

平成 23 年度  
修士論文  
LHC における ATLAS 検出器を用いた  
ミューオン対事象の研究

東京工業大学 理工学研究科  
基礎物理学専攻  
島内明理  
10M01100

平成 24 年 2 月 13 日

# 概要

ATLAS 検出器は世界最大の陽子陽子衝突型加速器 LHC に設置された検出器の一つであり、標準理論の検証や新物理の探索を目的としている。ATLAS 検出器では毎秒数千万回の陽子衝突が起きるが、データ量と処理速度の制限からその全ての事象を記録することは不可能である。そのため多くの背景事象の中から興味深い事象を瞬時に判断し、事象の記録を決定するトリガーシステムが用いられる。

本研究では、LHC におけるミュオン対事象に着目した。まずはミュオン対事象を選別するミュオン対トリガーの改良を行った。このトリガーで取得された事象の多くが、検出器の重なり領域を通過したミュオンの2重検出による背景事象であることを突き止め、これをソフトウェアで排除するアルゴリズムを考案した。改良したミュオン対トリガーで取得された事象を解析した結果、シグナルはほとんど落とさずに背景事象を大幅に削減できていることが確認された。またミュオン対トリガー取得事象を用いてミュオン対事象の不変質量分布を計算し、質量領域のどの部分を多く取得するか調査した。特に、W ボソンに付随してチャームクォークが生成される事象 (W+c 事象) は終状態にミュオン対が観測され、その生成断面積は陽子内部のクォーク分布と密接に関係があるため、素粒子標準理論の検証に有用である。本研究では、ミュオン対トリガーの改良により期待される W+c 事象探索への影響を調査した。結果、ミュオン対トリガーを用いることで、W+c 事象解析をミュオンの低  $p_T$  領域に拡張できることが確認された。

# Abstract

The ATLAS detector is one of the particle detectors located at collision points of the Large Hadron Collider(LHC), which is the world's largest and highest-energy particle accelerator aiming for precision tests of the Standard Model and search of new physics. In the ATLAS detector, there are tens of millions of proton collisions per second. It is impossible to record all of the collision data due to limitation of the processing speed and data capacity. ATLAS trigger system has been developed to select physically interesting events from an enormous amount of background and make a quick decision to record such events .

In this thesis, I put focus on di-muon events produced by LHC. First, I improved the trigger logic to select di-muon events. There was a problem that the di-muon trigger rate was higher than expected. I investigated the cause and revealed that most of the di-muon trigger events were fake trigger of single muons due to double-counting of a muon passing through regions where trigger chambers overlap. I developed a trigger algorithm which rejects such "double-counting" events. After installation of the double-counting rejection, I confirmed that the cut rejects most of the background events, while di-muon signals were kept. Using di-muon events obtained by di-muon trigger, I calculated di-muon invariant mass and checked the mass region where the di-muon trigger acquired the events. In addition, I put focus on the W boson production associated with a single charm quark(W+c). W+c events have di-muons in the final state, hence are the target of the di-muon trigger. Since W+c production cross section has strong correlation with the parton distribution function in the proton, its precise measurement provides a test of the Standard Model. I investigated the effect of the di-muon trigger improvement to W+c event selection. As a result, it was confirmed that the di-muon trigger extends W+c analysis especially for those with low transverse momentum muons.

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>9</b>
<b>第 2 章</b>	<b>LHC 加速器</b>	<b>12</b>
2.1	LHC 加速器のパラメーター . . . . .	13
2.2	2011 年の LHC 運転状況 . . . . .	15
2.3	LHC における実験プロジェクト . . . . .	16
<b>第 3 章</b>	<b>ATLAS 実験</b>	<b>18</b>
3.1	ATLAS 検出器 . . . . .	18
3.1.1	内部飛跡検出器 . . . . .	21
3.1.2	カロリメーター . . . . .	22
3.1.3	ミュオン検出器 . . . . .	24
3.1.4	マグネットシステム . . . . .	28
<b>第 4 章</b>	<b>ATLAS トリガーシステム</b>	<b>30</b>
4.1	ミュオントリガーシステム . . . . .	32
4.1.1	レベル 1 ミュオントリガー . . . . .	32
4.1.2	レベル 2 ミュオントリガー . . . . .	36
4.1.3	イベントフィルター . . . . .	36
4.1.4	ミュオントリガーの例 . . . . .	37
<b>第 5 章</b>	<b>ミュオン対トリガーの問題点と改善</b>	<b>38</b>
5.1	ミュオン対トリガー . . . . .	38
5.2	2010 年運転における問題点 . . . . .	38
5.3	改良アルゴリズム . . . . .	43
5.3.1	2010 年データを用いたカットの設定 . . . . .	43
5.3.2	2010 年データを用いたダブルカウントカットの評価 . . . . .	48
5.3.3	モンテカルロシミュレーションを用いた動作確認 . . . . .	52
5.4	2011 年運転におけるコミッショニング . . . . .	54
5.4.1	オンライン-ダブルカウントカットの動作確認 . . . . .	54

5.4.2	非効率の評価	57
5.5	不変質量分布	58
5.6	まとめ	60
<b>第 6 章</b>	<b>ミュオン対トリガーを用いた <math>W+c</math> 事象の探索</b>	<b>61</b>
6.1	$W+c$ 事象	61
6.2	$W+c$ 事象探索過程	62
6.3	ミュオン対トリガーを用いる利点	62
6.4	解析データ	63
6.5	事象選別	64
6.5.1	$W$ 候補の選別および再構成	64
6.5.2	$W$ 候補事象中におけるチャームジェットの識別	67
6.6	ミュオンの低運動領域の探索	68
<b>第 7 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>72</b>
<b>付録 A</b>	<b>ATLAS 実験で期待される物理</b>	<b>74</b>
A.1	標準模型 Higgs 粒子	74
A.1.1	Higgs 粒子の生成過程	74
A.1.2	Higgs 粒子の崩壊過程	76
A.1.3	Higgs 粒子探索の有効チャンネル	78
A.1.4	Higgs 粒子の 2011 年解析結果	79
	<b>参考文献</b>	<b>82</b>

# 目次

2.1	LHC 加速器 [3] . . . . .	12
2.2	地下 100m に設置された LHC リング [3] . . . . .	13
2.3	2011 年 LHC における瞬間ミノシティ [3] . . . . .	15
2.4	2011 年 LHC における積分ミノシティ [3] . . . . .	16
2.5	LHC における実験プロジェクト . . . . .	17
3.1	ATLAS 検出器の断面図。検出器は、高さ 25m、長さ 44m、重さ 7000t。 [3] . . . . .	19
3.2	粒子検出の概念図。荷電粒子の飛跡は内部飛跡検出器で測定される。光子や電子のエネルギーは電磁カロリメーターで電磁シャワーを検出することで測定する。入射粒子がハドロンの場合はハドロンカロリメーターでハドロンシャワーを検出することでエネルギーを測定する。相互作用を起こしにくいミュオンは最外層のミュオン検出器で検出される。 . . . . .	19
3.3	ATLAS 座標系 . . . . .	20
3.4	内部飛跡検出器 . . . . .	21
3.5	内部飛跡検出器バレル部拡大図 . . . . .	21
3.6	カロリメーター . . . . .	23
3.7	ミュオン検出器 . . . . .	24
3.8	ミュオン検出器 $R-z$ 平面断面図。図中の緑色および水色部は MDT を表し、黄色部は CSC を表す。RPC、TGC の位置はそれぞれ図中矢印で示す。 . . . . .	25
3.9	ミュオン検出器 (主に MDT) の $x-y$ 平面断面図。バレル部は large chamber (図中橙色部および黄色部で示す) と small chamber (図中青色部および緑色部で示す) の入れ子構造となっている。 . . . . .	25
3.10	MDT の構造 (左) とその断面図 (右) . . . . .	26
3.11	TGC の配置と構造 . . . . .	27
3.12	マグネットシステム . . . . .	28
3.13	エンドキャップとロイドの中央 ( $z = 1050$ cm) における $x-y$ 平面の磁力線 . . . . .	29
4.1	ATLAS トリガーシステム . . . . .	31
4.2	レベル 1 ミュオントリガーの概要 . . . . .	33

4.3	RPC の区分 . . . . .	34
4.4	TGC の配置と区分 . . . . .	35
4.5	例: $p_T 4 \text{ GeV}$ 以上用ミューオントリガーのスキーム . . . . .	37
5.1	LVL1 ミューオン対トリガーで取得された事象のオフラインミューオン数分布 . . . . .	39
5.2	2 つの RoI の間の $dR$ 分布。図中、赤、黒、青線で示すのはそれぞれオフラインミューオンが 0 個、1 個、2 個の場合についての $dR$ 分布である。左図は $0 < dR < 0.5$ 、右図は $0 < dR < 5.0$ で表示したものである。 . . . . .	40
5.3	2 つの”近い”RoI の分布 (エンドキャップ)。左図は $\eta$ が負の領域。右図は $\eta$ が正の領域。横軸は $x = \sin \theta \cos \phi$ 、縦軸は $y = \sin \theta \sin \phi$ である。 . . . . .	41
5.4	2 つの”近い”RoI の分布 (バレル) . . . . .	41
5.5	エンドキャップ部の TGC 検出器 (1/8 円) の重なり領域 (左) とバレル部の RPC 検出器の重なり領域 (右)。図の赤線部および赤線で囲った部分が検出器の重なり部分に相当する。 . . . . .	42
5.6	トリガー検出器におけるミューオンのダブルカウント . . . . .	42
5.7	LVL2 ミューオントリガーによるダブルカウントの排除 . . . . .	43
5.8	2 つの muFast の間の $dR$ 分布。左上から、バレル部に muFast ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界部に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。 . . . . .	44
5.9	2 つの muFast で組んだ不変質量分布 [GeV]。左上から、バレル部に muFast ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界部に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。 . . . . .	45
5.10	2 つの muComb の間の $dR$ 分布。左上から、バレル部に muComb ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界部に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。 . . . . .	46
5.11	2 つの muComb で組んだ不変質量分布 [GeV]。左上から、バレル部に muComb ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界部に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。 . . . . .	47
5.12	ダブルカウントカット前後のオフラインミューオンの数分布 . . . . .	49
5.13	ダブルカウントカット前後のミューオン対事象で組んだ不変質量分布。図の黒線はダブルカウントカット前の不変質量分布を示し、赤線はダブルカウントカット後の分布を示す。 . . . . .	50
5.14	$dR_{\text{small}}$ と $dR_{\text{large}}$ の定義 . . . . .	50

5.15	ダブルカウントカットで落ちる $J/\psi$ 事象の $dR_{small}$ と $dR_{large}$ の関係 . . . . .	51
5.16	ダブルカウントカットで落ちる $J/\psi$ 事象の模式図 . . . . .	51
5.17	トリガー検出器でダブルカウントされたオフラインミュオンの $\eta$ vs $p_T$ 分布 (左)、トリガー検出器で検出できなかったオフラインミュオンの $\eta$ vs $p_T$ 分布 (右)。図中赤点線はトリガー検出器のシグナル有感領域を示す。また、この事象は $p_T$ 4 GeV 用ミュオン対トリガーで取得されたものであるので、 $p_T$ が 4 GeV の位置を青点線で示した。 . . . . .	52
5.18	オンライン-ダブルカウントカット前/後のオフラインミュオン数 . . . . .	54
5.19	オンライン-ダブルカウントカット前/後の 2 つの RoI の間の $dR$ 分布。図中黒線がカットにより落ちる事象の $dR$ 分布であり、赤線がカットによって残る事象の $dR$ 分布である。縦軸は $\log$ で表記する。 . . . . .	55
5.20	オンライン-ダブルカウントカット前 (左) / 後 (右) の RoI の位置分布 . . . . .	56
5.21	オンライン-ダブルカウントカット前 (左) / 後 (右) の RoI の $\eta$ 分布 . . . . .	56
5.22	オンライン-ダブルカウントカット (左) / 後 (右) の RoI の $\phi$ 分布 . . . . .	57
5.23	オンライン-ダブルカウントカット前/後の $Z$ 粒子質量領域の不変質量分布 . . . . .	58
5.24	2 つのオフラインミュオンで計算した不変質量分布。黒線は $p_T$ 18 GeV 用シングルミュオントリガーで取得された事象。赤線は、 $p_T$ 18 GeV 用シングルミュオントリガーと $p_T$ 10 GeV 用ミュオン対トリガーが取得した事象の論理和をとったもの。 . . . . .	59
5.25	$p_T$ 18 GeV 用シングルミュオントリガーと $p_T$ 10 GeV 用ミュオン対トリガーが取得した事象の論理和をとったもの / $p_T$ 18 GeV 用シングルミュオントリガーで取得された事象 . . . . .	59
6.1	$W+c$ 事象生成のファインマンダイアグラム . . . . .	61
6.2	$W+c$ 事象のファインマンダイアグラム (ミュオンバージョンに書き直す予定) . . . . .	62
6.3	$W$ の $M_T$ 分布 . . . . .	66
6.4	$\mu$ の $\phi$ と $E_T^{miss}$ の $\phi$ の相関 (右)、 $\mu$ の $\phi$ 分布 (中央)、 $E_T^{miss}$ の $\phi$ 分布 (左) . . . . .	66
6.5	$\mu$ の $p_T$ と $E_T^{miss}$ の相関 (右)、 $\mu$ の $p_T$ 分布 (中央)、 $E_T^{miss}$ 分布 (左) . . . . .	66
6.6	$c$ クォーク由来のジェットの幾何学的特徴 . . . . .	68
6.7	$W$ 崩壊による $\mu$ と $c$ クォーク崩壊による $\mu$ の電荷相関 . . . . .	69
6.8	$W$ 崩壊による $\mu$ の $p_T$ と $c$ クォーク崩壊による $\mu$ の $p_T$ の相関 (右)、 $W$ の $\phi$ と $c$ -jet の $\phi$ の相関 (中央)、 $W$ の $p_T$ と $c$ -jet の $p_T$ の相関 (左) . . . . .	69
6.9	$p_T > 20$ GeV、 $p_T > 10$ GeV それぞれのカットを適用した時の $W$ の $M_T$ 分布 (左) としきい値を下げた際の増加分 (右)。左図の黒線は $p_T > 20$ GeV、青点線は $p_T > 10$ GeV の時の $M_T$ 分布。右図の赤点線は増加分に対し、ミュオン対トリガーが取得した事象。 . . . . .	70
6.10	増加した事象についての $W$ 崩壊による $\mu$ と $c$ クォーク崩壊による $\mu$ の電荷相関 . . . . .	71

6.11	増加した事象についての W 崩壊による $\mu$ の $p_T$ と c クォーク崩壊による $\mu$ の $p_T$ の相関 (右)、W の $\phi$ と c-jet の $\phi$ の相関 (中央)、W の $p_T$ と c-jet の $p_T$ の相関 (左) . . . . .	71
A.1	各生成モードにおける Higgs 粒子の生成断面積 . . . . .	75
A.2	Higgs 粒子生成過程 . . . . .	75
A.3	Higgs 粒子崩壊過程 . . . . .	77
A.4	Higgs 探索有効チャンネル . . . . .	79
A.5	Higgs 排除領域 ( $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ モード) . . . . .	80
A.6	Higgs 排除領域 ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ モード) . . . . .	80
A.7	Higgs 排除領域 ( $80 \text{ GeV} < M_H < 600 \text{ GeV}$ ) . . . . .	81
A.8	Higgs 排除領域 ( $0 \text{ GeV} < M_H < 150 \text{ GeV}$ ) . . . . .	81

# 第 1 章

## 序論

素粒子物理学において標準理論は、自然界に存在する力である「強い力」、「電磁力」、「弱い力」、「重力」の4つの力のうち、重力を除く3つの力を統合して記述した理論である。1970年代に提唱されてから現在までに加速器技術の発達に伴い GeV スケールまでの広いエネルギー範囲において検証が行われ、今のところ標準理論は実験結果を良く再現している。

表 1.1、1.2 に標準理論の構成粒子をまとめる。物質をつくる基本粒子はクォークとレプトンである。どちらもスピンの  $1/2$  のフェルミオンで、大きさのない点状粒子だと考えられている。クォークとレプトンは、電荷が1だけ異なる対が3対、合計6種類ずつ存在する。クォークで構成される粒子をハドロンと呼び、さらに大きくメソンとバリオンに分けられる。また、クォークやレプトンの間に働く力はスピン1のゲージ粒子により媒介される。「強い力」は8個の色電荷をもつグルーオン、電磁力は光子、弱い力は W、Z ボソンによりそれぞれ媒介される。さらに標準理論はこれらの粒子に質量を与える Higgs 場に伴うスピン0の Higgs 粒子を预言する。Higgs 粒子は標準理論の構成粒子の中で唯一未発見の粒子である。

Higgs 粒子の探索を主要な目的とした実験の一つに、ATLAS 実験がある。ATLAS 実験は、スイスのジュネーブにある大型陽子陽子衝突型加速器 (LHC) の衝突点の一つに設置された ATLAS 検出器を用いた陽子衝突実験である。LHC は 2008 年に稼働開始し、周長 27 km のビームトンネル、約 8 T の磁場を供給する超伝導電磁石などを用いて世界最高衝突エネルギーである 14 TeV での衝突を実現する。ATLAS 実験では Higgs 粒子以外にも SUSY 粒子 (標準理論を超える超対称理論において预言される、標準理論の構成粒子とスピンが  $1/2$  異なる粒子) の探索、標準理論の検証などが行われている。

Higgs 粒子や SUSY 粒子などの新粒子の多くは非常に不安定で、生成されてすぐにより安定な粒子へと崩壊する。よって崩壊先の粒子を余すことなく検出することが新粒子発見の鍵となる。

新粒子の多くには、終状態にミューオンを放出する崩壊モードが存在する。またミューオンは透過性が他の粒子と比べ非常に高く、陽子同士の衝突によって生成された多くの粒子の中から、厚い物質を貫通してくるため、検出器最外部での同定が容易となる。特に LHC のような陽子陽子衝突では終状態にハドロンを生成する反応が多く発生し、バックグラウンドとなるため、Higgs 粒子や SUSY 粒子がハドロンに崩壊するモードの測定は難しい。よってミューオンの正確な測定は特に陽

子衝突実験において非常に重要である。ATLAS 検出器は、超伝導電磁石と共に巨大なミュオン検出器を備えている。

ATLAS 検出器では、1 秒間に数千万回も起こる陽子衝突の中から、物理的に興味のあるほんの一部の衝突のみをオンラインで選別するトリガーシステムを採用している。

本論文では、主に前述のミュオン検出器を用いたミュオントリガーシステムについて述べる。物理的に興味のある事象は、高い横方向運動量（陽子ビームに対して垂直方向の運動量成分）をもったミュオンや、複数のミュオンを放出することが多い。ミュオントリガーはその様な特徴を瞬時に測定し、トリガー判断をする。2010 年の LHC 運転において、ミュオントリガーの内でミュオン対事象の取得を目的とするミュオン対トリガーに一部問題点があった。本研究ではその問題点の原因を突き止め、改良を行った。

またミュオン対事象はシングルミュオン事象と比べ事象頻度が低いため、ミュオン対トリガーの横方向運動量しきい値は、シングルミュオントリガーに比べ低く設定されている。よってミュオン対トリガーの利点は、シングルミュオントリガーでは取得しきれなかった低い横方向運動量のミュオンを取得できることにある。そこで本研究ではこの利点を利用し、終状態にミュオン対が観測される事象の 1 つとして、W ボソンに付随してチャームクォーク起源のジェットがある事象 (W+c 事象) に着目し、ミュオン対トリガーを用いることで W+c 事象のミュオンの低い横方向運動量領域が探索できるか調査した。

以下、第 2 章では LHC 加速器とその運転状況について述べる。第 3 章では ATLAS 実験で使用される ATLAS 検出器について説明する。第 4 章では ATLAS で採用しているトリガーシステムについて説明し、特に本研究に関連があるミュオントリガーシステムについて詳細に説明する。第 5 章ではミュオン対トリガーの 2010 年時点における問題点を調査し、改良を行った結果について述べる。第 6 章では改良を施したミュオン対トリガーを用い、W+c 事象の探索を行った結果について述べる。第 7 章ではまとめを述べる。

表 1.1 標準理論における物質を構成する粒子

	世代			電荷	スピン	相互作用
	1	2	3			
クォーク	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	強い力、電磁気力、弱い力
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$		
レプトン	e	$\mu$	$\tau$	-1	$+\frac{1}{2}$	電磁気力、弱い力
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0		

表 1.2 標準理論における力を媒介する粒子と Higgs 粒子

ゲージ粒子	質量 (GeV)	電荷	スピン	媒介する力
光子	$< 1 \times 10^{-27}$	0	1	電磁気力
$W^\pm$	$80.4 \pm 0.023$	$\pm 1$	1	弱い力
$Z^0$	$91.2 \pm 0.021$	0		
グルーオン	0	0	1	強い力
Higgs 粒子	$114 <$	0	0	

## 第 2 章

# LHC 加速器

LHC(Large Hadron Collider) は、スイス-フランス国境付近に位置する欧州原子核研究機構 (CERN) およびその周辺の地下 100m に建設された周長 27km の世界最大/最高エネルギーの陽子・陽子衝突型円形加速器である (図 2.1 , 2.2)。LHC では、標準理論の検証、質量の起源となる Higgs 粒子の探索、TeV スケールで発見が期待される標準理論を超える新しい物理の研究が行われる。

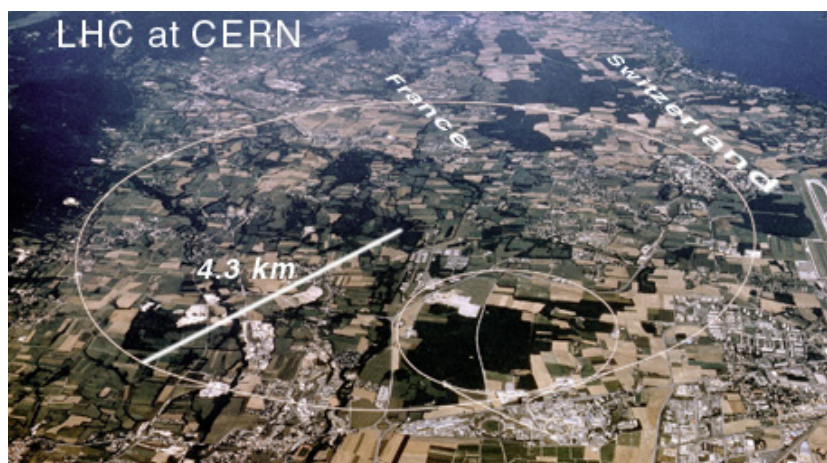


図 2.1 LHC 加速器 [3]



図 2.2 地下 100m に設置された LHC リング [3]

## 2.1 LHC 加速器のパラメーター

LHC の主なデザインパラメーターを表 1.1 に示す。陽子ビームは以下のように異なる加速器を組み合わせることで段階的にエネルギーを上げていき、最終的に 7 TeV まで加速させる。まず Linac から 50 MeV の陽子が入射され、それを Proton Synchrotron Booster(PSB) で 1.4 GeV まで加速させ、次に Proton Synchrotron(PS) で 25 GeV に加速させる。さらにそれを Super Proton Synchrotron(SPS) で 450 GeV に加速し、LHC のリングに入射させる。7 TeV の陽子ビームをリング内で周回させるため、強磁場によりビームを曲げる必要がある。LHC は 1232 基の超伝導双極電磁石を採用しており、8.33 T の磁場を供給する。

LHC は陽子を加速させるため、質量がその約 1836 分の 1 である電子を加速させる場合に比ベシクロトン放射によるエネルギー損失が小さい\*1。そのため重心系 14 TeV という世界最高エネルギーでの陽子衝突を可能にする\*2。陽子ビームはバンチと呼ばれる陽子の固まり (陽子数約  $10^{11}$  個) を 1 つの集合体とし、バンチ同士を衝突点でしばって衝突させる。衝突点では 1 バンチ衝突あ

\*1 磁場中を円運動する荷電粒子が、円軌道を 1 周するときシンクロトン放射により失うエネルギー  $\Delta E$  は 
$$\Delta E[\text{MeV/turn}] = \frac{4\pi\alpha\hbar c\beta^3\gamma^4}{3R} \propto \left(\frac{E}{m}\right)^4 \times \frac{1}{R}$$
 で与えられる。ここで  $\beta = v/c, \gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = E/mc^2$  である。

\*2 現在は 7 TeV で稼働しており、2012 年まで運転した後、約 2 年間かけてアップグレードを行い、その後 14 TeV で稼働を予定している

たり約 20-30 回の陽子衝突が起こる。リング 1 周あたりのバンチの数は 2808 個であり、バンチ間隔は 25ns である。

瞬間輝度 (ルミノシティ  $\mathcal{L}$ ) は衝突型加速器の基本パラメーターであり、単位時間あたりの断面積の逆数の次元を持つ。LHC において 1 秒あたりに生じる事象数  $N_{event}$  はルミノシティ  $\mathcal{L}$  を用いて次の式で与えられる。

$$N_{event}(s^{-1}) = \mathcal{L}(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})\sigma(\text{cm}^2) \quad (2.1)$$

このとき  $\sigma$  は対象となる物理事象の反応断面積である。ルミノシティが高いほど事象が多く生成される。ルミノシティ  $\mathcal{L}$  は、陽子ビームが横方向に Gauss 分布をしていると仮定すると次の式であらわされる。

