

---

---

# 修士論文

LHC-ATLAS 実験における  $b$  クォーク識別手法の  
改善とトップクォーク対に崩壊する  $Z'$  ボソン共鳴  
探索への応用

---

---

東京工業大学大学院 理学院 物理学系 物理学コース

関根 達侑

指導教員 久世 正弘 教授

2019 年 2 月 7 日

# 概要

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) は、スイスの欧州原子核研究機構 (CERN) にある世界最大の加速器で、重心系エネルギー 13 TeV で現在順調に稼働している。LHC の検出器のうち、ATLAS 検出器を用いた ATLAS 実験では、新物理探索や標準模型の精密検証を行なっている。本研究では、新粒子である  $Z'$  ボソンが、 $t\bar{t}$  ( $top$  -  $antitop$  クォーク) 対に崩壊する  $t\bar{t}$  共鳴探索において、 $t\bar{t}$  対が崩壊して生じた  $bottom$  クォークを識別する精度を改善することで、信号発見感度を改善することを目指した。 $top$  クォークは標準模型の粒子の中で最も重い粒子で、標準模型を超えた様々な新粒子と強い結合を持つと期待される。 $top$  クォークは  $W$  ボソンと  $bottom$  クォークに崩壊し、 $W$  ボソンは 2 本のハドロンジェット (hadronic) または荷電レプトンとニュートリノ (leptonic) に崩壊する。また、 $Z'$  ボソンの質量が非常に大きい場合、 $t\bar{t}$  対は非常に高い横方向運動量を持ち、hadronic side のジェットは 1 本のジェットとして検出される。これをブーストチャンネルと呼ぶ。本研究では、 $t\bar{t}$  の崩壊によって生じた 2 つの  $W$  ボソンのうち、一方が hadronic に崩壊し、他方が leptonic に崩壊する semileptonic 崩壊のミューオンブーストチャンネルを探索した。シグナルとバックグラウンドの分離において、 $bottom$  クォークを識別することは極めて重要である。現在 ATLAS 実験では、多変量解析を用いて、ジェット毎に  $b$ らしさを計算し、その値が閾値を超えた場合、 $bottom$  クォーク由来のジェット ( $b$ ジェット) と識別しており、これを  $b$ -tag と呼ぶ。しかしながら、ジェットの  $p_T$  が大きくなると、 $b$ ジェット内に複数の粒子が高密度に存在するため、 $b$ -tag 効率が低くなる。これを改善する方法として、ジェットの再構成半径を運動量によって変動させたジェットを用いる手法や、大きな運動量領域で閾値を下げることで効率を一定に保つ手法、また Recurrent Neural Network (RNN) を用いた新しい多変量解析を用いる手法などがある。本研究では、これらの手法を評価し、 $b$ -tag 効率が改善されるか評価した。また、実際に  $t\bar{t}$  共鳴探索に適用し、信号発見感度が改善されるか調べた。上記の手法のうち、RNN を用いた  $b$ -tag では  $b$ -tag 効率が向上し、信号発見感度の改善が得られた。

# Abstract

Large Hadron Collider(LHC), in European Organization for Nuclear research(CERN), is the largest accelerator in the world, and now working very well at the center-of-mass energy of 13 TeV. In the ATLAS experiment which uses one of the LHC detectors, ATLAS detector, we are searching for new physics and testing the Standard Model of particle physics. In this research we searched for  $t\bar{t}$  resonance in which a new particle  $Z'$  decays to  $t\bar{t}$ (top-antitop quarks), and tried improving the signal discovery sensitivity by bettering identification of *bottom* quarks originated from  $t\bar{t}$  decay. *Top* quark is the heaviest particle in the Standard Model particles, and be expected to have strong coupling with the Beyond Standard Model particles in many models. *Top* quark decays to a  $W$  boson and a *bottom* quark, and  $W$  boson decays to two hadron jets(hadronically) or a charged lepton and a neutrino(leptonically). When  $Z'$  boson is very heavy,  $t\bar{t}$  have very high transverse momentum. As a result jets originated from hadronic decay cannot be separated from each other, and observed as one jet. Such events are called boosted channel. We searched for  $Z'$  boson in boosted muon channel in which one of the  $W$  bosons originated from  $t\bar{t}$  decay decays to hadronically and the other decays to a muon and a neutrino. For separating signal and background, identifying *bottom* quark is very important. In the ATLAS experiment, we are using multivariate analysis which calculating  $b$  likelihood for jet-by-jet, and identify jet originated from  $b$  quark( $b$  jet) when the  $b$  likelihood is higher than the threshold value. This process is called  $b$ -tag. When jets have high momentum,  $b$ -tag efficiency gets worse because many particles are included in the jets. To improve this, there are some new approaches : Changing jet reconstruction radius parameter as momentum, Keeping efficiency high by loosening the threshold on high momentum, and Using new multivariate analysis trained by Recurrent Neural Network(RNN). In this research we implemented these  $b$ -tag approaches and checked if the  $b$ -tag efficiency is improved. We also applied them for the  $t\bar{t}$  resonance search, evaluated the signal discovery sensitivity. As a result,  $b$ -tag using RNN improved  $b$ -tag efficiency and the signal discovery sensitivity.

# 目次

概要	i
Abstract	ii
<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 物理的背景 . . . . .	1
1.2 研究背景 . . . . .	4
<b>第 2 章 LHC-ATLAS 実験</b>	<b>6</b>
2.1 LHC . . . . .	6
2.2 ATLAS 検出器 . . . . .	8
<b>第 3 章 データセット</b>	<b>21</b>
3.1 シグナル . . . . .	21
3.2 バックグラウンド . . . . .	21
<b>第 4 章 データ解析</b>	<b>25</b>
4.1 物理オブジェクト定義 . . . . .	25
4.2 $t\bar{t}$ 共鳴探索の事象選別 . . . . .	29
4.3 $b$ -tag 改善手法の評価 . . . . .	38
4.4 $t\bar{t}$ 共鳴探索への応用 . . . . .	48
<b>第 5 章 結果</b>	<b>59</b>
5.1 VR Track ジェットを用いた $b$ -tag . . . . .	59
5.2 Hybrid $b$ -tag . . . . .	59
5.3 RNN を用いた $b$ -tag . . . . .	60
<b>第 6 章 まとめと今後の展望</b>	<b>61</b>
謝辞	62
参考文献	63

# 目次

1.1	$t\bar{t}$ 共鳴 [10]	4
1.2	短寿命ハドロンの崩壊	5
1.3	軽い長寿命ハドロンの崩壊	5
1.4	$B$ ハドロンの崩壊	5
2.1	LHC 概観 [11]	6
2.2	HL - LHC スケジュール [13]	7
2.3	ATLAS 検出器 [11]	8
2.4	ATLAS 検出器の座標系	9
2.5	$L_{xy}$ と $d_0$ の定義	10
2.6	ATLAS 検出器での粒子識別 [14]	10
2.7	マグネットシステム配置図 [15]	11
2.8	内部飛跡検出器の概観 [11]	12
2.9	カロリメータ [15]	13
2.10	電磁カロリメータの概観 [15]	14
2.11	タイルカロリメータの構造 [15]	14
2.12	ミューオン検出器の概観 [15]	15
2.13	ミューオン検出器の断面図 ( $R - z$ 平面) [16]	16
2.14	MDT チェンバーの構造 [15]	16
2.15	CSC の配置 [15]	17
2.16	ATLAS トリガーシステムの概略図 [17]	19
3.1	$Z' \rightarrow t\bar{t}$ イベントのダイアグラム	22
3.2	SM $t\bar{t}$ イベントのダイアグラム	22
3.3	$W + \text{jets} (W \rightarrow l\nu)$ イベントのダイアグラム	23
3.4	$Z + \text{jets}$ イベントのダイアグラム	23
3.5	QCD Multijets イベントのダイアグラム	24
3.6	Single $top$ イベントのダイアグラム	24
3.7	Di-boson イベントのダイアグラム	24
4.1	様々なアルゴリズムで再構成したジェット変数分布 [25] (左上: $k_t, R = 1$ 左下:SISCone, $R = 1, f = 0.75$ 右上:Cam/Aachen, $R = 1$ 右下:anti- $k_t, R = 1$ )	26

4.2	$B$ matched ジェット選別の概略 . . . . .	27
4.3	Small- $R$ ジェット本数分布 . . . . .	30
4.4	$b$ -tag された Track ジェット本数分布 . . . . .	31
4.5	ミューオン $p_T$ 分布 . . . . .	32
4.6	ミューオン $\eta$ 分布 . . . . .	32
4.7	$E_T^{\text{miss}}$ 分布 . . . . .	33
4.8	Small- $R$ ジェット質量分布 . . . . .	33
4.9	Large- $R$ ジェット $p_T$ 分布 . . . . .	34
4.10	$m_{t^{\text{had}}}$ 分布 . . . . .	34
4.11	$m_{t^{\text{lep}}}$ 分布 . . . . .	35
4.12	$m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	36
4.13	$m_{t\bar{t}}/m_Z^{\text{Truth}}$ 分布 . . . . .	36
4.14	MV2c10 を用いた MVA 値 (規格化) . . . . .	38
4.15	high $p_T$ と low $p_T$ における MV2c10 を用いた MVA 値 (規格化) . . . . .	39
4.16	決定木の概略図 . . . . .	39
4.17	MV2c10 Fixed $b$ -tag 効率 . . . . .	40
4.18	MV2c10 Fixed $b$ -tag mis-tag 率 ( $c$ ) . . . . .	41
4.19	MV2c10 Fixed $b$ -tag mis-tag 率 ( $light$ ) . . . . .	41
4.20	low $p_T$ 領域での Truth $b$ と Truth クォークの距離 . . . . .	41
4.21	high $p_T$ 領域での Truth $b$ と Truth クォークの距離 . . . . .	41
4.22	VR track ジェットを用いた Fixed $b$ -tag 効率 . . . . .	42
4.23	VR ジェット Fixed $b$ -tag mis-tag 率 ( $c$ ) . . . . .	42
4.24	VR ジェット Fixed $b$ -tag mis-tag 率 ( $light$ ) . . . . .	42
4.25	leptonic side の Truth $b$ と $b$ matched Track ジェットの距離 (規格化) . . . . .	43
4.26	hadronic side の Truth $b$ と $b$ matched Track ジェットの距離 (規格化) . . . . .	43
4.27	MV2c10 Hybrid $b$ -tag 70% WP における Track ジェット MVA 閾値 . . . . .	43
4.28	MV2c10 Hybrid $b$ -tag 効率 . . . . .	44
4.29	Hybrid $b$ -tag mis-tag 率 ( $c$ ) . . . . .	44
4.30	Hybrid $b$ -tag mis-tag 率 ( $light$ ) . . . . .	44
4.31	RNN 内部構造 [29] . . . . .	45
4.32	RNN を用いた $b$ -tag アルゴリズムの概略 [30] . . . . .	46
4.33	leptonic side : 各 tagger を用いた Fixed $b$ -tag 効率 . . . . .	46
4.34	hadronic side : 各 tagger を用いた Fixed $b$ -tag 効率 . . . . .	47
4.35	各 tagger を用いた $b$ -tag mis-tag 率 ( $c$ ) . . . . .	47
4.36	各 tagger を用いた $b$ -tag mis-tag 率 ( $light$ ) . . . . .	47
4.37	Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	49
4.38	Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	49
4.39	Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	49
4.40	Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	49
4.41	Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	50
4.42	Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	50

4.43	Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	50
4.44	Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	50
4.45	横軸を Truth ジェット $p_T$ にした場合の MV2c10 Hybrid $b$ -tag 効率 . . . . .	51
4.46	leptonic side Track ジェット $p_T$ vs Truth ジェット $p_T$ . . . . .	51
4.47	hadronic side Track ジェット $p_T$ vs Truth ジェット $p_T$ . . . . .	51
4.48	Track ジェット $p_T$ /Truth ジェット $p_T$ . . . . .	52
4.49	Truth 荷電ハドロン $p_T$ /Truth ジェット $p_T$ . . . . .	52
4.50	考えられる Track ジェット再構成の概略図 . . . . .	52
4.51	Truth ジェットが high $p_T$ の時と low $p_T$ の時、Track ジェットが Truth ジェットに対して high $p_T$ の時と low $p_T$ の時の場合分け . . . . .	53
4.52	領域 C における Truth Track に対する leading Track の $p_T$ 比 . . . . .	53
4.53	領域 A における Truth Track に対する leading Track の $p_T$ 比 . . . . .	53
4.54	領域 D における Truth Track に対する leading Track の $p_T$ 比 . . . . .	53
4.55	領域 B における Truth Track に対する leading Track の $p_T$ 比 . . . . .	53
4.56	領域 C における leading Truth Track に対する Track の $p_T$ 比 . . . . .	54
4.57	領域 A における leading Truth Track に対する Track の $p_T$ 比 . . . . .	54
4.58	領域 D における leading Truth Track に対する Track の $p_T$ 比 . . . . .	54
4.59	領域 B における leading Truth Track に対する Track の $p_T$ 比 . . . . .	54
4.60	$B$ ハドロンの崩壊点までの距離 (low $p_T$ , $b$ -tag 通過) . . . . .	55
4.61	$B$ ハドロンの崩壊点までの距離 (high $p_T$ , $b$ -tag 通過) . . . . .	55
4.62	$B$ ハドロンの崩壊点までの距離 (low $p_T$ , $b$ -tag ミス) . . . . .	55
4.63	$B$ ハドロンの崩壊点までの距離 (high $p_T$ , $b$ -tag ミス) . . . . .	55
4.64	MV2r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	56
4.65	DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	56
4.66	MV2r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	56
4.67	DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	56
4.68	MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	58
4.69	DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	58
4.70	MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	58
4.71	DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$ を掛けた $m_{t\bar{t}}$ 分布 . . . . .	58

# 表目次

1.1	標準模型での素粒子 (フェルミオン) . . . . .	2
1.2	標準模型での素粒子 (ボソン) [4] . . . . .	2
1.3	代表的な $B$ ハドロンの寿命 [4] . . . . .	5
2.1	LHC のパラメータ (設計値) [12] . . . . .	7
2.2	内部飛跡検出器の位置分解能 [15] . . . . .	12
2.3	ミューオン検出器の性能一覧 [15] . . . . .	18
4.1	4 TeV $Z'$ の質量再構成に対する性能 . . . . .	37
4.2	シグナルおよびバックグラウンドの Cut Flow . . . . .	37
4.3	$top$ -tag 80% WP における 4 TeV $Z'$ に対する統計的有意性の評価 . . . . .	48
4.4	$top$ -tag 50% WP における 4 TeV $Z'$ に対する統計的有意性の評価 . . . . .	49
4.5	$top$ -tag 80% WP における RNN を用いた場合の 4 TeV $Z'$ に対する統計的有意性の評価 . . . . .	56
4.6	$top$ -tag 80% WP における MV2c10 および RNN を用いた場合の 3 TeV $Z'$ に対する統計的有意性の評価 . . . . .	57
5.1	4 TeV $Z'$ に対する統計的有意性の評価 . . . . .	59
5.2	4 TeV と 3 TeV $Z'$ に対する統計的有意性の評価 . . . . .	60

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 物理的背景

#### 1.1.1 標準模型

自然界には、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の四つの相互作用が存在する。相互作用の力の強さは、強い相互作用を 1 とすると電磁相互作用は  $10^{-2}$ 、弱い相互作用は  $10^{-5}$ 、重力相互作用は  $10^{-40}$  程度である。このように、重力相互作用は他の相互作用に比べ極端に弱く、理論体系が確立していないが、素粒子物理学で扱うスケールでは影響を無視できる。強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用の 3 つについてまとめた理論を標準模型といい、現在の素粒子物理学の理論体系として確立している。標準模型では、素粒子は表 1.1, 1.2 のようなフェルミオンとゲージボソン、スカラーボソン (ヒッグス粒子) からなり、すべて実験的に観測されている。

フェルミオンは、物質を構成する粒子で、強い相互作用をする粒子をクォーク、しない粒子をレプトンと呼ぶ。各粒子にはそれぞれ質量が同じで電荷が反対の反粒子が存在し、粒子と反粒子が衝突すると対消滅し、エネルギーを生じる。クォークは量子色力学 (QCD) におけるカラーの閉じ込めによって、単体では存在できず、クォークと反クォークの組からなるメソンとして存在するか、3 つのクォークまたは 3 つの反クォークの組み合わせからなるバリオンとして存在する。また、メソンとバリオンを総称してハドロンと呼ぶ。クォークは単体で存在できないため、ハドロンが高エネルギーで生成されてクォーク間が引き伸ばされると、やがてクォーク-反クォークを対生成して新たなハドロンに分離する。このようにして多数のハドロンの束からなるジェットとして最終的に観測される。レプトンは荷電レプトンと中性レプトンから成り、電子などの荷電レプトンは電磁相互作用および弱い相互作用をする。中性レプトンのニュートリノは、電氣的に中性で弱い相互作用しかしないため、他の物質とほとんど反応しない。また、標準模型では質量 0 と予言されているが、現在ではスーパーカミオカンデ実験などでのニュートリノ振動の観測により、ニュートリノは僅かな質量を持つことが実験的に確認されている [1]。

ゲージボソンは、相互作用を媒介する粒子で、フォトン ( $\gamma$ ) は電磁相互作用を、グルーオン ( $g$ ) は強い相互作用を、ウィークボソン ( $W^\pm, Z$ ) は弱い相互作用を媒介する。重力相互作用については、標準模型で説明できず、媒介粒子も見つかっていない。

