

修士学位論文
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

物理学専攻 粒子物理研究室

077s125s

堀 卓也

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

平成 21 年 2 月 23 日

概要

2009年に実験開始予定の ATLAS 検出器には、陽子陽子衝突による大量に生成されるイベントの中から、解析対象とされるイベントのみを選別するトリガーシステムが設置される。トリガーシステムのひとつであるレベル1 エンドキャップ ミューオントリガーでは、ミュー粒子の横方向運動量 (p_T) を指標としてイベントの取捨選択を行う。 p_T の概算には、あらかじめシミュレーションデータから作成した参照表が用いられる。よって、この参照表はトリガーシステムの性能に大きく影響する。本研究では、参照表の作成とその性能評価を行うとともに、ATLAS 実験で予想される放射線背景事象による影響を見積もった。また、トリガーシステムの最適化手段として、運動量分解能の悪い領域に対するレートの抑制、低 p_T のミュー粒子に対するトリガー効率の改善を行った。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ATLAS 実験	2
2.1	LHC : Large Hadron Collider	2
2.2	ATLAS 実験の目指す物理	3
2.2.1	標準模型における Higgs 粒子	3
2.2.2	超対称性粒子	6
2.2.3	その他の物理	6
2.3	ATLAS 検出器	7
2.3.1	内部飛跡検出器	8
2.3.2	カロリメータ	9
2.3.3	ミュオン粒子検出器	10
2.3.4	超電導磁石システム	11
第 3 章	TGC ミューオントリガーシステム	12
3.1	トリガーシステム	12
3.1.1	レベル 1 トリガー	13
3.1.2	レベル 2 トリガー	13
3.1.3	イベントフィルター	13
3.2	レベル 1 エンドキャップミュオントリガー	13
3.2.1	Thin Gap Chamber (TGC) について	13
3.2.2	TGC システムの読み出し機構	17
3.2.3	TGC エレクトロニクス	19
3.2.4	トリガー判定	20
3.2.5	トリガーシミュレーション	23
第 4 章	Coincidence Window の作成と性能評価	24
4.1	CW について	24
4.2	作成方法	25
4.3	性能評価	27
4.3.1	トリガー効率とトリガーレートの定義	27
4.3.2	統計量依存性	30
4.3.3	割合依存性	31
4.4	以前の CW との比較	31
4.4.1	トリガー効率の比較	32
4.4.2	トリガーレートの比較	33
4.5	実験場背景事象への耐性	34
4.5.1	トリガー効率への影響	35

4.6	マスク処理によるトリガーレートの抑制	36
4.6.1	マスク領域の決定	36
4.6.2	トリガー効率とレートへの影響	37
4.7	低横方向運動量 ($low-p_T$) 事象のトリガー効率の改善	38
4.7.1	手法	38
4.7.2	$low-p_T$ 用 CW の作成	38
4.7.3	トリガー効率とレートへの影響	39
第 5 章 まとめ		42

第1章 序論

素粒子物理学における標準模型は自然界に存在する4つの相互作用のうち、重力を除いた強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用を記述する理論で、1970年代に構築され、1980年代以降に各種の実験によりその模型の正確さが定量的に確かめられ、確立された。標準模型を構成する基本粒子のなかで、唯一未発見であるのが Higgs 粒子である。標準模型ではゲージ対称性が成立し、そのためには3つの相互作用の媒介粒子(ゲージ粒子)の質量はゼロである事が要請される。しかし、弱い相互作用を媒介する W 粒子と Z 粒子は質量を持つことが実験的に確かめられている。そこで、 W 粒子と Z 粒子が標準模型で質量を得るために考えられた理論が Higgs 機構で、これらの粒子は、Higgs 場と相互作用することで質量を獲得する。これまで様々な実験で探索が行われてきたが未だ発見されていない。

2008年9月10日、スイスのジュネーブにある欧州素粒子原子核研究機構(CERN)にて大型陽子陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider)が稼働を開始した。LHC 加速器は周長 27km のビームトンネル、8.4T の超伝導磁石を用いることで世界最高衝突エネルギーである 14TeV を実現し、ルミノシティは最高で $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ に達する。LHC 加速器では Higgs 粒子の探索など TeV エネルギー領域の物理や、標準模型の精密測定など様々な研究が行われる。

LHC 加速器の衝突点の一つに設置される ATLAS 検出器は、様々な粒子検出器によって構成される汎用検出器である。LHC 加速器は 40.08MHz のバンチ交差をもち、衝突点で発生する陽子同士の衝突頻度は 1GHz にもなる。そのため、ATLAS 検出器には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選別するトリガーシステムが設置される。トリガーシステムは3段階で構成され、1GHz の膨大なイベントの中から最終的に保存するデータの頻度を 100Hz まで段階的に絞りこむ。

本研究対象であるレベル1エンドキャップミュオントリガーは、トリガーシステムの初段に位置する。ミュオン粒子は物質に対する透過性が高く寿命も長いため、ATLAS 検出器の外側まで通り抜ける。他の粒子は内部の検出器によって遮蔽されるため、ATLAS 検出器の最外層に設置することで有効なトリガー検出器となる。標準模型の Higgs 粒子の質量が 120GeV 以上である場合、多くの崩壊モードにレプトンが含まれている。また、標準模型を越えた理論である超対称性粒子では、レプトンを含む崩壊モードが存在することが予測されている。このため、これらの物理探索にはミュオン粒子を用いたトリガーは重要な役割を担っている。

レベル1エンドキャップミュオントリガーでは、磁場によるミュオン粒子の飛跡の曲がりから横方向運動量 (p_T) を概算し、トリガー判定を行う。この際に、飛跡の曲がりと p_T を対応付けた Coincidence Window(CW) と呼ばれる参照表が用いられる。本研究では、シミュレーションデータを用いて CW を作成する方法について研究を行い、また作成した CW の性能評価を行った。

また、安定したトリガー効率の実現には、予め予想される状況での検出器の応答を把握し、実際の実験での的確な対処方法の確立が求められる。トリガーレートの抑制手段、及び比較的低いエネルギーでの物理探索に用いられる、低 p_T のミュオン粒子に対するトリガー効率の改善手段について研究を行った。

本論文では、第2章で ATLAS 実験に置ける物理と ATLAS 検出器についてまとめ、第3章でエンドキャップミュオントリガーについて述べる。第4章で CW の開発とその性能評価について述べ、第5章をまとめとする。

第2章 ATLAS実験

2.1 LHC : Large Hadron Collider

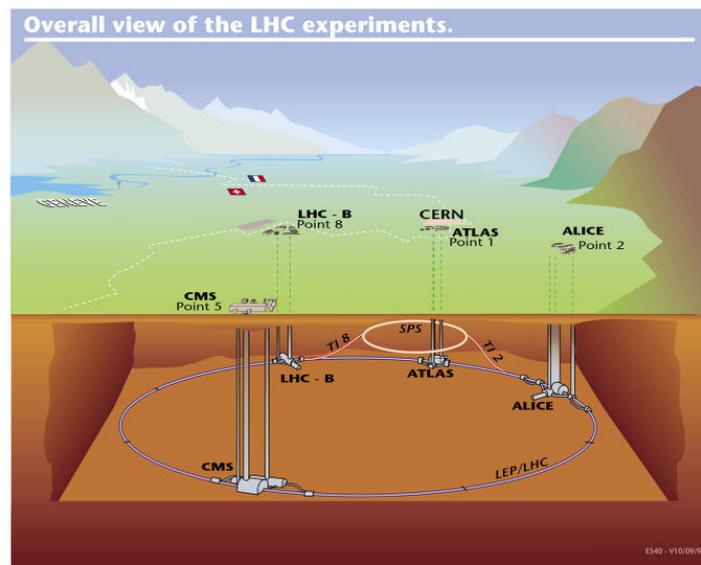


図 2.1: LHC 加速器

Large Hadron Collider(LHC) は、スイスのジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核研究機構(CERN)において建設中の陽子・陽子衝突型の円形加速器である。2000年に終了した大型電子・陽電子衝突型加速器 LEP(Large Electron Positron Collider) で使用されたトンネル内に設置される。2008年9月に稼働が開始され、2009年の実験開始を目指している。LHCの主要パラメータを表 2.1 に示す。

陽子の質量は電子の質量の約 2000 倍も大きいため、加速されるときに円軌道の接線方向に放出されるシンクロトロン放射¹ によるエネルギー損失は非常に少ない。そのため、LHC は LEP よりも遥かに到達エネルギーを高くでき、7TeV まで加速した陽子同士の正面衝突により、重心系で 14TeV の世界最高のエネルギーを実現する。ルミノシティは最大で $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ に達し、TeV 領域の物理の開拓を可能にしている。しかしその反面、陽子衝突は散乱断面積が大きく、その構成粒子であるクォークやグルーオン同士の散乱によってジェット等のバックグラウンドが非常に多く生成される。その中から興味のある事象を選別することは難しい。この為、LHC に設置されて

¹磁場中を円運動する荷電粒子が、円軌道を 1 周するときにシンクロトロン放射により失うエネルギー ΔE は

$$\Delta E[\text{MeV/turn}] = \frac{4\pi\alpha\hbar c\beta^3\gamma^4}{3R} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで、 $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = E/mc^2$ である。

い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ができることが要請される。

表 2.1: LHC 加速器の主要パラメータ

主リング周長	26,658.87m	重心系エネルギー (陽子+陽子)	7.0TeV + 7.0TeV
ルミノシティ	$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$	ルミノシティ寿命	10 時間
衝突頻度	40.08MHz	バンチ間隔	24.95nsec
1バンチあたりの陽子数	10^{11} 個	バンチの長さ	75mm
バンチ数	2835 個	バンチ衝突あたりの陽子衝突	23
衝突点のビーム半径	$16\mu\text{m}$	衝突角度	$200\mu\text{rad}$
入射エネルギー	450GeV		

LHC のビーム衝突点は 4 カ所あり、それぞれの地点に測定器を設置する。4 つの測定器は、後述する大型汎用測定器である ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS) 検出器、ATLAS 検出器と同じ汎用測定器である CMS(Compact Muon Solenoid) 測定器 (図 2.2(a))、B 中間子の研究に特化した LHC-B 測定器 (図 2.2(b))、重イオン衝突実験用の Alice(A Large Ion Collider Experiment) 測定器 (図 2.2(c)) である。

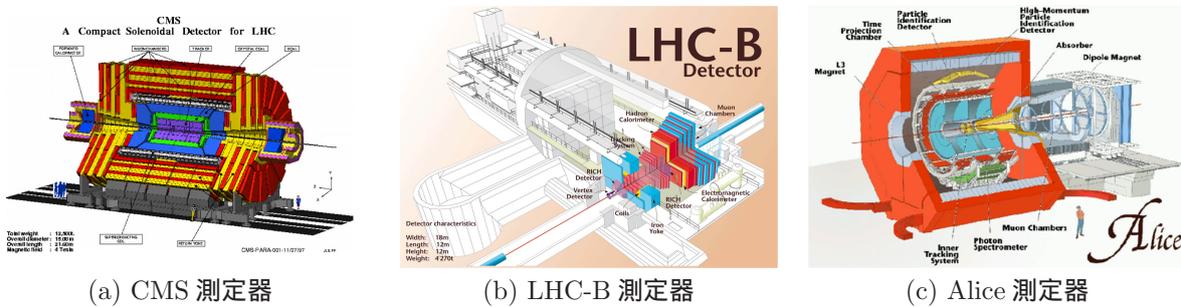


図 2.2: LHC に設置される測定器

2.2 ATLAS 実験の目指す物理

ATLAS 実験の目的は

- 標準模型の基本粒子であり、唯一未発見である Higgs 粒子の探索
- 超対称性 (SUSY) 粒子の探索
- トップクォークの物理
- B 中間子での CP 非保存の研究

など多岐に渡る。LHC が世界最高エネルギーを誇る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。以下にこれらについて概要を述べる。

2.2.1 標準模型における Higgs 粒子

Higgs 粒子は、素粒子の基本的な振舞いを記述する標準模型において、粒子に質量を与えるとされる未発見の基本粒子である。Higgs 粒子を発見することは、万物の質量起源の解明につながると

期待されている。

Higgs 粒子自身の質量は理論的な制約からおよそ 1TeV 以下であると考えられている。また、これまで行われてきた実験から 114GeV 以上であるとされている。ATLAS 実験ではこれらの予想される全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。

2.2.1.1 Higgs 粒子の生成過程

Higgs 粒子の結合定数は質量と比例するため、トップクォークや W 粒子、Z 粒子など質量の大きい粒子と強く相互作用するとされる。このため、LHC での生成過程は主に以下の 4 つと考えられている。生成過程と各断面積を図 2.3、図 2.4 にそれぞれ示す。

- $gg \rightarrow H^0$ (グルーオン融合)

トップクォークやボトムクォークのループを介した生成過程で、最も生成断面積が大きい。その反面、Higgs 粒子の崩壊によって生成される粒子以外に大きな横方向運動量 (p_T) を持つ粒子が無く、バックグラウンドとの選別が非常に困難である。
- $qq \rightarrow qqH^0$ (弱ボゾン融合)

2つのクォークから放出されたゲージボゾンから Higgs 粒子が生成される。生成断面積は比較的大きく、また散乱角前方にクォークからのジェットが 2本観測される特徴があるため、イベントの選別が比較的行きやすい。
- $gg \rightarrow (t\bar{t}/b\bar{b})H^0$ (t/b 随伴生成)

グルーオンから対生成されたトップ/ボトムクォークが対消滅し Higgs 粒子が生成される。終状態に検出器の前後方にトップ/ボトムクォークによるジェットを伴う。
- $qq \rightarrow (W/Z)H^0$ (W/Z 随伴生成)

クォークの対消滅により生成されたゲージボゾンから Higgs 粒子が放出される過程である。終状態にゲージボゾンが観測される特徴がある。

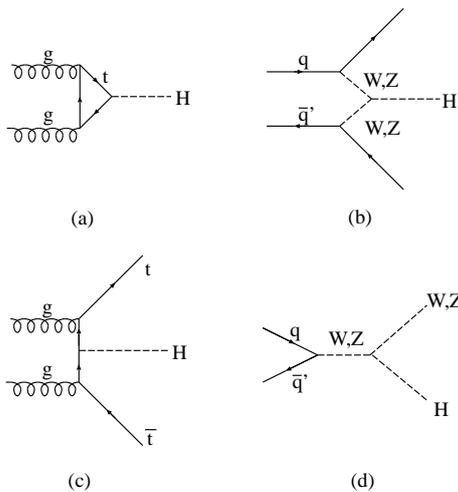


図 2.3: Higgs 粒子の生成過程。(a) グルーオン融合、(b) 弱ボゾン融合、(c)t/b 随伴生成、(d)W/Z 随伴生成

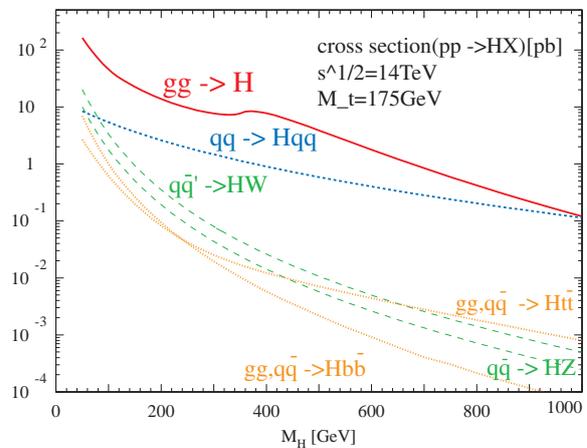


図 2.4: Higgs 粒子の生成断面積

2.2.1.2 Higgs 粒子の崩壊過程

Higgs 粒子の崩壊過程は Higgs 粒子の質量 M_H に依存しており、各質量領域で特徴的な崩壊過程が存在する。図 2.5 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。以下では、Higgs 粒子の質量別にその探索の概要を述べる。

- $114\text{GeV} < M_H < 130\text{GeV}$

$$H^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.2)$$

この質量領域では、図 2.5 から Higgs 粒子の主な崩壊過程は $b\bar{b}, \tau^+\tau^-, c\bar{c}$ である。しかし、これらについては陽子-陽子非弾性散乱のバックグラウンドが非常に大きいため、測定が困難である。そのため、崩壊分岐比は 10^{-3} と小さいがこの崩壊過程が主な探索チャンネルとなる。ここで、光子は質量がゼロで Higgs 粒子と結合出来ないので、トップやボトムクォーク、 W 粒子のループを介することで光子を放出する。

- $130\text{GeV} < M_H < 2M_Z$

$$H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (2.3)$$

この質量領域では、 W 粒子や Z 粒子の質量を超えるので、 WW^*, ZZ^* の崩壊モードが始まる。主なバックグラウンドとして $pp \rightarrow ZZ^*/Z\gamma^* \rightarrow 4\text{leptons}$ があるが、一つのレプトン対の p_T に制限をつけ、もう一つのレプトン対の不変質量に対して制約をつけることで、これらのバックグラウンドを除去することが出来る。

- $2M_Z < M_H < 700\text{GeV}$

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (2.4)$$

この崩壊モードは、”Gold-plated Channel” と呼ばれ、崩壊分岐比が大きい。2 組のレプトン対それぞれに不変質量が $M_{ll} \sim M_Z$ であることを課すことで、事象の取捨選択が有効であるため最も信頼性の高いモードである。このためシグナル/ノイズ比が非常に大きい。 $M_H = 200\text{GeV}$ としたとき、高ルミノシティで 1 年間の運転 (100fb^{-1}) で 100 イベント程度期待される。

- $700\text{GeV} < M_H < 1\text{TeV}$

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu, H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj \quad (2.5)$$

この質量領域では崩壊幅が大きくなり 4 レプトンモードでは統計量が不足するため、上記のモードを補足する。Higgs 粒子の崩壊分岐比は 4 レプトンモードと比べて、 $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$ は約 20 倍、 $H^0 \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ は約 150 倍それぞれ大きい。Higgs 粒子が弱ボゾン融合で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。

2.2.1.3 ATLAS 検出器での Higgs 粒子の発見能力

LHC を高ルミノシティ ($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$) で約 1 年間運転した時、ATLAS 検出において Higgs 粒子が発見される能力を図 2.6 に示す。縦軸は観測された信号が標準模型事象の統計的ゆらぎとしたときのずれを統計誤差の標準偏差で割ったものである。すなわち、予想される Higgs 粒子の事象数をバックグラウンドの事象数の平方根で割ったものである。

