

修士学位論文

アトラス実験Phase0アップグレードに向けた レベル1ミューオントリガーの改良

平成25年2月22日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 091S114S

氏名 谷 和俊

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

現在、欧州合同原子核研究機構（CERN）において陽子・陽子衝突型円形加速器を用いた ATLAS 実験が行われている。ATLAS 実験では標準模型の基本粒子である Higgs 粒子や、超対称性粒子などの新粒子を探索しており、2012 年 7 月には Higgs 粒子と思われる新粒子を発見した。

ATLAS 実験では、陽子陽子衝突で発生する膨大な数のイベントの中から解析対象のイベントを選別するトリガーシステムが設置されており、レベル 1 ミューオントリガーではミューオンの運動量を概算してトリガーを発行する。しかし現在レベル 1 ミューオントリガーでは、誤って発行されるトリガー（フェイクトリガー）が存在することが判明しており、その割合が大きいことが問題となっている。そしてこの問題を解決するため、2014 年から計画されている ATLAS 実験 Phase0 アップグレードにおいて、レベル 1 ミューオントリガーに新しいトリガーシステムが導入される。

本研究では、その新しいトリガーシステムでトリガー判定に用いられる Inner Coincidence Window と呼ばれるトリガー論理の作成・性能評価を行った。その結果、この論理を用いるとトリガー効率の低下を抑えつつ、フェイクトリガーを大幅に削減することが示された。

目次

第 1 章 序論	1
第 2 章 ATLAS 実験	3
2.1 LHC : Large Hadron Collider	3
2.2 ATLAS の目指す物理	4
2.2.1 標準模型における Higgs 粒子	5
2.2.2 超対称性粒子 (SUSY)	7
2.2.3 その他の物理	7
2.3 2012 年までの結果	7
2.4 ATLAS 検出器	8
2.4.1 内部飛跡検出器	9
2.4.2 カロリメータ	10
2.4.3 ミューオンスペクトロメータ	11
2.4.4 超伝導磁石システム	12
第 3 章 現行の TGC ミューオントリガーシステム	13
3.1 トリガーシステム	13
3.1.1 レベル 1 トリガー	13
3.1.2 レベル 2 トリガー	14
3.1.3 イベントフィルター	14
3.1.4 stream とトリガーチェイン	14
3.2 レベル 1 エンドキャップミューオントリガー	16
3.2.1 Thin Gap Chamber(TGC) について	16
3.2.2 トリガー判定	18
3.2.3 TGC システムの読み出し機構	18
3.2.4 TGC エレクトロニクス	20
3.2.5 デクラスタリングルール	22
3.2.6 Coincidence Window	22
3.2.7 トリガーシミュレーション	23
第 4 章 Phase0 アップグレード	24
4.1 フェイクトリガー	24
4.1.1 現在のフェイクトリガーの影響	24
4.1.2 フェイクトリガーの原因	25
4.2 Phase0 アップグレード	26
4.2.1 Phase0 アップグレードの概要	26
4.2.2 レベル 1 ミューオントリガーの変更点	27

第 5 章 Inner Coincidence Window の作成と性能評価	29
5.1 Inner Coincidence Window (ICW) について	29
5.2 作成方法	30
5.3 性能評価	33
5.3.1 トリガー効率	33
5.3.2 トリガーレート	35
5.3.3 性能評価	36
5.3.4 バンチ衝突間隔変更に伴う影響	37
5.3.5 デッドチェンバーによる影響	38
第 6 章 まとめ	40
付 録 A 解析に用いた実データ	44
A.1 2011 年 Period M 取得データ	44
A.2 2012 年 Period A 取得データ	44
A.3 2012 年 Period B 取得データ	45
A.4 2012 年 Period C 取得データ	47
A.5 2012 年 Period D 取得データ	47
A.6 2012 年 Period E 取得データ	49
A.7 2012 年 Period G 取得データ	49
A.8 2012 年 Period H 取得データ	50
A.9 2012 年 Period I 取得データ	51

第1章 序論

素粒子物理学において標準模型とは、自然界に存在する相互作用のうち重力相互作用を除く3つの相互作用（強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用）を記述する理論であり、1970年代に構築され、その後各種の実験によってその正確さが定量的に確認された。図1.1に標準模型を構成する基本粒子を示す。標準模型では物質を構成する粒子（クォーク、レプトン）とそれらの間に働く力を媒介する粒子（ゲージ粒子）が存在する。

また標準模型ではゲージ対称性が成立し、そのためには3つの相互作用を媒介する粒子（ γ 、 W 、 Z ）の質量は0であることが要請されるが、弱い相互作用を媒介する W 、 Z 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 、 Z が標準模型の枠内で質量を獲得するためにHiggs機構と呼ばれる理論が提唱され、これらの粒子はHiggs場と相互作用することにより質量を獲得すると考

えられている。Higgs場を直接観測することは不可能であるが、質量の重い粒子を介して場に揺らぎを与えることにより、その揺らぎがHiggs粒子として観測され则认为されており、これまで様々な実験でHiggs粒子の探索が行われてきたが、発見には至らなかった。

2010年4月からスイス・ジュネーブにある欧州合同原子核研究機構（CERN）において陽子・陽子衝突型円形加速器LHC（Large Hadron Collider）が本格的に稼働している。LHCは周長27[km]で世界最高衝突エネルギー14[TeV]、ルミノシティ $10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ を実現できるようにデザインされ、Higgs粒子など新粒子の探索や標準模型の精密測定など様々な研究が行われている。そしてLHCに4ヶ所ある衝突点のうち1ヶ所にATLAS検出器が設置されている。ATLAS検出器はLHCで目標とする新粒子の発見や標準模型の精密測定を目的とした汎用粒子検出器であり、そのための高精度な検出器が多く設置されている。ATLAS実験では2012年に $21.7[\text{fb}^{-1}]$ のデータ取得に成功し、同年7月にはHiggs粒子と思われる新粒子を発見した。LHCのバンチ衝突頻度は40[MHz]、陽子同士の衝突頻度は1[GHz]になるため、これらのイベントの中から目的とする物理現象のイベントを選別するために、ATLAS実験では3段階のトリガーシステムが設置されており、最終的にデータを保存する頻度を1[kHz]まで絞り込む。

本研究対象であるレベル1ミューオントリガーは3段階のトリガーシステムの初段に位置し、磁場によるミューオンの飛跡の曲がりから横方向運動量(p_T)を概算してトリガー判定を行っている。標準模型ではHiggs粒子の崩壊モードとして $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ や、 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ など、終状態にミューオンを含む場合が多く存在し、また標準模型を越えた超対称性理論においても、超対称性粒子にレプトンを含む崩壊モードが存在すると考えられている。このため新粒子発見を主な目的とするATLAS実験において、ミューオンを用いたトリガーは重要な役割を担っており、レベル1ミューオントリガーでは1[GHz]に及ぶ陽子陽子衝突事象の中から、目的のミューオンを効率よくトリガーすることが求められている。

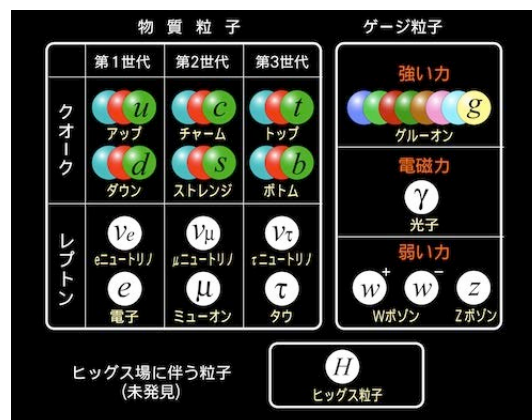


図 1.1: 標準模型の基本粒子 [1]

しかし現在レベル 1 ミューオントリガーでは、大半のトリガーが誤って発行されていることが判明し問題となっている。これは ATLAS 検出器内を漂う中性子が、検出器内の物質と相互作用して陽子などの荷電粒子を発生させ、その荷電粒子がミュオン検出器まで到達してトリガーされることが原因で、このようなトリガーはフェイクトリガーと呼ばれている。これらの荷電粒子は陽子陽子衝突由来ではなく、主に磁場の影響が少ない場所を通過してミュオン検出器に到達するため、磁場によって曲げられた後の飛跡の情報のみでトリガー判定を行っている現行のレベル 1 ミューオントリガーでは、対処することが不可能であることも判明している。

この問題を解決するため、2014 年から計画されている ATLAS 実験 Phase0 アップグレードにおいて、レベル 1 ミューオントリガーに新しいトリガーシステムが導入され、新たに磁場によって曲げられる前の飛跡の情報がトリガー判定に加えられる。これによって、磁場で曲げられる前と後の飛跡の情報から陽子陽子衝突由来のミュオンの飛跡を選別し、トリガー判定を行うことが可能になるため、現在問題となっているフェイクトリガーを抑制することが期待されている。

本論文では、第 2 章で ATLAS 実験における物理と ATLAS 検出器の概要について述べ、第 3 章ではミュオントリガーシステムについて述べる。そして第 4 章では現在問題となっているフェイクトリガーと 2014 年から計画されている Phase0 アップグレードについて説明し、第 5 章では新しく導入されるトリガーシステムで用いられる Inner Coincidence Window の作成とその性能評価について述べる。最後に第 6 章でまとめとする。

第2章 ATLAS実験

2.1 LHC : Large Hadron Collider

LHCはスイス・ジュネーブにある欧州合同原子核研究機構(CERN)に建設された世界最大の大型陽子陽子衝突型加速器であり、2000年に運転を終了した大型電子・陽電子衝突型加速器LEP(Large Electron Positron Collider)で使用されていたトンネル内に設置されている。

陽子は電子に比べて質量が約1800倍と大きく、加速によって生じるシンクロトロン放射による運動エネルギーの損失が少ない。このためLHCでは14[TeV](14兆電子ボルト)という世界最高エネルギーでの衝突が実現できる。

LHCの主要なデザインパラメータを示す。

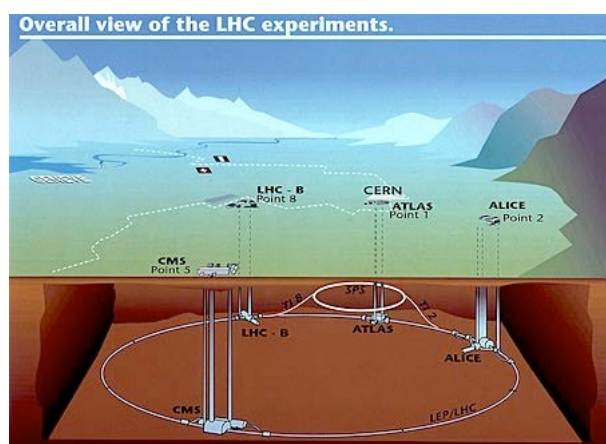


図 2.1: LHC 加速器 [2]

主リング周長	26.66 [km]	重心系エネルギー (陽子 + 陽子)	7 [TeV] + 7 [TeV]
ルミノシティ	10^{34} [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	バンチ数	1380 個
バンチ間隔	50 [ns]	衝突点のビーム半径	23 [μm]
1バンチ当たりの陽子数	1.4×10^{11} 個	バンチの長さ	75 [mm]
衝突角度	200 [μrad]		

表 2.1: LHC の主要なパラメータ

LHCは2008年に完成して同年9月10日に初めてビーム周回に成功したが、同年9月19日にヘリウム漏れの事故により停止した。しかしその後2009年に再びビーム入射テストが成功し、2010年から本格的に稼働している。

2012年に取得されたデータの積分ルミノシティの推移を図2.2に示す。緑がLHC全体、黄色がATLAS検出器で取得できたデータ量を表しており、それぞれ23.3 [fb^{-1}], 21.7 [fb^{-1}]に相当する重心系エネルギー8[TeV]の陽子衝突データを取得することに成功した。

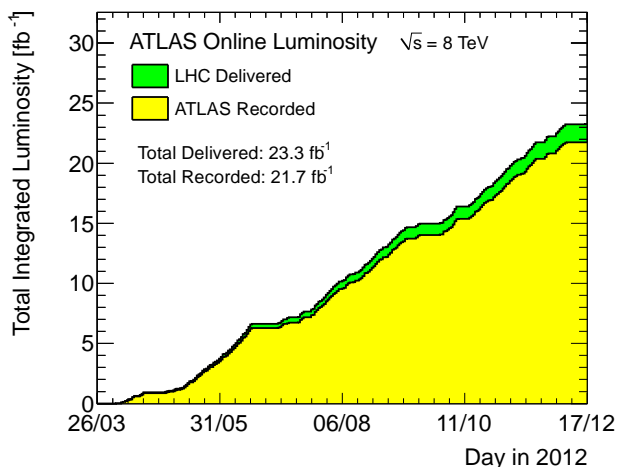


図 2.2: 2012年の結果 [3]

また LHC には 4 ヶ所の衝突点があって、それぞれ大型粒子検出器が設置されており、次の 4 種類の実験が行われている。それらの配置を図 2.1 に示す。

- ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS
Higgs 粒子や超対称性粒子 (SUSY) などの発見を目的とした実験で 38 ヶ国、174 の大学・研究機関から約 3000 人が参加している。次の章で詳しく説明する。
- CMS : Compact Muon Solenoid (図 2.3)
ATLAS 実験と同じく Higgs 粒子の発見を目的とした実験で 41 ヶ国、179 の大学・研究機関から約 3300 人が参加している。CMS 検出器は ATLAS 検出器よりも小型で、より高いソレノイド磁場を持つ。PbWO₄ 電磁カロリメータをソレノイドコイル内部に持ち、 γ 線のエネルギー測定に重点を置いている。
- LHC-b : Large Hadron Collider beauty (図 2.4)
b クォークを用いた CP 対称性の破れを観測することにより標準模型を越える物理の探索を目的とする実験で、17 ヶ国、62 の大学・研究機関から約 820 人が参加している。
- ALICE : A Large Ion Collider Experiment (図 2.5)
重イオン同士を衝突させることにより宇宙初期のグルーオンとハドロンが入り混じった状態を再現して、クォーク・グルーオンプラズマの生成を証明し、この新しい物質状態の性質を研究することを目的とした実験で、36 ヶ国、132 の大学・研究機関から約 1200 人が参加している。

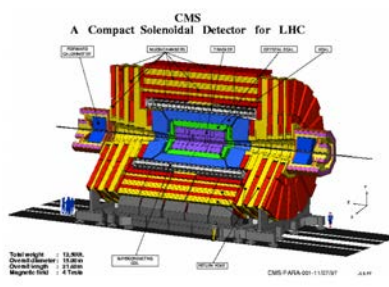


図 2.3: CMS 検出器 [4]

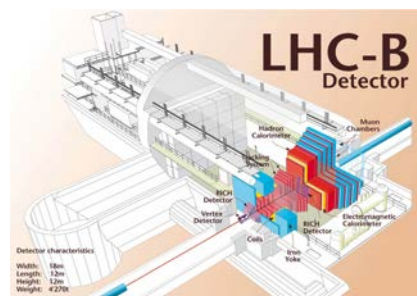


図 2.4: LHC-b 検出器 [5]

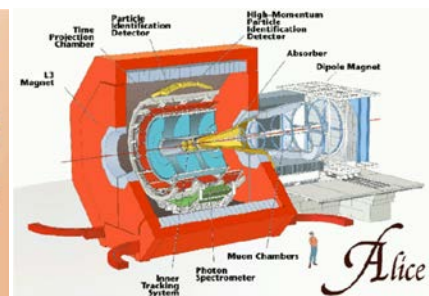


図 2.5: ALICE 検出器 [6]

2.2 ATLAS の目指す物理

ATLAS 実験の目的は、

- 標準模型の基本粒子である Higgs 粒子の探索
- 超対称性粒子 (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 が世界最高の重心系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る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、ATLAS 実験で発見が期待されている基本粒子であり、Higgs 粒子を発見することは万物の質量獲得の解明につながると期待されている。

図 2.6 は Tevatron における Higgs 粒子探索の結果である。横軸が Higgs 粒子の質量を表しており、縦軸は実験から計算された生成断面積を標準理論から予測される Higgs 粒子の生成断面積で割った値である。この実験で、 $100 [\text{GeV}/c^2] \leq M_H \leq 103 [\text{GeV}/c^2]$ 、 $147 [\text{GeV}/c^2] \leq M_H \leq 180 [\text{GeV}/c^2]$ の範囲には 95% の信頼度で Higgs 粒子が存在しない事が示された。

また理論的な制約から Higgs 粒子の質量は 1 [TeV] 以下であると考えられている。

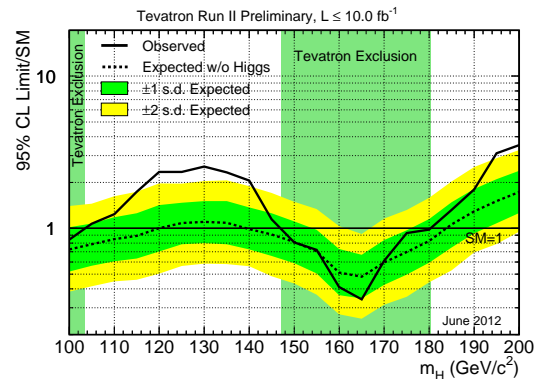


図 2.6: Tevatron での Higgs 粒子探索の結果 [7]

Higgs 粒子の生成

Higgs 粒子はトップクォークや W^\pm 、 Z 粒子などの質量の大きい粒子と結合しやすいため、LHC では主に以下の 4 つの生成過程が考えられる。それぞれのファインマンダイアグラムを図 2.7、生成断面積を図 2.8 で示す。

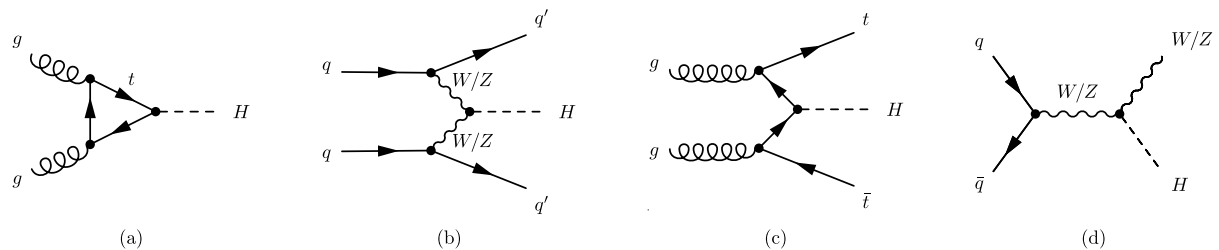


図 2.7: Higgs 粒子の生成ファインマンダイアグラム

- $gg \rightarrow H$: gluon fusion (図 2.7 (a))
トップクォーク、ボトムクォークのループを介して Higgs 粒子を生成する。生成断面積が最も大きい Higgs 粒子の崩壊から出てくる粒子以外は大きな横運動量を持たないので、バックグラウンドとの選別が難しい。
- $qq \rightarrow qqH$: vector boson fusion (図 2.7 (b))
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、散乱角前方にクォークからのジェットが 2 本観測される場合には、イベントの選別が比較的行きやすい。
- $gg \rightarrow t\bar{t}H$: top associate production (図 2.7 (c))
対生成されたトップクォークから Higgs 粒子が生成される。断面積は小さいが特徴のあるトップクォークを最終状態に含んでいるが、バックグラウンドが多いため選別が難しい。
- $q\bar{q} \rightarrow (W/Z)H$: W/Z associate fusion (図 2.7 (d))
クォークペアの対消滅によって生成されたゲージボゾンから Higgs 粒子が生成される。最終状態にゲージボゾンを観測する特徴がある。

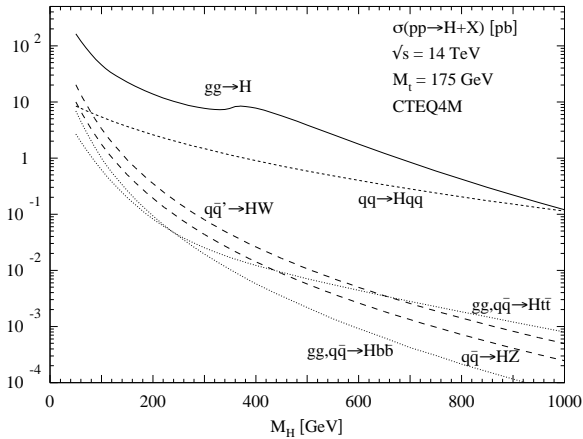


図 2.8: Higgs 粒子の生成断面積 [8]

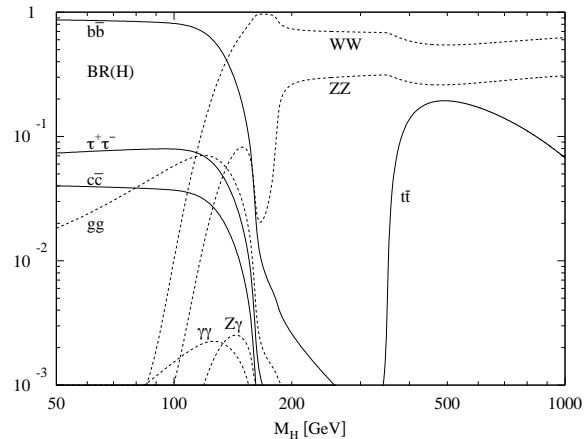


図 2.9: Higgs 粒子の崩壊分岐比 [8]