スカラー粒子であるヒッグス粒子 ( $h^0$ ) は、粒子に質量を与える粒子であり、標準模型で唯一発見されていなかったが、2012 年に A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) 実験及び the Compact Muon Solenoid (CMS) 実験で発見された [2], [3]。

上述の粒子は、すべて標準模型で予言されており、実験的に観測されていることから、標準模型は現在の素粒子物理学を非常に良く説明している。しかし、重力相互作用やニュートリノの質量など、説明できていないことも存在する。また、次節で述べる階層性問題がある。

### ヒッグス機構と階層性問題

電磁相互作用は、ゲージ粒子の光子が質量0であるため繰り込み可能なゲージ理論であるが、弱い相互作用では、ゲージ粒子のウィークボソンが質量を持つため、繰り込みすることが出来ない。そこで、ヒッグス場と呼ばれる場を導入し、ヒッグス場が真空期待値を持つことによって対称性が破れるとすると、ゲージ場が質量を獲得する。これを応用して、2種類の荷電ベクトルボソン  $W^+, W^-$  と2種類の中性ベクトルボソン  $Z, \gamma$  をゲージボソンとして導入することで、電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に記述した  $SU(2) \times U(1)$  の繰り込み可能なゲージ理論をワインバーグ=サラム理論と呼ぶ。この理論では中性ボソンは一定の割合で混合し、ヒッグス機構によって  $W^+, W^-, Z$  は質量を獲得する。

現在では、ヒッグス粒子は発見され、質量が 125 GeV [4] と判明しているが、プランクスケール ( $M_p = \sqrt{\hbar c/G_M} \sim 10^{19}$  GeV) に比べ何故これほど軽いのかは分かっていない。プランクスケールは重力定数  $G_M$ , 光速  $c$ , プランク定数  $h$  の3つの基本物理定数から作られる質量の次元を持つ定数で、自然な質量スケールであると考えられている。これがヒッグス粒子の質量スケールと大きく離れているのは不自然である。また、ヒッグス機構が高エネルギーまで成り立つとすると、ヒッグス粒子の質量の計算において、不自然な大きさの輻射補正を打ち消す必要があり(ファインチューニング)、これを解決する考えとして、TeV スケールに新物理があることを予言する理論がある。

表 1.1 標準模型での素粒子 (フェルミオン)

	第一世代	第二世代	第三世代	電荷	スピン	相互作用
クォーク	$u$	$c$	$t$	+2/3	1/2	強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用
	$d$	$s$	$b$	-1/3	1/2	
レプトン	$e$	$\mu$	$\tau$	-1	1/2	弱い相互作用、電磁相互作用
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	1/2	

表 1.2 標準模型での素粒子 (ボソン) [4]

		電荷	スピン	質量	媒介する相互作用
ゲージボソン	$\gamma$	0	1	0	電磁相互作用
	$g$	0	1	0	強い相互作用
	$W^\pm$	$\pm 1$	1	80.4 [GeV]	弱い相互作用
	$Z^0$	0	1	91.2 [GeV]	弱い相互作用
スカラーボソン	$h^0$	0	0	125.2 [GeV]	

### 1.1.2 $t\bar{t}$ 共鳴

標準模型を超えた新粒子が、細い崩壊幅を持ち、かつ標準模型の粒子に崩壊し、崩壊後の終状態の粒子をすべて検出することができれば、再構成した質量分布において、共鳴状態が観測される。本研究では、図 1.1 のような新粒子が  $t\bar{t}$  対に崩壊する事象を探索した。 $top$  クォークは標準模型の粒子の中で最も重い粒子で、生成するとすぐに  $W$  ボソンと  $bottom$  クォークに崩壊する。また、ヒッグス粒子や標準模型を超えた様々なモデルの粒子と強い結合を持つと期待される。以下に  $t\bar{t}$  共鳴で予言される粒子の候補を示す。

#### Bulk Randall-Sundrum Kaluza-Klein グラビトン ( $RS-G_{KK}$ )

$RS-G_{KK}$  は、Randall-Sundrum モデル [5] によって予言されるスピン 2 の粒子である。このモデルでは我々の次元はウィークプレーンによって定義され、さらに重力プレーンが存在すると仮定することによってヒッグス粒子の質量をファインチューニングなしに導出することができる。

#### Kaluza-Klein グルーオン (KK グルーオン)

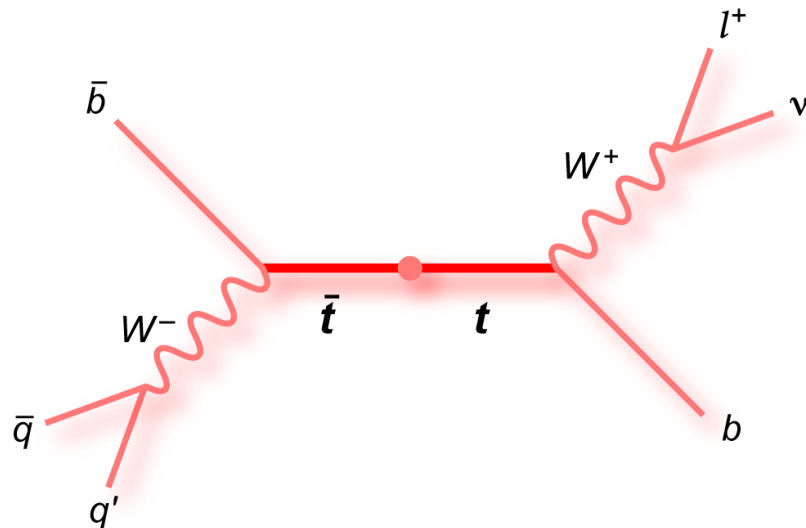
KK グルーオンは、Kaluza Klein 理論 [6] によって予言されるスピン 1 の粒子で、ダークマターの候補となっている。このモデルでは余剰次元の存在を仮定し、クォークと強い結合を持つグルーオンの励起状態が存在すると予言している。

#### Leptophobic top-color $Z'$

Leptophobic top-color  $Z'$  は、Topcolour Assisted Technicolor と呼ばれる理論モデル [7–9] によって予言されるスピン 1 の粒子で、レプトンに崩壊せず  $top$  クォークと強い結合を持つと予言されている。このモデルでは、 $top$  クォークの質量が他のクォークと比べて 172 GeV と極端に重い理由を、 $top$  クォークのパートナーである質量 1 TeV 以上の粒子が存在すると仮定し、第三世代のクォークの組に入れることで説明している。この際ヒッグス粒子のように電弱対称性の破れを起こす粒子が複数現れ、TeV 領域に質量を持つ  $Z'$  ボソンが予言される。

本研究では、シグナルの代表例として上述の  $Z'$  ボソンが  $t\bar{t}$  対に崩壊し、 $t\bar{t}$  対が崩壊して生じた 2 つの  $W$  ボソンのうち一方が hadronic( $q\bar{q}$ ) に崩壊し、他方が leptonic( $l\nu$ ) に崩壊する semileptonic 崩壊を探索した。

$Z'$  ボソンの質量が非常に大きい場合、 $t\bar{t}$  対は高い横方向運動量運動量 ( $p_T$ ) を持ってブーストし、hadronic side のジェットは分離できなくなる。従って、hadronic に崩壊した  $top$  クォークは 1 本の大半径ジェット (Large- $R$  ジェット) として再構成される。

図 1.1  $t\bar{t}$ 共鳴 [10]

## 1.2 研究背景

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) は、欧州原子核研究機構 (CERN) にある世界最大の陽子陽子衝突加速器で、2009 年に運転を開始し、重心系エネルギー 13 TeV で現在順調に稼働している。ATLAS 検出器を用いた ATLAS 実験では、高エネルギーでの標準模型の精密検証や標準模型を超えた物理の探索をしており、2012 年には CMS 実験と共同でヒッグス粒子を発見した。

$Z'$  ボソンは、現在のところ発見されておらず、世界最高の衝突エネルギーを持つ LHC での発見が期待されている。本研究では LHC-ATLAS 実験を用いて、前節で述べた  $t\bar{t}$  共鳴探索をした。1.1.2 節で述べたような  $Z'$  ボソンが生成した場合、 $t\bar{t}$  の不変質量  $m_{t\bar{t}}$  分布にピークが見られるが、バックグラウンドの統計量が多く、シグナルとの分離が難しい。シグナルとバックグラウンドを分離する手法として、次節で述べる終状態に  $b$  ジェットを要求する  $b$ -tag がある。しかしながら、 $Z'$  ボソンの質量が非常に大きい場合、生成された  $t\bar{t}$  クォーク対はブーストし、ジェットの周りに複数の粒子が存在する高密度な環境になるため、high  $p_T$  領域での  $b$  ジェットの識別効率が低くなる。

そこで、ジェットの再構成半径  $R$  を

$$R \rightarrow R(p_T) = \frac{\rho}{p_T} \quad (\rho: \text{定数}, R_{min} \leq R \leq R_{max}) \quad (1.1)$$

$R_{min}, R_{max}$  はそれぞれ  $R$  の下限値と上限値

のように定義し、high  $p_T$  領域でジェットの分解能を上げる Variable - Radius (VR) ジェットを用いる手法や、high  $p_T$  で多変量解析による  $b$  ジェットらしさを表す出力値の閾値を下げることで、効率を一定に保つ Hybrid  $b$ -tag を用いる手法、Recurrent Neural Network (RNN) を用いた新しい多変量解析などの改善手法を適用し、 $b$ -tag 効率を改善することを目指した。また、新しい  $b$ -tag 手法を用いて信号発見感度が改善されるか評価した。これらの詳細は 4 章で述べる。

### 1.2.1 *b*-tag

クォークは直接検出されず、ハドロンを生成し、それが多数の  $\pi$  中間子や  $K$  中間子などの準安定なハドロンに崩壊したジェットとして検出される。したがって終状態の粒子から元のクォークのフレーバーを特定することは一般に困難である。

*b*クォーク由来のジェットを *b*ジェットと呼ぶ。*b*クォークを含む *B*ハドロンは、寿命が長いために運動量大きい場合、衝突点から数 mm 程度飛び、離れた所で崩壊する。これを二次崩壊点と呼ぶ。一般のハドロンは寿命が短いため、衝突点ですぐに崩壊する。また、*B*ハドロンは質量が大きいので、長寿命の軽いハドロンと比べ、崩壊した粒子の飛跡と親ハドロンの飛跡の角度が大きくなる。これらの情報などを用いて、*b*ジェットを他のクォーク由来のジェットと識別することができ、*b*ジェットを特定することを *b*-tag と呼ぶ。*t $\bar{t}$*  共鳴探索では終状態に *b*ジェットを要求することで、バックグラウンドを削減できる。ハドロンの崩壊図をそれぞれ図 1.2-1.4 に示す。また代表的な *B*ハドロンの寿命を表 1.3 に示す。

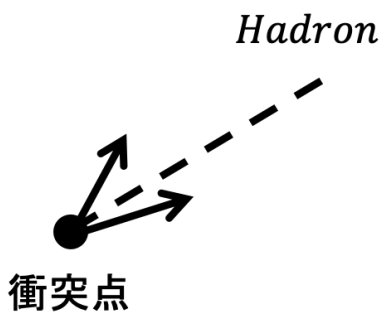


図 1.2 短寿命ハドロンの崩壊

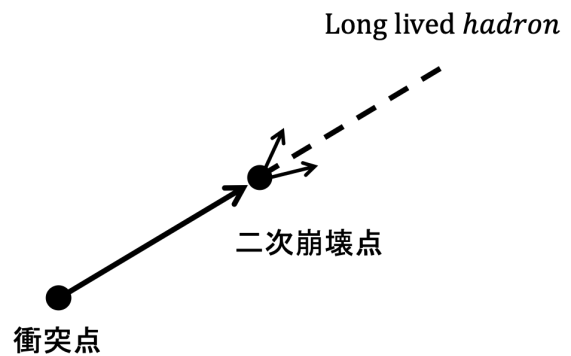


図 1.3 軽い長寿命ハドロンの崩壊

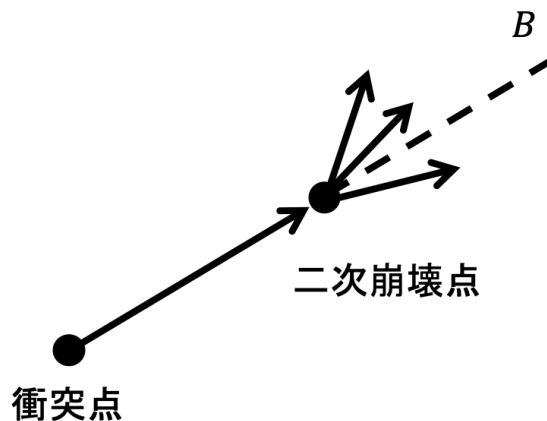


図 1.4 *B*ハドロンの崩壊

表 1.3 代表的な *B*ハドロンの寿命 [4]

<i>B</i> ハドロン	$B^\pm$	$B_c^\pm$	$B^0$	$B_s^0$
寿命 [ps]	$1.64 \pm 0.004$	$0.507 \pm 0.009$	$1.52 \pm 0.004$	$1.51 \pm 0.004$

## 第2章

# LHC-ATLAS 実験

### 2.1 LHC

LHC は、スイスのジュネーブ郊外の CERN にある、世界最大の陽子陽子衝突型の円型加速器である。概観図を図 2.1 に、各パラメータを表 2.1 に示す。地下 100 m に掘られたトンネルに、周長 26.66 km の円形加速リングが設置されており、超伝導磁石によって最大 8.33 T の磁場で陽子を円形に曲げながら加速している。2010 年は重心系エネルギー 7 TeV, 2012 年は 8 TeV で運転した (Run-1)。その後 2 年間のアップグレードを経て、2015 年からは 13 TeV で運転し、世界最高エネルギーで現在順調に稼働している (Run-2)。

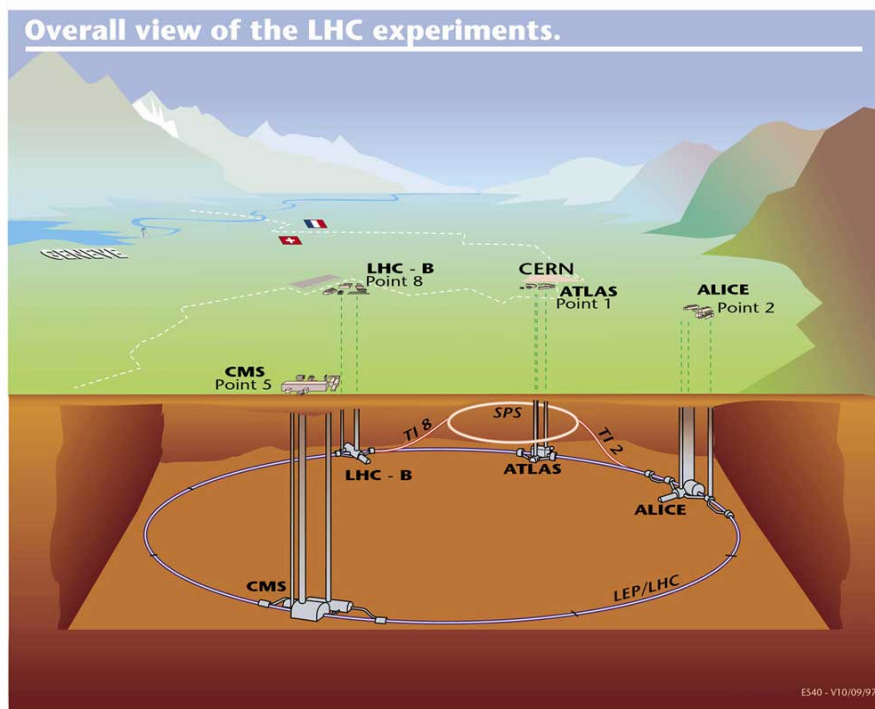


図 2.1 LHC 概観 [11]

表 2.1 LHC のパラメータ (設計値) [12]

リング周長	26.6 km
重心系エネルギー	14 TeV
瞬間最高ルミノシティ	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
バンチ数	2808
バンチ長	1.25 ns
バンチ間隔	25 ns
バンチあたりの陽子数	$1.15 \times 10^{11}$

今後の予定としては、2019 年から再び運転停止期間に入り、2021 年から重心系エネルギー 14 TeV、瞬間最高ルミノシティは現在の 1.5 倍で稼働する予定である。さらに、2024 年からの運転停止期間では大規模なアップグレードを行い、現在の 5 倍の瞬間最高ルミノシティを目指す高輝度 LHC(HL - LHC : High Luminosity LHC) 計画が進められている。(図 2.2)