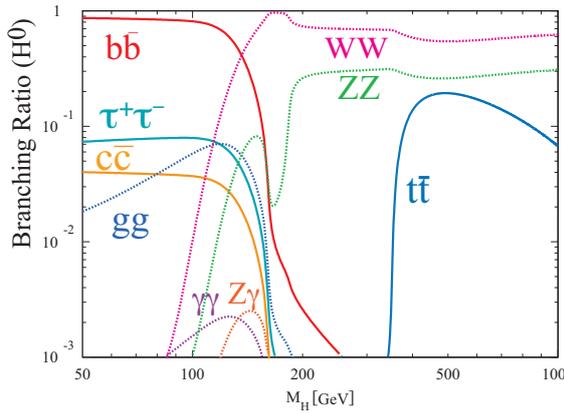


図 2.5: Higgs 粒子の崩壊分岐比

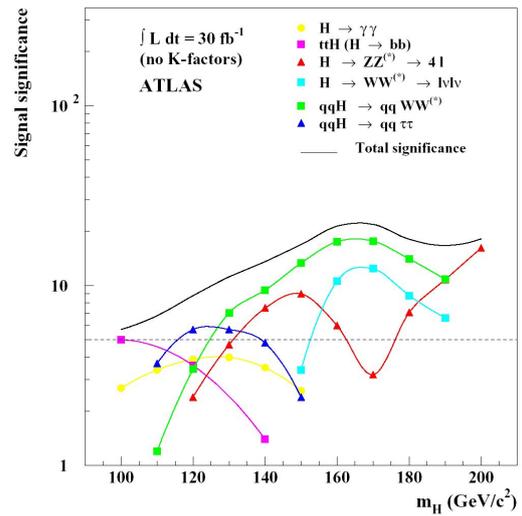


図 2.6: ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の発見能力

縦軸の値が大きい程 Higgs 粒子の事象があったとき、それがバックグラウンドでは説明出来ない事を示す。100fb⁻¹ あれば ATLAS 検出器において Higgs 粒子を 10 σ 以上の確からしさで発見出来る事を示している。

また、ATLAS 検出器は Higgs 粒子の質量の上限値である 1TeV 付近まで探索できる。

2.2.2 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きな一歩であると有力視されている。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、ボゾンとフェルミオンが対になって存在するものである。つまり通常知られているボゾンやフェルミオンに対し、スピンが 1/2 だけ異なるスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子の存在を予言する。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}) (ボゾン) があり、グルーオン (ボゾン) 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、超対称性粒子が発見できる可能性がある。超対称性粒子の主な崩壊過程の終状態にはレプトンが含まれており、これらの精密な測定は超対称性粒子の物理探索において重要な役割を担っている。

2.2.3 その他の物理

ATLAS 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、量子色力学 (QCD) の精密検証などがある。

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、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行われる。QCD の精密研究はクォークの内部構造の有無を、高い p_T を持つジェットの生成断面積の測定を通して行う。

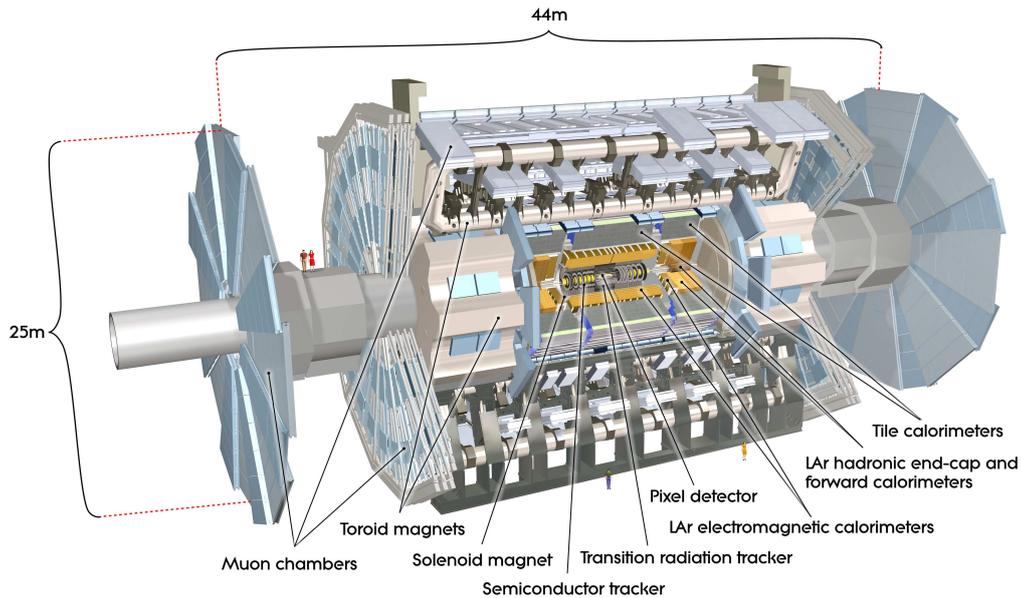


図 2.7: ATLAS 検出器

2.3 ALTAS 検出器

ATLAS 検出器は、直径 22m、長さ 44m の円筒形で、総重量はおよそ 7000t になる汎用検出器である (図 2.7)。図 2.8 に示す各粒子の透過性の差異により、内側から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュー粒子検出器と設置され、検出器の間には超電導磁石が設置される。2.2 節で述べた物理事象の探索から、検出器には以下のことが要求される。

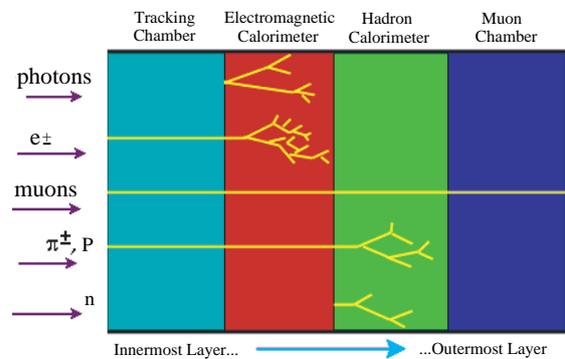


図 2.8: 各粒子の透過性

- LHC の高いルミノシティ環境に対応できる高速な応答と高い放射線耐性
- 内部飛跡検出器による荷電粒子の精密な運動量測定
- 全方位角と広範囲な擬ラピディティの測定有感領域
- 電磁カロリメータによる電子や光子のエネルギーと位置の高精度測定、及びハドロンカロリメータによる高精度なジェットと消失横方向エネルギー (E_T) の測定
- ミュー粒子検出器による高精度なミュー粒子の運動量測定
- 高頻度のイベントを正確に処理するシステム

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 ϕ 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 θ とし、擬ラピディティを $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ と定義する。

円筒型の ATLAS 検出器は、円筒の筒に相当する ($|\eta| < 1$) 領域をバレル、円筒の底面の円の中心 (ビーム) 付近より外側 ($1 < |\eta| < 1.9$) の領域をエンドキャップ、円の中心付近 ($|\eta| > 1.9$) をフォワードと呼ぶ。

以下、各検出器について概要を述べる。

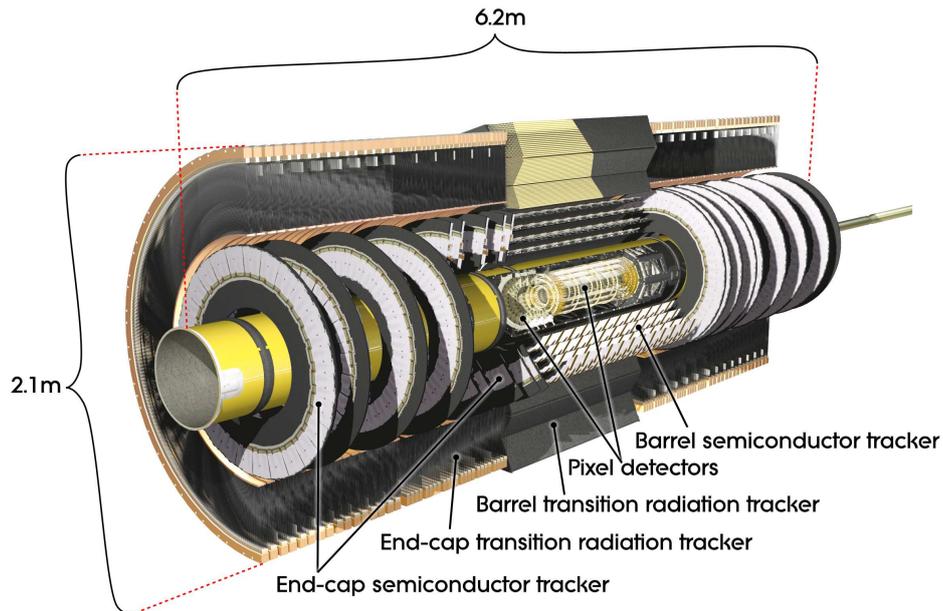


図 2.9: 内部飛跡検出器

2.3.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビームの衝突点に最も近い場所に設置され、2Tの磁場をつくる超伝導ソレノイド磁石の内部に位置する。図2.9に構造を示す。粒子の衝突点や崩壊点、ソレノイド磁場を用いた運動量の測定を行う。検出器は非常に大量の放射線下に置かれるので、高い放射線耐性が要求される。内部飛跡検出器は内部から順に、ピクセル検出器 (Pixel)、シリコン検出器 (SCT)、遷移輻射検出器 (TRT) の3つで構成されている。

Pixel (Silicon-pixel vertex-detector)

最内層にある半導体検出器で高い位置分解能を持つ。1ピクセルが $50\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ のシリコン検出器である。ビームの衝突点から一番近い位置にある検出器のため、ピクセル型にすることで占有率を下げている。

SCT (Semi-Conductor Tracker)

シリコンマイクロストリップと称される。細長い有感領域を平行に並べた半導体検出器で、ストリップ間隔は $80\mu\text{m}$ である。縦横 $6 \sim 7\text{cm}$ 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。

TRT (Transition Radiation Tracker)

半径 4mm のドリフトストローチューブ検出器を積層することで構成されている。 $|\eta| < 2.0$ の範囲に渡ってビーム軸と平行に設置されており、 $R-\phi$ 方向のみ位置情報を持つ。ストローチューブは1つあたり $130\mu\text{m}$ の位置分解能を持つ。電子の識別や、シリコン検出器と複合して用いることで精密な飛跡測定を行う。

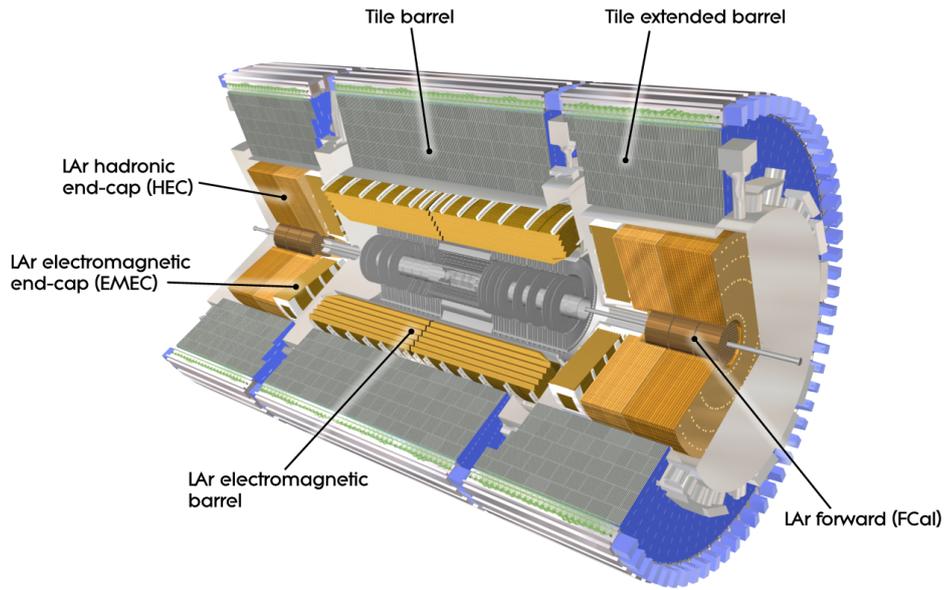


図 2.10: カロリメータ

2.3.2 カロリメータ

カロリメータの主な役割は、電子と光子のエネルギーと位置の精密な測定や、ジェットのエネルギと方向、 \cancel{E}_T の測定である。また、電子や光子、 τ のハドロン崩壊とジェットの識別や、おおまかな事象選別を行う。

ATLAS 検出器に設置されるカロリメータは、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの2種類に大別される。以下に各カロリメータについて概要を記す。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、アコーディオン構造の鉛の吸収体と液体アルゴンから構成されている。超伝導ソレノイドマグネットの外側に設置されており、バレルとエンドキャップ両領域を覆い、電子と光子の測定に用いられる。エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (E \text{ は GeV 単位}) \quad (2.6)$$

と表され、第1項は電子の数 N をエネルギー E に換算したときの統計的な揺らぎ、第2項は較正の精度や温度の揺らぎによる定数項である。例えば、 $E = 100\text{GeV}$ の場合は約1%の精度でエネルギーの測定が可能である。

ハドロンカロリメータ

バレル部分は鉄の吸収体とタイル状のシンチレータから成るタイルカロリメータが用いられる。エンドキャップ部分は銅の吸収体と液体アルゴンから成るカロリメータが用いられ、フォワード部分は銅とタングステンの吸収体と液体アルゴンから成るカロリメータが用いられている。ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外側に設置されており、ハドロンの同定、エネルギー測定、ジェットの再構成などを行う。単一のハドロン粒子に対するエネルギー分解能は以下のように表される。

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% \text{ (Barrel)}, \quad \frac{62.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \text{ (Endcap)} \quad (2.7)$$

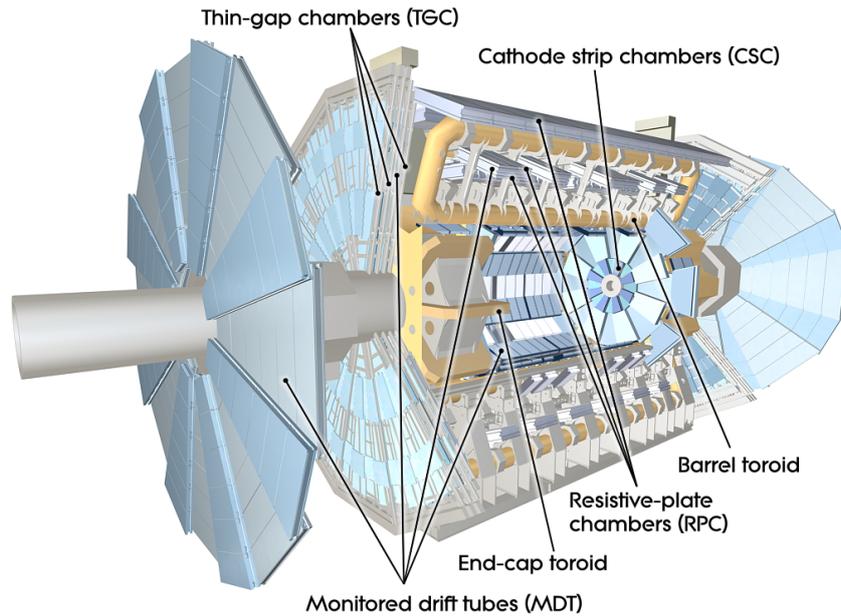


図 2.11: ミュー粒子検出器

2.3.3 ミュー粒子検出器

終状態に荷電レプトンを含む物理現象は、測定装置で比較的捉えやすい。その中でもミュー粒子は物質の透過性が高く、また寿命が長いために ATLAS 検出器の外側でも他の検出器に影響されることがなく検出することが可能である。

ミュー粒子検出器は、飛跡精密測定用の MDT(Monitored Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) と、トリガー用の RPC(Resistive Plate Chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) の 4 種類の検出器から構成される。ミュー粒子検出器の全体図を図 2.11 に示す。以下に各検出器の概要を述べる。また、トリガー及び TGC については 3 章で詳しく述べる。

MDT (Monitored Drift Tube)

MDT は $|\eta| < 2$ のバレル・エンドキャップ部分の広い領域に配置される。直径 30mm のドリフトチューブを俵積みにし、フレームに固定した構造をしている。位置分解能は $80\mu\text{m}$ で、R-Z 方向成分を精密に測定することができる。

CSC (Cathode Strip Chamber)

CSC はカソード読み出しの多線式比例計数箱で、位置分解能は $60\mu\text{m}$ である。CSC はバックグラウンドとしてミュー粒子測定の妨げになる中性子への感度が 10^{-4} 未満と小さく、ガンマ線に対する感度も 1% 程度となっている。そのため、最も放射線強度の高い超前方領域 ($|\eta| > 2$) に設置される。

RPC (Resistive Plate Chamber)

RPC は $|\eta| < 1$ のバレル部に設置されるトリガー用検出器である。アノードにもワイヤーを用いず、ストリップから読み出すガスチェンバーである。ストリップ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。

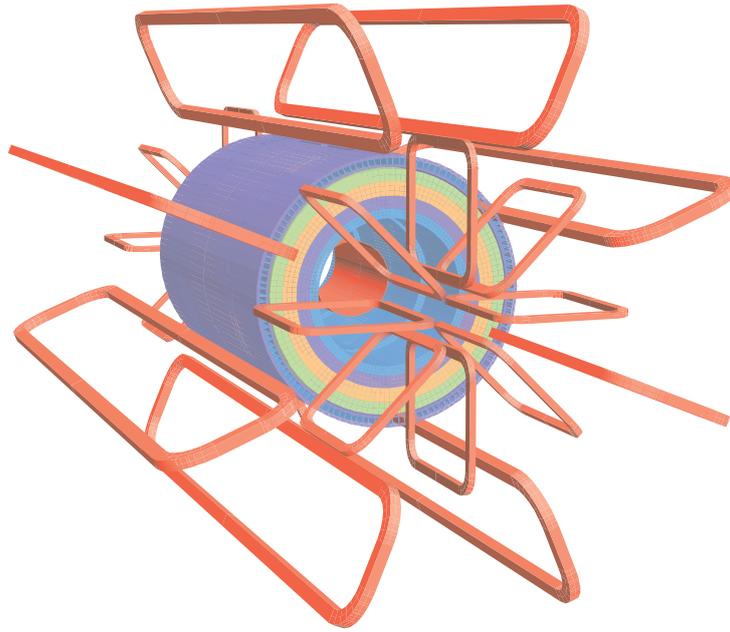


図 2.12: 磁石の構造

2.3.4 超電導磁石システム

ATLASの磁石システムは、中央のソレノイド磁石、及びバレルトロイド磁石、エンドキャップトロイド磁石の3つの超伝導磁石からなる。磁石の構造を図2.12に示す。両トロイド磁石は、8つのコイルがビーム軸に対して8回対称になるように配置されており、積分磁場強度はバレル部で2~6Tm、エンドキャップ部で4~8Tmである。トロイド磁場の積分強度の η 分布を図2.14に示す。また、図2.13はビーム軸に垂直な平面(X-Y平面)での磁力線を示したものである。トロイド磁場は ϕ 方向成分が主だが、磁場の不均一性は避けられないため、R方向成分も存在する。