Higgs 粒子の崩壊

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 2.9 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。また以下に代表的な Higgs 粒子の代表的な崩壊過程を述べる。

- $H \rightarrow \gamma\gamma$

光子は質量が 0 であり Higgs 粒子と結合できないので、 W 粒子やトップクォーク、ボトムクォークなどのループを介することで光子を放出する。この崩壊がおこる質量領域 ($M_H < 130$ [GeV/c²]) において Higgs 粒子の主な崩壊過程は $b\bar{b}$ であるが、QCD バックグラウンドが非常に大きく測定が困難である。そのため崩壊分岐比は 10^{-3} と非常に小さいが、この崩壊過程が主な探索チャンネルとなる。主なバックグラウンドとして $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$ や $gq \rightarrow q\gamma\gamma$, $Z \rightarrow e^+e^-$ などで jets や e^\pm が γ に間違われる場合が考えられる。後者のバックグラウンドを取り除くためには γ の高いエネルギー分解能や、 γ /jets/ e^\pm を正しく識別することが必要であり、電磁カロリメータの高い性能が求められる。
- $H \rightarrow \tau\tau$

$\gamma\gamma$ よりも崩壊分岐比が高く、vector boson fusion との組み合わせで背景事象と区別することができる。 τ の崩壊にニュートリノを伴うため、 E_T^{miss} の精密な測定が求められる。
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$

$M_H < 2M_Z$ の質量領域では ZZ^* への崩壊モードが存在する。終状態の 4 つのレプトンは Z の崩壊から生成されるため、高い横方向運動量 p_T を持っているのが特徴である。主なバックグラウンドとして $pp \rightarrow ZZ^* / Z\gamma^* \rightarrow 4\text{lepton}$ が存在する。
- $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$

150 [GeV/c²] $< M_H < 2M_W$ の質量領域では WW^* への崩壊モードが支配的になる。しかしこのモードでは終状態にニュートリノを含むため、Higgs 粒子の質量を再構成することはできない。2 つのレプトンの横方向運動量 p_T と 2 つのニュートリノに由来する E_T^{miss} から横方向質量を算出する。

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、超対称性の発見はこれに向けての大きい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、スピンの $1/2$ 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やスレプトンがあり、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 実験の目的は上に述べた新しい素粒子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検証はボトムクォークの稀崩壊現象を探索し、標準理論を越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、高い横方向運動量 p_T を持つジェットの生成断面積の測定を通して行われる。

2.3 2012 年までの結果

図 2.10、図 2.11 に ATLAS 実験における Higgs 粒子探索の結果を示す。図 2.10 は横軸に Higgs 粒子の質量をとった Higgs 粒子生成断面積の上限値を表す。実線の縦軸の値が 1 よりも小さくなる質量の領域は 95[%] の信頼度でその可能性が排除される。また破線で示した曲線は Higgs 粒子が存在しない場合に得られると期待される制限をシミュレーションで評価した結果の中心値であり、緑と黄色のバンドはそれぞれ評価値の 68[%] と 95[%] 信頼度の範囲を示す。図 2.10 より質量 500[GeV/c²] 以下では、123~130[GeV/c²] の範囲だけが 95[%] 信頼度で排除されていない唯一の領域である。また図 2.11 は横軸を Higgs 粒子の質量にとり、バックグラウンド事象のみで偶然にこのような信号が見える確率を表す。ほとんど全ての仮定した質量に対して、その確率 (実線で表示) は 10[%] 以下であるが、126.5[GeV/c²] では確率が 10^{-9} (6σ) 近くまで落ち込んでおり、新粒子発見の基準である 5σ を越えていることがわかる。これと同様の結果が CMS 実験でも得られたため、欧州合同原子核研究機構 (CERN) は 2012 年 7 月 4 日に Higgs 粒子と思われる新粒子を発見したと発表した。

また図 2.12 と図 2.13 に Higgs 粒子と思われる粒子がそれぞれ $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ 、 $e^+e^-\mu^+\mu^-$ に崩壊したと思われるイベントを示す。

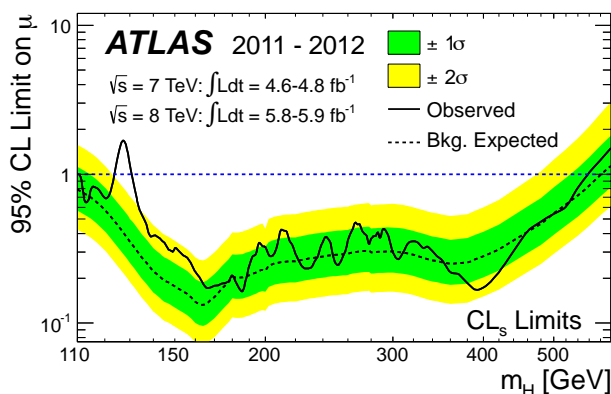


図 2.10: Higgs 粒子生成に対する制限 [9]

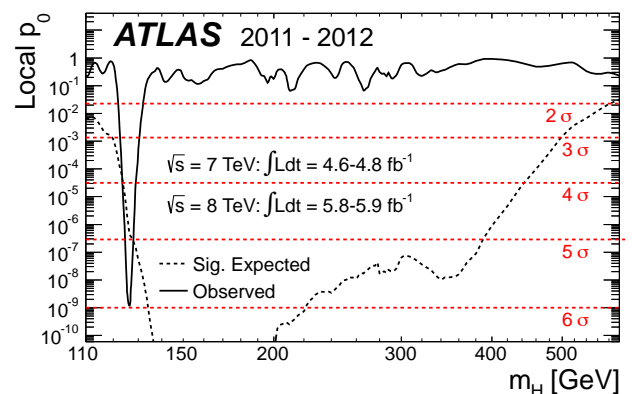


図 2.11: バックグラウンドによる確率 [9]

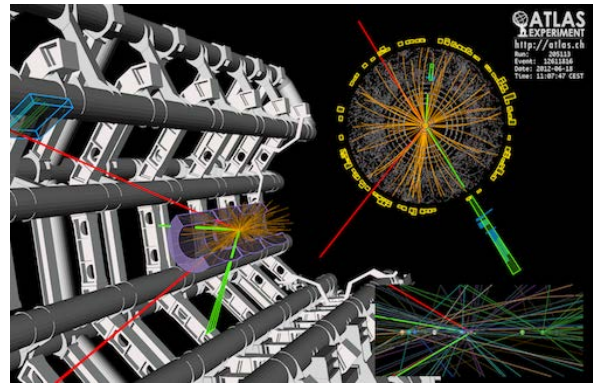
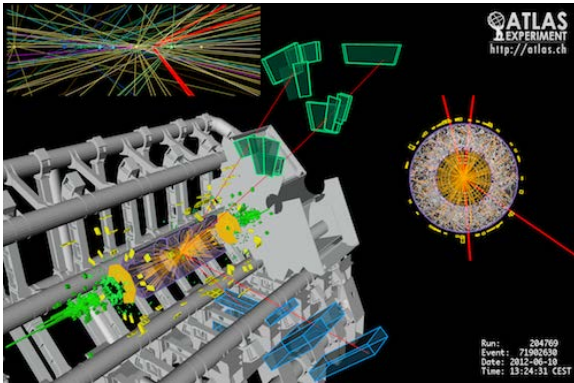


図 2.12: $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ イベントの候補 [2] 図 2.13: $H \rightarrow ZZ \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$ イベントの候補 [2]

2.4 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径 22[m]、長さ 44[m] の円筒形で、総重量は 7,000[t] という巨大な汎用検出器である。全体図が図 2.14 にあるように、人と比べるといかに巨大な検出器であるかがわかる。この検出器は衝突点に近い順から、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオンスペクトロメータから構成されており、検出器間にはマグネットが設置されている。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、ほぼすべての粒子を検出することが可能となっている。

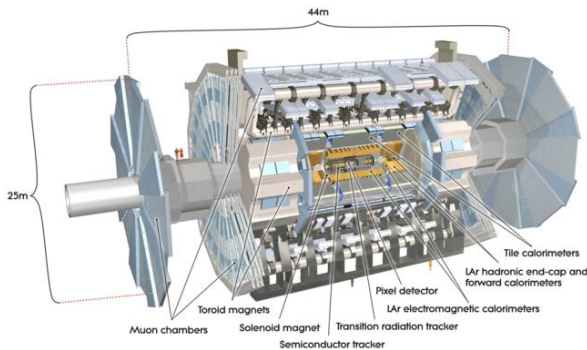


図 2.14: ATLAS 検出器 [2]

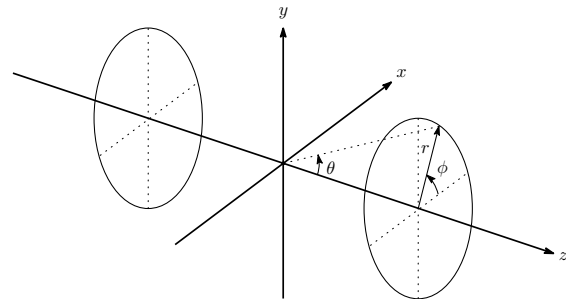


図 2.15: ATLAS の座標系

ATLAS 実験で用いられる座標系を図 2.15 に示す。ビームの衝突点を原点に取り、LHC のビーム軸方向を z 軸とする。 z 軸と直交する面内で、LHC のビームリングの中心方向を x 軸、天頂方向を y 軸とする。このとき衝突点に対して $+z$ 方向を A-side、 $-z$ 方向を C-side と呼ぶ。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 (pseudorapidity) η を、

$$\eta \equiv -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.1)$$

と定義する。ハドロンコライダーでは、生成される粒子の η 分布 ($\Delta N / \Delta \eta$) がほぼ一定なるので、この量が多く用いられる。円筒形の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する ($|\eta| < 1.0$) 領域と、エンドキャップと呼ばれる円筒の円に相当する ($1.0 < |\eta|$) 領域とに分けられる。その中でエンドキャップはさらに、 $1.0 < |\eta| < 1.9$ の領域をエンドキャップ、 $1.9 < |\eta|$ の領域をフォワードと分けて呼ばれることがある。以下に各検出器及びマグネットについて簡単に説明する。

2.4.1 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 2[T] の磁場によって運動量の測定を行う。内部飛跡検出器は Pixel Detector、SCT (SemiConductor Tracker)、TRT (Transition Radiation Tracker) で構成されている。全体図が図 2.16 で、ビーム軸に平行に切った断面図が図 2.17 となる。

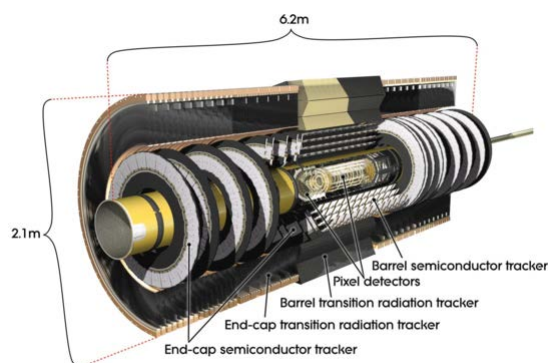


図 2.16: 内部飛跡検出器 [2]

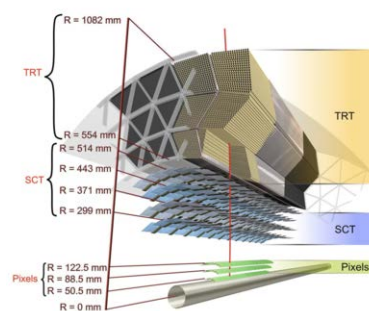


図 2.17: ATLAS 検出器 [2]

Pixel Detector

Pixel 検出器は $R \leq 10[\text{cm}]$ の衝突点から最も近い領域に設定される検出器である。全ての Pixel センサーは $50[\mu\text{m}] \times 400[\mu\text{m}]$ を 1 ピクセルとし、47268 ピクセル集めたものを一つのモジュールと呼ぶ。高イベントレートに対応するために 2次元での位置測定が可能であり、1 ピクセルごとの読み出しが可能である。バレル部、エンドキャップ部共に 3層の構造となっており、総チャンネル数は 8040 万チャンネルとなる。 $R-\phi$ 方向で $10[\mu\text{m}]$ 、 z 方向で $115[\mu\text{m}]$ という高い位置分解能があり、衝突点の測定に主に使用される。

SCT (SemiConductor Tracker)

多数のシリコン検出器の集合体であり、バレル部では 4層の円筒状、フォワード部は片側のみ 9層になっている。Pixel 検出器と共に荷電粒子の運動量測定、 B メソンや τ レプトンの崩壊点測定を行うため、高い位置分解能が求められる。1枚のシリコンセンサーは $6.4 \times 6.4[\text{cm}]$ 読み出しストリップが $80[\mu\text{m}]$ 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つながれているためストリップ長は $12.8[\text{cm}]$ となっている。この 2面を $40[\text{mrad}]$ ずらして上下に重ねることにより、 z 座標の位置を決定することができる。位置分解能は $R-\phi$ 方向で $16[\mu\text{m}]$ 、 z 方向で $580[\mu\text{m}]$ である。

TRT (Transition Radiation Tracker)

TRT は遷移輻射の原理を用いたストロー型のガス増幅検出器である。遷移輻射とは荷電粒子が誘電率の異なる 2つの物質を通るときに境界面において電磁的な放射をする現象である。放射されるエネルギーは荷電粒子の γ に比例するので、荷電粒子のエネルギーが高いほど顕著となる。放射される X 線は数 [keV] 程度である。

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 $4[\text{mm}]$ で中心に直径 $30[\mu\text{m}]$ 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 Xe : 70%、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ために 2つに分かれており、合計約 42000 の読み出しチャンネルが存在する。各チャンネルはドリフト時間を測定することにより $170[\mu\text{m}]$ 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輻

射体が入っており、電子が通過すると遷移輻射光子を出す。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との区別が可能となる。

これらの検出器により衝突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。

2.4.2 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータは LAr を用いた電磁カロリメータと、ハドロンカロリメータに分けられる。電磁カロリメータは電子や γ の精密測定を主に行う。もう一方はジェットのリ構成や E_T^{miss} の測定が可能である。カロリメータ全体で $|\eta| < 4.9$ の範囲をカバーしている。図 2.18 にその構造を示し、以下に各カロリメータについて簡単に記述する。

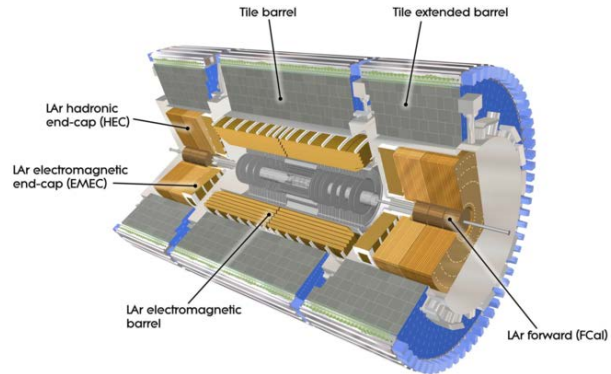


図 2.18: カロリメータ [2]

LAr 電磁カロリメータ

ATLAS 検出器の電磁カロリメータは LAr と鉛のアブソーバ（吸収体）を組み合わせたものを使用したサンプリングカロリメータである。アブソーバをアコーディオンのような形状にすることで ϕ 方向の不感領域がなくなるように設計されている。 $|\eta| < 1.5$ の領域がバレル部、 $1.4 < |\eta| < 3.2$ の領域がエンドキャップ部となっており、読み出しチャンネル数はそれぞれ約 10 万チャンネル、約 7 万チャンネルである。

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは $|\eta| < 1.7$ の領域がバレル部、 $1.5 < |\eta| < 3.2$ の領域がエンドキャップ部となっており、バレル部は Tile カロリメータ、エンドキャップ部は LAr Hadronic Endcap Calorimeter (HEC) が使用されている。

- **Tile カロリメータ**

Tile カロリメータは鉄板を吸収体とし、タイル状のシンチレータを交互に重ね合わせたサンプリングカロリメータである。シンチレータタイルの両端に波長変換ファイバーが繋がれていて、2つの光電子増倍管から読み出しを行う。

- **LAr Hadronic Endcap Calorimeter**

HEC は電磁カロリメータと同じく LAr を用いたサンプリングカロリメータである。ただしアブソーバに銅を使用している。HEC は 32 個の同一な形状のくさび形モジュールを組み合わせて円盤状になっている。

2.4.3 ミューオンスペクトロメータ

ATLAS 検出器の最も外側に配置されているのはミューオンスペクトロメータである。図 2.19 にその全体像を示す。ミューオンは $2.2[\mu\text{sec}]$ と寿命が比較的長く、カロリメータでのエネルギー損失も少ないため物質の透過力が強いのでミューオンスペクトロメータまで到達できる。ミューオンスペクトロメータは主にトリガー発行を担当する Thin Gap Chamber (TGC)、Resistive Plate Chamber (RPC) と、精密な位置検出を行う Monitored Drift Tube (MDT)、Cathode Strip Chamber (CSC) から構成されている。RPC がバレル部を、TGC がエンドキャップ部をカバーしており、MDT はどちらにも設置されている。

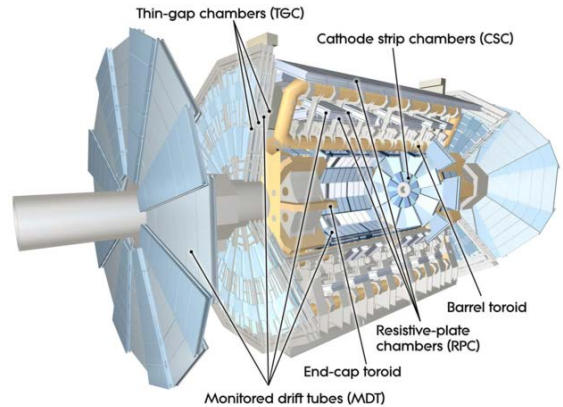


図 2.19: ミューオンスペクトロメータ [2]

Monitored Drift Tube (MDT)

MDT はバレル部、エンドキャップ部の広いラピディティ領域をカバーし、 R - Z 方向成分を精密に測定することができる。その構造は図 2.20 に示すような、チューブ径 $30[\text{mm}]$ 、ワイヤ径 $50[\mu\text{m}]$ のドリフトチューブを積層したものである。どこを粒子が通過したかという位置はドリフト時間から算出している。位置分解能は $60[\mu\text{m}]$ 、総チャンネル数は 30 万チャンネルである。

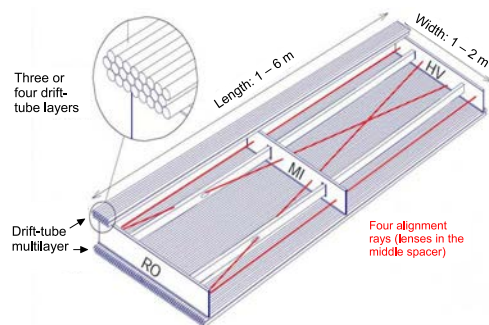


図 2.20: MDT の構造 [11]

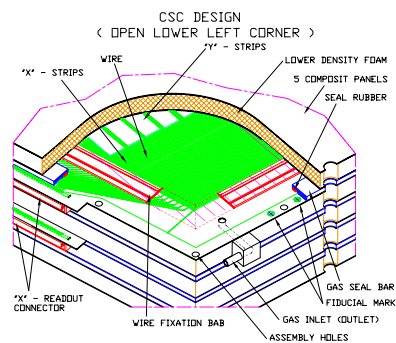


図 2.21: CSC の構造 [11]

Cathode Strip Chamber (CSC)

CSC は放射線の多い $2.0 < |\eta| < 2.7$ の領域に設置されている運動量精密測定用のカソードストリップ読み出し MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) である。CSC の構造図を図 2.21 に示す。構造はワイヤ間隔が $2.5[\text{mm}]$ 、ストリップ間隔が $5.3[\text{mm}]$ と $5.6[\text{mm}]$ の二種類存在する。ドリフト時間は $30[\text{nsec}]$ 以下であり、位置分解能は $60[\mu\text{m}]$ となっている。

Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC はバレル部のトリガーを担当すると共に、MDT では測定されない ϕ 方向の位置の測定を行うことができる。図 2.22 はビーム軸に垂直な RPC の断面図である。RPC は平行電極板を使用したワイヤの存在しないガスチェンバーである。図 2.23 にその構造図を示す。フェノールメラミンの薄板で作られた板が $2[\text{mm}]$ 間隔で平行に配置されている。電極間には $4.9[\text{kV}/\text{mm}]$ の高電圧がかけられており、荷電粒子が通過するとトラックに沿ってなだれ増幅がおきてアノードまで達する。シグナルは薄板の外側の金属ストリップから読み出される。 ϕ 方向の位置分解能は $5\sim 10[\text{mm}]$ 程度で、検出器のタイムジッターは $1.5[\text{ns}]$ より小さく、反応時間が短い。

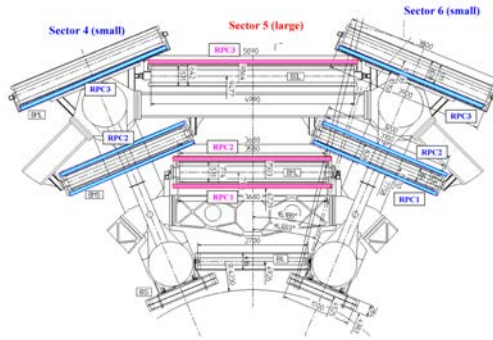


図 2.22: RPC の断面図 [11]