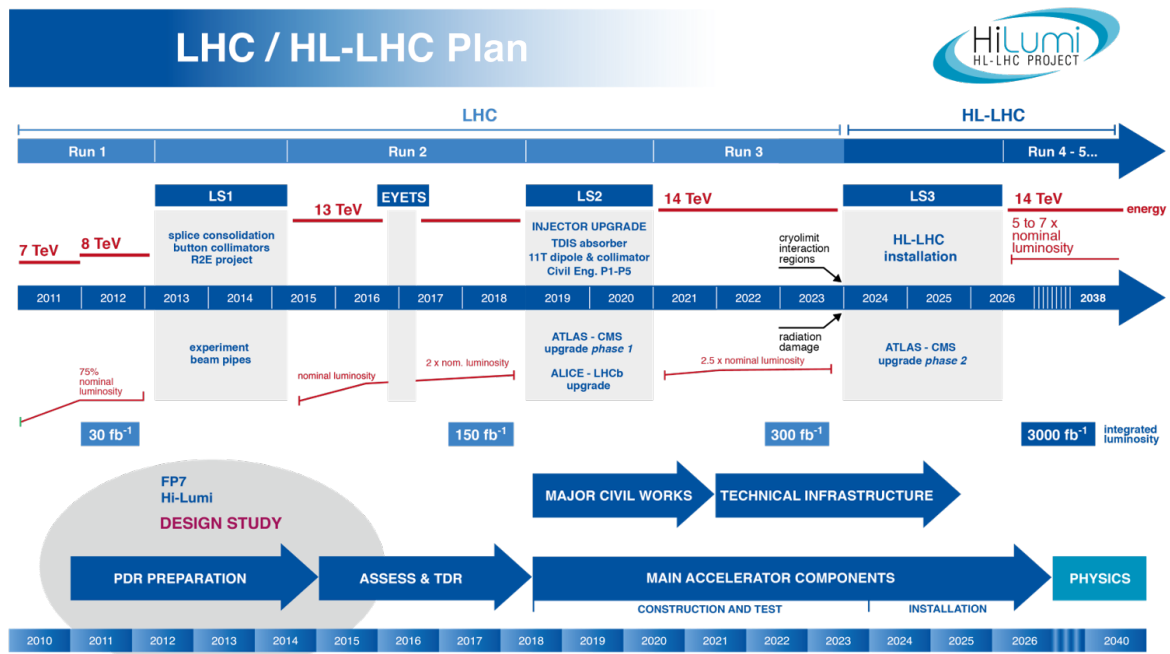


図 2.2 HL - LHC スケジュール [13]

LHC には 4 つの陽子ビーム衝突点があり、ATLAS、CMS、ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、LHCb (Large Hadron Collider Beauty) 検出器が設置されており、それぞれ目的の異なる実験が行われている。

## 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器 (図 2.3) は、ATLAS 実験で用いられる汎用検出器で、標準模型の精密測定や、標準模型を超えた物理の探索を行っている。直径 25 m、長さ 44 m、総重量 7000 t の円筒型検出器で、内側から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器からなる。さらに内部飛跡検出器を囲って超伝導ソレノイド磁石、カロリメータの外側に超伝導トロイド磁石があり、それぞれビーム軸に平行な方向、ビーム軸を囲う同心円状に磁場がかかっている。

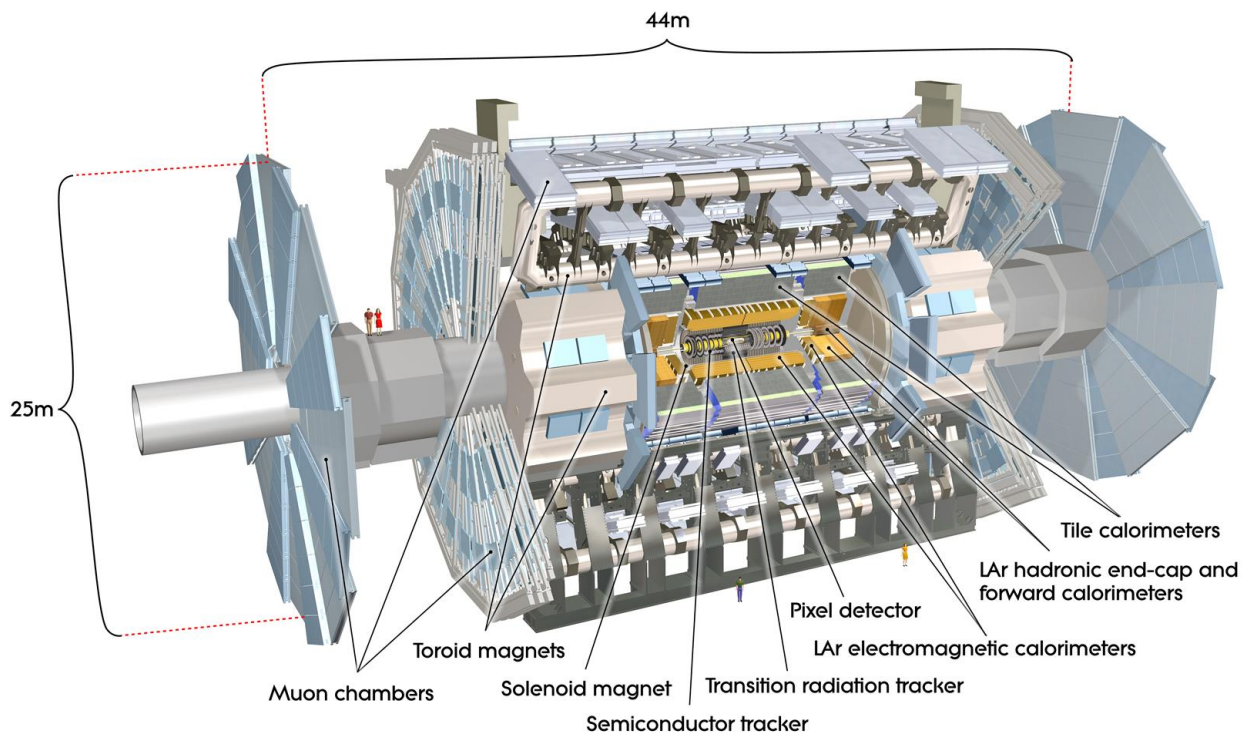


図 2.3 ATLAS 検出器 [11]

### 2.2.1 ATLAS 検出器の座標系

ATLAS 検出器の座標系は図 2.4 のように、ビーム軸を  $z$  軸にとり、ビーム軸に垂直な方向を  $r$  方向、極角を  $\theta$ 、方位角を  $\phi$  とする。また、擬ラピディティを  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  と定義する。陽子陽子衝突で実際に反応するのは陽子内のクォークやグルーオンであるため、縦方向のエネルギーや運動量は保存しないが、横方向のエネルギーや運動量は 0 で保存する。横方向のエネルギーを  $E_T$ 、横方向の運動量を  $p_T$  と記述すると、エネルギーを  $E$ 、運動量を  $p$  として  $E_T, p_T$  はそれぞれ以下のように表される。

$$E_T = E \sin \theta \quad (2.1)$$

$$p_T = p \sin \theta \quad (2.2)$$

また、粒子間の距離  $dR$  を、 $\eta, \phi$  を用いて以下のように定義する。

$$dR = \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2} \quad (2.3)$$

$p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  は ATLAS 検出器で粒子の座標情報として記録される。また、 $|\eta| < 1.05$  の円筒部分をバレル、 $|\eta| > 1.05$  の底面部分をエンドキャップと呼ぶ。

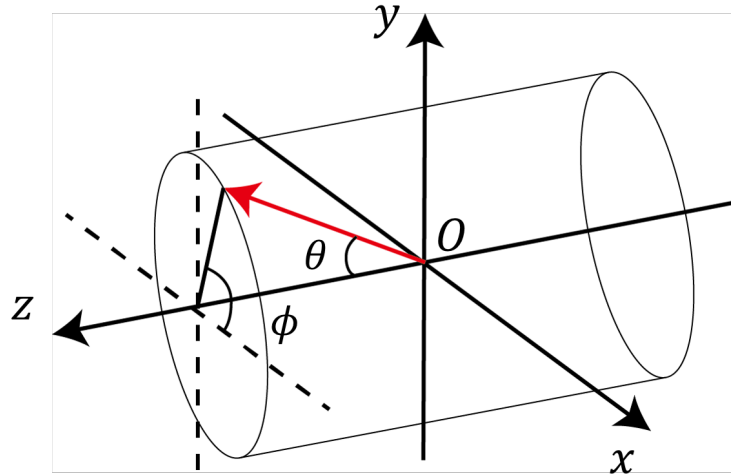


図 2.4 ATLAS 検出器の座標系

### 2.2.2 粒子識別

粒子の識別は、複数の検出器の情報を組み合わせて行う。電子や光子は電磁カロリメータ内でエネルギーを落とし、内部飛跡検出器での飛跡の有無によって識別が可能である。また、粒子の質量によって電子と荷電ハドロンの飛跡を区別することができる(後述)。ハドロンはハドロンカロリメータ内でエネルギーを落とし、エネルギーを測定する。なお、1.2.1 節で述べたように、 $B$  ハドロンは寿命が長いため、他のハドロンと区別できる。例えば、運動量の大きい  $B$  ハドロンは衝突点から離れた点(二次崩壊点)で崩壊し、衝突点と二次崩壊点の  $xy$  平面での距離  $L_{xy}$  が大きな値を持つ。また、崩壊して生じた粒子はインパクトパラメータ  $d_0$ (衝突点から飛跡までの  $xy$  平面での最短距離) が大きな値を持つ。これらの変数などから  $b$  らしさを求めている。 $L_{xy}$  と  $d_0$  の定義を図 2.5 に示す。ブーストした環境で hadronic に崩壊した  $top$  クォークは、複数の Small- $R$  ジェットを含んだ Large- $R$  ジェットとして検出される。この Large- $R$  ジェットの質量や内部構造(何本のジェットから成るかなど)を計算することで、 $top$  クォークであるか識別することができる( $top$ -tag)。ミュオンは貫通力が高く、最も外側のミュオン検出器を通過するので、内部飛跡検出器の情報とミュオン検出器の情報を組み合わせることで同定される。ニュートリノは、検出器と反応せず飛跡を残さないので、横方向のエネルギー欠損  $E_T^{\text{miss}}$  として間接的に観測される。粒子識別の概略図を図 2.6 に示す。

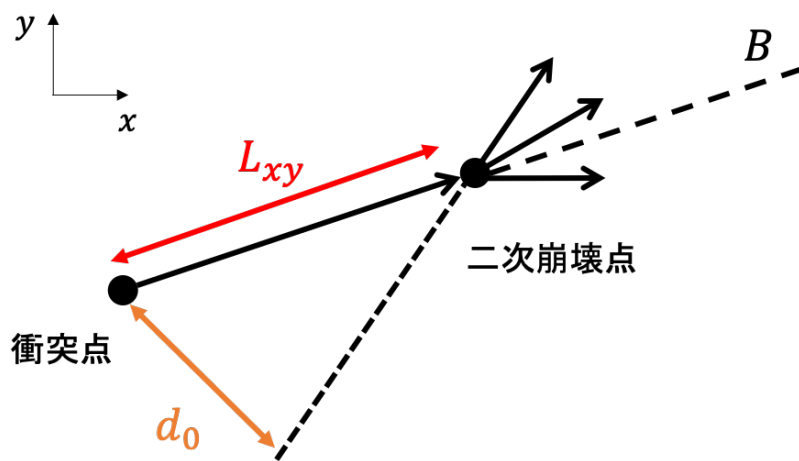


図 2.5  $L_{xy}$  と  $d_0$  の定義

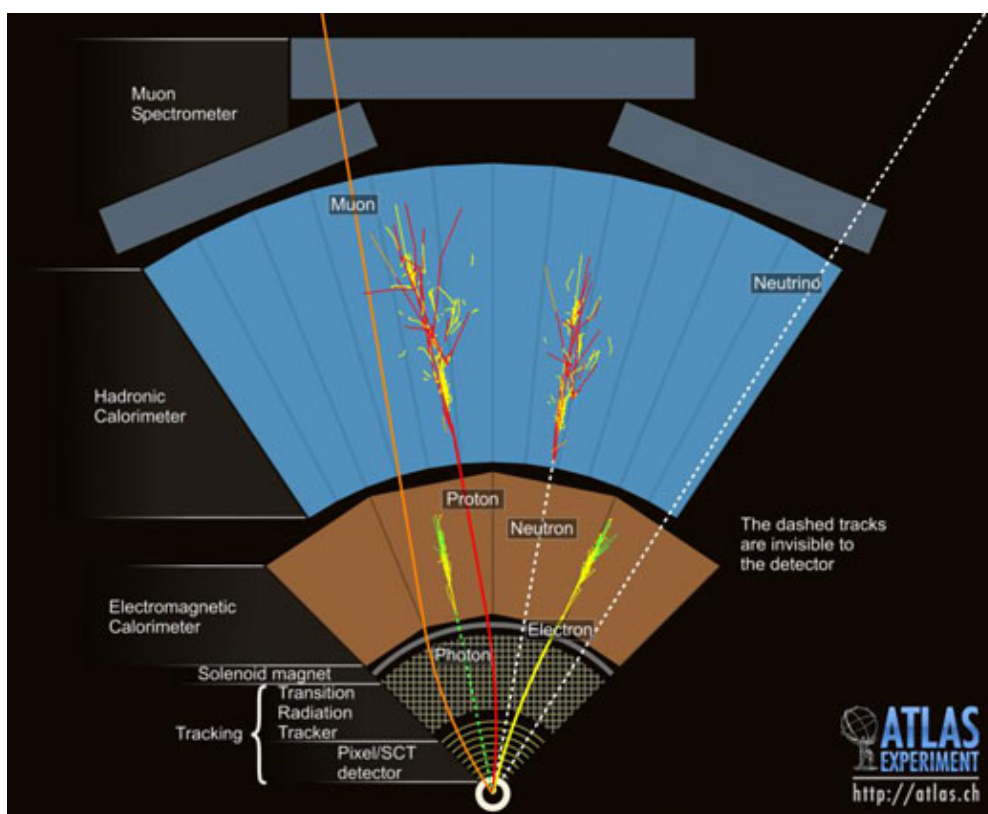


図 2.6 ATLAS 検出器での粒子識別 [14]

### 2.2.3 マグネットシステム

マグネットシステムは超伝導ソレノイド磁石および超伝導トロイド磁石から構成される。マグネットシステムの配置図を図 2.7 に示す。ソレノイド磁石は内部飛跡検出器を囲むように設置されており、 $z$  方向に 2 T の磁場をかけている。トロイド磁石はカロリメータの外側に設置されており、エンドキャップ領域、バレル領域共に 8 個のコイルがビーム軸に対して対称に設置されており、 $\phi$  方向にそれぞれ 1 T, 0.5 T の磁場をかけている。

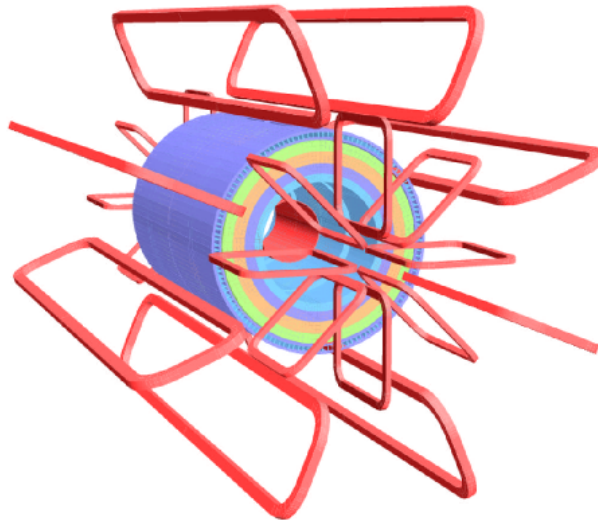


図 2.7 マグネットシステム配置図 [15]

### 2.2.4 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は、内側から IBL (Insertable B Layer)、ピクセル検出器 (Pixel Detector)、SCT (Semi Conductor Tracker)、TRT (Transition Radiation Tracker) で構成される。一回の陽子ビームのバンチ衝突で膨大な数の粒子が生じるため、検出器内部の飛跡密度は非常に高い。また、他の陽子陽子衝突から生じた粒子の飛跡も含まれる (パイルアップ)。したがって、高い位置分解能での飛跡再構成を必要とする。内部飛跡検出器の概観を図 2.8 に示す。 $|\eta| < 2.5$  の領域を覆っており、磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の曲率から運動量を計算する。各検出器の位置分解能を表 2.2 に示す。

#### IBL/ピクセル検出器

ピクセル検出器は、 $|\eta| < 2.5$  を覆う半導体検出器で、一つのピクセルの大きさは  $(R - \phi) \times z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$  である。バレル部は同心円状のシリンダー 3 層、エンドキャップ部は同軸状のディスク 3 層からなる。また、IBL はピクセル検出器とビームパイプの間に設置された半導体検出器で、ルミノシティ増加による読み出し検出効率の低下を防ぐために Run-2 から導入された。ピクセル検出器より細分化されたピクセルセンサーと読み出し速度の速い読み出しチップを使用することで、飛跡再構成精度の向上や生成崩壊位置特定の改善がされ、その結果インパクトパラメータの測定精度向上により、 $B$  ハドロン同定の性能向上も実現した。

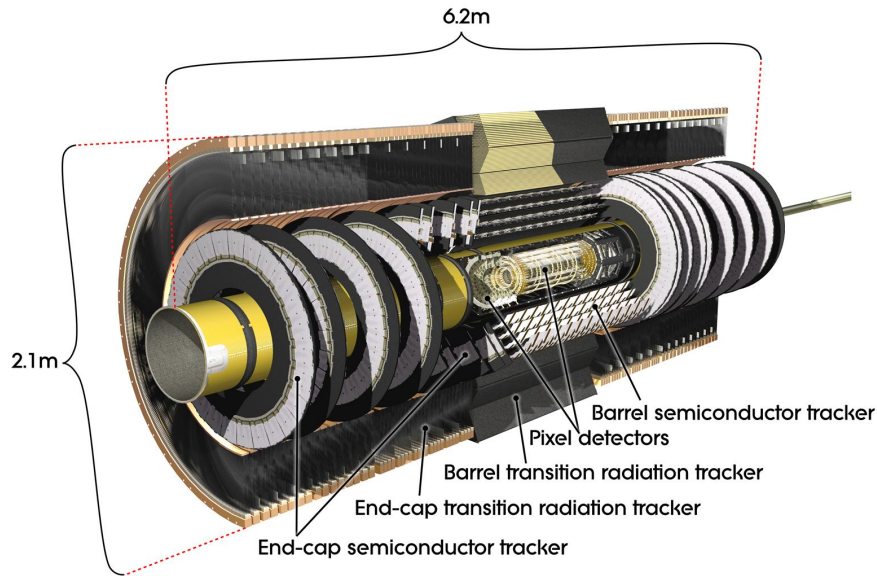


図 2.8 内部飛跡検出器の概観 [11]

