# 修士学位論文

# J/ 崩壊からのミューオンに対する

ATLAS レベル1・トリガー効率の

# 測定方法の研究

神戸大学大学院 自然科学研究科 物理学専攻 粒子物理研究室 067S114N

# 新保直樹

平成 20 年 5 月 22 日

スイスの CERN 研究所において陽子陽子衝突型加速器 LHC が現在建設中で、2008年に完成 する予定である。LHC は全周 27km の円形加速器で、2つの陽子ビームをそれぞれ 7TeV まで加 速させ、重心系にして 14TeV という世界最大のエネルギーを達成する。LHC は Higgs 粒子の探 索、超対称性粒子の探索などを目的としており、LHC を用いた実験の1つに ATLAS 実験がある。 神戸大学は ATLAS 測定器の最外層に設置されるミューオン検出器の一部であるレベル1トリガー を構成する TGC の製作、インストールを担当してきた。実験が始まるとすぐに、レベル1トリ ガーの性能評価を実際のデータを用いて行う必要がある。本研究ではその一環としてエンドキャッ プにおけるレベル1トリガーの検出効率を J/ $\psi$  崩壊からのミューオンを用いて測定する方法を、 シミュレーションデータを用いて開発した。また、測定のバックグラウンドとなる物理事象につ いて解析を行い、それらがどの程度トリガー効率の測定に寄与するかを見積もった。

# 目 次

第1章	序論	1
第2章	LHC 計画	3
2.1	ATLAS 実験で探る物理	5
	2.1.1 標準模型における Higgs	5
	2.1.2 超対称性粒子 (SUSY) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	9
	2.1.3 超対称性 Higgs 粒子	9
	2.1.4 その他の物理	10
2.2	ATLAS 検出器	11
	2.2.1 内部飛跡検出器	12
	2.2.2 カロリメーター	14
	2.2.3 超伝導空芯トロイドマグネット	15
	2.2.4 ミューオン検出器	16
第3章	ミューオンシステム	21
3.1	ATLAS トリガーシステム	21
3.2	LVL1 ミューオン エンドキャップトリガー	22
	3.2.1 TGC	22
	3.2.2 Trigger sector	25
	3.2.3 R- コインシデンス	26
3.3	ミューオンのトラックの再構成(リコンストラクション) .........	28
	3.3.1 High Pt ミューオン	28
	3.3.2 Low Pt ミューオン	29
3.4	ミューオンシステムのコミッショニング (性能検証)	33
第4章	エンドキャップミューオントリガー効率の測定	35
4.1	研究の概要	35
4.2	シミュレーション環境	35
	4.2.1 データ解析の流れ	35
4.3	トリガー効率の測定方法	36
	4.3.1 イベントサンプル	37
	4.3.2 トリガー判定	40
4.4	最新の ATLAS Track Extrapolator $\ldots$	44
	4.4.1 Extrapolator $\mathcal{O}$ 誤差	44
	4.4.2 最新の Extrapolator による誤差の見積もり	45
4.5	イベントセレクション	46
4.6	トリガー効率の測定結果	47
	4.6.1 トリガー効率	47

	4.6.2 トリガー効率の測定結果の妥当性の検証	49
4.7	バックグラウンド事象の解析...................................	50
	4.7.1 バックグラウンド過程	50
	4.7.2 バックグラウンドの性質	52
	4.7.3 イベントセレクションによるバックグラウンドの量の変化	53
	4.7.4 バックグラウンドを含めたトリガー効率	58

# 第5章 まとめ

59

# 図目次

2.2 CMS
2.3 Alice       Alice       Alice         2.4 LHC-B       Higgs 生成の代表的な生成過程: (a)gluon-gluon 融合 (gluon fusion)、 (b)WW/ZZ         融合 (Vector Boson Fusion)、 (c)ttH 生成過程 (ttH production)、 (d)W/Z 粒子随         伴生成 (W/Z associate production)       Alice         2.6 Higgs 粒子の生成断面積       Alice         2.7 Higss 粒子の分岐比と質量の関係       Alice         2.8 ATLAS の Higgs 発見能力       Alice         2.9 ATLAS Detector       Alice         2.10 内部飛跡検出器       Alice
2.4       LHC-B.       4         2.5       Higgs 生成の代表的な生成過程: (a)gluon-gluon 融合 (gluon fusion)、 (b)WW/ZZ         融合 (Vector Boson Fusion)、 (c)ttH 生成過程 (ttH production)、 (d)W/Z 粒子随         伴生成 (W/Z associate production)       7         2.6       Higgs 粒子の生成断面積       7         2.7       Higgs 粒子の分岐比と質量の関係       8         2.8       ATLAS の Higgs 発見能力       8         2.9       ATLAS Detector       12         2.10       内部飛跡検出器       13
<ul> <li>2.5 Higgs 生成の代表的な生成過程: (a)gluon-gluon 融合 (gluon fusion)、 (b)WW/ZZ 融合 (Vector Boson Fusion)、 (c)tīH 生成過程 (tīH production)、 (d)W/Z 粒子随 伴生成 (W/Z associate production)</li></ul>
<ul> <li>融合 (Vector Boson Fusion)、 (c)tīH 生成過程 (tīH production)、 (d)W/Z 粒子随 伴生成 (W/Z associate production)</li></ul>
伴生成 (W/Z associate production)       ************************************
2.6 Higgs 粒子の生成断面積       7         2.7 Higgs 粒子の分岐比と質量の関係       8         2.8 ATLAS の Higgs 発見能力       8         2.9 ATLAS Detector       11         2.10 内部飛跡検出器       12
2.7 Higss 粒子の分岐比と質量の関係       2.8         2.8 ATLAS の Higgs 発見能力       2.9         2.9 ATLAS Detector       11         2.10 内部飛跡検出器       12
2.8 ATLAS の Higgs 発見能力       1         2.9 ATLAS Detector       1         2.10 内部飛跡検出器       1         2.11 中日出       1
2.9 ATLAS Detector       1         2.10 内部飛跡検出器       1         2.11 古日出       2
2.10 内部飛跡検出器
2.11 ガロリーグーグ 14
2.12 超伝導空芯トロイドマグネットの配置1
2.13 エンドキャップトロイドの中央 (z=1050cm) におけるトロイダル磁場 (磁力線) 15
2.14 粒子の透過性の違い 10
2.15 ミューオン検出器
2.16 Monitored Drift Tube 1'
2.17 Cathode Strip Chamber
2.18 Resistive Plate Chamber
3.1 ATLAS 実験のトリガーシステムのスキーム
3.2 TGC の配置と構造
3.3 TGC の構造 (断面図)
3.4 TGC の構造 (平面図)
3.5 左:Triplet 右:Doublet
3.6 TGC の配置 Z-R 平面
3.7 Big Wheel
3.8 Trigger Sector
3.9 coincidence window による Pt 判定
3.10 ssc( <b>サブセクタークラスターの構造</b>
3.11 STACO によるリコンストラクション効率(左)と横方向運動量分解能(右) 29
3.12 MUID によるリコンストラクション効率(左)と横方向運動量部分解能(右) 2
3.13 STACOによる Pt に対するリコンストラクション効率(左)と横方向運動量分解
能(右)
3.14 MUID による Pt に対するリコンストラクション効率(左)と横方向運動量分解能
(右)

3.15	STACO によるリコンストラクション効率の と $Pt$ の依存性。プロットが $Standalne$ ,
	ヒストグラムが Combined 31
3.16	MUID によるリコンストラクション効率の と Pt の依存性。プロットが Standalne,
	ヒストグラムが Combined 32
4 1	
4.1	
4.2	松丁のシェネレーション情報 38
4.3	Leg technique $O$ 做安凶
4.4	$J/\psi$ $\mu\mu$ の个役員重万仲 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
4.5	ココハノト中にのるJ $\psi$ 医補の数
4.6	
4.7	Track extrapolator の概念図 $\dots$ 41
4.8	エントキャッノにのけるシングルミューオンと digit 間の dR 分布
4.9	Pt に対 9 る Extrapolator の 誤差の 変化
4.10	Extrapolator $\mathcal{O}$ ; $\mathcal{E}$ =
4.11	最新の Extrapolator の dR $\dots$ 45
4.12	エンドキャップに入射したミューオンの dR $\dots$ 46
4.13	
4.14	エンドキャップにおけるダイミューオンの誤差 dR の概念図
4.15	$J/\psi$ $\mu\mu$ の Pt に対するトリガー効率
4.16	$J/\psi$ $\mu\mu$ の $\eta$ に対するトリガー効率
4.17	5.5 <pt<6.5gev td="" におけるトリガー効率の測定精度<=""></pt<6.5gev>
4.18	シングルミューオンの $\eta$ 分布49
4.19	スケールした J/ $\psi$ $\mu\mu$ の $\eta$ 分布
4.20	スケール後の J $\psi$ $\mu\mu$ とシングルミューオンのトリガー効率49
4.21	diJet の成分表示
4.22	bb mu6x $\sigma$ Cross-Section 表示 52
4.23	<b>バックグラウンドの不変質量分布</b> (cut なし)53
4.24	<b>バックグラウンドの</b> Pt 分布(cut なし)
4.25	セレクションカットを適用後の J $\psi$ とバックグラウンドの不変質量分布 $\dots$ 54
4.26	不変質量が 2.9 <m<3.3 55<="" pt="" td="" における="" 分布=""></m<3.3>
4.27	各々のセレクションカットに対するバッググラウンドの不変質量の変化 56
4.28	<b>ダイミューオン間の距離</b> dR 57
4.29	<b>バックグラウンドの</b> 不変質量分布 57
4.30	<b>バックグラウンドを含めた</b> Pt に対するトリガー効率
4.31	bbmu6x の Pt に対するトリガー効率 58

# 表目次

2.1	LHC 加速器主要パラメータ	4
2.2	内部飛跡検出器のパラメータ..................................	13
2.3	MDT の各種パラメータ	17
2.4	CSC の各種パラメータ	18
2.5	RPC の各種パラメータ	19
2.6	TGC の各種パラメータ	20
3.1	ビーム強度と予定年度	34
4.1	解析に用いたイベントサンプル名前と特徴	37
4.2	シングルミューオンと対応する J/ $\psi$ のトリガー効率 $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	50
4.3	dijet の情報。定義毎に J0 ~ J8 の名前を付けている。	51
4.4	bb mu6xの情報	51
4.5	${ m cut}$ なしのバックグラウンドの量と ${ m J}/\psi$ に対する割合 $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	52
4.6	イベントセレクション適用後のバックグラウンドの削減率と ${ m J}/\psi$ に対する割合	54
4.7	各 cut によるバックグラウンドの削減率	55

# 第1章 序論

スイスの CERN 研究所にて LHC (Large Hadron Collider)が現在建設中である。LHC 加速器 は全周 27km の陽子陽子衝突型加速器であり、重心系で 14TeV のエネルギーを持つ。衝突地点に 設置される検出器の一つに ATLAS 測定器があり、ATLAS 実験ではこの ATLAS 測定器を用いて、 素粒子の標準理論が予測する粒子の内、唯一の未発見である Higgs 粒子や、標準理論の枠を超え た SUSY 粒子の探索、余剰次元の理論より推測されるマイクロブラックホールの発見などを行う ことが大きな目標である。

LHC 加速器は 40.08MHz のバンチ交差をもち、ATLAS 検出器の衝突点で発生する衝突頻度は 1GHz にもなる。これらの多量のイベントの中から目的とする物理現象のイベントを同定し、その 現象由来のシグナルを探し出すために、トリガーシステムが存在する。トリガーシステムはレベ ル1、レベル2、イベントフィルターの三段階で構成され、1GHz の膨大なイベントのなかから最 終的に保存するデータの頻度を 100Hz に落とす。