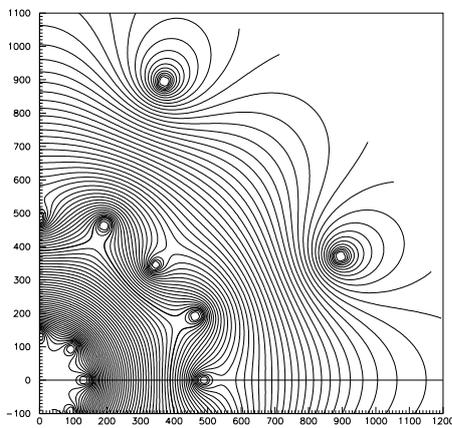


図 2.13: エンドキャップトロイドの中央($z=1050\text{cm}$)におけるX-Y平面の磁力線

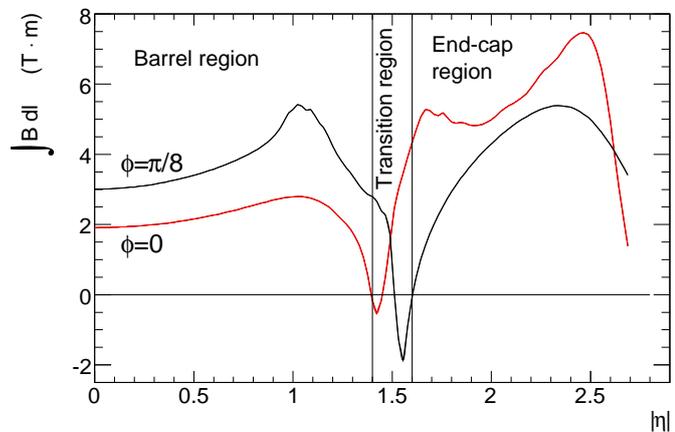


図 2.14: 積分磁場強度の η 分布

第3章 TGC ミューオントリガーシステム

3.1 トリガーシステム

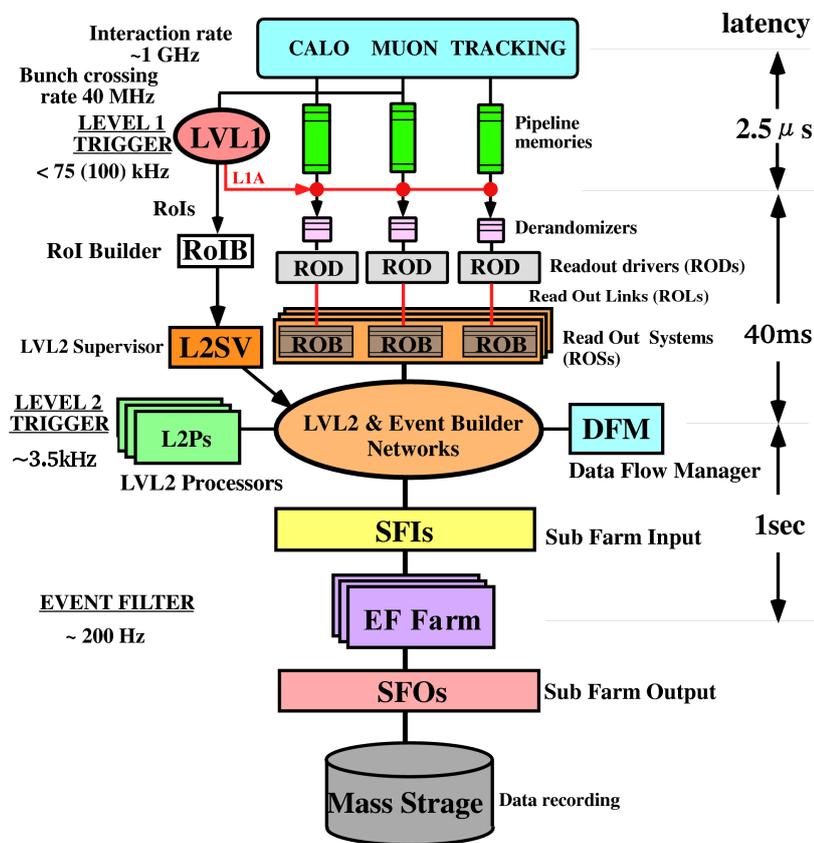


図 3.1: トリガーシステムのスキーム

LHC 加速器による高ルミノシティ時では、1回のバンチ交差あたり平均 24 回の陽子陽子衝突が予想される。したがって、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、その現象由来の信号を捜し出す必要がある。トリガーシステムはオンラインで目的とする物理現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制約で 100Hz 程度に抑えることが要求される。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 段階に分けられ、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オンシステムにより事象選別を行う。これは専用の高速読み出し回路を用いて行われる。この時、カロリメータあるいはミュオンシステム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 に該当する検出器情報を読み出し、精密な事象選択を行う。最終段階のイベントフィルターでは検出器の全データを用いて選択が行われる。

3.1.1 レベル1トリガー

レベル1トリガーではトリガー用ミュオン検出器 (TGC, RPC) から得れる (R, ϕ) 座標、全てのカロリメータのエネルギー情報、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や位置情報は粗くしている。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。

ミュオンシステムのレベル1トリガーについて、特にエンドキャップ部については 3.2 節で詳しく説明する。

3.1.2 レベル2トリガー

レベル2トリガーではレベル1トリガー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こむことで短い演算時間で精度のよい選別を行う。また、レベル1では各検出器が独立して判定していたが、例えば、レベル2ミュ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 p_T 測定の精度が高くなり、しきい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 3.5kHz 程度まで絞りこまれる。

3.1.3 イベントフィルター

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 200Hz 程度まで絞りこまれる。

3.2 レベル1エンドキャップミュオントリガー

レベル1ミュオントリガーの役割はミュオン粒子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 p_T のミュオン粒子の事象を選別することである。RPC と TGC の二種類の検出器が用いられ、RPC は $|\eta| < 1.05$ の領域 (バレル部)、TGC が $1.05 < |\eta| < 2.4$ の領域 (エンドキャップ、フォワード部) を担当する。

3.2.1 Thin Gap Chamber (TGC) について

TGC は高エネルギー実験によく使用される多線式比例計数箱 (Multi Wire Proportional Chamber: MWPC) 型の検出器の一つである。一般的な MWPC に比べアノードワイヤーとカソード面との間隔が狭いことが特徴である。入射粒子によって形成された陽イオンが短い時間でカソード面に到達・吸収され、高頻度の入射粒子の環境下においても検出効率の低下を抑えるように設計されている。ATLAS 実験ではエンドキャップ部に設置され、ミュオン粒子を同定する役目を担っている。

3.2.1.1 構造

図 3.2 に ATLAS 内の TGC の位置とその構造の模式図を示す。

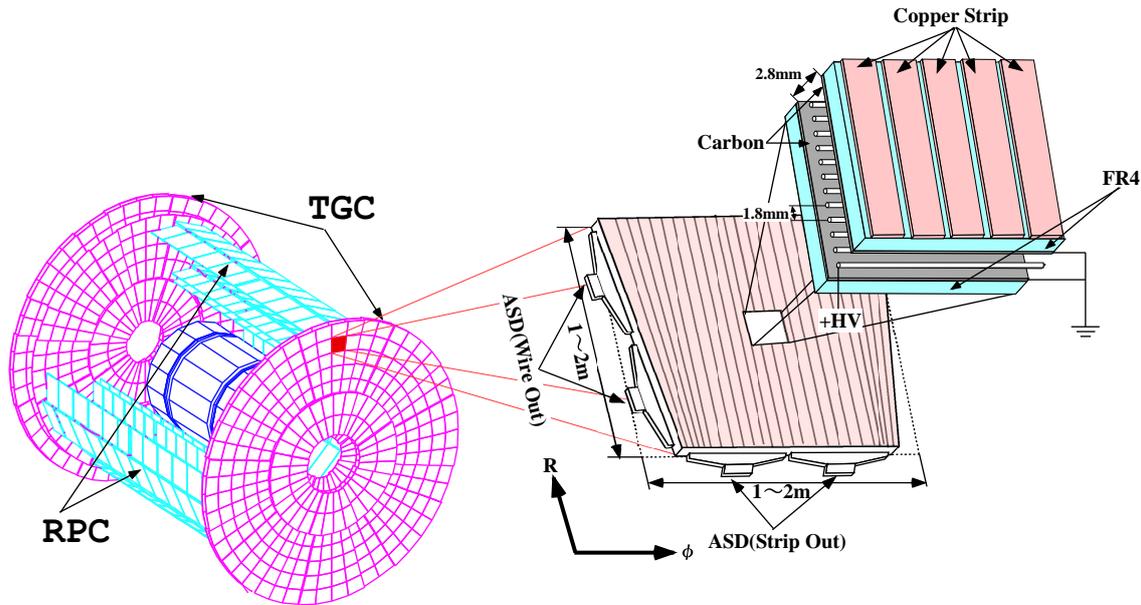


図 3.2: TGC の配置と構造

ワイヤーが R 方向、ストリップが ϕ 方向の情報を出力することで二次元での位置測定を可能としている。ワイヤーは η あたりのチャンネル数が等しくなるように、6 ~ 31 本毎 (幅 10.8 ~ 55.8mm) 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う。また、ストリップ (幅 15 ~ 53mm) はチェンバーを ϕ 方向に 32 分割するように配置され、1 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 の断面は図 3.4 のようになっており、カソード面に挟まれた領域に $\text{CO}_2/\text{n-pentane}(55/45)$ 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、電子・陽イオン対をつくり出す。ワイヤーには通常 2.9kV の高電圧が印加されており、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。印加電圧によって加速され、運動エネルギーがガス分子の電離エネルギーを越えると、周りのガス分子をイオン化し二次電子を生成する。これを繰り返すことによりワイヤー近傍で電子雪崩を起こし、増幅された信号を得ることができる (ガス増幅)。ワイヤー間が 1.8mm と狭いのは、最も近いワイヤーまでの距離を短くすることで、この電子のドリフト時間を約 25nsec 以下と短くし、LHC の 25nsec のバンチ衝突頻度に対応するためである。また、ワイヤーとカソード間が 1.4mm と狭いため全領域にわたり非常に強い電場がかかり、ほぼ全域でガス増幅が起こる。その結果、入射粒子の通過距離が短い、すなわち電離電子が少量の場合でも信号を検出することが可能となる。ガス増幅率は約 3×10^5 である。

電子がアノードワイヤーにドリフトすると同時に、陽イオンはイオン雲となってカソード面に向かってドリフトする。カソード面に塗布された高抵抗のカーボン面とストリップに電荷が誘起され、信号が出力される。イオン雲は TGC の検出効率を低下させるため、出来るだけ早くカソード面に到達する必要がある。そのため、TGC はカソード面間隔が狭い (ドリフト距離が短い) 構造をとり、高レートの粒子の入射に対応している。

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によるガス分子の電離や、この紫外線がカソード面に衝突して発生する電子は、自己放電を引き起こす可能性が

ある。そこで、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。

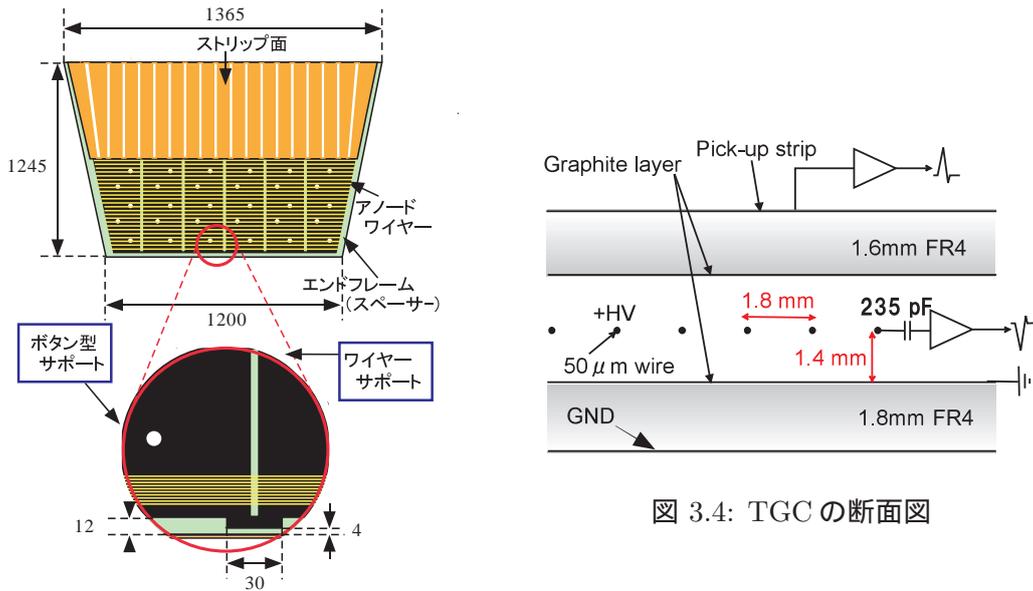


図 3.3: TGC の構造

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) または 3 層 (triplet) を重ねた構造がとられている。多層構造にすることで、各層のコインシデンスをとりバックグラウンドなどからくるノイズを抑える。また、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による影響を抑えている。これらにより検出効率は 99 パーセントを達成している。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 層目のストリップがなく、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。

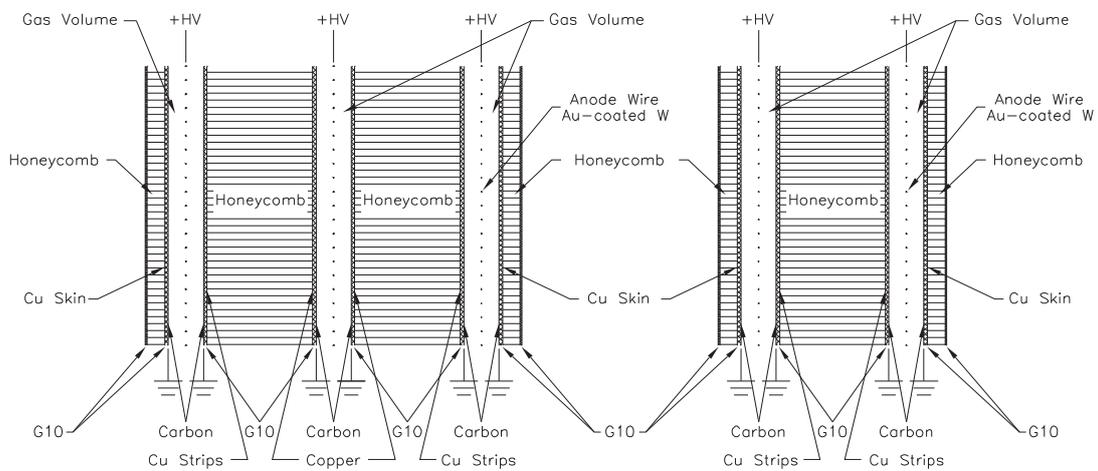


図 3.5: triplet(左) と doublet(右) の構造

3.2.1.2 配置

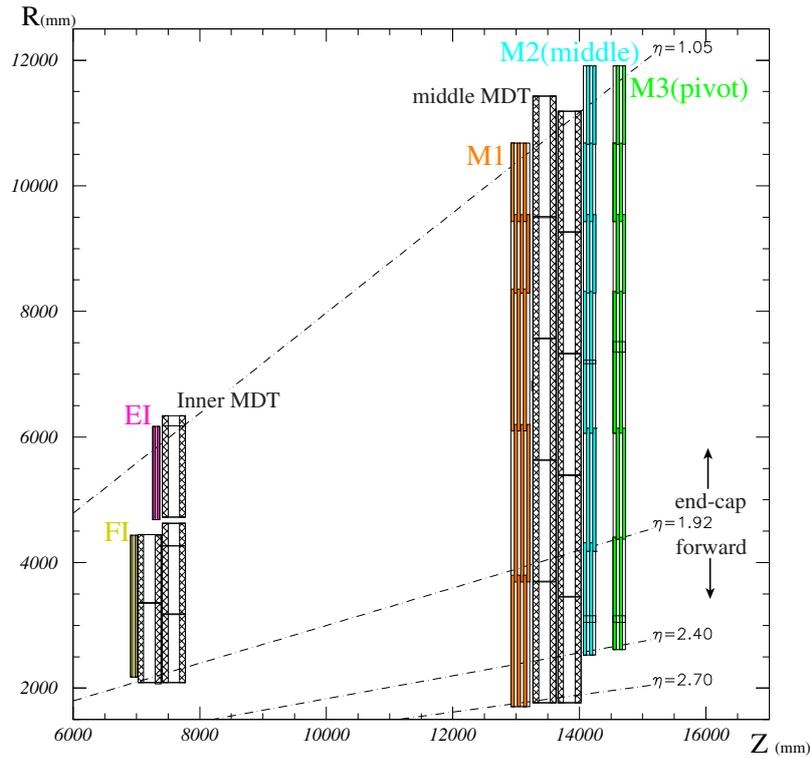


図 3.6: R-Z 平面での TGC の配置

TGC システムは M1、M2(middle)、M3(pivot) station と EI(Endcap Inner)、FI(Forward Inner) の 5 つから構成され、ATLAS 検出器の両側のエンドキャップで円盤状に並べられて配置される (図 3.6)。 $1 < |\eta| < 1.9$ の領域をエンドキャップ、 $1.9 < |\eta| < 2.7$ の領域はフォワードと呼ばれる。

M1 は 3 層 (triplet)、M2、M3 は 2 層 (doublet) のチェンバーからなり、トリガー判定にはこの計 7 層が使われる。これら 7 層は衝突点側から、M1 では (T1, T2, T3)、M2 では (D4, D5)、M3 では (D6, D7) と呼ばれる。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。図 3.7(a) に M3 の全体図を示す。黒い線で示されているセルが 1 つの TGC チェンバーを表している。

TGC は $1/12$ 円 (円形状に配置した TGC を ϕ 方向に 12 等分したもの) が 1 つの大きな単位となっており、データの処理はこの単位で行われる (図 3.7(a) の赤い線で示された扇型の部分)。レベル 1 トリガーに関連する部分では、 $1/12$ はトリガーセクターと呼ばれる単位で分割され、エンドキャップ領域は ϕ 方向に 4 等分、フォワード領域は ϕ 方向に 2 等分される (図 3.7(a) 水色の部分、及び (b) 緑色の部分)。トリガーセクターの ϕ 方向の幅がちょうど TGC1 枚の幅と一致する。さらにトリガーセクターをエンドキャップ領域では η 方向に 37 分割、 ϕ 方向に 4 分割、フォワード領域では η 方向に 16 分割、 ϕ 方向に 4 分割された単位をサブセクターと呼ぶ (図 3.7(a) 黄色の部分、(b) 左右のマス目の 1 つ)。サブセクターは 8 ワイヤグループと 8 ストリップに対応しており、これらはトリガー処理の最小単位であり、1 つの RoI でもある。ATLAS 実験に設置される TGC の総数は約 3700 枚あり、全チャンネル数は R 方向で約 22 万、 ϕ 方向で約 10 万になる。

