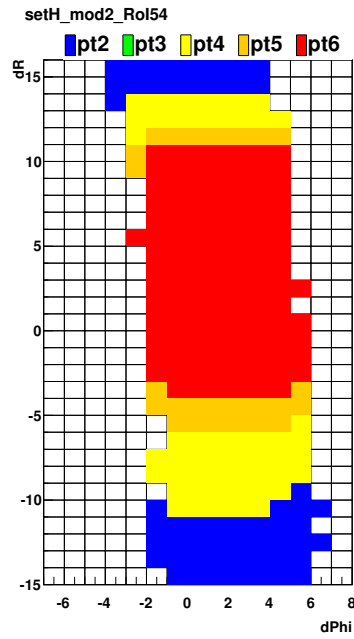


図 4.6: コインシデンスウィンドウの例

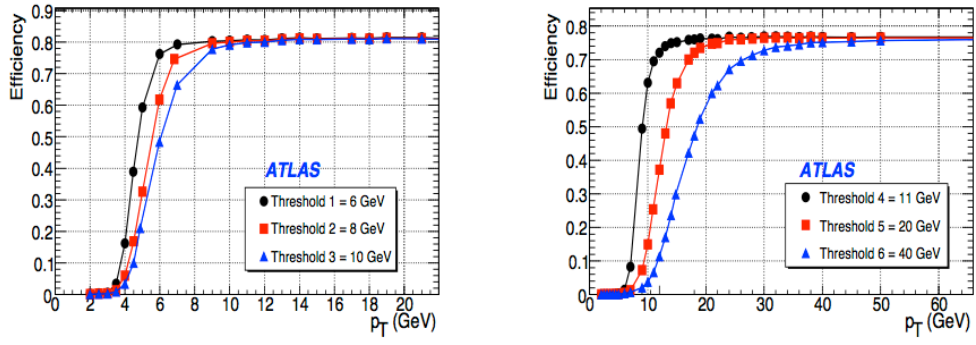


図 4.7: レベル 1 検出効率 (バレル)[10]

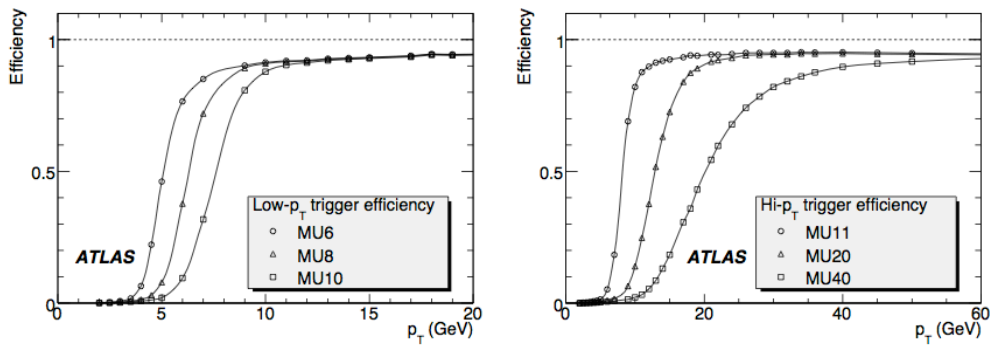


図 4.8: レベル 1 検出効率 (エンドキャップ)[10]

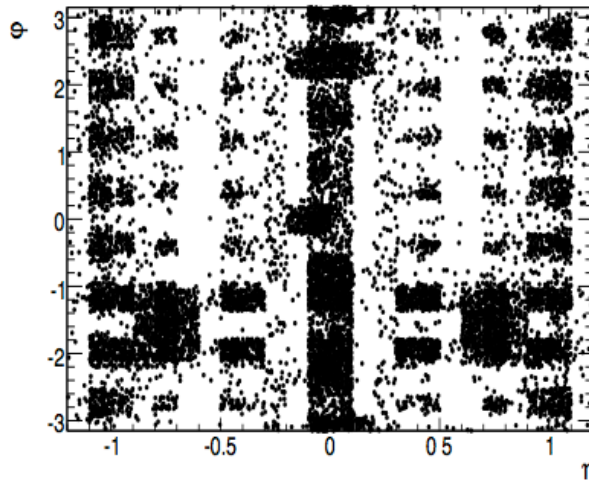


図 4.9: バレル領域の不感領域 (η - ϕ 平面)[10]

4.5 muFast

ここでは、特にレベル2スタンドアローンミュオントリガーアルゴリズム muFast について述べる。muFast ではレベル1RoIの周辺でMDTのヒットを探し、磁場によって曲げられたミュオンの飛跡から p_T を再構成する。その際、インプットレートは75kHzでありトリガー速度を何よりも優先して単純なアルゴリズムが用いられている。

4.5.1 バレル領域

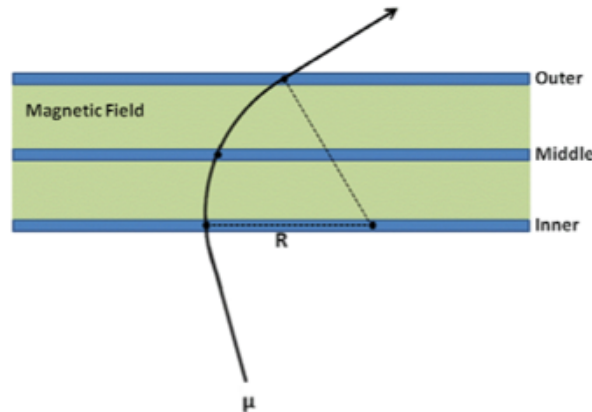


図 4.10: 曲率半径 R の再構成 (バレル)[13]

バレル領域では図 4.10 に示すように 3 層ある MDT の全てに磁場がかかっている。したがって 3 点の MDT ヒット情報を円フィットして曲率半径 R を再構成できる。この R を用いて、以下のような関係式で p_T を計算する。

$$p_T = A_{ij}R + B_{ij} \quad (4.1)$$

半径 R に対する係数 A_{ij} は磁場の強さに、 B_{ij} は物質中での運動量欠損に対応する。磁場は一定ではないため各パラメータ A_{ij} 、 B_{ij} は位置依存性を持つ。バレルでは回転対称を仮定し、Large 検出器、Small 検出器、Large Special 検出器、Small Special 検出器のそれぞれで η 方向に 30 領域、 ϕ 方向に 30 領域の全 900 領域でこのパラメータを定義したテーブルを持つ (各検出器については 3.2.4 を参照)。 i は η 方向、 j は ϕ 方向のビン番号に対応する。また、電荷によって曲がり方が異なるため各電荷についてこの 900 個のパラメータを定義しておく必要がある。

MDT のヒットが 2 層しかない場合でも原点を通る事を仮定することで円フィットを行っている。これによって検出効率が向上する。

4.5.2 エンドキャップ領域

エンドキャップ領域では図 4.11 に示すようにインナー層とミドル層の間にのみ磁場がかかっているため、バレルのように円フィットをすることができない。そこで、ミドル層とアウター層を結んだ直線と衝突点とミドル層を結んだ直線の為す角 α (図 4.11) を用いる。レベル1トリガーはミドル層にヒットを要求するため、ミドル層を用いて α を定義することで検出効率を高

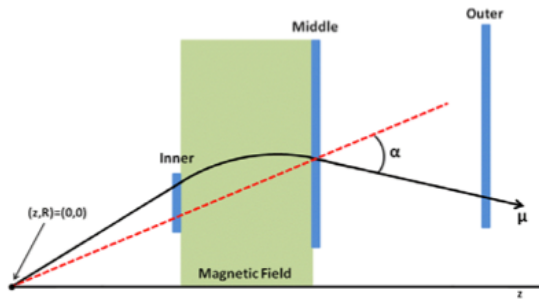


図 4.11: α の定義 [13]

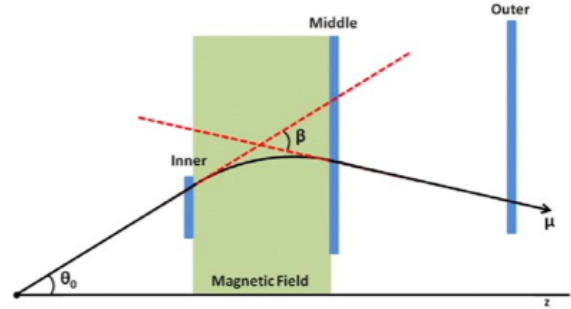


図 4.12: β の定義 [13]

くすることができる。アウター層にヒットがない場合はミドル検出器内部の飛跡の傾きを用いて α を計算する。磁場によって曲がり易い低い p_T のミュオンに対してはロードがうまく引けない場合があり、RoI 近辺に MDT のヒットが見つけれられない場合がある。その場合 TGC の M2 と M3 の情報を用いて計算した α を用いる。2010 年運転では、

$$\frac{1}{p_T} = A_{ij}\alpha + B_{ij} \quad (4.2)$$

の関係式から p_T を求めていた。パラメータ A_{ij} 、 B_{ij} は検出器の各領域で決定されたテーブルを用いる。エンドキャップでは検出器の 8 回対称の 1 領域を η 方向に 12 領域、 ϕ 方向に 30 領域の計 360 領域に分割する。エンドキャップでは検出器の上底と下底では磁場の方向が異なる為 $\eta \times$ 電荷の対象性を仮定し、その正負で 2 通りのパラメータを用意する。

一方ミドル層とアウター層を結んだ直線と衝突点とインナー層を結んだ直線の為す角 β (図 4.12) を用いるとインナー層の情報を用いる事が出来るためさらに観測の精度が増す。

$$\frac{1}{p_T} = C_{ij}\beta + D_{ij} \quad (4.3)$$

しかし β はインナーにヒットがないと計算できない。インナー層の有感領域は $|\eta| < 2.0$ であり $|\eta| > 2.0$ ではこの方法は使用できない。パラメータ C_{ij} 、 D_{ij} の添字の定義は α の場合の A_{ij} 、 B_{ij} と同じである。

最終的に TGC で計算した α から再構成した p_T 、MDT で計算した α から計算した p_T 、 β から計算した p_T から最も信頼度の高い p_T を選択する。その際、MDT の各層でのヒットの状況からどの p_T を用いるか判断する。例えば、ミドル層とアウター層の両方にヒットがあれば MDT α が精度よく計算できるため TGC α を用いる必要はなく、MDT の α または β を用いる。その際、インナー層にヒットがあれば 3 点の情報を使用することでより高い精度が期待できる β を使用する。このようにして得られた muFast の p_T として muComb に渡す。

4.5.3 シミュレーションから期待される性能

モンテカルロシミュレーションを用いて算出された、muFast のレベル 1 ミュオントリガーに対する検出効率の設計値 (各 η 領域) を図 4.13 に示す。mu4、mu6、mu20 は後述するトリガーチェーンの名称であり、それぞれ 4 GeV、6 GeV、20 GeV のしきい値に対応している。muFast における設計 p_T 分解能を図 4.14 に示す。また、muComb の muFast に対する検出効率を図 4.15 に示す。横軸はオフラインの p_T を取っているため、しきい値付近での効率の立ち上がりは鈍くなっている。

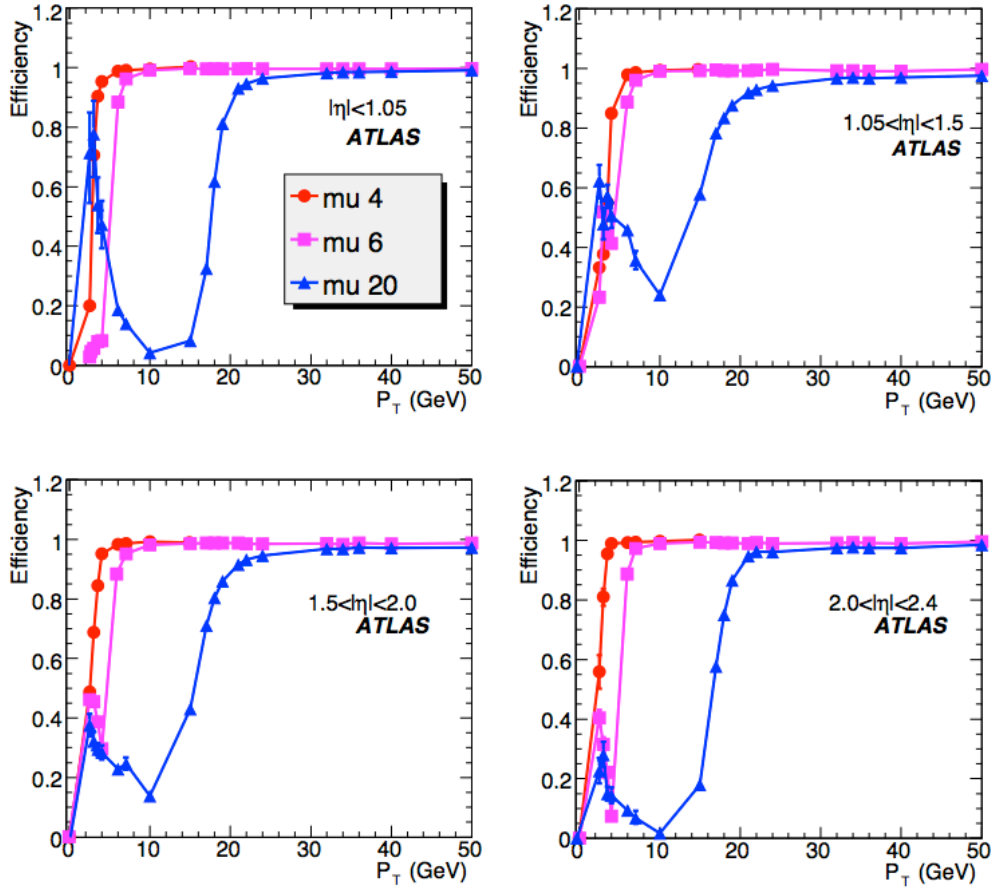


図 4.13: muFast の検出効率 (対レベル 1、設計値)[10]

mu4、mu6、mu20 はそれぞれ $p_T = 4、6、20\text{GeV}$ のしきい値に対応している。

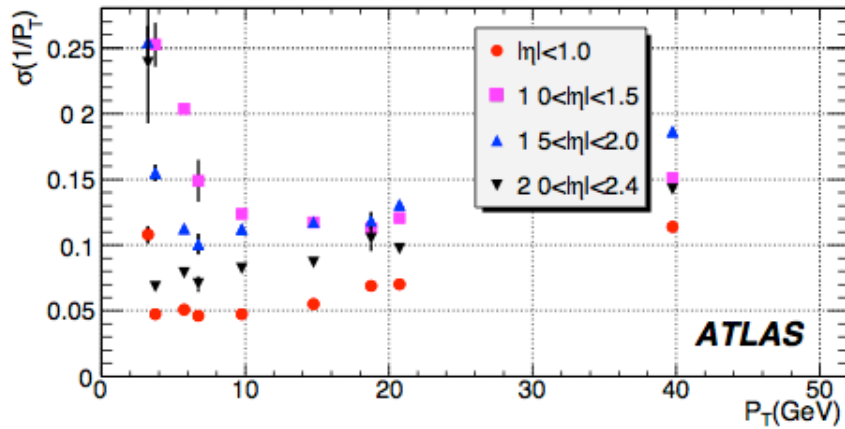


図 4.14: muFast の p_T 分解能 (設計値)[10]

$\sigma(1/p_T)$ は $r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_T)$ 分布の幅 (無次元量)