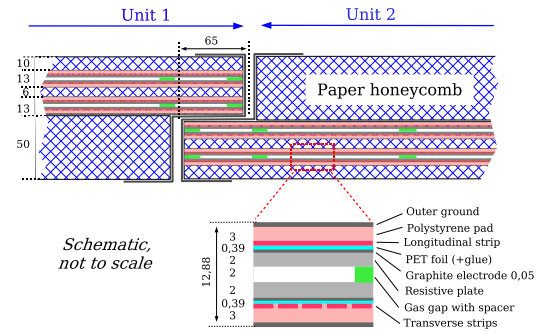


図 2.23: RPC の構造 [11]

Thin Gap Chamber (TGC)

TGC については 3 章で詳しく述べる。

2.4.4 超伝導磁石システム

ATLAS 検出器のマグネットの構造を図 2.24 に示す。中央ソレノイド磁石は主に内部飛跡検出器での運動量測定を目的としており、バレル及びエンドキャップ部のトロイド磁石はミュオンスペクトロメータでのミュオン運動量測定を主目的としている。

ソレノイド磁石では磁場がビーム軸方向にかかるため、 ϕ 方向に曲がる。トロイド磁石では ϕ 方向に磁場が発生する。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 2~6[Tm]、エンドキャップ部で 4~8[Tm] ほどになる。

η の値に対するトロイド磁場の積分強度を図 2.25 に示す。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 2.26)。

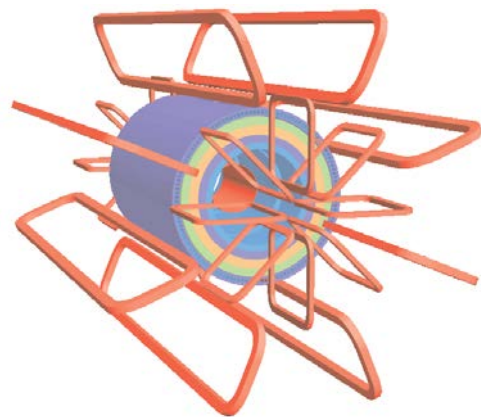


図 2.24: マグネットの構造 [2]

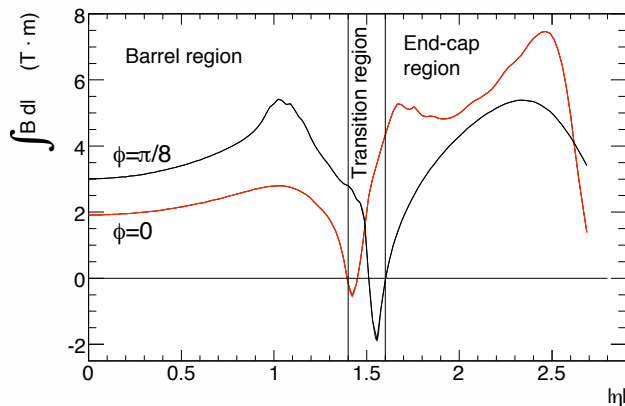


図 2.25: η と磁場積分強度の関係 [10]

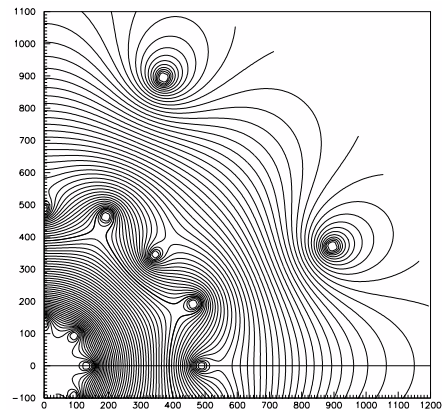


図 2.26: X-Y 平面の磁束の構造 [10]

第3章 現行のTGCミュオントリガーシステム

3.1 トリガーシステム

ATLAS 実験では 40.08[MHz] のバンチ衝突により、ATLAS 検出器の衝突点での陽子陽子の衝突頻度は 1[GHz] を越える。これらの膨大なイベントをストレージに全て記録することは困難であるため、トリガーシステムを用いて目的とする物理事象を同定しイベントの選別を行う。トリガーシステムはオンラインで目的の物理事象を探索、収集するための判断を行い、最終的にイベントレートは 1[kHz] まで落とすことが要求される。そのため ATLAS 実験のトリガーシステムは 3 段階に分けて順次イベントレートを落とす (図 3.1)。

レベル 1 トリガーで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。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 の検出器情報を読み出して精密な選択を行い、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イベントを選択する。

以下で詳しく説明する。

3.1.1 レベル 1 トリガー

レベル 1 トリガーでは衝突点で発生した 1[GHz] ものイベントレートを 75[kHz] 程度に落とす。図 3.2 にレベル 1 トリガーのスキームを示す。レベル 1 トリガーシステムはカロリメータ、ミュオン検出器、CTP (Central Trigger Processor) などから構成されており、カロリメータでは E_T^{miss} や e/γ 、 τ 、jets のエネルギーなどに対してそれぞれしきい値が設定されていて、ミュオン検出器も同様に p_T について数段階のしきい値が設定されている。トリガーのしきい値を超えたイベントはそのトリガー項目 (トリガーメニュー) をタグ付けして CTP に送られる。例えばカロリメータで 5[GeV] 以上のジェットであるとされた場合、L1J5 という名前のトリガーメニューが付加される。

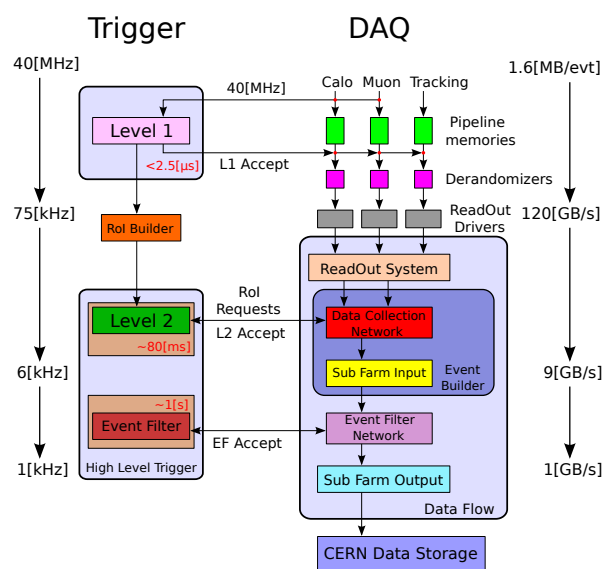


図 3.1: トリガーシステムの流れ

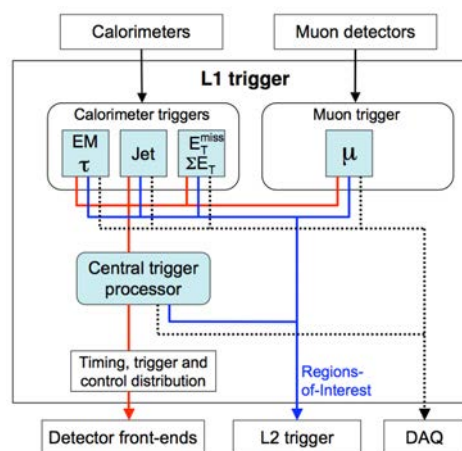


図 3.2: レベル 1 トリガースキーム

3.1.2 レベル 2 トリガー

レベル 2 トリガーではイベントレートは 75[kHz] から 6[kHz] 程に落とすことを目的としている。カロリメータ、MDT、内部飛跡検出器からの完全な位置情報に基づいてより精度を上げて処理を行うが、効率を良くするためにレベル 1 トリガーの情報により選定された RoI の情報を用いてトリガー判定が行われる。RoI とは大きい運動量を持ったジェット、電子、ミューオンなどが検出された領域である。複数のレベル 1 トリガーの結果を RoI Builder に渡して RoI を決定し、他のレベル 1 トリガーの情報と共に L2SV (Level2 SuperVisor) に送る。L2SV は受け取った RoI 及びレベル 1 の情報を合わせてレベル 2 トリガー判定を行うため、負荷分散アルゴリズムに従い、いくつかの L2P (Level2 Processor) をそのイベントのトリガー判定に割り当てる。割り当てられた L2P は レベル 2 ネットワークを介して必要なイベント情報を受け取りレベル 2 判定を行う。そのため Level2 accept 信号は L2SV に戻され、DFM (Data Flow Manager) に渡される。L2P には最大で 500 台程度の PC が使われる予定で、それらで並列にレベル 2 判定の処理を行う。1 イベントにかかる処理時間は 80[msec] 以下とされている。Level2 accept 信号が DFM に送られると、DFM は負荷分散アルゴリズムに従ってデータを受け取る SFI (Sub Farm Input buffer) を割り当てる。SFI はイベントビルダーネットワーク (物理的にはレベル 2 ネットワークと同じもの) を介してデータを受け取り、フォーマットに従ってイベント構築を行う。構築されたイベントはイベントフィルターに送られるために SFI 内のバッファに保持される。

3.1.3 イベントフィルター

EF トリガーにより最終的なイベントレートが 1[kHz] 以下に落とされる。EF では全検出器の完全な情報を用いてトリガー判定がなされる。EF では全体で 1600 台もの PC で構成される大規模なプロセッサ・ファームであり、いくつかの独立した EF サブファームから構成されている。EF サブファームはスイッチングネットワークを介して 1 つまたは複数の SFI に接続されている。EF サブファームでは EFD (EF Data flow control program) というプログラムが実行されており、SFI から完全なイベントデータを受け取ってトリガー判定を行う。あるイベントのトリガー判定が終わると EFD は SFI から次のイベントデータを取得して処理を続ける。EF 全体としてのトリガーレートは 1[kHz] となるが、各 EF サブファームで並列に処理が行われるため、1 イベントにかかる処理時間は 1[sec] 以下とされている。EF トリガー判定のためにデータは SFI より EF サブファームに取り込まれる。EF accept 信号が出ると、EFD はトリガー判定のために生成された情報に、イベントの完全な生データを付加し、SFO (Sub Farm Output) へとデータを送り、SFO からディスクに記録される。1 イベントで発生するデータ量は 1.5[MB] 程度と見積もられており、最終的に約 1[GB/sec] のデータが記録される。

3.1.4 stream とトリガーチェイン

stream とはどの検出器でトリガーが発行されて生成されたデータかを示すものである。カロリメータがトリガーを発行したデータであれば JetTauEtmiss stream や Egamma stream などが、ミューオン検出器がトリガーしたデータであれば Physics Muon stream などが存在する。またひとつの stream には複数のトリガーチェインが含まれている。トリガーチェインとはレベル 1、レベル 2、イベントフィルターそれぞれのトリガーマニューの組み合わせを意味している。トリガーマニューは 3.1.1 節の最後に説明したとおりで、レベル 1 だけでなくレベル 2、イベントフィルターにも同様に存在する。

例えば、JetTauEtmiss stream の中のトリガーチェインをあげる。レベル 1 トリガーで「カロリメータにおいて 5[GeV] 以上のジェットが発生した」という条件を満たすと L1J5 という名前のトリガーマニューが発行され、レベル 2 トリガーに送信される。次にレベル 2 のアルゴリズムにおいて 15[GeV] 以上のジェットであると判定されれば L2j15_jetNoCut という名前のトリガーマニューが発行され、イベントフィルターに送信される。そしてイベントフィルターにおいて 20[GeV] 以上のジェットであると判定されれば EFj20_jetNoCut というトリガーマニューが発行される。こうして出力されたデータは表 3.1 のようなトリガーチェインとして記録され、また JetTauEtmiss stream として記録される。

物理解析においてジェットが 20[GeV] 以上のイベントを扱いたい場合、JetTauEtmisss stream のデータを選択し、その中で表 3.1 のトリガーチェインを要求すればそのデータのみを抜き出すことが可能である。

	レベル 1	レベル 2	イベントフィルター
トリガーチェイン	L1_J5	L2j15_jetNoCut	EFj20_jetNoCut

表 3.1: トリガーチェインの例

図 3.3 に JetTauEtmisss stream のトリガーチェインの一部を示す。ATLAS 実験ではこのようなトリガーチェインが 600 個以上用意されており、物理解析に応じてトリガーチェインから欲しいイベントを選び出すことができる。また 1 つのイベントが複数の検出器でトリガーされた場合、同じイベントのデータが複数の stream に含まれることもある。

JetTauEtmisss	レベル 1	レベル 2	レベル 1	トリガーメニュー				
EF_j35_u0uchad_empty_LANoiseBurst	1.0	0.0	1.0	L2_j35_c4cchad_empty_LANoiseBurst	1.0	0.0	L1_J30_EMPTY	1
EF_j35_u0uchad_firstempty_LANoiseBurst	1.0	0.0	1.0	L2_j35_c4cchad_firstempty_LANoiseBurst	1.0	0.0	L1_J30_FIRSTEMPTY	1
EF_j80_u0uchad_LANoiseBurst	1.0	0.0	1.0	L2_j80_c4cchad_LANoiseBurst	1.0	0.0	L1_J75	1
EF_b35_medium_j35_a4tchad_vbf_3L1J15_FJ15	-1.0	0.0	1.0	L2_b30_medium_j30_c4cchad_vbf_3L1J15_FJ15	-1.0	0.0	L1_3U15_FJ15	-1
EF_b35_medium_j35_a4tchad_L2FS_vbf_3L1J15_FJ15	-1.0	0.0	1.0	L2_b30_medium_j30_c4cchad_L2FS_vbf_3L1J15_FJ15	-1.0	0.0	L1_3U15_FJ15	-1
EF_tau27TL_loose2_tau18TL_loose2	0.0	0.0	1.0	L2_tau27TL_loose2_tau18TL_loose2	0.0	0.0	L1_2TAU11_TAU15	1
EF_xe60_tlcw_loose_b35_mediumEF_j35_a4tchad	1.0	0.0	1.0	L2_xe40	1.0	0.0	L1_XE35	-1
EF_j145_a4tchad_L2EFxe90_tlcw	1.0	0.0	1.0	L2_j140_c4cchad_L2xe45	1.0	0.0	L1_J75	1
EF_tau29T_medium1_xe40_tight	-1.0	0.0	1.0	L2_tau29T_medium1_xe35_tight	1.0	0.0	L1_TAU15_XE35	1
EF_tau29T_medium1_xe45_tight	-1.0	0.0	1.0	L2_tau29T_medium1_xe40_tight	1.0	0.0	L1_TAU15_XE40	1
EF_j110_a4tchad_xe90_tlcw_loose	1.0	0.0	1.0	L2_j105_c4cchad_xe45	1.0	0.0	L1_J50_XE40	1
EF_j80_a4tchad_xe100_tlcw_loose	1.0	0.0	1.0	L2_j75_c4cchad_xe55	1.0	0.0	L1_J30_XE50	1
EF_tau100_loose1	0.0	0.0	1.0	L2_tau100_loose1	0.0	0.0	L1_TAU20	6310
EF_j30_a4tcm_eta13_xe30_firstempty	1.0	0.0	1.0	L2_j30_a4tcm_eta13_xe30_firstempty	1.0	0.0	L1_J10_FIRSTEMPTY	100
EF_j50_a4tcm_eta13_xe50_firstempty	1.0	0.0	1.0	L2_j50_a4tcm_eta13_xe50_firstempty	1.0	0.0	L1_J30_FIRSTEMPTY	1
EF_j50_a4tcm_eta25_xe50_firstempty	1.0	0.0	1.0	L2_j50_a4tcm_eta25_xe50_firstempty	1.0	0.0	L1_J30_FIRSTEMPTY	1
EF_j30_a4tcm_eta13_xe30_empty	1.0	0.0	1.0	L2_j30_a4tcm_eta13_xe30_empty	1.0	0.0	L1_J10_EMPTY	1
EF_j50_a4tcm_eta13_xe50_empty	1.0	0.0	1.0	L2_j50_a4tcm_eta13_xe50_empty	1.0	0.0	L1_J30_EMPTY	1
EF_j50_a4tcm_eta25_xe50_empty	1.0	0.0	1.0	L2_j50_a4tcm_eta25_xe50_empty	1.0	0.0	L1_J30_EMPTY	1
EF_j80_a4tchad_xe70_tlcw_dphi245xe10	1.0	0.0	1.0	L2_j75_c4cchad_xe45	1.0	0.0	L1_J30_XE40	1
EF_j80_a4tchad_xe85_tlcw_dphi245xe10	1.0	0.0	1.0	L2_j75_c4cchad_xe55	1.0	0.0	L1_J30_XE50	1
EF_tau29T_medium1_tau20T_medium1	-1.0	0.0	1.0	L2_tau29T_medium1_tau20T_medium1	-1.0	0.0	L1_2TAU11_TAU15	-1
EF_tau100_loose1_tau70_loose1	1.0	0.0	1.0	L2_tau100_loose1_tau70_loose1	1.0	0.0	L1_2TAU20	1
EF_tau115_medium1	1.0	0.0	1.0	L2_tau115_medium1	1.0	0.0	L1_TAU40	1
EF_tau115_medium1_lh	1.0	0.0	1.0	L2_tau115_medium1_lh	1.0	0.0	L1_TAU40	1

図 3.3: JetTauEtmisss stream のトリガーチェインの例

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 ミューオントリガーは TGC、RPC によって発行されるトリガーであり $|\eta| < 1.05$ (バレル領域) を RPC、 $1.05 < |\eta| < 2.42$ (エンドキャップ領域) を TGC がカバーしている。レベル 1 ミューオントリガーは高い横方向運動量 p_T を持つミュオン粒子イベントの選別を目的としている。

3.2.1 Thin Gap Chamber(TGC) について

TGC は高エネルギー実験ではよく用いられる MWPC (Multi Wire Propotional Chamber) の一種であり、ATLAS 実験ではミュオンスペクトロメータのエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.42$) をカバーしている。さらに $1.05 < |\eta| < 1.9$ の領域をエンドキャップ、 $1.9 < |\eta| < 2.42$ の領域をフォワードと呼ぶ。TGC はエンドキャップ部分を円盤状にカバーするため、各チェンバーの形は台形をしており、その大きさは配置場所によって多少の異なりはあるが一辺が $1 \sim 2$ [m] 程である。図 3.4 に TGC の位置及び構造を示す。

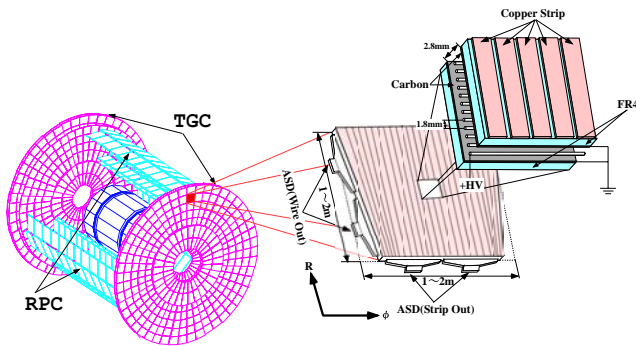


図 3.4: TGC の配置と構造

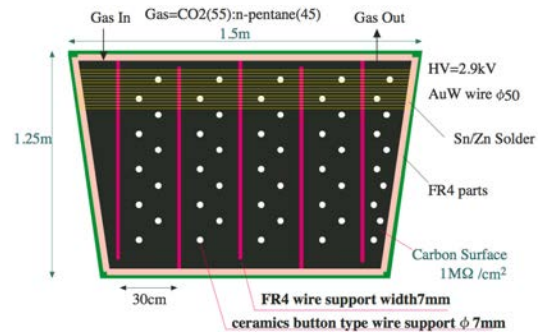


図 3.5: ワイヤサポート

TGC の構造と検出原理

構造はアノードとして直径 $50[\mu\text{m}]$ の金メッキをしたタングステンワイヤが台形の上底、下底に平行に張られている。カソードはガラスエポキシ板に表面抵抗が約 $1[\text{M}\Omega/\text{square}]$ のカーボン塗布してある。ガラスエポキシ板を挟んだ反対の面には 1 面を 32 分割した扇形の銅のストリップがワイヤに直行して並べてある。ワイヤには約 $30[\text{cm}]$ 毎にワイヤサポートがある (図 3.5)。ワイヤサポートはワイヤのたるみを防ぐためだけでなく、ガスの流路の形成と TGC の歪みを防ぐ役割も担っている。ワイヤは $6 \sim 20$ 本 (幅にして $10.8 \sim 36[\text{mm}]$) をまとめて 1 つのチャンネルとして読み出す。ストリップは 32 本あり、各ストリップはエンドキャップ領域では $4[\text{mrad}]$ 、フォワード領域では $8[\text{mrad}]$ に相当する幅 (約 $15.1 \sim 53.4[\text{mm}]$) を持ち、それぞれが 1 つのチャンネルとして読み出される。これにより TGC は 2 次元の読み出しが可能で、ワイヤにより R 方向を、ストリップにより ϕ 方向の位置の検出を行うことができる。

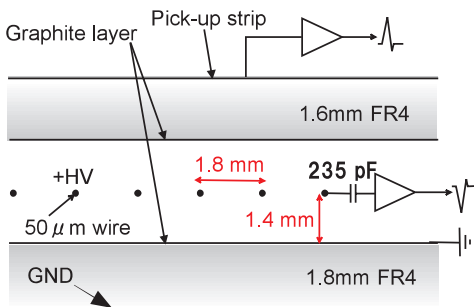


図 3.6: TGC の断面図 [11]