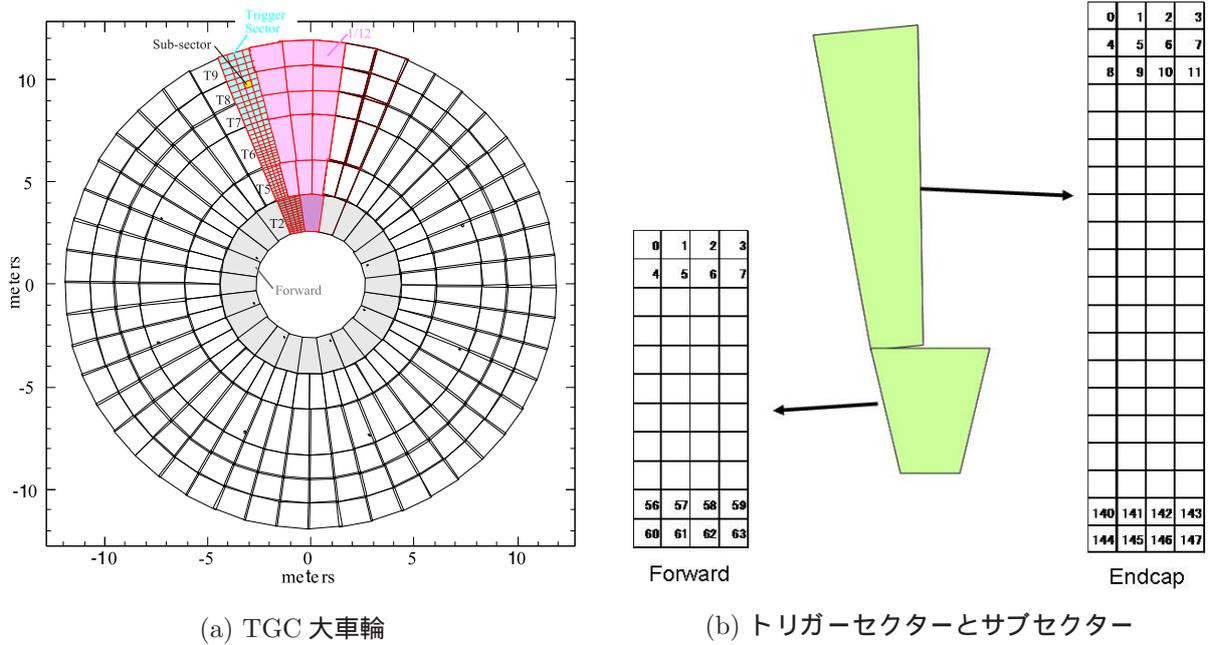


図 3.7: TGC の全体図とトリガーセクター

3.2.2 TGCシステムの読み出し機構

TGC エレクトロニクスの全体像を図 3.8 に示す。TGC システムの読み出しにはトリガー系とリードアウト系がある。赤線、青線はそれぞれ、トリガー系、リードアウト系読み出しを表す。

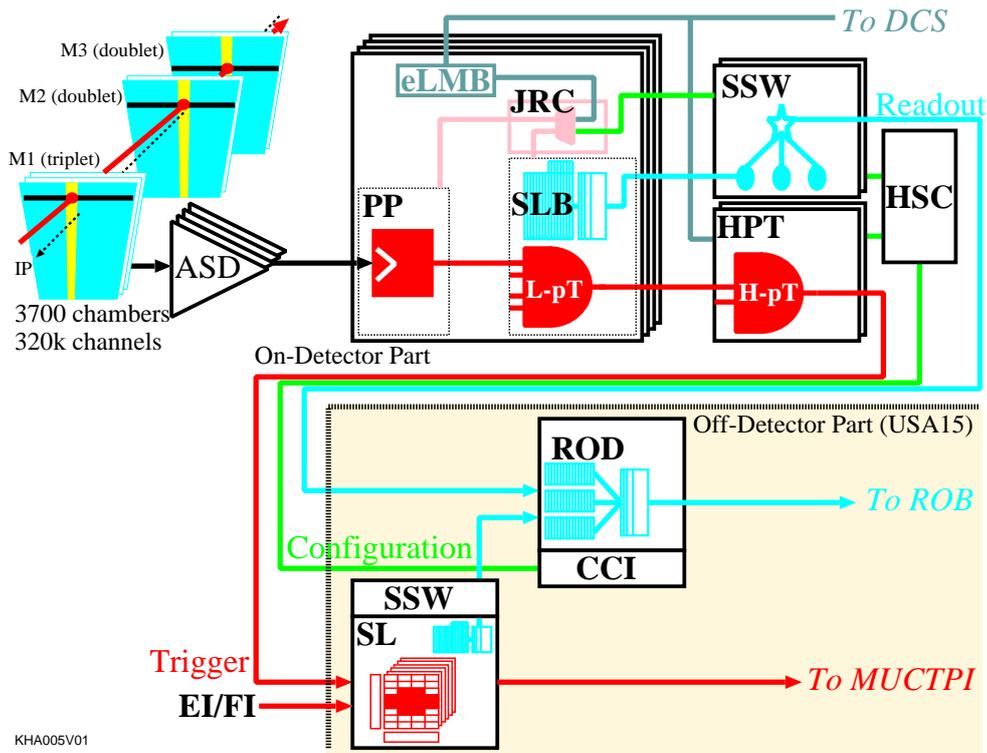


図 3.8: TGC エレクトロニクスの概要

3.2.2.1 トリガー系の読み出し

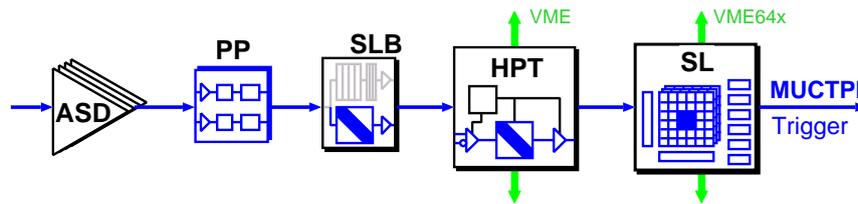


図 3.9: トリガー系のデータフロー概図

信号は ASD (Amplifier-Shaper-Discriminator) ボード、PP ASIC (Patch Panel ASIC)、SLB ASIC (Slave Board ASIC)、HPT (High-Pt ボード)、SL (Sector Logic) の順に処理される。TGC から出力されるアナログ信号は、ASD ボードに送られ、信号の増幅・整形・デジタル化が行われた後、PP ASIC へ送られる。PP ASIC では、各チャンネルへ粒子が到達するまでの飛行時間やケーブル遅延などから生じるタイミングのずれを調整し、バンチ識別 (信号を LHC クロックに同期させる) を行う。SLB ASIC では、PP ASIC からの信号を受け取り、M2 および M3 からなる 4 層からの信号をもとにコインシデンス処理 (4 層中 3 層以上での検出を要求) が行われ、 $low-p_T$ トリガーの判定が行われる。また M1 から信号についてもコインシデンス処理 (ワイヤ: 3 層中 2 層以上, ストリップ: 2 層中 1 層以上) が行われる。HPT では、SLB ASIC で測定した M3、M2 及び M1 のコインシデンス処理の結果を基に、 $high-p_T$ コインシデンス情報が生成される。SL では、それまで独立して扱われていたワイヤとストリップの情報を統合し、コインシデンス処理及び p_T の概算が行われる。TGC のトリガー系の最終的な情報として p_T が大きな 2 つのトラックをセクター毎に選び出す。これらのエレクトロニクスの詳細は 3.2.3 節で述べる。SL の結果は、MUCTPI (MUon Central Trigger Processor Interface) に送られ、RPC の情報と合わせてミュオンシステムの最終的なトリガー判定が下される。

3.2.2.2 リードアウト系の読み出し

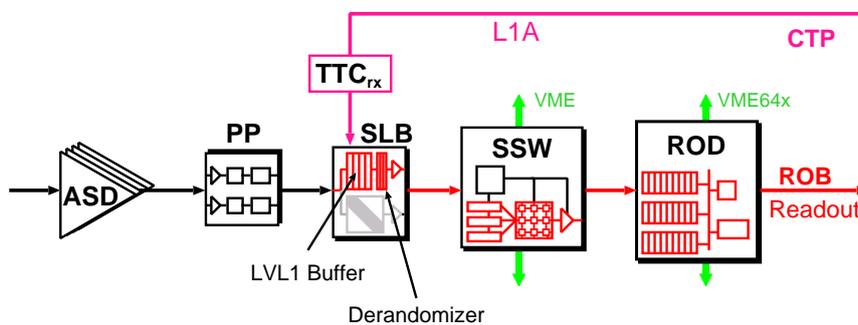


図 3.10: リードアウト系のデータフロー概図

PP ASIC から送られてきたデータは、SLB ASIC 中にあるレベル1バッファに蓄えられる。このバッファの保持時間は $2.5\mu\text{sec}$ である。L1A (トリガー判定) 信号を受けたデータのみが SSW (Star Switch) へと送られる。SSW では、データの圧縮を行い、規定フォーマットにデータを変換する。また、トリガー情報 (コインシデンス処理の結果) は SL に搭載された SLB ASIC から同様に SSW に

送られる。変換されたデータは ROD(Readout Driver) に送られ、それらのデータと TTC(Timing Trigger Control) から送られてくる情報との整合性を確認する。データが正しいものであれば、要求されるフォーマットにデータを変換して ROB(Readout Buffer) へ送られる。ROD では最大 8 個の SSW からの情報を収集する。

3.2.3 TGC エレクトロニクス

トリガー系、及びリードアウト系に用いられる各モジュールについて概要を記す。

Amplifier Shaper Discriminator Board (ASD)

ASD Board は TGC の側面に取り付けられ、4 チャンネル分の処理が出来る ASD ASIC が 4 個搭載され、1 つのボードで 16 チャンネルを処理する。ASD ASIC は、TGC からのアナログ信号を増幅、整形し、規定しきい値電圧を越えた信号のみを LVDS(Low Voltage Differential Signal: 低電圧作動信号) レベルの信号で出力する。また、ASD ボード以降のエレクトロニクスの診断やタイミング調整のために、擬似的な TGC の出力信号を出力する機能も持っている。

Patch Panel ASIC (PP)

ASD から送られてくる信号の TOF やケーブル遅延によるタイミングのズレに対し調整とバンチ識別を行う。さらに TGC の重なった部分でのダブルカウントを防ぐため、その部分に対しては OR ロジックを通してから信号を出力する。PP ASIC は 1 つで 32 チャンネルの信号を処理できる。また、ASD Board に向けてテスト用の疑似信号を発生させるための回路を搭載している。

Slave Board ASIC (SLB)

SLB ASIC は大きく分けて、トリガー部とリードアウト部からなる。

トリガー部は TGC からの入力信号に対して、コインシデンス処理 ($low-p_T$ 判定) を行う。SLB ASIC の段階では、ワイヤとストリップ、doublet と triplet は別々に扱うため、設定により 5 種類のコインシデンス処理 (ワイヤ doublet, ストリップ doublet, ワイヤ triplet, ストリップ triplet, EI/FI) を切替えられるようになっている。doublet ではワイヤ、ストリップ共に M2、M3 からの信号を使い、4 層中 3 層以上での検出を要求する。そして M3 を基準にして M2 上でのワイヤ、ストリップ方向の無限運動量の飛跡からのずれを計算する。このずれは $low-p_T$ 判定に用いられる。また、triplet はワイヤとストリップで層の数が違うため、ワイヤでは 3 層中 2 層以上、ストリップでは 2 層中 1 層以上での検出を要求する。EI/FI ではミュー粒子が通過したかどうかのヒット情報のみがとられる。またトリガー部には、PP ASIC からの信号に $1/2\text{clock}$ 単位で遅延をかける機能や、各チャンネルをマスクする機能、連続したチャンネルにヒットがあった時にその中の 1 つのチャンネルだけから信号を出力させる (デクラスタリング) 機能、さらに SLB ASIC 以降のエレクトロニクスの診断やタイミング調整を行うための疑似信号を出力する機能がある。

リードアウト部はレベル 1 トリガーの判定を受けたデータの読み出しを行う。データは CTP(Central Trigger Processor) からの L1A が与えられるまで保持され、L1A が与えられると該当データとその前後 1 バンチずつの計 3 バンチ分のデータを SSW に送る。

High-Pt Board (HPT)

SLB ASICまで独立に処理されてきたM2、M3とM1のデータを統合してHPTコインシデンス情報を生成する。M1はM2、M3間の間隔よりも離れた位置に設置されている。そのため、M1を用いることにより磁場によってあまり曲げられることがなかった大きな p_T を持つミュオン粒子を選別できる。HPTではワイヤとストリップは独立して処理が行われ、最終的なミュオン粒子の p_T 判定に使用される ΔR 、 $\Delta\phi$ を出力する。但し、HPTでコインシデンスが見つからなかった場合、SLBのコインシデンス結果が代わりに出力される。出力データは光ファイバーによって90～100m離れた実験室外のカウンティング・ルーム(USA15)にあるSLへ送信される。エンドキャップ領域用には4つ、フォワード領域用には3つのHPT ASICが搭載される。

Sector Logic (SL)

TGCエレクトロニクスシステムにおけるトリガーのデータが最終的に集められるモジュールであり、2トリガーセクター分の信号を処理する。SLは主に $R-\phi$ コインシデンス、プレトラックセクター、ファイナルトラックセクターから構成される。HPTまで独立に処理されていたR方向(ワイヤ)と ϕ 方向(ストリップ)のHPT信号から両者のコインシデンス($R-\phi$ コインシデンス)を取ることで、6段階の p_T しきい値でミュオン粒子を分類する。 p_T 判定には各しきい値に対応したCoincidence Window(CW)と呼ばれる参照表(Look-up Table: LUT)が用いられる。これは書き換え可能な集積回路内に実装され、要求されるしきい値に対応することが可能である。プレトラックセクターは、各しきい値に用意される。 p_T の大きい順に2つのトラックを選択し、計12トラックがファイナルトラックセクターに送られる。ファイナルトラックセクターでは、プレトラックセクターから送られた1トリガーセクター分のトラックから p_T の大きいものを2つ選択し、それらに対する6段階の p_T 判定と位置情報をMUCTPIに送る。SLが処理に使用したHPTからのデータとSLでの処理の結果はUSA15に設置されたSSWに送られる。

Star Switch (SSW)

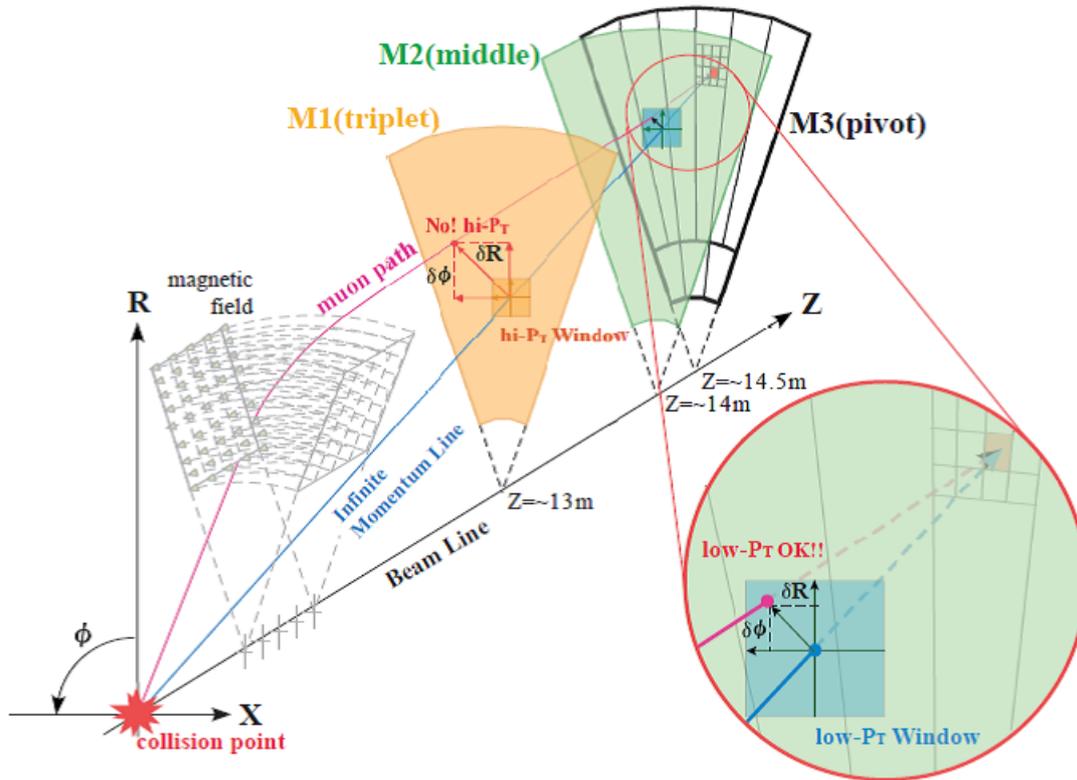
SLB ASICのリードアウト情報を収集・圧縮し、規定のフォーマットへ整形後RODへ送信する。1つのSSWで最大23個のSLB ASICのデータを受ける。

Read Out Driver Board (ROD)

TGCエレクトロニクスシステムにおけるリードアウトのデータが最終的に集まるモジュールで、複数のSSWからのデータをトリガー情報を基に同じイベントごとにまとめ、ROB(Read Out Buffer)に送信する。

3.2.4 トリガー判定

レベル1ミュオントリガーでは、検出されたミュオン粒子の p_T によってトリガー判定を行う。前述のように p_T はミュオン粒子の磁場による曲がりから概算される。以下に横方向運動量の概算、及びそれによるトリガー判定について詳しく述べる。

3.2.4.1 横方向運動量 (p_T) の概算方法図 3.11: p_T 概算方法の模式図

ビームの衝突により発生したミュオン粒子は磁場によって曲げられた後、TGC 各層で検出される。最外層の TGC(pivot)、つまり M3 での検出点と衝突点を直線で結んだものを無限運動量トラックと仮定する。M1 及び M2 での検出点と無限運動量トラックの通過点の差を R 、 ϕ 両方向について測定し、 ΔR 、 $\Delta\phi$ を決定する (図 3.11)。この ΔR 、 $\Delta\phi$ を用いて p_T を概算する。

M1 及び M2 では、それぞれ ΔR 、 $\Delta\phi$ の絶対値に上限が設定されている。この上限の ΔR 、 $\Delta\phi$ 平面で形成される領域をウィンドウと呼ぶ。ウィンドウは M1、M2 共に p_T が 6GeV 以上のミュオン粒子がほぼ通過できる範囲になっている。

TGC では多層構造を利用した段階的なコインシデンス処理を行うことで、バックグラウンドによる偶発的なヒットによる影響を抑えている (図 3.12)。M3、M2 の 2 つを使用して決定される情報は、2 つの station 間のコインシデンスであるため 2-station コインシデンスと呼ばれる。M1 を用いたコインシデンスは、3 つの station 間になるので 3-station コインシデンスと呼ばれる。2-station で用いる M3 と M2 より 3-station で用いる M3 と M1 は測定点間の距離が長く、より精密な運動量測定が可能となる。このため、3-station コインシデンスは曲がりの小さい運動量の高いミュオン粒子の運動量概算に用いられる。2-station、3-station コインシデンスがとれたイベントをそれぞれ low- p_T 、high- p_T イベントと呼ぶ。