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.2)$$

$n_b$ : バンチ数

$f_r$ : ビームの回転周期

$n_1, n_2$ : 2 つのビームそれぞれの 1 バンチあたりの陽子数

$\sigma_x, \sigma_y$ : ビームの水平、垂直方向の大きさ

表 2.1 LHC の加速器の主要デザインパラメーター

主リング周長	26.66km
重心系エネルギー	14 TeV
超伝導双極電磁石 (約 8T)	1232 個
陽子衝突頻度	40 MHz
バンチの数	2808 個
バンチ間隔	25ns
1 バンチあたりの陽子数	$10^{11}$ 個
瞬間輝度 (ルミノシティ)	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

## 2.2 2011 年の LHC 運転状況

2011 年、LHC は非常に順調に稼働した。図 2.3 は 2011 年の瞬間ルミノシティを時間の関数として表したものである。図から分かるように LHC は定期的に停止し、小規模なアップグレードを行うことで、段階的に瞬間ルミノシティを上げてきた。2011 年後半では最高  $3.65 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を記録した。この値は 2010 年の瞬間最高ルミノシティ  $2.1 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  の一桁以上高く、計画していた値（2010 年の 2.5-10 倍の瞬間ルミノシティ）を上回る結果となった。

図 2.4 は瞬間ルミノシティを時間で積分した値を時間の関数として表したものである。これは LHC が供給したデータ量に相当している。2011 年、LHC は  $5.6 \text{fb}^{-1}$  のデータを供給した。これは目標としていた  $1 \text{fb}^{-1}$  を大きく超え、2010 年の積分ルミノシティである  $45 \text{pb}^{-1}$  の約 1 万倍に相当する。これにより LHC で目指すテラスケールの新しい物理探索が多いに期待される年となった。

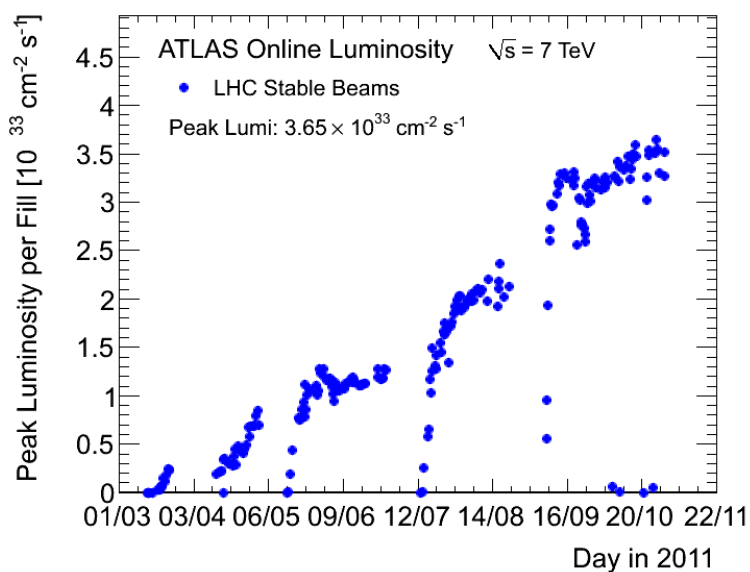


図 2.3 2011 年 LHC における瞬間ルミノシティ [3]

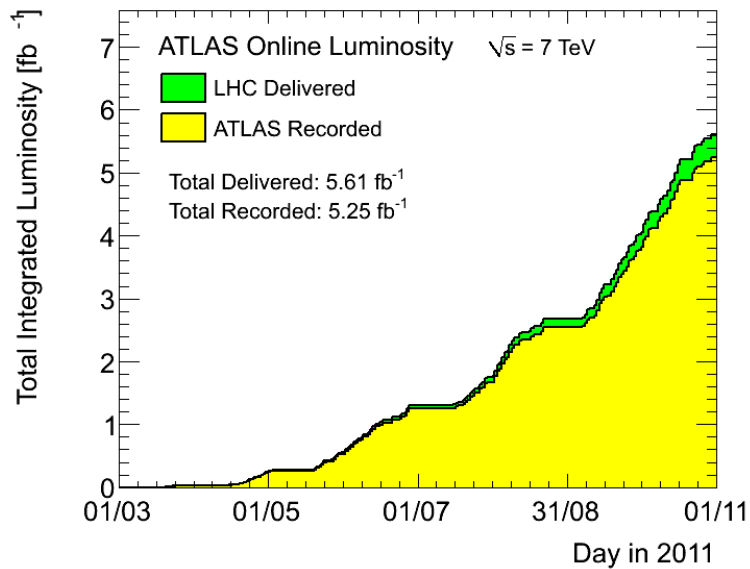


図 2.4 2011 年 LHC における積分ルミノシティ [3]

## 2.3 LHC における実験プロジェクト

LHC のビーム衝突点は 4 カ所存在し、それぞれの地点に検出器が設置される。4 つの検出器は後述する大型汎用検出器である ATLAS 検出器、および CMS 検出器、B 中間子の研究に特化した LHCb 検出器、重イオン衝突実験用の ALICE 検出器がある。図 2.5 は各検出器の LHC での位置を示す。LHC ではこれらの実験以外にも、反応全断面積測定の TOTEM 実験や、ビーム衝突点から超前方に発生するガンマ線や中性子を測定し、宇宙線シャワーの発達の研究を行う LHCf 実験などがある。

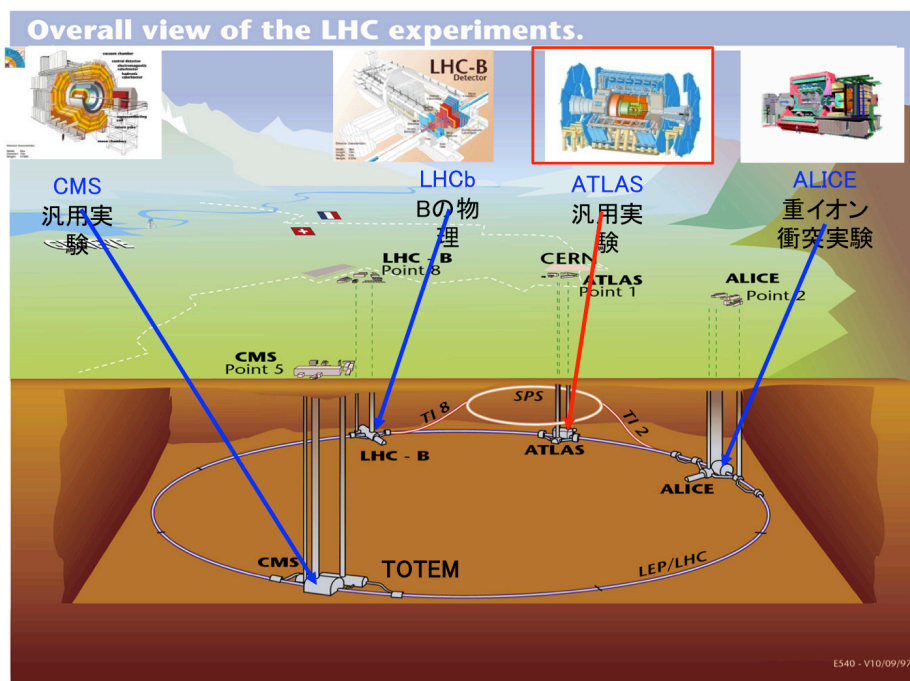


図 2.5 LHC における実験プロジェクト

## 第 3 章

# ATLAS 実験

ATLAS 実験では、標準理論の検証と新しい物理の探索を目的としており、特に Higgs 粒子や SUSY 粒子の発見が期待されている (Higgs 粒子のより詳しい説明と ATLAS 実験による最新の結果については付録を参照)。本章では、ATLAS 実験に用いられる粒子検出器である ATLAS 検出器について説明する。

### 3.1 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC の陽子衝突点に設置される大型汎用検出器の 1 つであり、陽子衝突点に対して検出器前方と後方が対称となるように設計されている。図 3.1 にその断面図を示す。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 の粒子検出器である。検出器の中心部で生成される Higgs 粒子などの希少な粒子は非常に不安定で、生成されたと同時に安定な粒子へと崩壊する。よって未知の粒子の探索には、生成した粒子全てをほぼ立体角  $4\pi$  で余す事なく検出し、事象を再構成する必要がある。

ATLAS 検出器における粒子検出の概念図を図 3.2 に示す。検出器は大きく分類して、内側から、内部飛跡検出器、カロリメーター、ミュオン検出器の 3 部構造となっており、ソレノイド電磁石、トロイダル電磁石が供給する強磁場により荷電粒子の飛跡を曲げて検出する。

内部飛跡検出器は、ソレノイド電磁石が作る 2T の強磁場中に設置され、高分解能な半導体検出器を用いて、荷電粒子の飛跡および衝突点の測定を行う。また電子の識別や、荷電粒子の飛跡から運動量を測定する。

電磁カロリメーターおよびハドロンカロリメーターは内部飛跡検出器の外側に設置される。カロリメーターは粒子が通ることによって発生するカスケードシャワーを利用し、電子や光子およびハドロンの同定やエネルギー測定を行う。

最外部にはミュオン検出器が設置され、ミュオンの飛跡が測定される。ミュオンは物質と相互作用しにくいいため、最外部での検出が可能となる。また、トロイダル電磁石が供給する強磁場により飛跡を曲げることで、その曲率から運動量を測定する。

各検出器の詳細については、次節以降説明する。

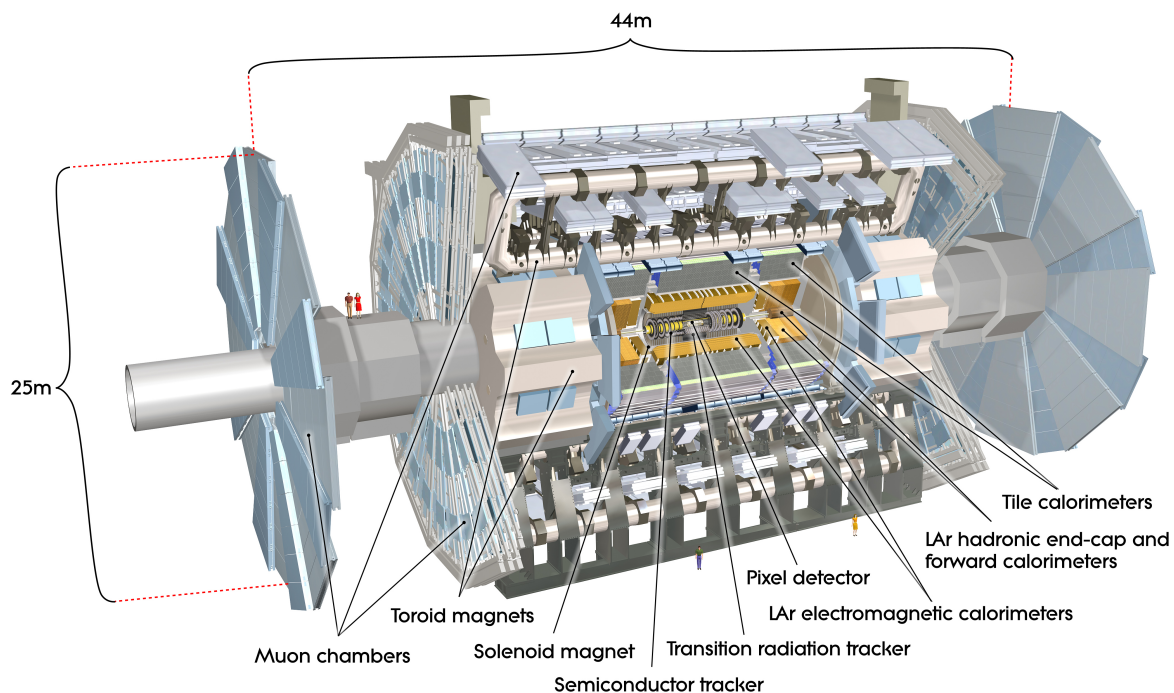


図 3.1 ATLAS 検出器の断面図。検出器は、高さ 25m、長さ 44m、重さ 7000t。 [3]

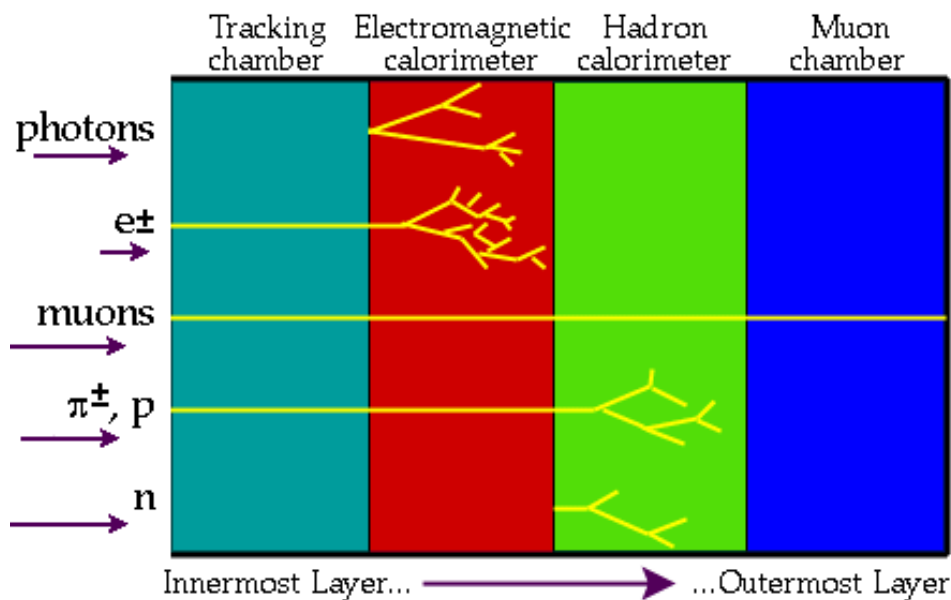


図 3.2 粒子検出の概念図。荷電粒子の飛跡は内部飛跡検出器で測定される。光子や電子のエネルギーは電磁カロリメーターで電磁シャワーを検出することで測定する。入射粒子がハドロンの場合はハドロンカロリメーターでハドロンシャワーを検出することでエネルギーを測定する。相互作用を起こしにくいミュオンは最外層のミュオン検出器で検出される。

ここで ATLAS で使用される座標系を図 3.3 に示す。ビーム軸にそって  $z$  軸、LHC リングの中心点に向かい  $x$  軸、鉛直上向きに  $y$  軸を右手系でとる。さらに ATLAS では、ビーム軸に垂直な方向を  $R$  方向 ( $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ )、ビーム軸周りを周回する方向に  $\phi$  方向 ( $-\pi < \phi < \pi$ ) をとった円筒座標系を採用する。また衝突点から引いた線とビーム軸のなす角を  $\theta$  ( $0 < \theta < \pi$ ) とし、擬ラピディティ  $\eta$  を

$$\eta = -\log\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

$$(-\infty < \eta < \infty)$$

と定義し、これを  $\theta$  のかわりに用いる。 $\theta = \frac{\pi}{2}$  が  $\eta = 0$  に相当する。また、運動量の  $xy$  平面への射影成分 ( $p \sin \theta$ ) を横方向運動量  $p_T$  (transverse momentum) と呼ぶ。

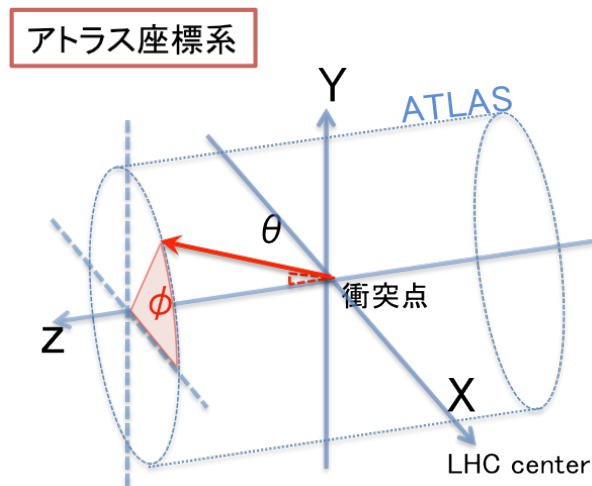


図 3.3 ATLAS 座標系

ATLAS では主にこの  $\eta$  と  $\phi$  を採用し、粒子の位置 (方向) を示す。また、ATLAS 検出器の側面部 ( $|\eta| < 1.0$ ) をバレル部、両端部 ( $|\eta| > 1.0$ ) をエンドキャップ部と呼ぶ。さらにエンドキャップは、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 ( $|\eta| > 1.9$ ) をフォワードと分けて呼ぶこともある。

### 3.1.1 内部飛跡検出器

陽子衝突点に最も近い位置に設置されるのが内部飛跡検出器である。内部飛跡検出器は、超伝導ソレノイド磁石が作る 2T の強磁場中に設置され、電子、光子、ジェットの識別、粒子の方向やエネルギーの測定を行う。荷電粒子は磁場中で R- $\phi$  方向に曲げられ、その曲率半径から運動量が測定される。そのため検出器は特に R- $\phi$  方向の位置分解能に重点を置いて配置される。図 3.4 にその全体図、図 3.5 にその拡大図を示す。内部飛跡検出器は長さ 6.2m、直径 2.1m で、主に 3 つに大別され、内側からピクセル検出器 (Pixel)、シリコンマイクロストリップ検出器 (SCT)、遷移輻射検出器 (TRT) からなる。

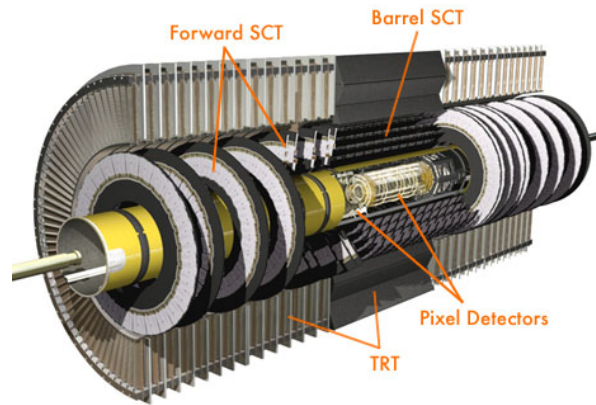


図 3.4 内部飛跡検出器

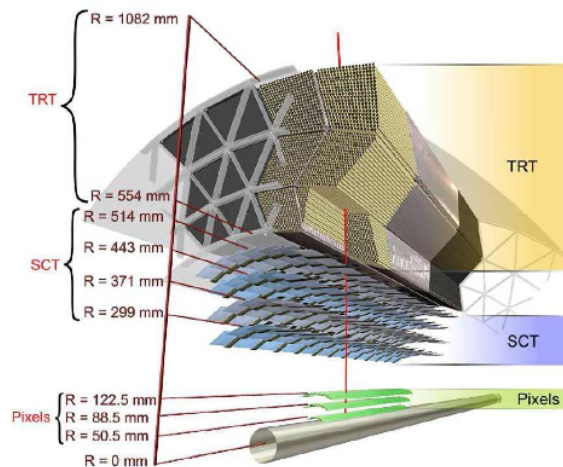


図 3.5 内部飛跡検出器バレル部拡大図

### ピクセル検出器 (Pixel)

内部飛跡検出器の中でも衝突点から最も近い領域に設置され、 $|\eta| < 2.5$  をカバーする。1 ピクセルが  $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$  のシリコン検出器である。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を持つ。主に衝突点の測定に使用される。

### シリコンマイクロストリップ検出器 (SCT)

ピクセル検出器の外側に設置され、 $|\eta| < 2.5$  をカバーする。細長い有感領域を平行に並べた半導体検出器である。位置分解能は、R- $\phi$  方向で  $17\mu\text{m}$ 、z 方向で  $580\mu\text{m}$  である。2 層を互いに  $40\text{mrad}$  傾けることで、2 次元の位置検出が可能となっている。

### 遷移輻射検出器 (TRT)

シリコン・トラッカーの外側に設置され、 $|\eta| < 2.0$  をカバーする。半径  $4\text{mm}$  のストローチューブ検出器を 36 層積層することで、R- $\phi$  方向のみの検出を行う。各チューブの固有位置分解能は  $130\mu\text{m}$  である。バレル部のストローチューブの長さは  $144\text{cm}$  で約  $\eta = 0$  の位置で 2 つに分かれている。遷移輻射<sup>\*1</sup>を利用した電子の識別や、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。

内部飛跡検出器を構成する各検出器の主なパラメーターを表 3.1 にまとめる。

表 3.1 内部飛跡検出器の主なパラメーター

Type	Resolution( $\mu\text{m}$ )		Coverage
	$r\phi$	$z$	
Pixel	10	115	$ \eta  < 2.5$
SCT	17	580	$ \eta  < 2.5$
TRT	130	-	$ \eta  < 2.0$

### 3.1.2 カロリメーター

カロリメーターは内部飛跡検出器の外側に設置され、主に電子と光子の識別、ジェットの識別、粒子の位置やエネルギーの測定を行う。図 3.6 にその全体図を示す。カロリメーターは  $|\eta| < 4.9$  の広い  $\eta$  領域をカバーし、 $\eta$  領域によって求められる放射耐性や対象とする物理が変わるため異なる検出器を用いている。カロリメーターは主に電子と光子のエネルギーを測定する電磁カロリメーターとハドロンエネルギーを測定するハドロンカロリメーターから構成される。

<sup>\*1</sup> 誘電率の異なる物質の境界面を荷電粒子が通過する際に生ずるわずかな量の放射

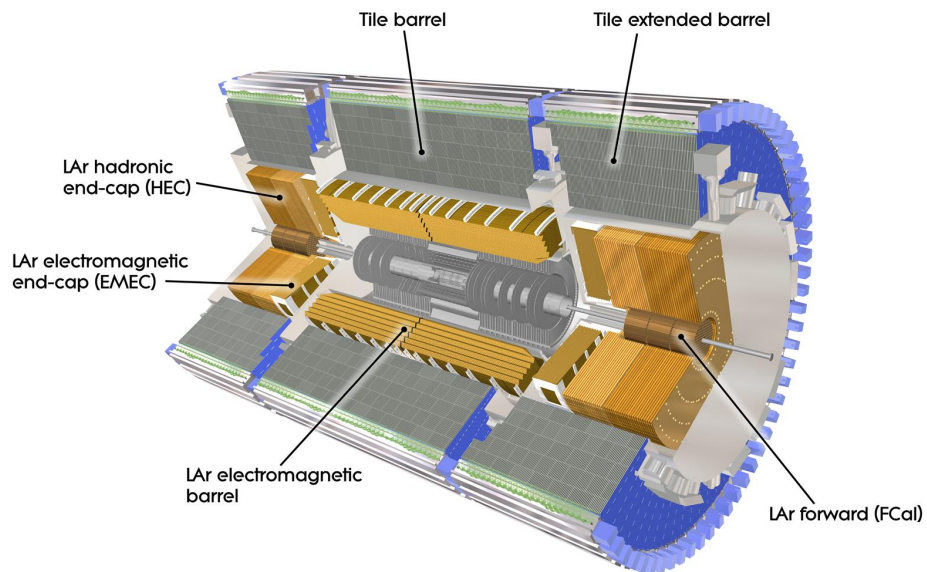


図 3.6 カロリメーター

### 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは鉛の吸収体と液体アルゴンから成るアコーディオン構造をしたカロリメーターで各層は細分化されており、エネルギーおよび位置分解能に優れている。主に電磁シャワーのエネルギー測定と、電磁シャワーの発達形状から電子と光子の識別を行う。バレル部 ( $|\eta| < 1.45$ ) と2つのエンドキャップ部 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) に分けられ、さらにバレル部は  $z = 0$  で4mmの間隔を空けて2等分されている。ビーム軸周回方向に完全に対称に隙間なく設計されている。

### ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターは電磁カロリメーターの外側に設置され、主にハドロンの識別、エネルギー測定、ジェット測定を行う。バレル部分は鉄の吸収体とタイル型のシンチレーターからなるタイルカロリメーター、エンドキャップ部分は銅の吸収体と液体アルゴンからなる液体アルゴンカロリメーターで構成される。

### 3.1.3 ミューオン検出器

標準理論における興味深い物理や新物理の事象の多くは、横方向運動量が高く、孤立したミューオンを終状態に出す事がある。よってこれらの特徴をもったミューオンを効率よく検出することが非常に重要である。

ミューオンは他の粒子と比べ寿命が長く ( $2.2\mu s$ )、また物質の透過力が高い\*2ため、ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最も外側に設置され、ミューオンの同定を行うとともに、超伝導トロイダル磁石が供給する  $\phi$  方向の磁場 (バレル部で約 0.5 T、エンドキャップ部で約 1 T) により、 $R-z$  平面で曲げられたミューオンの軌跡から運動量を決定する。

図 3.7 にミューオン検出器の全体図を示す。ミューオン検出器は飛跡精密測定用検出器である MDT(Monitored Drift Tube) と CSC(Cathode Strip Chamber)、さらにトリガー判定用検出器である RPC(Resistive Plate Chamber) と TGC(Thin Gap Chamber) から構成される。MDT はバレル部とエンドキャップ部両方に設置される。CSC はフォワード部 (エンドキャップの中で  $|\eta|$  が大きい領域:  $2.0 < |\eta| < 2.7$ ) に設置され、多量のバックグラウンド環境下でミューオンを精度よく検出する。RPC はバレル部、TGC はエンドキャップ部に設置される。

図 3.8 は、ミューオン検出器の  $R-z$  平面断面図を表し、図 3.9 は、 $x-y$  平面断面図を表す。それぞれの検出器は 3 層に重ねられ、各層におけるミューオンのヒット情報を用いてミューオンの飛跡を再構成する。