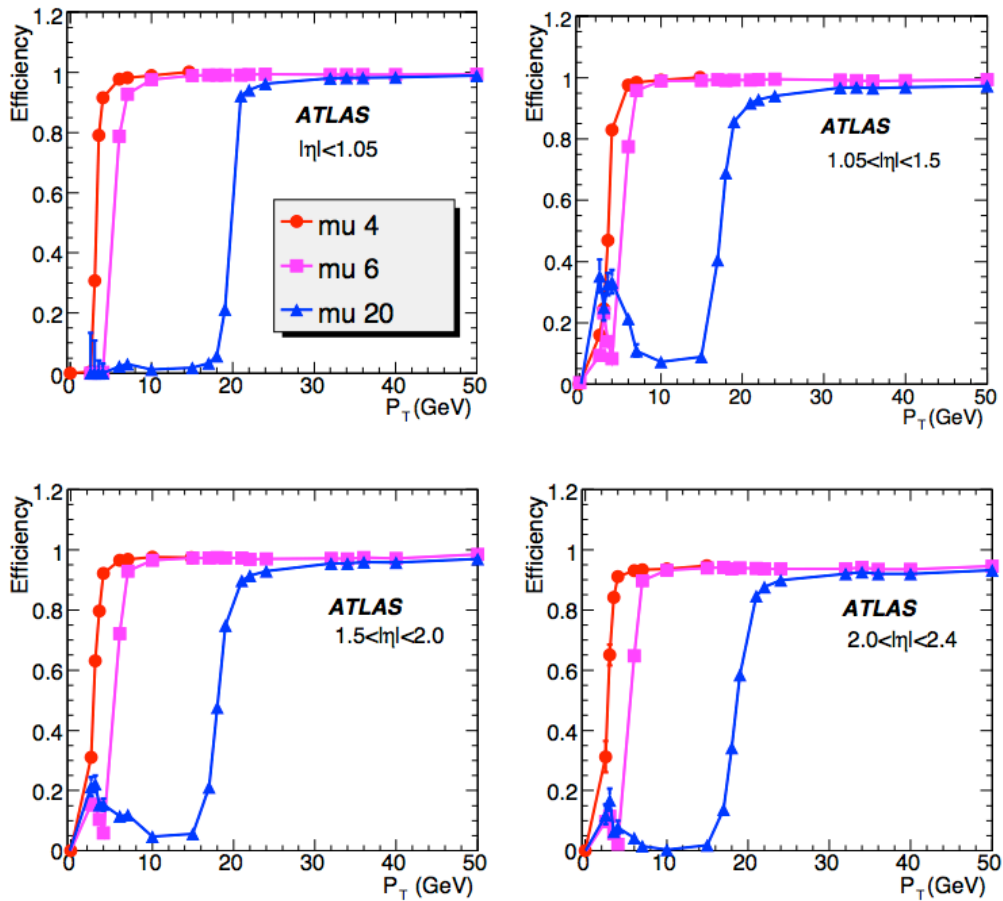


図 4.15: muComb の検出効率 (対 muFast、設計値)[10]

4.6 イベントフィルター

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と同等の再構成を行い、最終的な事象選別を行う。

4.6.1 シミュレーションから期待される性能

イベントフィルターにおける p_T 分解能を図 4.16 に、レベル 2(muComb) に対する検出効率 (設計値) を図 4.17 に示す。

4.7 トリガーチェーン

ATLAS 検出器では各段階で複数の条件が異なるトリガーが平行に動作している。基本的にはヒッグス探索や TeV スケールの新しい物理探索のための高い p_T の電子やミュオンなどを取得するためにトリガーの各段階でしきい値を設けている。また、B 粒子の崩壊などからの低い運動量の粒子を取得するため低いしきい値のトリガーも用意されている。

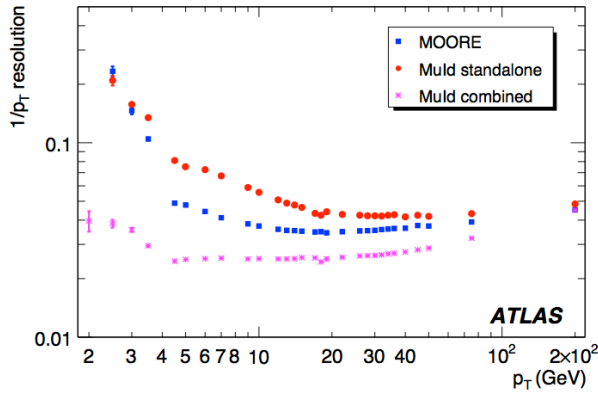


図 4.16: イベントフィルターの p_T 分解能 [10]
 $r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,EF}) / (1/p_{T,offline})$ の幅 (無次元量)

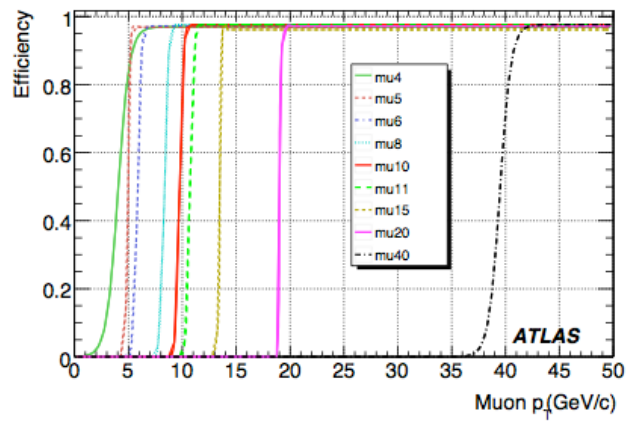


図 4.17: イベントフィルターの検出効率 (対 muComb) [10]

このように複数のトリガーが平行に走っている状況下において、トリガー条件はチェーンと呼ばれるレベル 1、レベル 2、イベントフィルターの情報の組み合わせで定義される。HLT はチェーンの中で定義されたレベル 1 情報を元に働く。

例えば 4 GeV 以上のミュオンを取得するためのトリガーチェーンを EF_mu4 と呼ぶ。レベル 1 ではフルオープンのコインシデンスウィンドウを用い ($L1_MU0$ と呼ぶ)、それをシードにレベル 2、イベントフィルターの各段階で 4 GeV のしきい値を設けてそれらを通過した事象のみを取得する。6 GeV、10 GeV、18 GeV など各しきい値に対応するミュオンが 1 つでも存在すれば取得するようなトリガーをそれぞれ EF_mu6 、 $mu10$ 、 $mu18$ と呼ぶ。

また、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象取得用のトリガーチェーンではレベル 1 で事象中にあるしきい値以上の p_T を持つミュオン候補が 2 個ある事を要求し (そのようなトリガー条件を $L1_2MU0$ と呼ぶ)、レベル 2 においてその両方が 4 GeV のしきい値を満たし ($L2_2mu4$)、イベントフィルターにおいて 2 つのミュオンで不変質量を構成し条件に合うものだけを記録する (EF_2mu4_Bmumu)。全体を EF_2mu4_Bmumu チェーンと呼んでいる。

このようにトリガーはチェーンの中でレベル 1 からイベントフィルターまでの流れで定義されている。

4.8 ミューオントリガーシステムの課題

4.8.1 2010 年運転からの課題

ミュオン検出器では磁場によって曲げられた飛跡の曲率半径から p_T を再構成する。その際使用するのは 3 層ある各 MDT のヒット情報である。したがって磁場の正確な理解とミュオン検出器の位置の理解が p_T 決定には必要不可欠である。図 4.18 に検出器の位置補正が p_T 再構成に与える影響についての簡略図を示す。特にレベル 2 muFast では計算速度を上げるためあらかじめ計算したパラメータを用いて p_T を導出するので、前もってパラメータの計算の際に既に磁場とミュオン検出器の位置が正確に理解できていることも重要になる。

現在は、実データを用いた検出器の位置補正が用いられているが 2010 年運転では重心系エネルギー 7 TeV での実験初年度ということもありこの位置補正がオンラインで導入されなかった。また、曲率半径や α などの観測情報から muFast の p_T を導出するパラメータは磁場や物質との相互作用の記述が不十分なモンテカルロシミュレーションによるものが用いられてい

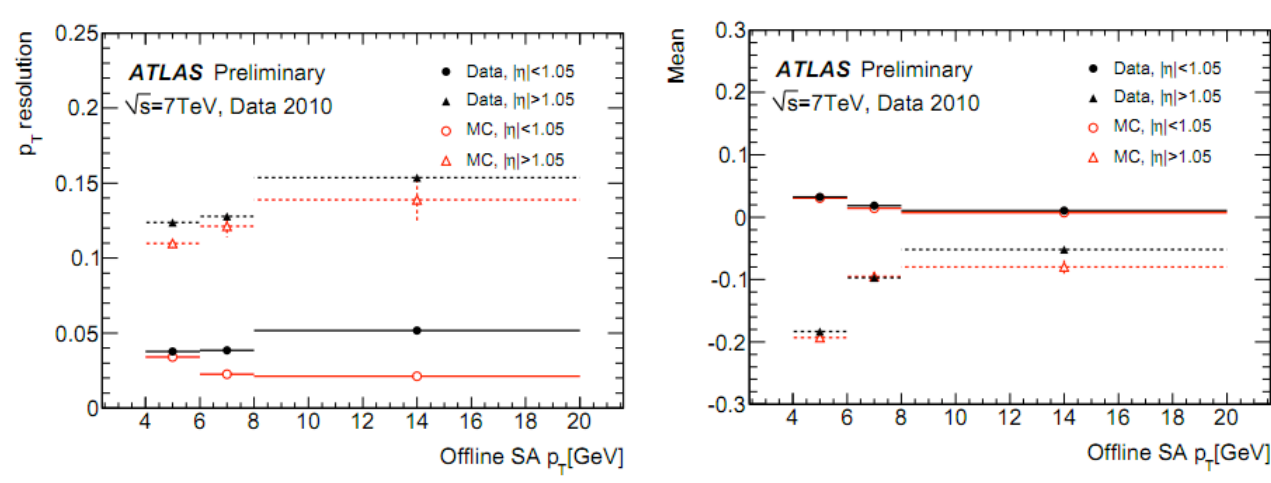
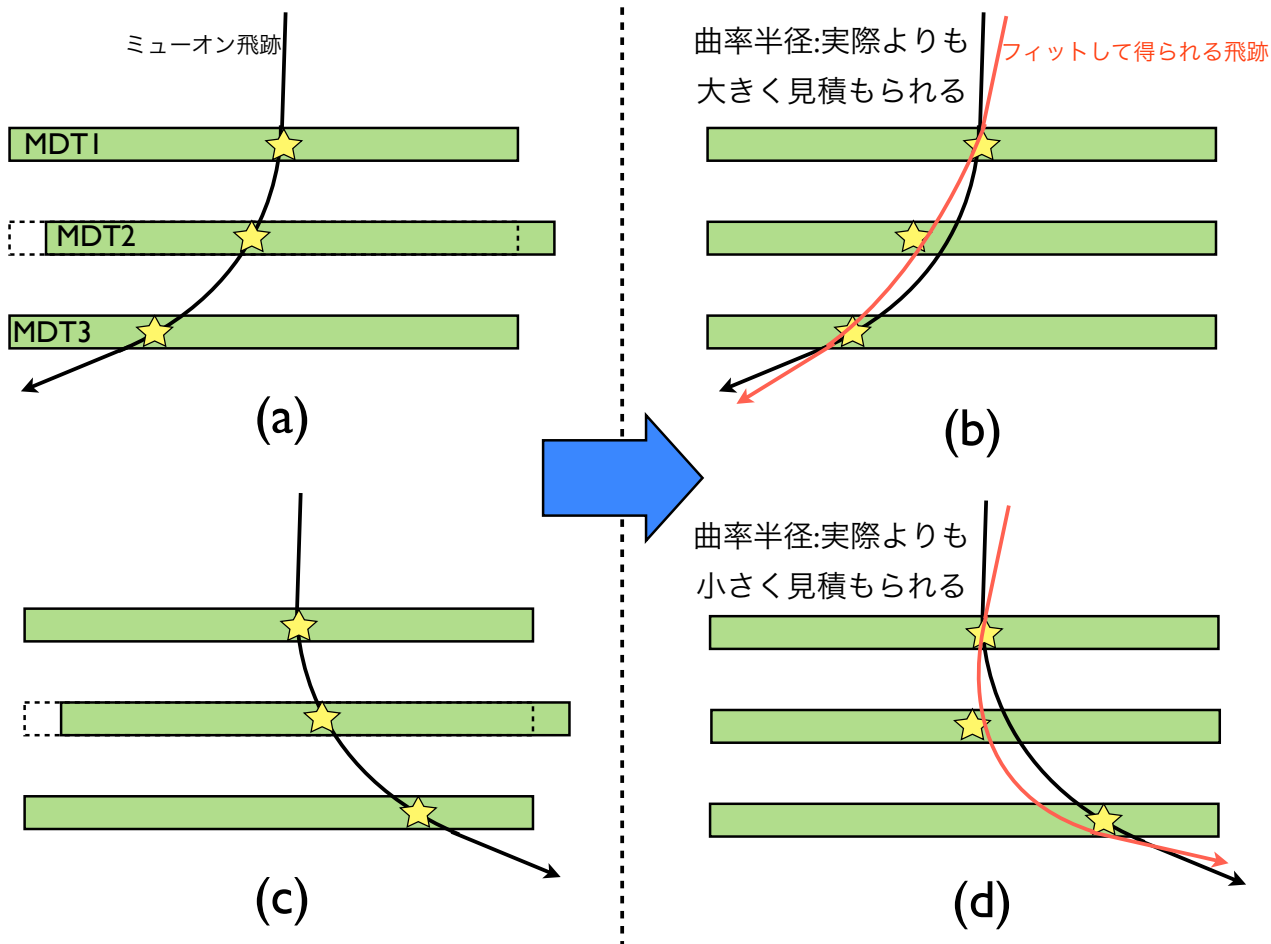


図 4.19: 2010 年の muFast の p_T 分解能 (左図) とその中心値の p_T 依存性 (右図)[14]
 $|\eta| < 1.05$ はバレルに、 $|\eta| > 1.05$ はエンドキャップに対応している

た。そのため p_T 分解能が非常に悪く、検出効率を守るため muFast でのしきい値を設定していなかった。図 4.19(b) は 2010 年データの muFast における p_T 分解能を横軸をオフラインで再構成された p_T として示したものである。縦軸は p_T 分解能であり、以下の式で定義される r をガウスフィットした幅である。

$$r = \frac{\frac{1}{p_{T,offline}} - \frac{1}{p_{T,muFast}}}{\frac{1}{p_{T,offline}}} \quad (4.4)$$

p_T ではなく $1/p_T$ を用いるのは、式 4.2、式 4.3 において $1/p_T$ が検出器での測定量 α 、 β に直接反映するためである。今後 p_T の再構成精度や検出効率を議論する際に、式 4.4 を用いてオフラインで再構成されたミュオン情報を比較対象として用いる。3.3.1 で述べたようにオフラインの再構成精度はトリガーでの精度と比較すると非常に高いので、オフラインとの比較で得られた分解能はそのまま muFast の分解能であることが期待できる。

モンテカルロシミュレーションでは $p_T = 14 \text{ GeV}$ で約 14%(エンドキャップ)、2%(バレル) に対してデータでは約 16%(エンドキャップ)、5%(バレル) と良くない。2010 年運転では瞬間最高ルミノシティが $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と低く抑えられていたためこの状態でも記録レートを保つことが可能であったが、2011 年からは前述のように瞬間ルミノシティは爆発的に上昇することが予想されておりこの改善が必要不可欠であった。

また、エンドキャップにおいて p_T と α の間には厳密な比例関係はないことが知られていた。トリガースピードを優先し簡単なアルゴリズムを用いるためこれを 1 次関数で近似していたが、それによってデータ、シミュレーションともに muFast での p_T 分にオフラインでの p_T に依存したバイアスが生じていた。図 4.19 の右図は r 分布をガウスアンフィットした中心値であるが、特にエンドキャップでその傾向は顕著に見られる。

図 4.20 から 4.22 は 2010 年データで、 r 分布を各検出器毎に η 領域で、エンドキャップでは η - ϕ 領域で区切ったものである。図 4.18 のような効果は p_T が高い領域でより顕著に見られるため、 $p_T > 16 \text{ GeV}$ の領域だけを見ており、赤線は正電荷、青線は負電荷である。位置補正が入っていないことによって電荷によってそれぞれ r が正方向、負方向にズレてしまっているのがわかる。エンドキャップでは全体的に、バレルでは特に検出器の足部分にあたる Special チェンバーで性能が良くないことがわかった。

これらの問題から後段の muComb には大きな誤差付きで muFast の情報が渡されていた。したがってこれを改善することでレベル 2 における p_T 再構成精度が向上し、高いしきい値が設定でき、それによってトリガー頻度を減らせる事が期待される。本研究では 2010 年データを用いてパラメータを調節し、 p_T 分解能を改善した。これについては 5 章で詳しく述べる。