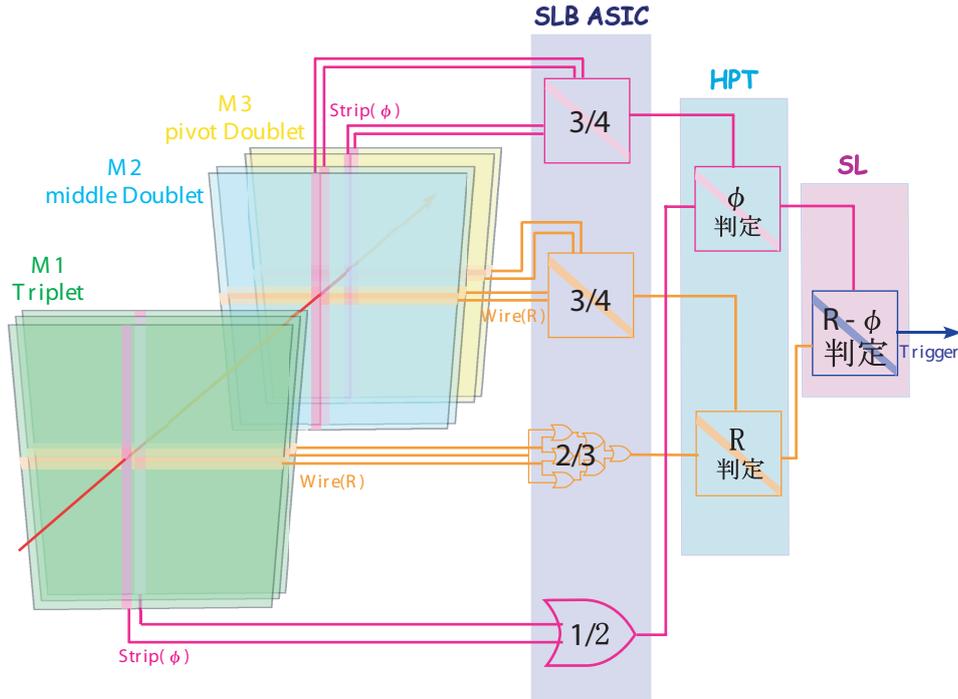


図 3.12: 各層におけるコインシデンスの概要

測定された ΔR 、 $\Delta\phi$ は SL へ送られ、これまで独立して処理されてきた R 方向と ϕ 方向のコインシデンスがとられる。この $R - \phi$ コインシデンス情報を用いて Coincidence Window と呼ばれる Look-up Table を参照し、6 段階のしきい値に分類する。

トロイド磁石による磁場が理想的な ϕ 方向のみであれば、ミュオン粒子の飛跡の曲がり方は R 方向のみになる。しかし実際の磁場は図 2.13 で示したように一様ではなく、 ϕ 方向への曲がり成分を持つ。

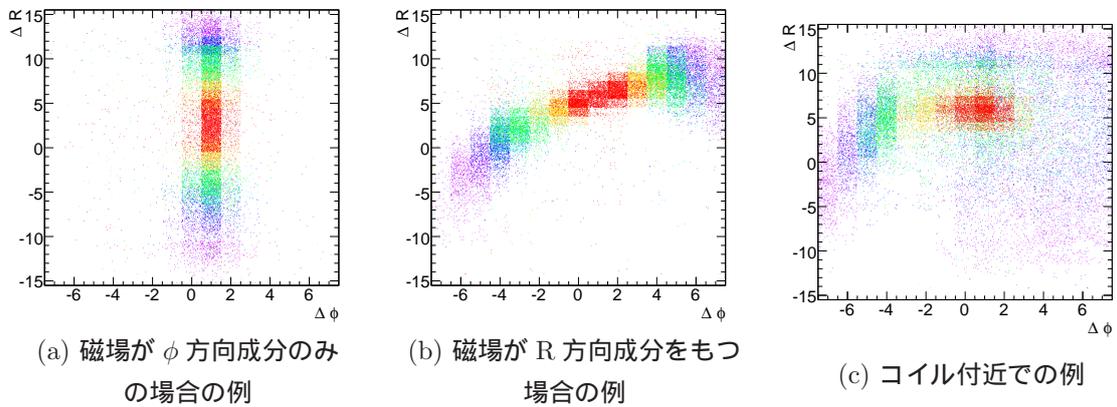


図 3.13: ΔR 、 $\Delta\phi$ 分布

シミュレーションによって作成された ΔR 、 $\Delta\phi$ 分布を図 3.13 に示す。紫色から赤色のプロットになるにつれてミュオン粒子の p_T が大きくなる。図 3.13(a) では p_T が小さくなるにつれて ΔR が正負に拡大しており、R 方向に強い相関関係がみられる。粒子の曲がる方向は、トロイド磁場が衝突点を挟んだ 2 つのエンドキャップトロイドで同じであることから、 $C_{rapidity} = \text{電荷} \times \eta$ で決ま

る。 C_{rapidity} が正のとき、荷電粒子は Z 軸から離れる方向へ曲げられるため ΔR は負になる。逆に C_{rapidity} が負であれば ΔR は正になる。これに対し図 3.13(b) では ϕ 方向への変位がみられる。これは図 2.13 で示した様に、エンドキャップの η が小さい領域では、バレルコイルとエンドキャップコイルの 2 系統のトロイド磁石による影響で磁場が R 方向成分を持つためである。さらにトロイドコイル付近では磁場が強く、また方向も揃っていないため図 3.13(c) のようになる。また、図 2.14 が示す積分磁場が小さい領域では、飛跡の曲がりと p_T に相関がほとんど無い。

TGC は本来、無限運動量が $\Delta R, \Delta\phi$ 平面の原点となるように設計された。しかし TGC を Z 方向に移動する必要が出たため、現在は無限運動量は ΔR 正の方向へずれている。また、 ϕ 方向の無限運動量は検出器周りのエレクトロニクスの作用により $\Delta\phi = +1$ となっている。

3.2.5 トリガーシミュレーション

ATLAS 検出器では、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アルゴリズムの開発がなされている。

シミュレーションには、大別して以下の 4 つのプロセスから構成される。

ジェネレーション (事象生成)

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デル化してモンテカルロシミュレーションを用いて再現する。

検出器シミュレーション

geant4 と呼ばれるシミュレータを用いて測定器の詳細な形状と磁場分布を実装している。事象情報を受け取り、衝突点付近から発生したミュオン粒子などの測定器や構造体中での相互作用をシミュレートし、飛跡を求める。ミュオン粒子が検出器の有感領域に作ったヒットはエネルギーや時間、位置などの情報を持つ。

デジタル化

ヒットに対する検出器の反応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。ここでは実験データから得られた検出効率の位置依存性や、粒子の入射角度による信号の時間差も考慮される。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 検出器の測定データと等価な情報となる。

トリガーシミュレーション

TGC エレクトロニクスのロジックが再現される。

これらのシミュレーションを用いて SL での LUT が作成される。シミュレーションデータには、ミュオン粒子の運動量、コインシデンスのあったサブセクター、 $\Delta R, \Delta\phi$ などがイベントごとに含まれている。このデータから p_T と $\Delta R, \Delta\phi$ の対応関係を調べて LUT を作成する。

第4章 Coincidence Window の作成と性能評価

4.1 Coincidence Window について

SL に実装され、HPT から送信されてくるトラックのヒット位置、及び曲がり具合 (ΔR 、 $\Delta\phi$) を用いて p_T 、電荷を判定するために用いられる。

レベル1トリガーシステムでは、トリガー判定を短時間且つ一定の間隔で処理しなければならない。しかし p_T の値を導き出す回路を組む場合、磁場の不均一性や磁石などの構造物の影響により複雑なものになる。そこで、 p_T 判定には Look-up Table (LUT) 方式が用いられている。LUT とは入力信号の取りうる全てのパターンについて予めそれぞれの出力信号をメモリに格納し、入力信号をインデックスとしてメモリ内容を参照することによって結果を得る方式である。また、実験状況に応じた変更に対応できるように、書き換え可能な集積回路によって実装されている。

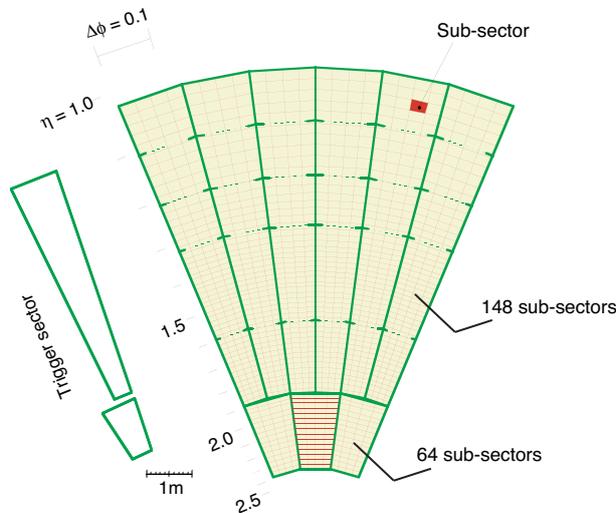


図 4.1: TGC オクタント

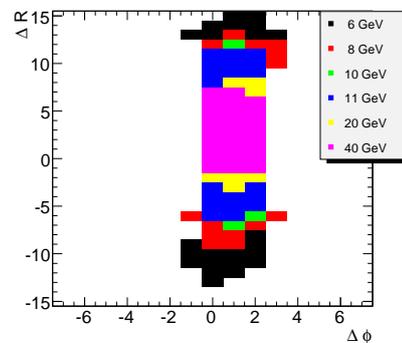


図 4.2: Coincidence Window の例

CW は各サブセクターごとに用意される。サブセクターの数はトリガーセクター 1 つあたり End-cap 領域では 148 個、Forward 領域では 64 個ある。アトラス検出器のトロイド磁場は 8 つのコイルによって作られているため、磁場はオクタント対称になっている。1 オクタントは End-cap 領域ではトリガーセクター 6 個分、Forward 領域では 3 個分に相当する (図 4.1)。つまり、計 1080 のサブセクターについて固有の CW を用意する必要がある。

ΔR と $\Delta\phi$ の範囲は、HPT でコインシデンスが取れた場合 (high- p_T) はそれぞれ $-15 \sim +15$ と $-7 \sim +7$ 、コインシデンスが取れなかった場合 (low- p_T) は $-7 \sim +7$ 、 $-3 \sim +3$ となる。

図 4.2 は CW の ΔR 、 $\Delta\phi$ と p_T の対応を図示したものである。縦軸に ΔR 、横軸に $\Delta\phi$ をとり、色が検出された粒子の p_T が各しきい値以上となる領域を表している。図 4.2 では中心から (40, 20, 11, 10, 8, 6 GeV) である。

4.2 作成方法

磁場や構造物など様々な要素が関わるため、複雑で多様な CW を数式によって計算・作成することは困難である。よって、ビーム衝突点から飛来するミュオン粒子に対する検出器、及びトリガーロジックのシミュレーションを行い、各サブセクターにおける p_T と ΔR 、 $\Delta\phi$ の対応を調べることで CW を作成する。

以下、CW 作成方法について述べる。

1. ヒットマップの作成

電荷と p_T 毎にそれぞれミュオン粒子を生成し、検出器の応答をシミュレートする。6段階のしきい値に対応する各 p_T 、各サブセクター毎に ΔR 、 $\Delta\phi$ を抜き出し、 ΔR - $\Delta\phi$ 平面での分布図 (ヒットマップ) を作る (図 4.3)。

ここで、 ΔR 、 $\Delta\phi$ 平面の 1 マスをセルと呼ぶことにする。図 4.3 では赤色のセルが最もミュオン粒子の入射数が多いことを表す。

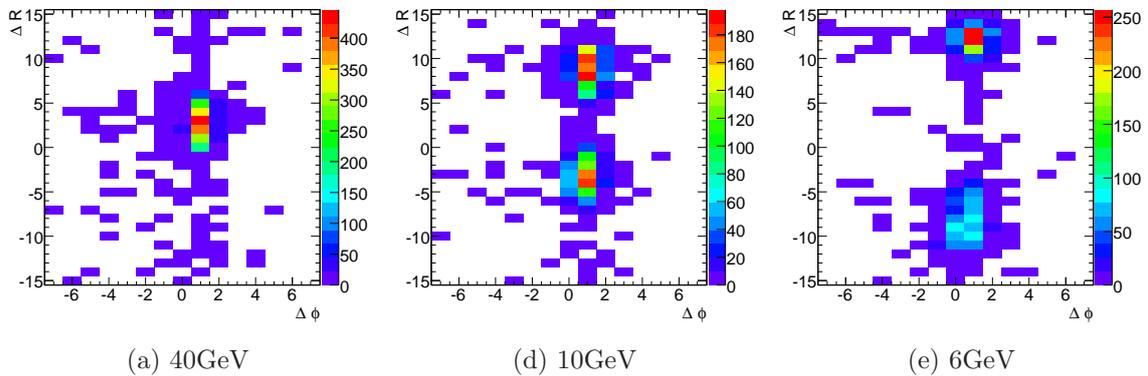


図 4.3: 各 p_T 毎のヒットマップ

単一の p_T のみでヒットマップを作成すると、図 4.4 のようにしきい値の異なるウィンドウ間に隙間ができることがある。図 4.5 はサブセクターごとに ΔR の平均値とその二乗根平均値を求め、それらの全サブセクターについての平均値を図示したものである。 $C_{rapidity}$ が正であり、しきい値が 6GeV と 10GeV や 11GeV と 20GeV の間に比較的隙間ができやすいことが分かる。この隙間を防ぐため、作成するしきい値の p_T をもったミュオン粒子の他に、ひとつ上のしきい値に対応する p_T のミュオン粒子を混合してヒットマップを作成する。混合する量は、しきい値に対応する p_T の統計量の 2 分の 1 とした。またその結果、使用可能な統計量が増加し、限られた統計量を補充することが可能となる。

2. ウィンドウを開ける

ヒットマップを参照し、入射した数が多いセルから順に有効領域としてウィンドウを開ける。このとき、ウィンドウを開けたセルの入射数を足していく。全セルの入射数の総数 (当該サブセクターで検出された全粒子数) に対して任意の一定な割合を掛けた数を上限とし、合計が上限に達するまでウィンドウを開けていく。この上限がこのサブセクターで検出された粒子に対するトリガー

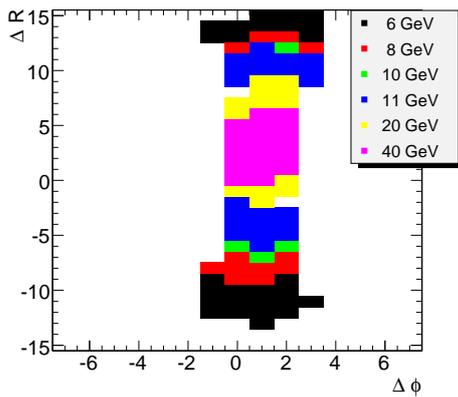


図 4.4: 隙間が開いた CW の例。
11GeV(黄)と20GeV(青)の間に隙間がある。

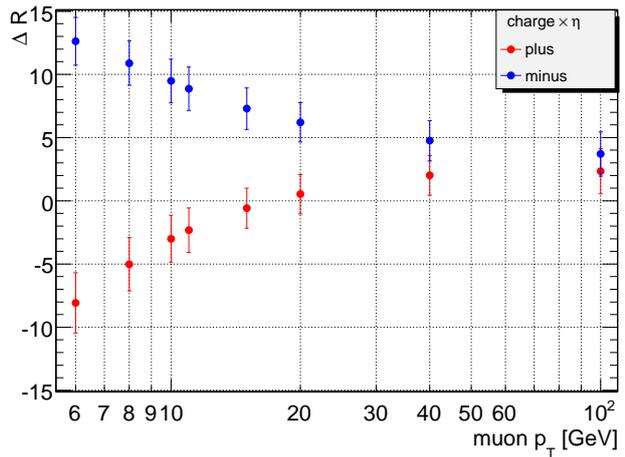


図 4.5: ΔR の平均値

効率になる。設定した割合によりウィンドウの大きさが変化し、トリガー効率を操作することができる。

これを各しきい値について、 p_T の大きいものから行う。異なるしきい値で同じセルが開けられた場合、 p_T の大きい方が優先される。逆にすると、高い p_T の粒子が低い p_T と判定される可能性があり、低いしきい値のトリガーが使用されなくなった場合、高 p_T 事象まで減少するのを防ぐためである。

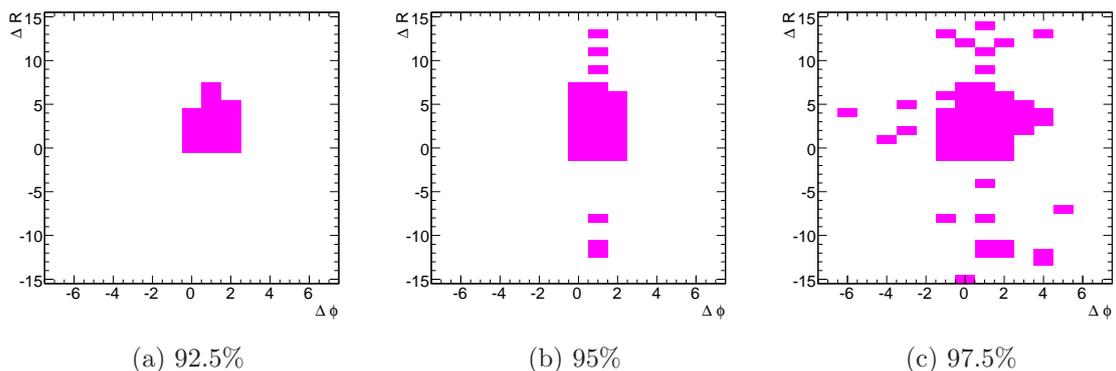


図 4.6: 各割合に対するウィンドウ (p_T が 40GeV のミュオン粒子のヒットマップより作成)

3. 孤立したウィンドウを閉じる

図 4.6 は 40GeV のウィンドウの例である。図 4.6(b)、(c) を見ると大角度に孤立したウィンドウが開けられているが、これらは検出器の分解能より遥かに離れている。(c) は等方的に曲げられていることからクーロン散乱によるものと分かる。また、(b) は ϕ 方向にのみ大きく曲げられていることから、カロリメータ内でエネルギーを落とし、トロイド磁場を通過した時点での p_T が低下したと考えられる。特に低い p_T のミュオン粒子の多くがヒットする領域に高い p_T の偶発的なウィン

ドウが開いている場合、低 p_T のミュオン粒子を高 p_T と判断してしまい、トリガーレートを悪化させる原因となる。これを防ぐため、孤立したウィンドウを取り除いた。

実際には、ウィンドウの開いたセルに注目し、周囲8つのセルのうち3つ以上のセルでウィンドウが開いていることを要求した。 $\Delta R = \pm 15$ 又は $\Delta\phi = \pm 7$ の場合は1つ以上を要求し、これが満たされないセルは、孤立したウィンドウであると見なしウィンドウを閉じた。

4.3 性能評価

作成した CW に対して性能評価を行った。

4.3.1 トリガー効率とトリガーレートの定義

作成した CW の性能を評価する指標にトリガー効率とトリガーレートを用いる。CW 作成時と同様に、ビーム衝突点から飛来するミュオン粒子に対するシミュレーションを行い、SL が出力するトリガー判定の情報を用いてトリガー効率を算出する。トリガーシステムはトリガーの効率が高く、バックグラウンドからのレートが低いほど性能がよい。

4.3.1.1 トリガー効率

η 、 ϕ について全エンドキャップ領域で積分したトリガー効率を以下の式を用いて求める。

$$\text{トリガー効率} = \frac{\text{トリガーされたミュオン粒子の数}}{\text{TGCに入射した全ミュオン粒子の数}} \quad (4.1)$$