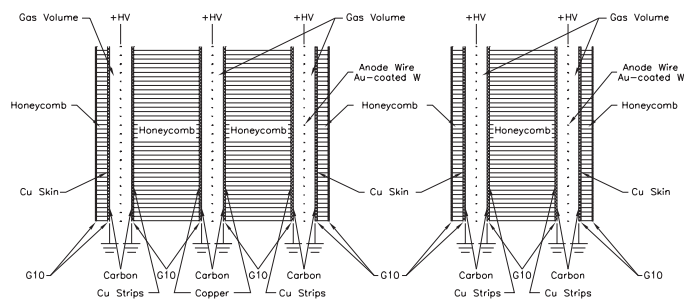


図 3.7: triplet (左) と doublet (右) の構造 [11]

TGC の内部には $\text{CO}_2/\text{n-pentane}$ (55/45) 混合ガスで満たされており、このガスは紫外線を吸収し放電を抑制する効果がある。そして TGC のワイヤには 2.9[kV] 程度の高電圧が印加されており、ガス中を荷電粒子が通過すると、その経路にあるガス分子が電離されイオン化され、生成された電子はアノード・カソード間の電場によってアノードに向かう。アノード近傍の電場は大きいため、移動してきた電子はさらにその周辺のガス分子をイオン化して電子雪崩を起こす。これが信号として読み出される。同時にカソード面では塗布された高抵抗のカーボン面に電荷が誘起され、外側のストリップにも電荷が誘起され信号として読み出される。また TGC は一般的な MWPC と異なり、ワイヤ面とカソード間の間隔がワイヤ間隔よりも狭い (図 3.6)。これは陽イオンのカソードへの収集時間を短くし、高ルミノシティ環境に対応することを目的としている。

ATLAS 実験では TGC は 1 層単独では用いずに、2 層または 3 層を重ねた構造にして用いる (図 3.7)。doublet (2 層) の場合は 2 層のワイヤ面と 2 層のストリップ面から読み出しが行われる。triplet (3 層) では、2 層目にはストリップがなく、3 層のワイヤ面と 2 層のストリップ面から読み出しが行われる。多層にすることで各層のコインシデンスを取ってバックグラウンドによるフェイク信号の影響を減らすだけでなく、ワイヤサポートによる不感領域の影響も減らすことができる。

TGC の配置

TGC の配置図を図 3.8 に示す。TGC システムは M1 (triplet)、M2 (middle)、M3 (pivot) と EI (Endcap Inner)、FI (Forward Inner) の 5 つから構成されている。M1 は 3 層のチェンバー、M2・M3・EI・FI はそれぞれ 2 層のチェンバーから成り、トリガー判定には M1・M2・M3 の計 7 層でトリガー判定を行う。M1・M2・M3・EI・FI の 5 つがそれぞれ 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 3.9 に TGC 配置区分の図を示す。TGC は 1/12 円をひとつの単位とし、データ処理や TGC 建設はこの単位で行われている (図 3.9 の赤線で囲まれた領域が 1/12 に相当する)。

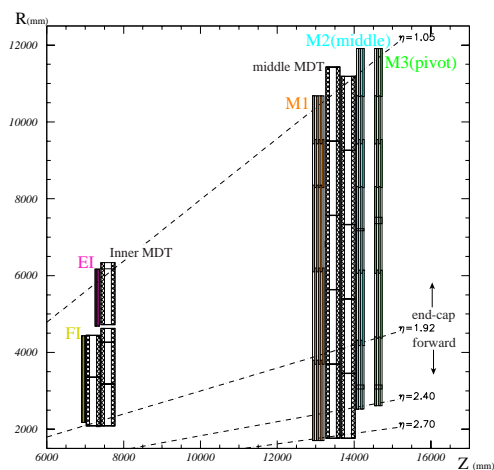


図 3.8: R-Z 断面での TGC の配置

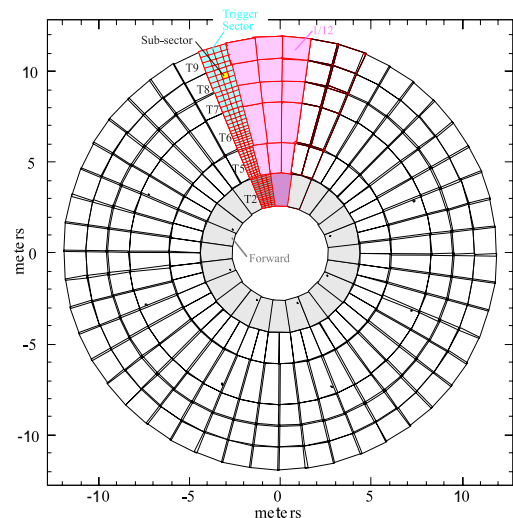


図 3.9: TGC の配置区分

レベル1トリガーではこの 1/12 の単位はさらにセクタと呼ばれる単位で分割され、エンドキャップを ϕ 方向に 4 等分した領域と、フォワードを ϕ 方向に 2 等分した領域をそれぞれトリガーセクタと呼ぶ (図 3.9 の青の領域が 1 トリガーセクタにあたる)。トリガーセクタの ϕ 方向の幅がちょうど TGC1 枚の幅と一致している。

さらにトリガーセクタはエンドキャップ領域では η 方向に 37 分割、 ϕ 方向に 4 分割され、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、この単位をサブセクタと呼ぶ (図 3.9 の黄の領域が 1 サブセクタに相当する)。サブセクタは 8 ワイヤグループ・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、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。

3.2.2 トリガー判定

TGCでは M1・M2・M3 のヒットポジション情報から、運動量 p の z 軸に垂直な成分が求められる。この成分は横方向運動量 p_T と呼ばれ、トロイド磁場での曲がり具合で求めることが可能である。

図 3.10 にミューオンの p_T の求め方を示す。まず、pivot でのミューオンの通過位置とビーム衝突点を結ぶ直線 (Infinite Momentum Line) を考える。この直線は運動量が無限大のミューオンが直進してきた場合のトラックである。doublet 及び triplet で、ミューオンが通過した位置と Infinite Momentum Line が通る位置の差を、 R 、 ϕ 方向それぞれに検出することで ΔR 、 $\Delta\phi$ の値を求め、ミューオンの p_T を求める。トロイダル磁場が理想的な ϕ 方向成分のみの磁場であれば、 $\Delta\phi = 0$ となるが、実際には磁場は一様でなく R 方向にも存在するので、 ϕ 方向の変位 $\Delta\phi$ も考えなければならない。

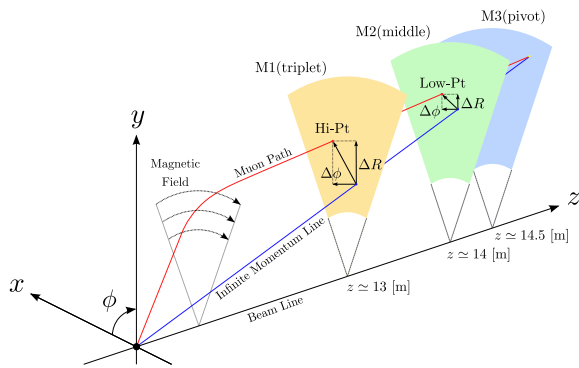


図 3.10: p_T 測定の原理

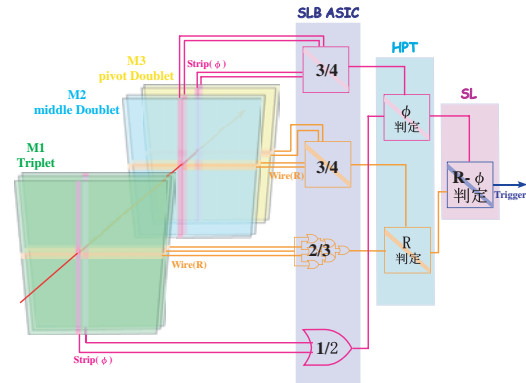


図 3.11: TGC トリガーの判定方法

ミューオントリガーシステムでは、2-Station、3-Station と呼ばれる 2 種類のコインシデンスを設けている。2-Station コインシデンスは pivot、middle の 2 つの doublet においてワイヤ、ストリップ共に 4 層のうち 3 層以上で、ウィンドウの範囲内にヒットがあるかどうかで判定が行われる。また 3-Station コインシデンスの場合は、2-Station コインシデンスの条件に加えて、triplet においてワイヤでは 3 層のうち 2 層以上で、ストリップでは 2 層のうち 1 層以上でウィンドウの範囲内にヒットがあるか無いかで判定を行う。

middle 及び triplet では、それぞれ ΔR と $\Delta\phi$ の上限が設定されており、 ΔR と $\Delta\phi$ で形成される空間をウィンドウと呼ぶ。図 3.11 で示すように、TGC では 2 層構造、3 層構造を利用した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トリガーを抑えながら、トリガー判定を行っている。

3.2.3 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 3.12 に示す。TGC システムのデータの流には次の 2 つがある。

- トリガー系
レベル 1 トリガー判定のためのデータを渡す流れ。図 3.12 の赤線で示されている。
- リードアウト系
L1A 発行に応じてデータを渡す流れ。図 3.12 の青線で示されている。

以下にそれらの詳細を述べる。

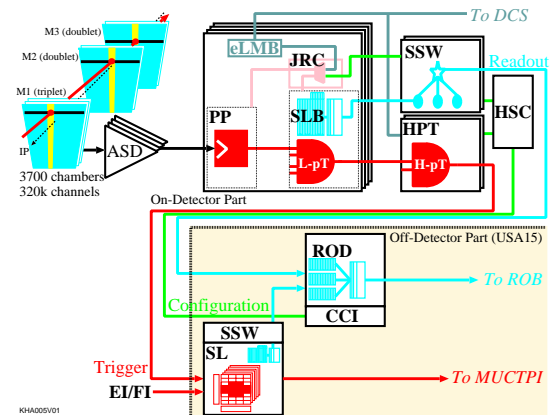


図 3.12: TGC エレクトロニクス概要

トリガー系

トリガー系の流れを図 3.13 に示す。信号は ASD (Amplifier Shaper Discriminator) ボード、PP ASIC (Patch Panel ASIC)、SLB ASIC (Slave Board ASIC)、HPT (HighPt Board)、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あと、PP ASIC へと送られる。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ズレを調整し、バンチ識別 (信号を LHC のバンチクロックに同期させること) を行う。SLB ASIC では、PP ASIC からの信号を受け取り、M2 及び 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が行われ、2-Station コインシデンスの判定がなされる。また M1 からの信号についてもコインシデンス処理が行われる。HPT では、SLB ASIC で測定した M1・M2・M3 のコインシデンス処理結果をもとに、3-Station 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横方向運動量 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 3.2.4 節で述べる。SL の結果は MUCTPI 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なされる。

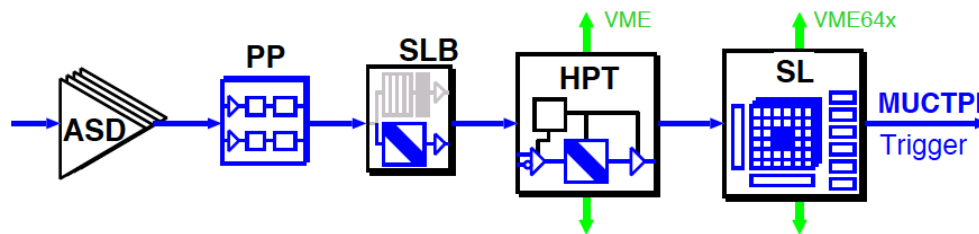


図 3.13: レベル1におけるトリガー系の流れ

リードアウト系

リードアウト系の流れを図 3.14 に示す。PP ASIC から送られてきたデータは、SLB ASIC の中にあるレベル1バッファに蓄えられる。このバッファの保持時間は $2.5[\mu\text{sec}]$ であり、保持時間内にトリガー信号である L1A が SLB ASIC に戻ってくる設計になっている。L1A を受けたデータはバッファから SSW (Star Switch) へと送り出される。SSW ではデータの圧縮を行い、規格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結果) は SL に搭載された SLB ASIC から同様に SSW へと送られる。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。

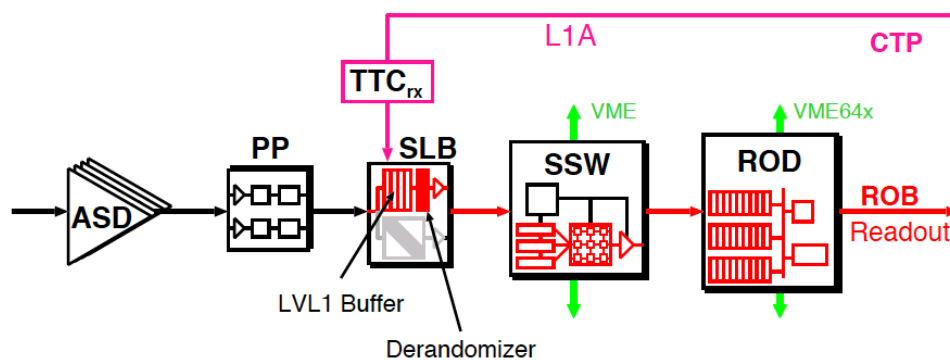


図 3.14: レベル1におけるリードアウト系の流れ

3.2.4 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。

ASD ASIC (Amplifier Shaper Discriminator Board)

ASD ボードは TGC の側面に取り付けられ、4 チャンネル分の処理ができる 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 では、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超えた信号のみを 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の調整のために擬似的な TGC の出力信号を出力することも可能である。

PP ASIC (Patch Panel ASIC)

ASD からの信号の TOF (Time Of Flight) やケーブル遅延によるタイミングのズレを調整し、バンチ識別を行う。さらに TGC の重なった部分での二重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擬似信号を発生させるための回路を搭載している。

SLB ASIC (Slave Board ASIC)

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。トリガー部では TGC からの入力信号に対してコインシデンス処理 (2-Station コインシデンス判定) 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) を切り替え可能な実装になっている。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ズレを計算する。このズレは 2-Station コインシデンス判定に用いられる。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 では荷電粒子が通過したかどうかのヒット情報のみが取られる。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ときにその中の一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という機能 (3.2.5 参照)、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擬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 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 バンチずつ計 3 バンチ分のデータを SSW に送る。

HPT (High-Pt Board)

SLB ASIC までに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配置されている。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 を持つミューオンを選別できる。HPT ではワイヤとストリップは独立して処理が行われ、最終的なミューオンの p_T 判定に使用される ΔR 、 $\Delta\phi$ を出力する。ただし 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 90~100[m] 離れた実験室外のカウンディングルーム (USA15) にある SL へと送信される。エンドキャップ領域用には 4 つ、フォワード領域には 3 つの HPT ASIC が搭載されている。

SL (Sector Logic)

TGC エレクトロニクスの最終的な部分を担当し、トリガーデータを集めるモジュールで、2トリガーセクタ分の信号を処理する。SL は主に R - ϕ コインシデンス、プレトラックセクタ、ファイナルトラックセクタから構成される。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 - ϕ コインシデンス) をとることにより、6 段階の p_T しきい値でミュオンを分類する。 p_T 判定には各しきい値に対応した Coincidence Window (CW) と呼ばれる参照表が用いられている。これはシミュレーションによってつくられるもので、 ΔR - $\Delta\phi$ の組み合わせに対応する p_T しきい値を記述しており、これをハードウェア言語に変換して SL の集積回路内に実装する。この集積回路は書き換え可能なモジュール (FPGA と呼ばれるチップ) であり、CW の変更に対応することが可能である。プレトラックセクタは各しきい値に用意され、 η の小さい順に2つのトラックを選択して、計12トラックがファイナルトラックセクタに送られる。ファイナルトラックセクタではプレトラックセクタから送られた1トリガーセクタ分のトラックから 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 での処理結果は USA15 に設置された SSW に送られる。

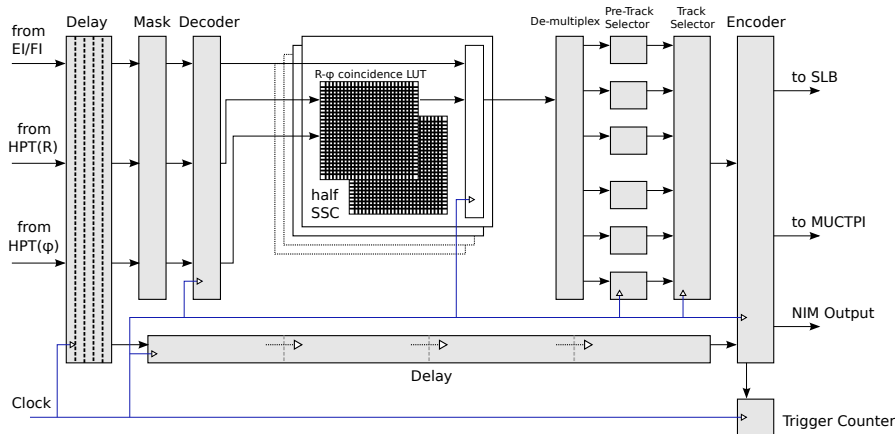


図 3.15: SL のトリガーロジック

SSW (Star SWitch)

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変換後、ROD ヘータを送信する。1つの SSW で最大23個の SLB ASIC のデータを受ける。

ROD (Read Out Driver)

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、トリガー情報をもとに同じイベント毎にまとめ、ROB (Read Out Buffer) に送信する。

3.2.5 デクラスタリングルール

ヒット情報からコインシデンスをとり、そのチャンネルが 2 つ以上隣り合うものが存在したときに 1 つに絞り込むルールのことである。

図 3.16 にデクラスタリングルールの概念図を示す。SLB ASIC にて実装されており、このルールを適用することで複数のトリガーを発行することが防ぐ。現時点では連続したヒットがあった場合、その中のチャンネル番号の若い順から 2 つ目のものを選び出す仕様になっている。

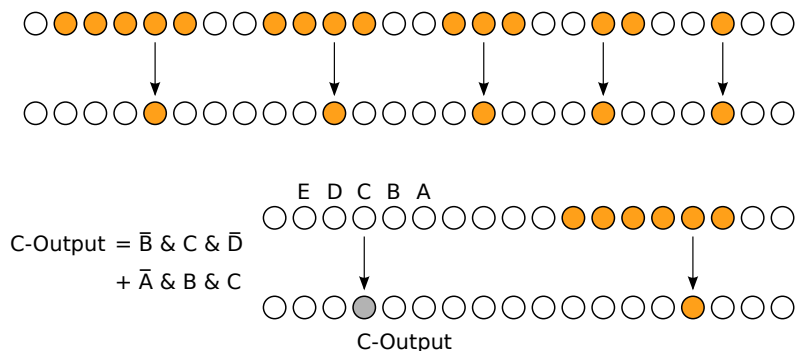


図 3.16: デクラスタリングルール

3.2.6 Coincidence Window

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 と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か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 とは入力信号のとりうる全てのパターンについてあらかじ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するために、書き換え可能な集積回路 FPGA によって実装されている。

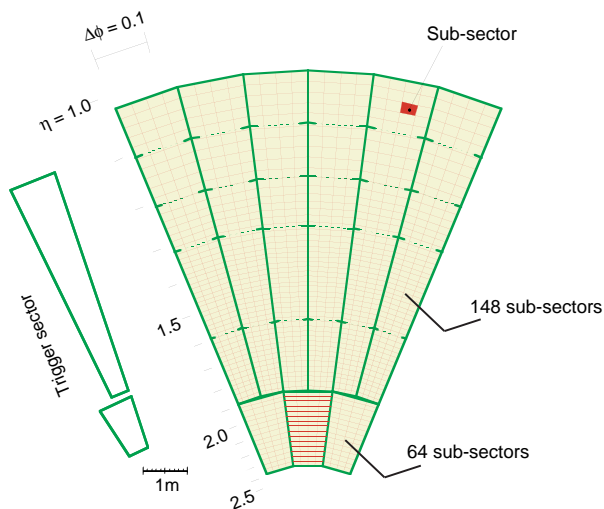


図 3.17: TGC オクタンツ [12]

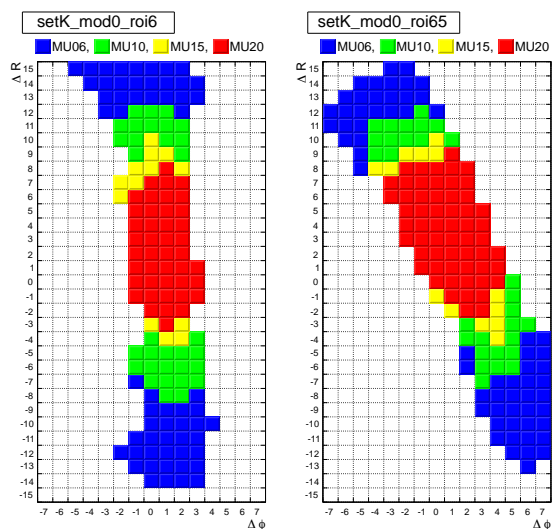


図 3.18: Coincidence Window の一例

Coincidence Window は各サブセクタ^{*1}毎に用意される。サブセクタの数はトリガーセクタの1つあたりエンドキャップ領域では148個、フォワード領域では64個存在する(図3.17)。そしてトリガーセクタはエンドキャップ領域で48個、フォワード領域では24個存在するため、CWは計8640個用意される。 ΔR と $\Delta\phi$ の範囲はHPTでコインシデンスがとれた場合(3-Station コインシデンス)は、それぞれ $-15 \sim +15$ と $-7 \sim +7$ である。またコインシデンスがとれなかった場合(2-Station コインシデンス)はそれぞれ $-7 \sim +7$ 、 $-3 \sim +3$ となる。