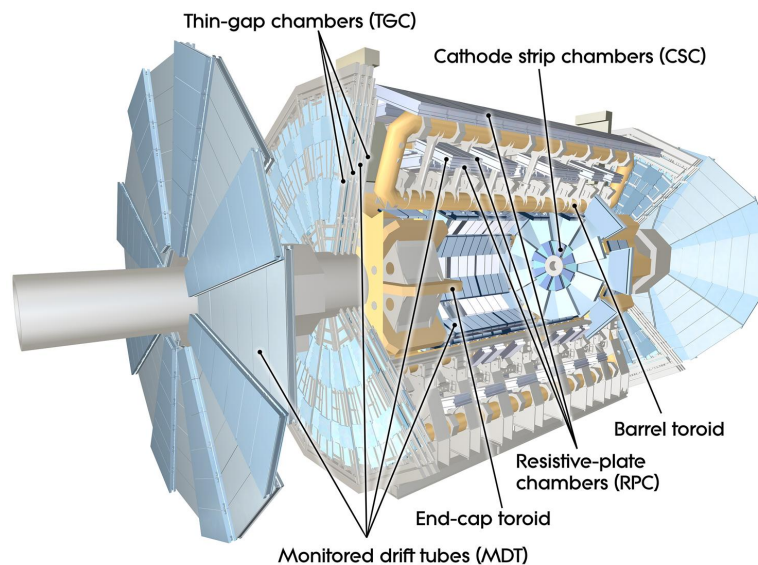


図 3.7 ミューオン検出器

\*2 ミューオンの質量は電子の質量の約 200 倍重く、制動放射によるエネルギー損失は質量の 2 乗に反比例するため、物質中でエネルギーを失いにくい



### MDT(Monitored Drift Tube)

MDT の構造を図 3.10(左) に示す。MDT はドリフトチューブを積層した構造であり、ビーム軸を囲む円の接線方向に平行にドリフトチューブが敷かれる。図 3.10(右) にドリフトチューブの構造を示す。直径約 3mm のチューブ内にはアルゴン/二酸化炭素の混合ガス (93:7) が満たされており、そこにミュオンが通ることで分子を電離させ、電子が放出される。チューブ内は 3080 V の電圧がかかっており、電子はその電圧により中心のタングステン-レニウムワイヤーに向かって集められる。MDT はそのドリフト時間とシグナルの大きさからミュオンの  $\eta$  方向の位置を精密に測定する。最大ドリフト時間は  $\sim 700$  ns であり、各チューブの平均位置分解能は  $80 \mu\text{m}$  である。MDT はバレル部、エンドキャップ部の広い  $\eta$  領域 ( $|\eta| < 2.7$ ) をカバーし、速度能力の上限は  $150 \text{cm Hz/cm}^2$  である。

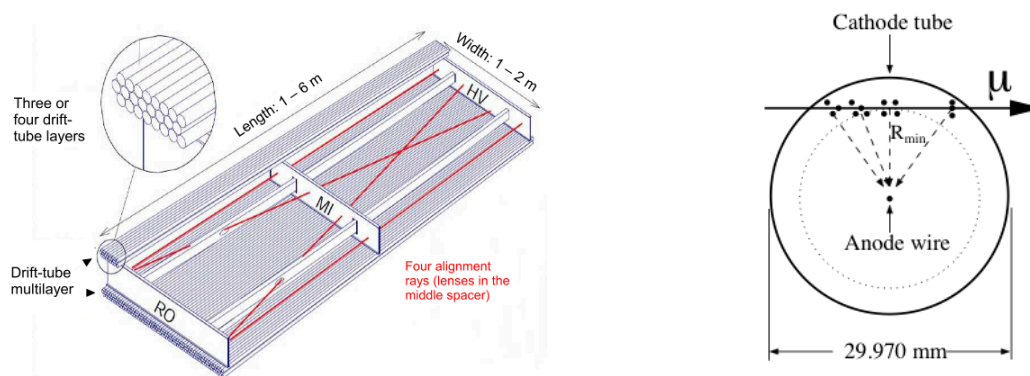


図 3.10 MDT の構造 (左) とその断面図 (右)

### CSC(Cathode Strip Chamber)

MDT の第一層目における  $|\eta| > 2.0$  領域では特にイベントレートが高く、その速度能力の  $150 \text{cm Hz/cm}^2$  を超えてしまう。そこでその部分のみ速度能力が最大  $1000 \text{cm Hz/cm}^2$  の CSC に置き換える (図 3.8 黄色部)。CSC は Cathode 読み出しの MWPC(Multi-Wire Proportional Chamber) である。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。位置分解能は  $60 \mu\text{m}$ 、最大ドリフト時間は  $30 \text{ns}$  である。CSC はビーム軸に近い位置に設置されるため、放射耐性が中性子、 $\gamma$  線に対する感度も考慮した設計になっている。バックグラウンドとしてミュオン測定の影響になる中性子への感度は  $10^{-4}$  未満と小さく、 $\gamma$  線に対する感度も 1% 程度である。

### RPC(Resistive Plate Chamber)

RPC は  $|\eta| < 1.05$  のバレル部に設置されるトリガー用検出器である。トリガーに用いるため測定精度よりも読み出し速度に重点をおいて開発されている。アノードにワイヤーを用いず、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。ストリップ間隔は2mmであり、印加電圧は9800Vである。位置分解能は1cmである。

### TGC(Thin Gap Chamber)

TGCはエンドキャップ部 ( $1.05 < |\eta| < 2.7$ ) に設置されているトリガー用検出器である。TGCの構造はMWPC(Multi-Wire Proportional Chamber)でアノードワイヤとカソードストリップの信号を読み出すことにより、2次元位置測定が可能である。ワイヤがR方向、ストリップがφ方向の情報を与える。図3.11にTGCの構造を示す。TGCはエンドキャップ部分を円盤状にカバーするため、各チェンバーの外形は台形になっており、その大きさは配置場所によって異なるが、1辺が1-2mほどである。カソード面に挟まれた領域には二酸化炭素とn-ペンタンの混合ガス(55:45)が満たされており、TGCを通過した荷電粒子は二酸化炭素を電離し、電子・陽子イオン対を作り出す。ワイヤには2900Vの高電圧が印加されており、電離により発生した電子をガス増幅させてシグナルを得る。LHCの25nsのバンチ衝突頻度に対応するため、ワイヤ間隔を1.8mmと狭くすることで電子のドリフト時間を25ns以内している。位置分解能は約1cmである。

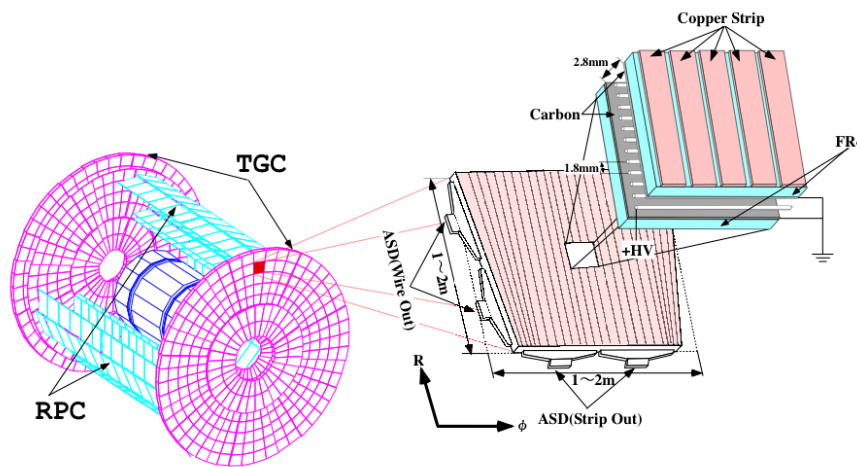


図 3.11 TGC の配置と構造

各チェンバーの主なパラメーターを表3.2にまとめる。

表 3.2 各ミューオン検出器の主なパラメーター。ただし、表中の位置分解能はチェンバーのアライメントエラーは含まない。また時間分解能は1チェンバーの固有分解能である。

Type	Function	Chamber resolution(RMS)in			Coverage
		$z/R$	$\phi$	time	
MDT	tracking	$35\mu\text{m}(z)$	-	-	$ \eta  < 2.7$
CSC	tracking	$40\mu\text{m}(R)$	5 mm	7 ns	$2.0 <  \eta  < 2.7$
RPC	trigger	10 mm( $z$ )	10 mm	1.5 ns	$ \eta  < 1.05$
TGC	trigger	2-6 mm( $R$ )	3-7 mm	4 ns	$1.05 <  \eta  < 2.7$

### 3.1.4 マグネットシステム

ATLAS 検出器は、バレル部に位置するソレノイド電磁石、バレル部およびエンドキャップ部に位置するトロイダル電磁石の2種類の電磁石を備えており、いずれも超伝導電磁石である。マグネットシステムの全体図を図 3.12 に示す。

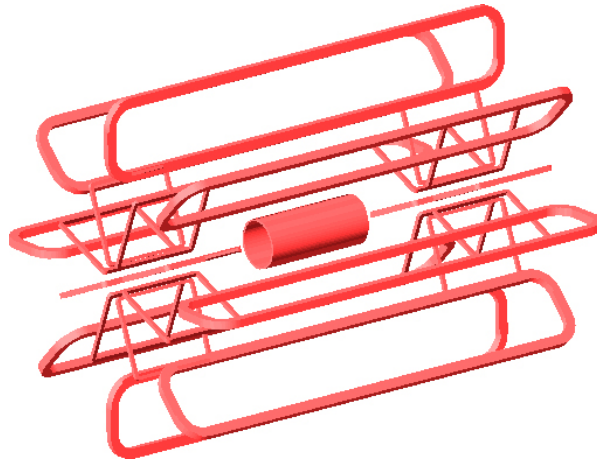


図 3.12 マグネットシステム

#### ソレノイド電磁石

ソレノイド電磁石は内部飛跡検出器の外側、かつカロリメーターの内側に設置され、内部飛跡検出器に約 2T のビーム軸方向の磁場を与えている。ソレノイドの  $z$  軸方向の長さは 5.8 m、内径が 2.46 m、外径が 2.56 m である。カロリメーターよりも内側に配置しているため、そのエネルギー測定に影響がでないよう、その厚みを最小限にしている。

### トロイダル電磁石

トロイダル電磁石は、バレル部分とエンドキャップ部分に分けられる。各部分は  $\phi$  方向に 8 回対称となるよう 8 つのコイルからなり、ミュオン検出器にバレル領域で約 0.5 T、エンドキャップ領域に約 1 T の磁場を供給している。また多重散乱を抑えるため空芯になっている。図 3.13 にエンドキャップにおける  $x-y$  平面での磁力線を示す。図より磁場は  $\phi$  方向成分以外にも  $R$  方向成分もあることが分かる。

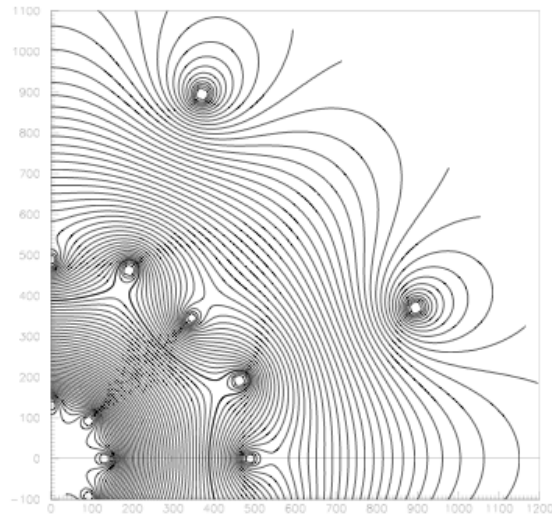


図 3.13 エンドキャップとロイドの中央 ( $z = 1050$  cm) における  $x-y$  平面の磁力線

## 第 4 章

# ATLAS トリガーシステム

ATLAS 検出器では最高 40 MHz の頻度でバンチ衝突が起こる。また 1 バンチ衝突あたりのデータ量は数 MB にもなるので、全てのデータを取得しようとする毎秒数 TB のデータ量になり、ATLAS のディスク書き出し速度の制限から、全ての衝突の情報を保存することはできない。そこで多くの背景事象の中から興味深い事象だけをオンラインで選別するトリガーシステムが用いられる。

トリガーシステムは興味のある事象に共通するミューオン、電子、タウ粒子、 $b$ クォーク、ジェットなどの検出器に特徴的なシグナルをもとに事象の選別を行う。ATLAS のトリガーシステムの構造を図 4.1 に示す。ATLAS 検出器では、トリガー判断の前に次の衝突が起こるため、パイプライン処理によって一時的にデータを貯めておくことにより、デッドタイムフリーなトリガーとなっている。また、圧倒的にバックグラウンド優位な事象の中から、希少な物理的に興味のある事象を効率よく選びだすため、LVL1(Level1 trigger)、LVL2(Level2 trigger)、EF(Event Filter) の 3 段階のトリガーで段階的に事象の選別を行っている。最終的に約 200Hz 程度まで事象を落とし、データを記録する。以下、各レベルのトリガーについて簡単に説明する。

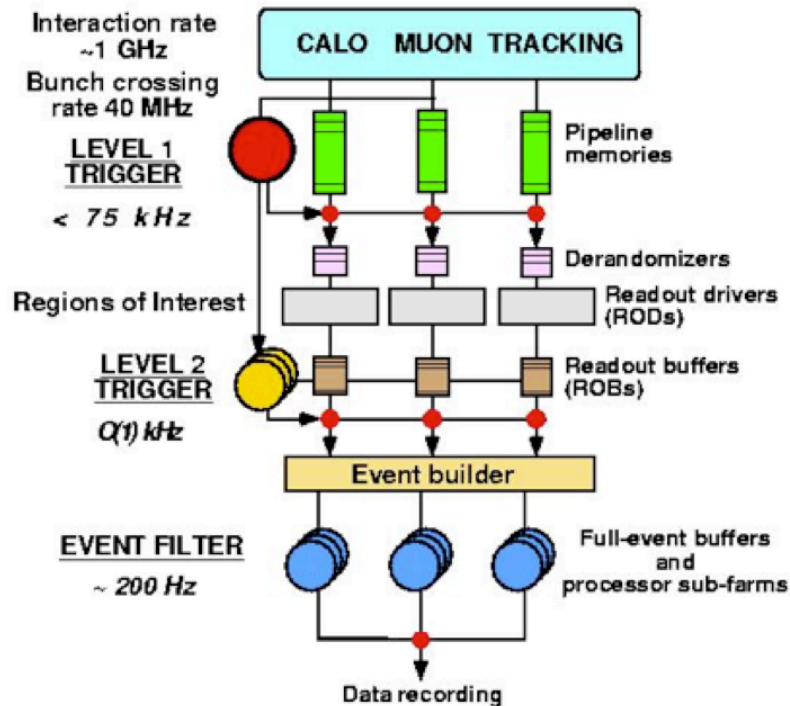


図 4.1 ATLAS トリガーシステム

## レベル1トリガー

レベル1トリガーはイベントレートを 40MHz から 75kHz(100kHz までアップグレード可能) まで落とす。この際、処理に時間のかかる内部飛跡検出器の情報は用いず、主にカロリメーターとトリガー用ミュオン検出器 (TGC、RPC) の情報を使う。エレクトロニクスでシグナルの大まかな位置 RoI(Region of Interest), 運動量、エネルギーを測定し、各バンチに対するトリガー判定を行う。イベントレートは 25 ns だが、パイプライン処理により 100 イベント分を保持することができるため、処理時間の上限は  $2.5 \mu s$  である。

## レベル2トリガー

レベル2トリガーはイベントレートを 75kHz から 5kHz 程度にまで落とす。各イベントの全データのうち、約 1-2 % を占める RoI 部分周辺情報のみ用いることで、カロリメーター、MDT、内部飛跡検出器を用いて限られた時間でより精度のよい事象選別を行う。イベントは並列処理によりトリガー判定が行われる。1 イベントにかける処理時間の上限は 40 ms であるが、トリガー判定の精度を粗くすることで 10 ms より高速にすることも可能である。

## イベントフィルター

イベントフィルターにより最終的なイベントレートが 200Hz まで落とされる。内部飛跡検出器、カロリメーター、ミュオン検出器の全検出器情報を用いて、オフライン解析に近い精度で最終的な事象選別を行う。イベントフィルター全体のトリガーレートは 200 Hz だが、並列処理が行われるため、1 イベントにかかる処理時間は  $\sim 4$ s である。レベル 2 とイベントフィルターを合わせて HLT(High Level Trigger) と呼ぶ。

### 4.1 ミューオントリガーシステム

前述のように ATLAS のトリガーシステムは、ミュオン、電子、タウ粒子、 $b$  クォーク、ジェットなど、各対象ごとに専用のトリガーシステムを備えている。<sup>\*1</sup>中でもミュオントリガーは日本グループが特に貢献し、本研究に関係があるため、本節でより詳細に説明する。

#### 4.1.1 レベル 1 ミューオントリガー

レベル 1 ミューオントリガーは、バレル部分を担当する RPC とエンドキャップ部分を担当する TGC の 2 つの検出器からなる。レベル 1 ではトリガーレートが高いため、ハードウェアにより高速でトリガー判定を行う。またトリガーに用いる検出器は時間測定精度が高いため、検出されたミュオン候補がどのバンチ衝突から来たものなのかを識別することができる。図 4.2 にトリガー検出器の概要を示す。RPC、TGC どちらもそれぞれ 3 層構造となっている。トリガーアルゴリズムの基本原理は、図 4.2 に示すような衝突点から検出器に引いたミュオンの通り道(ロード)内に複数の層で同期信号を要求することである。ミュオンの曲がり具合はミュオンの横方向運動量( $p_T$ )により異なるため、ロードの幅を広げる(狭める)ことによりしきい値を下げる(上げる)ことができ、全部で 6 段階の  $p_T$  しきい値を設定している。バレルとエンドキャップそれぞれから来たミュオンのトリガーシグナルは各バンチ衝突ごとにまとめられてレベル 1 のトリガー判定を行う。

#### バレル部 (RPC)

ミュオントリガーのバレル部 ( $|\eta| < 1.05$ ) は RPC 検出器が用いられる。RPC の位置-時間分解能は  $1\text{ cm} \times 1\text{ ns}$  で、速度能力は約  $1\text{ kHz/cm}^2$  である。RPC は、図 4.2 に示されるように、内側から RPC1、RPC2、RPC3 の 3 層からなり、RPC1、RPC2 は衝突点から動径方向に約 7.5 m、RPC3 は約 10 m の位置にある。各層はさらに独立して動作する 2 つの検出器の層の組み合わせ(以下ダブレットと呼ぶ)で構成され、それぞれが  $\eta$ 、 $\phi$  を測定する。装置間の不感領域をなくすため、RPC を部分的に  $\eta$  方向に重ねて配置している。

---

<sup>\*1</sup> 異なる対象同士を組み合わせたトリガーもある

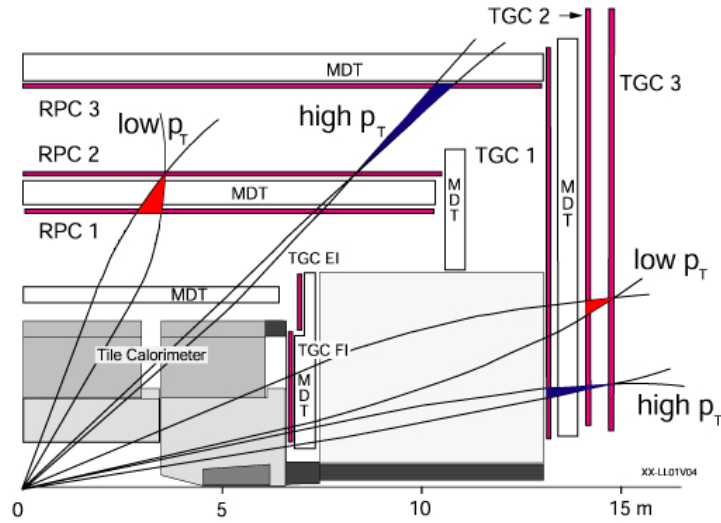


図 4.2 レベル1 ミューオントリガーの概要

RPC におけるトリガー判断は、全部で 6 段階ある  $p_T$  しきい値のうち、下の 3 段階と上の 3 段階で仕組みがやや異なる。低  $p_T$  用の 3 段階の場合、トリガー判断は以下の仕組みで行われる。飛跡のヒットが RPC2 (pivot plane と呼ばれる) にあった場合、衝突点と pivot plane のヒットを結んだ線を中心としたロード内で RPC1 のヒットを探す。この際ロードの幅は  $p_T$  が高いほど狭くする。そこで  $\eta$  方向と  $\phi$  方向それぞれで、2 つのダブレット層、つまり計 4 層のうち 3 層で同期信号をとる。それによりノイズによる偶発的なトリガーを大幅に削減することができる。

一方、高  $p_T$  用のトリガー判断は、RPC1 と RPC2 で作られた低  $p_T$  用のトリガー情報と、さらに RPC3 で発行された情報を利用する。ロードの中心は低  $p_T$  の場合と同じく、衝突点と pivot plane のヒットを結んだ線である。そのロード内に  $\eta$  方向と  $\phi$  方向それぞれで、低  $p_T$  用トリガーのヒット条件に加え、RPC3 のダブレット層のうち少なくとも 1 つの層でヒットがあることを要求する。以上のトリガー条件をみたした  $\eta$  と  $\phi$  の情報を、組み合わせて RoI (Region of Interest) と定義し、レベル 2 トリガーに送られる。

バレル部のミューオントリガーは  $\eta > 0$  と  $\eta < 0$  の 2 つの部分に分けられ、さらにそれぞれが論理的に同一のセクターと呼ばれる 32 個の領域に分割される (図 4.3)。セクターは RPC の 2 層目と最外層において、 $\phi$  方向に 8 回対称となっている large chamber と small chamber のそれぞれをさらに  $\phi$  方向に 2 分割した領域である。ここで large chamber を 2 分割した領域を large セクター、small chamber を 2 分割した領域を small セクターと呼ぶ。セクターは、さらに Pad と呼ばれる領域に分けられる。large セクターは 7 つの Pad に分けられ、small セクターは 6 つの Pad に分けられる。Pad が占める領域は  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$  である。Pad はさらに RoI に分けられ、これがトリガー処理の最小単位となる。RoI の占める領域は  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$  である。よって Pad の数の合計は、large セクターで  $7 \times 2 \times 32$ 、small セクターで  $6 \times 2 \times 32$  なので、832 個である。さらに 1 つの Pad は RoI 4 つ分なので、RPC が発行する RoI の領域は全部で 3328 通り

となる。

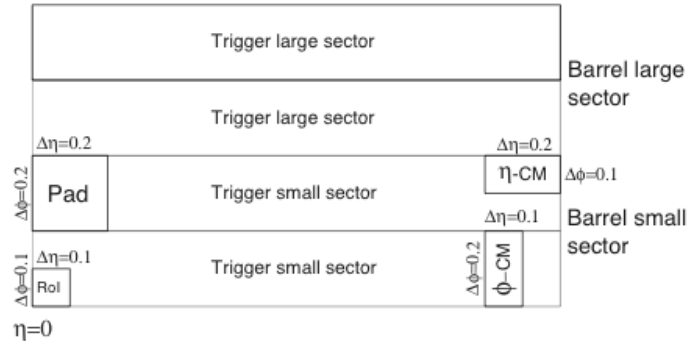


図 4.3 RPC の区分

バレル部のミュオントリガーの処理時間は約  $2.1\mu\text{s}$  である。

### エンドキャップ部 (TGC)

ミュオントリガーのエンドキャップ部 ( $1.05 < |\eta| < 2.4$ ) は TGC 検出器が用いられる。TGC は RPC ほど時間分解能は良くないが、25ns 毎に起こる LHC のバンチ衝突を 99% の効率で正しく識別することができる。またバレルよりも事象頻度が高いエンドキャップ領域に設置されるため、速度能力は  $20\text{ kHz/cm}^2$  と非常に優れている。

TGC は内部に混合ガスが満たされた 9 つの層から構成され、 $z$  軸の位置によって 4 つの部分に分けられる (図 4.2)。 $|z| \sim 7\text{ m}$  に位置するのは EI(Endcap Inner)、FI(Forward Inner) と呼ばれる 2 層構造 (doublet) になっている。 $|z| \sim 14\text{ m}$  に位置する 7 つの層は、3 層構造 (triplet) で衝突点から最も近い位置にある TGC1、2 層構造の TGC2、同じく 2 層構造で衝突点から最も離れている TGC3(pivot plane と呼ばれる) に分けられ、トリガー判定には主にこの 7 層が用いられる。

TGC の各層は  $\phi$  方向に 8 回対称となるよう円盤状に設置され、約 1 辺が 1-2m ほどの台形型のチェンバーから構成される。1/8 円はさらに  $R$  方向に 2 分割され、フォワード領域 ( $|\eta| > 1.9$ ) とエンドキャップ領域 ( $|\eta| < 1.9$ ) に分けられる。TGC のアノードワイヤーは  $\phi$  方向に並べられ、6-20 本 (幅にして 10.8mm 55.8mm) をまとめて 1 つのチャンネルとして読み出して  $R$  方向の位置の検出を行う。また各チェンバーに 32 本あるストリップはワイヤーと直交して並べてあり、その 1 つの幅はエンドキャップ領域で 4mrad、フォワード領域では 8mrad に相当し、 $\phi$  情報として読み出される。