表 2.2 内部飛跡検出器の位置分解能 [15]

検出器	位置分解能 [ $\mu\text{m}$ ]	
	$8(\phi$ 方向)	$40(z$ 方向)
IBL	$8(\phi$ 方向)	$40(z$ 方向)
ピクセル検出器		
バレル部	$10(R - \phi$ 方向)	$115(z$ 方向)
エンドキャップ部	$10(R - \phi$ 方向)	$115(R$ 方向)
SCT		
バレル部	$17(R - \phi$ 方向)	$580(z$ 方向)
エンドキャップ部	$17(R - \phi$ 方向)	$580(R$ 方向)
TRT	$130(R - \phi$ 方向のみ)	

### SCT

SCT は、 $|\eta| < 2.5$  を覆う半導体検出器で、バレル部は同心円状のシリンダー 4 層、エンドキャップ部は同軸状のディスク 9 枚からなる。さらにバレル部に 2112 個、エンドキャップ部に 1976 個のストリップモジュールが設置されている。ストリップモジュールでは 2 枚のシリコンセンサーを互いに  $40 \text{ mrad}$  傾けることで 2 次元の位置検出が可能となっている。

### TRT

TRT は、 $|\eta| < 2$  を覆う検出器で、遷移放射 (荷電粒子が異なる物質の境界面を通過したときに放射する光子) を吸収するために、Xe を中心とした混合ガスをチューブ間に封入している。バレル部では  $144 \text{ cm}$  のチューブをビーム軸と平行に、エンドキャップ部では  $37 \text{ cm}$  のチューブを放射状に設置している。また、遷移放射によって生じたエネルギーは粒子の質量に反比例するため、電子とハドロンを区別することができる。

## 2.2.5 カロリメータ

カロリメータ (図 2.9) は  $|\eta| < 4.9$  を覆う検出器で、電磁カロリメータとハドロンカロリメータから構成され、粒子のエネルギーを測定する。電子や光子、ハドロンはカロリメータ内でシャワーを起こしながらエネルギーを落とし、静止する。このシャワーの粒子を電気信号として取り出すことでエネルギーを測定する。

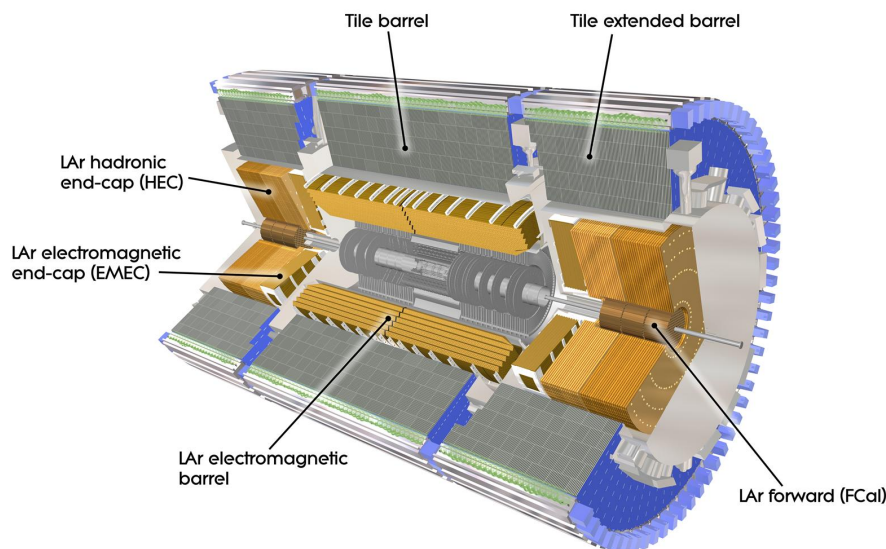


図 2.9 カロリメータ [15]

### 電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル部 ( $|\eta| < 1.475$ ) とエンドキャップ部 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) からなり、電子や光子のエネルギーを測定する。電磁カロリメータの概観を図 2.10 に示す。検出器はセルの大きさによって3層に分けられ、外側にいくにつれてセルを粗くしている。また、吸収体の鉛と検出用の液体アルゴンを組み合わせたアコーディオン型のカロリメータを用いることで、 $\phi$  方向の不感領域を無くしている。

### ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータはバレル部 ( $|\eta| < 1.7$ )、エンドキャップ部 ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ )、フォワード部 ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ ) からなり、ハドロンエネルギーを測定する。バレル部はタイルカロリメータ (図 2.11) を使用し、吸収体の鉄とタイル状のシンチレータ、波長変換ファイバーから構成される。エンドキャップ部は銅と液体アルゴンを組み合わせたカロリメータを使用し、検出器の有感領域を広く取ることで、バレル部とフォワード部の隙間を無くしている。フォワード部は吸収体の銅およびタンングステンと検出用の液体アルゴンをういたカロリメータを使用している。

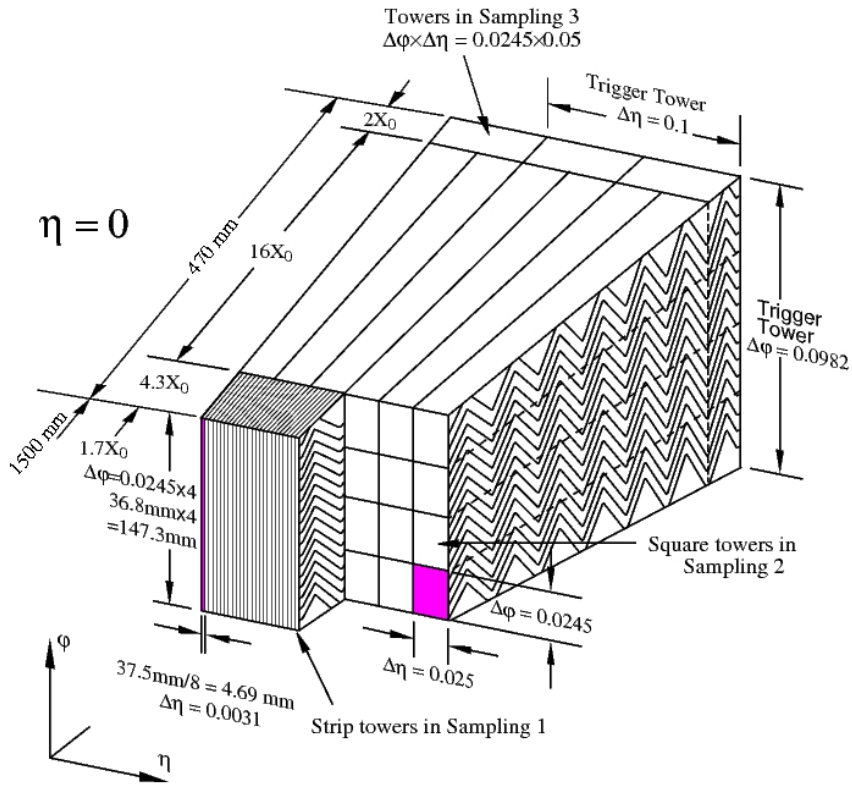


図 2.10 電磁カロリメータの概観 [15]

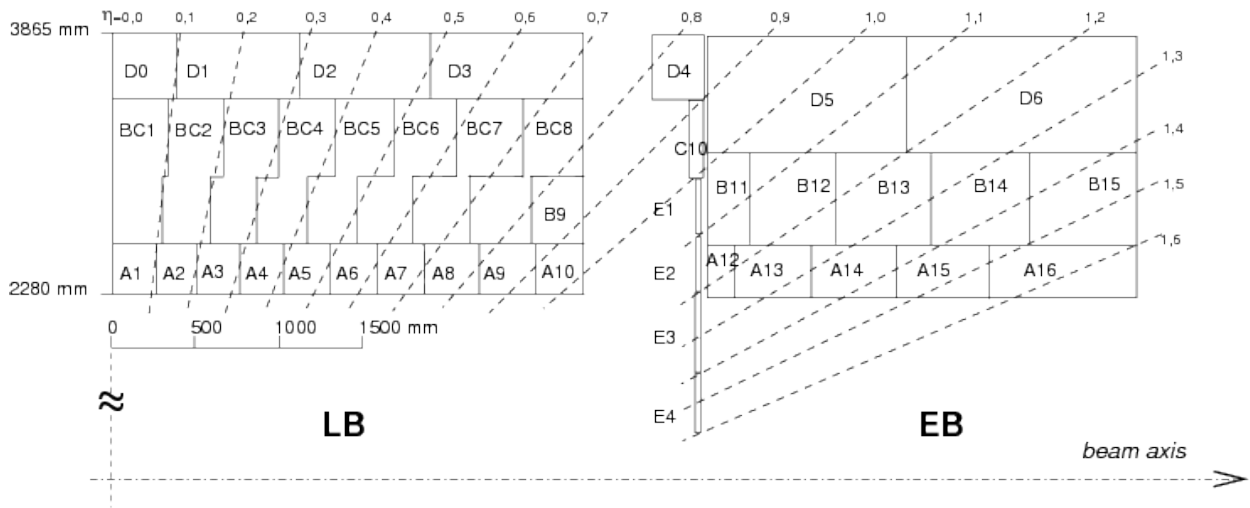


図 2.11 タイルカロリメータの構造 [15]

## 2.2.6 ミューオン検出器

ミューオン検出器 (図 2.12) は Monitored Drift Tube(MDT)、Cathode Strip Chamber(CSC)、Resistive Plate Chamber(RPC)、Thin Gap Chamber(TGC) から構成され、ミューオンの同定および運動量を測定する。ミューオンは透過力が高く、寿命が長いので最も外側のミューオン検出器まで到達する。各検出器の性能を表 2.3 に、断面図を図 2.13 に示す。MDT と CSC は位置分解能が高いため精密測定として、RPC と TGC は応答速度が速いためトリガーとして用いられる。バレル部は、Small と Large という異なる 2 種類の構造の検出器が 8 枚ずつ入れ子構造に配置されている。

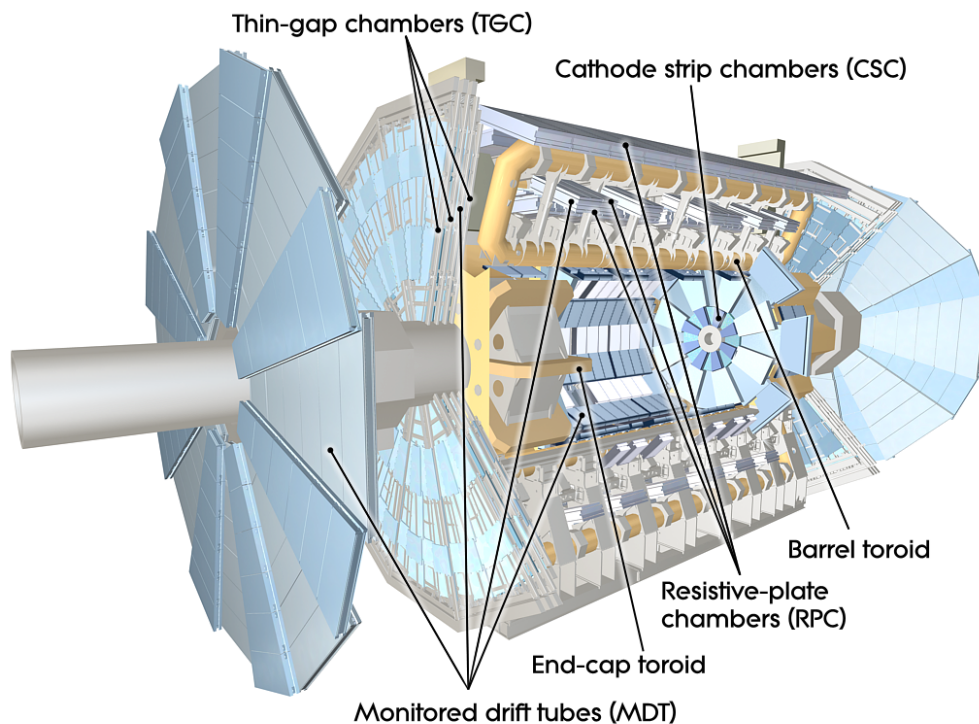


図 2.12 ミューオン検出器の概観 [15]

### MDT

MDT は  $|\eta| < 2.7$  を覆う検出器で、精密測定に用いられる。図 2.14 のような 3 層または 4 層のドリフトチューブが  $\phi$  方向に沿って 2 枚重なった構造になっている。ドリフトチューブは Ar と  $\text{CO}_2$  (93:7) の封入ガスから構成され、荷電粒子が通過することによって電離された電子が印加電圧 3080 V のかかったワイヤーに集められる。また、チューブを多層にすることによって位置分解能を上げている。

### CSC

CSC は  $2.0 < |\eta| < 2.7$  を覆う検出器で、精密測定に用いられる。この領域はミューオンの到来頻度が高いため、MDT よりも高い位置分解能と時間分解能を持つ CSC を用いている。図 2.15 のように大小異なる 8 枚のチェンバーを交互に並べた構造をしている。チェンバー内のチューブには Ar と  $\text{CO}_2$  (80:20) の封入ガスを使用し、体積を小さくすることで中性子の検出感度を抑えている。

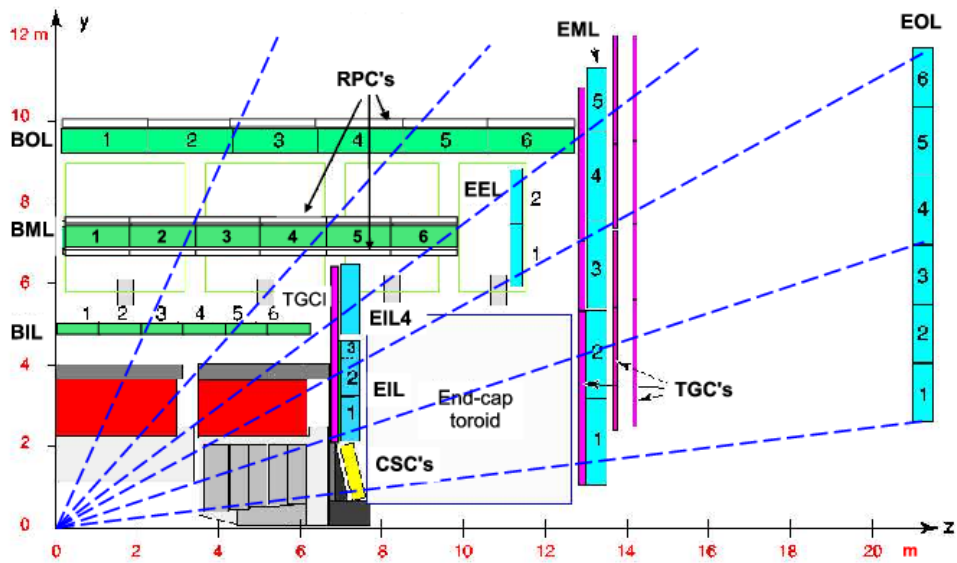


図 2.13 ミューオン検出器の断面図 ( $R-z$  平面) [16]

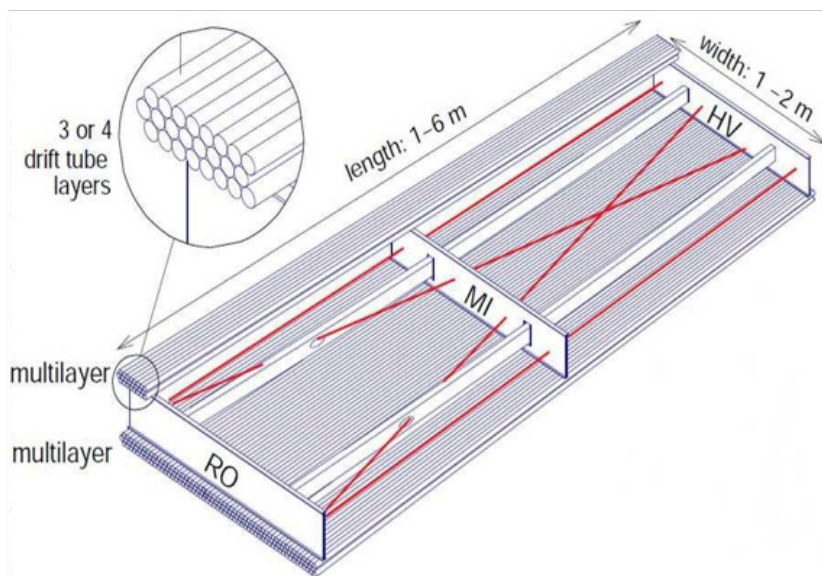


図 2.14 MDT チェンバーの構造 [15]

### RPC

RPC はバレル部に設置された検出器で、応答速度が速いためトリガー用に用いられる。図 2.13 のように 3 層配置されている。各 RPC は 2 層のガスプレートチェンバーから構成され、それぞれのチェンバー内のストリップが直交するように設置することで 2 次元の位置情報を取得できる。ストリップ間には  $C_2H_2F_4 : Iso - C_4H_{10} : SF_6(94.7 : 5 : 0.3)$  の混合ガスが封入されている。印加電圧は 4.9 kV/mm である。