図3.18はCoincidence Windowの一例であり、 ΔR 、 $\Delta\phi$ と p_T と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、赤や緑などの色が検出された粒子の p_T しきい値領域を示している。図3.18の場合、赤色が20[GeV/c]以上、黄色が15[GeV/c]以上、緑色が10[GeV/c]以上、青色が6[GeV/c]以上、白色が4[GeV/c]以上となる^{*2}。このウィンドウ内に入った時に発行されるトリガーメニュー名はそれぞれ、L1_MU20、L1_MU15、L1_MU10、L1_MU6、L1_MU4である。

L1_MU20、L1_MU15、L1_MU10、L1_MU6に関しては3-Station コインシデンスを要求する。L1_MU4に関しては、できるだけ多くのミュオンのデータを取得できるようにするため、3-Station コインシデンスのL1_MU4 ウィンドウに入ったものに加えて、一部でRoIにおいて2-Station コインシデンスがとられたものに対してL1_MU4のトリガーを発行している。

3.2.7 トリガーシミュレーション

ATLAS実験におけるデータの処理・解析はAthenaと呼ばれるソフトウェアフレームワーク従って行われ、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行われている。Athenaによるイベントシミュレーションは大別すると以下の4つのプロセスから構成されている。

イベントジェネレーション

理論によって予測される陽子陽子衝突で起こる物理現象を、PYTHIAやPOWHEGといったイベントジェネレーターを用いて再現する。

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。

ディジタイゼーション

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。またここで得られた測定器の出力からトリガー判定のシミュレーションも行われる。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検出器で得られる測定データと等価な情報となる。

リコンストラクション

TGCエレクトロニクスロジックが再現される。測定によって得られたデータを基に粒子の情報を再構成する。

^{*1}RoI (Region of Interest) とも呼ばれる。

^{*2}設計では4[GeV/c]未満のミュオンはTGCまで到達しないと考えられている。

第4章 Phase0 アップグレード

4.1 フェイクトリガー

トリガー情報を解析した結果、現在レベル1 ミューオントリガーではミューオン由来ではない信号によってトリガーが発行されていることが判明しており、このようなトリガーをフェイクトリガーと呼んでいる。ここではまず、その影響と原因について説明していく。

4.1.1 現在のフェイクトリガーの影響

図 4.1 は横軸に η をとり、ミューオンの p_T を 20[GeV/c] 以上と判定したトリガーが発行された回数を調べたグラフである。

白色のグラフは L1_MU20 が発行された (レベル1 ミューオントリガーで 20[GeV/c] 以上と判定された) 回数を、青色のグラフは L1_MU20 が発行された中で、オフライン解析で再構成された飛跡とのマッチングがとれた回数を表しており、さらに黄色のグラフはその再構成された飛跡からミューオンの p_T が 20[GeV/c] 以上と判定された回数を表している。

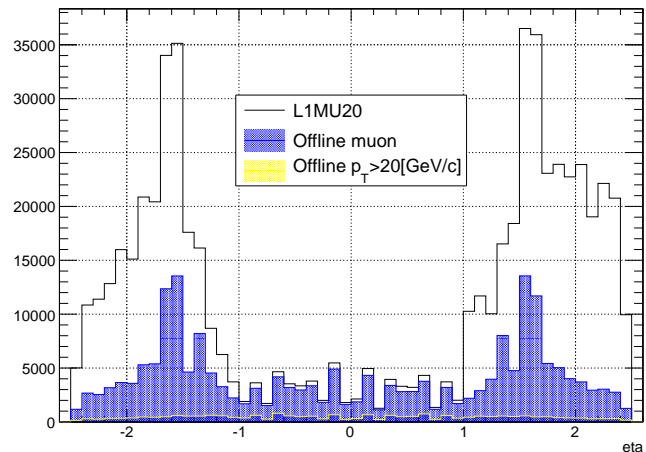


図 4.1: トリガーが発行された回数

	バレル領域 ($ \eta < 1.05$)	エンドキャップ領域 ($1.05 < \eta < 2.42$)	全領域 ($ \eta < 2.42$)
L1_MU20 が発行された回数 (白色)	64365	536582	600947
再構成された飛跡と マッチングがとれた回数 (青色)	56568 (87.89%)	149487 (27.86%)	206055 (34.29%)
再構成された飛跡 ($p_T > 20$ [GeV/c]) と マッチングがとれた回数 (黄色)	9952 (15.46%)	12184 (2.27%)	22136 (3.68%)

表 4.1: L1_MU20 トリガーと再構成された飛跡のマッチングがとれる割合

また表 4.1 にそれぞれの回数 (括弧内は L1_MU20 が発行された回数に対する割合) を示す。これより特にエンドキャップ領域では、L1_MU20 が発行された (レベル1 ミューオントリガーで 20[GeV/c] 以上と判定された) 場合の大半は、オフライン解析で再構成されたミューオンの飛跡のとマッチングがとれていない。これはミューオン由来ではない信号によって L1_MU20 が発行された (フェイクトリガーである) ことを示している。

レベル1 ミューオントリガーシステムではトリガーを最大 75[kHz] までしか処理できず、現在すでに処理限界に達しているためトリガーレート削減が課題となっており、多くの割合を占めるフェイクトリガーが問題となっている。

4.1.2 フェイクトリガーの原因

現在フェイクトリガーの原因として次の2つが考えられている。

- 2次生成粒子

ここで2次生成粒子とは、陽子陽子衝突後に ATLAS 検出器内を漂う陽子や中性子が、検出器内の物質（磁場領域付近のビームパイプやマグネットなど）に衝突することで発生する荷電粒子のことである。図 4.2 に2次生成粒子がフェイクトリガーを発生させる様子を示す。B、Cの粒子は Interaction Point (IP) 由来ではないが、高い p_T を持った IP 由来のミュオン A と似た飛跡を作る。

また図 4.3 にトロイダル磁場付近で生成された2次生成粒子がフェイクトリガーを発生させる様子を示す。トロイダル磁場によって2次生成粒子の飛跡が曲げられることで、高い p_T を持ったミュオンの飛跡（青点線）と似た飛跡を作り出している。

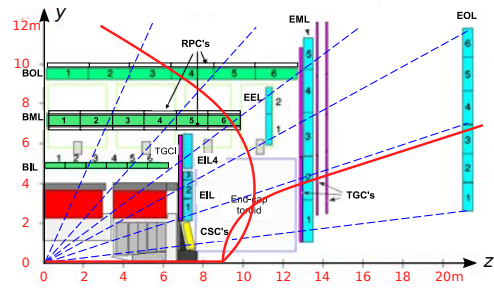
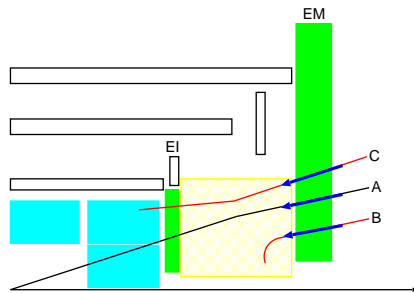


図 4.2: IP 由来の粒子 A と 2 次生成粒子 B, C [13] 図 4.3: 磁場領域付近で生成された荷電粒子の飛跡 [14]

- ビームパイプから飛来する粒子

図 4.4 にシミュレーションで作成された BI (Barrel Inner: バレル部最内層の MDT) における中性子と光子のヒットのグラフを示す。赤のグラフは光子のヒット、青のグラフは中性子のヒットを示す。 $z \approx 7$ [m] で光子や中性子の量が増加しており、これらはビームパイプがシールドされていない場所から飛来してきたと考えられている。また実際のデータでもこの領域ではヒットレートが高いことが確認されている。図 4.5 にこれらの中性子和光子が、高い p_T を持った IP 由来のミュオンと似た飛跡を作る様子を示す。黄のラインが中性子や光子の飛跡で、赤のラインがその中性子や光子によって生成された荷電粒子の飛跡を表す。

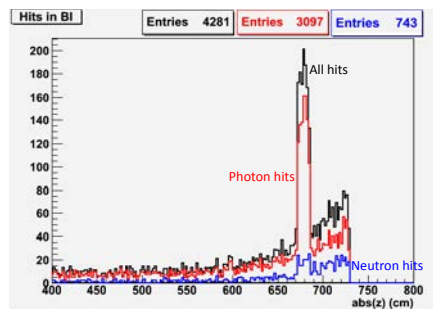


図 4.4: BI のヒットグラフ [15]

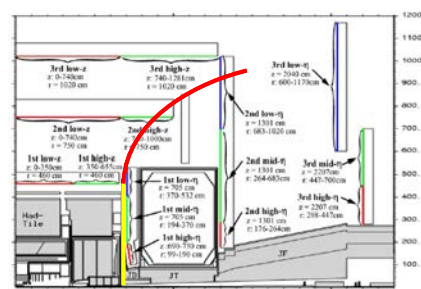


図 4.5: ビームパイプから飛来する粒子 [14]

これらの原因で発生した粒子は、高い p_T を持った IP 由来のミュオンと似た飛跡を作り、TGC に同じようなヒット情報を残す^{*1}。しかし 3.2.2 節で説明したように、レベル 1 ミュオントリガーでは M1、M2、M3 の TGC のヒットパターンのみで p_T を計算するため、このような飛跡とトリガーしたい飛跡（高い p_T を持った IP 由来のミュオンの飛跡）を区別することは不可能である。

^{*1}図 4.3 からわかるようにバレル領域に入射する荷電粒子は高い p_T を持ったミュオンと似た飛跡を作りにくい。また RPC は 3 層中内側の 2 層がバレルトロイダル磁場中にあるので、低エネルギーの荷電粒子は大きく飛跡が曲げられ、高い p_T を持ったミュオンと似た飛跡を作りにくいので、フェイクトリガーは発生しにくい。

4.2 Phase0 アップグレード

2.1 章で説明したように、LHC のデザインでは重心系エネルギー 14[TeV]、ルミノシティ $10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ であるが、現在は重心系エネルギー 8[TeV]、ルミノシティ $6 \times 10^{33}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ で運転を行っている。これをデザインした性能まで上げるため、2013 年 2 月 11 日から 2014 年 11 月 28 日まで LHC をシャットダウンして加速器のアップグレードを行う。このアップグレードはその後には計画されているアップグレード*2と区別するため、Phase0 アップグレードと呼ばれる。また ATLAS 検出器も高ルミノシティ環境に対応するため、この間にアップグレードが行われ、レベル 1 ミューオントリガーもフェイクトリガーに対応するため、システムが変更される。

4.2.1 Phase0 アップグレードの概要

LHC のアップグレード

LHC では重心系エネルギーを高めるため、次の方法が計画されている。

- 超伝導マグネットの修理
現在の超伝導マグネットは一部（39ヶ所）で接続部の電気抵抗が大きく（ $> 7[\text{n}\Omega]$ ）、高い電流を流すことが不可能となっている*3。その超伝導マグネットを修理・交換することにより、現在よりも内部抵抗を小さくすることが計画されている。これによって強い磁場を作り、高いエネルギーを持つ陽子を周回させることが可能になる。
- インジェクターの交換
インジェクターを交換することによって、1 バンチあたりの陽子数を増加することが可能になる。
- ビームパイプ内の真空度の向上
空気が漏れている箇所を修理することにより、ビームパイプ内の真空度を向上する。

ATLAS 検出器のアップグレード

- Pixel 検出器のアップグレード
Pixel 検出器は内部飛跡検出器の中でも最も衝突点から近く、高い放射線量を浴びる。そのため内部飛跡検出器は一定期間で交換しなければならず、Phase0 アップグレードですべて新しいものに交換される。また最内層に新たな Pixel 検出器（IBL）が追加され、 b クォークを同定できる効率が上がると期待されている。
- アルミニウムパイプへの交換とシールドの追加
フェイクトリガーを抑えるため、アルミニウムパイプへの交換とシールドの追加が予定されている。ビームパイプを現在のステンレスから*4質量数の小さいアルミニウムに交換することによって、2次生成粒子との相互作用を抑えることを目的としており、またシールドを追加することによって、ビームパイプから飛来する粒子を止めることを目的としている。
これらの変更をする前/後の γ フラックス強度を図 4.6、図 4.7 に、中性子フラックス強度を図 4.8、図 4.9 にそれぞれ表す。これからアルミニウムパイプへの交換とシールドの導入によって γ フラックス、中性子フラックスを抑えられることがわかる。

*2現在 2018 年に Phase1 アップグレード、2022 年に Phase2 アップグレードが計画されており、重心系エネルギーとルミノシティを更に上げる予定である。

*3電気抵抗の大きい場所に高い電流を流すと高いジュール熱が発生し、その熱によって超伝導マグネットを冷却している液体ヘリウムが気化して爆発が起こる。実際に LHC では 2008 年 9 月 19 日に電気抵抗が高い状態で大きな電流を流したためヘリウム漏れの事故が起こり、1 年以上の稼働停止を余儀なくされている。

*4ステンレスはアルミニウムより加工（溶接）が容易で真空度の向上が期待されたため、用いられている。

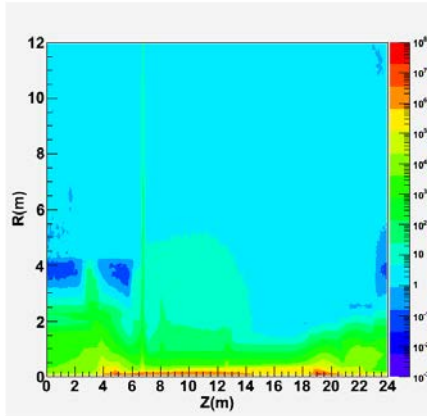


図 4.6: γ フラックス [kHz/cm²] (変更前) [16]

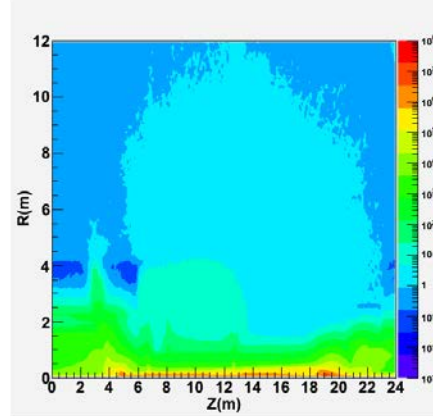


図 4.7: γ フラックス [kHz/cm²] (変更後) [16]

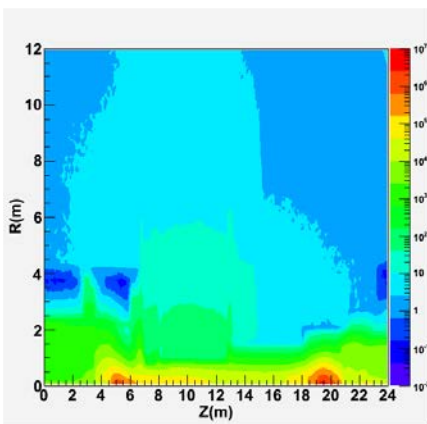


図 4.8: n フラックス [kHz/cm²] (変更前) [16]

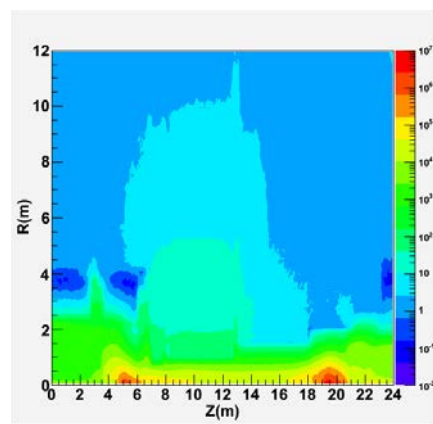


図 4.9: n フラックス [kHz/cm²] (変更後) [16]

4.2.2 レベル1 ミューオントリガーの変更点

Phase0 アップグレードによりレベル1 ミューオントリガーでは今まで使われていなかった、TGC SW (Small Wheel) がコインシデンスに導入され、この新しく導入されるコインシデンスを Inner Coincidence と呼ぶ。図 4.3 などフェイクトリガーを発生させていた粒子は SW を通過しておらず、Inner Coincidence 導入によってフェイクトリガーを抑えることが期待されている。

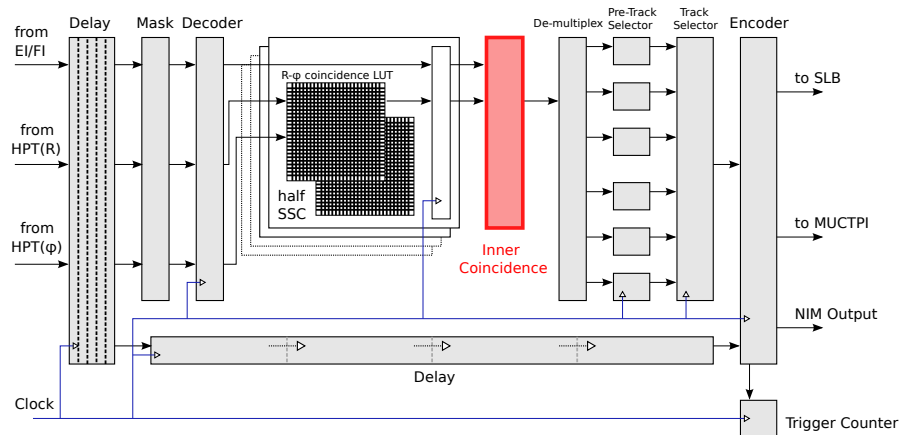


図 4.10: 新しい SL のトリガーロジック

Inner Coincidence

Inner Coincidence は BW (Big Wheel) と SW との間でとられるコインシデンスであり、エンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.42$) の RoI でトリガーされたイベントに対して、ワイヤ (R 方向) とストリップ (ϕ 方向) のコインシデンスがとられた後に課せられる (図 4.10)。

図 4.11 に SW の形状を示す。SW は EI、FI と呼ばれる 2 種類の TGC からなり、外側が EI、内側が FI である。EI の TGC が設置されている位置はちょうどバレルトロイドコイルが設置されている位置と重なっているため、コイルのある場所には TGC は設置されていない。

また図 4.12 に η で規格化した SW と BW (M3) の図を示す。図 4.11 では TGC の大きさを長さ [mm] で表しており、EI と FI は距離が離れていることがわかるが、図 4.12 ではその距離が短くなっているように見える。これは EI が FI よりも IP に対して後方に位置していることによって (図 3.8 参照)、より広い η の範囲をカバーしているからである。

しかし SW は BW と比べて η - ϕ 平面においてカバーしている領域が狭く、エンドキャップ領域のすべての RoI に Inner Coincidence を要求するとトリガーが発行できなくなる RoI が発生する。そこで全ての RoI に Inner Coincidence を要求するのではなく、予め Inner Coincidence を要求しない RoI を決めておき、その RoI には現行のトリガーを用いることが特徴である。

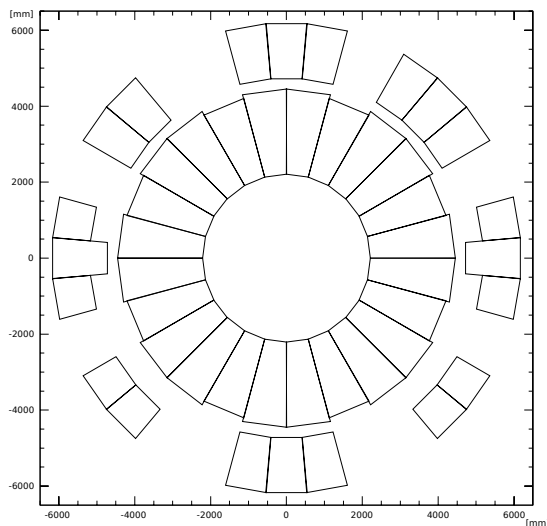


図 4.11: SW の形状 [17]

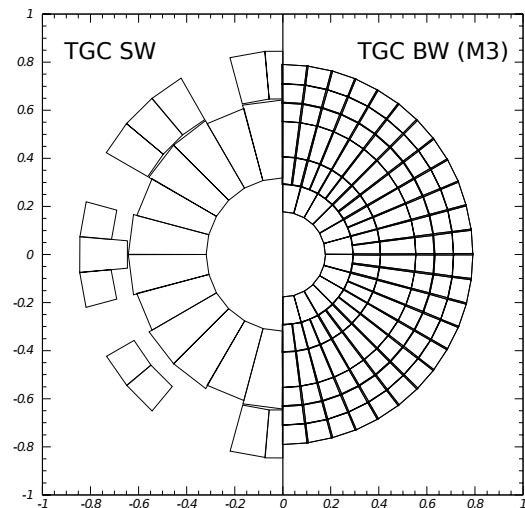


図 4.12: SW と BW の比較 [17]

また Inner Coincidence では RoI を 8 個^{*5}まとめたサブセクタクラスタ (SSC) 毎に、SW のどのチャンネルにヒットを要求するかをワイヤ、ストリップそれぞれ決めることができ、また Sector Logic で発行された p_T しきい値に対して、どのしきい値に Inner Coincidence を要求するかを決めることもできる。