4.8.2 2011 年運転からの課題

2011 年運転開始当初の見込み瞬間最高ルミノシティは $1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度であったが、LHC 加速器が予想以上に好調であり実際には $3.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ が達成された。当初の予定では EF_2mu4_Bmumu トリガーチェーンは問題なくデータを取得できるはずだったが、これによってレベル 1 ($L1_2MU0$) での書き出しレートが許容範囲を超えてしまうことが予測された。前述のようにこのモードは稀崩壊であり多くの統計を必要とするため、事象をランダムに間引く事はしたくない。そのためレベル 1 でのコインシデンス条件を改良し検出効率を守りながらレートを削減する必要があった。本研究では記録レートと検出効率の関係から新しいレベル 1 トリガーアルゴリズムを開発した。これについては 6 章で述べる。

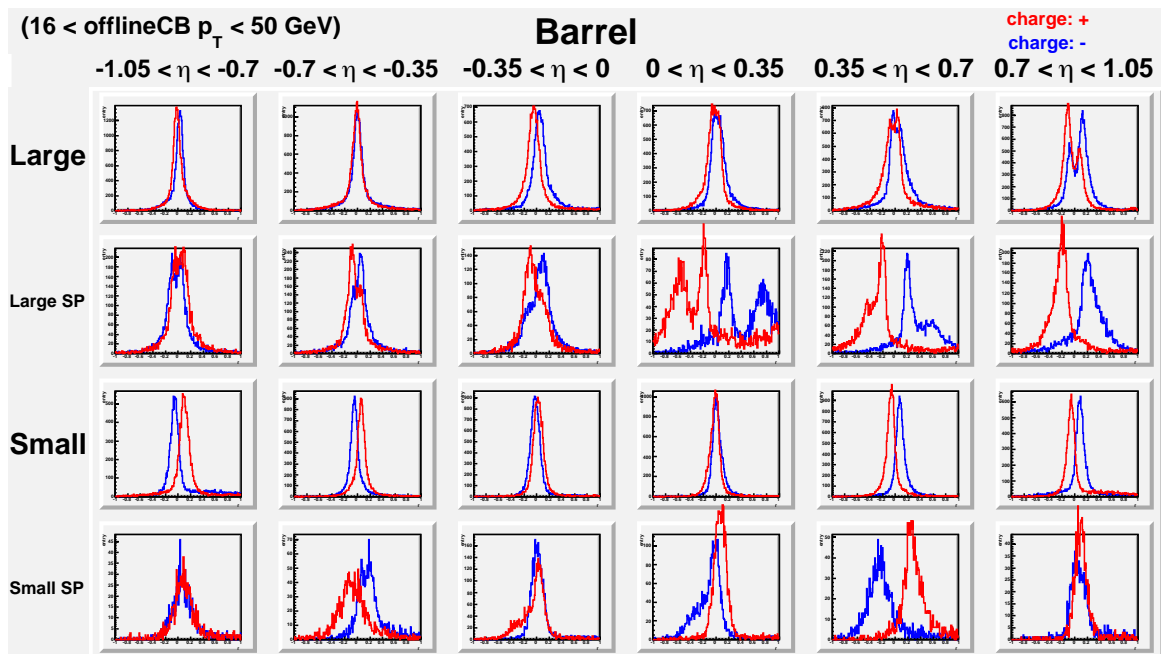


図 4.20: 各検出器、各 η 領域における r 分布 (バレル)

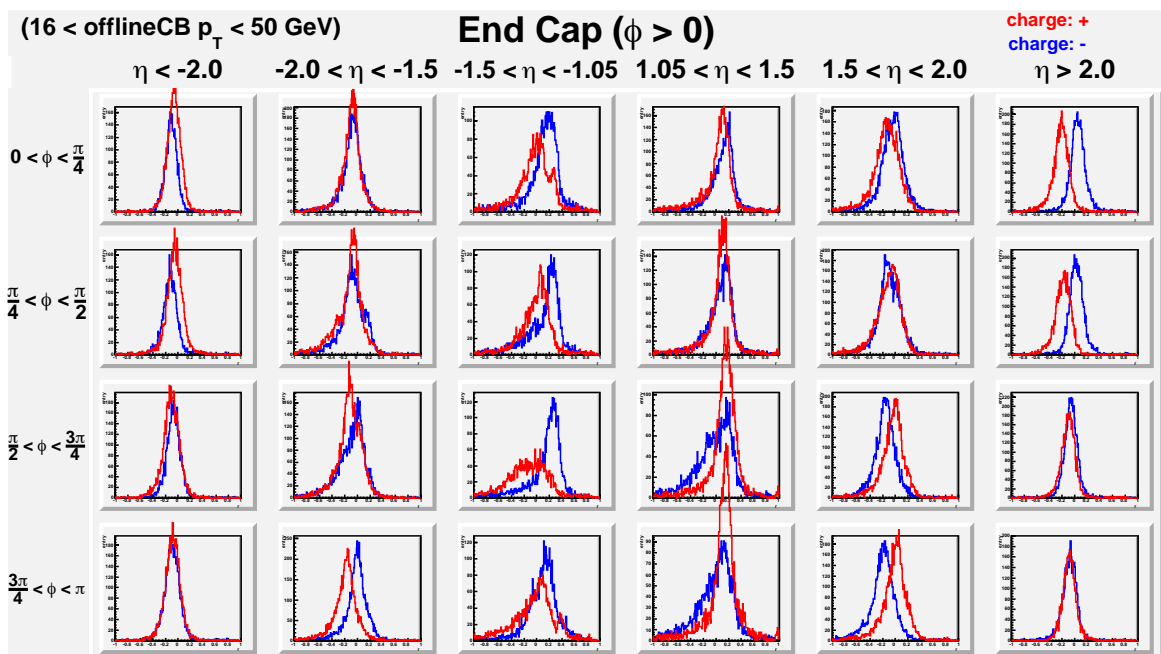


図 4.21: 各検出器、各 η 領域における r 分布 (エンドキャップ上半部)

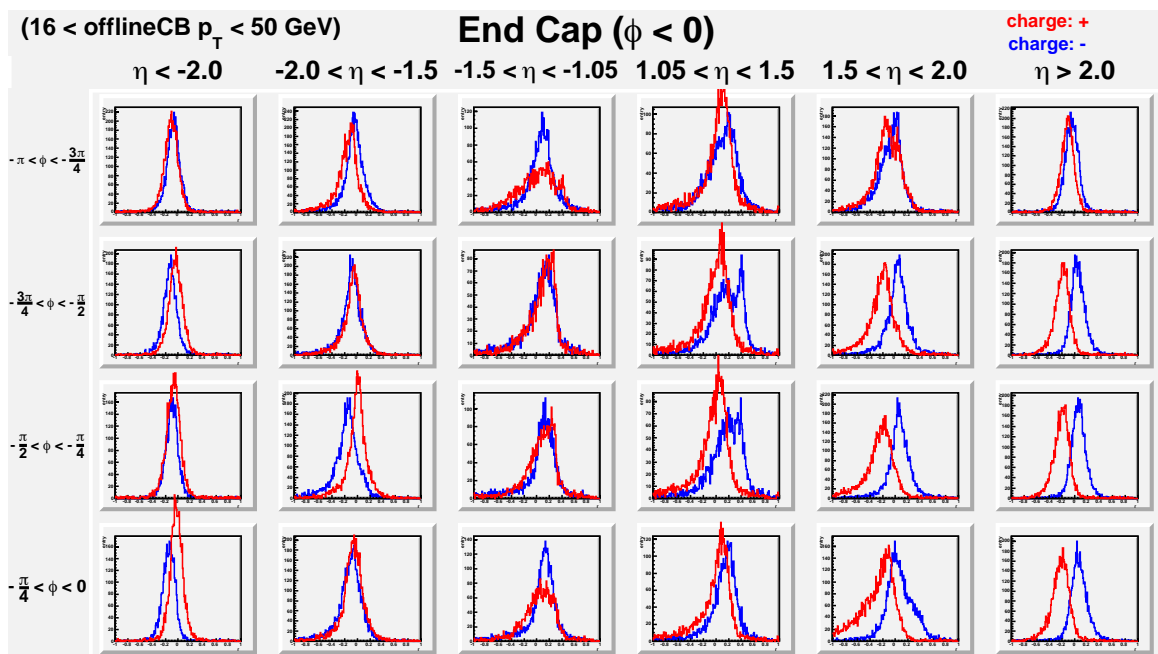


図 4.22: 各検出器、各 η 領域における r 分布 (エンドキャップ下半部)

第5章 レベル2ミューオントリガーの改良

2011年運転に向けて、レベル2ミューオントリガーでは4.8.1で述べたように次のような課題があった。

- 検出器の位置が補正されておらず、電荷によって p_T に偏りが生じていた。
- エンドキャップにおいてレベル2での p_T にオフラインでの p_T に依存した偏りが生じていた。

その結果 p_T 分解能が悪く 2010年運転では muFast(レベル2トリガーで用いられるミューオン検出器の情報のみを使った p_T 計算アルゴリズム)での事象選別を行うことができなかった。

まず、2010年データから得られた検出器の位置情報を用いて検出器の位置補正を行った。次に、正しい位置補正を用いた2010年データで p_T 導出の為のパラメータを調整した。特にエンドキャップにおいては p_T 再構成方法を一新し、オフラインの p_T に依存した偏りを解消するように工夫した。本章ではそれぞれの詳細について述べ、最後に2011年データを用いた性能評価について報告する。

5.1 検出器の位置補正

4.8.1で述べたように、2010年運転では検出器の位置が補正されておらず、図4.20から図4.22で見られるように muFast の p_T は電荷に依存した偏りが生じていた。2010年のデータから得られた検出器の位置情報を用いて各MDTのヒット情報を補正し、それを用いてバレルでは曲率半径、エンドキャップでは α や β の再計算を行った。

図5.1は位置補正後のバレル領域における r 分布(式4.4)である。バレル領域では Large Special 領域をのぞく全ての領域で電荷による偏りが解消される事が確認された。Large Special 領域については後述する。

一方、エンドキャップ領域ではバレルと比較してミューオンの飛行中に存在する物質が多く磁場も複雑であることもあり、 p_T 導出パラメータを導く際に用いられたシミュレーションがデータをうまく再現できていなかった。その為、2010年データを用いたパラメータの再構成を行う必要があった。同時に図4.19(a)で見られたオフラインの p_T に依存した muFast p_T の偏りの解消も狙った。

5.2 p_T 導出パラメータのチューニング

5.2.1 エンドキャップ領域

3.7.1で述べたようにエンドキャップにおいて p_T と α や β の値は比例関係に無いことが知られていたが、muFastではトリガースピードを考慮して簡単な再構成を行う事を優先し1次関数

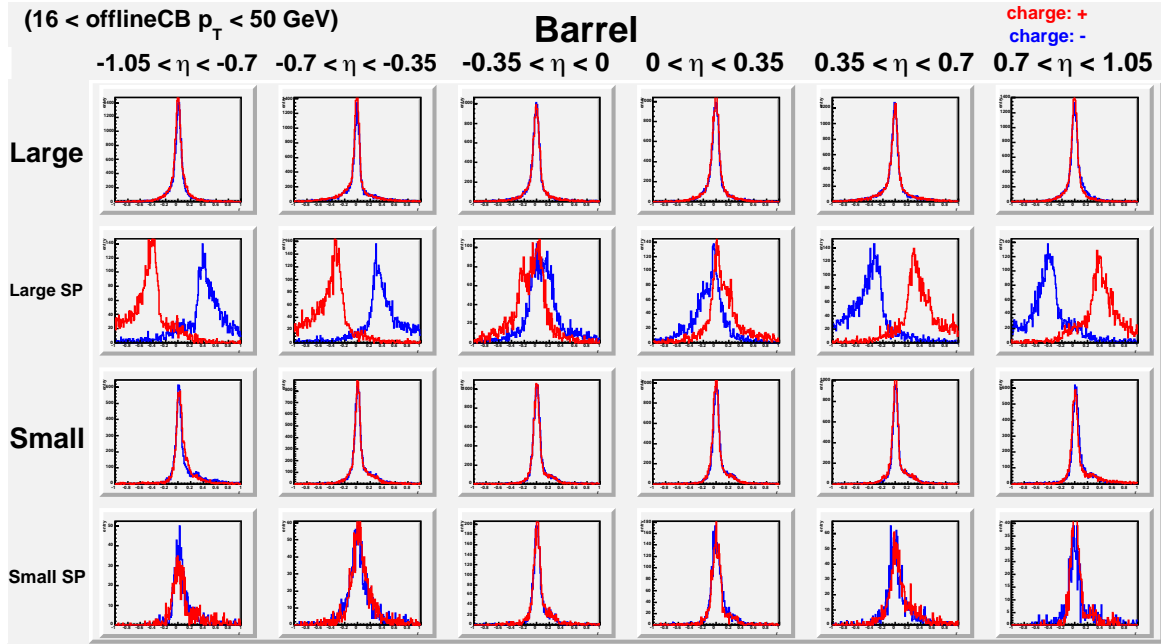


図 5.1: バレル領域における r 分布 (位置補正後)

r は式 4.4 で定義され、muFast で計算された p_T とオフラインで精密測定された p_T のずれを表す

を用いて p_T を再構成していた。しかし図 4.19(a) に見られるように p_T の偏りが著しく、後段の muComb での性能に影響を与えてしまうことから、これを改良する必要がある。

シミュレーションとデータの違いによるバイアスを避けるため、2010 年データを用いて調整を行った。広い p_T の範囲で調整を行うために、本研究では様々なトリガーチェーンで取得されたデータをまとめて解析を行った。図 5.2 は位置補正後の 2010 年データを用いて、オフライン $1/p_T$ と α の相関を示したものである。検出器を η 方向に 30、 ϕ 方向に 12 領域に分けたうちの 1 領域について、電荷によって場合分けして示している。データは *EF_mu4*、*mu6*、*mu10*、*mu13* で取得されたものを用いた。*EF_mu13* は 2010 年運転では間引きされていない最も低いしきい値のミュオントリガーである。しきい値付近のバイアスを避けるため、4 種類のデータを同時にフィッティング処理した。黒線は従来式の p_T 再構成方法 (1 次関数) に基づいてデータをフィットした結果である。直線ではデータをうまく再現できていない事がわかる。また、この方法だと $1/p_T$ の値の下限値が定数項によって設定されてしまい、非常に高い p_T のミュオンをうまく再構成できないという問題がある。一方赤線は 2 次関数

$$\alpha = A + B \frac{1}{p_T} + C \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (5.1)$$

を用いてデータをフィットした結果である。フィットの際、パラメータ A を 0 に固定することで p_T の上限値を与えない工夫を講じた。また、パラメータ C を正の値に限ることで得られる解を一意に限定した。2 次方程式の解の公式を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{1}{p_T} &= \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4(A - \alpha)C}}{2C} \\ &= \frac{-B + \sqrt{B^2 + 4\alpha C}}{2C} \end{aligned} \quad (5.2)$$

から p_T を再構成する。

また、 β に関しても同様の調整を行った。図 5.3 は $1/p_T$ と β の相関を示したものである。 α と同様、 EF_mu4 、 $mu6$ 、 $mu10$ 、 $mu13$ で取得された 2010 年データを用いた。黒線は直線フィット、赤線は 2 次関数

$$\beta = A + B \frac{1}{p_T} + C \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (5.3)$$

のフィッティング結果である。

こちらでも $A = 0$ 、 $C > 0$ に固定し、2 次方程式の解の公式から p_T を再構成する。図 5.3 の左図のように $C < 10^{-5}$ の場合は直線フィットに切り替える。その際にも p_T に上限値を与えないように原点は固定する。