ATLAS 検出器は 2008 年夏までにインストールが完了し、2008 年秋より ATLAS 実験が開始さ れる予定である。一般的に検出器のインストールから実験開始を経て物理解析が始まるまでに検 出器を動作する状態に整えることをコミッショニングと呼ぶ。ATLAS 実験においてもミューオン システムを始めとして、各検出器のコミッショニングが行われる。このコミッショニングの内容 は多岐に渡り、トリガーシステムの動作検証も行われる。トリガーシステムの中でも初段のトリ ガーの検出効率の不定性は反応断面積の測定の不定性に繋がるため、正確なトリガー効率の値を 知ることは非常に重要である。このレベル1トリガーは、トリガー専用に用意されたミューオン 検出器 (TGC,RPC) とカロリーメータを用いて判定される。

本研究では、レベル1トリガーのエンドキャップ部(TGC部)の正確な検出効率を測定するア ルゴリズムを開発した。実験開始後は3段階のトリガーによって選別された事象のみが解析に使 用可能であるため、トリガーしたイベントのみを使用して、トリガー効率を測定しなければなら ない。ATLAS実験では1バンチの衝突ごとに、多量の粒子が生成され、LVL1トリガーではイベ ント中の粒子がトリガー条件を満たせば、全てのデータを保持して、次のトリガーにデータを渡 す。このため、トリガーに用いられたミューオンを最低1つ要求し、独立に別のミューオンをト リガー効率の測定対象とすることでトリガーバイアスを減らすことができる。また、ミューオン の識別はミューオンスペクトロメータによって行われるが、本来ミューオンでない粒子(フェイ クミューオン)をミューオンとして認識する可能性があるため、より信頼度の高いミューオンを 得る手法が必要となる。

トリガー効率の測定の先行研究として Z ボソンを用いた方法がある。Z  $\mu\mu$ の崩壊モードを用いることで、1 イベント中に 2 つのミューオンが得られ、一方をトリガー用、もう一方をトリガー効率の測定用に使用する。また、不変質量を組み、Z であることが確認できることから 2 つの粒子がミューオンである信頼性が高まる。このように 2 ミューオン生成を用いた TGC トリガーの検出効率の測定方法は既に開発されている。しかし Z は質量が大きいことから運動量の低いミューオンの統計量が少なく、測定領域はミューオンの横運動量 Pt>20GeV に限られている。実際の実験で設定されるトリガーの Pt 閾値が約 6GeV であることから、より低い Pt 領域の測定を別の物理事象を用いて行う必要がある。このため、本研究では Pt<20GeV の領域の統計量が多い J/ $\psi$  崩壊

の2ミューオンを用いて、低いPt領域におけるトリガー効率の測定を行った。

また同時に、測定のバックグラウンドとして考えられる QCD 過程を通して対生成されるジェットと bb から崩壊するミューオンの性質とトリガー効率に与える影響を研究を行った。

第2章ではLHC加速器とATLASで期待される物理、ATLASの検出器の概要について述べ、 第3章ではATLASの測定器の中でも本研究に関係するミューオンシステムについて詳細に述べ る。第4章では、J/ψを用いた低Pt領域のトリガー効率のシミュレーションデータによる測定方 法と結果に加え、実験においてバックグラウンドとなる物理事象と、トリガー効率への影響度に ついて述べる。

# 第2章 LHC計画

スイスにある欧州原子核研究機構(CERN)において、大型陽子衝突型加速器LHC(Large Hadron Collider)が、2008年に稼働開始を予定している。LHC 加速器は、重心系のエネルギー 14TeV の世界最高エネルギーを持つ円形加速器である。2000年に停止した大型電子陽電子衝突型 加速器 LEP(Large Electron Positron Collider)のトンネル内(周長約27km)に現在建設が進めら れている(図 2.1)。LHC 加速器の主要なパラメータを図 2.1 に示す。LHC 計画の目的は、標準模 型(Standard Model)の基本粒子である Higgs 粒子の探索、超対称性粒子の探索、トップクオーク の物理、B 中間子での CP 非保存の研究等である。LHC 加速器は、最大の特徴である 14TeV の重 心エネルギーと 10<sup>34</sup> cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>の高ルミノシティによって、TeV 領域の物理の開拓を可能にして いる。陽子陽子衝突型加速器は、電子に比べ陽子の質量が重いため、円形加速器におけるシンク ロトロン放射光の損失が小さく、高エネルギーを得るのに適している。反面、陽子は内部構造を 持つため、複合粒子同士の非弾性散乱により生成されるジェット等のバックグラウンド事象が非常 に多く、その中から興味のある事象を選別することは困難を伴う。このため、LHC に設置される 検出器は、入射粒子数が高頻度な環境に耐え、研究目的の物理事象の選別を可能とするものであ ることが要請される。



図 2.1: LHC 加速器

LHC 加速器には4つの衝突点があり、それぞれ以下の検出器が設置される。

- 1. ATLAS (A Troidal LHC ApparatuS)
- 2. CMS (The Compact Muon Solenoid) (🛛 2.2)
- 3. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) (🛛 2.3)
- 4. LHC-B(⊠ 2.4)

ATLAS 検出器、CMS 検出器は汎用検出器であり、LHC-B は B 中間子の研究に特化したもの、 ALICE は重イオン衝突実験を目的とした検出器である。以下で、本研究の対象である ATLAS 実 験について述べる。

主リング周長	26,658.87m	バンチ間隔	24.95nsec
入射エネルギー	$450 \mathrm{GeV}$	バンチ内陽子数	1.1 × 10 <sup>11</sup> 個
陽子エネルギー	$7 \mathrm{TeV}$	バンチ長さ(陽子)	$77\mathrm{mm}$
High Luminosity(運転期間7年)	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	衝突点でのビーム半径	$15.9~\mu\mathrm{m}$
Low Luminosity(運転期間3年)	$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	ビーム衝突角度	$300 \ \mu rad$
Luminosity Lifetime	10 時間		

表 2.1: LHC 加速器主要パラメータ





🛛 2.4: LHC-B



🕱 2.3: Alice

## 2.1 ATLAS 実験で探る物理

ATLAS 検出器は汎用検出器であり、ATLAS 実験の目的は

- 標準模型の基本粒子であり唯一未発見の粒子である Higgs 粒子の探索
- 超対称性 (SUSY) 粒子の探索
- top クオークの物理
- B 中間子での CP 非保存の研究

などと多岐に渡っている。LHCが世界最大の高エネルギーを誇る陽子陽子衝突型加速器であることから、中でも特に未発見粒子の探索に大きな期待が寄せられている。以下にその概要を述べる。

#### 2.1.1 標準模型における Higgs

電弱相互作用での自発的対称性の破れの機構を説明するためにその存在が必要とされる Higgs 粒子は、質量起源を解明する手がかりと期待されるため、その発見は非常に重要である。Higgs 粒 子自身の質量については、理論的におよそ 1TeV 以下とされている。下限については、これまで に行われた実験により 100GeV 以上とされている。ATLAS 実験では、100GeV 以上 1TeV 以下の 全ての質量領域で、標準模型における Higgs 粒子の探索が可能である。

#### Higgs 粒子の生成

Higgs 粒子は結合定数が質量と比例するため、top クオークや W 粒子、Z 粒子のような質量の 非常に重い粒子と強く相互作用する。LHC での生成過程は図 2.5 に示したものが主である。図 2.6 にこれらを含む各生成過程での Higgs 粒子の生成断面積を示す。これより  $m_{\text{Higgs}} = 200 \text{GeV}$  とし たとき、 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の高ルミノシティモードで 1 年間運転すると約 20 万イベント生成されると 予想出来る。

#### Higgs 粒子の崩壊

Higgs 粒子の崩壊モードは、その質量により異なる。図 2.7 に各崩壊モードの質量に対する分岐 比を示す。各質量領域での探索に用いられる主な崩壊モードは以下の通りである。

(1)  $100 \text{GeV} < m_H < 120 \text{GeV}$ 

$$H \to \gamma \gamma$$
 (2.1)

この領域での Higgs 粒子の主な崩壊過程は、 $b\bar{b}$ 、 $c\bar{c}$ 、 $\tau^+\tau^-$  であるが、これらについては陽子・陽子素過程による大きなバックグラウンドが大きく測定が難しい。それゆえ、分岐比が  $10^{-3}$  と小さいが、バックグラウンドの少ない  $\gamma\gamma$  への崩壊過程も用いる。この測定にはエネルギー、角度分解能の優れた電磁カロリメータが要求される。

(2)  $130 \text{GeV} < m_H < 2m_Z$ 

$$H \to ZZ^* \to l^+ l^- l^+ l^- \tag{2.2}$$

この質量領域に入ると、 $W^{\pm}$ 、Zの質量を超えるため、 $WW^*$ 、 $ZZ^*$ の崩壊モードが始まる。 このときのバックグランドとして、 $pp \rightarrow ZZ^*/Z\gamma^*$ 、 $Zb\bar{b} \rightarrow 4$ lepton などがあるが、1 組の  $l^+l^-$ 対の横運動量 ( $p_T$ )に対して制限をつけ、さらにもう1 組の $l^+l^-$ 対の不変質量に対し制 約を付ける事により、これらのバックグラウンドを除去することが出来る。

(3)  $2m_Z < m_H < 700 \text{GeV}$ 

$$H \to ZZ \to l^+ l^- l^+ l^- \tag{2.3}$$

この崩壊モードは"Gold Plated Channel"と呼ばれる。分岐比が大きいZ-mass constraint(2 組の *lepton* 対の不変質量  $m_{l\bar{l}} \sim m_Z$ ) によるイベントの取捨選択が有効であるため、最も信頼性が高い。このため、S/N 比が非常に大きい。 $m_H = 200$ GeV としたとき、高ルミノシティで1年間運転して (100fb<sup>-1</sup>)100event 程度が期待されている。

(4)  $700 \text{GeV} < m_H < 1 \text{TeV}$ 

$$H \to ZZ \to l^+ l^- \nu \nu_{\lambda} H \to WW \to l \nu j j$$
 (2.4)

この領域では、4lepton モードに比べ、H ZZ  $l^+l^-\nu\nu$ が約 20 倍、H WW lvjjが約 1 5 0 倍という高い分岐比をもつ。バックグラウンドと区別するために、Higgs 粒子が W/Z associate production によって生成された場合を考え、散乱角前方のクォークによる 2 つの ジェットを観測することでバックグラウンドを除去する。

ATLAS の Higgs 粒子発見能力

LHC を高ルミノシティ - で約1年運転したとき、ATLAS 検出器において Higgs 粒子が発見される能力を Fig.2.8 に示す。このグラフの縦軸は Higgs を発見する能力、つまり予想される Higgs のイベント数をバックグラウンドのイベント数の平方根で割ったものである。縦軸の値が高い程、 Higgs のイベントがあったときに、それがバックグラウンドでは説明できない。また、このグラフは 100fb<sup>-1</sup> の積算ルミノシティをもって全ての質量領域で、ATLAS 実験において Higgs 粒子を  $10\sigma$  以上の確かさで発見できることを示している。



図 2.5: Higgs 生成の代表的な生成過程:(a)gluon-gluon 融合 (gluon fusion)、(b)WW/ZZ 融合 (Vector Boson Fusion)、(c)ttH 生成過程 (ttH production)、(d)W/Z 粒子随伴生成 (W/Z associate production)



図 2.6: Higgs 粒子の生成断面積







図 2.8: ATLAS の Higgs 発見能力

#### 2.1.2 超対称性粒子 (SUSY)

素粒子物理学の究極の目標は重力を含めた力の大統一であり、超対称性(SUSY)の発見はこれ に向けての大いなる一歩であると最も有力視されている。LEPでのゲージ理論の精密検証の結果、 超対称性による力の大統一の可能性が示された。