TGC のトリガー判断の仕組みは以下の通りである。まず TGC 最外層である pivot plane でのミュオンの通過位置と衝突点を結ぶ線を、無限大の運動量をもったミュオンの飛跡とする。この無限大運動量を仮定した飛跡と衝突点により近い層 (TGC1 および TGC2 層) でのミュオンのヒットとの距離の差は、ミュオンの持つ運動量に相関がある。そこで、その差を  $\Delta R$ 、 $\Delta\phi$  それぞれに検出することでミュオンの運動量を求める。

TGC の場合は全部で 6 段階ある  $p_T$  しきい値のうち、下の 1 段階と上の 5 段階で 2 種類のトリガー判断のしくみを設けている。まず低  $p_T$  用の 1 段階の場合、pivot と TGC2 の 2 つの doublet 層を用いて求められる。ワイヤー、ストリップともに計 4 層のうちで 3 層以上でロードの範囲内にヒットがあるかどうかで判定を行う。また高  $p_T$  用の 5 段階の場合、低  $p_T$  用の条件に加え TGC 1 triplet 層で、ワイヤーでは 3 層の内 2 層以上、ストリップでは 2 層のうち 1 層以上で、ロードの範囲内にヒットを探して判定を行う。以上のトリガー条件を満たした  $R, \phi$  が組み合わされて RoI となる。

エンドキャップ部のトリガー区分を pivot plane の  $1/8$  円を用いて説明する (図 4.4)。pivot plane はまず  $|\eta| < 1.92$  のエンドキャップ領域と  $|\eta| > 1.92$  のフォワード領域に大別される。さらに各  $1/8$  円領域は、エンドキャップ領域で  $\phi$  方向に 6 分割、フォワード領域では 3 分割され、その領域をトリガーセクターと呼ぶ (図 4.4 緑で囲った部分)。このトリガーセクターの  $\phi$  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はエンドキャップ領域では  $\eta$  方向に 37 分割、 $\phi$  方向に 4 分割、フォワード領域では  $\eta$  方向に 16 分割、 $\phi$  方向に 4 分割され、それぞれサブセクターと呼ばれる (図 4.4 赤塗りつぶし)。サブセクターは 8 ワイヤーと 8 ストリップに対応しており、トリガー処理の最小単位であり RoI でもある。

エンドキャップ部のミュオントリガーの処理時間は約  $2.1\mu\text{s}$  である。

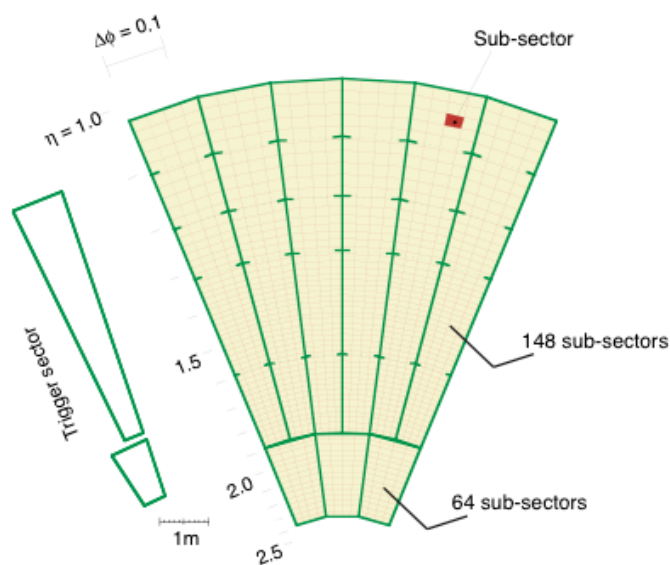


図 4.4 TGC の配置と区分

## 4.1.2 レベル2ミューオントリガー

レベル2ミューオントリガーはソフトウェアによるトリガー判定を行い、muFast、muCombと呼ばれる2段階のミューオン運動量計算アルゴリズムが存在する。

### muFast

第一段階として、ミューオン検出器の情報のみを用いる計算アルゴリズム (muFast) が働く。トリガー判定には主に MDT の情報を用いる。muFast では、レベル1で測定された RoI 情報をもとに、バレル、エンドキャップ部それぞれに3層ある MDT にヒットを探す。muFast は、MDT 各3層でみつかったヒット情報からミューオンの飛跡を再構成し、その曲率から場所による磁場を考慮し、 $p_T$  を計算する。muFast ではより精密に飛跡を測定できる MDT を用いるため、レベル1よりも正確に  $p_T$  を計算することができる。MDT からは  $\eta$  の情報しか得られないため、 $\phi$  情報は TGC もしくは RPC の情報を用いる。

muFast が設定する  $p_T$  しきい値を満たしたミューオン情報は次の段階の計算アルゴリズムに渡される。

### muComb

第二段階ではミューオン検出器に加えて内部飛跡検出器の情報も使い、より詳細なミューオン運動量の計算を行う。この計算アルゴリズムを muComb と呼ぶ。muComb では muFast で見つけた飛跡の周辺において、内部飛跡検出器の情報を用いてミューオンの飛跡を再構成する。その後 muFast の飛跡と内部飛跡検出器の飛跡情報を組み合わせることで  $p_T$  を計算する。

## 4.1.3 イベントフィルター

全検出器の完全な情報を使い、オフライン解析にほぼ近い精度でミューオン情報の計算を行う。

#### 4.1.4 ミューオントリガーの例

ここで、事象がミューオントリガーでトリガーされるまでの流れを図 4.5 に示す。ミューオントリガーの 1 例として、 $p_T$  が 4 GeV 以上のミューオンがある場合に事象を選別するミューオントリガーで説明する。まず、陽子同士の衝突によって、事象にミューオン候補が 3 つできたとする。レベル 1 では、それらミューオン候補ごとに検出器中での信号の位置 (RoI) とおおまかな運動量が決定される。レベル 2 ではレベル 1 で測定された RoI ごとにミューオン検出器を用いたミューオン情報計算アルゴリズム muFast が働く。そこでミューオンの  $p_T$  が計算され、muFast が設定している  $p_T$  カットにより、ミューオン候補 3 つのうち 2 つが残る。その 2 つのミューオン情報は muComb に渡され、内部飛跡検出器を使ってより正確なミューオン情報が計算される。muComb でも同じように指定の  $p_T$  カットがかけられ、2 つのうち 1 つが残る。最後に残った 1 つのミューオン情報だけが最終段階であるイベントフィルターへ渡される。イベントフィルターで全検出器情報を使い、ミューオン情報を計算し、最終的な  $p_T$  カットを通ると、その事象は  $p_T$  が 4 GeV 以上のミューオンがあると判断され、記憶装置に記録されるしくみになっている。

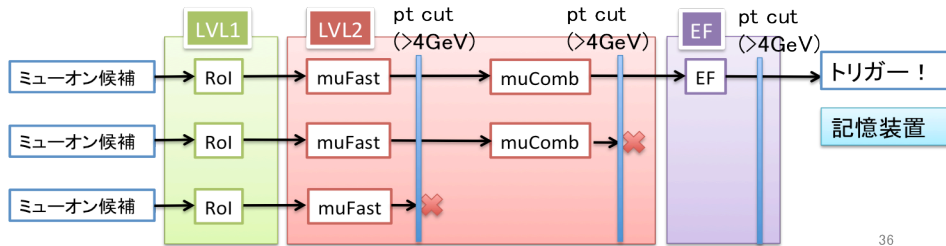


図 4.5 例: $p_T 4$  GeV 以上用ミューオントリガーのスキーム

## 第 5 章

# ミュオン対トリガーの問題点と改善

この章では、本研究で対象となるミュオン対トリガーの説明を行う。さらに 2010 年の LHC 運転時における問題点、さらに改良アルゴリズムの考案、改良アルゴリズムを組み込んだ後の 2011 年データを用いた解析結果について述べる。

### 5.1 ミュオン対トリガー

$H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$  や  $Z \rightarrow \mu\mu$  など物理的に興味のある事象の多くは、終状態にミュオン対を放出することがある。ミュオン対トリガーはこれらの物理事象の取得を目的としたトリガーであり、2つ以上のミュオンを検出したら動作する。ミュオン対発生頻度はシングルミュオンよりも低いいため、トリガーしきい値を低く設定してデータ取得ができるという利点がある。

### 5.2 2010 年運転における問題点

2010 年の LHC 運転データを用いた解析から、ミュオン対トリガーのトリガーレートが、予想されるミュオン対信号レートよりも高かった。これはミュオン対トリガーが背景事象をミュオン対信号と誤認し、取得してしまっていることを意味する。2010 年運転時は LHC の瞬間ルミノシティも低く、データ処理速度にも十分余裕があったため、そのような問題は気にせずに事象を取得することができた。しかし 2011 年には瞬間ルミノシティが 10 倍以上になるため、 $p_T$  のしきい値を上げずにトリガーレートを維持するためにはミュオン対信号事象と背景事象を正確に識別し、背景事象を低減する必要がある。

そこで、本研究ではまず、レベル 1 ミュオン対トリガーで取得された事象について詳しく調べた。図 5.1 は、レベル 1 ミュオン対トリガーで取得され、さらにレベル 1 で RoI (ミュオン候補のシグナル領域) が 2 つ見つかった事象についてのミュオンの数の分布である。ここで言うミュオンの数とは、オフラインで全検出器情報をつかって精密計算したオフラインミュオンの数である。今後ミュオン情報の信頼できる指標としてオフラインミュオンの情報を用いる。図 5.1 より、ミュオン対トリガーで取得され RoI が 2 つ存在する事象にも関わらず、オフライン

ミュオンが2つ以上ある事象は全体の5%しかないことが判明した。以降、オフラインミュオンの数が2つ未満のミュオン対トリガー取得事象は背景事象であるとし、背景事象の特徴について調べた。

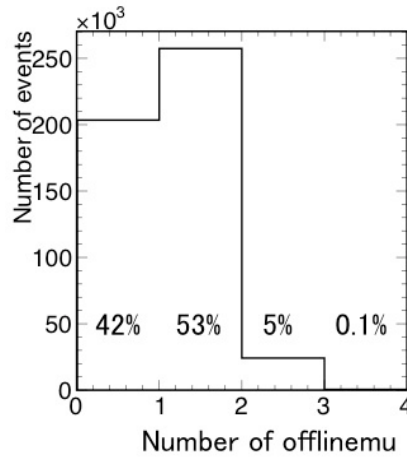


図 5.1 LVL1 ミュオン対トリガーで取得された事象のオフラインミュオン数分布

レベル1でみつかった2つの RoI の距離として  $dR$  を以下の様に定義し、オフラインミュオンの数で分けて  $dR$  の分布を調査した。

$$dR = \sqrt{(\phi_{\text{RoI1}} - \phi_{\text{RoI2}})^2 + (\eta_{\text{RoI1}} - \eta_{\text{RoI2}})^2} \quad (5.1)$$

図 5.2 にその結果を示す。

表 5.1 は、図 5.2 において  $dR < 0.15$  を満たす事象を2つの”近い”RoIをもった事象と定義し、その割合を各オフラインミュオンの数で分けて示したものである。

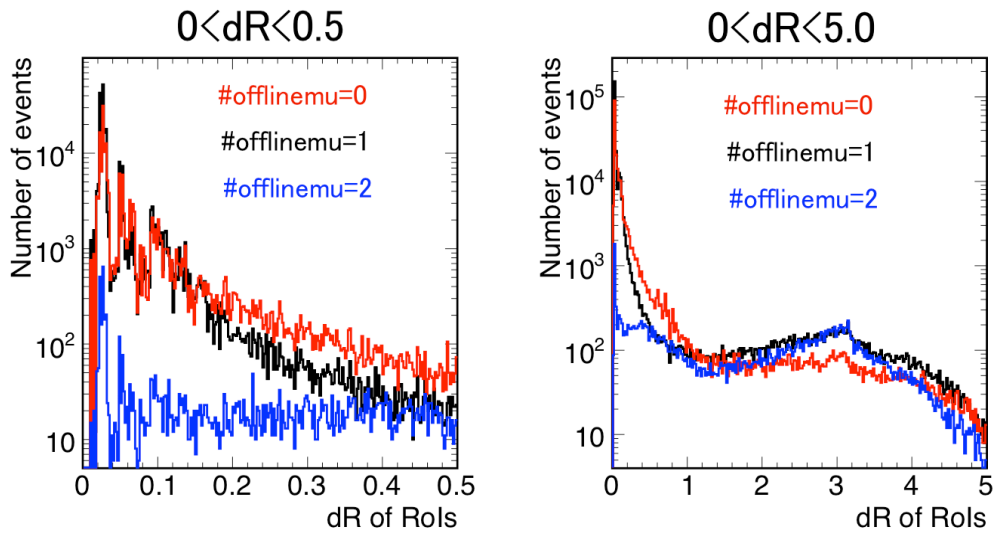


図 5.2 2つのRoIの間のdR分布。図中、赤、黒、青線で示すのはそれぞれオフラインミュオンが0個、1個、2個の場合についてのdR分布である。左図は $0 < dR < 0.5$ 、右図は $0 < dR < 5.0$ で表示したものである。

表 5.1 2つの”近い”RoI事象の割合

オフラインミュオンの数	0	1	2
2つの”近い”RoI事象の割合	69%	86%	13%

図 5.2、表 5.1 より、オフラインミュオンの数が2つ未満である背景事象の多くはdRが小さい2つのRoIをもつ。これはトリガーでミュオンと判定された2つのミュオンの方向が近いことを示している。

表 5.1 において、オフラインミュオンが1つしかないにもかかわらず、”近い”RoIが2つある事象(全体の86%に相当)について、2つのRoIの位置を調べた。図 5.3 はエンドキャップ領域の2つのRoIの位置分布、図 5.4 はバレル領域での分布である。図 5.3、5.4 より、RoIは検出器の特定の部分に局在している。図 5.5 にエンドキャップ部(TGC)、バレル部(RPC)それぞれのトリガー検出器の重なり部分を図中赤線部で示す。ミュオン対トリガーの背景事象の位置(RoI)分布と検出器の重なり領域を比較したところ、2つのRoIはトリガー検出器の重なり部分に局在していることが分かった。これは1つのミュオンがトリガー検出器の重なり部分を通過することによって、2重に検出され、それぞれがミュオンと判定されていることを示唆している。

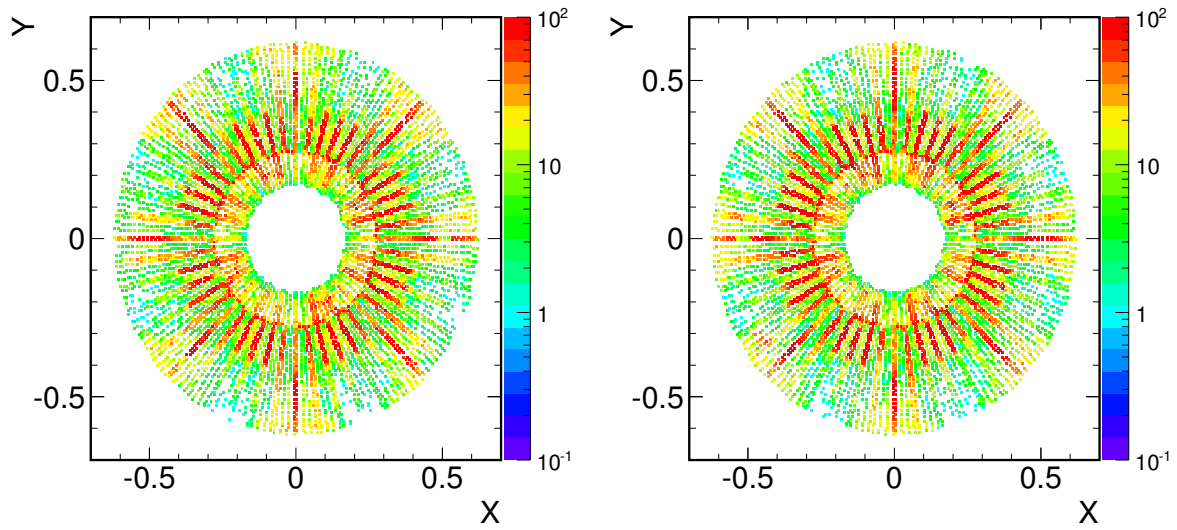


図 5.3 2つの”近い”RoIの分布 (エンドキャップ)。左図は $\eta$ が負の領域。右図は $\eta$ が正の領域。横軸は $x = \sin \theta \cos \phi$ 、縦軸は $y = \sin \theta \sin \phi$ である。

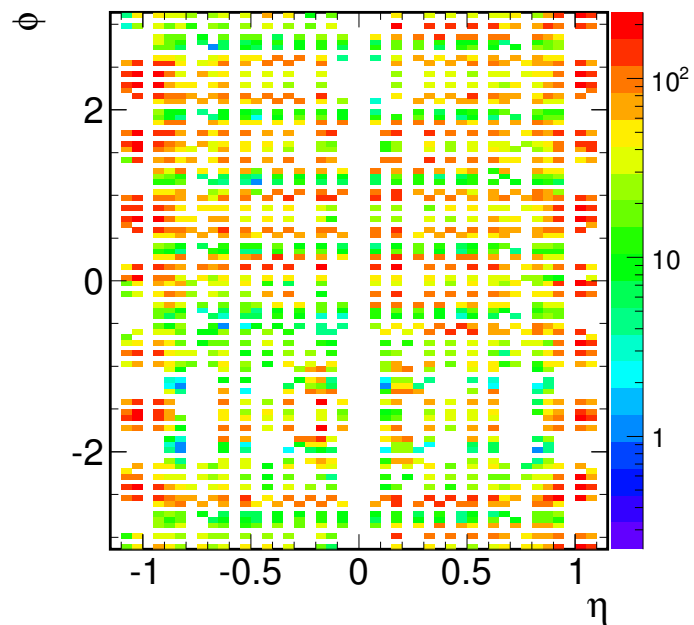


図 5.4 2つの”近い”RoIの分布 (バレル)

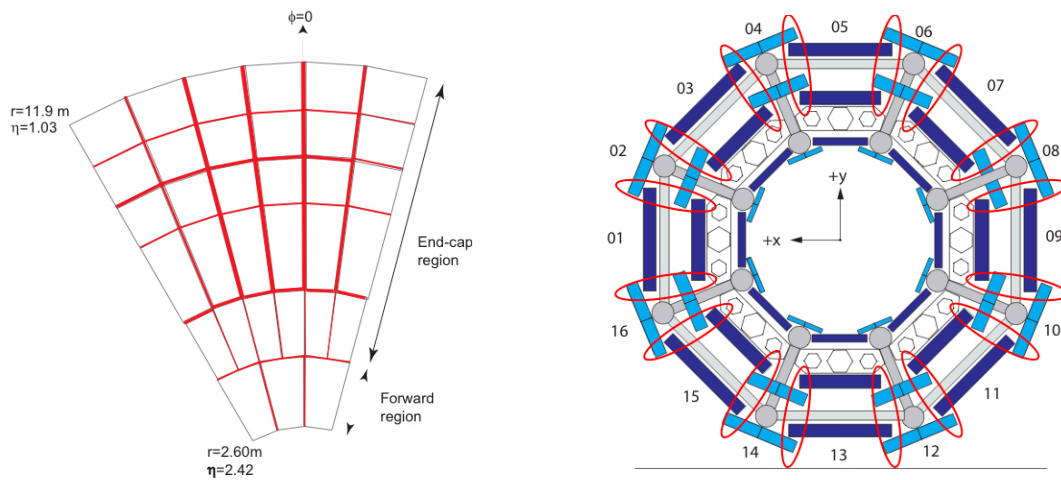


図 5.5 エンドキャップ部の TGC 検出器 (1/8 円) の重なり領域 (左) とバレル部の RPC 検出器の重なり領域 (右)。図の赤線部および赤線で囲った部分が検出器の重なり部分に相当する。

以上よりミュオン対トリガーのトリガーレートが予想値より高いのは、トリガー検出器によるミュオンのダブルカウント (RoI を 2 つ生成すること) によってシングルミュオン事象がミュオン対と誤認識されていることが原因であると判明した。図 5.6 に、ミュオン対トリガーがシングルミュオン事象で誤作動する仕組みを示す。シングルミュオンがトリガー検出器の重なり領域を通過することにより、レベル 1 で RoI が 2 つ生成される。そしてその RoI に付随した下流のトリガーが、個別にミュオンが来たと判断することにより誤作動が発生する。

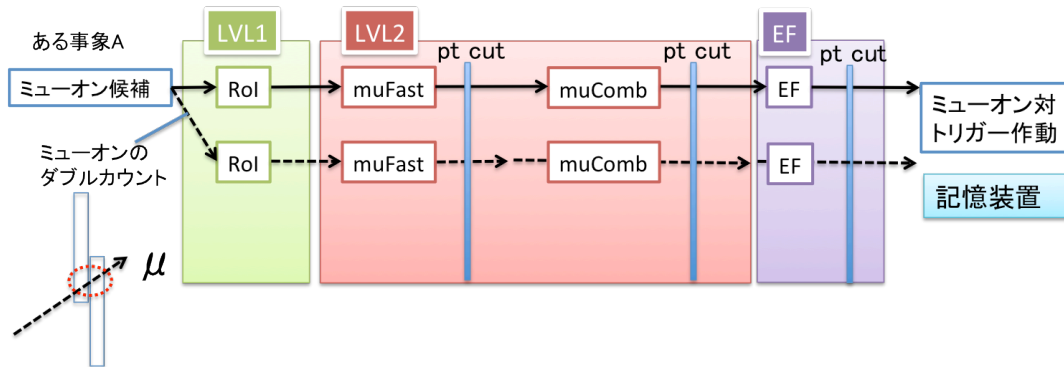


図 5.6 トリガー検出器におけるミュオンのダブルカウント

## 5.3 改良アルゴリズム

上述のミュオンダブルカウントの排除方法の1つとして、図 5.7 に示すようにレベル 2 において、muFast、muComb の 2 段階でダブルカウントの排除を行うアルゴリズムを考案する。排除アルゴリズムの基本原理は、LVL2 の各段階で計算されたミュオン情報を使い、ダブルカウント事象の特徴である、2つのミュオンの電荷が同じ、方向、運動量が近いなどの条件を組み合わせ、 $p_T$  が低い片方のミュオン情報のカットを行うというものである。

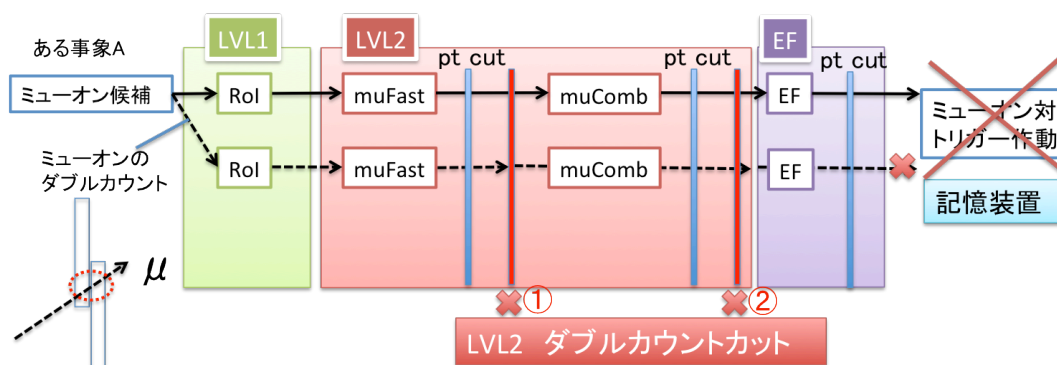


図 5.7 LVL2 ミュオントリガーによるダブルカウントの排除

### 5.3.1 2010 年データを用いたカットの設定

以下、2010 年にミュオン対トリガーで取得されたデータの muFast、muComb それぞれのミュオン情報を使い、ダブルカウントのカット値設定を行った。カット値設定には、ダブルカウントによる背景事象の指標として、次に示す

- レベル 1 ミュオン対トリガーで取得されている<sup>\*1</sup>
- ミュオンのシグナル領域である RoI が 2 つある
- オフラインミュオンが 1 つある

の条件を満たす事象を用いた。

カット変数は、2つのミュオンの”近さ”を示す  $dR$  を以下の様に定義し、これを採用した。

$$dR = \sqrt{(\phi_{\mu 1} - \phi_{\mu 2})^2 + (\eta_{\mu 1} - \eta_{\mu 2})^2}$$

さらに  $dR$  カットに加え、2つのミュオンの運動量も含めた”近さ”を表す指標として、2つのミュオンで計算した不変質量もカット変数として用いた。その際、対象としているミュオン

<sup>\*1</sup> 本来はイベントフィルターで判断されるまで事象は記録されないが、トリガー評価の研究のためにレベル 1 で取得された事象も一部記録されている。本研究ではそのような事象を使って解析している

の運動量は数 GeV 以上であるので、不変質量はミュオンの質量 (105 MeV) をゼロとして計算した。

### muFast ダブルカウントカット

図 5.8、図 5.9 はそれぞれ、上述の 3つの条件を満たす背景事象についての、muFast で計算された 2つのミュオン間の dR 分布、2つのミュオンで組んだ不変質量分布を示す。分布は全て 1 に規格化した。dR 分布、不変質量分布はそれぞれ  $p_T$  が高い方の muFast ミュオンの  $\eta$  によって 5つの領域に分けて作成した。図上の緑色線は設定したカット値を示しており、図上右上にその数値を記す。カット値以下の事象をダブルカウントによる背景とした。図 5.8、図 5.9 それぞれで、上の段右の dR 分布および不変質量分布 (バレルとエンドキャップの境界部にミュオンが来る場合の分布) に 2ピークが見える。これはバレル部とエンドキャップ部でミュオン検出器が異なるため、同じミュオンを測定した場合でも測定量に違いが出てしまうことが原因である。ここではシグナル効率を優先し 2ピーク目はカットしないことにする。