この調整を $\eta \times \phi = 30 \times 12$ で区切った各領域毎に各電荷について行い、 p_T 導出のパラメータを決定した。

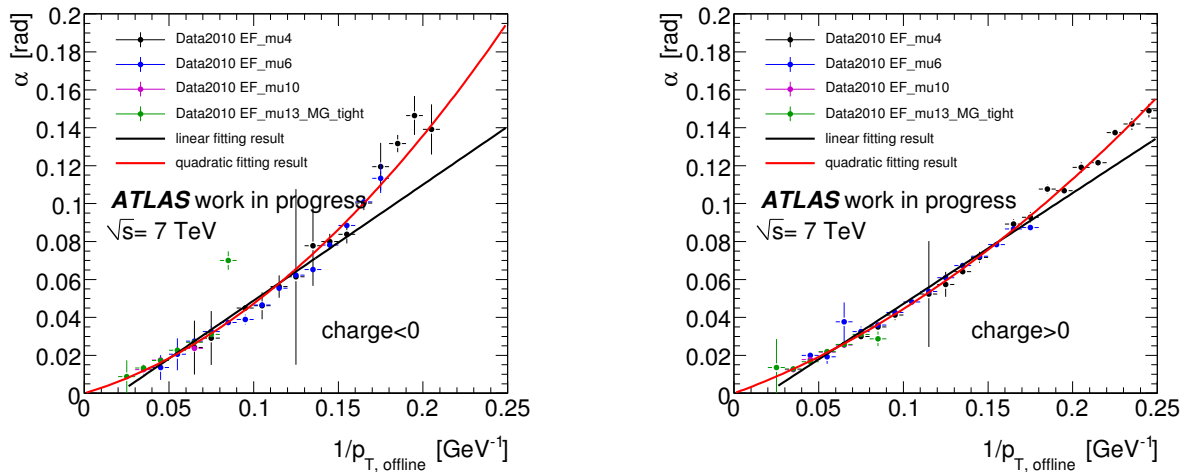


図 5.2: $\eta \times \phi$ を 30×12 で区切ったある領域における p_T と α の相関

赤線は 2 次関数フィット、黒線は 1 次関数フィットの結果

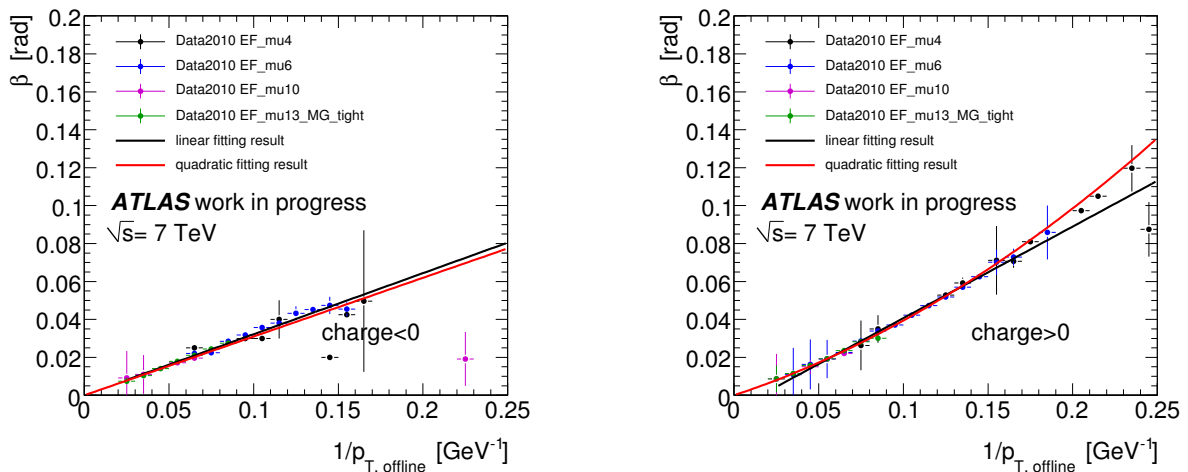


図 5.3: $\eta \times \phi$ を 30×12 で区切ったある領域における p_T と β の相関

赤線は 2 次関数フィット、黒線は 1 次関数フィットの結果

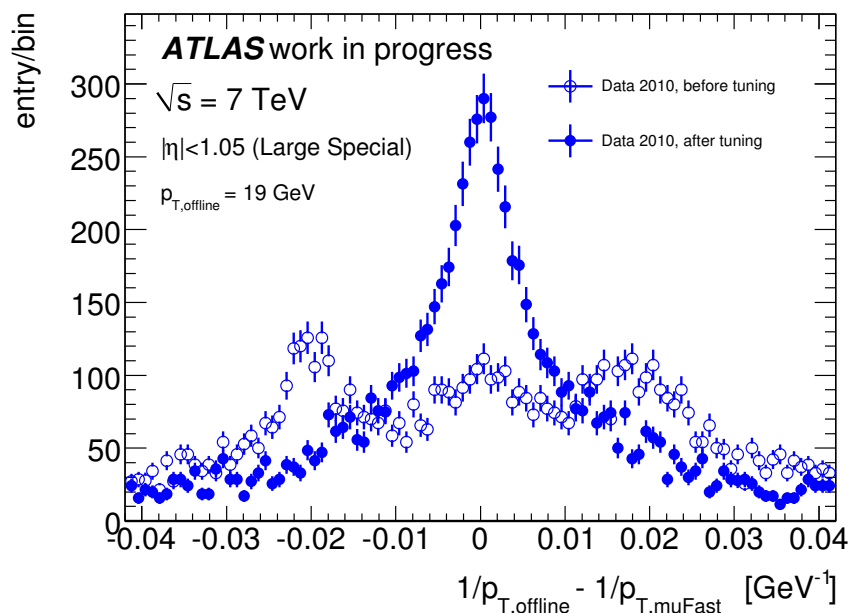


図 5.4: パラメータの調整による p_T 分解能の変化 (バレル LargeSpecial)

5.2.2 バレル領域

バレル領域の大部分では検出器の位置補正によって良い性能が得られた。しかし検出器を支える足部分に相当する Large Special 検出器においては、シミュレーションがデータをよく表せておらず、曲率半径から p_T を導出するパラメータを再調整する必要があった。2010 年に取得されたデータを用い、位置補正後の曲率半径 R とオフライン p_T との比較からこのパラメータの調整を行った。

図 5.4 はオフラインと muFast の $1/p_T$ の差分布である。2010 データで Large Special で検出された、オフライン $p_T \sim 19$ GeV のミュオンのみを見ている。白抜き点がパラメータ調整前で、青点が調整後である。パラメータ調整前は電荷による偏りが生じており分解能が非常に悪かったが、調整後は 19 GeV で p_T 分解能が約 10% と改善する事が確認された。

5.2.3 p_T しきい値の設定

以上の改良によって muFast における p_T 分解能が向上し、レベル 2 において事象選別を行うことが可能となった。4 GeV、6 GeV、10 GeV... のそれぞれにおいて、オフライン p_T が設定しきい値 ± 1 GeV のイベントの 95% を取得するように muFast でのしきい値を決定した。muFast はオフラインに比べて p_T 分解能が悪いので muFast のしきい値は設定しきい値よりも低くなる。 p_T 分解能には位置依存性があるので、検出器を大きく 4 つの領域に区切り、そのそれぞれでしきい値を設定した。

5.3 データを用いた性能評価

前節では検出器の位置を補正した 2010 年データで調整を行った。前節で述べたエンドキャップでの新しい p_T 再構成方法を含む全ての調整は、2011 年運転の最初から既にオンラインで運

用されている。ここでは、2011年データを用いた muFast の性能評価を行う。

5.3.1 エンドキャップ領域

図 5.5 はエンドキャップ領域において、オフライン p_T の関数として見た r の中心値分布である。また、図 5.6 は同じくエンドキャップ領域で各 p_T における r 分布をガウスフィットした際の幅を、オフライン p_T の関数として見たものである。 η の値によって 9 つに分割しており、黒点が 2010 年データ、青点が 2011 年データ、赤線はモンテカルロシミュレーションの結果である。2010 年データは EF_mu4 、 EF_mu6 、 EF_mu10 、 EF_mu13 で取得されたものを用いた (EF_mu13 はプリスケールされていない)。一方 2011 年データは EF_mu4 、 EF_mu6 、 EF_mu18 で取得されたものを用いた。2011 年で $p_T = 10 \sim 15$ GeV での誤差が大きいのは、トリガーの境界になっているため統計が少ない事に起因している。

図 5.5 では、2010 年データでは 1 次関数を用いていた影響で muFast での p_T にオフライン p_T に依存した偏りが生じていたのに対し、2 次関数を用いて p_T を再構成した 2011 年データではこの問題は改善した事が確認された。図 5.6 では、2010 年データでは検出器の位置補正が使用されていなかったため p_T が高くなるほど非常に悪かった p_T 分解能がそれぞれの領域において 2 倍程度改善した事が確認できる。また高い p_T 領域だけではなく低い領域 (~ 4 GeV) でも分解能に大幅な改善がある事も確認された。ほとんどの領域で 2011 年データとモンテカルロシミュレーションが良く合っている事が確認された。

5.3.2 バレル領域

図 5.8 はバレル領域における r の中心値分布、図 5.9 は p_T 分解能 (各 p_T 領域で r をガウスフィットした際の幅) 分布である。エンドキャップ同様オフライン p_T の関数として見ている。

図 5.9 から、2011 年運転ではバレル領域の大部分を占める Large、Small 検出器では検出器の位置補正の導入によって 2010 年運転の 2 倍程度の p_T 分解能改善が得られている事がわかった。この分布は図 3.14 の設計性能によく合っている。Small Special 検出器でも、やはり足領域で物質が多く磁場が複雑な事も Large や Small ほどの分解能は得られないものの 2 倍程度の分解能改善が見られた。

一方 Large Special 検出器では p_T 導出パラメータの調整を行ったにも関わらずあまり分解能の改善が見られなかった。また、図 5.8 を見ると 2011 年データで 2010 年よりも偏りが生じてしまっている。これは、2011 年運転の為の検出器入れ替え作業などで Large Special 検出器が 2010 年の位置よりもさらに動いてしまった事が理由と考えられる。

これを確認するために sagitta と呼ばれる量を MDT のインナー層とアウター層を結んだ直線とミドル層の交点から、MDT ミドル層のヒットの距離

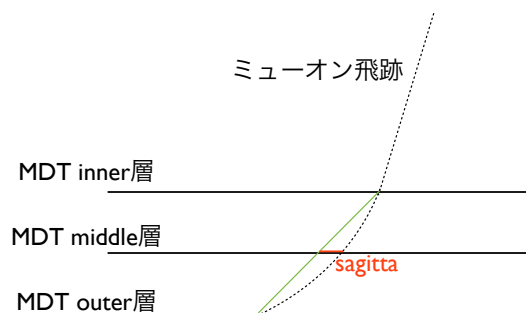


図 5.7: sagitta の定義 (バレル)

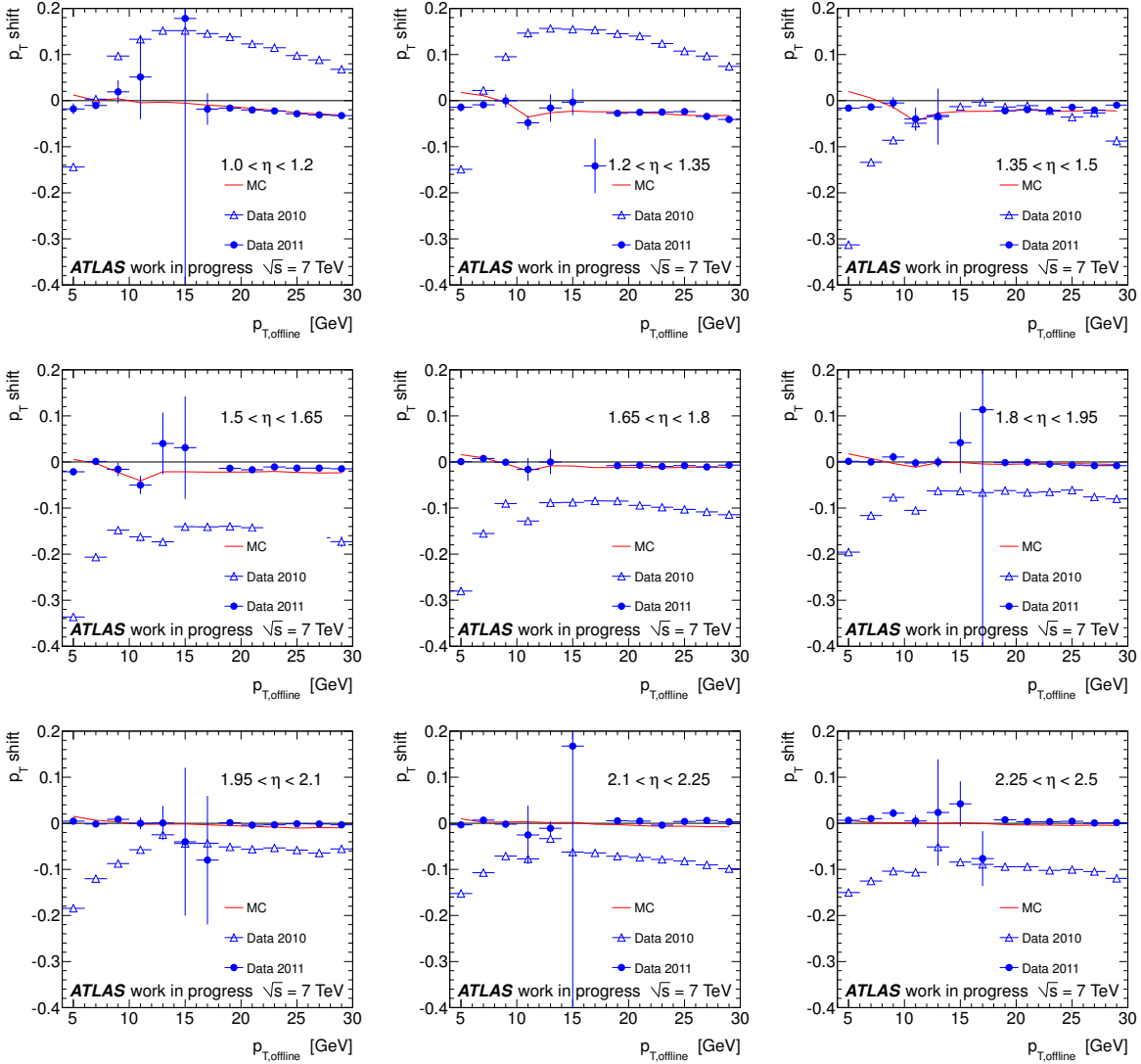


図 5.5: オフライン p_T の関数として見た r の中心値分布 (エンドキャップ)

$$r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_{T,offline})。9 \text{ の } \eta \text{ 領域で分割}$$

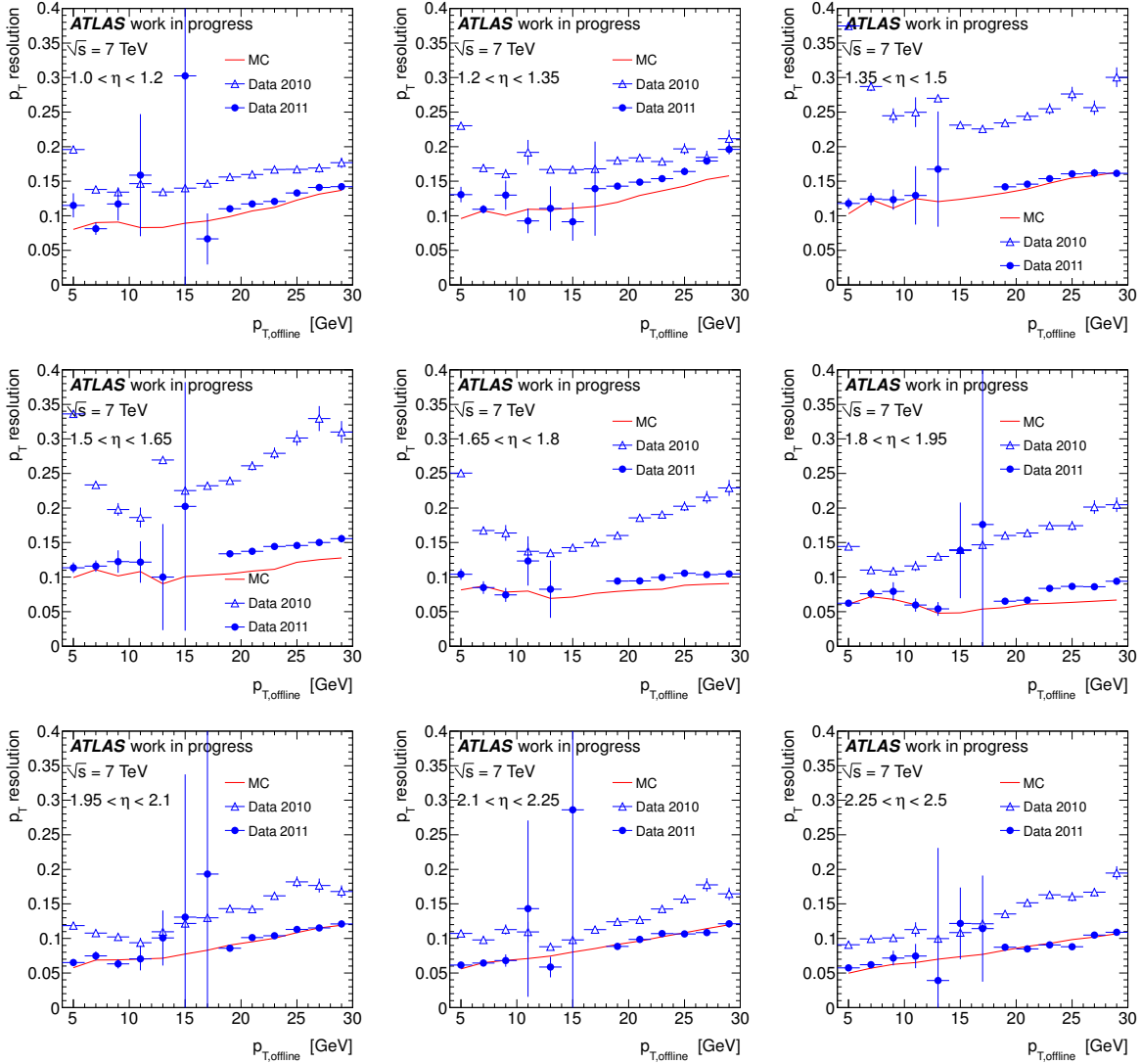


図 5.6: オフライン p_T の関数として見た muFast の p_T 分解能 (r の幅) 分布 (エンドキャップ)

$$r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_{T,offline})。9 \text{ つの } \eta \text{ 領域で分割}$$