この超対称性は、ボソンとフェルミオンを交換する。つまり通常知られているボソンやフェル ミオンに対し、スピンが 1/2 だけ異なりスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子が存在する とする理論である。例えば、クォークやレプトン(フェルミオン)のスーパーパートナーとして、 スクォーク ( $\tilde{q}$ ) やスレプトン( $\tilde{l}$ )(ボソン)があり、グルーオン(ボソン)のスーパーパートナーと して、グルイーノ( $\tilde{g}$ )(フェルミオン)がある。もし、この理論が正しければ、LHC では強い相互 作用をするスクォークやグルイーノの対が大量に生成され、超対称性粒子の発見が期待される。

R パリティ保存則を課すと、超対称性粒子は必ず対で生成され、次々と崩壊を繰り返す。崩壊 過程によっては比較的重いニュートラリーノ ( $\tilde{\chi}_{2,3,4}^0$ )やチャージーノ ( $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ )が生成されることがあ る。そして、最終的に超対称性粒子のなかで最も軽い質量を持つ LSP(Lightest SUSY Particle)に 崩壊する。この LSP の候補としては最軽量ニュートラリーノ ( $\tilde{\chi}_1^0$ )が考えられるが、この粒子は 直接観測にかからない。しかし、解析に於いて消失横方向エネルギー  $E_T^{miss}$ として現れるので、 ジェットと共に  $E_T^{miss}$ を指標として探索を行う。主な崩壊として以下の3つがある。

1. Multijet+ $E_T^{miss} \in - \mathsf{F}$ 

$$\begin{array}{ll} \tilde{g} & \to & q \tilde{q} \tilde{\chi}_1^0 \to \mathrm{jets} + E_T^{miss} \\ \tilde{q} & \to & q \tilde{\chi}_1^0 \to \mathrm{jets} + E_T^{miss} \end{array}$$

2.2 レプトン・モード

$$2\tilde{g} \to 2(q\tilde{q}\tilde{\chi}_i^{\pm}) \to 2(q\tilde{q}\tilde{W}^{\pm}\tilde{\chi}_1^0) \to 2(\text{jets} + l^{\pm} + E_T^{miss})$$

$$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to l\nu\tilde{\chi}_1^0 + ll\tilde{\chi}_1^0 \to 3l + E_T^{miss}$$

#### 2.1.3 超対称性 Higgs 粒子

超対称性理論の中で最も単純な MSSM(Minimal Supersymmetric extension of Standard Model) では、2つの Higgs 2 重項が要求され、結果的に5つの Higgs 粒子が導入される。この5つはそれ ぞれ、 $H^{\pm}$ (荷電スカラー)、h(中性軽スカラー)、H(中性重スカラー)、A(中性擬スカラー)である。 これらの Higgs 粒子の質量は2つのパラメーター tan  $\beta$ 、 $m_A$  で表される。

以下に、MSSM 中性 Higgs 粒子の崩壊モードで観測が期待されるものを説明する。

1.  $H/A \rightarrow \tau \tau$ 

標準 Higgs 粒子の場合はこのモードは分岐比が低く観測にあまり適さないが、MSSM では 高い分岐比が期待される。生成された 7 粒子の両方がレプトンに崩壊するチャネルと、一方 がハドロンに崩壊するチャネルの2種類のモードが利用できる。 2.  $H/A \rightarrow \mu\mu$ 

 $H/A \rightarrow \tau \tau$ に比べて、分岐比は  $(m_{\mu}/m_{\tau})^2$  倍低いが、精度よく測定が行えることから  $\tau \tau = \tau$  その測定を補う役割が期待される。

3.  $H \rightarrow hh$ 

崩壊モードは、 $hh \rightarrow bb\overline{b}b$ が支配的だが、このモードでは効率の良いトリガーが行えないため、 $hh \rightarrow \gamma\gamma\overline{b}b$ チャネルで観測されることが期待される。イベントレートは低いが、2つの異なる Higgs 粒子の反応なので、生成断面積から Higgs 粒子の結合定数に関す情報を得る事ができる。

4.  $A \rightarrow Zh$ 

2つの Higgs 粒子が関係した反応である。 $Zh \rightarrow llb\bar{b}$ など Z の崩壊で生じる 2つのレプトン でトリガーを行う方法が有効である。

2.1.4 その他の物理

ALTAS 実験の目的は上で述べた新しい素粒子現象の探索以外に標準理論の検証、ボトムクォークの精密検証、QCD の精密検証などもある。

標準理論の検証はトップクォークの質量や部分崩壊率の測定などにより行われる。ボトムクォークの精密研究はボトムクォークの稀崩壊現象を探索し標準理論を超える物理を探る手段としても 有効である。QCDの精密研究はクォークに内部構造がないかということなどを高い横運動量を持 つジェットの生成断面積の測定を通して行われる。

## 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、全長 44m、高さ 22m、総重量 7000t の世界最大の高エネルギー衝突事象の 検出器である。検出器の構成は、衝突点に近い所から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロ ンカロリメータ、ミューオン検出器とつづく。これらを総合して、様々な陽子陽子衝突反応に対応 し、超前方を除いた全立体角を覆い、ほぼ全ての粒子を検出することが可能となっている。

ATLAS 検出器における座標系は、ビーム軸を z 軸に取り、これに垂直な方向を r 方向、ビーム 軸周りを周回する方向に  $\phi$  方向を取った円筒座標系を採用する。また、衝突点から引いた線とビー ム軸のなす角を  $\theta$  とし、擬ラピディティ (pseudorapidity) $\eta$  を

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \simeq -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right)$$
(2.5)

と定義する。ここで、 $p_L$ は生成粒子のビーム軸に沿った縦方向運動量  $(p_L = p_z)$ である。

以下、衝突点に近い側から各検出器の概要を述べ、TGC が置かれる ATLAS 検出器の要素を説明する。



ℤ 2.9: ATLAS Detector

#### 2.2.1 内部飛跡検出器

荷電粒子のトラッキングを行う内部飛跡検出器(図2.10)は衝突点に最も近い位置に設置され、 中央ソレノイドの約2Tの磁場によって運動量の測定を行う。内部飛跡検出器は、次の検出器から 構成される。

#### **Pixel Detector**

Pixel 検出器はバレル部 2 層,フォワード部各側 3 層から成り、LHC の放射線量に耐えられる 限界まで衝突点の近くにおかれている。バレルの更に内部,動径方向 5cm の位置に B 層が置かれ る。B 層は最初の 3 年間 (低ルミノシティの時)のみ使用する予定であるが,崩壊点分解能を向上 し,B クォークの物理解析に貢献する.B 層も含めて動径方向は 5cm から 14cm を覆っている。 ピクセルのセンサーサイズは 16.4mm × 60.8mm × 150  $\mu$  m あり,読みだしエレクトロニクスを 載せてモジュール化されている.ピクセルサイズは,B 層で 50  $\mu$  m × 50  $\mu$  m, その他の層で 50  $\mu$ m × 400  $\mu$  m であり,高粒子密度の環境下での飛跡再構成を可能にする。

#### SCT(SemiConductor Tracker

SCT はバレル部 4 層、フォワード部片側 9 層からなり、バレルでは動径方向 30cm から 52cm に 置かれる。Pixel と共に荷電粒子の運動量測定、B メソンや レプトンの崩壊点測定に貢献する。 そのために高い位置分解能が要求される。 1 枚のシリコンセンサーは 6.4 × 6.4cm 読みだしスト リップが 80 µ m 間隔で備わっている。各 SCT モジュールは 4 枚のシリコンセンサーで構成され、 各側 2 枚はワイヤーボンディングで繋がれているためストリップ長は 12.8cm なる。この 2 面を 40mrad ずらして上下に重ねる事により、z 座標の位置を決定する (ステレオ読み出し)。位置分解 能は R 方向で 16 µ m、z 方向で 580 µ m である

#### **TRT**(Transition Radiation Tracker)

TRT はストロー型のガス増幅検出器である。LHC の高粒子密度でも作動するように細いカーボ ンファイバー製のドリフトチューブが積層されている。ストローの直径は 4mm で、中心に 30 µ m の金メッキされたタングステン製のワイヤーが張ってある。荷電粒子の飛跡は、36 層で位置測 定される。ガスは Xe70%,CO2 20%,CF4 10%で構成されている。バレル部は約 50000,フォワード 部は約 32000 のストローチューブを含んでいる。バレル部のストローは粒子の占有率を抑える為 に 2 つに分かれており、合計約 42000 の読み出しチャンネルがある。各チャンネルはドリフト時 間を測定する事により、170 µ m の分解能で荷電粒子の通過位置を決める。ストローチューブ間 には輻射体が入っており、電子が通過すると遷移輻射光子をだす。Xe ガスは遷移輻射光子を効率 よく測定でき、これにより電子と他の荷電粒子の識別もできる。

これらの検出器により、反応直後の粒子の飛跡測定、短寿命粒子の崩壊点の検出などが行われる。

		表 2.2: 内部飛跡検出器のパラメータ				
検出器	配置	検出器面積	空間位置分	〉解能	チャンネル数	検出器領域
		$(m^2)$	$(\mu m)$	n)	$(10^6)$	( )
Pixel	B 層	0.2	R $=12, z$	z=66	16	<b>±</b> 2.5
	バレル部	1.4	R $=12, z$	z = 77	81	<b>±</b> 1.7
	前方部	0.7	R $=16, z$	z=66	43	1.7 - 2.5
SCT	B 層	34.7	R $=16, z$	= 580	3.2	<b>±</b> 1.4
	バレル部	26.7	R = $16, z$	z = 580	3.0	1.4 - 2.5
TRT	バレル部		170/スト	<b>—</b>	0.1	± 0.7
	前方部		170/スト	<b>-</b>	0.32	0.7-2.5



図 2.10: 内部飛跡検出器

2.2.2 カロリメーター

超伝導ソレノイドの外側に電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータが配置される。電磁カロ リメータは鉛と液体アルゴンのサンプリングカロリメータである。ハドロンカロリメータは鉄と シンチレータをタイル状に並べたタイルカロリメータをバレル部に用いる。エンドキャップ部には 銅と液体アルゴンによるもの、タングステンと液体アルゴンによるものを用いる。ここで粒子の 識別や位置測定、エネルギーの測定が行われる。



図 2.11: カロリーメータ

### 2.2.3 超伝導空芯トロイドマグネット

Fig.2.12 のように、8 個の超伝導コイルをビーム軸回りに対称に配置し、トロイダル磁場を形成 する。この磁場でミューオンの軌道を曲げる事により運動量の測定・選別を行う。多重散乱を抑え るために空芯になっている。Fig.2.13 はビーム軸に垂直な断面での磁力線を表したグラフである。 このような磁場により r 方向にミューオンの軌道が曲げられる。トロイダル磁場が完全ではなく、  $\phi$  方向成分も持ち、ミューオンは  $\phi$  方向にも少し曲げられる。磁場による r 方向の曲がり具合で ミューオンの運動量を測定するが、精密測定には  $\phi$  方向の曲がりも考慮する必要がある。



図 2.12: 超伝導空芯トロイドマグネットの配置



図 2.13: エンドキャップトロイドの中央 (z=1050cm) におけるトロイダル磁場 (磁力線)

### 2.2.4 ミューオン検出器

衝突点で生成したミューオンは、他の粒子に比べ透過性が高いため (図 2.14)、ミューオン検出 器は、図 2.15 に示すように ATLAS 検出器の最も外側に配置される。ATLAS 検出器に設置され るミューオン検出器には、運動量の精密測定のための MDT、CSC、トリガー信号生成のための RPC、TGC が用いられる。



図 2.14: 粒子の透過性の違い



図 2.15: ミューオン検出器

#### MDT(Monitored Drift Tube)

MDT は Fig.2.16 に示すように、直径 30mm の Drift Tube を俵積みにし、フレームに固定した 構造をしている。混合ガスは  $Ar: N_2: CH_4 = 91: 4: 5$  で混合されたガスが 3 気圧で用いられ、 印加電圧は 3270V で動作する。最大 Drift Time は 500ns、位置分解能は 80 $\mu m$  である。MDT は  $|\eta| < 2$  のバレル・エンドキャップ部分に配置される。