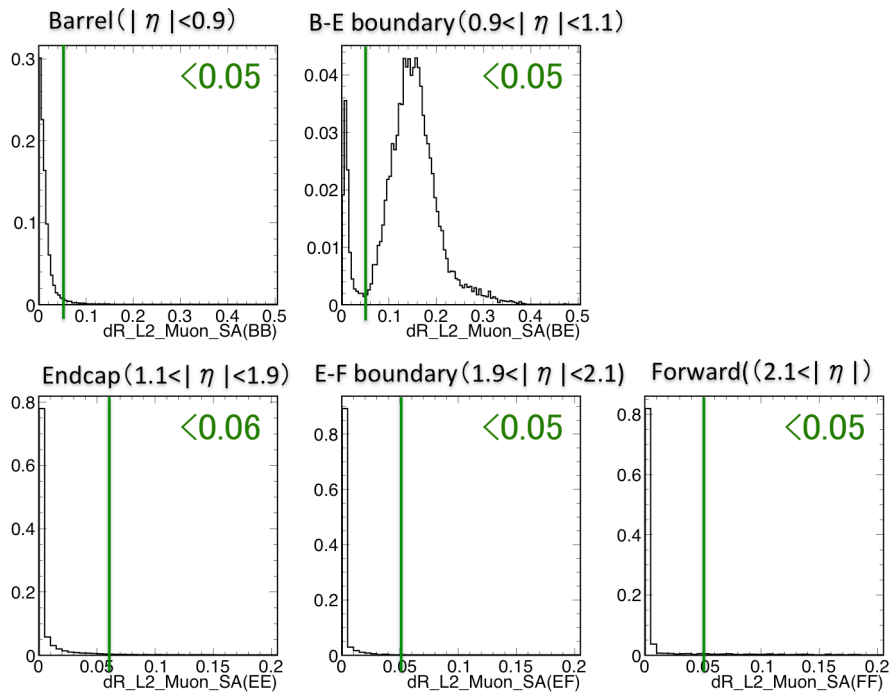


図 5.8 2つの muFast の間の dR 分布。左上から、バレル部に muFast ミュオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。

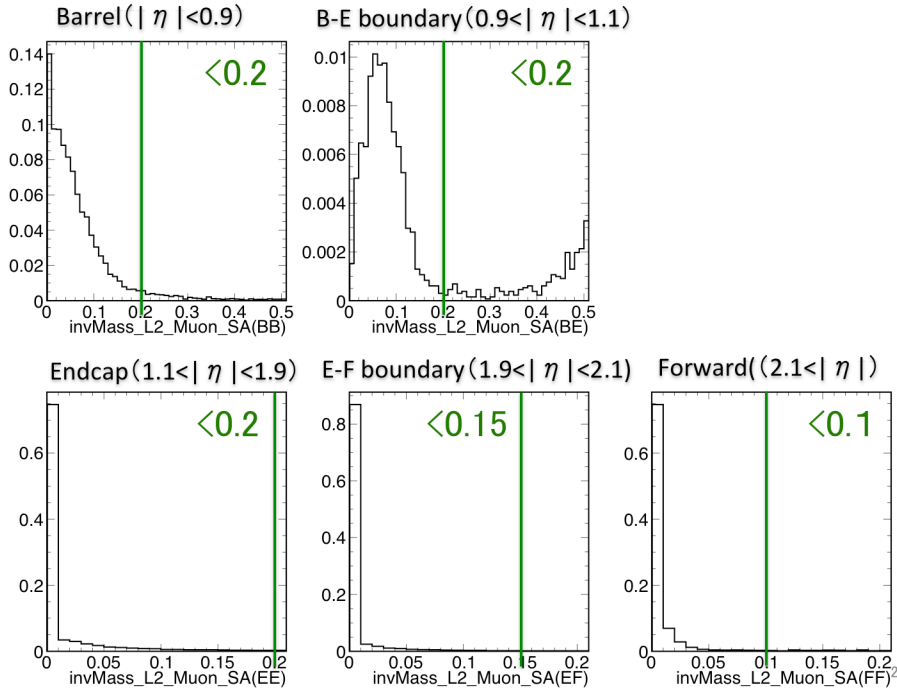


図 5.9 2つの muFast で組んだ不変質量分布 [GeV]。左上から、バレル部に muFast ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。

### muComb ダブルカウントカット

muFast ダブルカウントカット同様に、muComb ダブルカウントカットのしきい値を設定した。図 5.10、図 5.11 はそれぞれ、背景事象についての、muComb で計算された 2つのミュオン間の dR 分布、2つのミュオンで組んだ不変質量分布を示す。分布は全て 1 に規格化した。dR 分布、不変質量分布はそれぞれ  $p_T$  が高い方の muComb ミューオンの  $\eta$  によって 5つの領域に分けて作成した。図上の緑色線は設定したカット値を示しており、図上右上にその数字を記す。

図に示されるように、カットしきい値が muFast のものと比べ 1桁から 2桁小さくなっている。また muFast のバレル-エンドキャップ境界でみられた 2ピークが muComb の分布では消えていることがわかる。muComb はミュオン検出器の情報に加えて内部飛跡検出器の情報も使うため、ミュオン検出器で発生したミュオンのダブルカウントを 1つのミュオン情報として同定する能力に長けるからである。

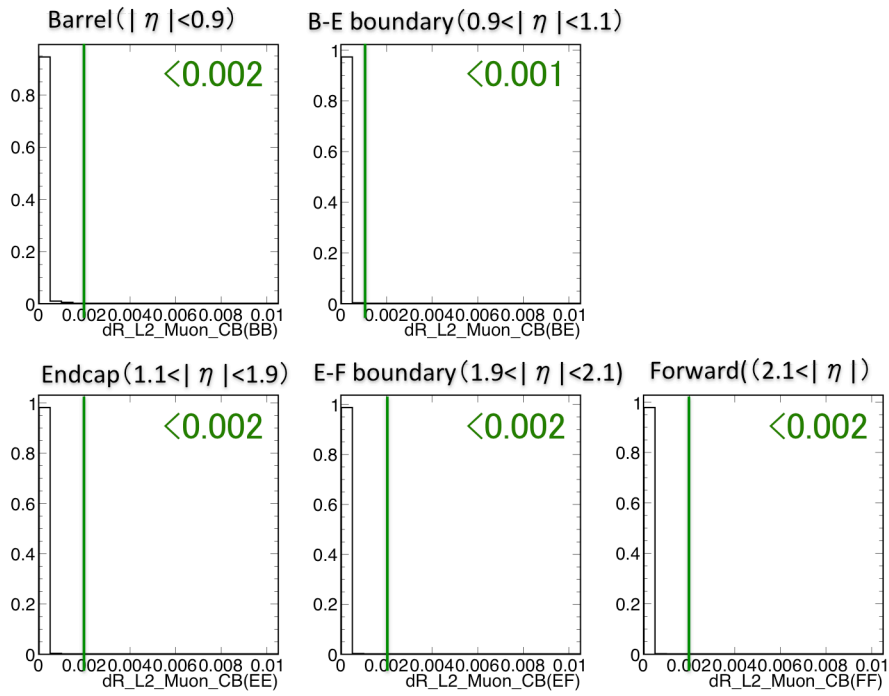


図 5.10 2つの muComb の間の dR 分布。左上から、バレル部に muComb ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。

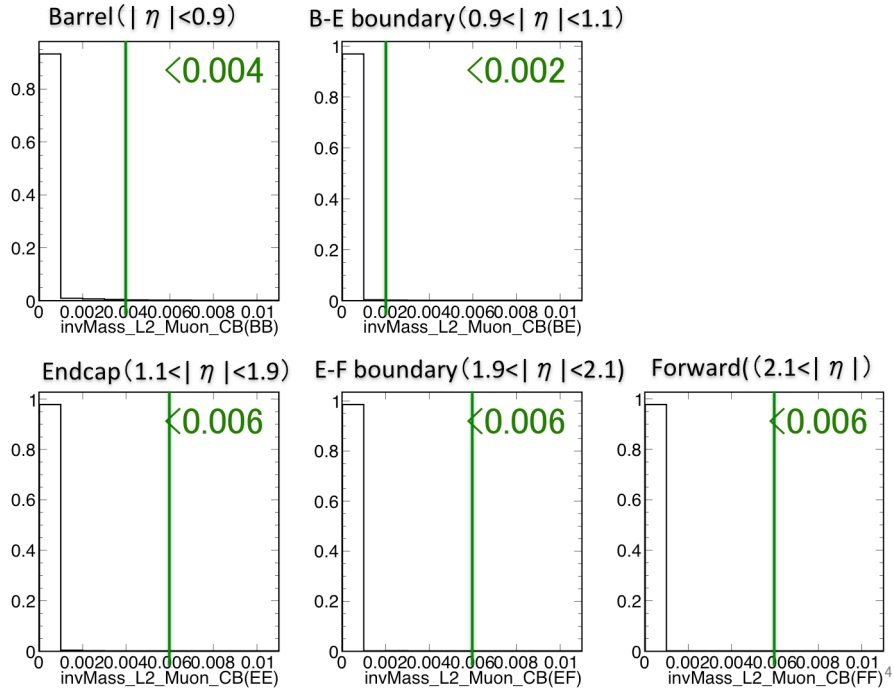


図 5.11 2つの muComb で組んだ不変質量分布 [GeV]。左上から、バレル部に muComb ミューオンが来る場合、バレルとエンドキャップの境界部に来る場合、エンドキャップに来る場合、エンドキャップとフォワードの境界に来る場合、フォワードに来る場合の分布である。

### ダブルカウントカット値 まとめ

表 5.2,5.3 に、muFast、muComb それぞれの dR、不変質量のカットしきい値をまとめる。

表 5.2 muFast ダブルカウントカット

higher $p_{T\mu\text{on}} \eta$	B	B-E boundary	E	E-F boundary	F
dR	0.05	0.05	0.06	0.05	0.05
$M_{\mu\mu}$ [GeV]	0.2	0.2	0.2	0.15	0.1

表 5.3 muComb ダブルカウントカット

higher $p_{T\mu\text{on}} \eta$	B	B-E boundary	E	E-F boundary	F
dR	0.002	0.001	0.002	0.002	0.002
$M_{\mu\mu}$ [GeV]	0.004	0.002	0.006	0.006	0.006

上記の  $dR$ 、不変質量のカットに加え、muFast、muComb それぞれで計算されたミュオン  
の電荷情報を用い、

- $dR < (\text{指定のしきい値})$
- $M_{\mu\mu} < (\text{指定のしきい値})$
- 2つのミュオンの電荷が等しい

の条件の論理積をとって、真のものをダブルカウント事象と定義した。

### 5.3.2 2010 年データを用いたダブルカウントカットの評価

2010 年にミュオン対トリガーで取得された事象に対し、前節で定義したダブルカウントカ  
ットをオフライン解析で試験的に適用し、カットの性能評価を行った。性能評価にはミュオン対ト  
リガーの1つである  $p_T 4 \text{ GeV}$  用ミュオン対トリガー ( $p_T 4 \text{ GeV}$  以上のミュオンが2個測定さ  
れたら事象を取得するトリガー) を用いた。

#### トリガーレートの評価

まず、レベル2ダブルカウントカットを導入すると、ミュオン対トリガーで取得する事象がど  
の程度削減されるのか調べた。表 5.4 にその結果を示す。表より、ダブルカウントカットを導入  
すると、muFast ダブルカウントカットの時点でカット導入前の 73% の事象が削減され、さらに  
muComb ダブルカウントカットを組み合わせると 89% の事象が削減されることがわかった。

表 5.4 レベル2ダブルカウントによって落ちる事象の割合

$p_T 10 \text{ GeV}$ 用ミュオン対トリガー	事象数
ダブルカウントカット前	100%
L2 muFast ダブルカウントカット後	27%(73%cut)
L2 muComb ダブルカウントカット後	11%(89%cut)

次にダブルカウントカットが正確にシグナル事象と背景事象を識別しているか確かめるため、  
カット前後でのオフラインミュオンの数を比較した。図 5.12 にその結果を示す。図は  $p_T 4 \text{ GeV}$   
用ミュオン対トリガーで取得された事象についてのオフラインミュオンの数の分布である。図  
の黒線はダブルカウントカット導入前の分布を示し、赤線はカット導入後の分布を示す。

図より、ダブルカウントカット導入前では、ミュオンが1個のみ存在する背景事象がミュ  
オン対トリガー取得事象の大半を占めていたが、ダブルカウントカットを適用すると大幅に低減し  
ていることがわかる。また、シグナル事象であるミュオン対事象はほぼ取得できている。しかしシ  
グナル事象に対して約 10% 程非効率が見られたため、その原因について調査した。

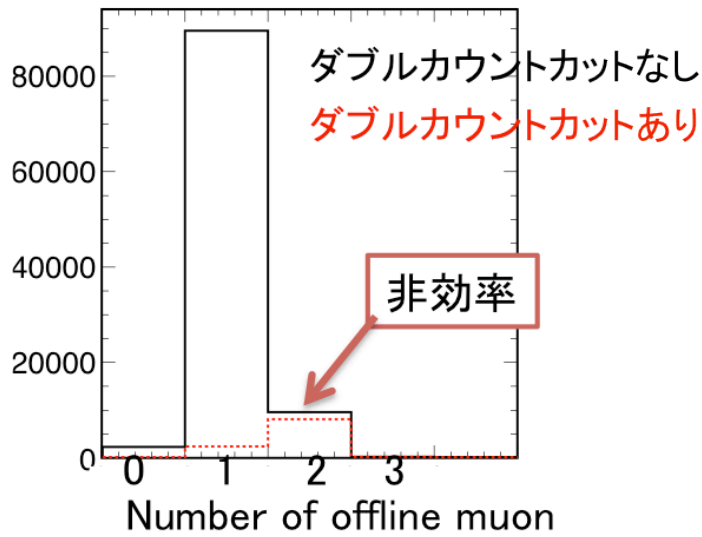


図 5.12 ダブルカウントカット前後のオフラインミュオンの数分布

### 非効率の評価

非効率の原因について調査するため、図 5.12 の 2 ミューオン事象について詳細に調べた。図 5.13 にカット前後で 2 つのオフラインミュオンから計算した不変質量分布を示す。図 5.13 において、不変質量の 3 GeV 付近にみえるピークは  $J/\psi$  粒子の共鳴ピークであり、興味のある物理事象に相当する。図より、ダブルカウントカットによって  $J/\psi$  粒子生成事象を落としていることがわかる。そこで、カットによって落ちる事象のうち、特に  $J/\psi$  粒子の質量領域 ( $2.5 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 3.5 \text{ GeV}$ ) にある事象について詳しく調べた。

ダブルカウントカットで落ちたオフラインミュオンが 2 個ある事象のうち、 $J/\psi$  粒子の質量領域にある事象について、2 つの”近い”トリガーミュオン (トリガーで計算されたミュオン情報) と 2 つのオフラインミュオンの間の距離関係を調べた。2 つのトリガーミュオンは、ダブルカウントカットにより落とされることから、ほぼ同じ位置にあると見なせる。そこで図 5.14 に示すように、 $p_T$  が高い方のトリガーミュオンと 2 つのオフラインミュオンの間の距離  $dR^{*2}$  を計算し、オフラインミュオンとの距離が近い方を  $dR_{\text{small}}$ 、遠い方を  $dR_{\text{large}}$  と定義する。

図 5.15 はダブルカウントカットで落ちる  $J/\psi$  事象について、横軸を  $dR_{\text{small}}$ 、縦軸を  $dR_{\text{large}}$  として 2 次元でプロットしたものである。トリガー検出器が正確にミュオン対シグナルの場所を測定していたとすると、2 つのオフラインミュオン同士は近いはずなので、 $dR_{\text{small}}$ 、 $dR_{\text{large}}$

$$*2 \quad dR = \sqrt{(\phi_{\text{triggermu}} - \phi_{\text{offinemu}})^2 + (\eta_{\text{triggermu}} - \eta_{\text{offinemu}})^2}$$

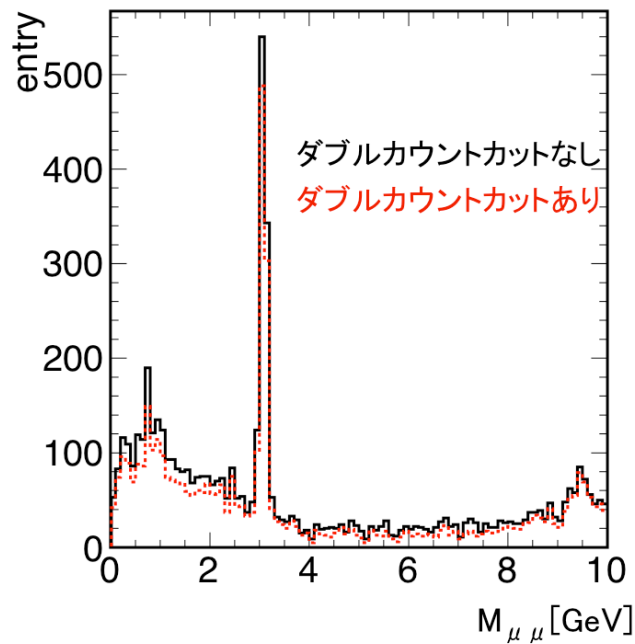


図 5.13 ダブルカウントカット前後のミュオン対事象で組んだ不変質量分布。図の黒線はダブルカウントカット前の不変質量分布を示し、赤線はダブルカウントカット後の分布を示す。

は共に 0 付近に分布すると予想される。しかし図 5.15 に示されるように、 $dR_{small}$  は 0 付近に分布し、 $dR_{large}$  は 0 から離れて分布していることが確認された。この事実から、図 5.16 にあるように、 $J/\phi$  粒子の崩壊によって生成された 2 つのミュオンのうち、1 つがトリガー検出器でダブルカウントされ、もう片方がトリガー検出器で検出されなかったことが判明した。muComb での非効率についても調査したところ同様の結果が得られた。

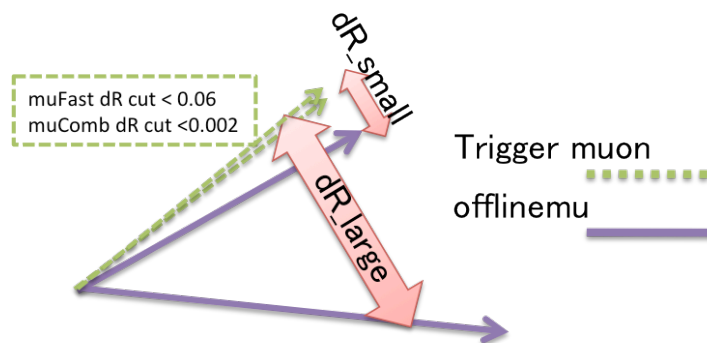


図 5.14  $dR_{small}$  と  $dR_{large}$  の定義

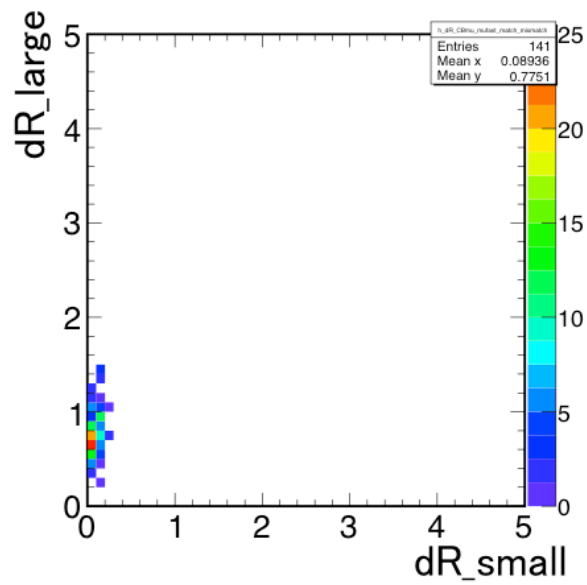


図 5.15 ダブルカウントカットで落ちる  $J/\psi$  事象の  $dR_{\text{small}}$  と  $dR_{\text{large}}$  の関係

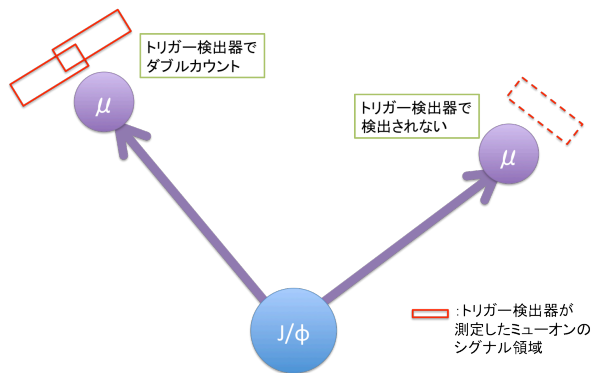


図 5.16 ダブルカウントカットで落ちる  $J/\psi$  事象の模式図

次に、上記の結果を検証するために、片方のオフラインミュオンがトリガー検出器で検出できなかった原因を調べた。図 5.17 はトリガー検出器でダブルカウントされたオフラインミュオン、検出できなかったオフラインミュオンそれぞれについて、横軸を  $\eta$ 、縦軸を  $p_T \times \text{電荷}$  としてプロットしたものである。

図 5.17 より、トリガー検出器で検出できなかったオフラインミュオンは、 $p_T$  がトリガーしきい値（この場合 4GeV）よりも低い、もしくはトリガー検出器の有感領域外に分布していたことがわかった。

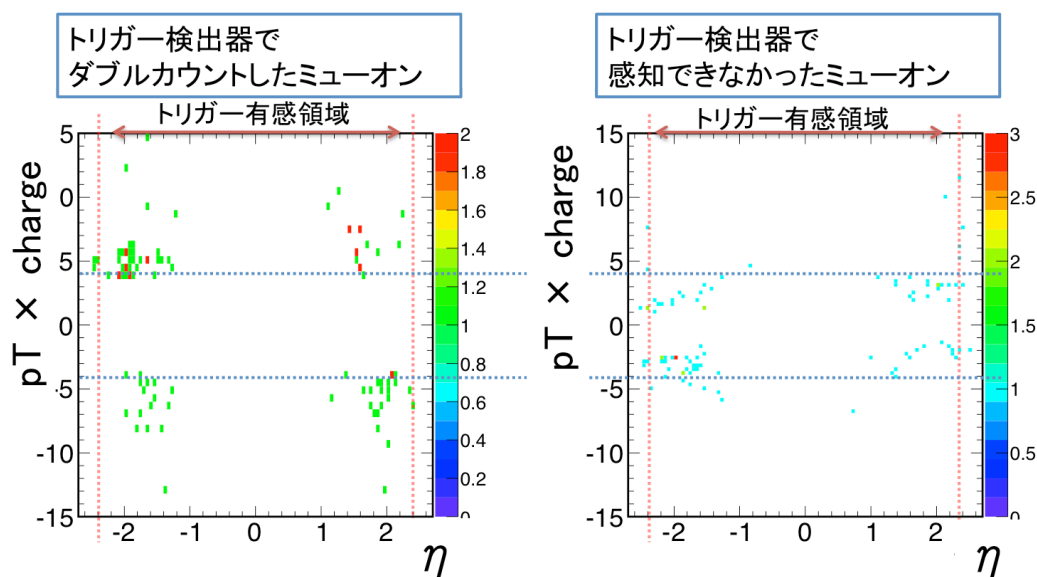


図 5.17 トリガー検出器でダブルカウントされたオフラインミュオンの  $\eta$  vs  $p_T$  分布 (左)、トリガー検出器で検出できなかったオフラインミュオンの  $\eta$  vs  $p_T$  分布 (右)。図中赤点線はトリガー検出器のシグナル有感領域を示す。また、この事象は  $p_T$  4 GeV 用ミュオン対トリガーで取得されたものであるため、 $p_T$  が 4 GeV の位置を青点線で示した。

以上のことから、ダブルカウントカットによるシグナル非効率性は、今回導入したダブルカウントカットが直接の原因ではなく、トリガー検出器がミュオン対のうち片方のミュオンを  $p_T$  が低いなどの理由で検出できずに、もう片方のミュオンをダブルカウントしていたことが原因であった。すなわち、カットによって落ちたミュオン対事象は、そもそもトリガー条件を満たさない事象を検出器のダブルカウントにより偶然取得していたものであると結論された。

### 5.3.3 モンテカルロシミュレーションを用いた動作確認

前節で述べたように、2010 年実データを用いた解析により、ミュオン対トリガーの背景事象に対するカットが適切に作用していることが確かめられた。オフラインデータ解析と異なり、トリ

ガーでカットされた事象はデータとして記録されないため、誤って興味のある物理事象をカットしてしまった場合取り返しがつかない。従ってトリガーに新しいカットを導入する際は十分に確認を行う必要がある。本研究では、オンライントリガーのソフトウェアに今回開発した新しいカットを実装し、トリガーが実際に事象選別を開始する前の最終確認として、代表的なミュオン対事象のモンテカルロシミュレーションを用いてカットの物理事象に対する影響を確認した。ミュオン対事象には  $Z \rightarrow \mu\mu$ 、 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 、 $\Upsilon \rightarrow \mu\mu$  事象を採用した。また比較のためダブルカウントカットなしのトリガーも平行して走らせた。

表 5.5 は、各物理事象 1000 事象に対し、カットあり／なしのミュオン対トリガーが取得した事象数を示す。カットによって落ちるシグナル事象についてはその原因を調査した。