ここでトリガーされたミュオン粒子とは SL によって各しきい値の p_T と判定されたミュオン粒子である。この粒子数を全サブセクターで和をとったものが分子である。また、衝突点でのミュオン粒子の向きが $1.05 < \eta < 2.4$ であることで TGC に入射したとする。よって η が 1.05、2.4 付近ではトリガー効率が 100% に達することはない。

作成した CW のトリガー効率を図 4.7 に示す。横軸は p_T 、縦軸はその p_T でのトリガー効率である。赤線はトリガーされたミュオン粒子が 6 GeV 以上、青線は 20 GeV 以上であると判定されたことを表す。しきい値以下の p_T ではトリガー効率は低く、しきい値付近で上昇した後はほぼ一定となる。

4.3.1.2 トリガーレート

前述のトリガー効率を用いてトリガーレートを計算する。これは SL がトリガー判定を発行するしきい値別の頻度を表す。トリガーレートは次式で表されるように、トリガー効率にミュオン粒子の断面積とルミノシティを掛けて算出する。

$$\text{Trigger rate} = L \cdot \int \frac{d\sigma}{dp_T} \cdot \epsilon_{(p_T)} \cdot dp_T \quad (4.2)$$

ここで、 L はルミノシティ、 $d\sigma$ は微分断面積、 $\epsilon_{(p_T)}$ は各 p_T におけるトリガー効率である。

微分断面積は、トップ、ボトム、チャームハドロンや W の崩壊、 π や K 中間子の飛行中の崩壊からミュオン粒子が生成される断面積を、モンテカルロシミュレーションを用いて求めた値である。 π /K 中間子からはミュオン粒子が内部飛跡検出器内でレプトン崩壊によって生成され、バックグラウンドとなる。

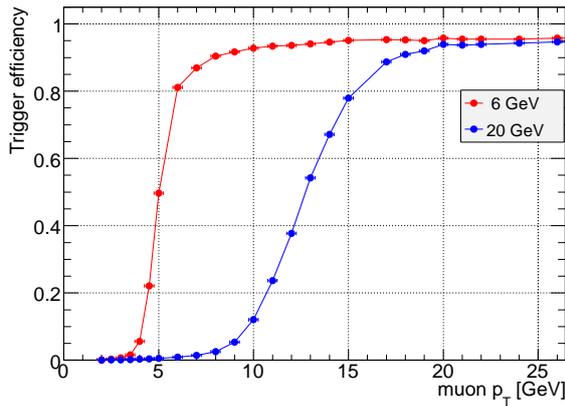


図 4.7: トリガー効率

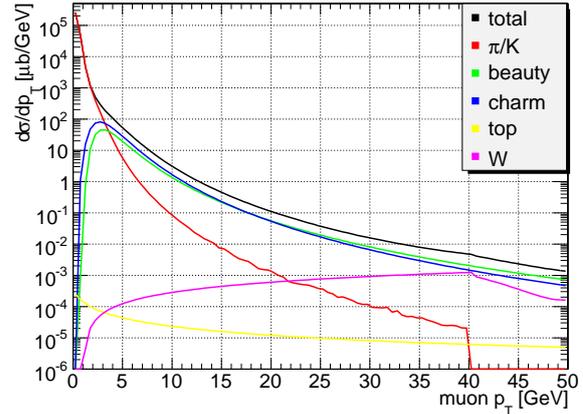


図 4.8: 微分断面積

図 4.7 のトリガー効率と図 4.8 の微分断面積を用いてトリガーレートを計算した。2GeV 未満のトリガー効率は 2GeV での値と原点を直線で結んだ値で近似した。 η 方向は $1.05 < \eta < 1.5$ 、 $1.5 < \eta < 2.0$ 、 $2.0 < \eta < 2.4$ に三分割し、 p_T は 0.5GeV 刻みで 50GeV まで足し合わせた。図 4.9 はトリガーレートの p_T 分布である。各 p_T をもったミュオン粒子に対して、赤は 6GeV 以上のミュオン粒子であると判定されたレート、青が 20GeV と判定されたレートを表す。

しかし、低い p_T のミュオン粒子はカロリメータなどによって遮蔽されるため TGC には到達せず、トリガーレートに影響しないと考えられる。このことから、 p_T が 1.5GeV 以下のミュオン粒子からの寄与は無いものとした。低い p_T 領域でトリガーレートは最大となるが、ここでは 1.5GeV 以上を表す斜線部分のみを積分した。

各生成過程ごとの結果を表 4.1 に示す。SL が 6GeV 以上、20GeV 以上と判定する事象の頻度をミュオン粒子の各生成過程ごとに示している。ルミノシティは 6GeV の場合は $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、20GeV は $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ とした。表中の window efficiency の列は作成した CW を用いたときのトリガーレート、sharp efficiency はトリガー効率をしきい値未満では 0、しきい値を越えると 1 として計算したトリガーレートである。

得られたトリガーレートはレベル 1 エンドキャップトリガーに要請される範囲内 ($\sim 20 \text{kHz}$) である。しかし、トリガーレートに大きく影響する低 p_T 領域では微分断面積の不定性が大きい。この最も大きな要因は、断面積の計算に用いられるシミュレーションでの、パートンシャワーやハドロン化などの物理過程に関わるモデルや変数であり、レートへの影響はおおよそ 30% 以下とされる。その結果得られるレートも不定性が大きいものとなっている。

表 4.1: トリガーレート

-	6GeV [Hz] ($L=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)		20GeV [Hz] ($L=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	
	window efficiency	sharp efficiency	window efficiency	sharp efficiency
π/K	6289	2188	4259	48
beauty	5070	3493	3886	480
charm	6867	4549	4486	418
top	0.084	0.085	0.53	0.38
W	4.51	4.71	41.5	38.3
total	18231	10235	12674	985

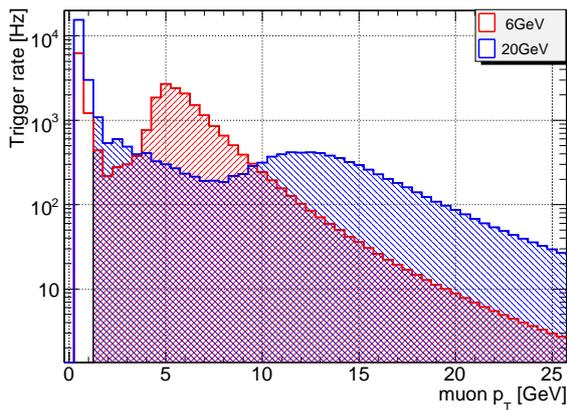
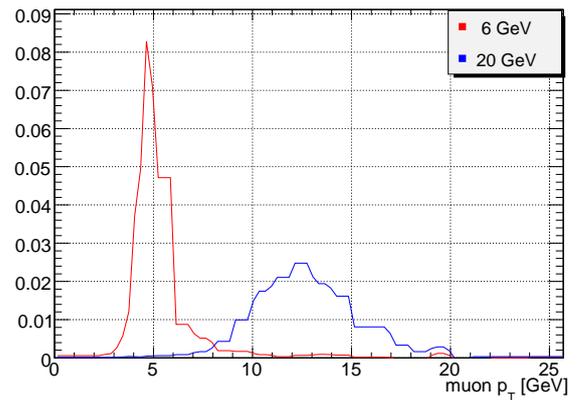
図 4.9: トリガーレートの p_T 分布

図 4.10: トリガー効率の立ち上がり

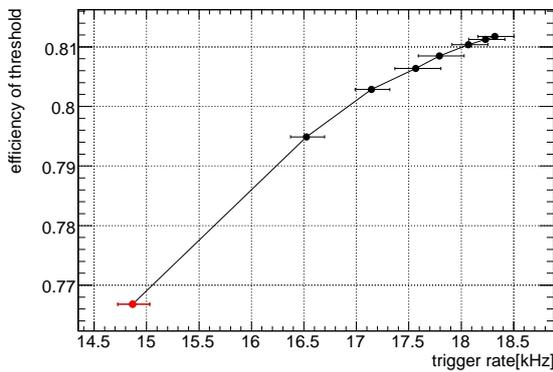
トリガー効率の立ち上がり

理想的なトリガーシステムであれば、トリガー効率は各しきい値未満では0、しきい値を越えると1となる階段関数になる。しかし実際にはしきい値以下でも有限の値を持ち、グラフは滑らかな曲線を描く。図 4.10 は図 4.7 の微分値を示したものである。低 p_T のしきい値について、しきい値以下の p_T をもったミュー粒子を捉えるとトリガーレートの上昇に大きく影響する。よってトリガー効率には鋭い立ち上がりが要求される。また、高い p_T のしきい値については、立ち上がりの早さによるレートへの影響は低い p_T に比べれば小さく、しきい値以上で十分にトリガー効率が立ち上がっていることが重要となる。図 4.10 より、6GeV のグラフの幅はおよそ 4 ~ 6GeV の間に収まっており、20GeV のグラフについてはしきい値以上ではトリガー効率の変化量はほぼゼロとなっている。

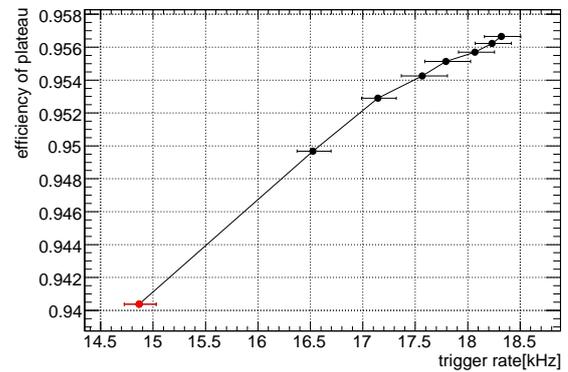
4.3.2 統計量依存性

CWの作成に利用するミュオン粒子の統計量による性能への影響について評価する。少量の統計量ではゆらぎが大きく、 p_T と ΔR 、 $\Delta\phi$ 間の相関が正しく取れず、トリガー効率を落とす原因になる。しかしサンプル数は有限であり、限られた統計量で効率良くCWを作成しなければならない。そこで統計量によるトリガー効率とトリガーレートへの影響を調べた。

電荷と p_T 毎に100kから800kまで100k刻みの統計量でCWを作成した。ウィンドウを開ける割合は95%とした。700kの統計量を用いると、サブセクターあたりの入射粒子数はエンドキャップでは約1000、フォワードでは約2500となる。図4.11、図4.12は横軸にトリガーレート、縦軸にトリガー効率をとり各統計量での値をプロットしたものである。図4.11はしきい値が6GeV、図4.12は20GeVを示し、(a)はしきい値でのトリガー効率、(b)はトリガー効率曲線が立ち上がりきった後の平坦部分でのトリガー効率である。赤点は100kのサンプルで作成したCWの値を表しており、統計量の増加に伴いトリガー効率及びトリガーレートが上昇している。統計量が増えるにつれて変化量は減少しており、800k以上の統計量増加による影響は十分に小さいと考えられる。

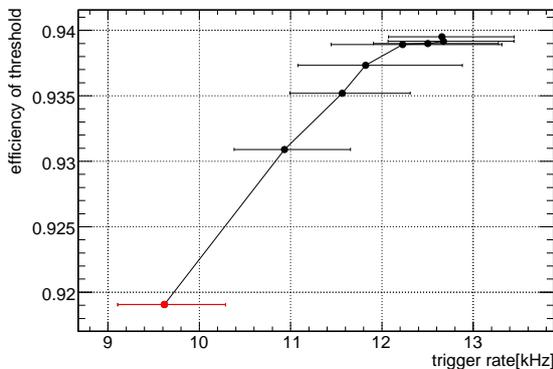


(a) しきい値での
トリガー効率とトリガーレート

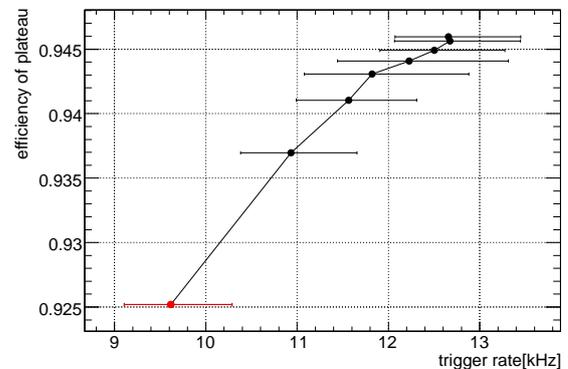


(b) プラトー部分での
トリガー効率とトリガーレート

図 4.11: 統計量依存性 (6GeV)



(a) しきい値での
トリガー効率とトリガーレート

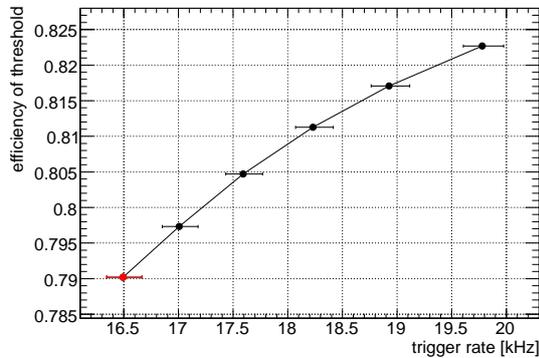


(b) プラトー部分での
トリガー効率とトリガーレート

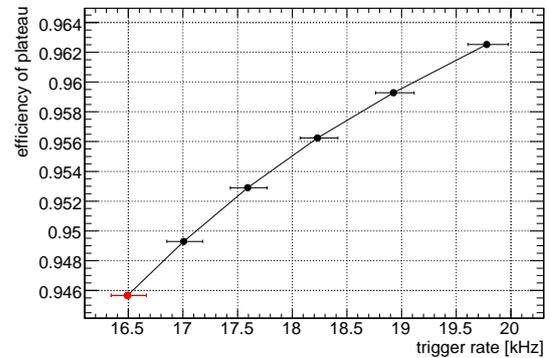
図 4.12: 統計量依存性 (20GeV)

4.3.3 割合依存性

ウィンドウを開ける割合を 92% から 97% まで 1 ポイント刻みで変化させ CW を作成した。用いた統計量は 750k である。図 4.13、図 4.14 は横軸にトリガーレート、縦軸にトリガー効率をとり各割合での値をプロットしたものである。図 4.13 はしきい値が 6GeV、図 4.14 は 20GeV を示し、(a) はしきい値でのトリガー効率、(b) はトリガー効率曲線が立ち上がりきった後の平坦部分でのトリガー効率である。赤点は 92% で作成した CW の値を表している。

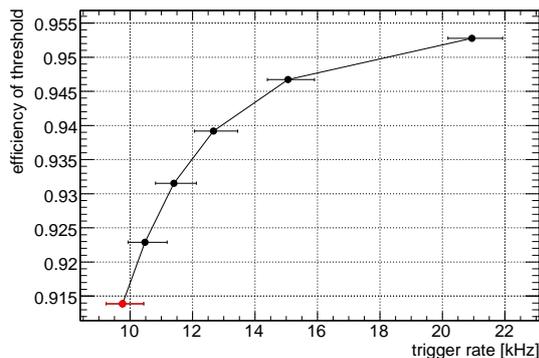


(a) しきい値での
トリガー効率とトリガーレート

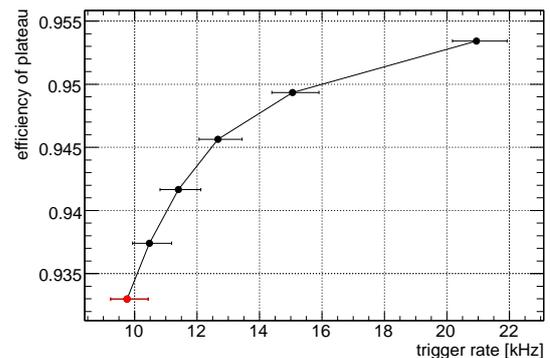


(b) プラトー部分での
トリガー効率とトリガーレート

図 4.13: 割合依存性 (6GeV)



(a) しきい値での
トリガー効率とトリガーレート



(b) プラトー部分での
トリガー効率とトリガーレート

図 4.14: 割合依存性 (20GeV)

4.4 以前の Coincidence Window との比較

これまでのトリガーシミュレーションで用いられてきた CW は、今回とは異なる作成アルゴリズムで作成されていた。以前のアルゴリズムでは、ヒットマップを基にサブセクターに入射した全粒子数の 0.25% 以上の入射があったセルのウィンドウを開ける。そして今回と同様に孤立したウィンドウを閉じて作成していた。つまり、セルへの入射数の合計に上限を与えていない。以前の CW と今回作成した CW の性能を比較し、アルゴリズムの変更による影響を見積もった。

4.4.1 トリガー効率の比較

しきい値が 6GeV のトリガー効率の変化を図 4.15、その変化率を図 4.16 に示す。また同様に 20GeV を図 4.17、図 4.18 に示す。図 4.15(a)、図 4.17(a) はともに p_T 分布、図 4.15(b) は p_T が 6GeV のミュオン粒子に対するトリガー効率の η 分布、図 4.17(b) は p_T が 21GeV のミュオン粒子に対するトリガー効率の η 分布である。

フォワード領域 ($\eta > 1.92$) ではトリガー効率が上昇している。これは、フォワード領域はエンドキャップ領域に比べてサブセクターの面積が大きく、入射粒子数が多くなるため、 $(\Delta r, \Delta \phi)$ の統計的なゆらぎが小さくなると、重心にあたるセルの入射粒子数が全入射数中に占める割合が大きくなり、以前のアルゴリズムでは重心周辺のセルで入射数が 0.25% を越えるセルが減少する。その結果、孤立し、閉じられるウィンドウが多くなり、ウィンドウが小さくなるためと考えられる。

全体では大きな変化は見られず、新しい作成アルゴリズムで以前の CW の性能を再現することができた。

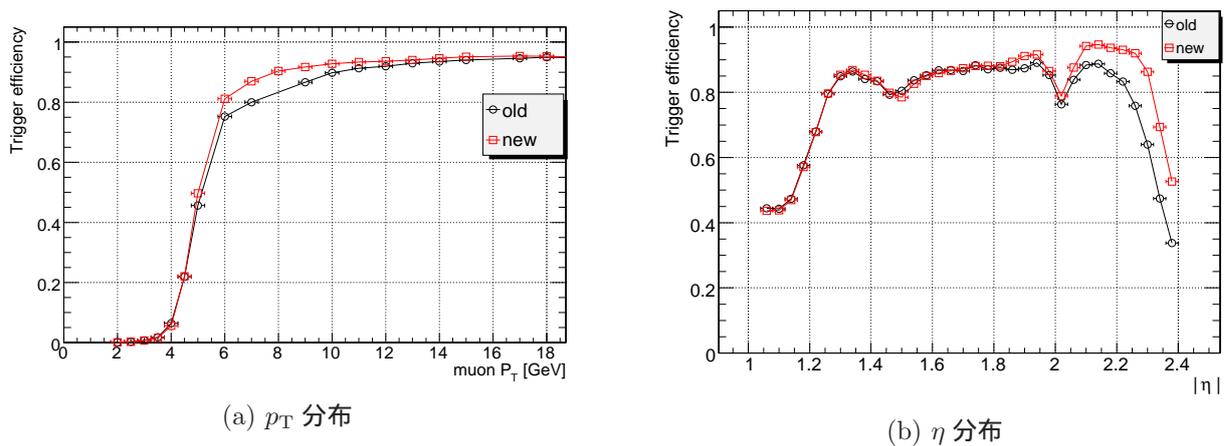


図 4.15: トリガー効率の変化 (6GeV)