Parameter	Design Value
混合ガス	$Ar: CO_2 = 97:3$
ガス圧	3bar(絶対圧)
印加電圧	3270V
位置分解能	$80 \mu m$

表 2.3: MDT の各種パラメータ



 $\boxtimes$  2.16: Monitored Drift Tube

#### CSC(Cathode Strip Chamber)

CSC は Fig.2.17 の構造をした、Cathode 読み出しの MWPC である。Ar : CO<sub>2</sub> : CF<sub>4</sub>=30:50:20 で混合されたガスが用いられ、印加電圧は 2600V で動作し、位置分解能は 60 $\mu$  m、Drift Time は 30ns 以下である。CSC はバックグラウンドとしてミューオン測定の妨げになる中性子への感度が  $10^{-4}$  未満と小さく、 $\gamma$  線に対する感度も 1% 程度である。そのため、最も放射線強度の高い超前 方 ( $|\eta| > 2$ ) に設置される。

Parameter	Value
ワイヤー間隔	2.54mm
Anode-Cathode 間隔	2.54mm
印加電圧	2600V
混合ガス	$Ar: CO_2: CF_4 = 30: 50: 20$
ガスゲイン	$4 \times 10^4$

表 2.4: CSC の各種パラメータ



🗵 2.17: Cathode Strip Chamber

#### **RPC**(Resistive Plate Chamber)

RPC は  $|\eta| < 1$ の Barrel 部をカバーするトリガ用検出器である。RPC の特徴は、Anode に Wire を用いないガスチェンバーであることで、2 枚の並行する Bakelite 板の間のガス ( $C_2H_2F_4$ ) に数 kV/mm の電場を印加し、信号は Strip から読み出す。RPC は Strip が直交するように重ねられ、2 次元読み出しが可能である。

Parameter	Value
ガスギャップ	$2.00\pm0.22mm$
印加電圧	$8.90\pm0.15kV$
Bakelite Volume Resistivity	$(1-5) \times 10^{10} \Omega cm$
カーボン面抵抗	$100\pm 40k\Omega$
混合ガス	$C_2H_2F_4:C_4H_{10}=97:3$
ガス圧	$(1.0 \pm 0.5)mb$

#### 表 2.5: RPC の各種パラメータ





#### TGC(Thin Gap Chamber)

TGC は、 $2.4 < |\eta| < 1.05$ のエンドキャップ部分に設置されるトリガー用検出器である。TGC の構造は MWPC(MultiWire Propotional Chamber) で、Anode Wire と Cathode Strip のシグナ ルを読み出すことにより、2 次元の位置測定が可能である。詳細については3章において述べる。

Parameter	Value
Anode-Cathode 間隔	1.4mm
Wire-Wire 間隔	1.8mm
印加電圧	3000V
混合ガス	$CO_2$ : n-Pentane = 55: 45
ガス増幅率	106
位置分解能	~ 1cm
時間分解能	25nsのゲート幅に対して 99%の検出効率

表 2.6: TGC の各種パラメータ

# 第3章 ミューオンシステム

# 3.1 ATLAS トリガーシステム

LHC 加速器による 40.08MHz のバンチ交差により、ATLAS 検出器の衝突点で発生する陽子陽 子の衝突率は 1GHz にもなる。これらの多量なイベントの中から目的とする物理現象のイベント を同定し、その現象由来のシグナルを探し出す必要がある。トリガーシステムは、オンラインで、 目的とする物理事象を含むイベントのみを収集するための判断を行う。最終的に DAQ システム に送られるイベントレートは、データストレージの容量の関係で 100Hz 程度にすることを要求さ れる。この目的を達成するために、ATLAS 実験のトリガーシステムは 3 段階に分け順次イベント レートを落としていく。(図.3.1)

レベル1トリガーは、カロリメータとミューオンシステムにより事象選別を行なう。これは専門の速い読み出し回路を用いて行われる。この時、カロリーメータあるいはミューオン検出器でトリガーの対象となった信号が観測された領域を Region of Interest(ROI) と呼ぶ。レベル2トリガーでは ROI の領域の検出器情報を読み出し、精密な選択を行う。最終段階のイベントフィルタでは検出器の全データを用いてイベントの選択が行われる。



図 3.1: ATLAS 実験のトリガーシステムのスキーム

#### LVL1 Trigger

Level-1(LVL1) Trigger ではトリガー用ミューオン検出器 (TGC,RPC) から得られる R, 座標 全てのカロリメータのエネルギー情報、横運動量をもとに選別を行う。この段階では情報量が非 常に多いためにカロリメータのエネルギー情報は位置精度を落としている。この段階でイベント レートは陽子の衝突頻度である 1GHz から約1万分の1の75kHz まで落とされる。

ミューオンシステムの LVL1 トリガーについて、特にエンドキャップ部については別に以下で詳 しく説明する。

#### LVL2 Trigger

Level-2(LVL2) Trigger では LVL1 Trigger によって与えられる RoI のデータを利用して、注目 する検出器の領域を絞り込むことで短い演算時間で精度のよい選別を行う。また、LVL1 では各検 出器が独立して判定をしていたが、例えば、LVL2 ミューオンでは内部飛跡検出器および MDT か らの精度の高い情報を組み合わせて処理する。MDT の情報を追加することで Pt(横運動量)の精 度が高くなり、閾値付近での選別がより正確になる。イベントレートは 75kHz から 1kHz 程度ま で絞りこまれる。

#### **Event Filter**

各検出器の完全な位置情報、トリガー条件を基に最終的な判定が行われ、選別されたイベント はオフライン解析のためにデータストレージに書き込まれる。イベントレートは100Hz 程度まで 絞りこまれる。

# 3.2 LVL1 ミューオン エンドキャップトリガー

LVL1 Trigger の役割はミューオン以外の粒子による検出器の信号や検出器自体のノイズを取り 除き、高い Pt(横運動量)のミューオンの事象を選別することである。

LVL1 Trigger では RPC と TGC の二種類の検出器が用いられる。ここで、RPC は| | < 1.05 の領域 (バレル部)、TGC が 1.05 < | | < 2.4 の領域 (フォワード、エンドキャップ部) をそれぞ れトリガーする。本論文ではエンドキャップ部のトリガー解析について報告するので、TGC での LVL1 Trigger について詳しく説明する。以下では、LVL1 Trigger という言葉を使うときは TGC によるトリガーのことを指す。

#### 3.2.1 TGC

TGC(Thin Gap Chamber) はガスチェンバーである MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) の一種で、MWPC に比べアノードワイヤーとカソード面との間の距離が短いために、その名が 付いている。今回の ATLAS 実験ではエンドキャップ部に設置され、ミューオンをトリガーする役 目を担っている。



どのような仕組みでミューオンをトリガーするのか、構造を探ることで説明していく。

図 3.2: TGC の配置と構造

図 3.2 のように TGC はエンドキャップ部に設置され、ワイヤーが R 方向、ストリップが 方向 の情報を出力することで二次元での信号読み出しを可能としている。ワイヤーは4~20本毎(幅10 ~36mm)にまとめられたワイヤーグループを単位としてチャンネルの読み出しを行い、ストリッ プ(幅15~53mm)はチェンバーを 方向に32分割するように配置され、それぞれが一つのチャン ネルとして読み出される。チェンバーの大きさは配置される場所によって異なるが、一辺が1~2m 程度となっている。

TGC の断面図は図 3.3 のようになっており、Cathode Plane に挟まれた領域に  $CO_2/n - pentane(55/45)$ が封入されている。TGCを通過した荷電粒子は $CO_2$ を電離して、電子・陽イオン対を作り出す。Wire には通常 2.9kV の高電圧が印加されていて、 $CO_2$  を電離により発生した電子 (一次電子)がアノードワイヤーに向かってドリフトする。そして、高電位のアノードワイヤー 付近で加速され、周りのガス分子を電離して二次電子を生成し、この電子郡がアノードワイヤー に達することで信号が出力される。ここでガス増幅率は約 10<sup>6</sup> となっている。ワイヤー間が 1.8mm と短いのはこの電子のドリフト時間が短い LHC の 25nsec のバンチ衝突頻度に対応するためである。電子がアノードワイヤーにドリフトするのと同時に、陽イオンはカソード面に向かってドリフトし、カソード面に塗布された高抵抗のカーボン面に電荷が誘起される。このときストリップ にも電荷が誘起され、信号が出力される。アノードワイヤーとカソード面の間隔を 1.8mm と狭くして、陽イオンのドリフト距離と時間も短くし、高レートの粒子の入射に対応することで、検出 効率の低下を抑えることができる。荷電粒子によって励起状態にある分子が基底状態に戻るときに発生する紫外線や、この紫外線がカソード面に衝突して発生する紫外線によって自己放電を起こす可能性があるが、クエンチ効果のある n-pentane を封入し、紫外線を吸収することで放電を抑えている。

ATLAS 実験では、TGC は1層 (Singlet) では用いず、チェンバー1枚あたりに、2層 (Doublet)



図 3.4: TGC の構造 (平面図)

または3層(Triplet)を重ねた構造にしている。多重構造にすることで、コインシデンスをとり、 バックグラウンドによるノイズを抑え、同時にチェンバーの補強部分であるワイヤーサポートの 不感領域をなくすようにしている。これにより検出効率は99パーセントを達成する。Doublet は 2層のワイヤー面と、2層のストリップ面から信号の読み出しを行う。Triplet は2層目にストリッ プをなくし、3層のワイヤー面と2層のストリップ面から読み出しを行う。



図 3.5: 左: Triplet 右: Doublet

配置

TGC は ATLAS エンドキャップ全体 (1 < | | < 2.7)をカバーする (図 3.6)。1 < | | < 1.9の領域をエンドキャップ、1.9 < | | < 2.7の領域をフォワードという。エンドキャップ部では、 MDT のカバーする領域は 1.0 < | | < 2.0となっているので、TGC は MDT の領域を全てカバーできる。

TGC の station はビーム軸に対して垂直に設置され、ATLAS 検出器の両側のエンドキャップ に、衝突地点側から順に M1,M2(middle),M3(pivot)station と並んでいる。(図??) M1station には Triplet(T1,T2,T3)、 M2station(D4,D5)、M3station(D6,D7) には Doublet が設置されている。 このように 2 次元読み出しが可能な TGC の station を平行に配列することで 3 次元での飛跡測定 を可能にしている。

station は 8 つの Octant から構成され、またそれぞれの Octant は 9 つのトリガーセクターから構成される。トリガーセクターは複数枚の TGC を 1 枚のセクターとして扱ったもので、トリガーシステムではトリガーセクター単位で処理を行う。



図 3.6: TGC の配置 Z-R 平面

#### 3.2.2 Trigger sector

トリガーセクターはさらに、 方向にエンドキャップ部を 48 分割、フォワード部を 24 分割された領域に分けられる。各セクターはフォワード領域で各層 1 チェンバー、エンドキャップ領域で 4、又は5 チェンバーで構成されており、セクター単位でトリガー処理が行われる。トリガー 領域である Subsector は各セクターをさらに 方向に 4 分割、 方向にエンドキャップ部では 37 分割、フォワード部では 16 分割する。Subsector は 8 ワイヤーグループと 8 ストリップの範囲 に相当し、各層の全 Subsector は 8640 になる。このサブセクターはトリガー処理の最小単位で、 RoI(Region of Interest) とも呼ばれる。