表 5.5 ダブルカウントカットにより落ちる事象数

物理事象 (各 1000events)	カットなし	カットあり	カットにより落ちる事象数
$Z \rightarrow \mu\mu$	455	429	26(6%)
$J/\psi \rightarrow \mu\mu$	428	403	25(6%)
$\Upsilon \rightarrow \mu\mu$	355	325	19(5%)

カットによって落ちるシグナル事象について、オフラインミュオンの数を調べた結果を表 5.6 に示す。

表 5.6 ダブルカウントカットにより落ちる事象のオフラインミュオン数

物理事象	カットにより落ちる事象数	オフラインミュオン数	
		$\leq 1$	$\geq 2$
$Z \rightarrow \mu\mu$	26	21	5
$J/\psi \rightarrow \mu\mu$	25	4	20
$\Upsilon \rightarrow \mu\mu$	19	5	15

表において、オフラインミュオンが1つ以下の事象は、オフラインで全検出器情報を用いて精密にミュオン情報を計算したとしても ATLAS 検出器では1つ以下しかミュオンを見つけられなかったことを意味する。よってそのような事象をミュオン対トリガーで取得しなかったのは妥当な結果であるので、調査の対象から外し、オフラインミュオンが2つ以上見つかった事象について詳細に調べた。結果、前節と同様2つのミュオンのうち片方がトリガー検出器で検出されないか、されたとしても  $p_T$  が設定されたしきい値よりも小さいためカットされ、もう片方のミュオンをダブルカウントしているのが原因と判明した。

いずれの場合もダブルカウントカットは直接の非効率の原因ではないことがわかり、カットが正常に動作していることが確認できた。

## 5.4 2011 年運転におけるコミッショニング

実際に 2011 年運転からダブルカウントカットをオンラインのミュオン対トリガーに適用し、事象選別を開始させた。2011 年初期にはダブルカウントカットなしのミュオン対トリガーも平行して走らせ、カットの最終確認を行った。最終確認にはミュオン対トリガーの 1 つである  $p_T 10 \text{ GeV}$  用ミュオン対トリガー ( $p_T 10 \text{ GeV}$  以上のミュオンが 2 個みつけると事象を取得するトリガー) を用いた。

### 5.4.1 オンライン-ダブルカウントカットの動作確認

2011 年に取得されたデータを用いて、オンラインのダブルカウントカットが想定通りに動作しているか確認した。ダブルカウントカットあり、なしのミュオン対トリガーの取得事象を比較した結果、ミュオン対トリガーレートが 90% 削減されていることが確認できた。さらに、カットを適用したミュオン対トリガーのトリガー判断が、オフライン解析によるカットの判断と相違ないか確かめ、期待通りであることを確認した。

図 5.18 はオンライン-ダブルカウントカット前後のオフラインミュオンの数を示す。図より、カットが大幅に背景事象を削減していることが確認できる。一方ミュオン対シグナルの非効率があるので、次節で詳しく確認する。

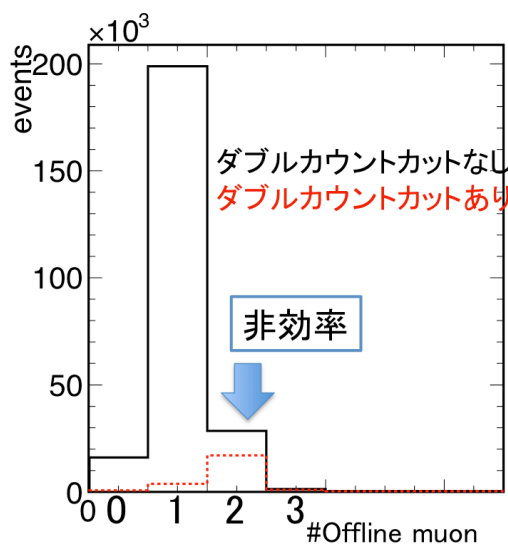


図 5.18 オンライン-ダブルカウントカット前/後のオフラインミュオン数

図 5.19 は、ダブルカウントによって落ちる事象と残る事象についての 2 つの RoI の間の dR 分布である。図より、期待通り dR が小さい RoI 事象のみカットされていることが確認できた。

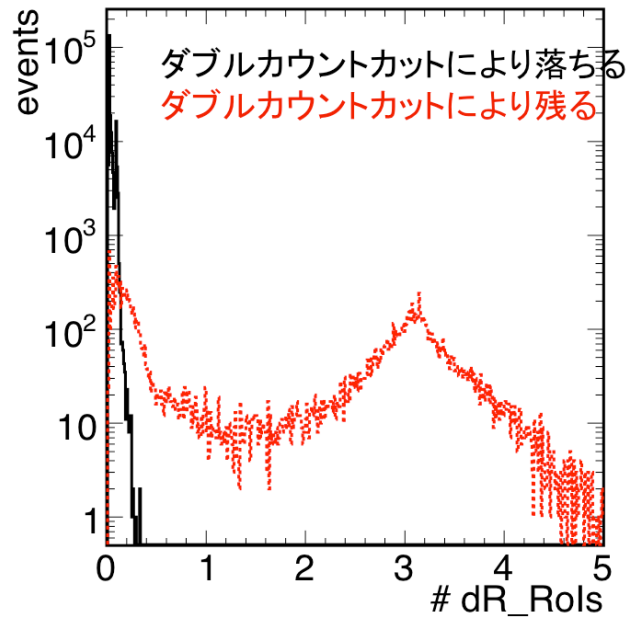


図 5.19 オンライン-ダブルカウントカット前/後の 2 つの RoI の間の dR 分布。図中黒線がカットにより落ちる事象の dR 分布であり、赤線がカットによって残る事象の dR 分布である。縦軸は log で表記する。

図 5.20 はダブルカウント前と後の 2 つの RoI の位置 ( $\eta, \phi$ ) をプロットしたものである。図 5.21、5.22 はそれぞれ、図 5.20 を  $\eta$  方向、 $\phi$  方向に射影したものである。図 5.20、5.21、5.22 より、検出器の重なり部分に局在していた RoI のパターンが、ダブルカウントカット後には緩和されたのがわかる。

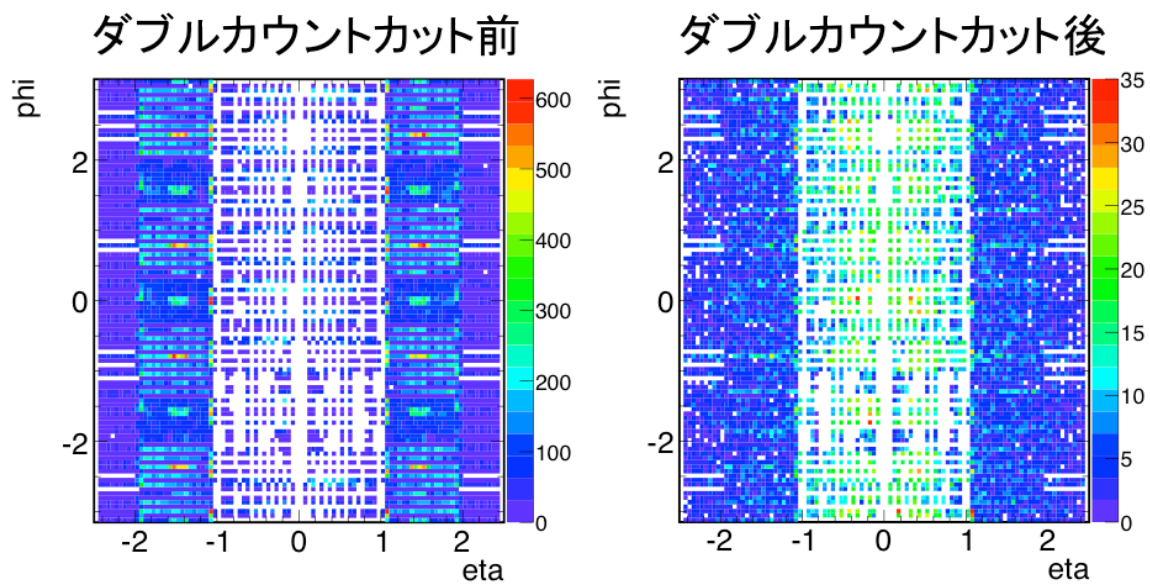


図 5.20 オンライン-ダブルカウントカット前 (左) / 後 (右) の RoI の位置分布

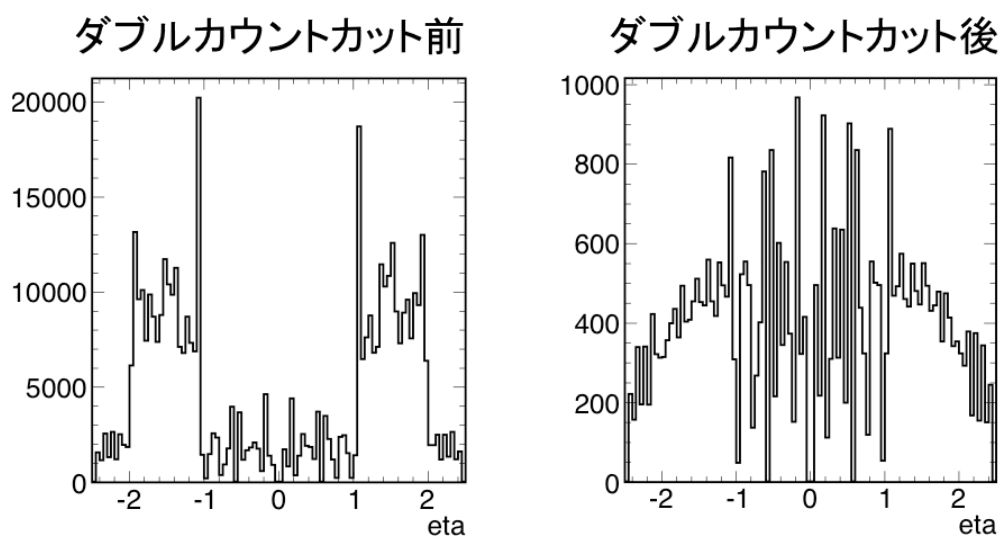


図 5.21 オンライン-ダブルカウントカット前 (左) / 後 (右) の RoI の  $\eta$  分布

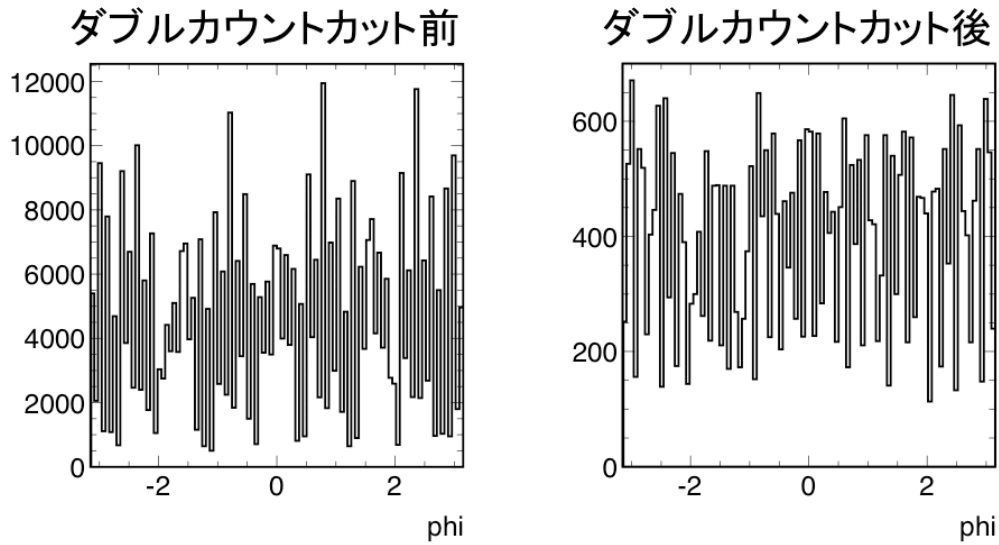


図 5.22 オンライン-ダブルカウントカット (左) / 後 (右) の RoI の  $\phi$  分布

#### 5.4.2 非効率の評価

非効率について調べるため、図 5.18 のオフラインミュオンが 2 つある事象に着目した。本解析に用いた  $p_T 10 \text{ GeV}$  用ミュオン対トリガーは、 $Z$  粒子取得の主となるミュオン対トリガーである。よって、2 つのオフラインミュオンから不変質量を計算し、 $Z$  粒子の質量領域 ( $84 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 97 \text{ GeV}$ ) の非効率について詳しく調べた。

図 5.23 はカット前後における  $Z$  粒子のシグナル数をフィットして見積もったものである。 $Z \rightarrow \mu\mu$  によるピークをガウシアンで仮定し、バックグラウンドのしみこみを 1 次関数で評価した。表 5.7 にその結果を示す。表 5.7 より、S/N 比はカット前後でほとんど変わらないが、シグナル ( $Z \rightarrow \mu\mu$ ) は 2% ほど落とす。この 2% の事象について調べたところ、ミュオンの片方をトリガー検出器でダブルカウントし、もう片方をトリガー検出器の非効率により検出していないことが分かった。よって、このシグナル非効率はダブルカウントカットが直接の原因でなく、オンライン-ダブルカウントカットは正常に動作していることが確かめられた。

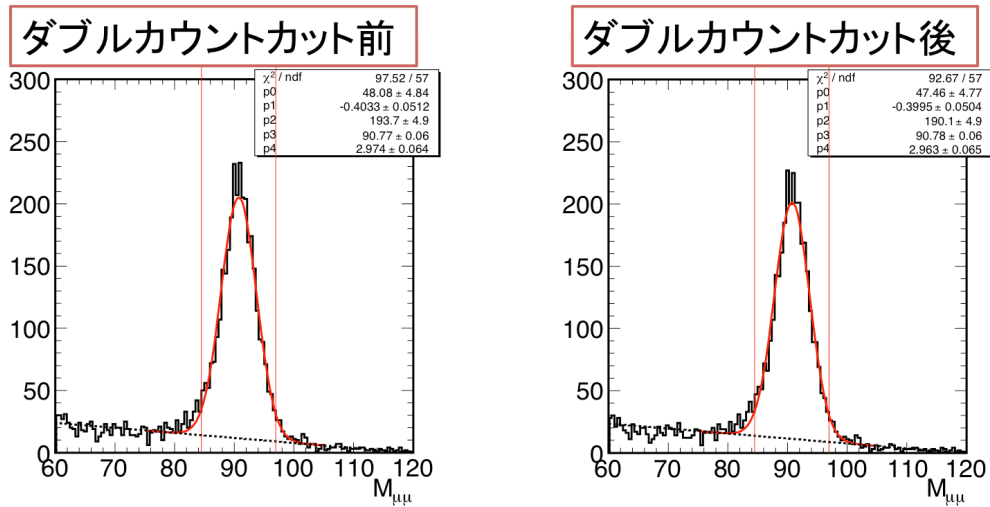


図 5.23 オンライン-ダブルカウントカット前/後の Z 粒子質量領域の不変質量分布

表 5.7 フィット結果から見積もったシグナル/バックグラウンド数

	ダブルカウントカット前	ダブルカウントカット後
事象数	3213	3140
Z シグナル	2914	2849
バックグラウンド	298.9	291.5
S/N 比	9.749	9.773

## 5.5 不変質量分布

本研究で開発したダブルカウントカットをミュオン対トリガーに導入することにより、そのトリガーレートを  $p_T$  のしきい値を上げずに維持することに成功した。

図 5.24 は、2011 年にミュオントリガーで取得された事象についての 2 つのオフラインミュオンで計算した不変質量分布を示す。図中の黒線は、シングルミュオントリガーの中で最も  $p_T$  しきい値が低い<sup>\*3</sup>  $p_T 18\text{GeV}$  用シングルミュオントリガーで取得した事象である。図中赤線は、 $p_T 18\text{GeV}$  用シングルミュオントリガーで取得した事象と、今回改良を行った  $p_T 10\text{GeV}$  用ミュオン対トリガーで取得した事象の論理和をとったものである。各不変質量領域に見える共鳴ピークを図中に示した。また、それら事象の比をとったものを図 5.25 に示す。

図よりミュオン対トリガーをシングルミュオントリガーと平行して動作させることにより、

\*3 正確には、 $p_T$  しきい値が  $18\text{ GeV}$  より低いシングルミュオントリガーはあるが、トリガーレートが高すぎるため、そのトリガー取得事象全てを記録することはできず、トリガー条件を満たす事象の一部しか記録していない。

特に不変質量が低い領域においてシングルミュオントリガーでは取得しきれなかった事象を記録できていることが確認された。

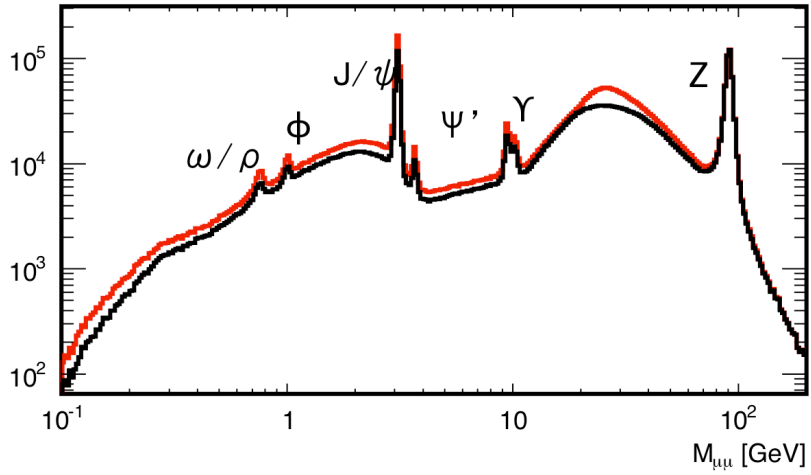


図 5.24 2つのオフラインミュオンで計算した不変質量分布。黒線は  $p_T 18 \text{ GeV}$  用シングルミュオントリガーで取得された事象。赤線は、 $p_T 18 \text{ GeV}$  用シングルミュオントリガーと  $p_T 10 \text{ GeV}$  用ミュオン対トリガーが取得した事象の論理和をとったもの。

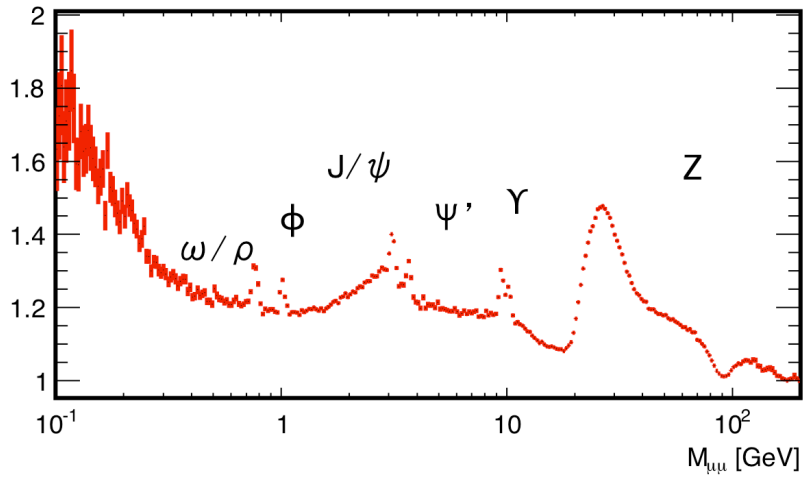


図 5.25  $p_T 18 \text{ GeV}$  用シングルミュオントリガーと  $p_T 10 \text{ GeV}$  用ミュオン対トリガーが取得した事象の論理和をとったもの /  $p_T 18 \text{ GeV}$  用シングルミュオントリガーで取得された事象

## 5.6 まとめ

2010年、ミュオン対トリガーのトリガーレートが予想される信号レートよりも高いという問題があった。解析から、これは1つのミュオンが検出器の重なり領域を通過する際に検出器で2重に検出されることでミュオン対トリガーがシングルミュオン事象を取得していることが原因であると突き止めた。

本研究では2010年にミュオン対トリガーで取得された事象を用いて、レベル2ミュオントリガーで2段階でダブルカウントを排除するトリガー条件を考案した。

考案したダブルカウントカットを、2010年のデータとMCシミュレーションの両方に適用し、シグナルに対するカットへの影響を十分に確認した。

カットが適切に動作している事が確認できた上で、2011年のLHC運転からダブルカウントカットを導入したミュオン対トリガーでデータ取得を開始させた。カット導入初期には比較としてカットなしのミュオン対トリガーも同時に動作させ、カットの最終評価を行った。

結果、シグナルはほとんど落とさずに背景事象を大幅に削減し、トリガーレートを90%削減することに成功した。シグナル非効率についても原因を調査し、カットによって落ちたミュオン対事象は、そもそもトリガー条件を満たさない事象を検出器のダブルカウントにより偶然取得していたものであることを突き止め、ダブルカウントカットが的確に動作していることを確認した。

## 第 6 章

# ミュオン対トリガーを用いた $W+c$ 事象の探索

本研究では、改良を行ったミュオン対トリガーで取得した事象を用いて、オフライン解析で  $W+c$  事象の探索を行った。この章ではまず、 $W+c$  事象探索の意義とミュオン対トリガーを用いることの利点を説明し、その後、実際に  $W+c$  事象の探索を行った結果について述べる。

### 6.1 $W+c$ 事象

LHC のような陽子-陽子衝突での  $W+c$  生成は、標準理論における leading-order 過程で、ダウン、ストレンジ、ボトムクォークのいずれかとグルーオンとの融合で説明される (ファインマンダイアグラム: 図 6.1)。しかしダウンクォークやボトムクォークによる生成過程は、Cabibbo-

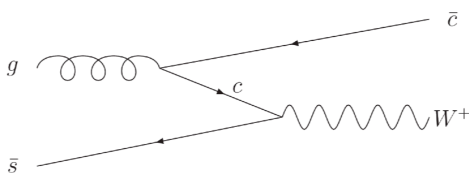


図 6.1  $W+c$  事象生成のファインマンダイアグラム

Kobayashi-Masukawa (CKM) 行列の行列要素の 2 乗である  $|V_{cd}|^2$ 、 $|V_{cb}|^2$  により抑制されるため、 $W+c$  生成過程の約 90% はストレンジクォークとグルーオンの融合によるものである。従って、 $W+c$  生成断面積の測定により、陽子内部のストレンジクォークのパートン分布関数 (PDF) の測定が可能である。ストレンジクォークの PDF 直接測定は、今までにニュートリノと固定核子の深非弾性散乱の実験でしか行われておらず、またその測定領域は、運動量移行の 2 乗である  $Q^2$  が  $1-100 \text{ GeV}^2$  と比較的低い領域であった。一方 LHC における陽子衝突では、 $Q^2$  がその約 3 桁大き

い  $M_W^2$  領域におけるストレンジクォークの PDF を測定することが可能となる。

さらに、標準理論において  $W+c$  事象は、ヒッグスボソン生成、トップクォーク対生成、シングルトップ生成などの主要なバックグラウンドになり得る。

以上のことから、 $W+c$  事象についての理解は、標準理論の検証と新物理発見のため、非常に重要な課題である。

## 6.2 $W+c$ 事象探索過程

$W+c$  事象の測定対象として、図 6.2 のファインマンダイアグラムに示されるように、 $W$  がミュオンとニュートリノに崩壊し、さらにチャームクォークが半レプトン崩壊によってミュオンを放出する過程を考える。このときチャームクォークは、QCD の閉じ込め効果によりクォーク単体では存在できないため、多くのハドロンが生成される。それらのハドロンは、カロリメーターにエネルギーを落とし、チャームジェットとして測定される。

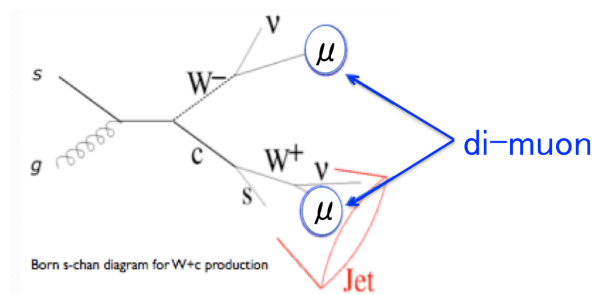


図 6.2  $W+c$  事象のファインマンダイアグラム (ミュオンバージョンに書き直す予定)

通常の  $W+c$  解析においては、まず  $W$  事象を選別した後、チャームジェットを探すことで  $W+c$  事象の探索を行う。その際、 $W$  の崩壊による  $\mu$  には  $p_T > 20 \text{ GeV}$  を要求する。

一方、今回改良を行った  $p_T 10 \text{ GeV}$  用ミュオン対トリガーを用いることで、 $W$  の崩壊によるミュオンと、チャームの崩壊によるミュオンをミュオン対事象としてとらえ、通常の  $W+c$  解析では見られなかった  $\mu$  の低運動量領域 ( $10 < p_T < 20 \text{ GeV}$ ) の探索を狙う。このことについて次節で説明する。

## 6.3 ミュオン対トリガーを用いる利点

ミュオン対事象に対するシングルミュオントリガー (ミュオンが1つ以上あると事象を取得するトリガー) とミュオン対トリガーのトリガー効率 (シグナル事象に対してトリガーが取得した事象の割合) は、シングルミュオンに対するトリガー検出器の検出効率  $\epsilon$  を用いて、以下の式で表せる。

$$(\text{シングルミュオントリガー効率}) = 1 - (1 - \epsilon)^2$$

$$= 2\epsilon - \epsilon^2$$

$$\begin{aligned} (\text{ミューオン対トリガー効率}) &= \epsilon \times \epsilon \\ &= \epsilon^2 \end{aligned}$$

$$\epsilon^2 < 2\epsilon - \epsilon^2 (0 < \epsilon < 1)$$

上式に示されるように、ミューオン対トリガーはミューオンを2つとも検出しなければ動作しないため、同じしきい値を設定した場合、シングルミューオントリガーに比べてシグナルに対するトリガー効率は下がる。