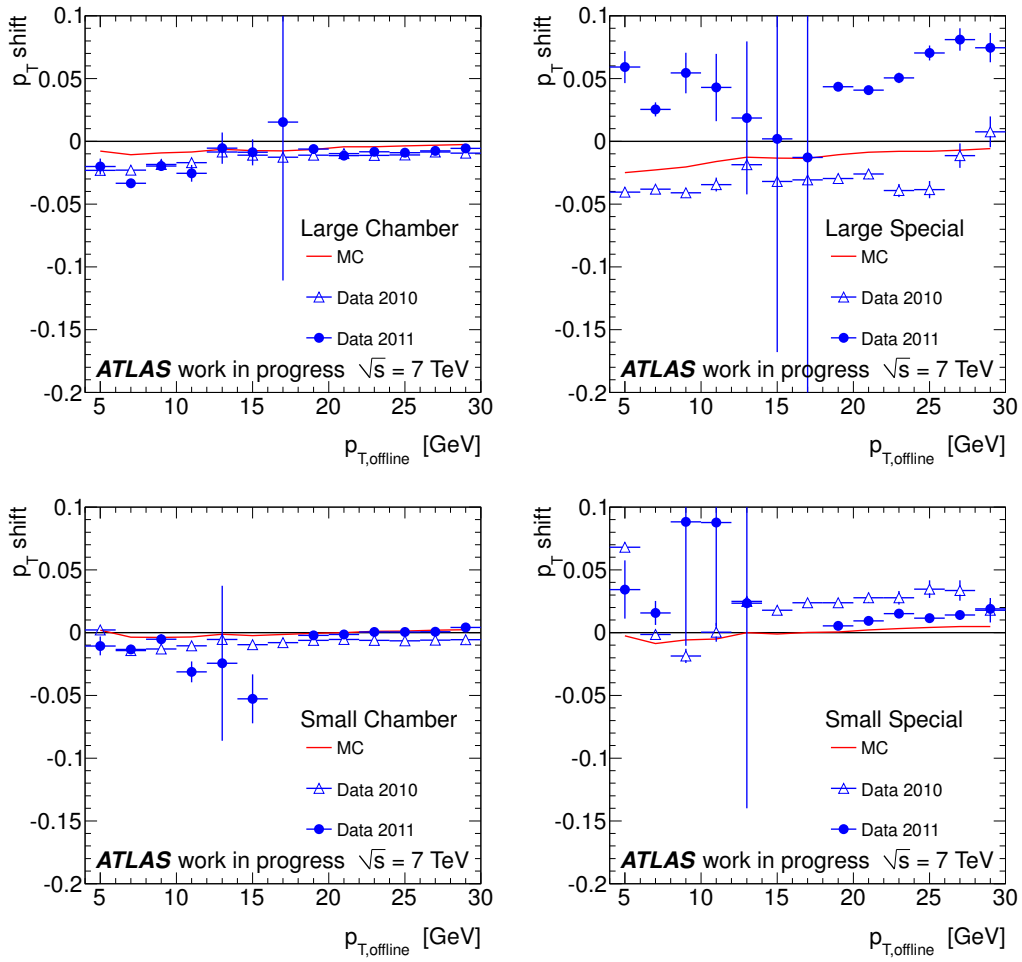


図 5.8: オフライン p_T の関数として見た r の中心値分布 (バレル)

$$r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_{T,offline}). \text{ 各検出器領域で分割}$$

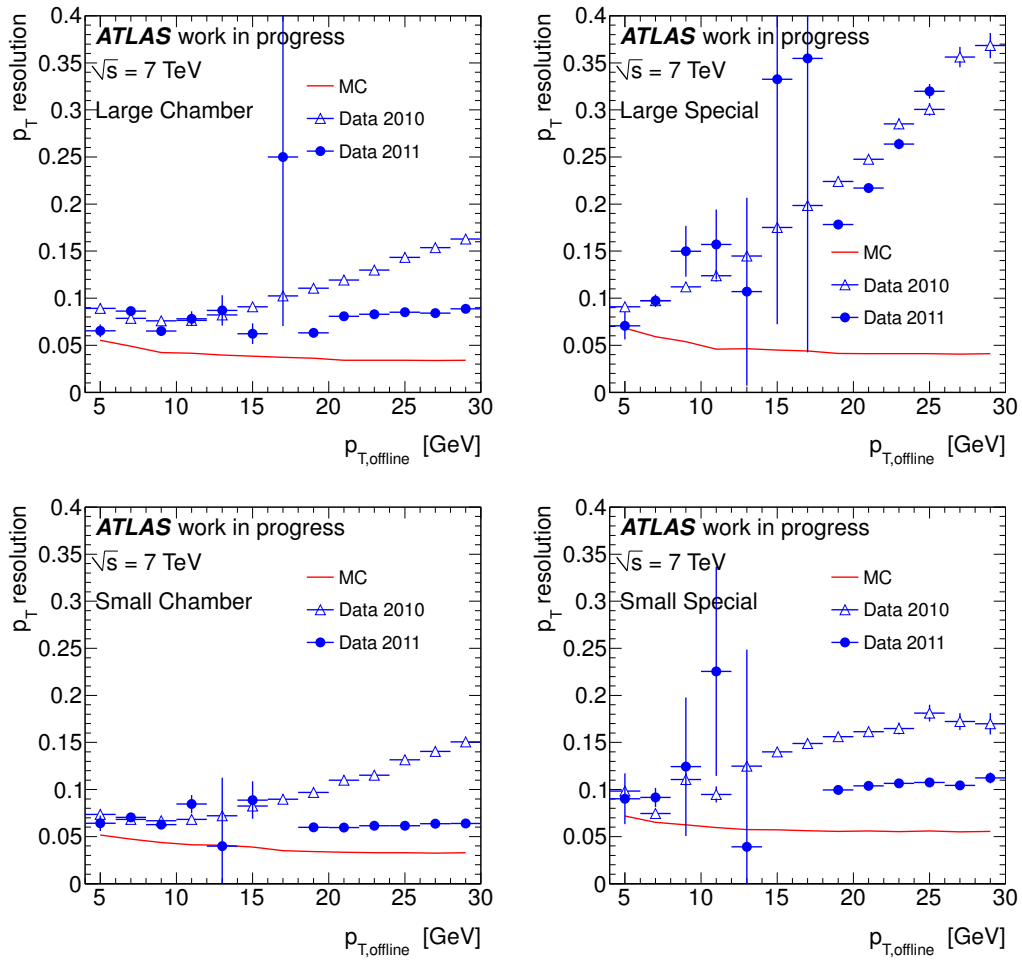


図 5.9: オフライン p_T の関数として見た muFast の p_T 分解能 (r の幅) 分布 (バレル)

$$r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_{T,offline})。各検出器領域で分割$$

と定義する (図 5.7)。 p_T が低いほど sagitta が大きく、逆に p_T が高ければ sagitta が 0 に漸近する逆比例関係となることが期待される。検出器の位置がずれると図 4.18 の赤線のように間違っただけの飛跡を再構成する為、一方の電荷では sagitta が小さく、もう一方では sagitta が大きく見積もられることが予想される。図 5.11 に、パラメータ調整と同様検出器で $\eta \times \phi$ で 30×30 に区切ったある領域におけるオフライン p_T と sagitta の相関を示す。このように一方の電荷では高い p_T で sagitta が 0 を超えて電荷を間違えてしまい、もう一方の電荷では十分高い p_T においても sagitta が 0 に収束しないことが確認された。ここから Large Special ではやはり検出器が 2010 年よりもさらにずれてしまっていると結論付けた。最新の位置分布を用いて補正を行うには 2011 年データが必要となり、運転中にすぐに使用することはできない。したがって、Large Special のように動きやすい検出器では最新の位置分布を用いずに補正を行う方法を考える必要がある。これについては 5.4 で述べる。

5.3.3 検出効率とレート削減

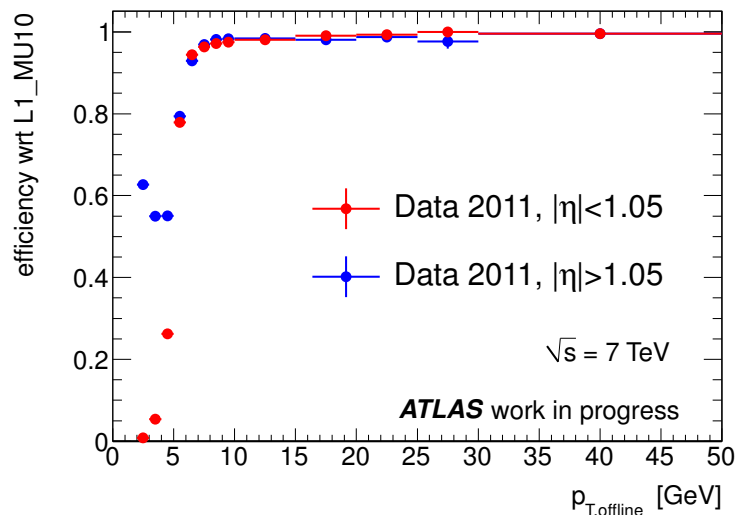


図 5.10: muFast(6 GeV しきい値) のレベル 1 に対する検出効率

一部の問題はあるものの、検出器のほとんどの部分で想定通りの性能が得られることが確認された。

図 5.10 は 2011 年データを用いて、レベル 1 に対する muFast の検出効率をオフライン p_T の関数として見たものである。しきい値以上の領域では 98% 以上の高い効率が確認された。エンドキャップではしきい値以下の領域で十分に落としきれない事象があることがわかった。エンドキャップでは分解能が大幅に改善したもののときおり p_T の計算を大きく間違える場合があり、これが影響していると思われる (r 分布のテールに相当する)。このようなテール付近の事象については、 α で計算した p_T と β で計算した p_T の選択方法を最適化することによって改善できると思われる。この改善は 2012 年の課題である。

表 5.1 は 2010 年と 2011 年データにおける muFast の出力レートを比較したものである。2010 年運転では muFast でカットをかけられなかったが、2011 年運転では大幅なレート削減が達成された。

表 5.1: 瞬間ルミノシティ $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を想定した muFast でのレート

	2010 年 (kHz)	2011 年 (kHz)
muFast 4 GeV しきい値	360	70
muFast 6 GeV しきい値	14	8

5.4 2012年運転に向けた課題

5.4.1 バレル Large Special 検出器の位置補正

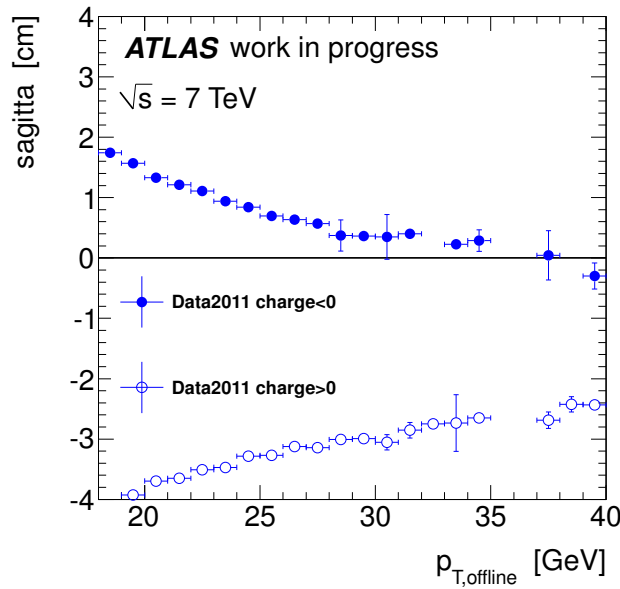


図 5.11: $\eta \times \phi = 30 \times 30$ で区切ったある領域における p_T と sagitta の相関 (バレル Large Special)

本研究では 2012 年運転に向けて最新の検出器の位置情報を用いずに位置補正を行う機構を開発した。バレルではミュオン飛跡の曲率半径を 3 層ある MDT の相対的な位置情報から再構成する。したがって 3 層の相対的な位置関係を補正すれば良い。

sagitta は図 5.7 のように定義されており、十分高い p_T で 0 に収束するようにミドル層のヒット情報のみを動かすことで 3 点の相対的な位置を補正できる。具体的には、図 5.11 のような p_T と sagitta の相関図を、

$$\text{sagitta} = A \frac{1}{p_T} + B \quad (5.4)$$

の逆比例関数でフィットし、 $B = 0$ になるようにミドル層のヒットを動かす。

このように補正したミドル層のヒットと、インナー、アウター層の 3 点の情報から曲率半径を再フィットし、得られた半径とオフライン p_T の相関から p_T 導出パラメータを再決定した。各補正パラメータと p_T 導出パラメータは検出器を $\eta \times \phi = 30 \times 30$ で区切った各領域で決定した。

2011 年データでこの方法を用いて再計算した muFast p_T のオフラインからのずれを図 5.12 に、 p_T 分解能を図 5.13 に示す。2011 年運転でも位置のずれから高い p_T で電荷によって muFast での p_T に偏りがあったが、補正を行うことで解消することが確認できた。また、 p_T 分解能も

Small Special と同程度まで改善することが確認できた。この改良は 2012 年運転からオンラインで使用される予定である。

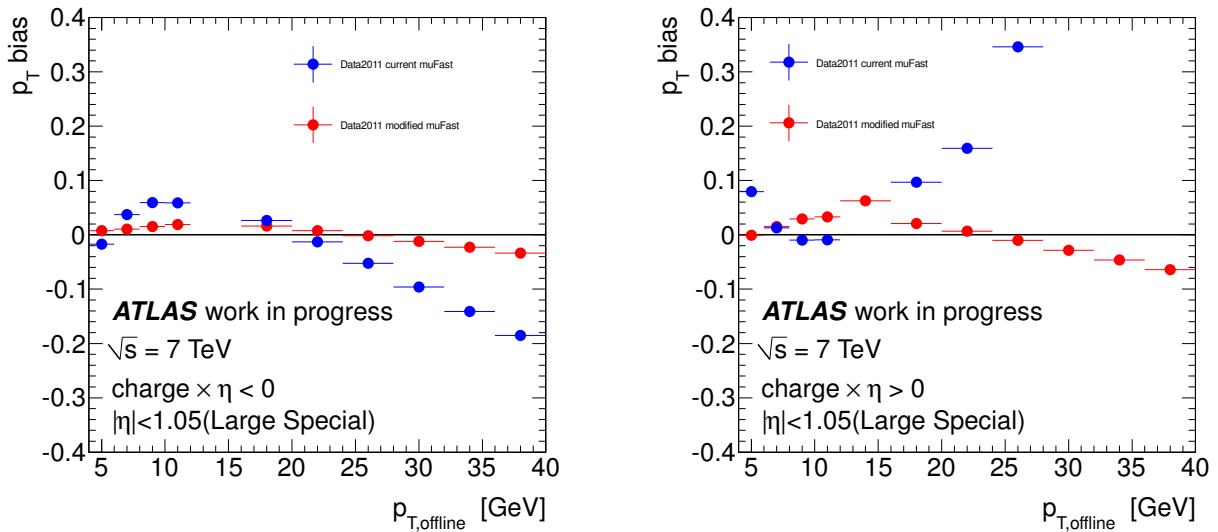


図 5.12: Large Special 検出器における r 分布の中心値

$r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_{T,offline})$ 。青線は 2011 年データをそのまま見た場合。赤線は sagitta 分布による補正後