⊠ 3.7: Big Wheel

☑ 3.8: Trigger Sector

#### 3.2.3 R- コインシデンス

ビームの衝突地点と M3station でのヒット位置を直線で結ぶトラックを考え、これを磁場の影響を受けなかった無限運動量トラックと呼ぶことにする。しかし、実際のビームの衝突によりエンドキャップ部に向けて発生したミューオンは磁場によって軌道が曲げられた後、TGC で検出される。ここでトロイド磁石による磁場が理想的な 方向成分のみの磁場であれば、R 方向のみの曲がりだけになるが、実際は漏れ磁場が存在するため 方向の曲がりも存在する。エンドキャップミューオンシステムはトロイド中心部だけでなく、その周辺部、コイルの外側をもカバーしているので、この R、 両方の曲がりを考慮する必要がある。この無限運動量トラックと実際のミューオンによる M1 および M2station でのヒット位置の差を R- 方向それぞれで比較し、このズレ(R, )を求めることで Pt の判別は行われる。

ミューオンの Pt の閾値 6GeV 以上で、LowPt 用に 3 段階、HighPt 用に 3 段階の計 6 段階が用 意されていて、その閾値以上の Pt を持つミューオンだけを選択することにしている。ここで Pt の閾値の定義はこの値より大きな Pt のミューオンのトリガー効率が 90 %以上になる値のことを いう。M1station と M2station ではそれぞれ R, の上限値が決まっていて、この上限値で 形成される R, 領域をウィンドウと呼ぶ。

M2station のウィンドウは LowPt 以上の Pt を持つミューオンが通過できる領域になっていて、 この領域を LowPt Coincidence window と呼ぶ。LowPt Coincidence の条件は M2,M3station の 2 つの Doublet において、このウィンドウの範囲内のワイヤ、ストリップでそれぞれ4層中3層以 上 (3-out-of-4) にヒットがあるかどうかで判定される。

同様に M3station のウィンドウは HighPt 以上の Pt を持つミューオンが通過できる領域のこと で、HighPt Coincedence window と呼び、LowPt Coincidence の条件に加え、さらに M1station の Triplet のウィンドウ内にワイヤ 3 層中 2 層以上 (2-out-of-3))、ストリップ 2 層中 1 層以上 (1-out-of-2) でヒットがあれば HighPt Coincidence(3station Coincidence) の条件が満たされる。HighPt Coincidence は M1, M2, M3station 間のコインシデンスでもあるので 3-station Coincidence とも 呼ばれる。

HighPt Coincidence window は Pt が 20GeV 以上の場合、確実にその範囲を通過するが、Pt が 6GeV 以上のミューオンでも多くの場合このウィンドウの範囲を通過するため、基本的には Pt の判定は High-Pt Coincidence 情報を基に決定される。

そして、最終的に Pt の閾値ごとにトリガーしたミューオンの個数を LVL1 Trigger の結果として出力する。

#### $\mathbf{SSC}$

R- コインシデンスの処理は susector 単位ではなく R 方向に 2subsector、 方向に 4subsector の SSC (サブセクタークラスター)と呼ばれるブロック単位にて処理される。subsector 単位で処理を行わないのは、フォワード部 64 個、エンドキャップ部は 148 個とかなりの数になり、Pt の測定が煩雑になる為である。同一の SSC に複数のミューオンが入射した場合、Pt が一番大きいものが選択され信号が出力される仕組みになっている。



図 3.9: coincidence window による Pt 判定



図 3.10: ssc(サブセクタークラスターの構造

# 3.3 ミューオンのトラックの再構成(リコンストラクション)

ミューオンのトラッキングは内部飛跡検出器とミューオンシステム、そしてカロリーメータを用 いて行われる。この節ではこれらの検出器を使用したミューオンのトラッキングについて述べる。 ミューオンのトラッキングはまずミューオンスペクトロメータによって行われ、続いて、ミュー オんスペクトロペータと内部飛跡検出器およびカロリメータを用いてミューオンの純度をさらに 上げ、また運動量の測定精度を更に高める。検出器のヒット情報から、元の粒子の運動量や位置 などの情報を得ることをリコンストラクション(あるいは再構成)という。複数の検出器を用い たミュオーントラックのリコンストラクションは Combined と呼ばれており、現在2つのアルゴ リズムが存在し、それぞれ MUID,STACO と名付けられている。これに対してミューオンスペク トロメータのみでトラッキングをする場合を StandAlone と呼ぶ。

#### 3.3.1 High Pt ミューオン

全ての Pt 領域に対するミューオンのリコンストラクション効率と分解能を図 3.11 に示す。Pt が 10GeV 以下では、ミューオンスペクトロメータに到達するまでの物質中のエネルギー損失が相 対的に大きく、内部飛跡検出器での分解能のほうが良い。一方で、Pt が 100GeV 以上では、磁場 の積分量の大きなミューオンスペクトロメータの精度が内部飛跡検出器より良くなる。Combined を用いると 10GeV では 97%ある再構成率が 1TeV では 85 %まで下がる。この様な振る舞いを起 こす原因は、ミューオンの運動量が高くなる程検出器内の物質を通過するときに、電磁シャワー を生成する確率が高くなることが原因である。このシャワーがミューオンチェンバー上に大量の ヒットを作り本来のヒット情報を覆い隠してしまい、内部飛跡検出器と対応がとれなくなる。



図 3.11: STACO によるリコンストラクション効率(左)と横方向運動量分解能(右)



図 3.12: MUID によるリコンストラクション効率(左)と横方向運動量部分解能(右)

## 3.3.2 Low Pt ミューオン

図 3.13, 図 3.14 に低い Pt のシングルミューオンに対する再構成率を示す。図から運動量 Pt の 分解能は完全に内部飛跡検出器に依存することがわかる。High-Pt のミューオンとの最も重要な 違いはリコンストラクション効率が Pt の減少に伴って急激に減少することである。StandAlone と Combined ともに同じようにリコンストラクション効率が落ちていき、3GeV では 30%程度と なる。図 3.15 がこの減少の原因を説明している。不均一な磁場内における低い Pt のミューオン のパターン認識は複雑で、高度なアルゴリズムによるチューニングが必要と成る。低い Pt をもつ ミューオンはミューオンスペクトロメータ内で多重散乱の影響を強くうけ、これがミューオンのパ ターン認識を複雑する主な原因となっている。また、Pt が小さくなるにつれて、カロリーメータ 内で失うエネルギーはミューオンのもつエネルギーに近づく。それゆえ、カロリーメータを突き抜 けたミューオンはミューオンチェンバーの第二層に到達するにはエネルギーが低過ぎるか、カロ リーメータから抜け出すことができない。図 3.15 と図 3.16 はこの効果がバレル部で顕著であるこ とを示す。エンドキャップ領域では 3GeV 程度の横方向運動量を持つイベントの運動量はカロリー メータで失われる 3-4GeV のエネルギー損失よりも大きいため、リコンストラクション効率は落ちない。



図 3.13: STACO による Pt に対するリコンストラクション効率(左)と横方向運動量分解能(右)



図 3.14: MUID による Pt に対するリコンストラクション効率(左)と横方向運動量分解能(右)



図 3.15: STACO によるリコンストラクション効率の とPt の依存性。プロットが Standalne, ヒストグラムが Combined



図 3.16: MUID によるリコンストラクション効率の と Pt の依存性。プロットが Standalne, ヒストグラムが Combined

# 3.4 ミューオンシステムのコミッショニング(性能検証)

2008 年夏に ATLAS 検出器のインストールが完了し、2008 年秋に陽子ビームの衝突が開始され る予定であるが、この実験開始に向け、ATLAS 検出器の性能の評価が行う必要がある。一般に各 検出器のインストールから実験開始を経て定常的に陽子陽子衝突反応のデータ収集に移るまでの 過程のことをコミッショニング(性能検証)と呼び、ATLAS 検出器を正常に動作させるためには 必要不可欠な作業である。各検出器において、そのインストールと並行して動作評価やタイミン グ合わせ、較正が行われていく。これらの作業は最初は検出器ごとに行ない、その後 ATLAS 検 出器へのインストールが進むにつれ、トリガーおよび読み出しが複数の検出器に連動して作業を 進める。コミッショニングによって

1. 各検出器が正常に動くかどうか

2. データ収集ができているかどうか

- 3. エレクトロニクス、ソフトウェアの両方でトリガーが正しく動作するかどうか
- 4. オフライン事象再構成 (キャリブレーション)

などといったことをシミュレーションや実観測を通して検証していく。

コミッショニングの過程は様々な段階に分かれていて、最初の段階ではエレクトロニクスの性 能の評価などを個々の検出器において行う。そして、最終段階における全ての検出器を統合した コミッショニングは次の物理事象を用いて順に行う。

- 1. 宇宙線テスト
- 2. 衝突していない入射ビームからのビームハローミューオンやビームガス現象
- 3. ミニマムバイアス事象を用いた検証(衝突実験初期)
- 4. 標準理論でよく理解されている事象、(Z ll,W ln など)を用いた検証

以下にその具体的な内容を述べる。

ビーム衝突開始前(上記1,2)

最初の宇宙線テスト、シングルビーム実験の段階ではそれぞれ宇宙線ミューオン、ビームハ ロー・ビームガス事象を用いて、コミッショニングを行っていく。特に、ビームハロー・ビームガ ス事象は大きなフラックスを持っていて統計量をためやすく、個々の検出器のパラメータの最適 化や、検出器間の大まかな配置の調整などを効果的に行うことができる。また、ビームハローの ミューオンは水平方向に検出器全体を通過するので、検出器を統合したタイミングの調整も行う ことができる。

宇宙線テスト

宇宙線ミューオンを用いたコミッショニングは2005年6月にATLAS cavern内に設置されたタイルカロリメータによって初めて行われた。データはエレクトロニクスによって読み取られ、事象の再構築、並びにデータ解析は本実験で用いられる解析フレームワークの枠組内で行われた。

2006 年夏にタイルカロリメータと液体アルゴンカロリメータを統合した宇宙線ランが行われ、またミューオンシステムのインストールが進行中であり、TGC、MDT の各検出器、及び検出器を 統合した宇宙線実験が 2008 年 2 月現在進行中である。

シングルビーム実験(ビームハローやビームガス事象)

シングルビーム実験とはビームハロー・ビームガス事象を用いたコミッショニングのことであ る。ビームハローとは陽子ビームがLHC加速器の真空パイプ内の表面に吸着し、放出されたガ スと弾性・非弾性散乱することで発生した粒子がシールドを通過して検出器に到達するものであ る。。同様にビームガス事象とは陽子がビームパイプ内の残留ガスと反応して生じるものである が、ATLAS実験においては残留ガス密度の高い、ATLAS検出器で囲まれた真空チェンバー内部 で生じる粒子が主な場合である。

ビームハローは ATLAS 検出器の両サイドを横切るように通過し、ビームガスは内部検出器という、陽子ビームの衝突地点付近から発生する特徴をもつ。

ビーム衝突開始後

実験開始初期は加速器実験でよく知られている物理プロセス(Z ee,µµ や W ev,µv)を用いてカロリーメータのエネルギー補正やオフライン事象構成のアルゴリズムの検証を行う。

ビーム強度は数段階を経て  $10^{31}$  pb<sup>-1</sup>から  $10^{34}$  pb<sup>-1</sup> まで段階的に上げていく。実験開始初期で は  $10^{31} \sim 10^{32}$ L(cm<sup>-1</sup>s-1) で約1年間のランが予定されている。この期間で約100 pb<sup>-1</sup> の積分ル ミノシティが取得される。そして最後に QCD jets、W、Z、top を用いて LHC における基本的な 標準理論の解明を行っていく。

段階	1 st	2nd	3rd	Final
$L(cm^{-2}s^{-1})$	$10^{31} \sim 10^{32}$	$10^{32} \sim 10^{33}$	$(1 \sim 2) \times 10^{33}$	$10^{34}$
year	2008	2009	2009-2010	2010 以降
$\int \mathbf{L} dt$	$\leq 100 \mathrm{pb}^{-1}$	数 $fb^{-1}$	_	_