*5—一番 R の大きい場所に位置する SSC は 4 個の RoI からなる。

第5章 Inner Coincidence Window の作成と性能評価

5.1 Inner Coincidence Window (ICW) について

Inner Coincidence Window (ICW) とは Inner Coincidence の際にエンドキャップ領域の各 SSC に対して、

- SSC 内の、どの RoI に対して Inner Coincidence を要求するか。
- Sector Logic が発行した、どの p_T しきい値に対して Inner Coincidence を要求するか。
- ワイヤ、ストリップそれぞれ、SW のどこのチャンネルにヒットを要求するか。

を指定する表であり、実際に Phase0 アップグレード後に Sector Logic 内に実装される。1 セクタに SSC は 19 個あり、エンドキャップ領域は全部で 48 セクタあるため、ICW は全部で $48 \times 19 = 912$ 個用意される。

この ICW の性能によってフェイクトリガーをどれだけ除けるかが決まり、またトリガー効率をどれだけ保てるかが決まるため、ICW はレベル 1 ミューオントリガーにおいて重要な役割を担う。

Inner Coincidence でヒットを要求するチャンネルの範囲

Inner Coincidence をとる際、SW のヒットは全 24 セクタ中 4 セクタの中で探索され、その中でヒットしたチャンネルがあるかどうかで、トリガー判定が行われる。例えば図 5.1^{*1}で緑色に塗られた領域の RoI で L1_MU20 トリガーが発行された場合、図 5.2^{*2}の黄色で塗られた範囲の中から探索され^{*3}、ヒットしたチャンネルがあればトリガーが発行される仕組みである。

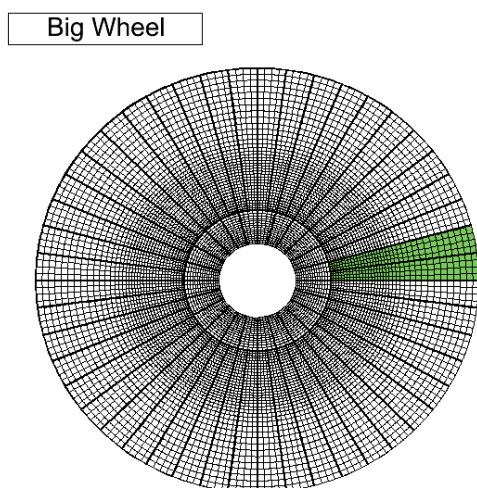


図 5.1: BW でトリガーが発行された RoI

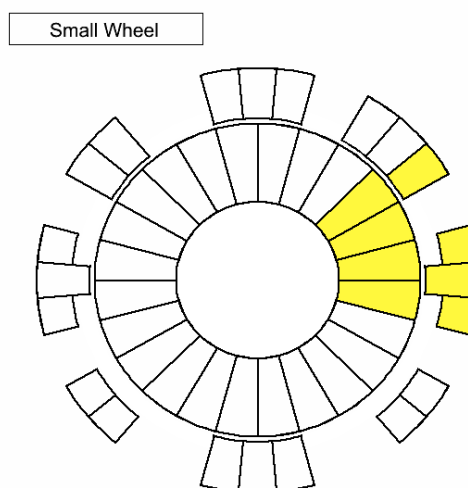


図 5.2: 図 5.1 の RoI に対応する範囲

*1 1 つのマスが 1 つの RoI に対応する。

*2 1 つのマスが 1 つの TGC に対応する。

*3 図 5.1、図 5.2 は共に時計の 3 時の方向が x 軸方向、12 時の方向が y 軸方向に対応する。

5.2 作成方法

Inner Coincidence Window (ICW) の作成には、磁場や構造物など複雑で多様な要素が関わるため、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 RoI における SW でのワイヤ、ストリップのヒット情報を調べることによって ICW を作成する。

以下に ICW の作成方法を説明する。

Inner Coincidence を要求しない RoI の決定

前章で説明したように、SW は η - ϕ 平面において全ての領域をカバーしていないため、Inner Coincidence を要求できない RoI が存在する。よってまず最初に Inner Coincidence を要求しない RoI を決定する。

$p_T = 20[\text{GeV}/c]$ のミュオンサンプルを 3.2.7 節で説明した Athena を用いて作成し、各 RoI 毎に L1_MU20 のトリガーが発行された回数をプロットしたグラフを図 5.3 に、さらに Full open と呼ばれる一番緩い条件の Inner Coincidence^{*4}を要求して L1_MU20 のトリガーが発行された回数を図 5.4 に示す。

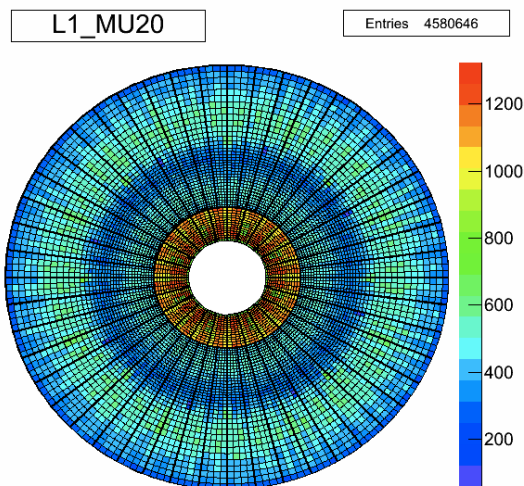


図 5.3: L1_MU20 が発行された回数

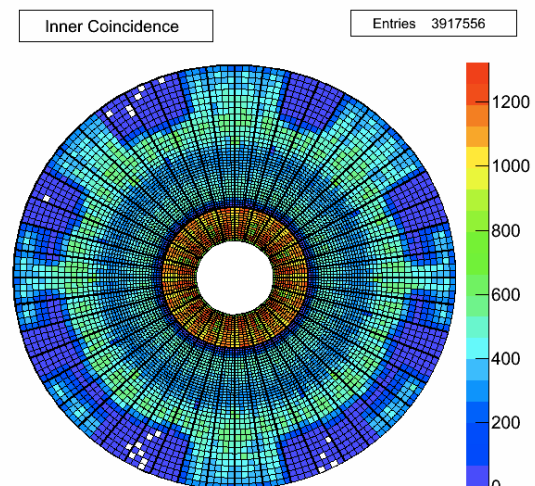


図 5.4: Inner Coincidence を要求した場合

これらの図と図 4.11 示した SW の形状から、Inner Coincidence を要求した場合 SW の存在しない領域ではトリガーの発行回数が大きく減少していることがわかる^{*5}。また各 RoI 毎に図 5.3 でのエントリを分母、図 5.4 でのエントリを分子にとった数、つまり

$$R_{\text{IC}} = \frac{\text{Inner Coincidence を要求して、L1_MU20 が発行された回数}}{\text{L1_MU20 が発行された回数}} \quad (5.1)$$

を定義して、プロットしたものを図 5.5 に示す。 R_{IC} は L1_MU20 のトリガーが発行されたイベントが、Inner Coincidence を要求した時にトリガーされる割合を示しており、 R_{IC} が小さい RoI は Inner Coincidence を要求できないことを意味している。ここで T_{IC} を、“ $R_{\text{IC}} < T_{\text{IC}}$ となる RoI には Inner Coincidence を要求しない”とするしきい値と定義し、本研究では T_{IC} の値として 0.75、0.8、0.85、0.9、0.95 の 5 パターンを考える。参考として図 5.6 に、 $T_{\text{IC}} = 0.9$ の場合に Inner Coincidence を要求しない RoI を青色で示す。

^{*4}要求できる全チャンネルの中から、同一 TGC 内にワイヤ、ストリップそれぞれ 1 チャンネル以上のヒットがあることを要求する。

^{*5}フォワード領域では Inner Coincidence は要求されないため、変化は無い。

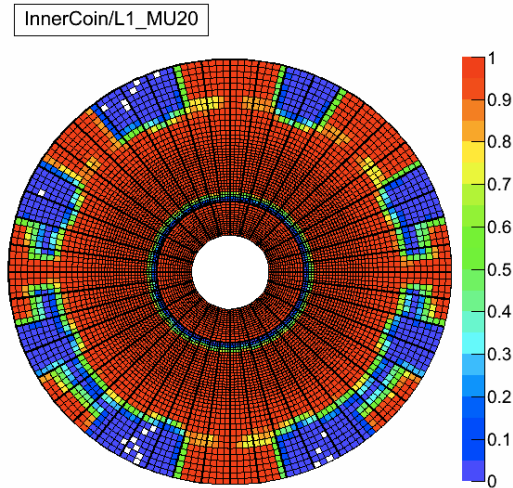


図 5.5: Inner Coincidence を要求した時にトリガーされる割合

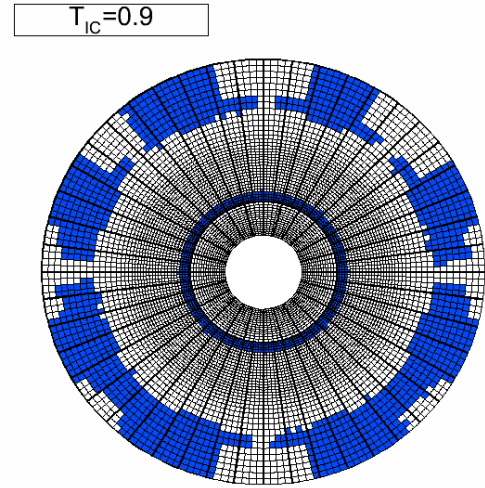


図 5.6: $T_{IC} = 0.9$ の場合に Inner Coincidence を要求しない RoI

ヒットを要求するチャンネルの決定

前節で説明した通り Inner Coincidence では SW の 24 セクタ中、4 セクタに涉ってヒットしたチャンネルを探索するが、図 5.2 に示したように探索する範囲が広く、この場合図 4.2 で示した C の粒子に対して誤ってトリガーを発行する（フェイクトリガーを発行する）可能性がある。

そのため、4 セクタ全てではなく IP 由来の粒子が通過した時にヒットするチャンネルに対してのみ、Inner Coincidence でヒットを要求することによってフェイクトリガーを抑える。

1. SW のヒットマップの作成

$p_T = 20, 40[\text{GeV}/c]$ のミュオンサンプルを用いて、各 SSC ごとに L1_MU20 のトリガーが発行された時の SW のヒットマップ（対応する 4 セクタ分）を作成した。図 5.7 にワイヤの、図 5.8 にストリップのヒットマップの一例をそれぞれ示す。

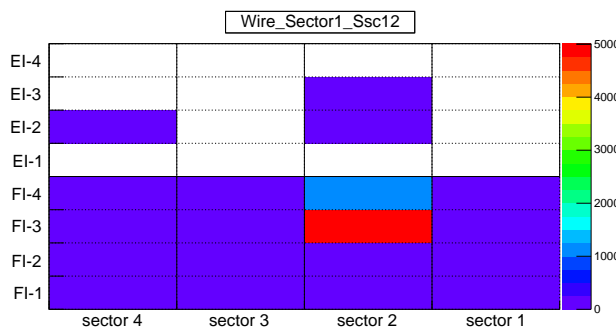


図 5.7: wire のヒットマップ

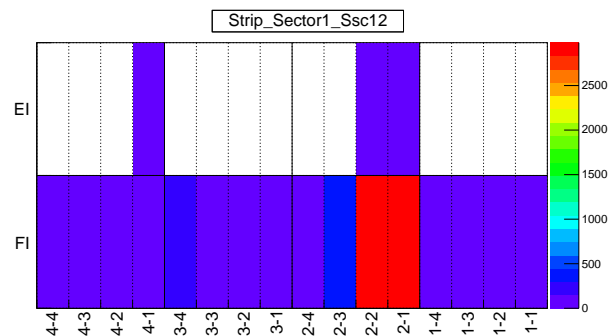


図 5.8: strip のヒットマップ

ここで黒色の実線は TGC の境界を表し、上段下段はそれぞれ EI、FI を示す。またチャンネル数はワイヤ、ストリップそれぞれ 32 チャンネルあるが^{*6}、それらについて OR がとられており 1 つの TGC につきワイヤ、ストリップそれぞれ 4 つのチャンネルにまとめられている^{*7}。点線で区切られた領域はその OR がとられたチャンネルに対応しており、以後チャンネルという場合はこの OR がとられらチャンネルを指すことにする。

これらの図から IP 由来の粒子が通過した時にヒットするチャンネルは 4 セクタの中の一部に集中しており、そのチャンネルに対してのみ Inner Coincidence でヒットを要求すればよいことがわかる。

^{*6}EI の wire は 24 チャンネルあり、一部 16 チャンネルの場所もある。

^{*7}SW は 2 層構造をしているので、その 2 層についても OR がとられている。

2. ヒットを要求するチャンネルの選択

次に作成したヒットマップからヒットを要求するチャンネルを選択する。選択の方法は次の通り。

1. ワイヤ、ストリップそれぞれエントリの多いチャンネルから順に、ヒットを要求するチャンネルとして指定していく。
2. 指定したチャンネルへのエントリがの和が、全エントリの T_R 倍以上になった時点でチャンネルの指定を終了する。

ここで T_R は $0 < T_R \leq 1$ であり、全エントリに対してどの割合までチャンネルを指定するかを表すしきい値である。本研究では T_R の値として 0.85、0.9、0.95、0.99 の 4 パターンを考える。参考として $T_R = 0.9$ の場合に、図 5.7 と図 5.8 のヒットマップから選択したチャンネルを図 5.9 に示す。

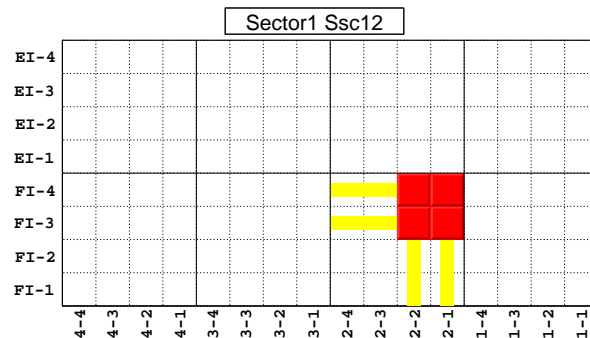


図 5.9: 選択したチャンネル

ここで黄色の横線 (sector2 FI-3, sector2 FI-4) はワイヤ、黄色の縦線 (FI 2-1, FI 2-2) はストリップの指定されたチャンネルを表しており、右から 2 番目の下段の TGC においてワイヤ、ストリップがそれぞれ 2 チャンネルずつ指定されたことを示している。また赤く塗られたマスはワイヤとストリップのチャンネルの交点を表している*⁸。

3. 単独で指定されたチャンネルのマスク

2 までの手順で選択されたチャンネルの一例を図 5.10 に示す。この場合一番右の下段の TGC 内ではワイヤのチャンネル (黄色の横線) のみが指定されており (sector2 FI-2)、ストリップのチャンネルは指定されていない。本来この TGC を IP 由来の粒子が通過した場合はワイヤ、ストリップ両方が指定されるべきであり、ワイヤ (もしくはストリップ) 単独で指定されることは不自然である。よってこのような場合一度指定したチャンネルをマスクし、トリガー判定には用いないことにする。図 5.11 にマスク処理後の選択されたチャンネルを示す。

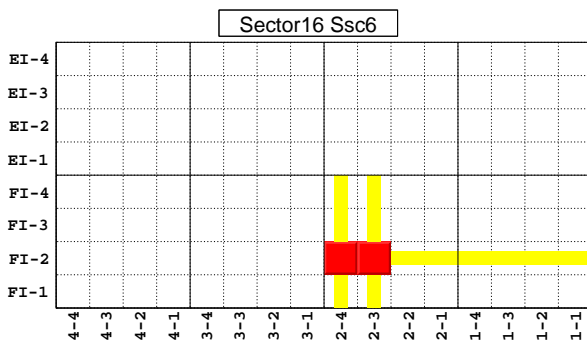


図 5.10: 選択されたチャンネルの一例

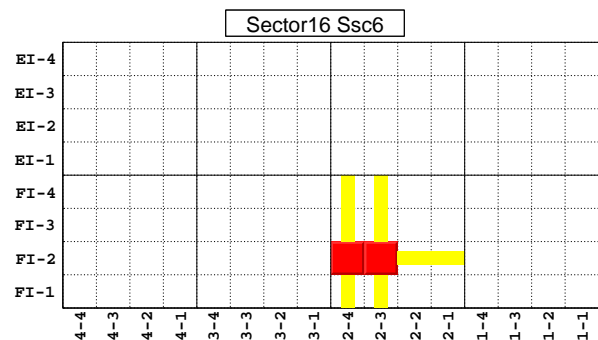


図 5.11: 単独チャンネルのマスク後

*⁸赤く塗られた領域を IP 由来の粒子が通過したと考えられる。

ICW の作成

これらの手順を経て作成される ICW は 2 つのしきい値 T_{IC} 、 T_R によって決まり、本研究では、

$$T_{IC} = 0.75, 0.8, 0.85, 0.9, 0.95. \quad (5 \text{ パターン})$$

$$T_R = 0.85, 0.9, 0.95, 0.99. \quad (4 \text{ パターン})$$

の場合について、つまり $5 \times 4 = 20$ パターンの ICW を作成して、さらにそれぞれの T_{IC} に対して Full open の ICW^{*9} も作成し、計 25 パターン作成した。次節でこれら作成した ICW の性能評価を行う。

5.3 性能評価

本研究では 2011～2012 年に取得された実データ^{*10}を用いて、Inner Coincidence を導入した場合のトリガーシステムの性能を評価することにより ICW の性能評価を行う。ここでは ICW の性能をエンドキャップ領域における L1_MU20 のトリガー効率、L1_MU20 のトリガーレートの 2 点によって評価する。まずトリガー効率、トリガーレートについて説明し、その後で性能評価を行う。

5.3.1 トリガー効率

エンドキャップ領域における L1_MU20 のトリガー効率 E は次のように定義される。

$$E = \frac{\text{L1_MU20 のトリガーが発行されたミュオンの数}}{\text{TGC に入射したミュオンの数}} \quad (5.2)$$

このトリガー効率を測定するための方法を以下に述べる。

Tag and Probe 法

Tag and Probe 法とは J/ψ 、 Z などの崩壊から生成したミュオンを選び出し、トリガー効率を測定する方法である。この手法によりトリガーのバイアスがかからないミュオンを用いることが可能となり、またミュオンの同定及び運動量の測定に対して確実性を高めることができる。本研究では $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 事象を用いた Tag and Probe 法を用いてトリガー効率を評価する。以下にその手順を述べる。

1. m_Z の再構成

ATLAS 実験では 1 回のバンチ衝突ごとに、内部飛跡検出器のヒット情報からいくつかの飛跡が再構成され、またミュオンスペクトロメータでも同様に飛跡が再構成される。そして内部飛跡検出器で再構成された飛跡を起源として、ミュオンスペクトロメータで再構成された飛跡と適合するものを選び出している。このようにミュオンの飛跡を選び出すアルゴリズムを Staco と呼び、Staco によって選び出されたミュオンの飛跡を Staco muon と呼ぶ。

まず 1 回のバンチ衝突で 2 つ以上の Staco muon があるイベントを選び出す。そしてそれらの Staco muon が互いに異符号の電荷を持つイベントを選び出し、不変質量を算出する。図 5.12 に実データを用いて算出した Z の不変質量を示す。

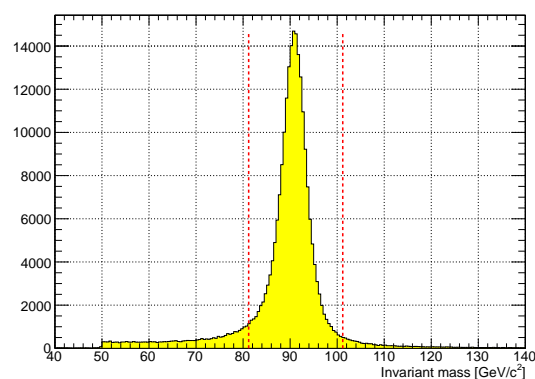


図 5.12: Z の不変質量

^{*9} T_{IC} で指定した RoI に対して Full open の条件で Inner Coincidence を要求する。

^{*10}詳細は付録 A 参照。

本研究では算出した不変質量 M が、

$$m_Z - 10 [\text{GeV}/c^2] \leq M \leq m_Z + 10 [\text{GeV}/c^2] \quad (m_Z = 91.1876 [\text{GeV}/c^2]) \quad (5.3)$$

であるとき^{*11}、これらの Staco muon は Z の崩壊から生成したものとみなす。

2. Tag muon の選択

次に 2 つの Staco muon のうち、任意の Staco muon を 1 つ選ぶ。この Staco muon の IP での向きを η_μ 、 ϕ_μ と表す。またイベントフィルターにおいて再構成され、EF_mu24i_tight トリガー^{*12}が発行された飛跡^{*13}の IP での向きを η_{EF} 、 ϕ_{EF} とする。このとき 2 つの飛跡の IP での向きの差 ΔR_{tag} を次のように定義し、

$$\Delta R_{\text{tag}} \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (\text{where } \Delta\eta \equiv \eta_\mu - \eta_{\text{EF}}, \Delta\phi \equiv \phi_\mu - \phi_{\text{EF}}) \quad (5.4)$$