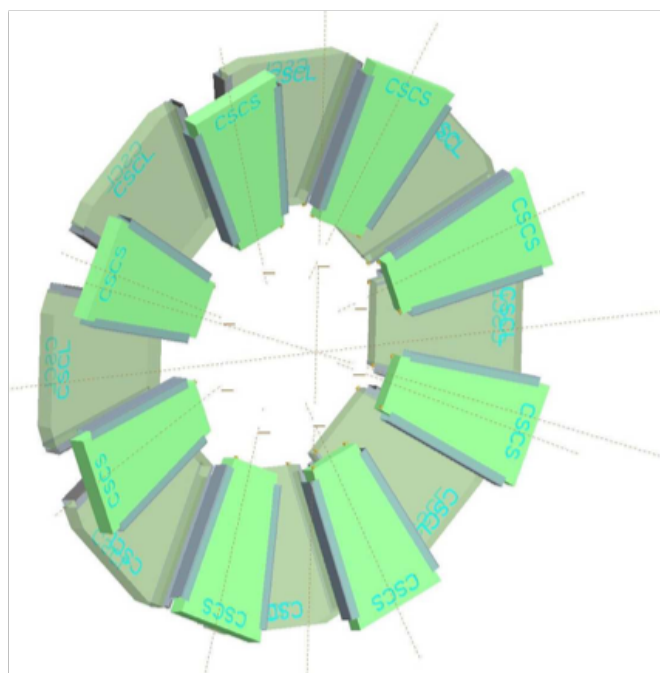


図 2.15 CSC の配置 [15]

### TGC

TGC はエンドキャップ部に設置された検出器で、応答速度が速いためトリガー用に用いられる。図 2.13 のように 4 層設置されている。TGC チェンバーの各層は  $\phi$  方向に沿って並べたワイヤーと  $R$  方向に沿って並べたストリップから構成され、2 次元の読み出しを可能にしている。CO<sub>2</sub> : n - C<sub>5</sub>H<sub>12</sub>(55 : 45) の混合ガスを封入している。印加電圧は 2800 V である。

表 2.3 ミューオン検出器の性能一覧 [15]

MDT	
有感領域	$ \eta  < 2.7$
チェンバー数	1088
チャンネル数	339000
位置分解能 ( $z/R$ )	$35 \mu\text{m}(z)$
用途	精密測定
CSC	
有感領域	$2.0 <  \eta  < 2.7$
チェンバー数	32
チャンネル数	31000
位置分解能 ( $z/R$ )	$40 \mu\text{m}(R)$
位置分解能 ( $\phi$ )	5 mm
応答速度	7 ns
用途	精密測定
RPC	
有感領域	$ \eta  < 1.05$
チェンバー数	544
チャンネル数	359000
位置分解能 ( $z/R$ )	10 mm( $z$ )
位置分解能 ( $\phi$ )	10 mm
応答速度	1.5 ns
用途	トリガー
TGC	
有感領域	$1.05 <  \eta  < 2.7$
チェンバー数	3588
チャンネル数	318000
位置分解能 ( $z/R$ )	2-6 mm( $R$ )
位置分解能 ( $\phi$ )	3-7 mm
応答速度	4 ns
用途	トリガー

### 2.2.7 ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験では 25 ns に一回という高頻度で陽子バンチが衝突しているため、すべての事象を記録することはコンピュータの処理速度および記録容量の制限から不可能である。そこで ATLAS 実験では、データ取得の際に運動量などの変数に事象選別条件をかけ、興味のある事象を記録するトリガーシステムを用いている。トリガーシステムの概略図を図 2.16 に示す。ATLAS トリガーシステムはハードウェアレベルの選別を行うレベル 1 トリガー (L1) とソフトウェアレベルの選別を行うハイレベルトリガー (HLT) の 2 段階から構成される。L1 では衝突直後の膨大な数の粒子のエネルギーや運動量、位置情報を算出し、事象選別して 40 MHz の事象を 100 kHz 程度まで削減する。HLT では L1 で計算された位置情報 RoI(Region of Interest) をもとに事象選別を行い、1 kHz 程度のデータ量に削減して記録している。データ記録後、各事象に対してすべての検出器の情報を用いて再構成を行う (オフライン再構成)。

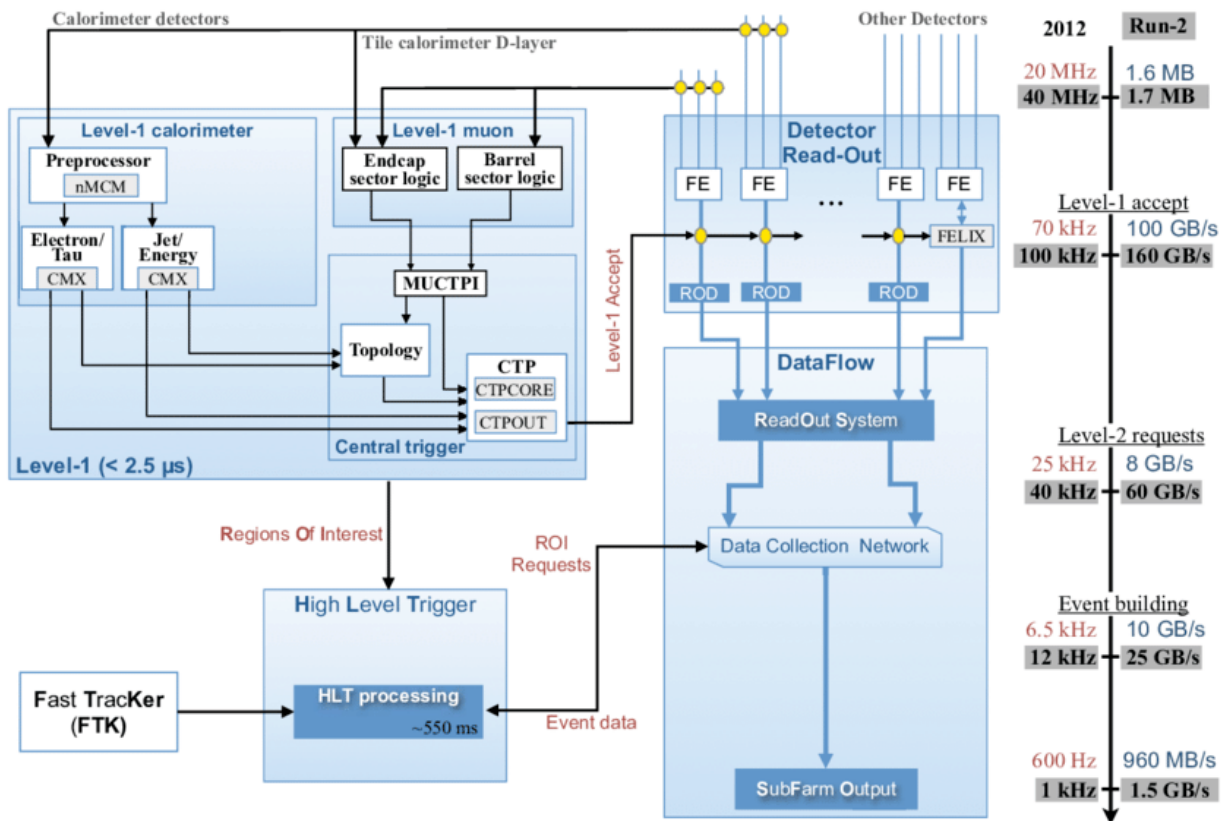


図 2.16 ATLAS トリガーシステムの概略図 [17]

### ミュオントリガー

トリガーシステムのうち、終状態にミュオンを要求するものをミュオントリガーシステムと呼ぶ。ミュオンは他の粒子と比べて透過力が高く、識別精度が高いため様々な解析で用いられる。L1 では  $p_T$  閾値によって事象選別し、HLT 上流で RoI 情報をもとにソフトウェアレベルの事象選別を行う。ミュオントリガーの HLT 上流は、RoI 周辺のミュオン検出器の情報のみを用いてミュオンの  $p_T$  を導出し、選別するミュオンスタンドアロントリガー (MuonSA) と、内部飛跡検出器と MuonSA の結果のマッチングを取り、さらなる精度で選別を行うコンバインドミュオントリガー (MuComb) から構成される。内部飛跡検出器の飛跡の位置を  $(\eta_{ID}, \phi_{ID})$ , MuonSA の飛跡の位置を  $(\eta_{SA}, \phi_{SA})$  とした時、 $dR_{ID,SA} = \sqrt{(\eta_{ID} - \eta_{SA})^2 + (\phi_{ID} - \phi_{SA})^2}$  の値が十分小さい場合にマッチングされる。HLT 下流ではすべての検出器の情報を用いて再構成し、オフライン再構成に用いられるものと同じアルゴリズムを用いるため、高い精度で選別することができる。

本研究では、 $p_T$  が 50 GeV 以上のミュオンが 1 本存在することを要求する HLT\_mu50 および、内部飛跡検出器の飛跡周辺に他の飛跡が存在しないこと (アイソレーション) を満たし、 $p_T$  が 26 GeV 以上のミュオンが 1 本存在することを要求した HLT\_mu26\_ivarmedium を用いた。

## 第3章

# データセット

本研究では、モンテカルロシミュレーション (MC) を用いて、Run2 と同じ陽子ビームおよび検出器の構成でシグナルイベントとバックグラウンドイベントを生成した。ジェネレーター、およびハドロン化シミュレーションに用いたアルゴリズムはそれぞれ下記に示す。検出器シミュレーションには Geant4 [18,19] を用いている。また、パイルアップシミュレーションは完全ではないため、イベントに重みを掛けて補正している。イベント数には、Run-2 実験が終了した現段階での陽子陽子衝突の総ルミノシティ  $149 \text{ [fb}^{-1}\text{]}$  を用いた。

### 3.1 シグナル

新粒子が  $t\bar{t}$  に崩壊するイベントは似た振る舞いをするが、本研究では特に  $Z'$  ボソンが崩壊するモデルをシグナルとした。

#### 3.1.1 $Z' \rightarrow t\bar{t}$

図 3.1 のように、Technicolor モデルで予言される、スピン 1 の  $Z'$  ボソンが生成され、 $t\bar{t}$  対に崩壊するイベント。Pythia8 [20] によって陽子のパートン同士の衝突を再現し、衝突によって生成された粒子を QCD 理論に従ってハドロン化する。次に、EvtGen [21] を用いて指定の崩壊チャンネルに崩壊させている。なお、陽子中のパートンの運動量分布を表す Parton Distribution Functions(PDF) には A14\_NNPDF23LO [22] と呼ばれるものを用いている。

### 3.2 バックグラウンド

本研究では、終状態に 1 レプトンが存在する semileptonic 崩壊を扱ったため、終状態に 1 レプトンとジェットが観測されるイベントが主なバックグラウンドとなる。

#### 3.2.1 Standard Model(SM) $t\bar{t}$

グルーオン-グルーオン衝突など、標準模型の粒子によって  $t\bar{t}$  対が生成されるイベント。終状態がシグナルと同じ  $t\bar{t}$  であるため区別が難しく、最も寄与の大きいバックグラウンドとなる。Powheg [23] によって QCD の摂動を Next Leading Order(NLO) まで計算し、ハドロン化する。次に、EvtGen を用いて指定の崩壊チャンネルに崩壊させている。図 3.2 に SM  $t\bar{t}$  イベントのダイアグラムの例を示す。

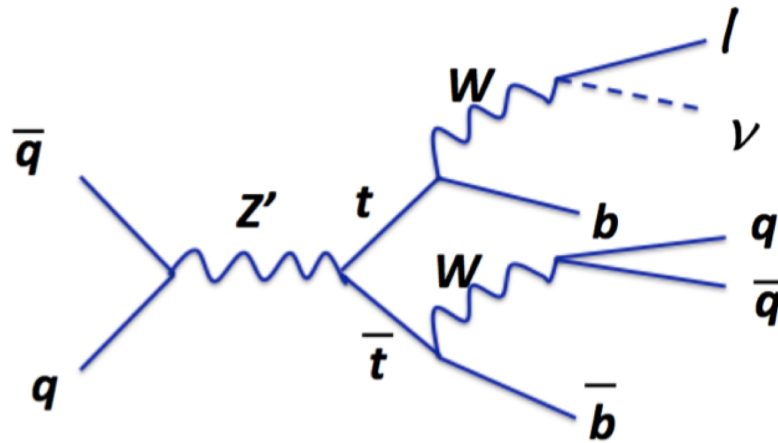


図 3.1  $Z' \rightarrow t\bar{t}$  イベントのダイアグラム

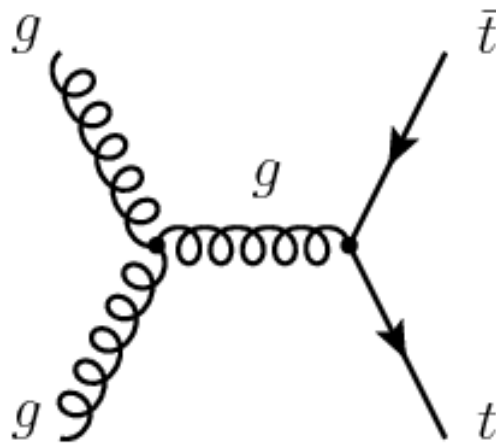


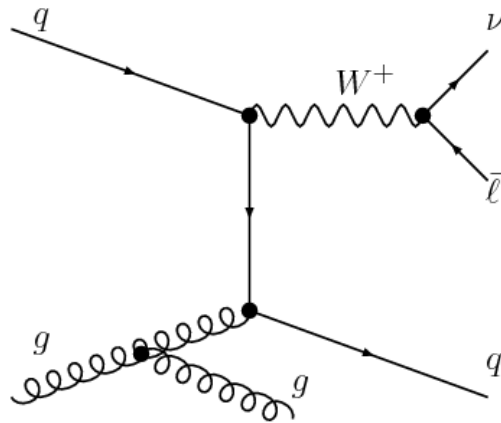
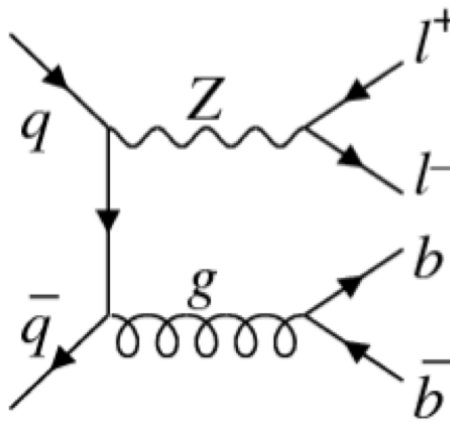
図 3.2 SM  $t\bar{t}$  イベントのダイアグラム

### 3.2.2 $W$ +jets

$W$  ボソンと複数のジェットが生成され、 $W$  ボソンが leptonic に崩壊するイベント。こちらも寄与の大きいバックグラウンドとなる。Sherpa [24] によって陽子のパートン同士の衝突を再現し、生成された粒子をハドロン化する。また、PDF には NNPDF30NNLO を用いている。図 3.3 に  $W$ +jets( $W \rightarrow l\nu$ ) イベントのダイアグラムの例を示す。

### 3.2.3 $Z$ +jets

$Z$  ボソンと複数のジェットが生成され、 $Z$  ボソンが  $l^+l^-$  に崩壊するイベント。レプトンが 1 本しか存在しない条件や、高い  $E_T^{\text{miss}}$  を要求することで削減することができる。Sherpa によって陽子のパートン同士の衝突を再現し、生成された粒子をハドロン化する。また、PDF には NNPDF30NNLO を用いている。図 3.4 に、 $Z$ +jets イベントのダイアグラムの例を示す。

図 3.3  $W+\text{jets}(W \rightarrow l\nu)$  イベントのダイアグラム図 3.4  $Z+\text{jets}$  イベントのダイアグラム

### 3.2.4 QCD Multijets

強い相互作用をする陽子陽子の衝突によって多数のジェットが生成されるイベント。通常終状態にレプトンを含まないが、重いフレーバーのクォークが崩壊するときにレプトンを放出したり、 $\pi$  中間子などが誤ってレプトンと同定されることによってシグナルと間違える可能性がある。Pythia8 によって陽子のパートン同士の衝突を再現し、生成された粒子をハドロン化する。次に、EvtGen を用いて指定の崩壊チャンネルに崩壊させている。また、PDF には A14\_NNPDF23LO を用いている。図 3.5 に、Multijets イベントのダイアグラムの例を示す。

### 3.2.5 Single $top$

単体の  $top$  粒子が生成され、leptonic に崩壊するイベント。Powheg と Pythia8 によって陽子のパートン同士の衝突を再現し、生成された粒子をハドロン化する。次に、EvtGen を用いて指定の崩壊チャンネルに崩壊させている。図 3.6 に、Single  $top$  イベントのダイアグラムの例を示す。