表 3.1: ビーム強度と予定年度

# 第4章 エンドキャップミューオントリガー効率の 測定

#### 4.1 研究の概要

前章の最後に述べたように、実験初期においてミューオンシステムのコミッショニングが行われる。ミューオントリガーシステムはレベル1トリガーを構成するシステムの1つであり、物理解析に用いられる事象の取得効率に直接影響を及ぼす。それ故に、実験開始後に行われるコミッショニングにおいて、ミューオンシステムの動作確認、性能評価を適確に行わなければならない。現在は実験開始を見据えて、シミュレーションを用いた各検出器の動作確認や、トリガーシステムの為のアルゴリズム研究が多くの研究者、大学院生によってなされている。その内の1つである ATLAS レベル1ミューオントリガー効率は反応断面積の測定の不確定性に影響するので

- 値と不確定性をデータを用いて検証する
- 実際のデータとシミュレーションとで効率が異なっていればそれを理解する

必要がある。ここでは、フルシミュレーションデータを用いたミューオントリガーシステムのエ ンドキャップにおけるミューオンに対するトリガー効率を正確に測定するアルゴリズムの研究につ いて述べる。

### 4.2 シミュレーション環境

#### 4.2.1 データ解析の流れ

この節では主に ATLAS のシミュレーションの解析環境について説明を行う。ATLAS 実験のの 解析は ATHENA と呼ばれる解析環境によって行われており、解析データは次の4つのプロセス を経て作成される。

ジェネレーション (イベント生成)

理論によって予測される陽子陽子衝突でおこる物理現象をモンテカルロシミュレーションを用 いて再現する。

シミュレーション

イベントデータを受け取り、測定器の詳細な形状と磁場分布を実装された Geant4 と呼ばれるシ ミュレータを用いて、陽子ー陽子衝突点付近から発生したミューオンの測定器や構造体中での相 互作用をシミュレートし、粒子の飛跡を求める。

ミューオンがトリガーチェンバーの有感領域に作ったヒットはエネルギーや時間、絶対位置な どの情報を持つ。 ディジタイゼーション (Hit 情報の生成)

ヒットに対して読み出し回路の特性も考慮した測定器のレスポンスのシミュレーションを行い実際の測定器の出力に変換する過程である。このディジタイゼーションプロセスによって生成された ヒットデータは"digit"とよばれる。このプロセスを経てシミュレーションデータは実際のATLAS の測定データと等価の情報となる。

リコンストラクション (イベント再構成)

前章で説明したように、リコンストラクションとは測定によって得られたデータ(又は digit)を 元に、ジェネレートされた粒子の情報を再構成するプロセスである。

#### AOD の作成

AOD(Analysis Object Data) は ATLAS 実験における物理解析において使用することのできる データ形式である。リコンストラクションされた粒子のデータの中から解析に最低限必要と考え らるデータが詰められる。例えば、トリガーの情報、vertex おける四元運動量や位置ベクトルな どである。また、AOD に保存される粒子の情報は vertex (粒子の生成点)の情報のみである。



図 4.1: ATHENA のアルゴリズムチェーン。

## 4.3 トリガー効率の測定方法

解析に使用されるデータは、シミュレーション環境においては、任意の物理過程の事象を使用 できるが、第3章において述べたように、ATLAS実験では多量なイベントが生成されるために、 3段階のトリガーによってイベントレートを落としており、最終的に解析に用いられるデータは Event Filter に選別されたイベントのみである。そのため、このような事象のみを用いてトリガー 効率の測定を行わなければならない。トリガー効率を正確に測定するためには、この環境の中で、 トリガー条件を課したことによって生じるミューオンの性質(運動量、通過位置)による偏り(ト リガーバイアス)ができるだけ少ないミューオンを測定対象として選択する方法を工夫する必要 がある。

このようなトリガー効率の測定方法として、ここではLeg-techniqueと呼ばれる手法を用いた。 これはダイミューオンを用いたミューオンスペクトロメータのみを使用する計算方法であり、次 のような手順を踏む。

- 1. ダイミューオンの一方がトリガーされたイベントを選出
- 2. 対となるもう一方のミューオンに対してトリガー効率を測定する。

最初に一方のミューオンがトリガーされたイベントだけを測定対象とすることで、対となるミュー オンの情報はレベル1トリガーとほぼ独立にデータとして残る。そのため、このミューオンに対 してトリガー効率を測定する事で、レベル1トリガーにかかるバイアスが非常に小さい測定が可 能となる。またミューオンの同定はミューオンスペクトロメータによって行われるが、本来ミュー オンではない粒子(フェイクミューオン)をミューオンと同定することがある。より信頼度の高 いミューオンを得る為に物理プロセスを経て発生したダイミューオンを解析に用い、ダイミュー オン生成の物理事象選別を課すことによってフェイクミューオンによるバックグラウンドを減ら し、測定対象がミューオンであることの信頼性を高める。

4.3.1 イベントサンプル

物理プロセスを経て生成されたダイミューオンを用いてトリガー効率の測定は過去に行われた 研究として Z μμを用いた解析が存在する。この Z μμを用いた手法により主にミューオンの 横運動量が 20GeV 以上の領域に対して正確にトリガー効率を測定する手法が確立されている。し かしながら低い Pt の領域は運動力学的に事象数が少なく、トリガー効率の正確な測定が難しい。 そこで、低い Pt のミューオンのトリガー効率を正確に測定する方法を研究した。ダイミューオン に課せられる要求は

- Z μμ で測定ができない Pt<20GeV のミューオン の統計量が多いこと。特にトリガー効率の立ち上がり部分となる 6GeV 付近の統計量が多いこと。</li>
- コミッショニング期間得られる 100pb<sup>-1</sup> のデータにて評価可能な程度に Cross Section が高 いこと

である。このため、pp 衝突から直接生成された  $J/\psi$  と bb から崩壊した  $J/\psi$   $\mu\mu$  を用いて研究 を行った。今回使用したイベントの生成時の情報を表 4.1 に示す。図 4.2 は生成されたイベントの ジェネレータが生成したミューオンの Pt と角度分布 ( 、 ) である。Pt<20GeV の低い Pt の 領域にイベントが集中していることがわかる。また、解析対象となる、1.05< <2.4 の領域に十 分にミューオンが入射していることがわかる。

	event	cross section	Cuts on final state particle
pp	J/Psi(mu6mu4x)	21.75nb	mu 1 Pt 6GeV,mu2 Pt 4GeV mu eta< 2.5 $$
bb	J/Psi(mu6mu4x)	11.06nb	mu 1 Pt $6{\rm GeV},$ mu 2 Pt $4{\rm GeV}$ mu et a ${<}2.5$

表 4.1: 解析に用いたイベントサンプル名前と特徴



図 4.2: 粒子のジェネレーション情報。Pt 分布(左上図) 分布(右上) 分布(左下図)

トリガー効率の測定アルゴリズム

Leg-technique を用いた J/ψ 崩壊のミューオンのトリガー効率の具体的な測定手順は

step1 エンドキャップにおいて LVL1 threshold が 6GeV 以上でトリガーされたミューオンが1つ 以上あることを要求する。そのなかの1つを便宜上シードミューオンと名付ける。

step2 シードミューオンとイベント中の他のミューオンの不変質量を組み、2.8 < M < 3.3 GeVと なるミューオンを J/ $\psi$  崩壊のミューオンとする。これをプローブミューオンと名付ける。

step3 プローブミューオンに対してトリガー効率を測定する。

以上、3つのプロセスとなる。ここで、LVL1 threshold が6GeV とはレベル1トリガーにおいて Pt が6 GeV 以上であると判定されたことを意味する。これは実験ではレベル1が6GeV 以上 と判定したミューオンのみを取得するからである。図 4.4 は J/ $\psi$  の質量分布であり、また図 4.5 は 1イベント中に不変質量分布が2.8 < M < 3.3 になるミューオン対の数を示している。対の数が1 イベント中に2つ以上存在する場合は、不変質量が J/ $\psi$  により近いものを選択する。約 45%のイベントが計算に使用可能である。また、不変質量を組むことによって J/ $\psi$  崩壊のミューオンを選 別できるだけでなく、運動量分解能の悪いミューオンを測定対象から外すことができる。







図 4.4: J/ $\psi$   $\mu\mu$  の不変質量分布

図 4.5: 1 イベント中にある J ψ 候補の数

#### 4.3.2 トリガー判定

トリガー効率は測定対象となるミューオンに対するトリガーされたミューオンの数の比で表される。トリガーの情報はエンドキャプ上の ROI のヒットとして記録されている。トリガー判定は、測定対象となったミューオンと ROI ヒット情報の1対1の対応付けを行い、対応が取れればトリガーしたとみなし、その割合をトリガー効率とする。しかし、現在のATLAS の標準解析環境において使用できる AOD に保存された粒子の情報は、前節で述べたように Vertex における情報のみであることから、エンドキャップの ROI のヒットとミューオンの対応を TGC のステーション面上で直接的にとることはできない。また3章で説明したようにミューオンは、運動量の測定のために磁場によってその軌跡を曲げられるために、Vertex の $\eta, \phi$ を直線状に延長して判定を行うことはできない。この問題を解決するために Extrapolator と呼ばれるツールを使用する。



図 4.6: トリガー判定の概念図。最も近い ROI に対して対応付けする

#### **ATLAS Track Extrapolator**

TrackExtrapolator は粒子の ATLAS 検出器内のポジション、速度ベクトルとその誤差を初期値 として与えることで、検出器のジオメトリと磁場を考慮して任意の指定された平面(ターゲット プレーン)まで飛跡をシミュレートする。これを使用することによって任意の場所の運動量、位置 を得る事が可能となる。物質中でのエネルギー損失や多重散乱による方向の変化は統計過程であ るので、そのための誤差が生じるが、Extrapolator はその誤差を見積もることができない。(最 新の Extrapolator では誤差の見積もりが可能になっている。この Extrapolator を使用した解析に ついては次節にて述べる)



図 4.7: Track extrapolator の概念図

#### マッチング範囲の決定方法

Extrapolator を使用しても、ミューオンの軌跡は確率的な過程により変化するため、軌跡の完 全な再現が不可能である。それゆえ、ミューオンに対応する ROI のヒットが存在した場合でも、 当然ながら Extrapolator によってシミュレートされた位置とポジションは完全には一致しない。 また3章で述べたように ROI は有限の大きさを持ち、その中心値を返すため、ROI のヒット情報 と実際のヒット位置も正確には一致せず、最大で ROI の半径分の誤差が存在する。これらの誤差 を考慮してトリガー判定におけるマッチングの範囲は

Extrapolator の誤差 + ROI の半径 
$$(4.1)$$

と定義する。Extrapolator の誤差を直接見積もれないことは先ほど述べた。そこで誤差を見積も るために、別のシミュレーションを実行してあらかじめ Extrapolator の取りうる誤差の範囲の最 大値を求め、その値を使用する。1イベントに1ミューオンのみ存在するシングルミューオンサ ンプルに Extrapolator を使用してエンドキャッップの位置を割り出し、これと節 4.2 で説明した digit のヒット位置の差を  $\eta, \phi$  を用いて

$$d\phi = \phi_{\text{digit}} - \phi_{\text{ec}} \tag{4.2}$$

$$d\eta = \eta_{\rm digit} - \eta_{\rm ec} \tag{4.3}$$

$$dR = \sqrt{d\phi^2 + d\eta^2} \tag{4.4}$$

として dR を誤差として見積もる。ここで  $d\phi$ ,  $d\eta$  はリアルヒットである digit と Extrapolate さ れたミューオンのエンドキャップでの位置  $\phi$ ,  $\eta$  の差分である。図 4.8 が各 Pt における dR の分布で ある。図からわかるように、Pt が大きくなる程 dR の値が小さくなる傾向がある。これは多重散 乱による方向の変化が運動量が大きくなる程小さくなるためである。同じ Pt のミューオンにおい ても dR に幅をもつ。これは、ATLAS 検出器の磁場の非一様性をもつことと、多重散乱による軌 跡の変化が統計的振る舞いをすることによる。トリガー効率を正確に測定するためには、ミュー オンに対応する ROI が存在した時に可能な限りマッチングを成立させるトリガー判定をしなけれ ばならない。それゆえ各 Pt における dR 分布をガウス関数と二次関数を用いて ft し、その関数の 積分値が 99.7%となる dR の値を、その Pt における Extrapolator の誤差 dR として決定した。今 回は、4,5,10,11,19,38GeV のシングルミューオンサンプルの dR の値から全 Pt 領域に渡る dR を 決定する関数を作成し、この関数に従ってミューオンの Pt から求められた dR を Extrapolator の 誤差とする。図 4.9 が示すように低 Pt の領域では dR が急激に大きくなる。