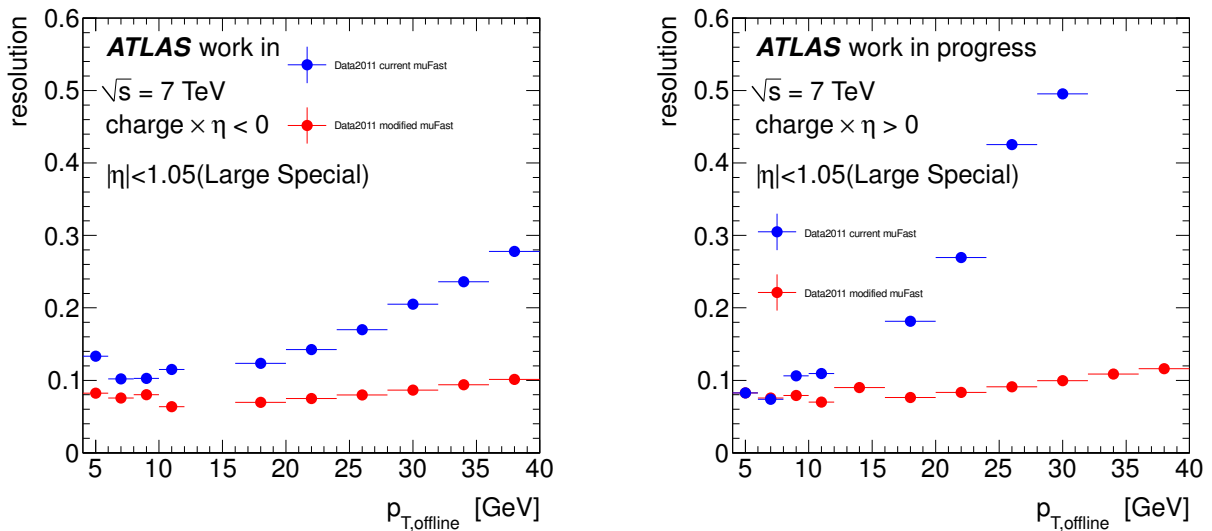


図 5.13: Large Special 検出器における p_T 分解能 (r 分布の幅)

$r = (1/p_{T,offline} - 1/p_{T,muFast}) / (1/p_{T,offline})$ 。青線は 2011 年データをそのまま見た場合。赤線は sagitta 分布による補正後

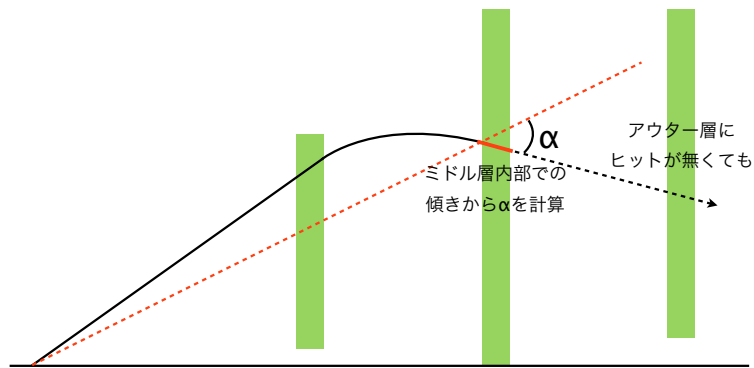


図 5.14: アウター層にヒットが無い場合の α の計算方法

5.4.2 エンドキャップのテール問題

図 5.10 に見られるように、エンドキャップではしきい値以下の事象を落としきれない、しきい値以上の事象でバレルと比較してやや非効率が大きいのなどの問題が残った。MDT のミドル層とアウター層のヒット情報を用いて α を計算する際、検出効率を優先してアウター層にヒットが無くてもミドル検出器内部の飛跡の傾きを利用する (図 5.14)。その影響で MDT 情報から再構成した p_T は中心部の分解能は良いが多くのテールを持っている。一方 TGC 情報から再構成した p_T は分解能は悪いが α の定義に用いる 2 層にレベル 1 トリガーの段階でヒットを要求しているため、 p_T の計算を大きく間違えることは少ない。したがって 4.5.2 で述べたような TGC で計算した p_T と MDT で計算した p_T の選択方法を最適化することによって分解能を保ちつつテールを減らす事ができると期待される。これは今後の課題である。

第6章 レベル1ミュオントリガーの改良

6.1 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 取得用トリガーチェーン

$B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象専用トリガーチェーンは *EF_2mu4_Bmumu* と呼ばれており、レベル1ではフルオープンのウィンドウを通過したミュオンが1事象中に2つあることを要求する(これを *L1_2MU0* と呼ぶ)。次にレベル2では *L1_2MU0* 周辺で2本のミュオンの再構成を行い、それぞれに4GeVのしきい値を要求する。最後にイベントフィルターでさらに精度よく再構成された p_T を用いて4GeVしきい値を要求する。それだけではレートの問題からすべてを取得することができないので、内部飛跡検出器で計算した p_T を用いて不変質量分布を組み、 B_s の質量5.37GeV周辺のカットをかけている。また、2本のミュオントラックをのぞいて衝突点が正しく再構成されることをフィッティング χ^2 に条件を与えることにより要求している。

前述のように2011年運転当初ではこのトリガーで十分全ての事象を取得できると思われていたが、2011年後半にLHCが予想値の数倍のルミノシティを達成したためレベル1の書き出しレートを保つことが難しくなることが予測された。そこでこのチェーンを保つ為にレベル1でのコインシデンス条件を改良した。

6.2 問題の背景

L1_MU0 はウィンドウ内に入ったミュオンをフルオープンで取得するトリガーである。これを改良し、新たに4GeV用のしきい値を設定する。これを *L1_MU4* と呼ぶ。 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 用トリガーに使用している *L1_2MU0* を *L1_2MU4* に置き換えることでレベル1レートの削減を目指し、信号事象のランダムな間引きを回避することを目指す。

6.2.1 バレル領域

バレル領域ではRPCのヒットを探す際のロードの幅を調整することで4GeV用のしきい値を設定できる。この調整は2011年のデータに合わせて調節された最新のモンテカルロシミュレーション(単ミュオン事象)を用いて行われた。図6.1に現行の *L1_MU0* と新たなロードを導入した *L1_MU4* の検出効率と、*L1_MU4* の *L1_MU0* に対する相対的な効率を示す。相対的には4GeVで86.2%、5GeVで99.4%の効率でデータを取得できる。また、記録レートは少なくとも4分の1程度に削減できることが予想された。これをバレル *L1_MU4* と定義する。

6.2.2 エンドキャップ領域

TGCでは前述のようにウィンドウ自体が6GeVのミュオンを対象にデザインされており、フルオープンのMU0でも4GeVでの検出率はおよそ55%である(図6.2)。したがって4GeV

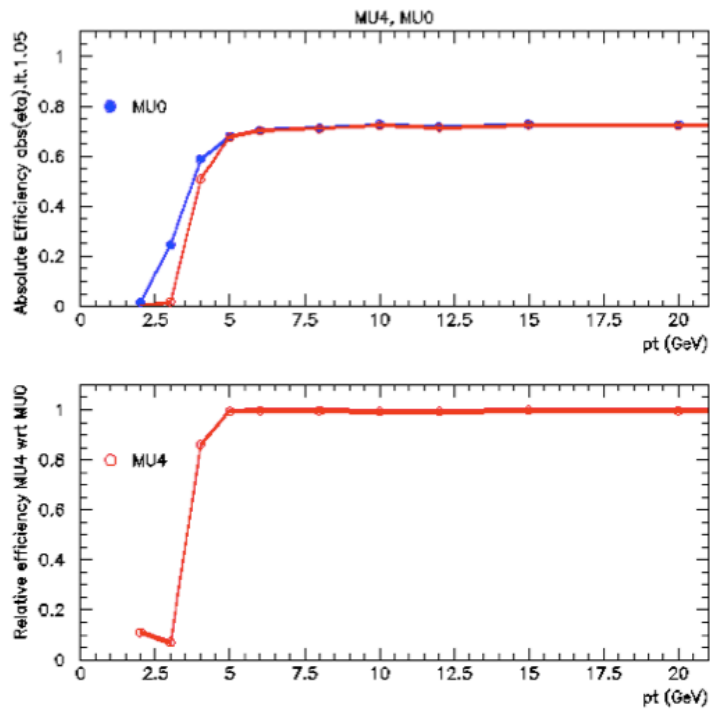


図 6.1: バレル領域における $L1_MU0$ と $L1_MU4$ の検出効率 (上段)。 $L1_MU4$ の $L1_MU0$ に対する相対的な検出効率 (下段)

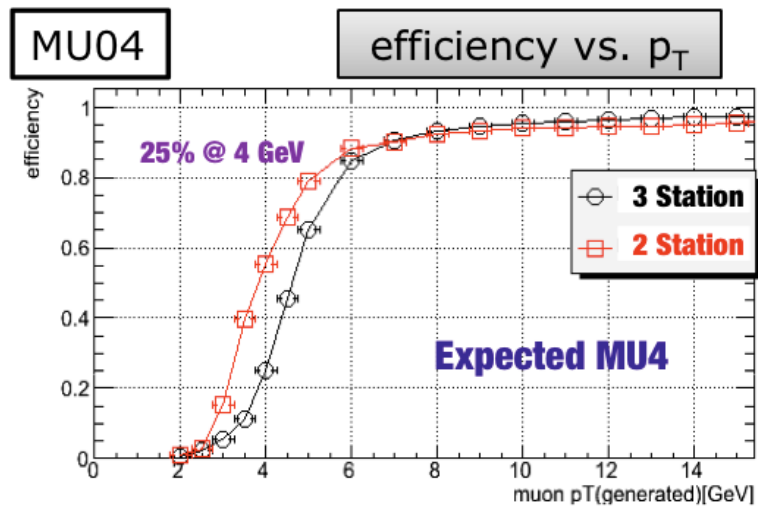


図 6.2: エンドキャップ領域におけるレベル1MU0の検出効率。2層コインシデンス (MU0) と3層コインシデンス (MU4) の比較

用にしきい値を設定しつつ検出効率を保つことは難しい。

レート削減にあたって最も簡単な方法はフルオープンを保持したまま、低い p_T でも3層のコインシデンスを要求することである。これをエンドキャップ $L1_MU_4$ と呼ぶ。 $L1_MU_4$ を $L1_MU_0$ の代わりに用いる事によって $L1_2MU_0$ のレートをエンドキャップ領域で90%削減することができる。一方、図6.2の黒線はエンドキャップで MU_0 トリガーに加えて3層コインシデンスを要求したときの単一ミュオンに対する検出効率である。値はモンテカルロシミュレーションで見積もられている。これを見ると、4GeVでの検出効率が3層コインシデンスを要求することでさらに半分以上の25%になってしまうことがわかる。実際は2つのミュオンを要求するため、検出効率はさらに下がる。 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象からのミュオンはこの領域 ($\sim 4\text{GeV}$) に特徴的であるため、次節で説明するように大きな影響が予想された。

6.2.3 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象に与える影響

上記のように定義された $L1_2MU_4$ が $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊事象の検出効率に与える影響をモンテカルロシミュレーションを用いて調べた。 EF_2mu4_Bmumu で取得された事象に対して、付録Bの事象選別を行った。 $L1_2MU_4$ を再現するため、エンドキャップでは3層コインシデンスを要求し、バレルでは図6.1を用いて p_T の関数として重みをつけたシミュレーション事象を用いた。図6.3は2本のミュオンの運動量ベクトルを足した2ミュオン系での $p_{T,\mu\mu} - \eta_{\mu\mu}$ 平面で見た $L1_2MU_4$ の $L1_2MU_0$ に対する相対的な検出効率である。

エンドキャップでの検出効率は $L1_2MU_0$ に対して20%程度と多くの事象を失ってしまうことがわかった。さらに、 $L1_2MU_4$ には η 依存性が認められた。このトリガーチェーンは2本のミュオンを要求するため、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊からのミュオンのうち片方のミュオンが検出できないと事象を取得できない。これによって検出効率を失う領域が p_T が高い領域にまで及ぶことがわかった。この効率をなるべく高く保ちつつ、レートを許容可能な範囲まで下げるような新しいトリガーアルゴリズムを開発する必要があった。

6.3 エンドキャップ MU_4' の開発

バレルでは高い検出効率を保ったままレートを25%程度に削減できることが予測されていた。したがってレベル1全体でのレートを考えるとエンドキャップではレートを40%程度に削減する必要があった。

6.2.3の研究から $L1_MU_4$ の検出効率には場所依存性があることがわかったので、特に影響の大きい部分は2層コインシデンスを保ちつつ、影響の少ない領域では3層コインシデンスを要求することで検出効率を守りつつレートの削減を目指す。これを仮に $L1_MU_4'$ と呼ぶ。

図6.4に単一ミュオン用の $L1_MU_4$ トリガーの $L1_MU_0$ に対する効率を示す。2011年前半に取得されたデータを用いている。 ϕ は8回回転対称を仮定して折り重ねている。また、エンドキャップの上底下底の対称性、電荷による違いも無いと仮定してすべてまとめた。これを見ると図中Aの領域では比較的 $L1_MU_4$ で導入された3層コインシデンスの影響が少ない事がわかる。

一方、図6.5に $L1_2MU_0$ で取得されたミュオンの方向分布を示す。こちらも2011年に取得されたデータを用いた。データの扱いの煩雑さを避けるため1事象中に2本のミュオンがある場合のみを用いており、両方を1つのヒストグラムに詰めている。これを見ると図中の丸で囲った領域でレベル1レートが高いことがわかる。特にこの領域でレート削減が必要である。

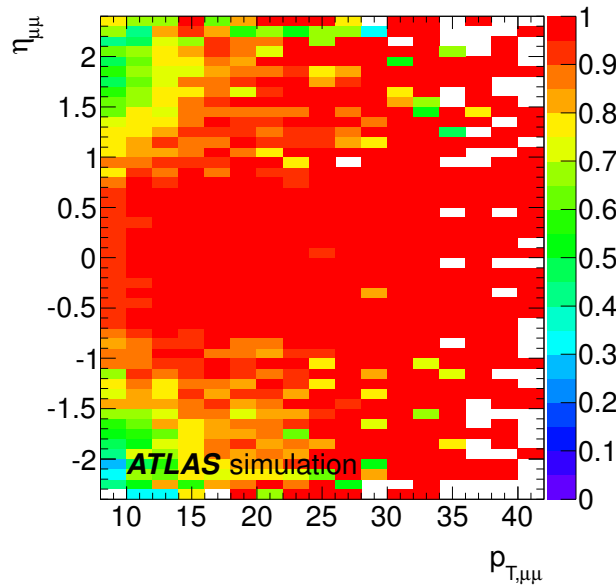


図 6.3: $L1_2MU4$ の $B_s \rightarrow \mu\mu$ (シミュレーション) に与える影響
 EF_2mu4_Bmumu トリガー事象に $L1_2MU4$ (エンドキャップ 3層コインシデンス) を要求した場合と従来の EF_2mu4_Bmumu の比。バレルは図 6.1 で重みをつけている

これらの図から $L1_MU4'$ を以下の 4 通り定義した。

- $MU4'a$: 領域 A のみ 3 層コインシデンスを要求、他は 2 層のまま
- $MU4'b$: A+B のみ 3 層を要求
- $MU4'c$: A+B+C で 3 層を要求
- $MU4'd$: A+B+C+D で 3 層を要求

信号に対する影響が少ない領域 A では 3 層コインシデンスを要求する。一方、領域 B、C、D ではレベル 1 レートが高いので、ここで 3 層コインシデンスを要求することで大きなレート削減が期待できる。