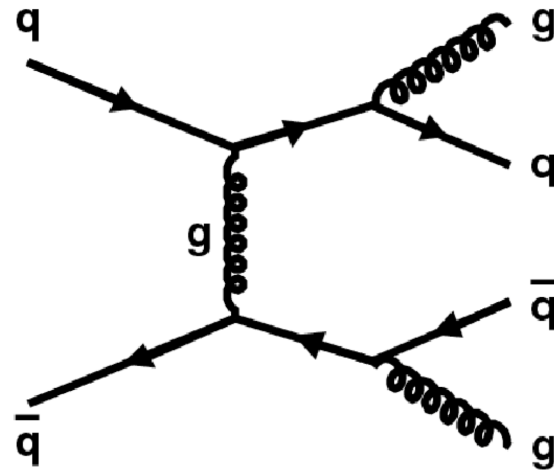


図 3.5 QCD Multijets イベントのダイアグラム

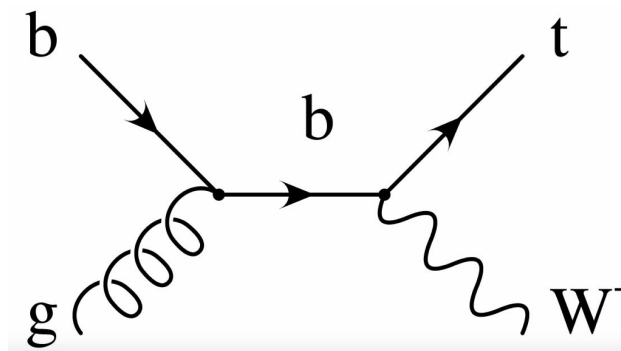


図 3.6 Single top イベントのダイアグラム

### 3.2.6 Di-boson

図 3.7 のように  $WW, WZ, ZZ$  など 2つのボソンが生成され、一方が hadronic, 他方が leptonic に崩壊するイベント。Sherpa によって陽子のパートン同士の衝突を再現し、生成された粒子をハドロン化する。また、PDF には NNPDF30NNLO を用いている。

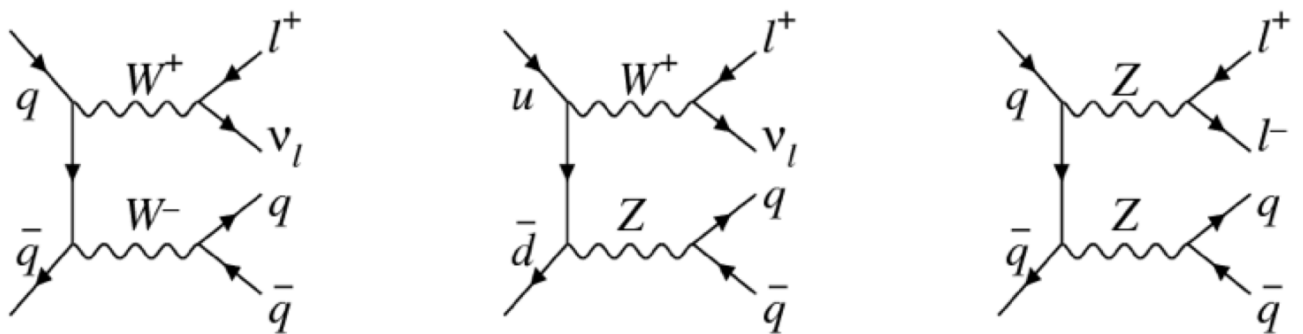


図 3.7 Di-boson イベントのダイアグラム

## 第4章

# データ解析

### 4.1 物理オブジェクト定義

シグナルの終状態には、ジェットとミュオンおよびニュートリノが生成されるため、高い横方向エネルギー欠損  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  が生じる。本節では、解析で用いる各物理オブジェクトの定義を述べる。

#### 4.1.1 Truth Particle

検出器シミュレーションに通す前の、ジェネレーター段階における粒子を Truth Particle と呼ぶ。本研究では、Truth  $Z'$  や  $Z'$  から崩壊した Truth  $b$  パートンなどの情報を用いている。

#### 4.1.2 ジェット

ジェットは、カロリメータの情報を用いて再構成した Calo ジェットと内部飛跡検出器の情報を用いて再構成した Track ジェットがある。ATLAS 実験ではこれらのジェットを Anti- $k_t$  [25] と呼ばれるアルゴリズムを用いて再構成している。

粒子  $i, j$  (Calo ジェットの場合はカロリメータのクラスター、Track ジェットの場合は飛跡) の横方向運動量を  $k_{ti}, k_{tj}$ , ラピビティを  $y_i, y_j$ , 方位角を  $\phi_i, \phi_j$  として、

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{-2}, k_{tj}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (4.1)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{-2} \quad (4.2)$$

と定義する。ここで  $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$  である。

(i)  $d_{ij} < d_{iB}$  ならば、 $i, j$  をくっつけて新たに  $i$  とする。

(ii)  $d_{ij} > d_{iB}$  ならば、 $i$  番目の粒子を新しい別のジェットとする。

(i), (ii) を繰り返していくことでジェットを再構成する。図 4.1 に様々なアルゴリズムで再構成したジェットの  $y - \phi - p_{\text{T}}$  分布を示す。

図 4.1 から Anti- $k_t$  アルゴリズムは他のアルゴリズムに比べジェットが円形になり分解能が高くなっていることが分かる。

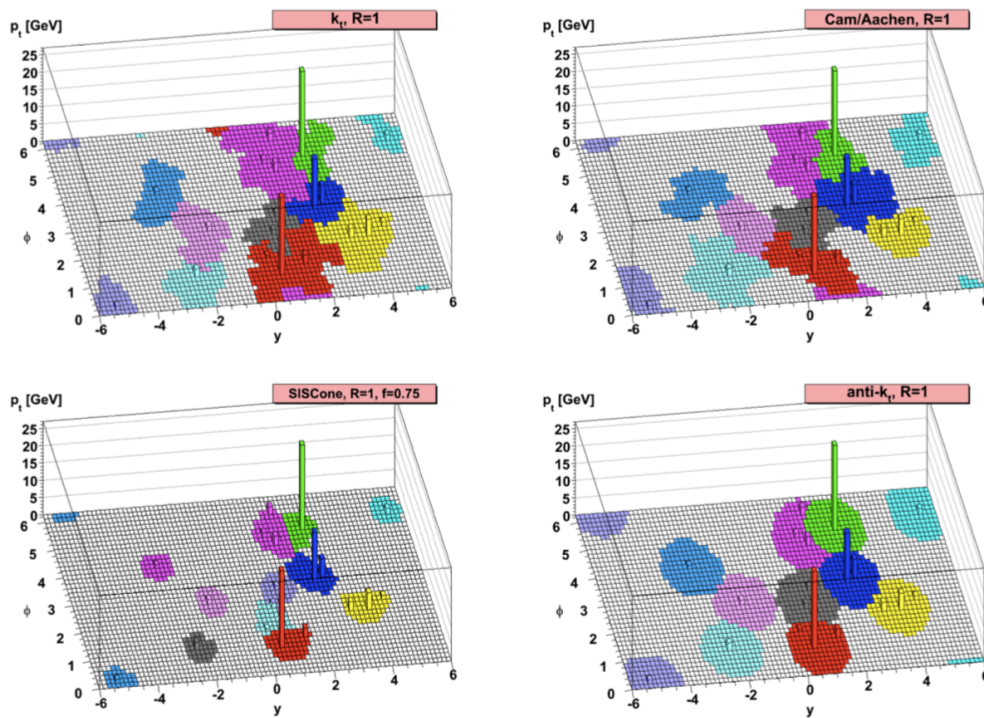


図 4.1 様々なアルゴリズムで再構成したジェット変数分布 [25]  
 (左上: $k_t$ ,  $R = 1$  左下:SIS Cone,  $R = 1$ ,  $f = 0.75$  右上:Cam/Aachen,  $R = 1$  右下:anti- $k_t$ ,  $R = 1$ )

### Small- $R$ ジェット (Calo ジェット)

Small- $R$  ジェットはカロリメータの情報から再構成される。Anti- $k_t$  アルゴリズムで、 $R = 0.4$  として再構成される。 $B$  ハドロンエネルギーや運動量は Small- $R$  ジェットの情報から特定している。ただし  $p_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2.5$  を要求している。

### Large- $R$ ジェット (Calo ジェット)

Large- $R$  ジェットもカロリメータの情報から再構成される。Anti- $k_t$  アルゴリズムで、 $R = 1.0$  として再構成される。 $W$  ボソンが hadronic に崩壊して生じたジェット 2 本と  $top$  クォークから生じた  $b$  ジェットは、ブーストした環境では分離できなくなり、1 本の大半径ジェット (Large- $R$  ジェット) として検出される。ただし  $p_T > 200$  GeV,  $|\eta| < 2.5$  を要求している。

### Track ジェット

Track ジェットは内部飛跡検出器の情報から再構成される。Anti- $k_t$  アルゴリズムで、 $R = 0.2$  として再構成される。Small- $R$  ジェットに比べ角度分解能が高く、パイルアップの影響を受けにくい。そのため、 $b$ -tag 精度が高い。したがって本研究では Track ジェットを用いた  $b$ -tag 評価をする。ただし  $p_T > 10$  GeV,  $|\eta| < 2.5$ , 飛跡が 2 本以上 を要求している。

### B matched ジェット

再構成されたジェットのうち、Truth  $b$  に match したジェットを  $b$  matched ジェットと呼ぶ。 $b$  ジェットは leptonic side と hadronic side からそれぞれ生じるので、leptonic  $b$  matched ジェットおよび hadronic  $b$  matched ジェットをそれぞれ次のように定義する。

- leptonic  $b$  matched ジェット :

Truth  $B$  ハドロンと最も距離の近いジェットのうち、 $\Delta R(\text{Truth leptonic } b \text{ パートン, ジェット}) < 0.3$  であり最小のもの

- hadronic  $b$  matched ジェット :

Truth  $B$  ハドロンと最も距離の近いジェットのうち、 $\Delta R(\text{Truth hadronic } b \text{ パートン, ジェット}) < 0.3$  であり最小のもの

図 4.2 に matching の概略図を示す。

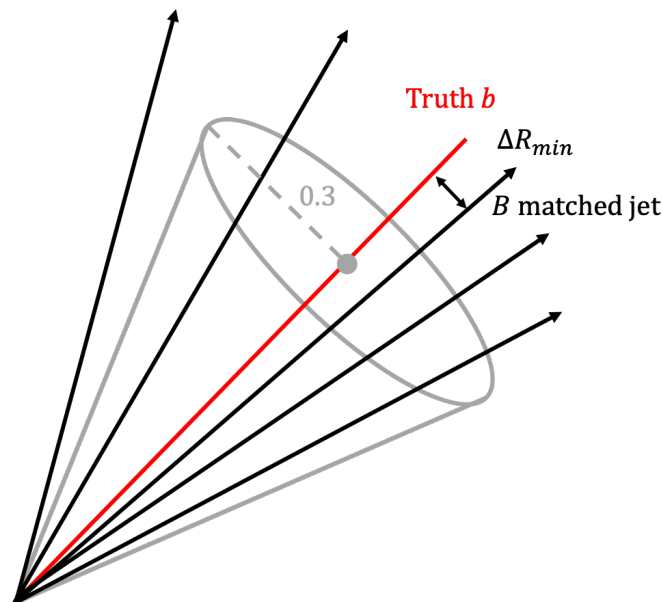


図 4.2  $B$  matched ジェット選別の概略

#### 4.1.3 Truth ジェット

Truth ハドロンが理想的な検出器シミュレーション (誤差 0) で再構成されたジェットを Truth ジェットと呼ぶ。

#### 4.1.4 ミューオン

ミューオンは内部飛跡検出器およびミューオン検出器の情報から同定している。 $b$  ジェットや  $c$  ジェットが semileptonic 崩壊して生じたミューオンは、周囲にハドロンの飛跡を伴う。一般にある粒子  $A$  から崩壊した生成物の距離  $\Delta R$  は  $2M_A/p_T^A$  程度の大きさになる。これを用いてミューオンとハドロンの距離を見積もると、シグナルイベントでは  $\Delta R(\mu, b) \sim 0.2$  であるのに対して、上記のような場合は

$\Delta R(\mu, b) \sim 0.01$  となり、1桁小さくなる。そこで下記に示すアイソレーションを要求してこのようなイベントを削減する。 $p_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2.5$  のミュオンに対して、

$$M_{IR} = \sum_{\Delta R(\text{track}, l) < R_{cut}} p_T^{\text{trk}} \quad (4.3)$$

$$R_{cut} = \min \left[ \frac{10 \text{ GeV}}{p_T^l}, 0.3 \right] \quad (4.4)$$

(track はレプトンを除く飛跡、 $p_T^{\text{trk}}$ はその  $p_T$ )

とした時に、

$$M_{IR} < 0.06 p_T^l \quad (4.5)$$

( $p_T^l$  はレプトンの  $p_T$ )

#### 4.1.5 オーバーラップリムーバル

1つのオブジェクトを2つ以上の異なるオブジェクトに重複して再構成するのを避けることをオーバーラップリムーバルと呼ぶ。本研究では leptonic side におけるミュオンとジェットを重複して再構成することを避けるために、以下の条件を要求する。

$p_T > 25$  GeV のジェットに対して、衝突点から生じた3本以上の飛跡を持ったジェットとミュオンの距離が

$$\Delta R(\mu, \text{ジェット}) < 0.04 + \frac{10 \text{ GeV}}{p_T^\mu} \quad (4.6)$$

となる場合、ミュオンは除去される。反対に飛跡を3本以上持たないジェットとミュオンの距離が式(4.6)となる場合、ジェットが除去される。

#### 4.1.6 $E_T^{\text{miss}}$

始状態でビーム軸に垂直な方向のエネルギー和は0なので、終状態の横方向エネルギー  $E_T$  和も0である。しかし、ニュートリノなど検出器と反応しない粒子が生成するとエネルギー欠損が生じる。これを  $E_T^{\text{miss}}$  と呼び、式(4.7)のように各オブジェクトの  $E_T$  和から計算される。

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_{\text{object}} \vec{E}_T \quad (4.7)$$

#### 4.1.7 $M_W^T$

$M_W^T$  は、leptonic に崩壊した  $W$  ボソンの横方向質量である。ニュートリノは検出器で直接検出できないため、次式のように  $E_T^{\text{miss}}$  を用いて  $W$  ボソンの横方向質量を計算することができる。

$$M_W^T = \sqrt{2p_T^l E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi(l, E_T^{\text{miss}}))} \quad (4.8)$$

ここで、 $p_T^l$  はレプトンの  $p_T$ ,  $\Delta\phi(l, E_T^{\text{miss}})$  はレプトンと  $E_T^{\text{miss}}$  の方位角の差である。

## 4.2 $t\bar{t}$ 共鳴探索の事象選別

本節では、 $t\bar{t}$  共鳴探索で用いる事象選別条件を述べる。

### 4.2.1 ミューオン事象選別

本研究では、ミューオン事象を探索するため、ミューオンを要求し、電子を veto する。

- HLT\_mu50 トリガーまたは HLT\_mu26\_ivarmedium トリガーを通過 (4.9)

- $p_T > 30$  GeV のミューオンが 1 本 (4.10)

- その他には  $p_T > 25$  GeV のミューオンが存在しない (4.11)

- $p_T > 25$  GeV の電子が存在しない (4.12)

### 4.2.2 leptonic 崩壊する $W$ ボソンによる事象選別

ニュートリノが生成するため、高い  $E_T^{\text{miss}}$  を要求する。

- $E_T^{\text{miss}} > 20$  GeV (4.13)

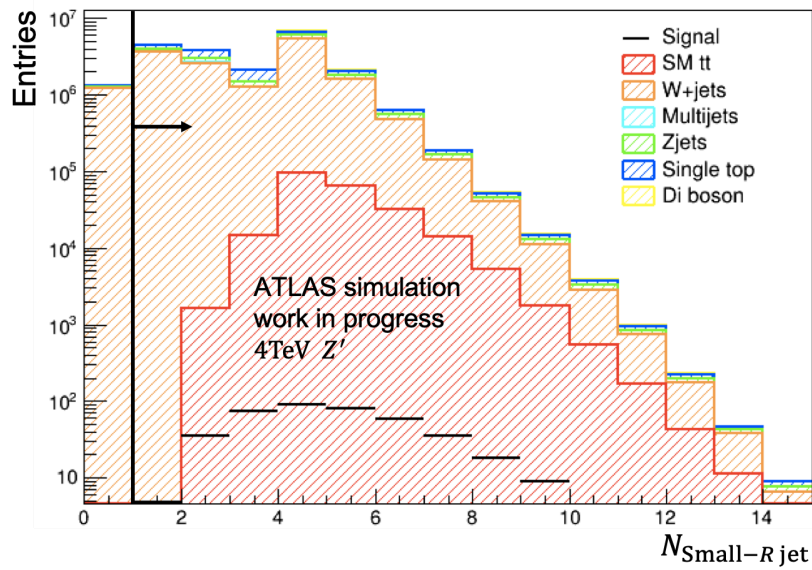
- $E_T^{\text{miss}} + M_W^T > 60$  GeV (4.14)

### 4.2.3 Small- $R$ ジェット事象選別

$top$  クォークの崩壊によってジェットが生じるので、終状態に Small- $R$  ジェットを要求する。また、ブーストした環境では leptonic side の  $top$  クォークから崩壊したレプトンとジェットは近接して放出されるので、それらが近距離にあることを要求する。図 4.3 に Small- $R$  ジェットの本数分布を示す。ただしバックグラウンドは統計量が非常に多いため、あらかじめ事象選別条件を掛けており、SM  $t\bar{t}$  イベントは終状態にレプトン (電子またはミューオン) を要求し、且つ (4.13)~(4.15) 式の事象選別条件を掛けており、その他のバックグラウンドは終状態にレプトンを要求している。

- $p_T > 25$  GeV の small- $R$  ジェットが 1 本以上 (4.15)

- $\Delta R^{\text{min}}(\text{small-}R \text{ ジェット}, \mu) < 1.5$  (4.16)