Error of Extrapolator (5GeV)

5GeV

# of event

4GeV

Error of Extrapolator (4GeV)

# of event

図 4.8: エンドキャップにおけるシングルミューオンと digit 間の dR 分布。Pt が高くなる程誤差が減る。



図 4.9: Pt による Extrapolator の誤差の変化。関数  $\frac{a}{r^2} + \frac{b}{r} + c$  によって fit している。

ROIの半径を式 4.4 の dR で表すと <1.9 で 0.021 となり、 >1.9 においては 0.039 となる。 よってトリガー判定に用いられるマッチング範囲は

マッチング範囲 = Extrapolator のエラー dR + 0.021( < 1.9) (4.5)

マッチング範囲 = Extrapolator のエラー dR + 0.039(
$$> 1.9$$
) (4.6)

となる。

### 4.4 最新の ATLAS Track Extrapolator

ATLAS Extrapolator はエネルギー損失と多重散乱に起因する統計誤差を見積もれないことを 述べたが、最新バージョンのシミュレータではこの誤差を見積もる Extrapolator が実装されてい る。しかし、最新の Extraolator は動作の検証が十分でないことに加え、このバージョンに適合し たシミュレーションデータが少ないことから最終的な結果は現段階では導けていない。ここでは、 最新のバージョンの Extrapolator と今回の研究で使用した Extrapolator の性能を比較する。

#### 4.4.1 Extrapolator の誤差

最新の Extrapolator が返す誤差の妥当性を検証する。使用したミューオンはシングルミューオ ンのイベント生成時の情報である。Extrapolator が返す phi 方向の誤差 phi と前章にて説明した 方法と同じく、エンドキャップにおける digit と Extrapolate されたシングルミューオンに対して 4.2 によって算出された d から

$$\frac{a}{_{phi}} \tag{4.7}$$

を計算した結果が図 4.10 である。ガウス分布になることから Extrapolator の返す誤差が実情を反映していることがわかる。



図 4.10:赤い曲線が最新の Extrapolator が返す誤差、黒い曲線は従来の評価法法 (左図)。式 (4.7)の計算結果 (右図)

### 4.4.2 最新の Extrapolator による誤差の見積もり

最新の Extrapolator のは誤差を見積もることができるため、前章のように dR の 3 を使う必要はなく、イベントごとに dR を決定できる。図 4.11 に Pt に対する誤差 dR を示す。黒いプロットは最新のバージョンによって得られた 1 つ 1 つのミューオンに対する Extrapolator の誤差 dR である。赤い曲線は前節の図 4.9 の dR である。赤いラインが最新の Extrapolator の分布の上限をなぞるように重なることから、図 4.9 の dR の計算方法とその値が妥当であると言える。



図 4.11: 最新の Extrapolator の dR

## 4.5 イベントセレクション

節 3.2.3 で述べたようにトリガーは SSC 単位で出力される。このために、J/ $\psi$  崩壊からのダイ ミューオンが同一の SSC に入射した場合、仮にダイミューオンがどちらもトリガーされていたと しても、ROIの hit 記録は1つしか残らない為にトリガー効率は実際よりも低く見積もられる。そ れゆえ、トリガー効率を正確に見積もるためには同一の SSC に2つのミューオンが入射したイベ ントは計算から除かなければならない。SSC のサイズの最大値は対角線上の距離であり、dR に して

- dR< 0.15(| | <1.9)
- dR< 0.27(| | >1.9)

である。図 4.12 と図 4.13 は Legtechnique によるセレクション後の pp  $J/\psi$   $\mu\mu$  と bb  $J/\psi$  $\mu\mu$ のエンドキャップとフォワードにおけるダイミューオン間の dR を表している。同一の SSC に 入社するイベント数はエンドキャップで 0.8%、フォワードで 9.3% である。



図 4.12: エンドキャップに入射したミューオンの dR

図 4.13: フォワードに入射したミューオンの dR

トリガー判定における ROI のヒットとミューオンのマッチングの範囲 dR はエンドキャップの ミューオンのポジションから半径 dR の円に入る範囲である。ダイミューオン間の距離が短い、 ミューオンの Pt が低く dR の範囲大きい、またその両方の場合、ダイミューオンのもつ各々の dR の範囲が一部重複することがある。重複した範囲に ROI のヒットが存在した場合、1つの ROI ヒットに対して2つのミューオンがマッチングを成立させてしまい、トリガー効率が本来よりも 高く評価される可能性がある。このようなイベントを除く為に、ダイミューオンのエンドキャップ における距離がそれぞれのミューオンの dR を足し合わせた距離よりも離れることを要求した。つ まりシードミューオンのマッチング範囲を dR<sub>1</sub>、プローブミューオンの範囲を dR<sub>2</sub> として

Extrapolator によって決められたエンドキャップにおけるダイミューオン間の距離 > dR<sub>1</sub> + dR<sub>2</sub> (4.8)

となるイベントのみをトリガー効率の計算に使う。



図 4.14: エンドキャップにおけるダイミューオンの誤差 dR の概念図。円が重複しないイベントを選ぶ

# 4.6 トリガー効率の測定結果

### 4.6.1 トリガー効率

前節で述べたアルゴリズムを適用して計算した運動量  $Pt \leq 20 GeV$  の範囲における J/ $\psi$  崩壊によるミューオンのトリガー効率を示す。トリガー効率は

である。



図 4.15:  $J/\psi$   $\mu\mu$  の Pt に対するトリガー効率



図 4.16:  $J/\psi \quad \mu\mu$  の  $\eta$  に対するトリガー効率

図 4.15 に Pt に対するトリガー効率図を示す。6GeV でほぼ所定のトリガー効率をもち、図 4.16 からトリガー効率は η 依存性をもつことがわかる。図 4.17 は Pt6GeV にトリガー効率の精度について求めた結果を示す。精度の計算は

$$5.5 < \mathrm{Pt} < 6.5 \mathrm{GeV}$$
におけるトリガー効率の精度 =  $\frac{$ トリガー効率の測定誤差  
トリガー効率 (4.9)

である。ATLAS 実験初期のコミッショニングランではルミノシティにして約 100pb<sup>-1</sup> 用いるこ とができる。現在生成したイベントはルミノシティにして pp  $J/\psi$   $\mu\mu$  が 12pb<sup>-1</sup>、bb  $J/\psi$  $\mu\mu$  が 6pb<sup>-1</sup> と統計量が足りないため、横軸の値に対応する統計誤差を見積もった。図 4.17 から 10<sup>-3</sup> の精度でトリガー効率の測定が可能であると予測される。



図 4.17: 5.5<Pt<6.5GeV におけるトリガー効率の測定精度

#### 4.6.2 トリガー効率の測定結果の妥当性の検証

前節で求めたトリガー効率がどの程度トリガーバイアスの影響を受けているのかを検証する。現 在のシミュレーション環境において求められる正しいトリガー効率をシングルミューオンイベント を用いて決定する。シングルミューオンは前節においても述べたように1イベント中に1ミュー オンのサンプルである。シングルミューオンイベントの場合、マッチングをとらなくとも、ROI のヒットがあればトリガーしていることがわかるので、各Ptにおいて

#### ROIのヒット数 リコンストラクションされたミューオン数

と計算することでトリガー効率が決定可能である。

図 4.19, 図 4.18 は J/ $\psi$   $\mu\mu$  とシングルミューオンの  $\eta$  分布を示している。前節の図 4.16 からわ かるようにトリガー効率は  $\eta$  依存性をもつため、シングルミューオンと J/ $\psi$  サンプルの  $\eta$  分布に 差異が存在するとトリガー効率を比較できない。そこで、J/ $\psi$   $\mu\mu$  の  $\eta$  分布をシングルミューオ ンの  $\eta$  分布に合わせて一様になるように重みをかけた。



図 4.18: シングルミューオンの η 分布

図 4.19: *J*/ψ μμ の η 分布をスケール。分布を一様にして シングルミューオンに条件を合わせている

スケール後の  $J/\psi$   $\mu\mu$  とシングルミューオンのトリガー効率を示す。 $J/\psi$   $\mu\mu$  とシングルミューオンのトリガー効率がほぼ一致することから、測定方法が妥当であると考えられる。



図 4.20: スケール後の  $J/\psi$   $\mu\mu$  とシングルミューオンのトリガー効率。緑のプロットがシングルミューオン、黒が  $J/\psi$  を示す

				• • / + •• • •		
	4GeV	5 GeV	6 GeV	7 GeV	$9 \mathrm{GeV}$	10 GeV
$J/\psi$	$0.074 \pm 0.008$	$0.464 \pm 0.01$	$0.776 \pm 0.009$	$0.818 \pm 0.009$	$0.906 \pm 0.020$	$0.907 \pm 0.014$
Single muon	$0.075 \pm 0.002$	$0.488 \pm 0.006$	$0.783 \pm 0.004$	$0.855 \pm 0.004$	$0.898 \pm 0.004$	$0.905 \pm 0.004$
	12GeV	13 GeV	14GeV	15 GeV		
$J/\psi$	$0.916 \pm 0.016$	$0.895 \pm 0.021$	0.974 ± 0.011	$0.826 \pm 0.034$		
Single muon	$0.904 \pm 0.002$	$0.918 \pm 0.002$	$0.922 \pm 0.022$	$0.919 \pm 0.004$		

表 4.2: シングルミューオンと対応する J/ $\psi$  のトリガー効率

# 4.7 バックグラウンド事象の解析

#### 4.7.1 バックグラウンド過程

トリガー効率の測定を行う上でバックグラウンドは 4.3.1 節の Step2 において不変質量をを組ん だ際に偶発的に 2.8 < M < 3.3 になる J/ $\psi$  崩壊以外からのミューオンと判定された粒子である。 ATLAS 検出器ではミューオンスペクトロメータにおいてミューオンの識別が可能であることか ら、基本的には、ミューオン以外の粒子がトリガー効率に与える影響は少ない。バックグラウン ドの候補となるイベントは、高い生成断面積/ $\psi$  崩壊以外からミューオンである。J/ $\psi$  崩壊からの ミューオンは、不変質量を組めたミューオンを用いるため、再構成されたミューオンの Pt の値の 信頼性が高いが、それ以外のミューオンについては保証されない。例えば、中央飛跡検出器で測 定された Pt が TGC 位置での Pt と大きく異なることがある。これは、例えば 粒子がカロリー メータ中で崩壊し、内部飛跡検出器では崩壊前の Pt,TGC では崩壊後の Pt を測定する場合に起き る。前節で示したように、トリガー効率は Pt に依存するため、正しいトリガー効率を得るには Pt の信頼性が重要である。また、フェイクミューオンの混入率や ,K 崩壊からのミューオンの量は 実験が開始されないと正確にはわからないこともあり、J/ $\psi$  崩壊以外からのミューオンはできる だけ除外したほうがよい。以下にバックグラウンドとなるミューオンのの生成源について述べる。

diJet

pp 衝突において QCD 過程を通して大きな運動量を持つ粒子は「ジェット」と呼ばれるハドロン 粒子の束になる。ジェットは元のクォークまたはグルーオンと同様の進行方向を持ち、pp 衝突で対 生成される。ジェットを構成する 粒子、K 粒子や重い粒子がミューオンに崩壊するため、バック グラウンドとなる。ここではジェットを Et に応じて9つに分類し Et の低い方から J0 ~ J8 とした。