しかし、シングルミューオン事象に比べ、ミューオン対事象の方が事象頻度が低いため、トリガーの設定する  $p_T$  のしきい値を下げるができる。つまり、ミューオン対トリガーの利点は、シングルミューオントリガーでは取得しきれなかった  $p_T$  が低いミューオン事象を取得できることにある。

このミューオン対トリガーの利点を利用し、W+c 事象の解析をミューオンの低い  $p_T$  領域について拡張できるか調査した。

## 6.4 解析データ

解析には、2011年3月から6月にかけて取得され、ビーム、検出器、トリガーシステムの安定性やデータクオリティなどの条件を満たす約  $1\text{fb}^{-1}$  のデータを用いた。

## 6.5 事象選別

まずは通常の  $W+c$  事象の事象選別について説明する。ミューオン対トリガーを用いた  $\mu$  の低運動量領域についての結果は次節に述べる。

事象選別は、次の2段階に大別され、それぞれについて以下説明する。

- W 候補の再構成および選別
- W 候補事象中におけるチャームジェットの識別

### 6.5.1 W 候補の選別および再構成

#### Primary vertex cuts

W が生成される陽子同士の衝突点を Primary vertex とし、以下の条件を課す。

- 再構成された vertex に、150 MeV 以上の  $p_T$  をもった飛跡が少なくとも3つ以上ある。  
これは宇宙線バックグラウンドの除去の為に用いる。
- 再構成された vertex の位置が、衝突点の設計値からビーム軸方向に 20 cm 以内にある。これは宇宙線とビームハローによる寄与を低減する為に用いる。

#### Muon cuts

ミューオン検出器と内部飛跡検出器の両方を用いたミューオンの測定結果 (オフラインミューオン) を用いる。以下の条件を満たすオフラインミューオンが少なくとも1個以上あることを要求する。

- $p_T > 20 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.4$
- ビーム軸にミューオンの飛跡を外挿した時の  $z$  座標の値が、衝突点から 10mm 以内にある。
- muon quality cut  
ミューオンの飛跡の位置に内部飛跡検出器 (Pixel, SCT, TRT) の最低限のヒットがあることを要求する。
- Isolation cut:  $p_{Tcone40}/p_T < 0.2, p_{Tcone40} < 2 \text{ GeV}$   
W の崩壊によって生成された  $\mu$  の周りには、他に飛跡はないはずであるので、ミューオンが孤立している (周りに他の飛跡がない) ことを要求する。これによりジェットなどのバックグラウンドを低減することができる。 $p_{Tcone40}$  は、ミューオンの周りの  $dR < 0.4$  を満たす cone と呼ばれる円錐内にある全飛跡の  $p_T$  の合計を表している。また式中の  $p_T$  はミューオンの横方向運動量である。

### Missing $E_T$ cut

ニュートリノは物質中でほとんど相互作用を起こさないため、そのエネルギーは検出器で直接測定されない。そこで、生成された他の全ての粒子のエネルギーを正確に測定し、ビーム軸方向における衝突前後での運動量/エネルギー保存則から横方向消失エネルギー (Missing  $E_T$ ) を求めることにより、間接的にニュートリノのエネルギーを測定する。Missing  $E_T$  には以下の条件を課す。

- missing  $E_T > 25 \text{ GeV}$

### Transvers mass cut

上記の条件を満たす  $\mu$  と Missing  $E_T$  から W の横方向不変質量 (Transvers mass) を計算する。横方向不変質量は、ビーム軸垂直平面上でミューオンと missing  $E_T$  とのなす角を  $\Delta\phi$  とすると、ミューオンの横方向運動量  $p_T$  と missing  $E_T$  を用いて以下の式で定義される量である。

$$m_T = \sqrt{2p_T E_T^{miss}(1 - \cos(\Delta\phi))}$$

横方向不変質量  $m_T$  には以下の条件を課す。

- $m_T > 40 \text{ GeV}$

以上の事象選別後に残った W 候補の分布を調べた。図 6.3 は W の横方向不変質量分布である。図 6.3 で示されるように、W の質量 (80.4 GeV) 付近に奇麗なヤコビアンピークを作る。

また、図 6.4 左は、W の崩壊によって生成されたミューオンとニュートリノ (missing  $E_T$ ) の  $\phi$  分布であり、図 6.4 中央と図 6.4 右はそれぞれの成分を射影したものである。図よりミューオンとニュートリノはビーム軸に垂直平面でほぼ反対方向に放出していることが分かる。図 6.4 中央の  $-2 < \phi < -1$  にみられる 2 つの穴は、検出器を支える脚部分に相当し、検出効率が悪いことが原因である。

図 6.5 左は W の崩壊によって生成されたミューオンとニュートリノ (missing  $E_T$ ) の横方向運動量分布であり、図 6.5 中央と図 6.5 右はそれぞれの成分を射影したものである。図より、ミューオンとニュートリノの横方向運動量は、W の質量の半分のエネルギー (40 GeV) あたりに分布することが分かる。

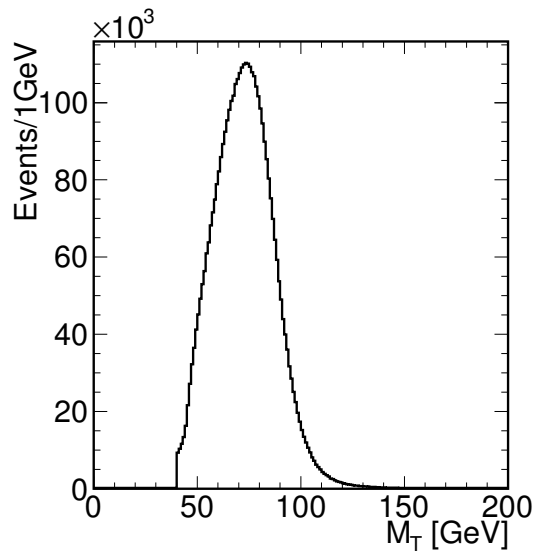


図 6.3 W の  $M_T$  分布

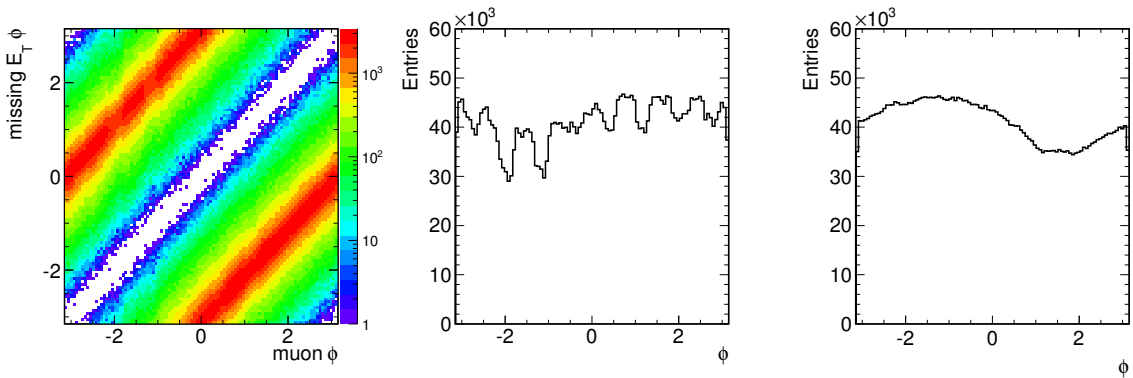


図 6.4  $\mu$  の  $\phi$  と  $E_T^{miss}$  の  $\phi$  の相関 (右)、 $\mu$  の  $\phi$  分布 (中央)、 $E_T^{miss}$  の  $\phi$  分布 (左)

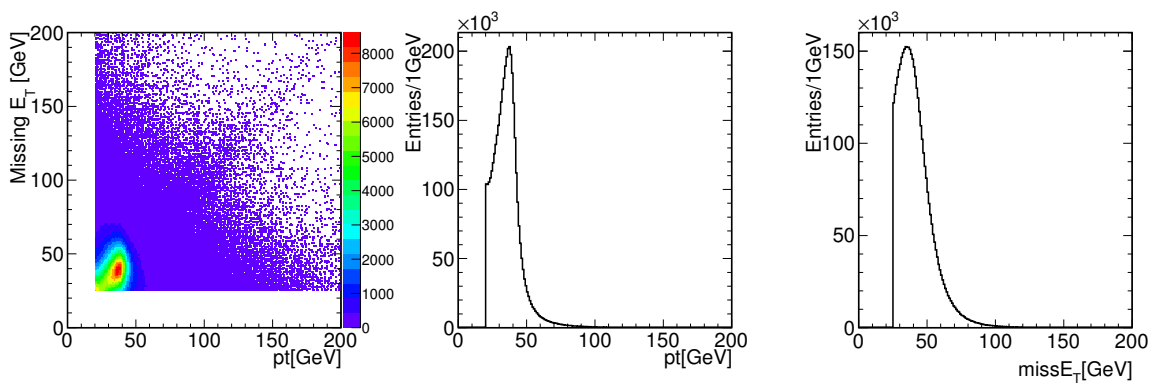


図 6.5  $\mu$  の  $p_T$  と  $E_T^{miss}$  の相関 (右)、 $\mu$  の  $p_T$  分布 (中央)、 $E_T^{miss}$  分布 (左)

## 6.5.2 W 候補事象中におけるチャームジェットの識別

以上の W 候補選別を満たした事象の中からチャームクォーク由来のジェットがある事象を探す。

### Jet cuts

まず事象にジェットがあることを要求する。その際ジェットの定義として、ジェット再構成アルゴリズムの1つである anti  $k_t$  ( $dR=0.4$ ) アルゴリズム [9] を用いて再構成されたジェットの情報を用い、以下の条件を満たすものをジェットとする。

- $p_T > 15 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2.5$

さらに本解析では、QCD バックグラウンドを低減するため、以下の条件も加える。

- number of Jet( $p_T > 15 \text{ GeV}, |\eta| < 2.5$ ) = 1

### dR cut

次にジェットが半レプトン崩壊によりミューオンを放出していることを要求する。ジェットがミューオンを放出しているかどうかを判断する目安として、ジェットとミューオンの距離  $dR$  を以下のように定義し、

$$dR(\text{Jet}, \mu) = \sqrt{(\eta^{\text{Jet}} - \eta^\mu)^2 + (\phi^{\text{Jet}} - \phi^\mu)^2}$$

$dR$  が以下の条件を満たすことを要求する。

- $dR(\text{Jet}, \mu) < 0.5$

その際ミューオンには、W の再構成に用いたミューオン以外のオフラインミューオンを用いて、以下の条件を課す。

- $p_T > 10 \text{ GeV}$

### $d_0$ cut

これは  $\pi$  メソンや  $K$  メソンによるバックグラウンドを低減するために用いる。チャームクォークを含む D メソンは寿命 (例:  $D^\pm$  の  $c\tau = 311.8\mu\text{m}$ ) とローレンツブーストを考慮すると、primary vertex (Wc 生成点) から数 mm 離れた場所で崩壊し、ミューオンを放出する。この崩壊点を secondary vertex と呼ぶ (図 6.6)。一方、 $\pi$  メソンや  $K$  メソンはさらに寿命が長く、

生成されてから平均数  $m$  走り、ほとんどはカロリメーターで検出される。しかし一部は内部飛跡検出器内で崩壊し、D メソンと同様にミュオンを放出して secondary vertex を作り、バックグラウンドとなる。これらのバックグラウンドを低減するため、secondary vertex(2 目目のミュオンの生成点) と primary vertex とのビーム軸垂直方向の距離である  $d_0$  を定義し、 $d_0$  が以下の条件を満たす事を要求する。

- $|d_0| < 4 \text{ mm}$

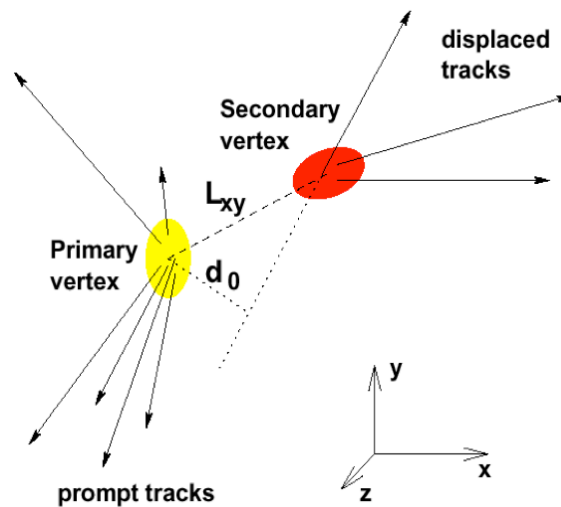


図 6.6 c クォーク由来のジェットの幾何学的特徴

以上のチャームジェット識別後、 $W+c$  事象候補の分布について調べた。図 6.7 は  $W$  崩壊によるミュオンとチャームクォーク崩壊によるミュオンの電荷相関をみたものである。 $sg \rightarrow Wc$  過程は、電荷保存則より、 $W^-c$  もしくは  $W^+\bar{c}$  の終状態しか許されない。よって  $W$  の崩壊によるミュオンとチャームクォークの半レプトン崩壊によるミュオンの電荷は必ず反対電荷となるはずである。図より、反対電荷が同電荷より 6、7 倍多く、電荷非対称性が確認できた。

図 6.8 は左から、 $W$  崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  とチャームクォーク崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  の相関分布、 $W$  の  $\phi$  と c-jet の  $\phi$  の相関分布、 $W$  の  $p_T$  と c-jet の  $p_T$  の相関分布である。

## 6.6 ミュオンの低運動領域の探索

前節で、通常のカットによる  $W+c$  事象候補について調べた。次に、 $W$  崩壊からのミュオンに適用していたカットを以下の条件に変え、他のカット条件は変えずに新しく入ってきた事象について調べる。



図 6.7 W 崩壊による  $\mu$  と c クォーク崩壊による  $\mu$  の電荷相関

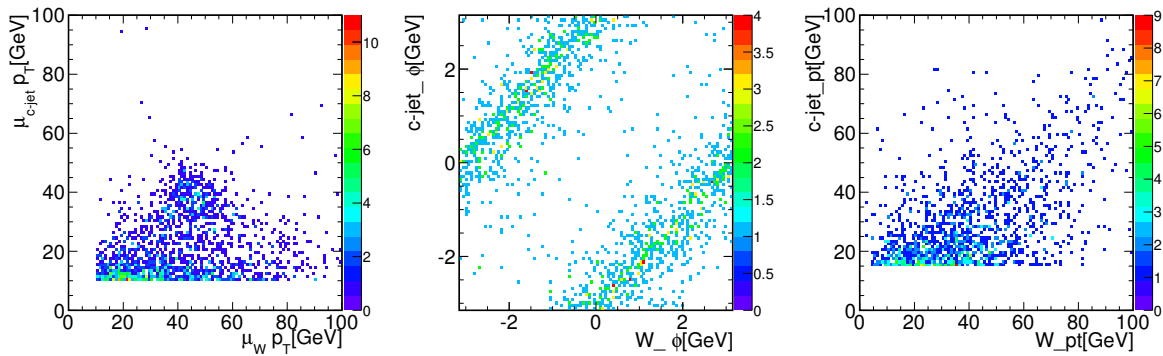


図 6.8 W 崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  と c クォーク崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  の相関 (右)、W の  $\phi$  と c-jet の  $\phi$  の相関 (中央)、W の  $p_T$  と c-jet の  $p_T$  の相関 (左)

- $p_T > 20 \text{ GeV} \rightarrow p_T > 10 \text{ GeV}$

W+c 事象候補についての W の横方向不変質量分布を、 $p_T > 20 \text{ GeV}$  の時と  $p_T > 10 \text{ GeV}$  の時で比較した結果を図 6.9 に示す。図 6.9 左は  $p_T > 20 \text{ GeV}$ 、 $p_T > 10 \text{ GeV}$  それぞれのカットを適用した時の W の横方向不変質量分布であり、右図はしきい値を下げた際の増加分である。また図 6.9 右図の赤点線は、増加分中で  $p_T 10 \text{ GeV}$  用ミューオン対トリガーが取得した事象である。

表 6.1 に、増加分に対する各トリガーの取得事象数について調べた結果を示す。表中の  $p_T 18 \text{ GeV}$  用シングルミューオントリガーは、トリガー条件を満たす事象全てを記録しているトリガーのうち、 $p_T$  しきい値が最も低いシングルミューオントリガーである。表より、シングルミューオントリガーでは取得できなかった事象をミューオン対トリガーで取得できていることが分かる。

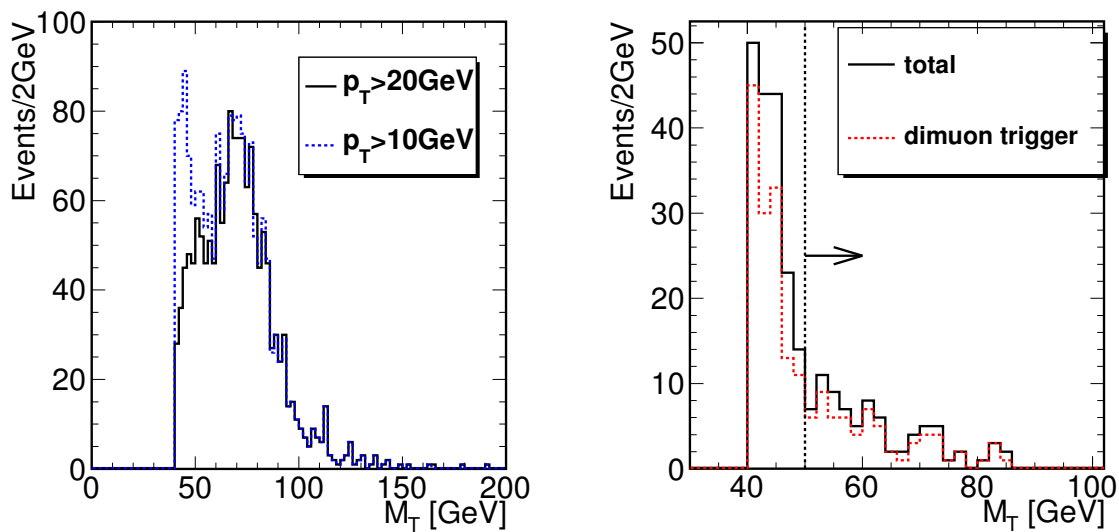


図 6.9  $p_T > 20 \text{ GeV}$ 、 $p_T > 10 \text{ GeV}$  それぞれのカットを適用した時の W の  $M_T$  分布 (左) としきい値を下げた際の増加分 (右)。左図の黒線は  $p_T > 20 \text{ GeV}$ 、青点線は  $p_T > 10 \text{ GeV}$  の時の  $M_T$  分布。右図の赤点線は増加分に対し、ミュオン対トリガーが取得した事象。

表 6.1 増加分に対する各トリガー取得事象数

	事象数
total	255 events
$p_T 10 \text{ GeV}$ 用ミュオン対トリガー	197 events(77%)
$p_T 18 \text{ GeV}$ 用シングルミュオントリガー	119events(47%)

図 6.9 右図より、 $M_T 50 \text{ GeV}$  以下はバックグラウンドが支配的であるので、 $M_T > 50 \text{ GeV}$  をみだし、かつミュオン対トリガーが取得した事象について、 $W+c$  事象候補の分布について調べた。図 6.10 は W 崩壊によるミュオンとチャームクォーク崩壊によるミュオンの電荷相関をみたものである。図より、電荷非対称性な事象が多く見られることから、増加分の事象の多くが  $W+c$  事象であると考えられる。また図 6.11 は左から、W 崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  とチャームクォーク崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  の相関分布、W の  $\phi$  と c-jet の  $\phi$  の相関分布、W の  $p_T$  と c-jet の  $p_T$  相関分布である。

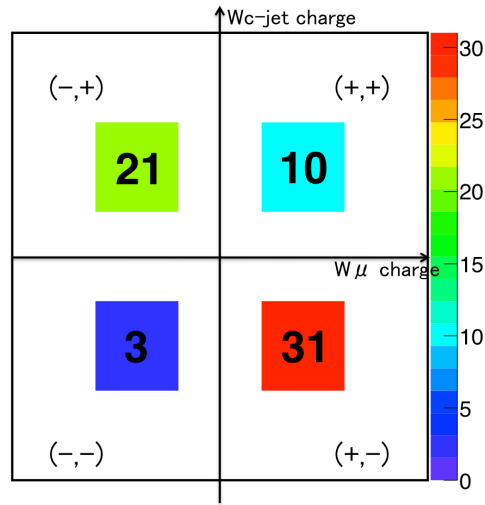


図 6.10 増加した事象についての W 崩壊による  $\mu$  と c クォーク崩壊による  $\mu$  の電荷相関

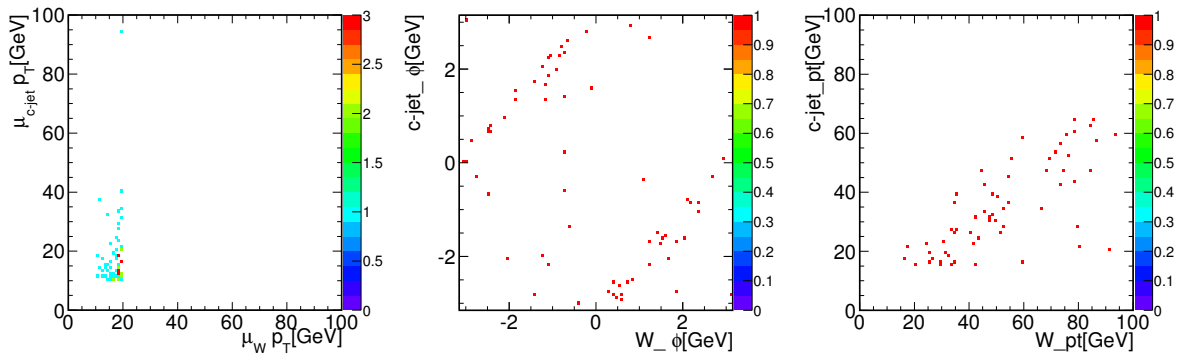


図 6.11 増加した事象についての W 崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  と c クォーク崩壊による  $\mu$  の  $p_T$  の相関 (右)、W の  $\phi$  と c-jet の  $\phi$  の相関 (中央)、W の  $p_T$  と c-jet の  $p_T$  の相関 (左)

以上より、ミューオン対トリガーを平行して動作させることで、W+c 事象解析をミューオンの低  $p_T$  領域に拡張できることが確認された。増加した事象の運動学的領域 (W の  $p_T$ , c-jet の  $p_T$ ) は図 6.8 と図 6.11 で比較できる。特に特定の領域で増加する傾向は認められなかった。

## 第7章

# まとめ

2011年、LHCは非常に順調に稼働し、ATLASでは目標値の5倍である約 $5\text{fb}^{-1}$ の積分ルミノシティを得ることができた。トリガーシステムは、そのような膨大な事象の中から物理的に興味のある事象を瞬時に判断し、事象の取得を決定する非常に重要な役割を担っている。

中でもミュオン対トリガーは、終状態にミュオン対を放出する事象の取得を目的としたトリガーである。物理的に興味のある事象の多くは、終状態にミュオン対を放出することがあるため、重要なトリガーである。今回 Higgs 粒子の兆候が見られた Higgs の崩壊モード ( $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu\nu$  や  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\bar{l}l$ ) もミュオン対事象の1つである。

本研究ではトリガー条件を改良し、ミュオン対トリガーの性能を向上させることに成功した。この改良は今後 LHC 加速器のルミノシティが上がっていく中でミュオン対トリガーを維持するために必要なものである。また、終状態にミュオン対を生成する物理事象のひとつである  $W+c$  事象についてミュオン対トリガーの効果を確認した。

### ミュオン対トリガーの改善

2010年のLHC運転において、ミュオン対トリガーのレートが予想されるミュオン対シグナル事象よりも高いという問題があった。これは1つのミュオンが検出器の重なり部分を通過する際に、検出器でダブルカウントされることが原因であった。

本研究では、2011年に予定しているLHCの高ルミノシティ運転においても、ミュオン対トリガーのトリガーレートを維持できるよう、そのダブルカウントを排除し、レート削減を試みた。そこでレベル2ミュオン対トリガーで計算されるミュオン情報を用いて、2段階でダブルカウントを排除するカットを考案し、2011年運転からミュオン対トリガーに導入した。

2011年の運転データを解析した結果、ダブルカウントカットにより、ミュオン対トリガーのトリガーレートをシグナルをほとんどおとさずに9割近く削減することに成功した。

## ミュオン対トリガーを用いた $W+c$ 事象探索

改良を行ったミュオン対トリガーで取得した事象を用い、 $W+c$  事象の探索を行った。 $W+c$  事象は終状態にミュオン対が観測されるため、ミュオン対トリガーで取得が可能であり、その生成断面積は陽子内部のクォーク分布と密接に関係があるため、標準理論の検証に有用である。そこで本研究では、ミュオン対トリガーがシングルミュオントリガーよりも  $p_T$  しきい値が低いという利点を活かし、 $W+c$  事象解析の特にミュオンの低  $p_T$  領域について探索した。結果、ミュオン対トリガーを用いることで、ミュオンの低  $p_T$  領域において  $W+c$  事象の特徴であるミュオンの電荷非対称な事象が増加することが確認できた。以上より、ミュオン対トリガーを今後平行して動作させることで、 $W+c$  事象解析をミュオンの低  $p_T$  領域について拡張できることが示された。