図 4.3 Small- $R$  ジェット本数分布

#### 4.2.4 Large- $R$ ジェット事象選別

$top$  クォークが hadronic に崩壊した場合、理想的には  $W$  ボソンから崩壊した 2 本のジェットと  $bottom$  クォークから生じた 1 本のジェットが生じるが、ブーストした環境ではそれらのジェットは 1 本の Large- $R$  ジェットとして検出される。したがって終状態に Large- $R$  ジェットを要求する。また、 $t\bar{t}$  対はそれぞれ反対方向に生成されるので、Large- $R$  ジェットと leptonic side のジェットやミューオンがある程度離れていることを要求する。

- $p_T > 350 \text{ GeV}, |\eta| < 2$  の Large- $R$  ジェットが 1 本以上 (4.17)

- $\Delta\phi(\text{Large-}R \text{ ジェット}, \mu) > 2.3$  (4.18)

- $\Delta R(\text{Large-}R \text{ ジェット}, \text{Small-}R \text{ ジェット}) > 1.5$  (4.19)

さらにこのジェットが  $top$ -tag [26] されていることを要求する。 $top$ -tag は、ジェットの質量や内部構造 (何本の Small- $R$  ジェットが含まれているか) から  $top$  らしさを求め、識別する手法である。本研究では Large- $R$  ジェットの質量が  $top$  クォークの質量 ( $\sim 172 \text{ GeV}$ ) に近いことと内部構造として 3 本のサブジェットを持つことから  $top$  らしさを計算している。

- $top$ -tagされた Large- $R$  ジェットが 1 本以上 (4.20)

### 4.2.5 Track ジェット事象選別

終状態には  $b$  ジェットが生じるが、この  $b$  ジェットを識別することが重要である。図 4.4 に  $b$ -tag された Track ジェットの本数分布を示す。前述の通り、本研究では Track ジェットに対して識別をする。

$$\bullet \text{ } b\text{-tag された Track ジェットが 1 本以上} \tag{4.21}$$

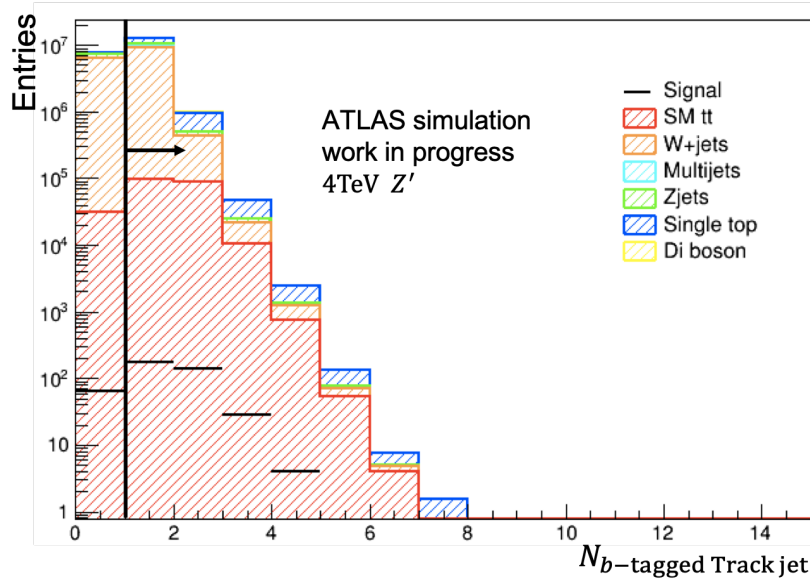


図 4.4  $b$ -tag された Track ジェット本数分布

### 4.2.6 事象選別後の変数分布

上記で述べたすべての事象選別条件を掛けた後の、各変数分布を示す。シグナルには  $Z' = 4 \text{ TeV}$  のサンプルを用いた。

#### ミューオン

ミューオンの  $p_T, \eta$  分布を図 4.5, 4.6 に示す。図 4.5 でトリガー条件により  $p_T < 25 \text{ GeV}$  の統計が存在しない。 $p_T$  に対して統計数は指数関数的に減少しており、すべての領域で SM  $t\bar{t}$  の寄与が大きい。図 4.6 で検出器の制限から  $|\eta| < 2.5$  の領域までしか存在しない。シグナルおよびバックグラウンドは同じ分布をしており、図で  $\eta = 0 (\theta = 90^\circ)$  は検出器の不感領域なので、統計が下がっている。

$E_T^{\text{miss}}$

$E_T^{\text{miss}}$  分布を図 4.7 に示す。

$E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$  という条件が掛かっている。high  $E_T^{\text{miss}}$  になるにつれて、シグナルはそれほど統計が減らないのに対してバックグラウンドは大きく減少している。

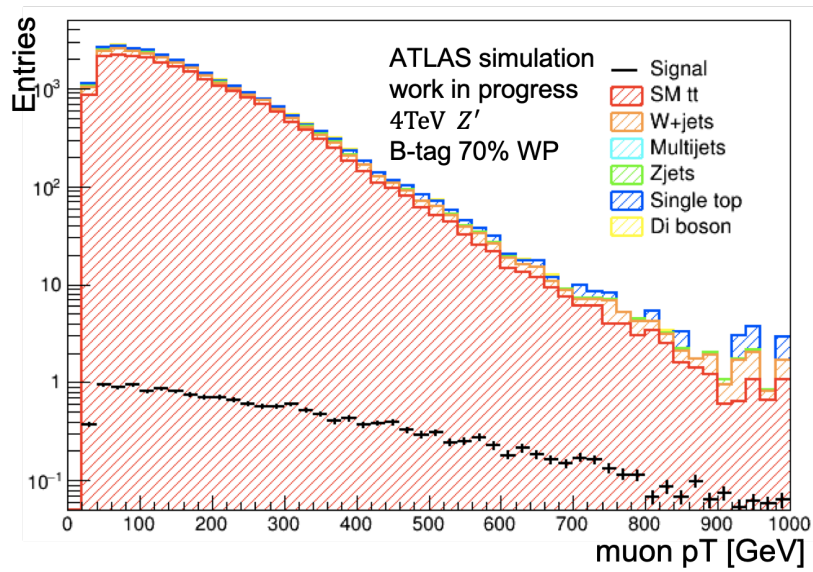


図 4.5 ミューオン  $p_T$  分布

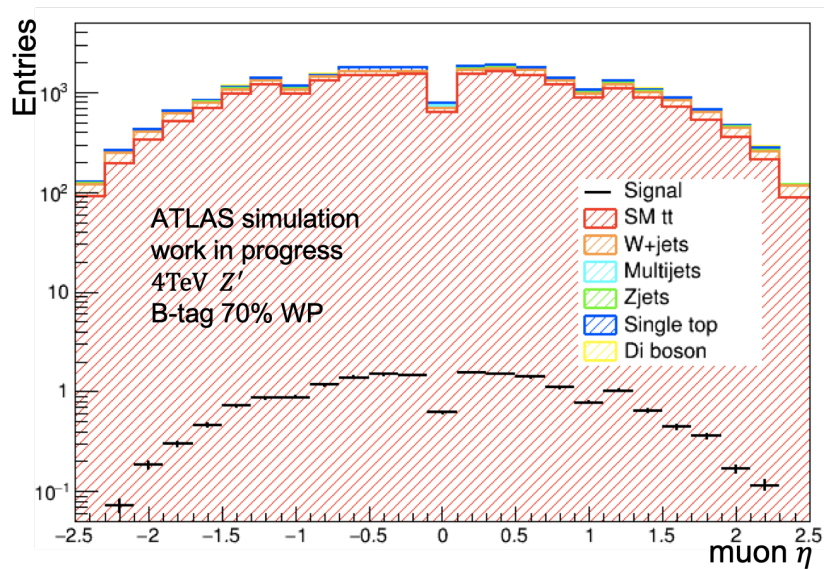


図 4.6 ミューオン  $\eta$  分布

### Small- $R$ ジェット

Small- $R$  ジェットの質量分布を図 4.8 に示す。シグナルで 170 GeV 付近にピークが見られる。 $top$  クォークの質量が約 172 GeV であることから、これは hadronic 崩壊した  $top$  クォークであると推定できる。 $Z'$  が 4 TeV のような high mass になると、Small- $R$  ジェットの再構成半径でも hadronic side のジェット 3 本が含まれるほどブーストするイベントがあることを示している。

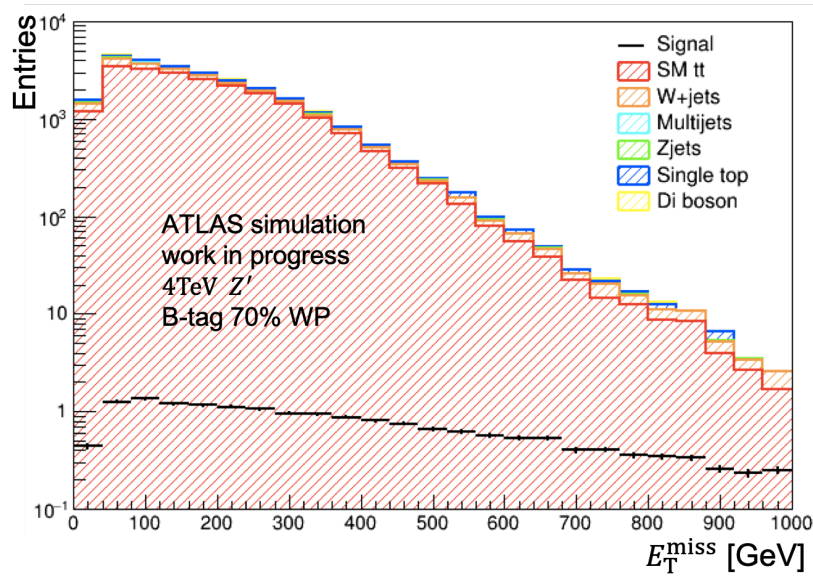


図 4.7  $E_T^{\text{miss}}$  分布

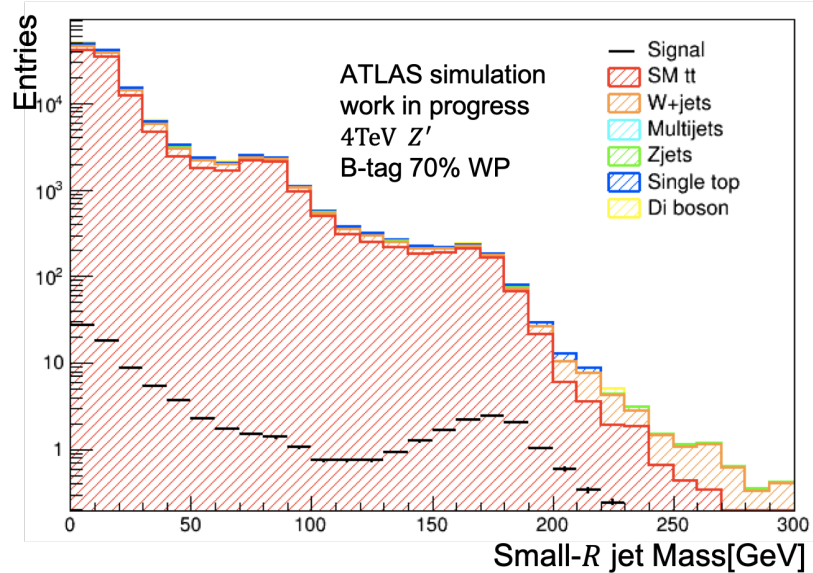


図 4.8 Small- $R$  ジェット質量分布

### Large- $R$ ジェット

Large- $R$  ジェットすなわち hadronic に崩壊した  $top$  クォークの  $p_T$  および質量  $m_{thad}$  分布をそれぞれ図 4.9, 4.10 に示す。図 4.9 で  $p_T > 350$  GeV という条件が掛かっている。high  $p_T$  になるにつれてシグナルの統計は変化しないがバックグラウンドは大きく減少している。図 4.10 で、170 GeV 付近のピークは、hadronic 崩壊した  $top$  クォークを正しく再構成したイベントであると推定できる。

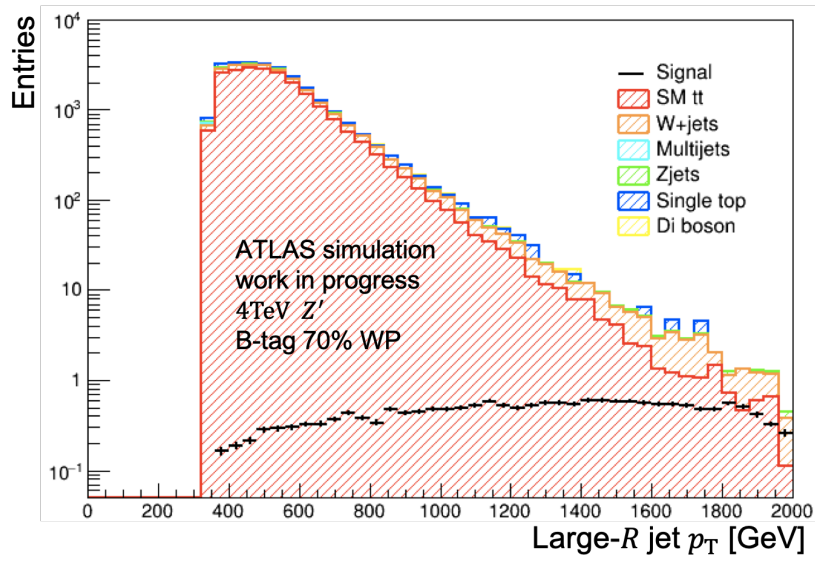


図 4.9 Large- $R$  ジェット  $p_T$  分布

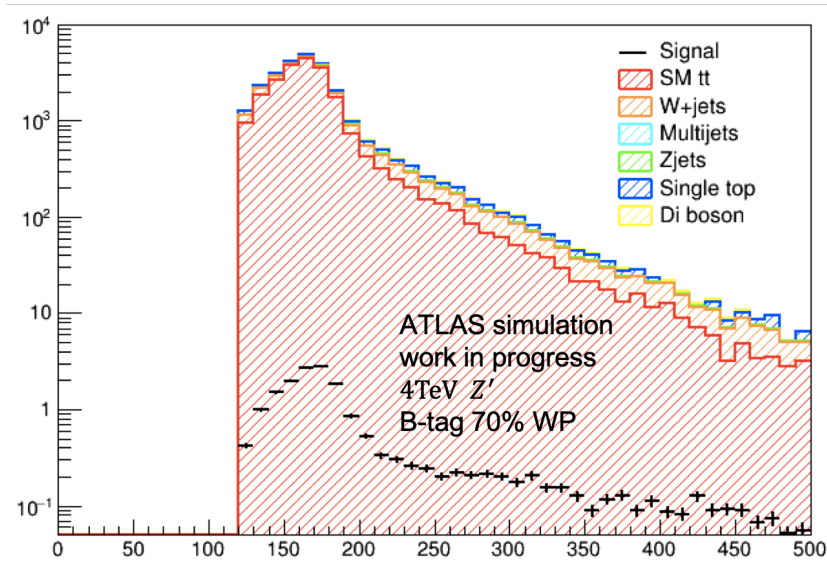


図 4.10  $m_{t^{had}}$  分布

leptonic 崩壊した  $top$  クォーク

leptonic 崩壊した  $top$  クォークの不変質量  $m_{t^{lep}}$  分布を図 4.11 に示す。ここで、不変質量とはローレンツ変換に対して不変の系固有の質量であり、

$$m_{t^{lep}} = \sqrt{(E_{sj} + E_{\mu} + E_{\nu})^2 - |\vec{p}_{sj} + \vec{p}_{\mu} + \vec{p}_{\nu}|^2} \quad (4.22)$$

で定義される。ここで  $E_{sj}, E_{\mu}, E_{\nu}$  はそれぞれ Small- $R$  ジェット、ミューオン、ニュートリノのエネルギー、 $\vec{p}$  はそれらの運動量ベクトルを表す。ただし、ニュートリノの運動量は観測することができないので、leptonic に崩壊した  $W$  ボソンの質量を理論値の 80.4 GeV に固定し、逆算して求めている。

$$\begin{aligned}
 m_{Wlep} &= 80.4 = \sqrt{(E_\mu + E_\nu)^2 - |\vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu|^2} \\
 &= \sqrt{(E_\mu + |\vec{p}_\nu|)^2 - |\vec{p}_\mu|^2 - (p_T^\nu)^2 - (p_z^\nu)^2 - \vec{p}_\mu \cdot \vec{p}_\nu} \\
 &= \sqrt{(E_\mu + |\vec{p}_\nu|)^2 - |\vec{p}_\mu|^2 - (E_T^{\text{miss}})^2 - (p_z^\nu)^2 - \vec{p}_\mu \cdot \vec{p}_\nu} \quad (4.23)
 \end{aligned}$$

ここで  $p_T^\nu, p_z^\nu$  はニュートリノの  $p_T, z$  方向の運動量を表し、ニュートリノの質量は 0 としている。W ボソンの質量を 80.4 GeV に固定しているため、それ以下の領域に統計が存在しない。図 4.11 で 170 GeV 付近に見られるピークは leptonic に崩壊した  $top$  クォークであり、良く再構成できていることが分かる。