$\Delta R_{\text{tag}} \leq 0.008$ を満たすイベントフィルターで再構成された飛跡が存在する場合、この Staco muon を Tag muon とする。このときの ΔR_{tag} 分布を図 5.13 に示す。

3. Probe muon とトリガー効率の算出

Tag muon が見つからない場合、この処理は行われない。Tag muon と不変質量を組んだペアの Staco muon を Probe muon とする。そして Probe muon の進む方向がエンドキャップ方向 ($1.05 \leq |\eta| \leq 2.42$) であれば、5.2 式の数項に加える。さらにこの Probe muon に対して 5.5 を用いて、L1_MU20 トリガーが発行された RoI との距離 ΔR_{probe} を次のように定義し、

$$\Delta R_{\text{probe}} \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (\text{where } \Delta\eta \equiv \eta_\mu - \eta_{\text{RoI}}, \Delta\phi \equiv \phi_\mu - \phi_{\text{RoI}}) \quad (5.5)$$

$\Delta R_{\text{probe}} \leq 0.15$ を満たす RoI が存在する場合、5.2 式の分子に加えてトリガー効率を算出する。このときの ΔR_{probe} 分布を図 5.14 に示す。

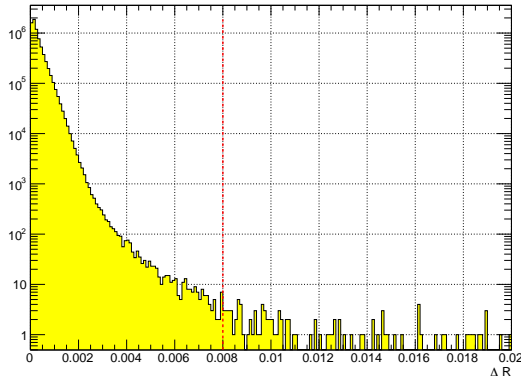


図 5.13: Tag Muon 選出における ΔR_{tag} 分布

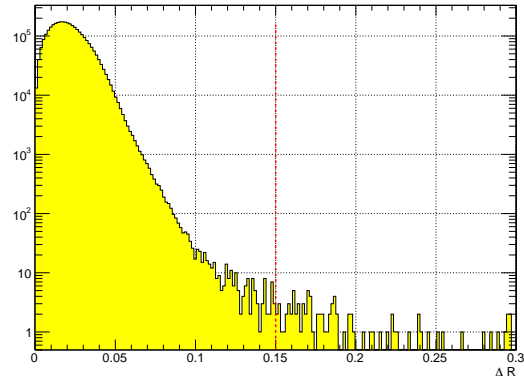


図 5.14: Probe Muon 選出における ΔR_{probe} 分布

以上の手順でデータの中からミュオンを選び出し、トリガー効率を算出する。

トリガー効率の評価

横軸に p_T をとり、実データを用いて L1_MU20 のトリガー効率を算出したグラフを示す。図 5.15 の青色のグラフは $T_{\text{IC}} = 0.9$ 、Full open の ICW によって Inner Coincidence を要求した場合のトリガー効率を表し、図 5.16 の赤色のグラフは $(T_{\text{IC}}, T_{\text{R}}) = (0.9, 0.9)$ の ICW によって Inner Coincidence を要求した場合のトリガー効率を表す。また黒色のグラフはどちらも Inner Coincidence 導入前のトリガー効率を表している。

^{*11}図 5.12 の赤い破線で囲まれた領域に相当する。

^{*12}イベントフィルターで発行されるトリガーの一種。

^{*13}Staco で選出された飛跡とは異なる。

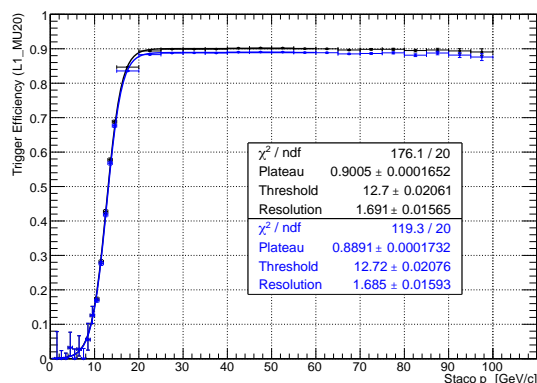


図 5.15: L1_MU20 のトリガー効率

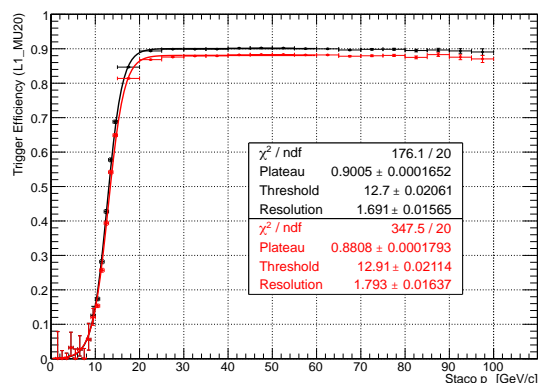


図 5.16: L1_MU20 のトリガー効率

どちらのグラフも $p_T \sim 20$ [GeV/c] で緩やかに立ち上がり、高い p_T 領域では平坦になっている。この平坦な領域を Plateau と呼び、この領域でのトリガー効率を Plateau efficiency と呼ぶ。L1_MU20 トリガーの場合、これらのグラフは理想的には $p_T = 20$ [GeV/c] を境とした階段関数になるが、TGC の分解能などの影響で緩やかなカーブを描く分布になっている。

また実線は $p_T < 60$ [GeV/c] の範囲でそれぞれのグラフを、次式で表されるフェルミ関数、

$$\mathcal{F}(p_T) = \frac{P}{1 + \exp\left\{\frac{1}{R}(p_T - T)\right\}} \quad \left(\begin{array}{l} P: \text{Plateau efficiency} \\ T: \text{Threshold} \\ R: \text{Resolution} \end{array} \right) \quad (5.6)$$

を用いてフィットしたものである。この結果から $T_{IC} = 0.9$ 、Full open の ICW によって Inner Coincidence を要求した場合、Inner Coincidence 導入前と比較して Plateau efficiency が 1.14[%] 低下し、 $(T_{IC}, T_R) = (0.9, 0.9)$ で作成された ICW によって Inner Coincidence を要求した場合には 1.97[%] 低下することがわかる。

5.3.2 トリガーレート

L1_MU20 のトリガーレートとは、単位時間あたりに L1_MU20 のトリガーが発行される回数である。4.1.1 節で説明した通り L1_MU20 トリガーの大半はフェイクトリガーであり、トリガーレートを算出することによりフェイクトリガーが発行される割合を評価することができる。

横軸に η をとり、Inner Coincidence 導入前と L1_MU20 のトリガーが発行された回数を比較したグラフを示す。図 5.17 の青色のグラフは $T_{IC} = 0.9$ 、Full open の ICW によって Inner Coincidence を要求した場合にトリガーが発行された回数を示し、図 5.18 の赤色のグラフは $(T_{IC}, T_R) = (0.9, 0.9)$ の ICW によって Inner Coincidence を要求した場合のトリガー発行回数を示す。また灰色のグラフはどちらも Inner Coincidence 導入前のトリガー発行回数である。

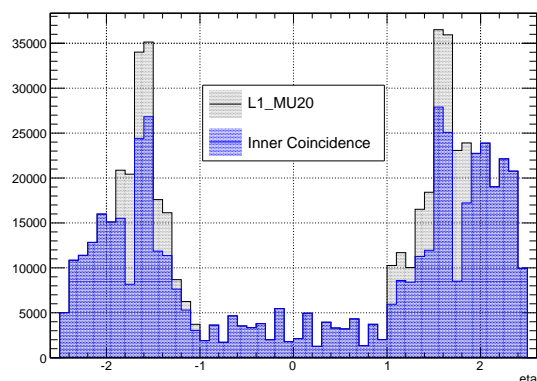


図 5.17: L1_MU20 のトリガー発行回数

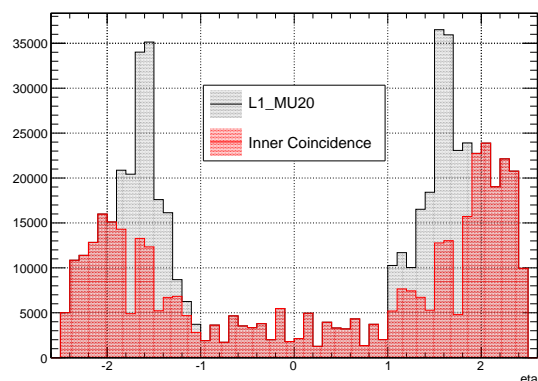


図 5.18: L1_MU20 のトリガー発行回数

どちらも Inner Coincidence を要求しているエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 1.9$) でトリガー発行回数が大きく減少しており、また前節で示したようにトリガー効率は Inner Coincidence 導入によって大きく低下していないことから、この領域でのフェイクトリガーが減少していると考えられる^{*14}。

トリガー条件	トリガーレートの比	
	エンドキャップ領域 ($1.05 < \eta < 1.9$)	全領域 ($ \eta < 2.42$)
Inner Coincidence 導入前	1	1
Inner Coincidence 導入 ($T_{IC} = 0.9, \text{Full open}$)	0.6970	0.8167
Inner Coincidence 導入 ($T_{IC}, T_R = (0.9, 0.9)$)	0.4513	0.6680

表 5.1: Inner Coincidence 導入によるトリガーレートの変化

また図 5.17、図 5.18 で Inner Coincidence 導入前の L1_MU20 のトリガーレートを 1 とした時の、Inner Coincidence 導入後のトリガーレートを表 5.1 にそれぞれ示す。これから Inner Coincidence 導入によって、 $T_{IC} = 0.9, \text{Full open}$ の ICW の場合は 19[%] 程、 $(T_{IC}, T_R) = (0.9, 0.9)$ の ICW の場合は 33[%] 程トリガーレートが低下していることがわかる。

5.3.3 性能評価

本研究で作成した 25 パターンの ICW に対して、エンドキャップ領域における L1_MU20 のトリガー効率とトリガーレートを算出し、Inner Coincidence 導入前との比較を行った。

縦軸に Inner Coincidence 導入前のトリガーレート R_{before} に対する、Inner Coincidence 導入後のトリガーレート R_{after} の減少の割合、

$$\text{Rate reduction} = 1 - \frac{R_{\text{after}}}{R_{\text{before}}} \quad (5.7)$$

をとり、横軸に Inner Coincidence 導入後の Plateau efficiency E_{after} の、Inner Coincidence 導入前の Plateau efficiency E_{before} に対する変化量 ΔE 、

$$\Delta E = E_{\text{after}} - E_{\text{before}} \quad (5.8)$$

をとったグラフを図 5.19 に示す。

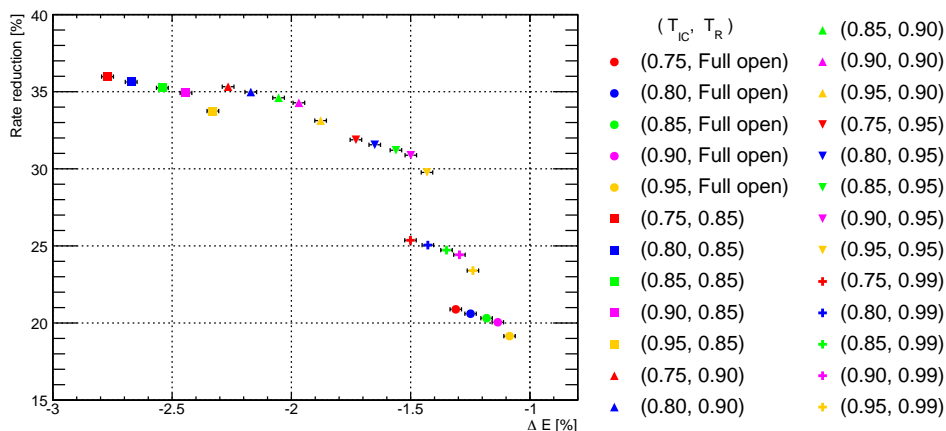


図 5.19: 各 ICW に対するトリガー効率とトリガーレートの関係

^{*14}Inner Coincidence を要求しないパレル領域 ($|\eta| < 1.05$)、フォワード領域 ($1.9 < |\eta| < 2.42$) では変化は無い。

5.3.4 バンチ衝突間隔変更に伴う影響

現在はバンチ衝突間隔が 50[ns] で運転が行われているが、Phase0 アップグレード後は 25[ns] に変更される。そしてこのバンチ衝突間隔変更に伴い、レベル 1 ミューオントリガーではフェイクトリガーが増加することがわかっている。ここではその影響について述べる。

フェイクトリガーの増加の割合

横軸に η をとり、ルミノシティで規格化した L1.MU20 のトリガー発行回数を図 5.20 に示す。黒色のグラフはバンチ衝突間隔 50[ns] で取得されたデータを表し、赤色のグラフがバンチ衝突間隔 25[ns] で取得されたデータを表す。これよりバンチ衝突間隔 25[ns] では特に A サイドの $1.0 \leq \eta \leq 1.3$ の領域でトリガー発行回数が増加している。また L1.MU20 のトリガー発行回数はエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 1.9$) では 1.6 倍、全体 ($|\eta| < 2.42$) では 1.3 倍になっている。

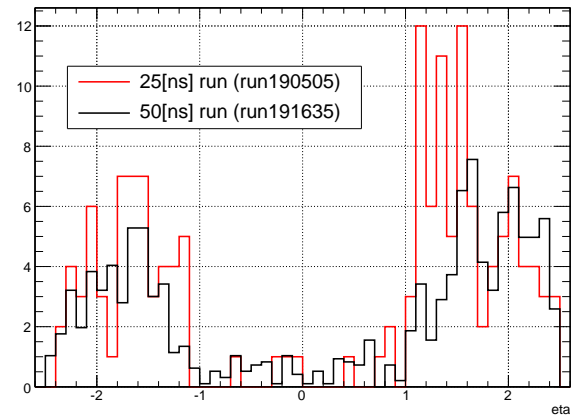


図 5.20: トリガーの発行回数

フェイクトリガーの増加の原因

現在このフェイクトリガーを発生させる荷電粒子として、低エネルギーの陽子が候補に挙げられている。その陽子の飛跡を図 5.21 に示す。これらの陽子はカロリメータ付近で生成され、トロイドマグネットによる積分磁場が 0 に近い領域 ($|\eta| \sim 1.3$) を通過して TGC に到達すると考えられている。

これらの陽子はエネルギーが低い (β が小さい) ため、バンチ衝突間隔 50[ns] ではトリガーされる時間内に TGC に到達せずトリガーされていなかったが、バンチ衝突間隔が 25[ns] に変更されることにより、前のバンチ衝突で発生した陽子が、その次のバンチ衝突でトリガーされてしまっていると考えられている (図 5.22)。

また反対側の C サイドで陽子同じ飛跡を作る反陽子は ATLAS 検出器内で生成されにくいいため、トリガーレートがサイドで非対称 ($1.0 \leq |\eta| \leq 1.3$) になると考えられる^{*15}。

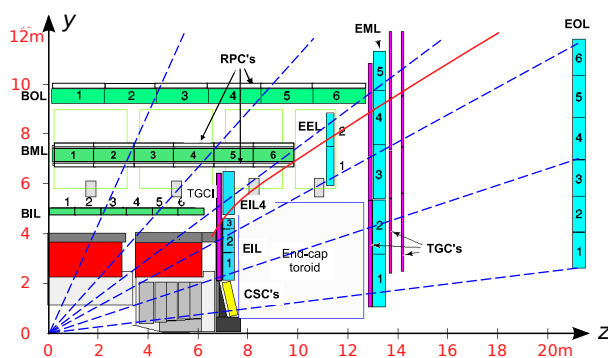


図 5.21: カロリメータ付近で発生した陽子

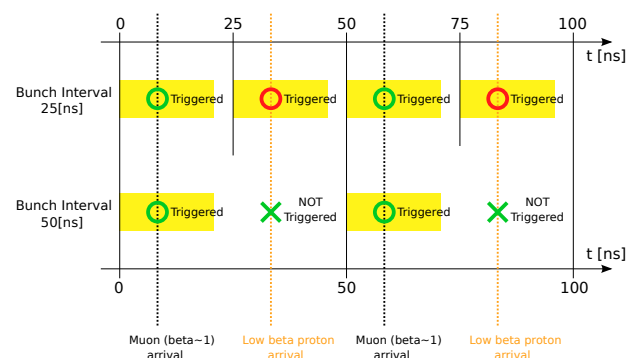


図 5.22: 低エネルギーの陽子がトリガーされる様子

Inner Coincidence に対する影響

バンチ衝突間隔が 25[ns] で取得されたデータに対して、本研究で作成した ICW で Inner Coincidence を要求してトリガーレートを算出・比較したものを図 5.23 に示す。

*15 A サイドと C サイドでは反対の電荷もつ粒子が同じ (IP から対象な) 飛跡をつくる。

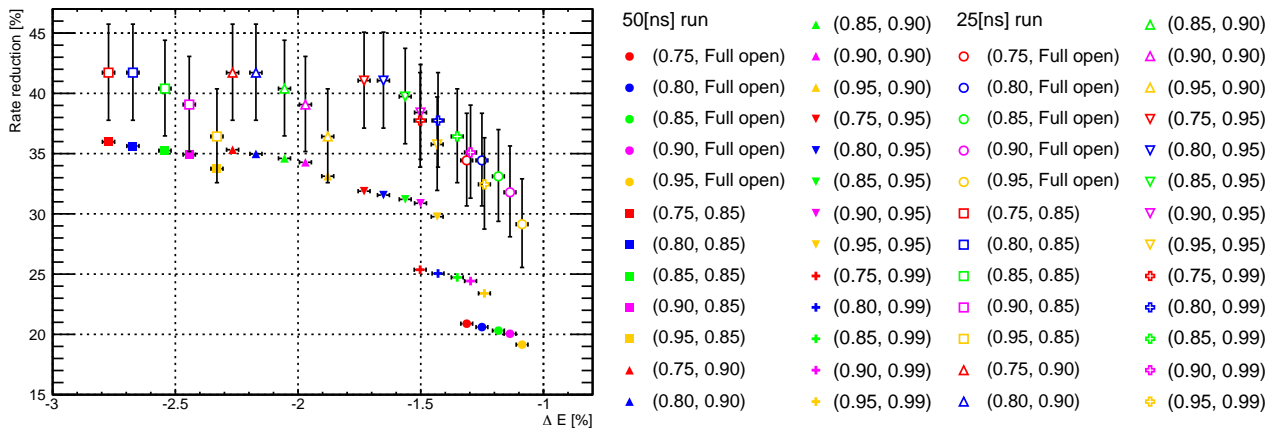


図 5.23: バンチ衝突間隔変更によるトリガー効率とトリガーレートの関係

またここで、トリガー効率はバンチ衝突間隔に依らないと考えられるので、5.3.3 節と同じ結果を用いた。図 5.23 の結果から Rate reduction は 5 ~ 10[%] 程増加していることがわかる。

しかしトリガーレートはバンチ衝突間隔 50[ns] で取得したデータと比較して 1.3 倍に増加しているので、Rate reduction ~ 40[%] を仮定すると、バンチ衝突間隔 25[ns] の下で Inner Coincidence を要求してデータ取得を行う場合、トリガーレートとしては $1.3 \times 60[\%] = 78[\%]$ 程度になると考えられる。

5.3.5 デッドチェンバーによる影響

本研究では、デッドチェンバー無しの理想的な条件でシミュレーションサンプルを作成し、ICW もそれに基づいて作成されたが、実際の実験ではいくつかの TGC がデッドチェンバーになっており、Phase0 アップグレード後も新たにデッドチェンバーが発生する可能性がある。SW においてデッドチェンバーが発生するとその領域で Inner Coincidence がとれなくなり、トリガーが発行されなくなる可能性がある。そのような場合を防ぐため、Phase0 アップグレード後は SW にデッドチェンバーが存在する場合、SSC 単位で Inner Coincidence を要求しないように指定することが可能になっている。

ここではデッドチェンバーのある領域に対して SSC 単位で Inner Coincidence を要求しない場合に、トリガー効率とトリガーレートへに与える影響を見積もる。

2012 年 12 月時点でのデッドチェンバー

2012 年 12 月時点で、SW において 2 層中 1 層がデッドチェンバーとなっている領域を A サイド (図 5.24)、C サイド (図 5.25) それぞれ示す^{*16}。

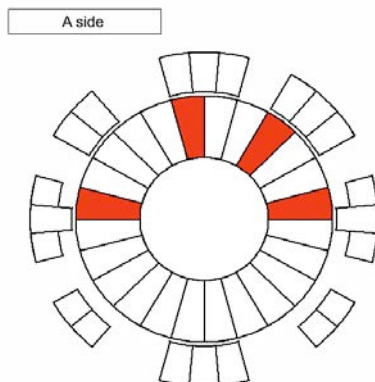


図 5.24: A サイドのデッドチェンバー

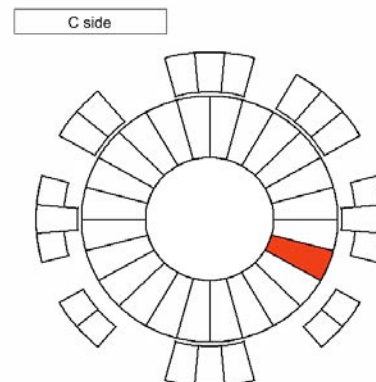


図 5.25: C サイドのデッドチェンバー

*16 2012 年 12 月時点で 2 層中 2 層ともデッドチェンバーとなっている領域は存在しない。

A サイドでは4箇所、C サイドでは1箇所の TGC で2層中1層がデッドチェンバーとなっており、この領域では他と比べて Inner Coincidence がとれにくくなっている。ここではこの領域に Inner Coincidence を要求しない場合、トリガー効率とトリガーレートに対する影響を調べた。図 5.26、図 5.27 に新たに Inner Coincidence を要求しない SSC として追加するものを示す*17。