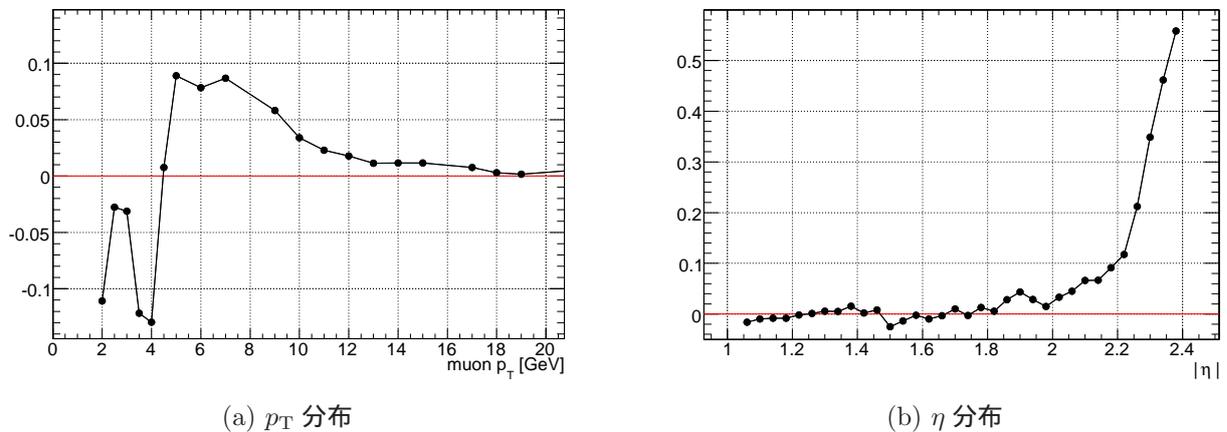


図 4.16: トリガー効率の変化率 (6GeV)

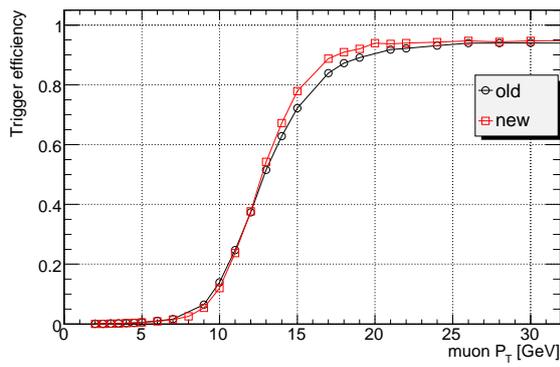
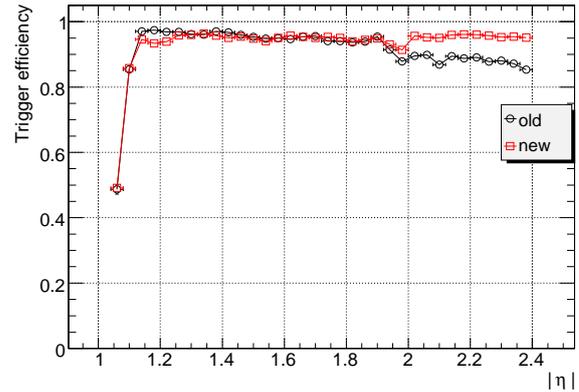
(a) p_T 分布(b) η 分布

図 4.17: トリガー効率の変化 (20GeV)

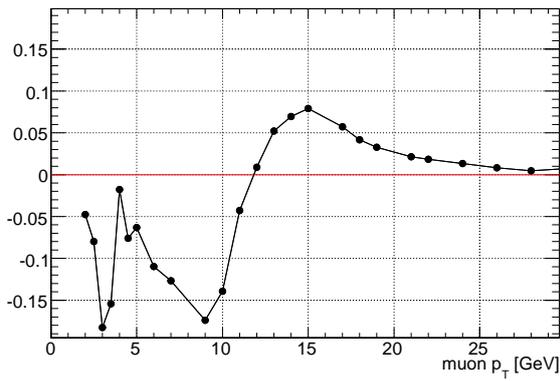
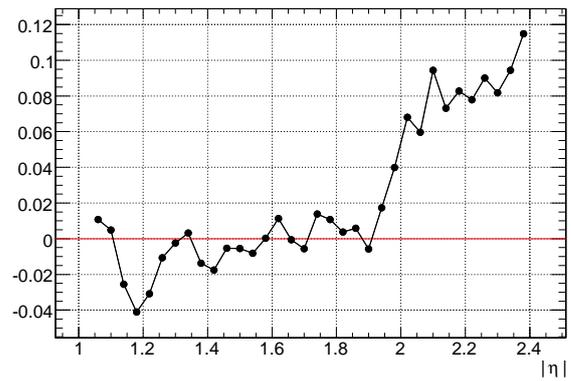
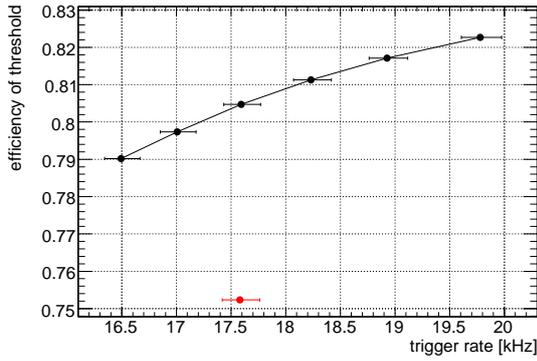
(a) p_T 分布(b) η 分布

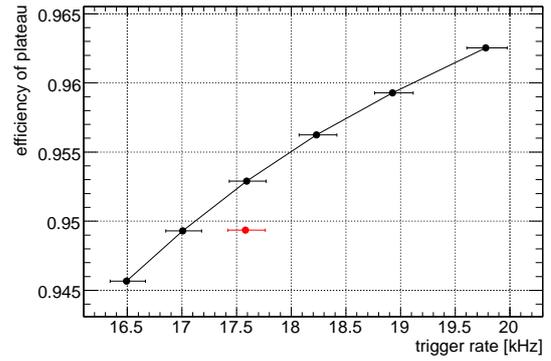
図 4.18: トリガー効率の変化率 (20GeV)

4.4.2 トリガーレートの比較

トリガーレートについて比較を行う。図 4.19、図 4.20 は図 4.13、図 4.14 に以前の CW の値を加えたものである。以前の CW の性能は赤点で示され、すべてのグラフにおいて新しい CW の値が作る曲線より下に位置している。よってトリガー効率を維持したままトリガーレートを抑えることが可能であることができた。

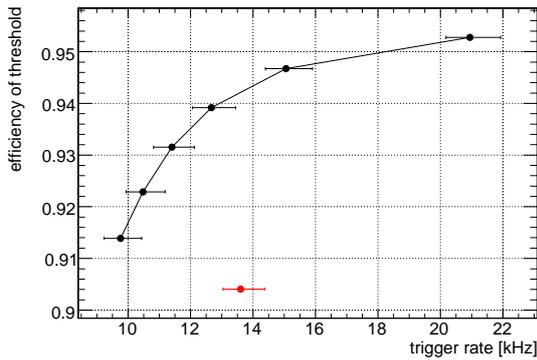


(a) しきい値での
トリガー効率とトリガーレート

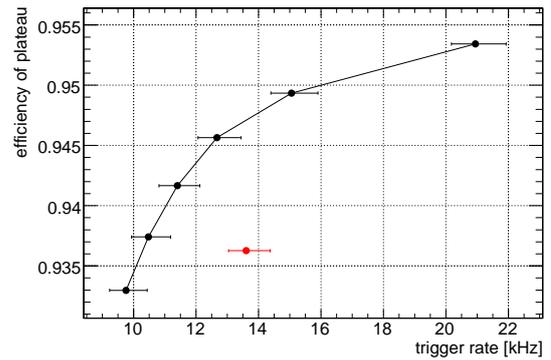


(b) プラトー部分での
トリガー効率とトリガーレート

図 4.19: トリガーレートの比較 (6GeV)



(a) しきい値での
トリガー効率とトリガーレート



(b) プラトー部分での
トリガー効率とトリガーレート

図 4.20: トリガーレートの比較 (20GeV)

4.5 実験場背景事象への耐性

トリガーシステムの性能に影響するものとして、実験場背景事象が考えられる。実験上には衝突により発生した中性子やガンマ線が低いエネルギーで漂っており、特に低エネルギーの中性子は吸収されにくく遮蔽が困難である。これらが検出器と反応してフェイクヒットを作る。このヒットはTGC1層を越えて検出されることはないが、低い p_T のミュオン粒子など他の粒子によるヒットと偶発的なコインシデンスがとれた場合、トリガーレートへ影響する。ルミノシティが $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のときの各粒子のフラックスを表 4.2 に示す。

表 4.2: 各粒子のフラックス

-	中性子	ガンマ線	ミュオン粒子	陽子
フラックス	3.1 ~ 4.0 kHz/cm ²	1.7 ~ 4.4 kHz/cm ²	0.9 ~ 8.7 Hz/cm ²	4.9 ~ 11 Hz/cm ²

4.5.1 トリガー効率への影響

各 p_T のミュオン粒子に対するトリガーシステムの応答をシミュレートし、背景事象の有無によるトリガー効率の変化を見積もった。安全係数としてフラックスを2倍して計算した。結果を表4.3に示す。

高 p_T 領域ではほとんど変化は見られず、トリガー効率への影響は小さい。 p_T 3GeVでは本来はCWの外にあるヒットがトリガーされることで値が上昇しているため、トリガーレートに影響すると思われる。しかし実際の実験の際には、ミュオン粒子の生成断面積の大きさなど他の不確定要素による影響がより大きく、得られた結果は無視できる範囲であると考えられる。

表 4.3: 背景事象の有無によるトリガー効率への影響

- p_T [GeV]	6GeV しきい値 [%]		20GeV しきい値 [%]	
	無し	有り	無し	有り
3	0.69 ± 0.07	1.1 ± 0.09	0.11 ± 0.03	0.17 ± 0.038
6	80.0 ± 0.32	79.5 ± 0.32	1.0 ± 0.08	1.15 ± 0.08
10	92.6 ± 0.19	92.3 ± 0.19	10.4 ± 0.21	10.8 ± 0.22
15	94.0 ± 0.18	93.9 ± 0.18	78.3 ± 0.32	77.6 ± 0.32
21	95.0 ± 0.18	94.9 ± 0.18	93.6 ± 0.20	93.3 ± 0.21
50	94.7 ± 1.25	94.7 ± 1.25	93.8 ± 1.34	93.8 ± 1.34
100	95.0 ± 0.21	94.9 ± 0.21	93.7 ± 0.23	93.6 ± 0.24

4.6 マスク処理によるトリガーレートの抑制

3.2.4.1 節で述べたように、エンドキャップ領域の磁場は2つのトロイド磁石によって形成されているため均一では無く、運動量分解能に位置依存性がある。図 4.22 は TGC の 1 オクタント内における低分解能領域を表している。このような領域では低 p_T のミュオン粒子をトリガーしてしまい、トリガーレートを押し上げる要因となる。図 4.23 は 6GeV 未満のミュオン粒子のトリガーシミュレーションを行った結果、6GeV 以上と判断された粒子の分布図である。図 4.22 が示す低分解能領域とほぼ一致している。ミュオン粒子のシミュレーションは、実際の実験と同様に η 、 ϕ に対して均一に生成している。よって、図 4.23 の分布はトリガーレートにほぼ比例するものになる。ただし、フォワードのサブセクターはエンドキャップのその 2 倍の面積があるので、値を 1/2 倍している。

これらの領域の CW(図 4.21) に対し、開いているウィンドウを閉じる (マスクする) ことで、トリガーレートを抑制する。

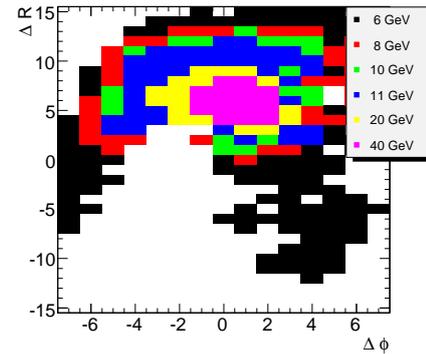


図 4.21: 低分解能領域での CW

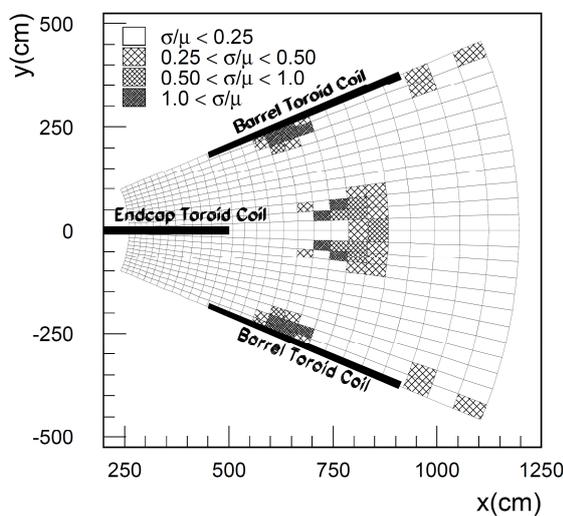


図 4.22: 低運動量分解能領域

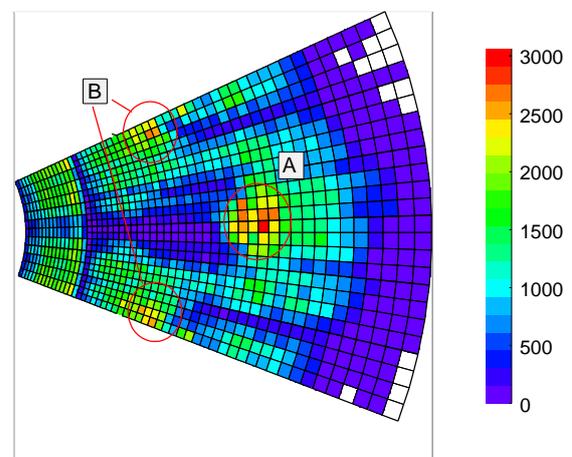


図 4.23: トリガーされたミュオン粒子の分布図

4.6.1 マスク領域の決定

オクタントの中心部分での分解能が悪い領域を領域 A、バレルトロイドコイル下の領域を領域 B とする。各領域内で 6GeV 未満のミュオン粒子に対して、40GeV 以上と判定された割合が 0.5% 以上のサブセクターに対してマスク処理を行った。領域 A では該当するサブセクターは 18 個、領域 B では 26 個であった。これは全サブセクター数 (1080) の 1.67% と 2.41% である。

40GeV のウィンドウ以外をマスクする場合と、全しきい値のウィンドウをマスクする場合の 2 種類のマスク処理を考える。40GeV 以外をマスクすると、図 4.6 のような単一のしきい値のみの

CWになる。また全しきい値のマスクは、そのサブセクターに入射したミュオン粒子についてはトリガー判定が常に偽であることを意味する。

4.6.2 トリガー効率とレートへの影響

ここでは、カロリメータなどによる低い p_T のミュオン粒子の遮蔽が不完全であった場合を想定する。4.3.1.2節で述べたとおり、2GeV未満のトリガー効率は2GeVでの値と原点を直線で結んだ値で近似した。この場合、 $p_T=0.5$ 、及び1.0GeVでトリガー効率が有限な値を持ち、このことからトリガーレートが大幅に上昇すると考えられる。

マスク処理によるトリガー効率への影響と、バックグラウンドである π/K 中間子の崩壊から生成されたミュオン粒子によるトリガーレートの変化を求めた。表4.4(a)に領域A、(b)に領域Bをそれぞれマスク処理した場合の結果を示す。

領域A、Bともにマスクしたサブセクター数の割合やトリガー効率の低下と比べ、一定の抑制効果がみられる。特に領域Bではトリガー効率の低下を2%程度に抑えつつ、トリガーレートは最大で6GeVは28.8%、20GeVでは34.8%抑制されている。40GeV以外のしきい値に対してマスク処理を行えば、20GeVしきい値のトリガー効率やトリガーレートに対しては比較的小さな影響で、6GeVしきい値のトリガーレートのみを抑制することができる。また、20GeVしきい値ではより効率的に抑制できる。その結果、加速器の性能が向上された実験下でも、長期に渡る20GeVしきい値の使用を可能にすると考えられる。

マスク処理は運動量分解能が悪い領域での、低い p_T のミュオン粒子によるフェイクトリガーの抑制に対して、有効な手段であると考えられる。

表 4.4: マスク処理によるトリガー効率とトリガーレートへの影響

(a) 領域 A

6GeV しきい値	マスク無し	40GeV 以外マスク	全てマスク
トリガー効率(しきい値) [%]	81.1	79.6	79.5 (-2.0%)
トリガー効率(プラトー) [%]	95.7	95.6	94.5 (-1.3%)
トリガーレート [Hz]	13765.1	13127.4	13023.4 (-5.4%)
20GeV しきい値			
トリガー効率(しきい値) [%]	93.9	93.6	92.8 (-1.2%)
トリガー効率(プラトー) [%]	94.8	94.7	93.6 (-1.3%)
トリガーレート [Hz]	22756.1	22378.9	21338.8 (-6.2%)

(b) 領域 B

6GeV しきい値	マスク無し	40GeV 以外マスク	全てマスク
トリガー効率(しきい値) [%]	81.1	79.3	79.1 (-2.5%)
トリガー効率(プラトー) [%]	95.7	95.6	94.0 (-1.7%)
トリガーレート [Hz]	13765.1	10475.5	9795.0 (-28.8%)
20GeV しきい値			
トリガー効率(しきい値) [%]	93.9	93.7	92.3 (-1.7%)
トリガー効率(プラトー) [%]	94.8	94.7	93.1 (-1.8%)
トリガーレート [Hz]	22756.1	21644.2	14838.8 (-34.8%)

4.7 低横方向運動量 (low- p_T) 事象のトリガー効率の改善

low- p_T 事象は実験初期でビーム強度が低い場合や、B 中間子の希崩壊など、比較的 p_T の低い領域での物理事象の取得などに用いられる。しかし、しきい値が 4GeV のトリガー効率は約 25% と低い。そこで low- p_T 事象のトリガー効率の改善を行った。

4.7.1 手法

3.2.4.1 節で述べたように、SL へ送られてくるコインシデンス情報には 3-station コインシデンスがとれた場合 (high- p_T) と、とれなかった場合 (low- p_T) がある。SL 以前の過程では R 方向と ϕ 方向は独立して処理されているため、 $(\Delta R, \Delta\phi)$ の組み合わせは (high, high)、(high, low)、(low, high)、(low, low) の 4 種類になる。このうち、(high, high) である場合のみ SL で CW の参照、トリガー判定を行う予定である。ここでは、low- p_T を含めた全てのコインシデンス情報を用いてトリガー判定を行うことで、トリガー効率の上昇を試みた。