2011 年データを用いて各定義でのレートと検出効率の評価を行った。検出効率の測定に用いた事象は EF_2mu4 トリガーチェーンで取得されたものである。このうちオフラインで p_T が 4GeV 以上のミュオンが 2 つ以上ある場合を信号として、レベル 1 で各 $MU4'$ を要求した際に $MU0$ に比べてどの程度落としてしまうか見た。一方、レートの評価に用いた事象は HLT を要求せず $L1_2MU0$ だけで取得されたものである。2011 年運転ではトリガーの研究のため、このようにレベル 1 のみで取得するトリガーも少ない頻度ではあるが働いていた。こちらも $L1_2MU0$ に比べてどの程度落とせるかを各 $MU4'$ に対して調べた。

表 6.1 に 2 つのミュオンが両方ともエンドキャップで検出されている場合のレート削減と検出効率を示す。 $MU4'd$ を用いると 60% 以上の大きなレート削減が得られるが、信号事象を 16% 失う。一方 $MU4'a, b, c$ では検出効率の損失はそれぞれ 9%、11%、12% 程度である。最も検出効率が高い $MU4'a$ で 37% のレート削減が見込まれる。この値は全体のトリガーレートから目標としていた 40% の削減に近く、十分許容範囲であると判断できる。したがって検出効率を優先して $MU4'a$ をエンドキャップ $L1_MU4$ として採用することに決定した。

最終的にバレルの $MU4$ とエンドキャップの $MU4'a$ を用いて新しい $L1_2MU4$ を定義した。

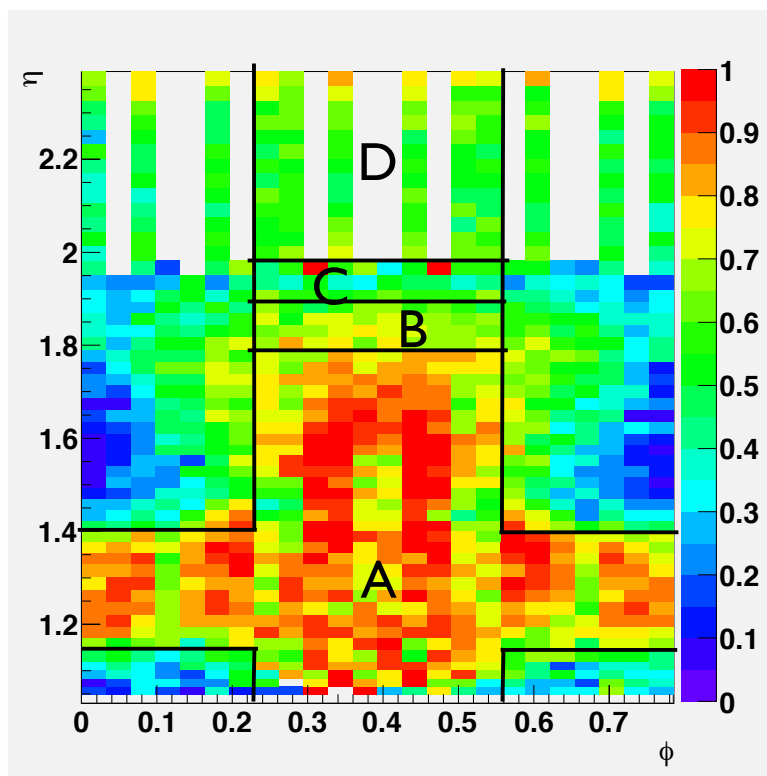


図 6.4: $L1_MU4$ の $L1_MU0$ に対する効率 (2011 年データ)

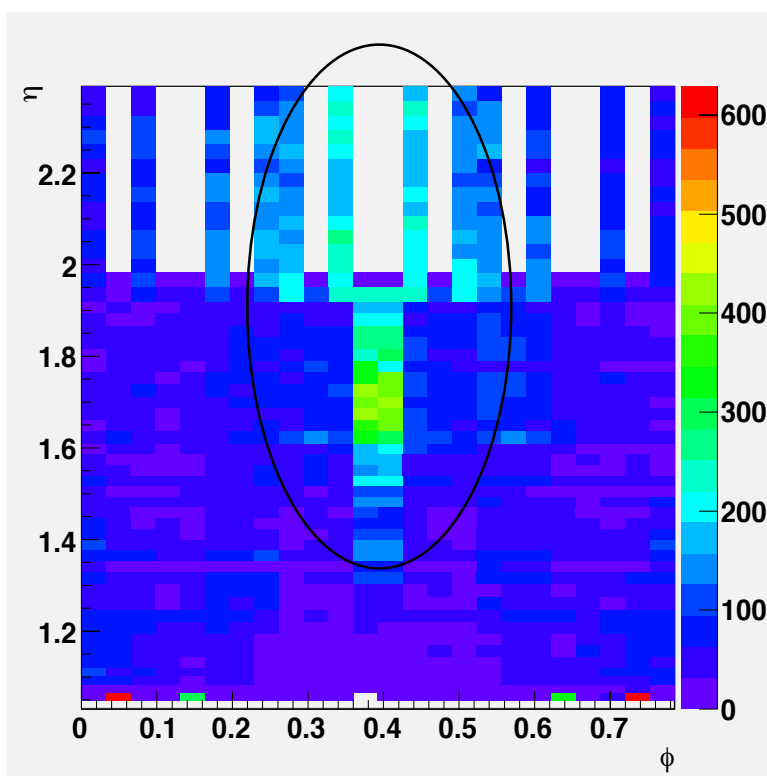


図 6.5: $L1_2MU0$ の分布 (2011 年データ)

表 6.1: MU4' の性能評価 (エンドキャップのみ)

	検出効率 (対 $L1_2MU0$)	レベル 1 レート削減
$L1_2MU0$	100%	0
$L1_2MU4'a$	91%	37%
$L1_2MU4'b$	89%	43%
$L1_2MU4'c$	88%	49%
$L1_2MU4'd$	84%	65%
$L1_2MU4$	57%	90%

6.4 最適化した $L1_2MU4$

6.4.1 テストランにおける性能評価

実際にオンラインでこのトリガーを用いる前に、2011 年運転中の 3 ランを用いて試験運転を行った。テストランでは $L1_2MU4$ で 75.6 pb^{-1} のデータが取得された。 $L1_2MU4$ のレベル 1 レートは $L1_2MU0$ に対して 60% の削減が見られた。特に 2 つのミュオンが両方バレルで検出される場合 86% 削減された。2 つのミュオンが両方エンドキャップで検出される場合は 34% のレート削減で、 $L1_2MU4'a$ の想定値とほぼ一致した。エンドキャップとバレルで 1 つずつミュオンが検出される場合、レートは 63% 削減された。

次に検出効率の評価は EF_2mu4_Bmumu 同様 $L1_2MU0$ をシードにするトリガーである $EF_2mu4_Jpsimumu$ で取得されたイベントを用いた。このトリガーは J/Ψ 粒子のミュオン対崩壊モードを取得するためのトリガーであり、不変質量のカットがかかっている。

オフラインで再構成された $p_T > 4 \text{ GeV}$ の 2 ミュオンで不変質量を組み、 J/Ψ の質量領域として $2.8 < M_{\mu\mu} < 3.3 \text{ GeV}$ 内に入るイベントを信号と定義し、 $L1_2MU4$ テストランと $L1_2MU0$ で取得されたデータを積分ルミノシティでノーマライズして比較した。 $L1_2MU0$ のデータは 2011 年に取得された 87.6 pb^{-1} を用いている。図 6.6 にそれぞれのミュオンの運動量を足した 2 ミュオン系での p_T の関数として相対的な検出効率を示した。バレル、エンドキャップ双方で効率が 90% を超え、想定通りの性能が出ている事を確認した。

検出器全体での信号事象の損失は $L1_2MU0$ に対して 5.63% であった。特に 2 ミュオンが両方ともバレルに来る場合は 2.16% に押さえられている。また、2 ミュオンが両方ともエンドキャップに来る場合は 7.5% で $L1_2MU4'a$ の想定値と良くあっていることがわかった。

6.4.2 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 信号に対する影響

エンドキャップで最適化した $L1_2MU4$ トリガーが $B_s \rightarrow \mu\mu$ 信号に与える影響をモンテカルロシミュレーションを用いて調べた。図 6.7 は本研究で開発した EF_2mu4_Bmumu トリガー事象 (レベル 1 で最適化した $L1_2MU4$ を要求した場合) と従来の EF_2mu4_Bmumu (レベル 1 で $L1_2MU0$ を要求した場合) の比である。バレル部は図 6.1 で重みをつけている。これを見ると図 6.3 で高い p_T まで存在していた η に大きく依存した非効率がほぼ抑えられることがわかった。

また、図 6.8 は同様の分布を 2 ミュオン系の p_T 、 η の関数として見たものである。 p_T はバレルとエンドキャップのそれぞれで、 η は $p_T < 20 \text{ GeV}$ と $> 20 \text{ GeV}$ のそれぞれで見た。赤線はエンドキャップの全てで 3 層コインシデンスを要求した場合で、青線はコインシデンス条件

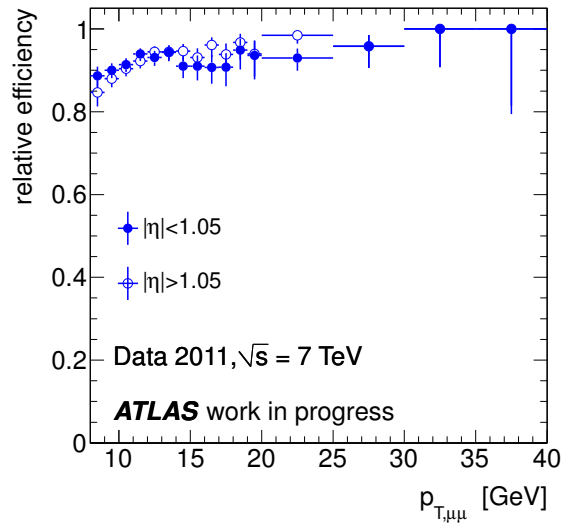


図 6.6: J/Ψ 粒子候補事象 (データ) を用いた、 $L1_2MU4$ の $L1_2MU0$ に対する効率

を最適化したものである。エンドキャップ全てで3層コインシデンスを要求すると低い p_T で大きな非効率が見られるが、コインシデンス条件を最適化すると従来に対して $> 90\%$ と高い効率を保つことができる。また、高い p_T での非効率も抑えることができる。

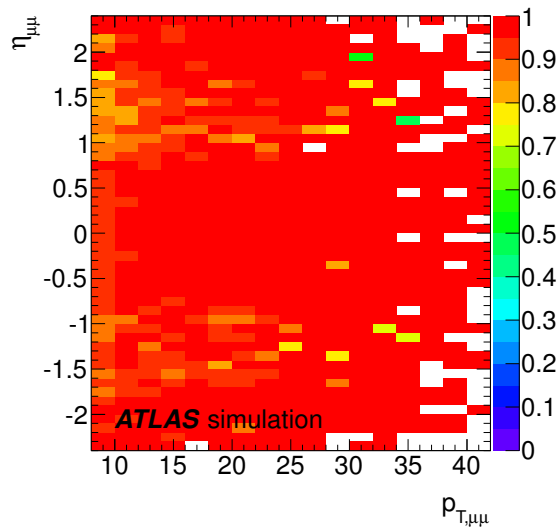


図 6.7: 最適化した $L1_2MU4$ の $B_s \rightarrow \mu\mu$ (シミュレーション) に与える影響 (p_T - η 分布) EF_2mu4_Bmumu トリガー事象に $L1_2MU4$ (エンドキャップで3層コインシデンスの範囲を最適化) を要求した場合と従来の EF_2mu4_Bmumu の比。バレルは図 6.1 で重みをつけている

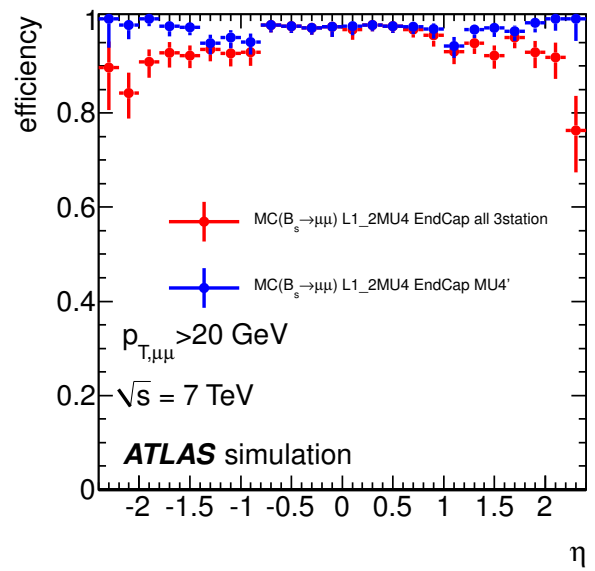
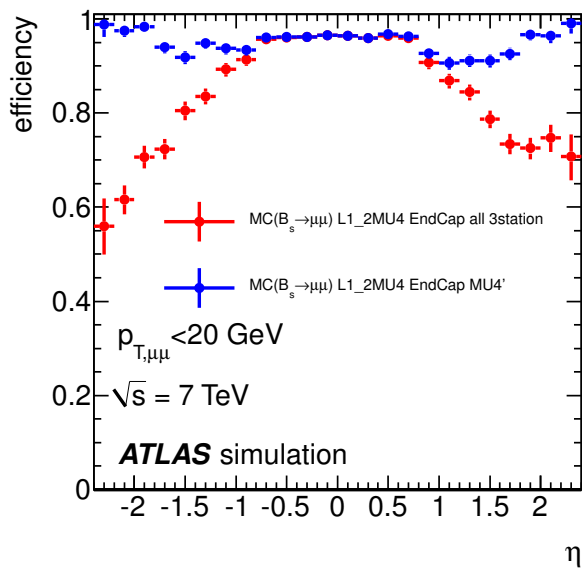
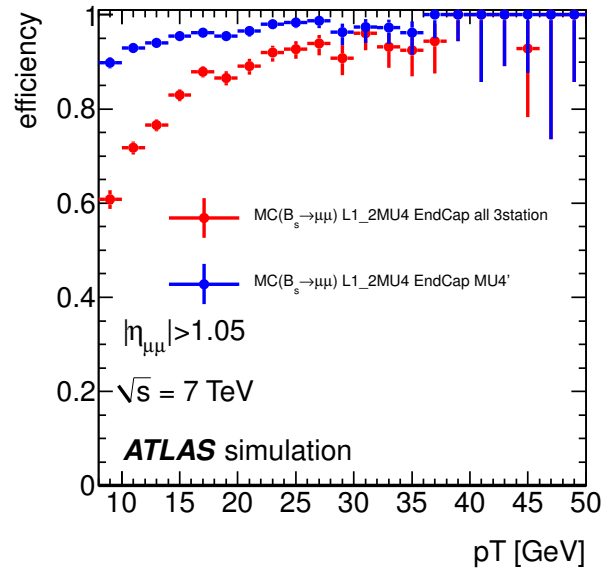
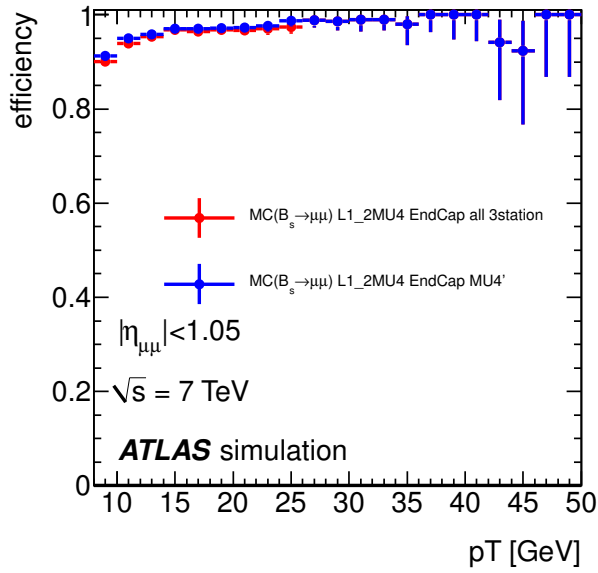


図 6.8: 最適化した $L1_2MU4$ の $B_s \rightarrow \mu\mu$ (シミュレーション) に与える影響 (1次元)