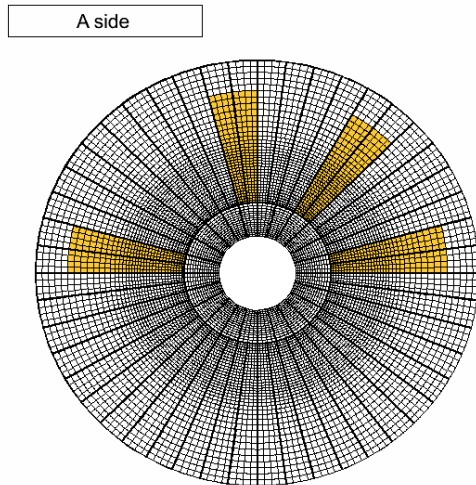


図 5.26: 追加される RoI (A サイド)

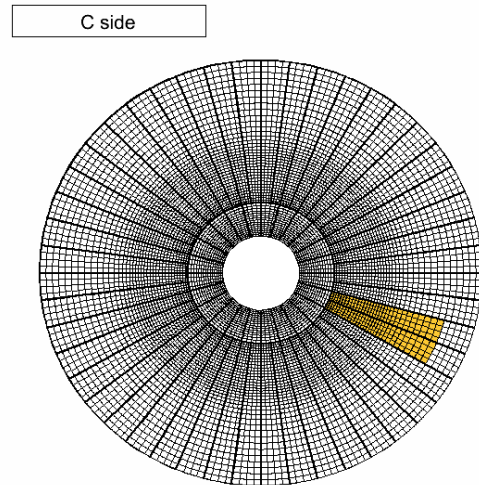


図 5.27: 追加される RoI (C サイド)

トリガー効率・トリガーレートに対する影響

この条件下で、本研究で作成した ICW で Inner Coincidence を要求してトリガーレートを算出・比較したものを図 5.28 に示す。

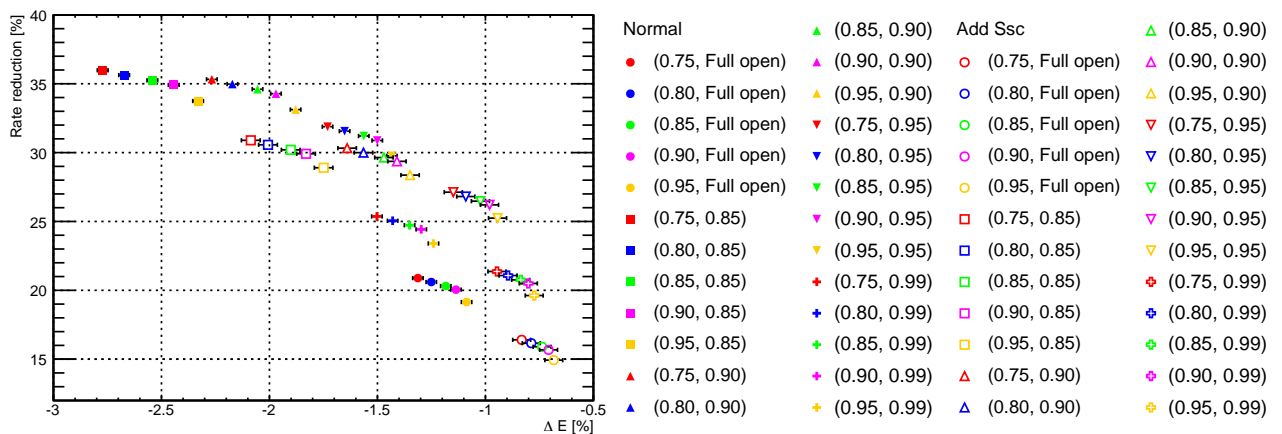


図 5.28: デッドチェンバーによるトリガー効率とトリガーレートの関係

この結果からデッドチェンバーのある領域に Inner Coincidence を要求しなかった場合、トリガー効率は 0.5[%] 程度上昇し、Rate reduction は 5[%] 程低下することがわかる。

*17ここで指定した SSC (RoI) に加え、各 ICW 作成の際に T_{IC} で決定した RoI が加わる。

第 6 章 まとめ

ATLAS 実験では 2014 年から Phase0 アップグレードが計画されており、高ルミノシティ環境に対応する為に ATLAS 検出器の修理・交換が行われる。またレベル 1 ミューオントリガーでは、TGC Small Wheel をコインシデンスに用いる Inner Coincidence が導入され、これによって現在問題となっているフェイクトリガーを抑えることが期待されている。

本研究では Inner Coincidence に用いられる Inner Coincidence Window (ICW) を初めて作成し、2012 年に取得された実データを用いてそれらの性能評価を行った。図 6.1 に各 ICW を用いて Inner Coincidence を導入した場合と Inner Coincidence 導入前で、トリガー効率とトリガーレートを比較したグラフを示す。

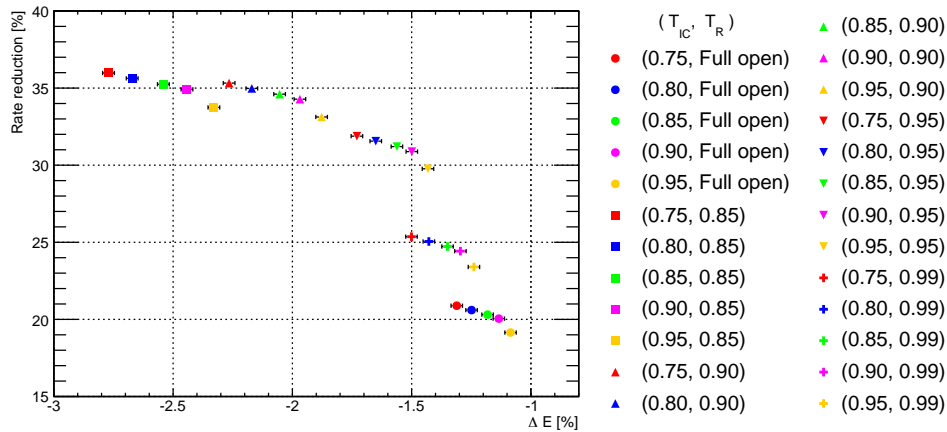


図 6.1: 各 ICW に対するトリガー効率とトリガーレートの関係

この結果から、本研究で作成した ICW を用いて様々なトリガー効率・トリガーレートの実現が可能であることが示され、またバンチ衝突間隔の変更や、デッドチェンバーがトリガー効率・トリガーレートに与える影響も見積もった。

以上のように本研究では、ATLAS 実験において Phase0 アップグレード後に使用される ICW を作成・評価し、実際の実験で用いる準備が整った。今後は Phase0 アップグレード後に取得された実データを用いて ICW の評価を行う必要があると考えられ、また今後の実験で現在では想定していない状況が発生する可能性があるため、その時には実験状況に応じた変更が必要になると考えられる。

謝辞

本研究を行うにあたって研究に携わる機会を賜り、また論文作成の最後まで熱心な御指導をして頂きました指導教官の藏重久弥教授に心から深く感謝御礼申し上げます。私が研究で困難に直面した時には幾度となく適切な助言を賜り、また CERN への出張の際には研究面だけでなく、生活面でも大変お世話になりました。真に有難うございました。

山崎祐司准教授、越智敦彦助教授、松下崇氏には私の研究に対しまして多くの御指導を頂きました。私が研究を遂行して本論文を作成できましたのも、数々の御指導の賜物であり大変感謝しております。また大町千尋氏、岡田勝吾氏、早川俊氏、堀卓也氏には研究を行う上での基礎的な知識を提供して頂き、多くの助言も頂きました。真に有難うございました。そして ATLAS グループの石野雅也氏、長野邦浩氏、織田勸氏、奥村泰幸氏、鈴木友氏にも数々の助言を頂き、大変お世話になりました。真に有難うございました。

また秘書の横山有美様には出張などの手続きをはじめ、私の研究活動をサポートして頂きました。私は本当に人一倍迷惑をかけた学生でしたが、横山様には最後まで細やかなサポートをして頂きました。心から感謝申し上げます。真に有難うございました。

そして研究生活を共に楽しく送ることができました Matthew King 氏、西山知徳氏、秋山邦裕氏、宮崎一樹氏、吹田航一氏、徳永香氏、岸本巴氏、鈴木雄太氏、小西拓也氏、渡邊一平氏、北村拓己氏、江戸勇樹氏、駒井英俊氏、山口 貴弘氏、その他粒子物理学研究室の皆さまにも大変感謝しております。本当に多くの人に支えられながら過ごした、有意義で楽しい研究生活でした。有難うございました。

最後に家族に対して感謝の意を述べて謝辞とさせていただきます。真に有難うございました。

参考文献

- [1] LHC アトラス実験, <http://atlas.kek.jp>
 - [2] ATLAS EXPERIMENT, <http://atlas.ch>
 - [3] ATLAS EXPERIMENT - Public Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/>
 - [4] CMS EXPERIMENT , <http://cms.web.cern.ch>
 - [5] LHCb EXPERIMENT, <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>
 - [6] ALICE EXPERIMENT, <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
 - [7] The TEVNP Working Group for the CDF and D0 Collaborations, “Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data” , arXiv:1207.0449v2 [hep-ex], July 3 2012.
 - [8] Michael Spira, Peter M.Zerwas, “Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics” , arXiv:hep-ph/9803257v2, Mar 6 1998.
 - [9] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC” , arXiv:1207.7214v2 [hep-ex], August 31 2012.
 - [10] ATLAS MAGNETIC FIELD, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>
 - [11] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider” , IOPscience, 2008 JINST 3 S08003.
 - [12] ATLAS Level-1 Trigger Group, “ATLAS Level-1 Trigger Technical Design Report” , ATLAS TDR – 12, August 20 1998.
 - [13] ATLAS Collaboration, “Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment” , CERN-LHCC-2011-012, January 2012.
 - [14] 長野邦浩, “LVL1 muon rate calculations and issues” , ATLAS Upgrade Week, November 18 2011.
 - [15] Charles Young, “Beam Pipe Material” , Cavern Background Meeting, April 27 2011.
 - [16] J. Bougher, D. Brown, T. Koi, C. Young, “Cavern Background for New Small Wheel” , ATLAS NOTE, April 26 2012.
 - [17] ATLAS Thin Gap Chamber Design page, <http://atlas-proj-tgc.web.cern.ch/atlas-proj-tgc/>
 - [18] 石野雅也, “ATLAS Upgrade 計画 Overview” , 「先端加速器 LHC が切り拓く テラスケールの素粒子物理学」 研究会, January 7 2012.
 - [19] Katy Foraz, “LS1 general planning and strategy for LHC, LHC injectors” , LHC Performance Workshop - Chamonix 2012, February 8 2012.
-

- [20] Jean-Philippe Tock, “LHC consolidation of the superconducting circuits”, LHC Performance Workshop - Chamonix 2012, February 8 2012.
 - [21] Jose Miguel Jimenez, “Vacuum upgrade”, LHC Performance Workshop - Chamonix 2012, February 8 2012.
 - [22] Brian Petersen, “Trigger & DAQ LS1 Upgrades for Run 2”, ATLAS Overview week 2012, October 3 2012.
 - [23] 藏重久弥, “TrigT1TGC with EI/FI for phase 0”, New Sector-Logic and its R/O Meeting, May 10 2012.
 - [24] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov>
 - [25] 早川俊, “LHC シングルビームを用いた ATLAS 実験前後方ミュオントリガーシステムの性能評価”, 神戸大学修士学位論文, February 27 2009.
 - [26] 西山知徳, “アトラス実験におけるレベル 1 ミュオントリガーの効率の評価”, 神戸大学修士学位論文, March 14 2011.
 - [27] 鈴木雄太, “Look Up Table 改良による ATLAS レベル 1 ミュオントリガーの性能向上の研究”, 神戸大学修士学位論文, February 23 2012.
 - [28] 小西拓也, “ATLAS レベル 1 ミュオントリガープロセッサのアップグレードに向けた研究”, 神戸大学修士学位論文, March 5 2012.
 - [29] 岸本巴, “ATLAS 実験におけるミュオントリガー効率の評価”, 神戸大学修士学位論文, February 24 2012.
-

付録 A 解析に用いた実データ

本研究で解析に用いた実データの Run number と、各ルミノシティごとの積分ルミノシティを示す。ATLAS 実験ではデータ取得を 1~2 ヶ月程に区切り (Period と呼ぶ)、さらにその Period を Sub period に区切って行われているため、各 Period, Sub period に分けて示す。本研究ではトリガー効率を算出するために EF_mu24i_tight、トリガーレートを算出するために EF_L1MU15_NoAlg、EF_L1MU20_NoAlg のトリガーチェーンを用いた。

A.1 2011 年 Period M 取得データ

run190505 はバンチ衝突間隔 25[ns]、run191635 はバンチ衝突間隔 50[ns] でデータ取得が行なわれたため、Phase0 アップグレード後のフェイクトリガーを見積もるために使用した。

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU20_NoAlg [μb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period M1	190505	110.222	————
Period M10	191635	1064.14	————

A.2 2012 年 Period A 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period A3	200842	0.314362	0.193333
	200863	3.6063	3.3003
	200913	1.22667	2.2816
Period A4	200926	1.35704	8.42723
	200965	0.617543	1.14863
	200967	2.77197	17.2139
	200982	0.581025	3.60817
	200987	2.77357	51.5884
	201006	2.14643	39.9236
	201052	1.04078	19.3584
	201113	1.89528	35.2522
	201120	0.88693	16.4969
	201138	3.57703	47.13
	201190	2.79234	34.8406
201191	3.30898	42.7906	
Period A5	201257	6.15028	81.0701

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period A5	201269	5.33138	73.1994
	201269	5.33138	73.1994
	201280	0.413876	10.4304
	201289	4.56218	78.0499
Period A7	201489	2.85105	52.6139
	201494	1.90635	40.0669
Period A8	201555	1.12025	36.3657
Period A Total		51.2316	695.35

A.3 2012 年 Period B 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period B1	202660	0.207469	0.839685
	202668	3.53439	22.8394
	202712	2.36656	28.802
	202740	0.384928	6.12035
	202798	4.12413	48.596
Period B2	202965	1.34759	17.2337
	202991	2.54737	37.857
	203027	5.95763	86.1963
Period B3	203169	0.620686	4.92286
	203195	2.35924	43.7265
Period B4	203228	1.12582	24.4199
	203256	0.223391	5.16033
	203258	8.12281	115.277
	203277	2.2535	43.0486
	203335	3.05555	57.6173
	203336	6.15362	95.474
	203353	4.8044	92.3871
	203432	3.35912	63.0185
	203454	0.562657	15.6654
	203456	1.63126	38.7871
	203523	0.747784	19.6287
	203524	2.85229	68.1353
Period B5	203602	8.89307	162.441

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period B5	203605	0.221454	6.35573
	203680	3.36346	76.1417
Period B6	203719	4.46533	104.08
	203739	3.97835	94.797
	203760	0.270645	7.93385
	203779	3.37548	85.0825
	203792	0.188086	6.82753
Period B7	203875	0.506938	18.4018
	203876	6.77537	153.474
Period B8	203934	5.06947	127.234
	204025	0.667389	24.2262
	204026	4.39821	114.211
	204071	1.0798	32.5458
	204073	2.35884	69.86
Period B9	204134	0.80074	29.0669
	204153	1.72681	56.2704
	204158	6.0862	144.526
Period B10	204240	8.63584	161.447
	204416	3.05121	85.299
Period B11	204564	8.97814	195.304
	204633	1.56896	49.9154
	204668	6.43022	154.748
Period B12	204726	0.982588	32.0189
	204763	9.58875	190.195
	204769	3.97677	106.135
	204772	5.09953	81.9291
	204796	0.252343	9.16007
	204853	1.32289	41.2206
	204857	0.66115	23.9998
	204910	4.11275	108.265
	204932	5.39401	132.753
	204954	2.29873	69.6617
	204955	4.569	88.3987
	204976	2.08662	64.723
	205010	1.07506	37.0122
	205016	3.45371	95.5099
205017	4.20854	71.7973	

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period B13	205055	9.33771	192.009
	205071	10.2917	225.242
Period B14	205112	1.95566	63.4601
	205113	1.3075	40.9371
Period B Total		213.207	4570.37

A.4 2012年 Period C 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period C2	206368	3.24436	33.7741
	206369	5.62761	98.153
	206409	6.56043	143.518
	206497	0.207119	6.59804
Period C3	206573	1.52517	22.6653
	206614	0.662389	20.2494
Period C6	206955	0.6114	22.1938
	206962	6.59401	137.873
	206971	4.52477	110.021
	207044	2.13083	56.6697
	207046	5.50519	117.347
Period C8	207221	8.14026	167.608
	207262	0.481155	17.4833
	207304	5.14126	108.895
	207306	2.85784	70.0648
	207332	9.24684	161.809
Period C9	207397	7.11101	142.085
Period C Total		70.1716	1437.01

A.5 2012年 Period D 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period D1	207447	9.44886	167.835
	207490	5.69181	114.683
	207528	0.251693	7.45674

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period D1	207531	0.899211	23.9999
	207532	3.79515	63.5585
Period D2	207582	2.24809	58.4168
	207589	2.78448	70.5478
	207620	9.89522	177.785
	207664	3.78284	92.4537
	207696	6.02593	129.281
	207749	2.71225	70.7651
	207772	0.560743	17.0625
	207800	0.0525545	1.90773
	207809	8.17933	155.526
	207845	1.95733	51.6233
	207864	0.905906	27.9096
	207865	4.9401	82.771
	207931	0.497973	16.2632
	Period D3	207934	6.07141
207975		2.62698	53.8935
207982		4.67653	114.142
208123		3.1545	66.8226
208126		0.730763	25.0026
Period D4	208179	0.522692	5.78205
	208184	4.84035	99.2
	208189	1.19653	37.3334
Period D5	208258	3.30968	88.0955
	208261	3.83887	97.621
	208354	5.40539	127.413
Period D6	208485	5.77407	138.275
Period D7	208631	0.151726	0.732837
	208642	0.303081	3.51574
	208662	6.85176	141.661
	208705	0.0768104	2.20446
	208717	1.5063	47.1853
	208720	0.569214	21.0301
Period D8	208780	1.26125	41.8209
	208781	7.78617	141.106
	208811	11.6167	210.091
	208870	0.328625	11.9291

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period D8	208930	1.72408	54.3014
	208931	6.05587	98.8244
	208970	4.15643	100.451
	208982	7.45987	169.791
	209025	0.218154	7.919
Period D Total		156.843	3365.03

A.6 2012 年 Period E 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period E1	209074	2.13674	62.539
	209084	2.75391	79.1888
Period E3	209550	5.34959	119.984
	209580	7.83554	161.573
	209608	3.29905	86.0882
	209628	2.97648	83.1058
	209629	7.85354	157.408
	209736	5.58878	123.806
	209776	0.730449	22.8556
	209787	3.65128	98.0717
	209812	5.09255	107.351
	209864	5.98148	137.404
	209866	0.199344	7.16939
209899	1.95459	52.1275	
Period E4	209995	6.17141	128.342
Period E5	210302	8.31419	157.172
	210308	6.15737	130.987
Period E Total		76.0463	1715.17

A.7 2012 年 Period G 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period G1	211620	1.50336	16.9808
Period G3	211670	1.95905	17.8791

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period G4	211697	0.539054	10.2959
	211772	7.19464	97.2713
	211787	8.85021	132.546
	211867	10.7808	143.204
	211902	0.776636	16.5465
	211937	5.85381	105.952
	212142	2.51015	50.5464
Period G5	212144	13.0912	172.593
	212172	11.2341	166
	212199	9.30534	150.713
	212272	9.14982	139.669
Period G Total		82.7482	1220.2

A.8 2012年 Period H 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i.tight [pb^{-1}]
Period H1	212619	0.0916422	0.295088
	212663	2.01428	41.7735
	212687	3.41236	73.2374
	212721	7.27796	114.833
	212742	5.97281	100.516
Period H2	212809	0.616416	14.4136
	212815	10.2824	147.059
	212858	11.5712	157.826
Period H3	212967	7.40091	98.345
	212993	8.94926	119.753
	213039	9.13505	140.257
	213079	7.49838	104.704
	213092	3.69271	80.119
	213130	3.83709	71.6094
	213155	2.38413	49.7121
Period H Total		84.1366	1314.45

A.9 2012 年 Period I 取得データ

Sub period	Run number	積分ルミノシティ	
		EF_L1MU15_NoAlg [nb^{-1}]	EF_mu24i_tight [pb^{-1}]
Period I2	213627	1.26797	27.1731
	213702	2.087	46.25
	213754	12.2189	175.199
Period I Total		15.5739	248.622