図 4.24 は p_T が 4、5、6GeV のミュオン粒子のシミュレーションを行ったときの上記の組み合わせ比率を示したものである。青色は (high, high)、赤色は (low, low)、緑色はどちらか一方のみ high- p_T であった場合を表す。4GeV のミュオン粒子では 6 割が 3-station コインシデンスで失敗し、トリガー効率を落としていることが分かる。

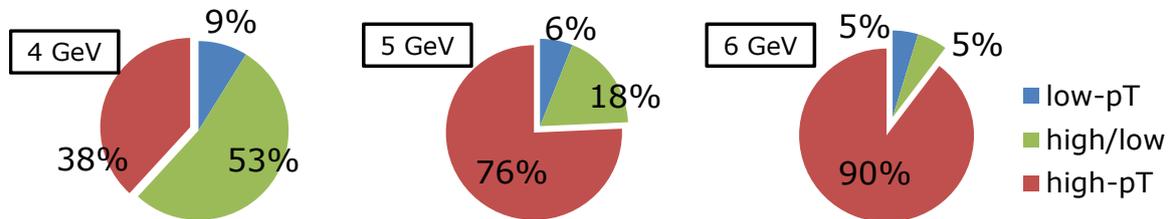


図 4.24: 2-station コインシデンスがとれたイベントの内訳

4.7.2 low- p_T 用 CW の作成

(high, high) の場合に参照される CW (high- p_T 用 CW) は、M1 上での ΔR 、 $\Delta\phi$ と p_T の対応を表している。low- p_T コインシデンス情報を用いるには、M2 上での ΔR 、 $\Delta\phi$ と p_T の対応を表す low- p_T 用の CW が必要となる。

4.7.2.1 M1-M2 間における ΔR 、 $\Delta\phi$ の対応比の決定

high- p_T がとれた場合、low- p_T コインシデンスの情報は上書きされ失われる。そのため、M1 での ΔR 、 $\Delta\phi$ から M2 での ΔR 、 $\Delta\phi$ を計算する必要がある (図 4.25)。M2 での ΔR 、 $\Delta\phi$ は、

$$(\Delta R, \Delta\phi)_{M2} = \text{変換比} \times (\Delta R, \Delta\phi)_{M1} \quad (4.3)$$

とした。

M1 から M3 の間には磁場は無いので、理想的な状況では M1 と M2 での ΔR 、 $\Delta\phi$ の比は M1-M3 間の距離と M2-M3 間の距離の比に等しいと考えられ、図 3.6 より $(M3-M2)/(M3-M1)$ はおよそ 0.25 である。

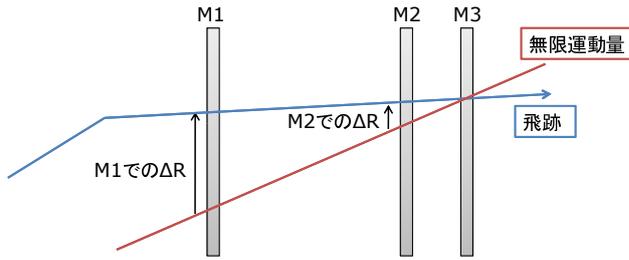
図 4.25: M1-M2 間の ΔR

表 4.5: HPT への入出力の対応表

ΔR		$\Delta\phi$	
入力	出力	入力	出力
$\pm 0 \sim 10$	$\pm 0 \sim 10$	$\pm 0 \sim 3$	$\pm 0 \sim 3$
$\pm 11, 12$	± 11	$\pm 4, 5$	± 4
$\pm 13, 14$	± 12	$\pm 6, 7$	± 5
$\pm 15, 16$	± 13	$\pm 8, 9$	± 6
$\pm 17, 18$	± 14	$\pm 10 \sim 12$	± 7
$\pm 19, 20$	± 15		

ここでは、シミュレーションデータを用いてサブセクターごとに M1 と M2 の値から変換のための比率を求めた。 p_T が 3、4、5 GeV で C_{rapidity} が正と負のミュー粒子のシミュレーションを行い、それぞれ M1 と M2 での ΔR 、 $\Delta\phi$ の平均値を求めた。このとき、M1 での ΔR 、 $\Delta\phi$ は HPT で表 4.5 の様にまとめて出力されているため、実際の値に戻す。これは、HPT の出力を要求されるビット数に抑えるためである。まとめられた後の運動量分解能でも低い p_T では十分であると考えられるため、 Δ の大きい値でまとめらる。

変換の比率 (M1 での平均値)/(M2 での平均値) を各サブセクターごとに算出し、平均値を求めた。各 p_T 、 C_{rapidity} ごとに求めた比率の平均値を表 4.6 に示す。 $\Delta\phi$ では C_{rapidity} によらず比率がほぼ一定であるのに対し、 ΔR には依存性が見られる。これは M1 での無限運動量が $\Delta R = 0$ になく、M1 の $\Delta R = 0$ を延長しても M2 の $\Delta R = 0$ とならないためである。表 4.6 から、 ΔR の比率は C_{rapidity} が正のときは 0.33、負のときは 0.11 とし、 $\Delta\phi$ の比率は符号が正負ともに 0.3 とした。

表 4.6: M1-M2 間の比率

(a) ΔR				(b) $\Delta\phi$			
C_{rapidity}	4 GeV	5 GeV	6 GeV	C_{rapidity}	4 GeV	5 GeV	6 GeV
正	0.3277	0.3327	0.3230	正	0.3116	0.3028	0.2987
負	0.2187	0.1074	0.0965	負	0.3144	0.3108	0.2861

4.7.2.2 CW の作成

high- p_T 用 CW と同様のアルゴリズムを用いて作成した。図 4.26 はしきい値が (4, 6, 10, 15, 20, 40 GeV) の CW を図示したものである。図 4.26(a) ではすべての領域で 4 GeV 以上のウィンドウが開いている。つまり、R 方向、 ϕ 方向共に 3-station コインシデンスがとれれば、 p_T は 4 GeV 以上であると見なしていることを表す。これに対して新しい CW では、high- p_T 用の必要の無いところは閉じ、その代わりに low- p_T に 6 GeV、4 GeV のウィンドウを開けている。

4.7.3 トリガー効率とレートへの影響

トリガー効率の変化と変化率を図 4.27 に示す。黒は high- p_T 用 CW のみ、赤は low- p_T 用 CW を加えたものを表す。図 4.28 はトリガーレートの変化率である。また、トリガーレートの比較を表 4.7 に示す。

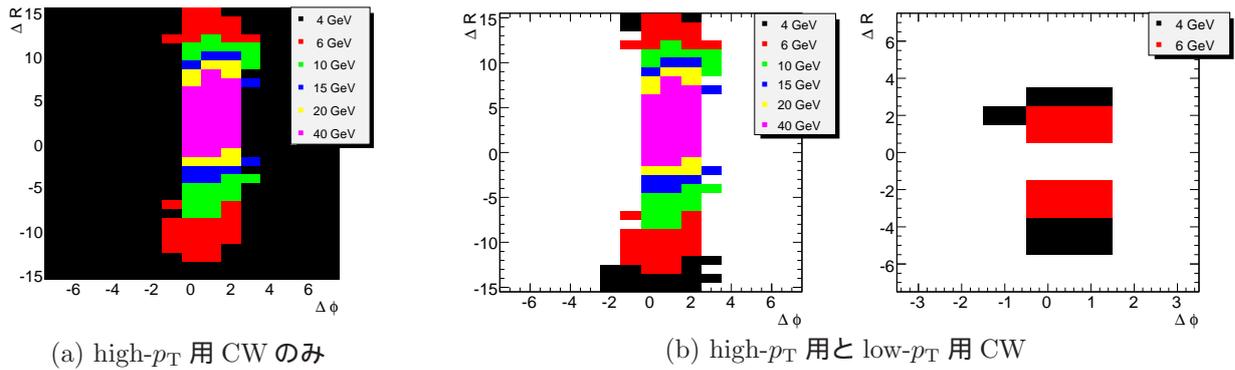


図 4.26: Coincidence Window の例。(黒, 赤, 緑, 青, 黄, マゼンタ) はそれぞれ (4, 6, 10, 15, 20, 40) GeV を表す。

4 GeV ではトリガーレートの上昇が 54% であるのに対し、しきい値でのトリガー効率を 123% 上昇させることができた。しきい値以上の平坦な領域ではトリガー効率は 2.2% 低下している。これは、high- p_T のみの様に全領域で 4 GeV ウィンドウを開けていないためである。6 GeV ではトリガーレートの上昇が 55.3% に対し、しきい値でのトリガー効率の上昇が 6.6% と小さく、low- p_T 用 CW による効率的な性能の向上は得られないと考えられる。

low- p_T 用 CW の使用はトリガーレートの上昇に大きく影響する。このため、実際の実験ではトリガーレートに余裕がある場合など使用条件は限られる。また使用する場合でも、6 GeV しきい値は用いず、4 GeV のみのトリガー判定としての使用などが考えられる。

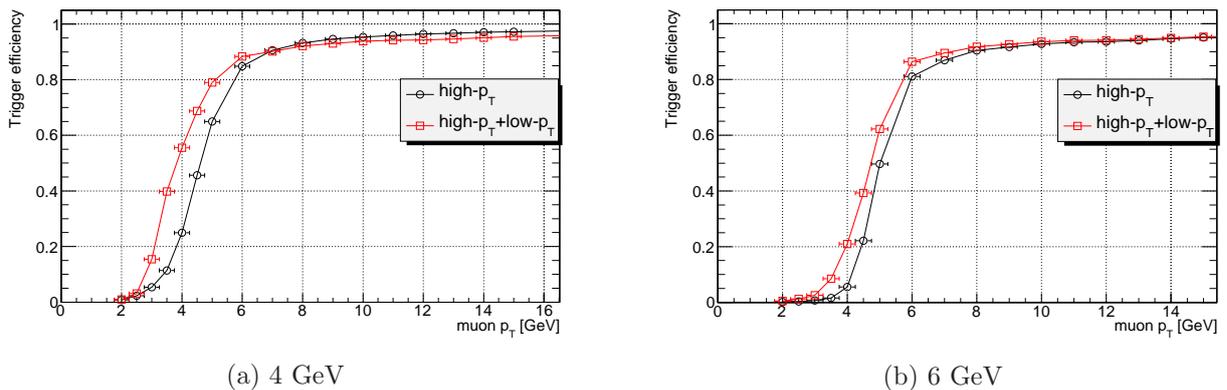


図 4.27: トリガー効率の比較 (p_T 分布)

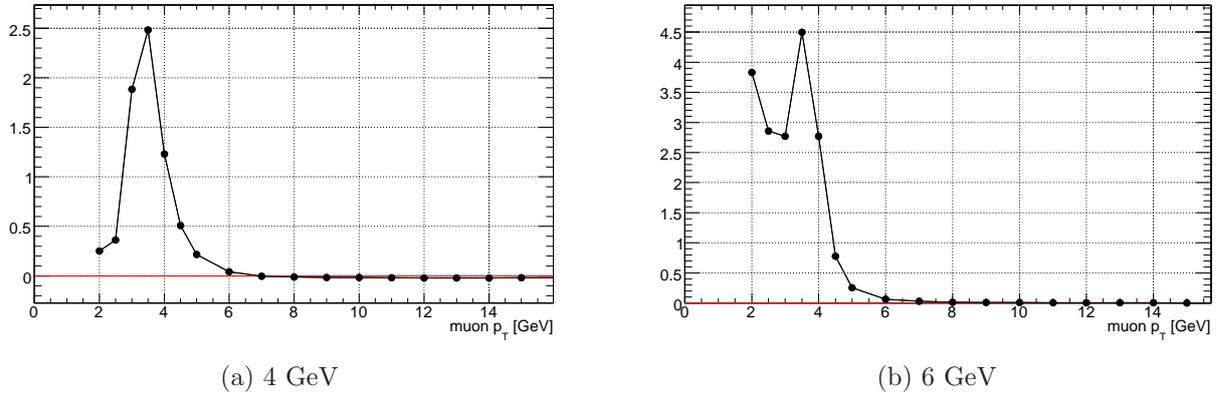
図 4.28: トリガー効率の変化率 (p_T 分布)

表 4.7: トリガーレート

-	4GeV [Hz] ($L=10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)		6GeV [Hz] ($L=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	
	high- p_T window	high- + low- p_T window	high- p_T window	high- + low- p_T window
π/K	187	303	6289	12505
beauty	70	98	5070	6417
charm	98	140	6867	8873
top	0.00090	0.00093	0.084	0.087
W	0.046	0.045	4.51	4.52
total	355	542	18231	27800

第5章 まとめ

ATLAS 実験におけるレベル1エンドキャップミュオントリガーでは、磁場によるミュオン粒子の飛跡の曲がりから横方向運動量 (p_T) を概算し、トリガー判定を行う。この際に用いられる飛跡の曲がりと p_T を対応付ける Coincidence Window(CW) をシミュレーションデータを用いた作成方法を研究し、またその性能評価を行った。

- 新しい作成アルゴリズムの開発
以前の CW と比較してトリガー効率を維持しつつ、トリガーレートを抑制することができた。
- 実験場背景事象に対する耐性
偶発的なヒットが増加することで、トリガーされるべきではないイベントがトリガーされてしまい、トリガーレートが上昇すると考えられる。しかしこの影響は比較的小さく、作成した CW は背景事象耐性が高いことが分かった。
- 高トリガーレート領域に対するトリガーレートの抑制
磁場の不均一性により、運動量分解能が悪い領域に対してマスク処理を行った。その結果、トリガーレートが 30%程度低下するのに対し、トリガー効率は 2%程度の低下であった。わずかなトリガー効率の低下でトリガーレートを抑制することができた。
- 低横方向運動量のミュオン粒子に対するトリガー効率の改善
3-station コインシデンスがとれず high- p_T 情報が無いイベントに対して、low- p_T 情報を用いたトリガー判定を行い、トリガー効率の改善を試みた。新たに作成した low- p_T 用 CW を適用することで、4GeV のミュオン粒子に対するトリガー効率を 123%上昇させることができた。

以上のように、この研究で ATLAS 実験において要請される性能を満たす CW を作成し、レベル1エンドキャップミュオントリガーを実験で動作させる準備が整った。今後は、実際の実験では想定外の状況になる可能性があり、実験状況に応じた変更が必要になると考えられる。

謝辞

本研究携わる機会を与えて下さり、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致します。本研究を遂行する上で、親切で丁寧な多くの指導を頂いた山崎裕司准教授に心から感謝致します。大町千尋氏には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致します。川越清以教授、越智敦彦助教、松下崇助教、石川明正研究員には本研究において様々な助言、指導をして頂き深く感謝しております。本研究に必要な知識と手段を提供して頂いた喜家村裕宣氏、岡田勝吾氏に感謝致します。様々なご指摘と助言を頂いた徳宿克夫氏、長野邦浩氏、石野雅也氏に感謝致します。そして研究室の方々に感謝いたします。

目次

2.1	LHC 加速器	2
2.2	LHC に設置される測定器	3
2.3	Higgs 粒子の生成過程	4
2.4	Higgs 粒子の生成断面積	4
2.5	Higgs 粒子の崩壊分岐比	6
2.6	ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の発見能力	6
2.7	ATLAS 検出器	7
2.8	各粒子の透過性	7
2.9	内部飛跡検出器	8
2.10	カロリメータ	9
2.11	ミュオン粒子検出器	10
2.12	磁石の構造	11
2.13	エンドキャップトロイドの中央 ($z=1050\text{cm}$) における X-Y 平面の磁力線	11
2.14	積分磁場強度の η 分布	11
3.1	トリガーシステムのスキーム	12
3.2	TGC の配置と構造	14
3.3	TGC の構造	15
3.4	TGC の断面図	15
3.5	triplet(左) と doublet(右) の構造	15
3.6	R-Z 平面での TGC の配置	16
3.7	TGC の全体図とトリガーセクター	17
3.8	TGC エレクトロニクスの概要	17
3.9	トリガー系のデータフロー概図	18
3.10	リードアウト系のデータフロー概図	18
3.11	p_T 概算方法の模式図	21
3.12	各層におけるコインシデンスの概要	22
3.13	ΔR 、 $\Delta\phi$ 分布	22
4.1	TGC オクタント	24
4.2	Coincidence Window の例	24
4.3	各 p_T 毎のヒットマップ	25
4.4	隙間が開いた CW の例	26
4.5	ΔR の平均値	26
4.6	各割合に対するウィンドウ (p_T が 40GeV のミュオン粒子のヒットマップより作成)	26
4.7	トリガー効率	28
4.8	微分断面積	28
4.9	トリガーレートの p_T 分布	29

4.10	トリガー効率の立ち上がり	29
4.11	統計量依存性 (6GeV)	30
4.12	統計量依存性 (20GeV)	30
4.13	割合依存性 (6GeV)	31
4.14	割合依存性 (20GeV)	31
4.15	トリガー効率の変化 (6GeV)	32
4.16	トリガー効率の変化率 (6GeV)	32
4.17	トリガー効率の変化 (20GeV)	33
4.18	トリガー効率の変化率 (20GeV)	33
4.19	トリガーレートの比較 (6GeV)	34
4.20	トリガーレートの比較 (20GeV)	34
4.21	低分解能領域での CW	36
4.22	低運動量分解能領域	36
4.23	トリガーされたミュオン粒子の分布図	36
4.24	2-station コインシデンスがとれたイベントの内訳	38
4.25	M1-M2 間の ΔR	39
4.26	Coincidence Window の例	40
4.27	トリガー効率の比較 (p_T 分布)	40
4.28	トリガー効率の変化率 (p_T 分布)	41

表 目 次

2.1	LHC 加速器の主要パラメータ	3
4.1	トリガーレート	29
4.2	各粒子のフラックス	34
4.3	背景事象の有無によるトリガー効率への影響	35
4.4	マスク処理によるトリガー効率とトリガーレートへの影響	37
4.5	HPT への入出力の対応表	39
4.6	M1-M2 間の比率	39
4.7	トリガーレート	41

参考文献

- [1] The ATLAS Collaboration, “ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report”, 1999
- [2] The ATLAS Collaboration, “Expected Performance of the ATLAS Experiment -Detector, Trigger and Physics”, 2008
- [3] The ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, 2008
- [4] 大町千尋著 神戸大学修士学位論文「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
- [5] 岡田勝吾著 神戸大学修士学位論文「ATLAS 実験における質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性に関する研究」, 2008 年
- [6] 新保直樹著 神戸大学修士学位論文「 J/ψ 崩壊からのミュオンに対する ATLAS レベル 1・トリガー効率の測定方法の研究」, 2008 年
- [7] 丹羽正著 神戸大学修士学位論文「ATLAS 前後方ミュオントリガーシステムコミッションングにおける SectorLogic による宇宙線トリガーの研究」, 2008 年
- [8] 門坂拓哉著 神戸大学修士学位論文「ATLAS 前後方ミュオントリガーシステム SectorLogic 及びオンラインソフトウェアの開発」, 2008 年