## 付録 A

# ATLAS 実験で期待される物理

ATLAS 実験で発見が期待されている Higgs 粒子について説明する。また、2011 年 12 月に発表された Higgs 粒子の最新の探索結果について紹介する。

### A.1 標準模型 Higgs 粒子

標準模型ではゲージ対称性が成立するとされるが、そのためにはゲージ粒子の質量がゼロであることが要請される。しかし、弱い相互作用のゲージ粒子である W 粒子と Z 粒子は、それぞれ  $M_W \simeq 80 \text{ GeV}$ 、 $M_Z \simeq 91 \text{ GeV}$  と質量をもつことが実験からわかっている。

この問題は、Higgs 場と呼ばれる対称性が自発的に破れたスカラー場を導入することで解決する。W 粒子と Z 粒子は Higgs 場と相互作用することで質量を得ることができる。クォークやレプトンも Higgs 場と相互作用することで質量を獲得する。この Higgs 場で素粒子が質量を獲得するしくみを Higgs 機構と呼んでいる。Higgs 機構によると、スピンの 0 のスカラー粒子の存在を预言する。これが Higgs 粒子である。Higgs 粒子を発見することは、万物の質量の起源を解明する事につながる。

Higgs 粒子自身も質量を持ち、その値は標準模型から決めることは出来ないが、理論的な制約から 1 TeV 以下とされる。標準模型を信じれば上限はさらに下げられ、200 GeV 以下となる。また、LEP や Tevatron 等の実験結果から、下限は 114 GeV とされる。ATLAS 実験では、114 GeV から 1 TeV までの範囲で標準模型の Higgs 粒子の探索が可能である。

#### A.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 粒子などの比較的質量の大きな粒子と強く相互作用する。このため、LHC では主に以下の 4 つの生成過程が考えられる。図 A.1 に 14 TeV 衝突での各生成過程の断面積と質量の関係を示し、図 A.2 にファインマンダイアグラムを示す。

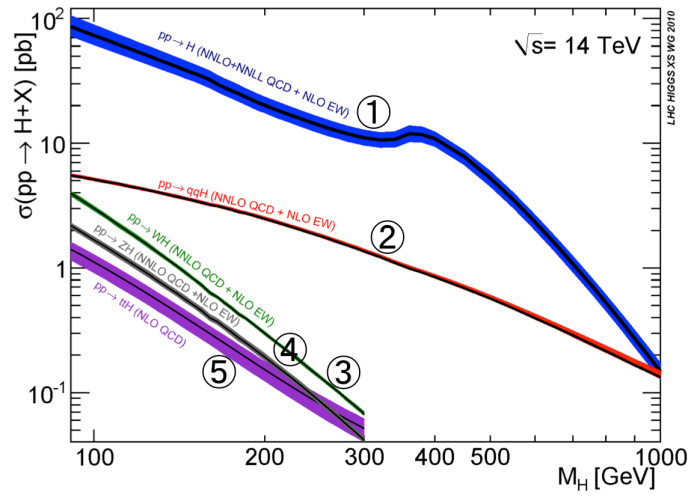


図 A.1 各生成モードにおける Higgs 粒子の生成断面積

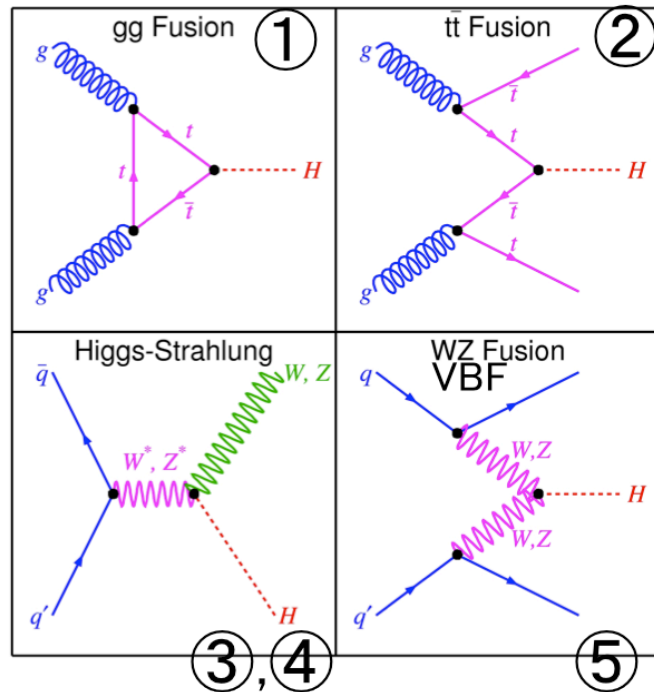


図 A.2 Higgs 粒子生成過程

1.  $gg \rightarrow H$ (グルーオン融合) グルーオンの質量はゼロであるため、図 A.2 に示すように中間状態に top クォークやボトムクォークのループ経由で Higgs 粒子が生成される過程である。生成断面積はこの過程が最も大きい。Higgs 粒子が崩壊して出来る粒子以外に大きな横方向運動量  $p_T$  を持つ粒子がなく、バックグラウンドとの選別が非常に難しい。

2.  $gg \rightarrow (t\bar{t}/b\bar{b})H$ (t/b 随伴生成) グルーオンから対生成されたトップ/ボトムクォークの対が対消滅し、Higgs 粒子が生成される過程である。終状態に特徴のあるクォークによるジェットを伴う。

3,4.  $qq \rightarrow (W/Z)H$ (W/Z 随伴生成) クォークの対消滅で生成されたゲージボソンから Higgs 粒子が放射される過程 (ゲージボソンが Higgs 場と相互作用し質量を得る過程) である。終状態にゲージボソンが観測される特徴がある。

5.  $qq \rightarrow qqH$ (ベクトルボソン融合) クォークから放出されたゲージボソンから Higgs 粒子が生成される過程である。断面積は小さいが、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、事象の選別が比較的行きやすい。

## A.1.2 Higgs 粒子の崩壊過程

次に Higgs 粒子の崩壊過程について述べる。Higgs 粒子の崩壊過程は Higgs 粒子の質量  $M_H$  に大きく依存しており、様々なモードがある。Higgs 粒子と他の標準模型粒子の結合定数はその質量に比例するため、崩壊できる範囲で最も重い粒子を選びやすいという特徴がある。図 A.3 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。

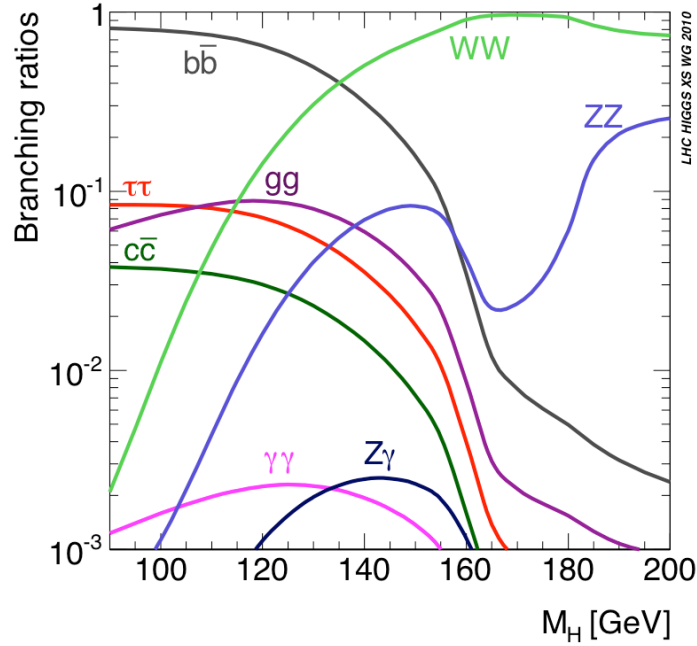


図 A.3 Higgs 粒子崩壊過程

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

この質量領域では、図 A.3 から Higgs 粒子の主な過程は  $b\bar{b}$ ,  $\tau_+ t \tau_-$ ,  $c\bar{c}$  である。しかし、これらについては陽子-陽子非弾性散乱の QCD バックグラウンドが非常に大きいため測定が難しい。そのため崩壊分岐比は  $10^{-3}$  と小さいが、

$$H \rightarrow \gamma\gamma \quad (\text{A.1})$$

の崩壊過程が主な探索チャンネルである。ここで光子は質量ゼロで Higgs 粒子と結合できないので、トップやボトム、 $W$  粒子のループを介することで光子を放出する。

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

$$H \rightarrow ZZ^*/Z\gamma^* \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (\text{A.2})$$

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。 $W^*$ 、 $Z^*$  は不変質量が 80、91 GeV でない仮想的な  $W$ 、 $Z$  粒子を指す。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横方向運動量  $p_T$  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。

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

$$H \rightarrow ZZ/Z\gamma \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (\text{A.3})$$

この崩壊モードは、”Gold Plated Channel”と呼ばれ、崩壊分岐比が大きく、2組のレプトン対それぞれに不変質量を組み  $M_Z$  に等しいという条件を課すことが出来るため、最も信頼性の高いモードである。また、信号も比較的奇麗である。ただし、Higgs 粒子の質量が大きくなるにつれ崩壊幅が急激に大きくなるため、有効性が落ちる。

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

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu, H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj \quad (\text{A.4})$$

この質量領域では、Higgs 粒子の崩壊分岐比が 4lepton モードと比べて、 $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$  は約 20 倍、 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  は約 150 倍大きい。これらのモードでは、バックグラウンドと区別するために Higgs 粒子が  $W/Z$  融合過程によって生成された場合を考える。この過程では、散乱角前方にクォークによる 2つのジェットが特徴的で、このジェットを指標とすることでバックグラウンドを排除することができる。

### A.1.3 Higgs 粒子探索の有効チャンネル

図 A.4 は ATLAS 実験における Higgs 粒子探索の有効チャンネルを示す。図の縦軸は、各チャンネルの生成断面積と崩壊分岐比の積である。図中の矢印で示したチャンネルは、今年のデータを用いた解析から Higgs 粒子の兆候が見えたチャンネルである。

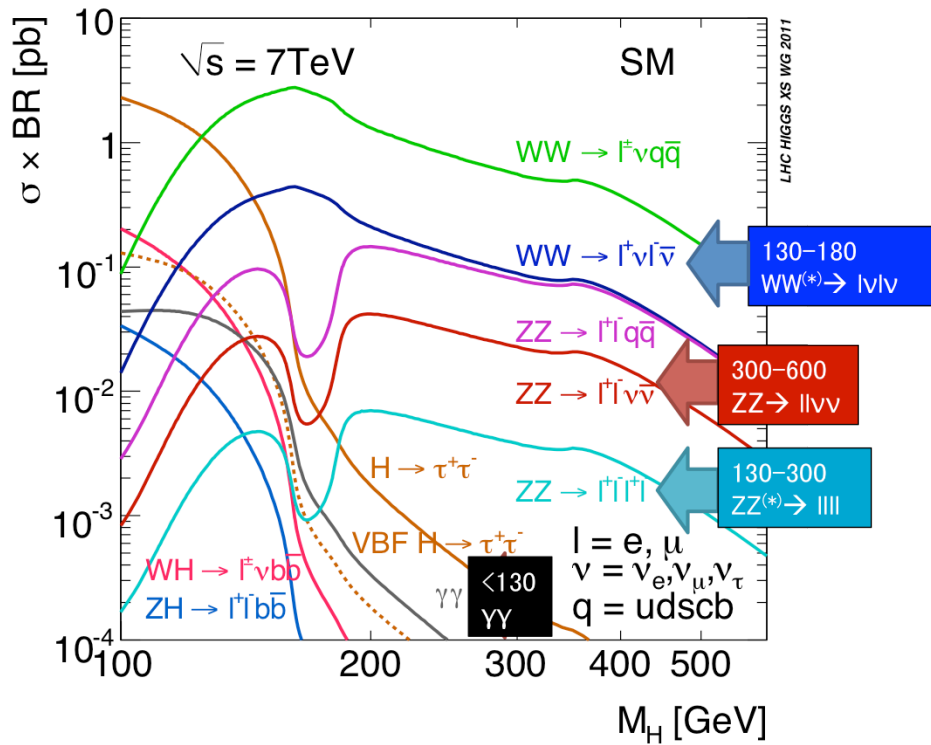


図 A.4 Higgs 探索有効チャンネル

#### A.1.4 Higgs 粒子の 2011 年解析結果

2011 年、LHC は非常に順調に稼働し、ATLAS は目標値の 5 倍である約  $5 \text{ fb}^{-1}$  のデータを取得することが出来た。2011 年 12 月、ATLAS はこのデータを用いて Higgs 粒子探索を行い、126 GeV 付近に Higgs 粒子の兆候があると発表した [6]。ここではその探索結果のみを紹介する。図 A.5, A.6 は、比較的きれいなシグナルが見えた  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow lll$ 、 $H \rightarrow \gamma\gamma$  崩壊モードを用いた解析結果 [7][8] で、ヒッグス粒子の可能性を各質量領域でどれだけ排除できるのかを示した図である。図 A.7、A.8 はそれらの崩壊モードに加え、 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  の崩壊モードも加えた全 3 チャンネルの解析結果を合わせたとき、ヒッグス粒子の可能性をどれだけ排除できるのかを示した図である。図 A.7 は 80 GeV から 600 GeV までの探索結果を示し、図 A.8 はその 80 GeV から 150 GeV 領域を拡大したものである。縦軸は標準理論で予言される Higgs 粒子生成断面積の何倍までを 95% の確からしきで否定できるかを表し、1 を下回れば十分とされ、棄却される。図中実線は実験値を示し、点線および色帯は予想される実験値の値およびそのふらつきを示す。実線が色帯内にきちんと入っていることは正確にシミュレーションで予言できていることを示している。今回の解析で、 $112.7 < m_H < 115.5 \text{ GeV}$ 、 $131 < m_H < 453 \text{ GeV}$  (237-251 GeV は除く) の質量領域で Higgs 粒子の可能性を 95% の信頼度で否定した。

またシグナルの統計精度については、126 GeV に見えたピークで標準偏差の 3.5 倍であった。しかしこれはヒッグスの質量がわかっていないので、質量探索領域をスキャンした後の結果である。よってその効果も補正する必要があり、効果を入れた後の結果では標準偏差の 2.3 倍であった。

Higgs 粒子の兆候は見えたのかもしれないが、まだ発見と結論づけるほどの結果ではないため、2012 年 LHC 運転によるさらなるデータが必要である。

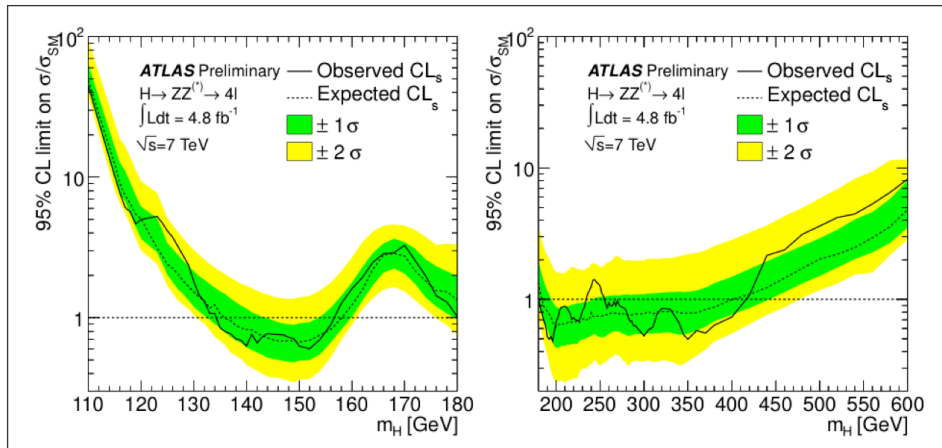


図 A.5 Higgs 排除領域 ( $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow llll$  モード)

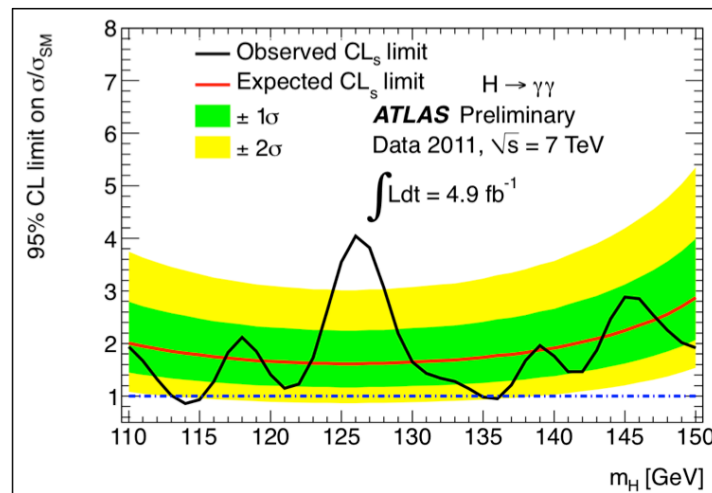


図 A.6 Higgs 排除領域 ( $H \rightarrow \gamma\gamma$  モード)

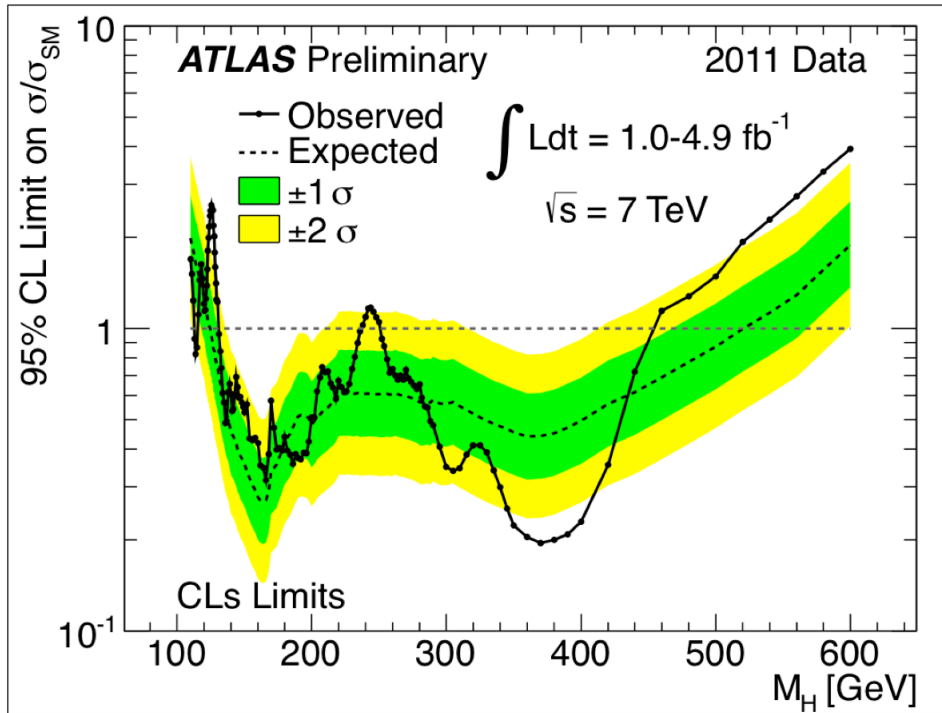


図 A.7 Higgs 排除領域 ( $80 \text{ GeV} < M_H < 600 \text{ GeV}$ )

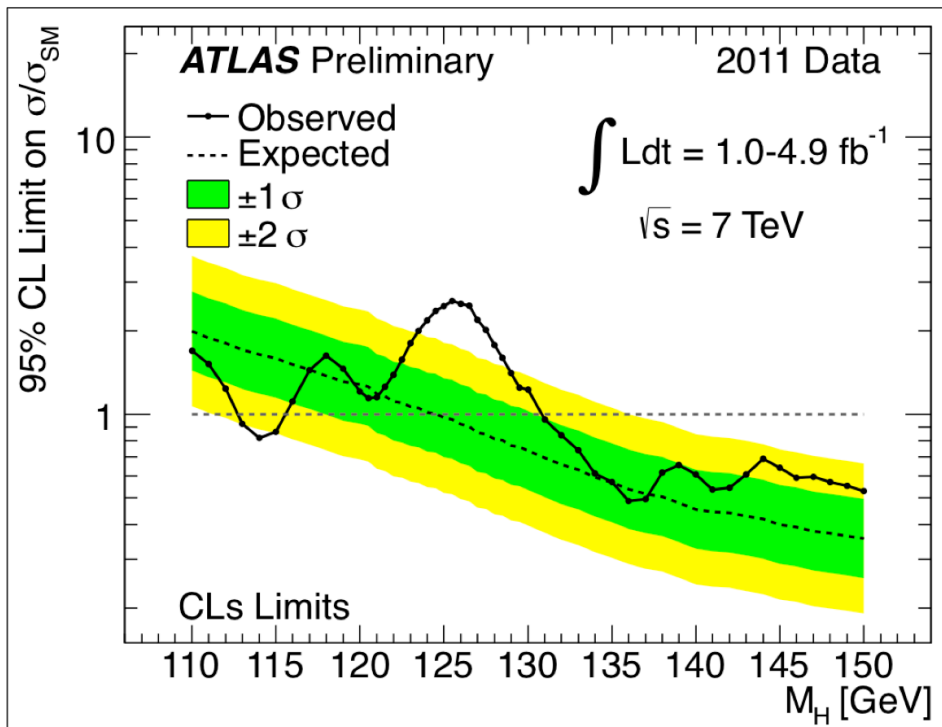


図 A.8 Higgs 排除領域 ( $0 \text{ GeV} < M_H < 150 \text{ GeV}$ )

## 参考文献

- [1] ATLAS Collaboration. "The ATLAS Expected at the CERN Large Hadron Collider"  
2008 JINST 3 S08003.
- [2] The ATLAS Collaboration.  
"Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics"  
Volume 1: Performance CERN-OPEN-2008-020 December 2008.
- [3] ATLAS Experiment homepage: <http://atlas.ch/>
- [4] CDF Collaboration,  
*First Measurement of W Boson Production  
in Association with a Single Charm Quark in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$*   
PRL 100, 091803 (2008)
- [5] CDF Collaboration,  
*Measurement of the ratio of the  $p\bar{p} \rightarrow W + c\text{-jet}$  cross section  
to the inclusive  $p\bar{p} \rightarrow W + \text{jets}$  cross section*  
Fermilab-Pub-08/062-E
- [6] The ATLAS Collaboration  
*Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to  $4.9\text{ fb}^{-1}$   
of  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  with the ATLAS detector at the LHC*  
CERN-PH-EP-2012-019
- [7] The ATLAS Collaboration  
*Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel  
 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  with  $4.8\text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  with the ATLAS*  
CERN-PH-EP-2012-014
- [8] The ATLAS Collaboration  
*Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton  
decay channel with  $4.8\text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  with the ATLAS*  
CERN-PH-EP-2012-013
- [9] M.Cacciari et al, *The  $ant\text{-}ik_t$  jet clustering algorithm*, JHEP 04 (2008) 063
- [10] Takeshi Dohmae, Master Thesis, The University of Tokyo,

*Performance study of Level 2 Muon Trigger System in the ATLAS experiment* 2009

- [11] 早川俊著 神戸大学修士学位論文 「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」 2009
- [12] 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
- [13] John Yoh. INTRODUCTION TO THE CDF DETECTOR AND THE PARTICLES WE OBSERVE(2005).  
<http://www-cdf.fnal.gov/events/detintro.html>
- [14] 渡邊靖志著. 素粒子物理入門. 培風館 (2002).
- [15] 戸塚洋二著. 素粒子物理. 岩波書店 (1992).
- [16] 物理学事典編集委員会編. 物理学事典. 培風館 (1994).

# 謝辞

この場をお借りして、本論文の執筆および2年間の研究生生活をサポートして下さった皆様に深く感謝致します。

指導教官の久世正弘先生には、研究のアドバイスや日々の研究生生活のサポートなど、幅広く大変お世話になりました。ミーティングなどでの久世先生のご意見やアドバイスは、大変勉強になりました。どうもありがとうございます。研究生生活の上で、私の不甲斐ない部分が多々ありましたが、暖かく見守ってくださり、大変感謝しています。どうもありがとうございました。

また、ATLAS Japan の代表であり、高エネルギー加速器研究機構の徳宿先生には、スイスのcern 研究所に行かせて頂く機会を与えてくださり、大変感謝しています。徳宿先生のおかげで世界最先端の実験に携わることができました。またミーティングで何度も研究の的確なアドバイスを頂き、研究に対する理解が深まりました。どうもありがとうございました。

同じく高エネルギー加速器研究機構の長野さんには、研究全般で大変お世話になりました。実験グループに所属して間もなく、何もかも分からない私に、実験や研究の知識を丁寧に一から教えてくださり、どうもありがとうございました。また、研究の中でわき上がる私の些細な質問にもいつも丁寧に向き合って説明してくださり、大変感謝しています。

また助教の石塚さんには、研究室生活全般で大変お世話になりました。研究に関する事はもちろん、くだらない話を嫌な顔一つしないで聞いてくださりとても感謝しています。また本論文執筆に関し特にお世話になりました。どうもありがとうございました。

また久世研究室の方々や、ATLAS Japan の先輩たちにも大変お世話になりました。どうもありがとうございました。

久世研究室に配属されてからの2年間は本当に楽しくてあっという間でした。そんな研究生生活を送れたのも、久世先生を始め、久世研究室の方々と一緒に研究生生活を送れたからこそだと心から感じております。本当にどうもありがとうございました。