図 4.21: diJet の成分表示

Data set	ET Range $(GeV)$	Pythia Cross-section (nb)
JO	10 - 17	17,490,000
J1	17 - 35	1,377,000
J2	35 - 70	96,300
J3	70 - 140	6135
J4	140 - 280	316.8
J5	280 - 560	12.47
J6	560 - 1120	0.3445
J7	1120 - 2240	0.00530
J8	2240+	0.0000222

表 4.3: dijet の情報。定義毎に J0~J8 の名前を付けている。

bb 崩壊からのミューオン

重いクォークのなかでも、bb 崩壊でのミューオンで 6GeV 以上のミューオンが最低 1 つ以上存 在するイベントは 6140nb とクロスセクションが非常に高く、トリガー効率を測定に影響を及ぼす 可能性がある。また、条件からわかるように、本研究でシグナルとして扱う、bb J/ψ μμ も含 まれている。

	$\chi$ 4.4. DD muta $\mathcal{O}$ in $\chi$					
Da	ıta set	Cross - section(nb)	cut of final stats particle	event number		
bb	mu6x	6140	$\eta < 2.5$	150000		

表 4.4: bb mu6x の情報



図 4.22: bb mu6x の Cross-Section 表示

### 4.7.2 バックグラウンドの性質

シグナルとバックグラウンドのルミノシティを  $50 \text{nb}^{-1}$ のイベント数に合わせて評価した。diJet,bb mu6x 共にクロスセクションが非常に大きいため、シミュレーションによって作成されたイベント数が不足している。そこでイベント数をプリスケールして  $50 \text{nb}^{-1}$  に合わせた。図 4.23 に diJet と bb サンプルの全トラックの不変質量分布を、表 4.5 に J/ $\psi$ の不変質量になるバックグラウンドのイベント数を示す。bb mu6x の質量分布の 3GeV 付近にピークが見えるが、これは bb J/ $\psi$ の崩壊モードである。シミュレーションデータを用いており、粒子の識別が可能であるから以後の解析ではバックグラウンドに注目するために、diJet,bb mu6x 内に含まれている J/ $\psi$  のイベントは取り除いた。

サンプル名	イベント数 (2.9 <m<3.3)< th=""><th><math>\mathrm{J}/\psi</math>に対する割合 (%)</th></m<3.3)<>	$\mathrm{J}/\psi$ に対する割合 (%)
J1	13112	1076
J2	1266	104
J3	199	16.3
J4	35	2.87
J5	5.58	0.55
J6	0.5	0.04
bbmu6x	794	65
$\mathrm{J}/\psi$	1218.14	-

表 4.5: cut なしのバックグラウンドの量と  $J/\psi$  に対する割合



図 4.23: バックグラウンドの不変質量分布 (cut なし)



図 4.24: バックグラウンドの Pt 分布 (cut なし)

# 4.7.3 イベントセレクションによるバックグラウンドの量の変化

実験本番では、全イベントに対して前章で説明した J/ψ 崩壊からのミューオントリガー効率測 定の為のイベントセレクションを適用させる。適用後の diJet,bb mu6x 不変質量分布を図 4.25 に示す。バックグラウンドとなる不変質量の領域での事象数が大きく削減されることから、トリ ガー効率の測定方法そのものが、有効なバックグラウンドの削減の条件として機能していると言 える。

サンプル名	イベント数 $(2.9 < M < 3.3)$	削減率 (%)	$\mathrm{J}/\psi$ に対する割合 (%)
J1	0	-	-
J2	13.15	98.97	2.5
J3	5.04	97.46	0.96
J4	0.12	99.65	0.02
J5	0.062	98.88	0.01
J6	0.0048	99.11	0.0009
bbmu6x	66	91.68	12.5
$J/\psi$	525	-	

表 4.6: イベントセレクション適用後のバックグラウンドの削減率と J/ψ に対する割合



図 4.25: セレクションカットを適用後の  $J/\psi$  とバックグラウンドの不変質量分布。左図が diJet, 右図が bb mu6x

そこで、節4.5で述べた、トリガー効率測定のための、どのセレクションカットがバックグラウンドの削減に寄与しているかを調べた。セレクションは前節までに述べたように、次の4つからなる。

cut1 LVL1 threshold が 6GeV 以上のミューオンが 1 つ以上

cut2 ダイミューオンの電荷符号が逆

**cut3 エンドキャップにおけるダイミューオン間の距離** dR>0.15(<br/>
<br/>
<b

cut4 ダイミューオンの Extrapolator の誤差の範囲が重複しない

1つ1つのセレクションによる不変質量分布の変化を図 4.27 に示す。バックグラウンドを大き く削減するのは cut1 と cut4 である。cut1 は1イベント中に最低1つの Pt>6GeV を要求する。図 4.26 は不変質量が 2.9<M<3.3 の Pt 分布を示しているが、バックグラウンドは Pt が低くなる程 事象数が多くなる。このため、Pt による cut が効果的にバックグラウンドを削減する。cut4 が効 果的であるのは図 4.28 が示すようにバックグラウンドはシグナルと比較して dR が小さく、イベ ントが大量に落ちるが、それに対してシグナルは生き残る可能性が高いからである。bb mu6x のバックグラウンドが cut1 で diJet と比較して削減されないのは、1イベント中に必ず 6GeV 以 上のミューオンが存在するためである。cut4 は diJet と同じく、シグナルと比較して dR が小さい ため、イベントが大量に落ちる。



図 4.26: 不変質量が 2.9<M<3.3 における Pt 分布

cut1	イベント数	削減率(%)
J1	1040	92.21
J2	116.28	90.81
J3	39.48	80.16
J4	7.12	79.65
J5	1.18	78.78
J6	0.109	78.18
bb	560	29.47

表	4.7:	各	$\operatorname{cut}$	によ	31	バッ・	クグ	ラウ	ン	ドの	)削	減率	X
													_

cut2	イベント数	削減率(%)
J1	6230	53.12
J2	646	48.97
J3	90.72	54.43
J4	16.08	54.05
J5	2.78	51.08
J6	0.245	51.03
bb	516	35.01

cut4	イベント数	削減率(%)
J1	416	96.87
J2	51.68	95.91
J3	20.16	89.87
J4	2.4	93.14
J5	0.604	89.14
J6	0.06	87.88
bb	116	85.39

cut3	イベント数	削減率(%)
J1	11648	12.5
J2	1085.28	14.28
J3	151.2	24.05
J4	27.2	22.28
J5	4.31	22.73
J6	0.37	24.18
bb	628	20.9



図 4.27: 各々のセレクションカットに対するバッググラウンドの不変質量の変化



図 4.28: ダイミューオン間の距離 dR

バックグラウンドを含む J/ψの不変質量分布

図 4.25 より、bb mu6x は最終的にシグナルに対して 12%がバックグラウンドとして混入する と見積もられる。diJet の J3 ~ J8 は cut により無視できる程度まで削減される。J1 に関しては統 計量が不足しているためバックグラウンド量を直接的に見積もることが困難である。図(4.29)は 全てのカット後の J1 ~ J6 の diJet の不変質量分布を 1 つまとめたものである。これらの図や

- イベントセレクション後の不変質量分布に強い Et 依存性がない
- 表 4.6 から Jet の Et によらず削減率がほぼ一定である

ことがわかる。よってバックグラウンドはほぼ反応断面積に比例すると推測される。また、Et が低いサンプルほど、cut1 が有効である(=Pt が低いサンプルが多い)ことから J1 によるバックグラウンドは数% ~ 数十%程度だと予想される。これより低い Et をもつジェットからのバックグラウンドは未知であるが、Et が 10GeV 以下のジェットから Pt>6GeV のミューオンが生成されるのはまれなので、バックグラウンドの量は J1 と大きく変わらないと推測される。



図 4.29: バックグラウンドの不変質量分布

### 4.7.4 バックグラウンドを含めたトリガー効率

図 4.30 は bb mu6x を含むトリガー効率である。立ち上がりの部分である Pt < 10GeV におい てトリガー効率が下がる傾向があり、bb 崩壊のミューオンに対するトリガー効率を正しく測定で きていない。物理事象から崩壊する、不変質量を組むことよって Pt の分解能に信頼性を得られる ミューオン以外を用いるとトリガー効率の測定に影響をもたらすが、その度合いは小さいと言え る。現在のアルゴリズムでは取り除くことのできないトリガー効率を押し下げるこれらのミュー オンを取り除く方法を考える必要がある。



図 4.30: バックグラウンドを含めた Pt に対するトリガー効率



図 4.31: bbmu6x の Pt に対するトリガー効率

# 第5章 まとめ

本研究ではATLAS レベル1エンドキャップミューオントリガーのトリガー効率を pp 衝突からの2ミューオン事象を用いて測定する方法をフルシミュレーションデータを用いて開発した。

先行研究とし Z  $\mu\mu$ を用いたトリガー効率の測定が行われていたが、測定可能な領域が横方 向運動量 Pt>20GeV に限られていた。そこで本研究では pp J/ $\psi$   $\mu\mu$  と bb J/ $\psi$   $\mu\mu$  を用い て Z  $\mu\mu$  では測定できない低 Pt の領域のトリガー効率の測定を行った。

トリガー条件を課したことにより生じるトリガーバイアスがなべく小さくなるミューオンを選定すると共に、物理過程を経て生成されたミューオンを用いることにより、フェイクミューオンによるバックグラウンドを低減させることを試みた。具体的には、トリガー効率の測定に2ミューオンを要求し、一方をトリガー用に、もう一方をトリガー効率の測定に使用することで、対となるミューオンがレベル1トリガーと独立の測定を可能にするLeg-technqueと呼ばれる手法を用いた。リコンストラクションされたトラックとROIのヒットがマッチしたばあいトリガーしたとして、測定対象のミューオン数に対する、トリガーされたミューオンの比としてトリガー効率を見積もった。

シングルミューオンを用いて、測定したトリガー効率のバイアスを調べたところ、±2%以内と 小さいことがわかった。さらに測定の際のバックグラウンドとして diJet と bb から崩壊するミュー オンの性質とトリガー効率に与える影響を研究した。主要なバックグラウンドは dijet と bb 崩壊か らのミューオンであると考え、バックグラウンドの影響量を見積もった。結果、bb が約 12%, diJet はサンプル数が足りずに正確な見積もりが不可能だが、だいたい J/ψ に対して数% ~ 数十% であ ると推定された。

# 参考文献

- [1] ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report, CERN/LHCC/99-14,1999
- [2] The ATLAS Computing Workbook, June 2007
- [3] 神戸大学 稲田昌彦 修士学位論文「ATLAS エンドキャップトリガーにおける宇宙線ミュー オン事象の研究」、2007 年
- [4] 筑波大学 永井義一 修士学位論文「ATLAS 実験 SCT バレルシリコン飛跡検出器の宇宙線 を用いた性能評価」,2007 年
- [5] 信州大学 戸塚真義 修士学位論文「ATLAS 実験ミューオン検出器用トリガーシステムの現 実的シミュレータの開発研究」,2002 年
- [6] 神戸大学 大町千尋 修士学位論文「ATLAS 実験におけるシミュレーションを用いたエンド キャップトリガーの性能評価」,2006 年

# 謝辞

本研究携わる機会を与えてくださり、また適切な指導をしていただいた蔵重久弥准教授に深く 感謝いたします。本研究を遂行する上で、必要な知識と手段を提供して頂き、同時に適切な指導 を頂いた金谷奈央子助手に感謝いたします。研究室の先輩である喜家村裕宣氏には研究を行うに あたり、ソフトウェアの使用方法から解析に至まで多くの助言を頂き、感謝いたします。粒子物 理研究室の教授として指導を頂いた川越清以教授、本論文執筆にあたり、多くの助言と指導を頂 いた山崎裕司准教授、そして研究室の方々に感謝いたします。