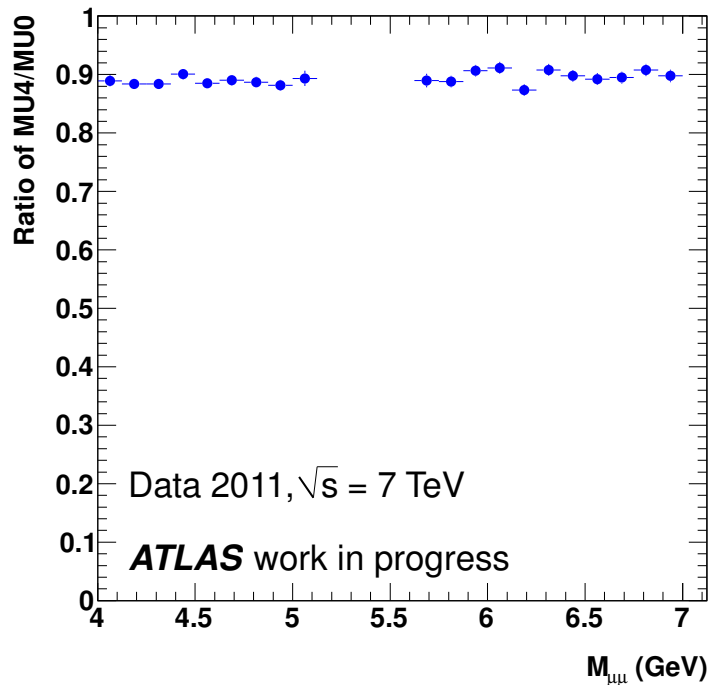


図 6.9: $L1_MU4$ 取得事象と $L1_MU0$ 取得事象の比
 信号領域 ($5.066 < M_{jets} < 5.666$ GeV はマスクしている。付録 B のベースラインのみかけている

6.4.3 $B_s \rightarrow \mu\mu$ のバックグラウンド事象に対する影響

バックグラウンドに対する $L1_2MU4$ の影響は信号事象周辺のデータから見積もる。2011 年運転ですでに $L1_2MU4$ でデータは取得されており (後述)、今回はそのうちの 1.4fb^{-1} を用いた。比較対象となる $L1_2MU0$ のデータは 2011 年初期に取得された 0.55fb^{-1} を用いた。2つのデータで付録 B のうちベースライン事象選別を行って不変質量を組み、積分ルミノシティの値でノーマライズした。図 6.9 は 2つのデータの比を不変質量の関数としてみたものである。純粋なバックグラウンドを見積もりたいので、信号領域は隠している。これをみるとバックグラウンドの不変質量分布に $L1_2MU4$ による依存性は見られず、均等に事象が減少することがわかった。

6.4.4 2011 年運転状況

以上の議論から $L1_2MU4$ が想定通りに動作することが確かめられたので、2011 年後半から実際に $L1_2MU0$ に変わってオンラインで用いられている。2011 年運転前半に $L1_2MU0$ で取得された事象が約 2.5fb^{-1} に対し、2011 年後半は $L1_2MU4$ で約 2.5fb^{-1} の事象が取得された。

第7章 まとめ

本研究では ATLAS 検出器におけるミューオントリガーの性能改良を行った。

レベル2 ミューオントリガーでは、検出器の位置補正が用いられておらず p_T 分解能が悪かった。正しい位置情報を反映した p_T 導出パラメータの調整を行った。また、エンドキャップ領域で p_T の値がオフライン p_T に依存した偏りを持っていた。 p_T 再構成方法を一新し、パラメータを調整する事でこの問題を解消した。これらの改良によって 2011 年運転における p_T 分解能は全 p_T 領域において 2010 年運転の 2 倍程度改善し、想定性能値に近づいた。これによってレベル2 において p_T しきい値によるカットをかけることが可能となり、レート削減に大きな貢献を果たした。

$B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象は低い p_T のミューオン対事象であり、統計を失わないためにはレベル1でのレートを削減する必要があった。トリガー条件を最適化することで、従来と比較して 90% 以上の検出効率を保ちつつレベル1でのレートを 63% 削減することに成功した。 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 信号に対する影響をモンテカルロシミュレーションを用いて調べ、従来のトリガーと比較して 95% の効率が得られることが確認された。

以上のレベル1、レベル2 トリガーの改良は共に 2011 年運転から実際の ATLAS 実験のデータ収集で用いられている。

付録A GIM機構

フレーバーの変化する中性カレント (Flavor Changing Neutral Current=FCNC) は実験的に観測されておらず、少なくとも第1次近似では存在しない。

ここでは、簡単に2世代のクォークモデルを考える。第1世代のクォーク二重項は以下のように表せる (θ_c はカビボ角)。

$$Q_1 = \begin{bmatrix} u \\ d' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

この Q_1 から中性カレントを作ると、

$$\begin{aligned} j_{NC} &\sim \bar{Q}_1 \tau_3 Q_1 = \bar{u}u - \bar{d}'d' \\ &= \bar{u}u - \cos^2 \theta_c \bar{d}d - \sin^2 \theta_c \bar{s}s - \cos \theta_c \sin \theta_c (\bar{d}s + \bar{s}d) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

となる。簡単のため時空の指標等は省略している (τ_3 はパウリ行列の第3成分)。最後の項は電荷は不変でストレンジネスを入れ替える中性カレントであり、FCNCを誘起する。一方、第2世代のクォーク二重項は、

$$Q_2 = \begin{bmatrix} c \\ s' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

であり、ここから中性カレントを作ると、

$$\begin{aligned} j_{NC} &\sim \bar{Q}_2 \tau_3 Q_2 = \bar{c}c - \bar{s}'s' \\ &= \bar{c}c - \sin^2 \theta_c \bar{d}d - \cos^2 \theta_c \bar{s}s + \cos \theta_c \sin \theta_c (\bar{d}s + \bar{s}d) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。結局全体としては

$$j_{NC} = \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{c}c + \bar{s}s \quad (\text{A.5})$$

となり FCNC の項が打ち消される。これを GIM(グラショウ=イリオポロス=マイアニ) 機構と呼ぶ。

$B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊事象はボトムクォークが関係するのでこの議論を三世代のクォークモデルで行う必要がある。弱い相互作用の固有状態 $[d', s']$ と質量固有状態 $[d, s]$ の関係は以下の行列で与えられる。

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \end{bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

これを三世代に拡大したものが、カビボ=小林=益川 (CKM) 行列である。

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

CKM 行列は弱相互作用の結合の強さを表すユニタリ行列である。この行列要素を利用した各世代のクォーク二重項を、

$$Q_1 = \begin{bmatrix} u \\ d' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u \\ V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$Q_2 = \begin{bmatrix} c \\ s' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c \\ V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$Q_3 = \begin{bmatrix} t \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t \\ V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \end{bmatrix} \quad (\text{A.10})$$

と置き、

$$Q_u = \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix}, Q_d = \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}, Q_{d'} = \begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = M_{CKM}Q_d \quad (\text{A.11})$$

とすると、中性カレントは

$$j_{NC} = \bar{Q}_1\tau_3Q_1 + \bar{Q}_2\tau_3Q_2 + \bar{Q}_3\tau_3Q_3 \quad (\text{A.12})$$

$$= \bar{Q}_uQ_u - \bar{Q}_{d'}Q_{d'} \quad (\text{A.13})$$

$$= \bar{Q}_uQ_u - \bar{Q}_dU^\dagger UQ_d \quad (\text{A.14})$$

$$= \bar{Q}_uQ_u - \bar{Q}_dQ_d \quad (\text{A.15})$$

となつてやはり香りの混合はしない (U はユニタリ行列を表す。ここでは $U = M_{CKM}$)。

付録B $B_s \rightarrow \mu\mu$ オフライン事象選別

B.1 ベースライン選別

EF_2mu4_Bmumu トリガーで取得された事象を用いる。事象中に同じ点から発生している2つのミュオン ($p_T > 4.0 \text{ GeV}$ 、 $|\eta| < 2.5$) を要求し、それらが内部飛跡検出器にヒットを持つ事を要求する。2本のミュオンをのぞいて衝突点を再計算し、そのフィッティング χ^2

$$\chi^2 < 2 \quad (\text{B.1})$$

を要求する。衝突点が複数ある場合はミュオン対の発生点と z 軸方向で最も近接したものを
用いる。ミュオンは新たにフィットした発生点を仮定して p_T 、 η 、 ϕ を再計算する。その際内
部飛跡検出器の情報のみを用いる。2本のミュオンの運動量ベクトル $p_{\mu 1}$ 、 $p_{\mu 2}$ から B 粒子の
運動量を $p_B = p_{\mu 1} + p_{\mu 2}$ として計算し、

$$p_{T,B} > 8 \text{ GeV} \quad (\text{B.2})$$

$$|\eta_B| < 2.5 \quad (\text{B.3})$$

を要求する。

B.2 B 粒子の選定

バックグラウンド削減のため B 粒子に特徴的なトポロジーとして以下のカットを要求する。
2本のミュオンを用いて不変質量を構成し、

$$m_{\mu\mu} \subseteq m(B_s) \pm 105 \text{ MeV} \quad (\text{B.4})$$

を要求する。

L_{xy} を衝突点からミュオン対発生点への方向ベクトル \vec{x} の B 粒子の p_T 方向への射影と定義
する (図 B.1)。B 粒子の運動量方向の単位ベクトルを \hat{p}_B とすると、

$$L_{xy} = \vec{x} \cdot \hat{p}_{T,B} \quad (\text{B.5})$$

となる。この量を用いて B 粒子の寿命を

$$c\tau = \frac{L_{xy} m_B}{p_{T,B}} \quad (\text{B.6})$$

と定義し、

$$c\tau > 0.3 \text{ mm} \quad (\text{B.7})$$

と要求する。これは B 粒子の寿命が他のハドロンの寿命に比べて長いことを利用し、バックグ
ラウンドを削減する狙いがある。

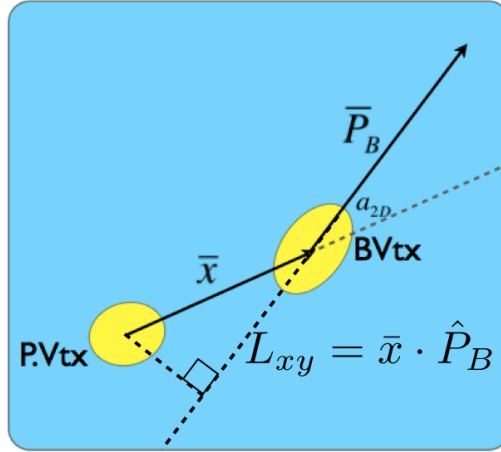


図 B.1: L_{xy} と α_{xy} の定義

\bar{x} と B 粒子運動量方向をそれぞれ x - y 平面に射影した時の為す角を α_{xy} とし (図 B.1)、

$$\alpha_{xy} < 0.03 \quad (\text{B.8})$$

を要求する。これによって B 粒子が崩壊せずに走った方向 (\bar{x}) と 2 つのミュオンから再構成された B 粒子の運動量方向が同方向であることを要求している。

最後に検出された B 粒子の周りに他の飛跡が存在しない事を要求する。アイソレーション I を

$$I = \frac{p_{T,B}}{p_{T,B} + \sum_i p_{T,i}} \quad (\text{B.9})$$

と定義する ($p_{T,i}$ は $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0.7$ のコーンに含まれる $p_T > 0.5$ かつ $|\eta| < 2.5$ の全てのトラック)。その際、その全ての飛跡が衝突点から B 粒子のアイソレーションに対し $\ln\chi^2 < 6$ の精度できており、1 つ以上の PIX と 2 つ以上の SCT ヒットを持つことを要求する。

$$I > 0.83 \quad (\text{B.10})$$

を要求する。

謝辞

本論文の執筆にあたり多くのご指導をいただいた久世正弘准教授に深く感謝いたします。卒業研究時から加速器実験の実データを用いた解析をテーマとして与えて下さり、実験グループでも発表などを行う機会を多数与えて下さりました。その経験は私がこの分野に進む契機となりました。また、平素より物理はもちろん、コンピュータ関係、音楽の事、辛い食べ物の事など色々な話題でお話させていただきました。ありがとうございました。

高エネルギー加速器研究機構の徳宿克夫教授に深く感謝いたします。ATLAS 日本グループのリーダーとして、CERN 出張の際等には大変お世話になりました。グループミーティングで毎回のようにいただいた鋭いご意見は本論文の執筆の際参考にさせていただきました。また、普段は温かなお人柄で学生に接していただき、ありがとうございました。

高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩助教に深く感謝いたします。長野さんはATLAS ミューオントリガーグループのサブリーダーを担当しておられ、CERN 滞在時の実質の上司として大変お世話になりました。困難続きだった muFast の改良を二人三脚で乗り越え、2011 年の運転に間に合わせたのはとても良い経験になりました。今後ともよろしく願います。

久世研究室の石塚正基助教に感謝いたします。石塚さんは一番身近な存在で、統計処理など物理解析に必要な様々な知識を教えてくださいました。また、研究室の雰囲気さをりげなく良くするような気遣いが素敵だと思います。ありがとうございました。

東京工業大学の陣内修准教授に感謝いたします。ATLAS 東工大グループのリーダーとして、グループの運営に尽力していただきました。ありがとうございました。

その他、ミーティング等で毎回ご意見をいただいた京都大学の石野雅也准教授、神戸大学の藏重久弥教授、山崎祐司准教授、 $L1_{MU4}$ の開発に協力していただいた東京大学素粒子物理センターの織田勸特任助教に深く感謝いたします。ありがとうございました。

また、研究を助けていただいた諸先輩方、同期、後輩にも深く感謝いたします。CERN のオフィスで同室だった、久世研究室の先輩である管野貴之さん、東京大学の道前武さん、奥山豊信さんには、ソフトウェアの基本的なところから丁寧に教えていただきました。久世研究室の先輩である、首都大学東京の前田順平さんには学部時代から解析のいろはを教えてくださいました。同じく久世研の先輩である今野智之さん、同期の阿部陽介さん、島内明理さん、田村滋さん、後輩の伊藤歩さん、横山真之介さん、坂本雄さん、永井慧さん、楽しい研究室ライフをありがとうございました。神戸大学の早川俊さん、鈴木雄太さん、岸本巴さんにはファームウェア開発などを担当していただき、 $L1_{MU4}$ の開発に協力していただきました。CERN 滞在中に大変お世話になった東京大学の東裕也さん、結束晃平さん、二ノ宮陽一さん、山口博さん、大阪大学の岡村航さん、廣瀬穰さん、総合研究大学院大学の鈴木友さん、神戸大学の北村拓巳さんをはじめとした皆様、ありがとうございました。皆さんとくだらない話等をして過ごした時間はかけがえの無いものです。

その他、学部時代やサークルの友人、両親、家族にも感謝しております。

最後に、食事面からわたしの学生生活を支えていただいた大岡山のらーめん凌駕に深く感謝いたします。

以上、手短かではありますが謝辞にかえさせていただきます。皆様ありがとうございました。

参考文献

- [1] K. Nakamura et al(Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, *J. Phys* **G37**(2010).
- [2] A. J. Buras, G. Isidori, and P. Paradisi, *EDMs vs. CPV in $B_{s,d}$ Mixing in Two Higgs Doublet Models with MFV*, *Phys. Lett.* **B694**(2011).
- [3] J. Ellis, T. Hahn, S. Heinemeyer, K. A. Olive, G. Weiglein, *WMAP-Compliant Benchmark Surfaces for MSSM Higgs Bosons*, *JHEP* **0710**:092,2007.
- [4] CDF Collaboration, *Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Decays with CDF II*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 191801 (2011).
- [5] D0 Collaboration, *Search for the Rare Decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$* , *Phys. Lett.* **B693**(2010).
- [6] The LHCb Collaboration, *Search for the rare decays $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$* , arXiv:1112.1600 (2011).
- [7] CMS Collaboration, *Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011).
- [8] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, *JINST* **3** S08001(2008).
- [9] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** S08003(2008).
- [10] The ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics Volume I: Performance*, CERN-OPEN-2008-020[arXiv:0901.0512] (2008).
- [11] ATLAS Level-1 Trigger Group, *Level-1 Trigger Technical Design Report*, ATLAS-TDR-012;CERN-LHCC-98-014(1998).
- [12] 堀卓也, アトラス実験レベル1 ミューオントリガーのシミュレーションによる性能評価, 修士論文, 神戸大学大学院理学研究科博士前期課程 (2009).
- [13] T. Dohmae, *Performance study of Level2 Muon Trigger System in the ATLAS experiment*, Master Thesis, The University of Tokyo, Department of Physics(2009).
- [14] The ATLAS collaboration, *Performance of the ATLAS Muon Trigger in p-p collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS-CONF-2010-095(2010).