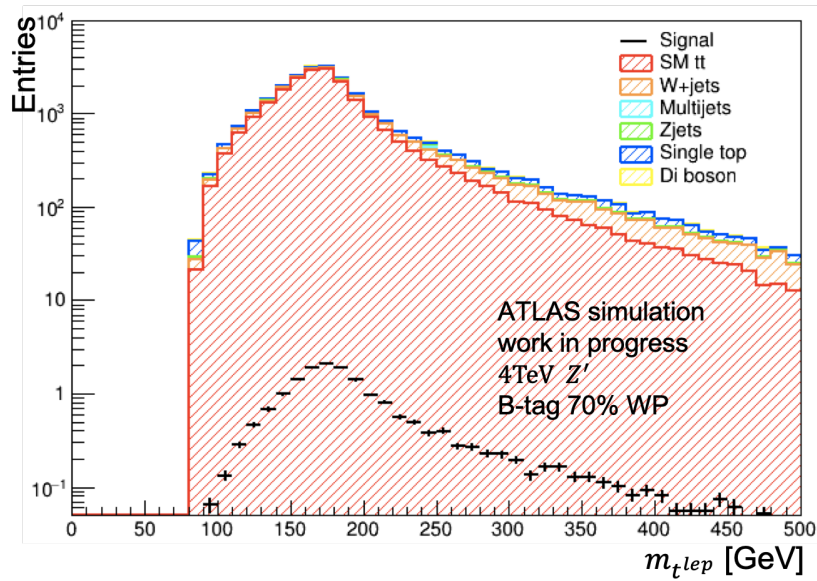


図 4.11  $m_{tlep}$  分布

### $t\bar{t}$ 系

$t\bar{t}$  系での不変質量  $m_{t\bar{t}}$  分布を図 4.12 に示す。ここで

$$\begin{aligned}
 m_{t\bar{t}} &= \sqrt{(E_t + E_{\bar{t}})^2 - |\vec{p}_t + \vec{p}_{\bar{t}}|^2} \\
 &= \sqrt{(E_{lj} + E_{sj} + E_\mu + E_\nu)^2 - |\vec{p}_{lj} + \vec{p}_{sj} + \vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu|^2} \quad (4.24)
 \end{aligned}$$

で定義される。 $E_{lj}, \vec{p}_{lj}$  はそれぞれ Large- $R$  ジェットのエネルギー、運動量ベクトルを表す。シグナルは 4 TeV 質量付近にピークが見られることが分かる。また、このシグナル領域では W+jets バックグラウンドの寄与が大きくなっている。

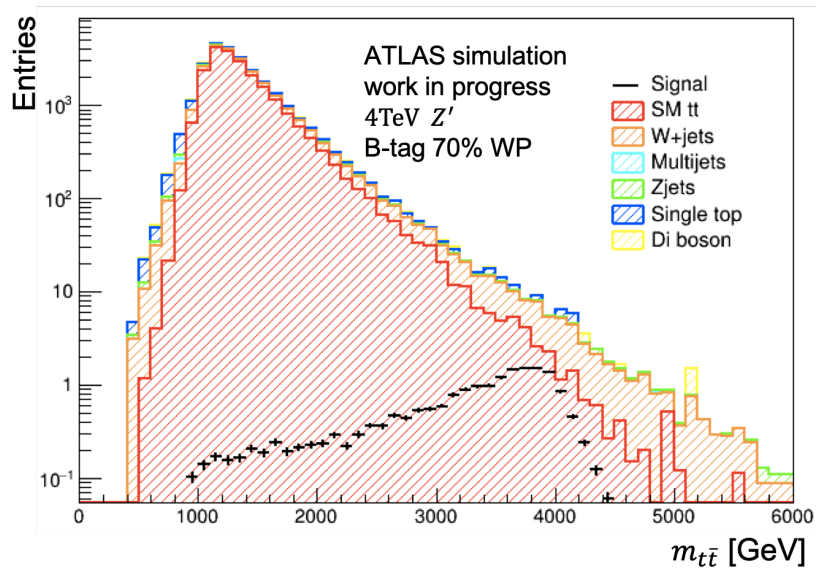


図 4.12  $m_{t\bar{t}}$  分布

### 4.2.7 質量分解能

再構成した質量の分解能を調べるために、図 4.13 に  $m_{t\bar{t}}$  を Truth の 4 TeV  $Z'$  の質量  $m_{Z'}^{\text{Truth}}$  で割った比率  $m_{t\bar{t}}/m_{Z'}^{\text{Truth}}$  分布をガウス関数  $y = a \exp[-(x - \mu)^2/2\sigma^2]$  でフィッティングした結果を示す。フィッティングパラメータの値は表 4.1 のようになった。ただし誤差は MC の統計誤差のみ考慮している。

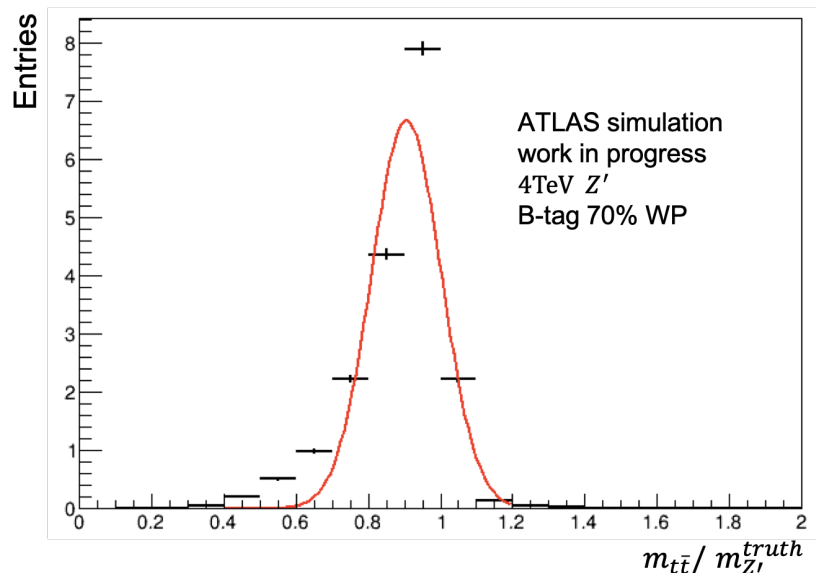


図 4.13  $m_{t\bar{t}}/m_{Z'}^{\text{Truth}}$  分布

検出器の分解能および有感領域から逃げたエネルギー損失の効果により、中心値は約  $0.9 \pm 0.1$  ( $1\sigma$  標準偏差) と 1 に対して有意に小さな値となっている。また、質量分解能は  $0.1/1 \times 100 = 10\%$  である。

表 4.1 4 TeV  $Z'$  の質量再構成に対する性能

$a$	$\mu$	$\sigma$
$6.7 \pm 0.11$	$0.91 \pm 0.0017$	$0.097 \pm 0.0012$

#### 4.2.8 Cut Flow

表 4.2 に各事象選別後のシグナルとバックグラウンドのイベント数の推移 (Cut Flow) を示す。ここで、ミューオンは 4.2.1 節, leptonic  $W$  は 4.2.2 節, Small- $R$  jet は 4.2.3 節, Large- $R$  jet は 4.2.4 節,  $b$ -tag は 4.2.5 節で述べた事象選別条件を表す。 $m_{t\bar{t}}$  の事象選別条件については後に最適化を行うが、現段階で信号領域でのバックグラウンドの割合を見積もるために、 $3500 \text{ GeV} < m_{t\bar{t}} < 4500 \text{ GeV}$  の条件を掛けた。また、検出効率とはミューオン事象選別条件を掛けた後のシグナルイベント数に対する各事象選別後のシグナルイベント数の割合である。前述したように、表 4.2 から、 $b$ -tag の条件を掛けることによってシグナルの検出効率を落とさずに SM  $t\bar{t}$  を除くバックグラウンドを大幅に削減することができ、 $b$ -tag の重要性が分かる。

表 4.2 シグナルおよびバックグラウンドの Cut Flow

事象選別	$Z' \rightarrow t\bar{t}$	SM $t\bar{t}$	$W$ +jets	$Z$ +jets	Multijets	Single $top$	Di-boson	全 Background	検出効率
ミューオン	48.2	$1.19 \times 10^5$	$8.37 \times 10^6$	$8.30 \times 10^5$	$4.01 \times 10^4$	$1.29 \times 10^6$	$1.51 \times 10^5$	$1.08 \times 10^7$	100 %
leptonic $W$	47.0	$1.19 \times 10^5$	$8.29 \times 10^6$	$8.13 \times 10^5$	$3.96 \times 10^4$	$1.25 \times 10^6$	$1.48 \times 10^5$	$1.06 \times 10^7$	97.5 %
Small- $R$ jet	44.8	$9.93 \times 10^4$	$2.95 \times 10^6$	$2.94 \times 10^5$	$9.12 \times 10^3$	$4.86 \times 10^5$	$7.60 \times 10^4$	$3.90 \times 10^6$	92.9 %
Large- $R$ jet	13.6	$2.36 \times 10^4$	$4.34 \times 10^3$	$3.06 \times 10^2$	83.2	$7.68 \times 10^3$	$6.38 \times 10^2$	$3.84 \times 10^4$	47.7 %
$b$ -tag	11.2	$2.20 \times 10^4$	$8.44 \times 10^2$	70.9	2.41	$6.60 \times 10^2$	$1.24 \times 10^2$	$2.64 \times 10^4$	39.4 %
$m_{t\bar{t}}$	8.91	23.7	37.2	2.27	0.0165	5.92	0.854	70.1	18.5 %

## 4.3 $b$ -tag 改善手法の評価

### 4.3.1 現状の $b$ -tag

現在の ATLAS 実験での  $b$ -tag は、 $B$  ハドロンが長寿命であるという性質から、崩壊して生じた飛跡が大きなインパクトパラメータ (IP) を持つとする IP ベースのアルゴリズム、衝突点 (Primary Vertex) から優位に離れた二次崩壊点 (Secondary Vertex) を探索する SV ベースのアルゴリズム、および  $B$  ハドロンや  $C$  ハドロンが弱い相互作用で崩壊した連鎖崩壊点を探索し、 $B$  ハドロンのトポロジーを再構成する JetFitter アルゴリズムが用いられている。

さらに、より識別精度を上げるために、多変量解析 (MVA) の Boosted Decision Tree (BDT) [27] を用いて、上記の各出力値を入力変数に取り、結合した結果を次元の MVA 値 (-1~1) として算出する。そして、MVA 閾値を超えたものを  $b$  ジェットと同定している。BDT の最適化は機械学習によって自動的に行われ、そのトレーニングには  $b$  ジェット (シグナル) と  $c, light$  クォーク ジェット (バックグラウンド) を含んだモンテカルロサンプルを用いている。このような手法を MV2 アルゴリズムと呼ぶ。[28]

MVA 閾値は  $b$ -tag 効率を何 % にするかによって決定される。本研究では一定値の閾値を用いる手法を Fixed  $b$ -tag と呼び、 $b$ -tag 効率 70% になるような Working Point (WP) で評価した。すなわち、 $b$  ジェットの条件を満たすジェット ( $b$  matched ジェット) のうち、70% が  $b$ -tag されるような閾値 (0.66) を用いた。また、MV2 アルゴリズムのうち MV2c10 (トレーニングに用いたバックグラウンドの割合が  $c : light = 7 : 93$ ) と呼ばれる tagger を用いている。 $b$  matched Track ジェットの MVA 値を図 4.14 に示す。

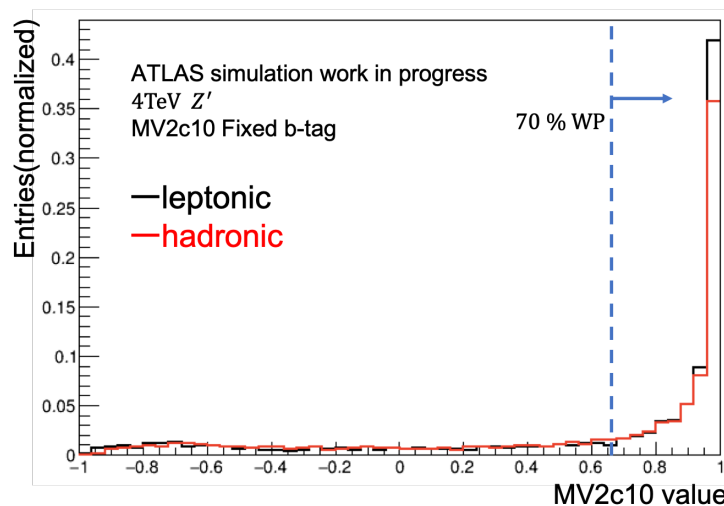


図 4.14 MV2c10 を用いた MVA 値 (規格化)

ここで、 $top$  クォークがブーストし、high  $p_T$  になると、ジェット分解能が悪化し、MVA 値が低下するため  $b$ -tag 効率が低くなる。図 4.15 に hadronic side の  $b$  に match した Track ジェットの MVA 値を high  $p_T$  の場合と low  $p_T$  の場合別に示す。図から分かるように high  $p_T$  では MVA 値が低下している。これを改善する新しい  $b$ -tag 手法が提案されており、 $Z'$  ボソン発見感度を向上できる可能性がある。

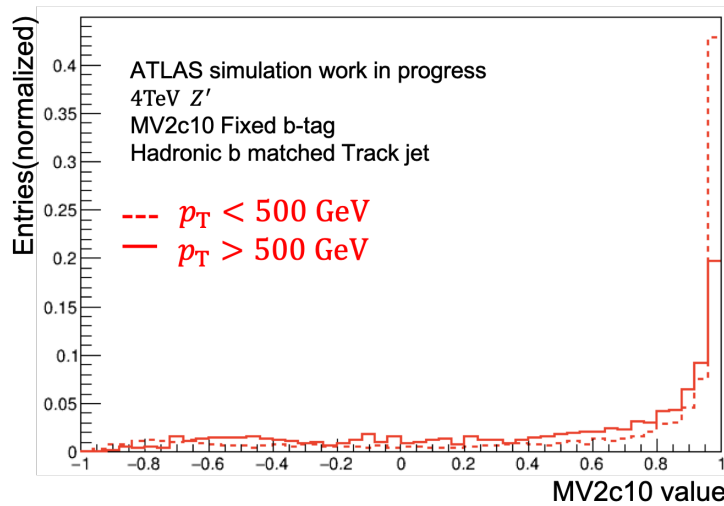


図 4.15 high  $p_T$  と low  $p_T$  における MV2c10 を用いた MVA 値 (規格化)

### BDT(Boosted Decision Tree)

多変量解析によるシグナルとバックグラウンドの分類では、それらの特徴をよく表す複数の変数を入力し、各変数の相関を考慮してシグナルらしさを表す 1 つの数値として出力する。この出力値にカットを掛けることで効率良く分離することができる。シグナルらしさはあらかじめトレーニングして学習させる必要があり、教師データとしてシグナルとバックグラウンドを含んだシミュレーションサンプルを用いる。

特に高エネルギー実験では、多変量解析によく BDT が用いられる。BDT は図 4.16 のような決定木を複数用いる。1 つ 1 つの決定木は各変数の値によってイベントを二分していき、シグナルであるかバックグラウンドであるか判断していく。そして、最終的に全決定木の出力をまとめてシグナルらしさを計算する。なお、トレーニングに用いる各サンプルには生成断面積を考慮した重みを掛ける。

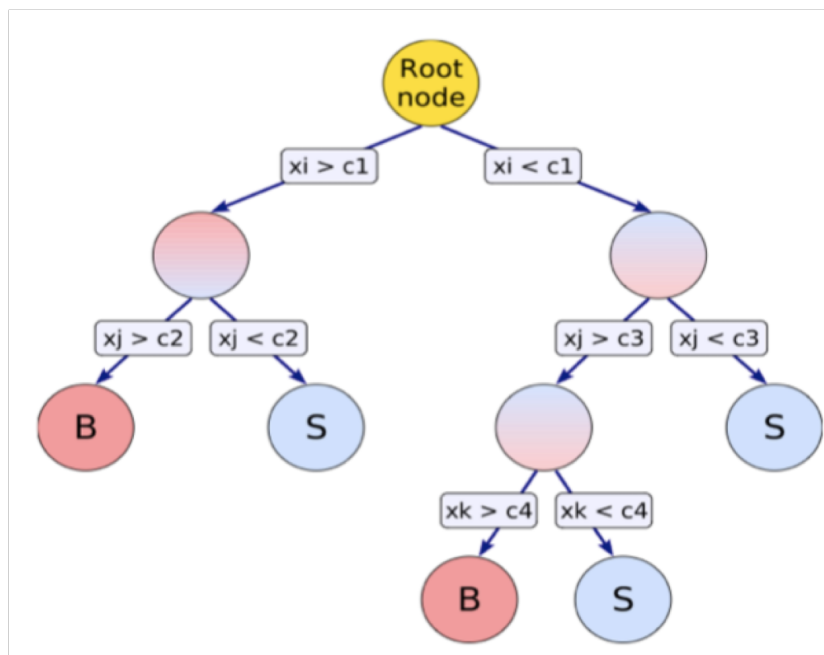


図 4.16 決定木の概略図

***b*-tag 効率**

$Z' = 4 \text{ TeV}$  のシグナルサンプルに対して、式 (4.25) で定義される *b*-tag 効率を評価した。ただし、*top* クォークが hadronic に崩壊した場合、*W* ボソンから生じたジェットが *b* ジェットの周りに高密度に存在するため、leptonic 崩壊した場合と比べ識別効率が悪くなる。これらの振る舞いの違いも見するために leptonic side と hadronic side でそれぞれ別々に評価した。

$$\epsilon(p_T) = \frac{\# \text{ of } b\text{-tagされた } b \text{ matched ジェット } p_T}{\# \text{ of } b \text{ matched ジェット } p_T} \quad (4.25)$$

また、*W*+jets バックグラウンドサンプルを用いて、式 (4.26) で定義される *c* ジェット, *light* クォークジェット mis-tag 率を評価した。

$$\epsilon(p_T) = \frac{\# \text{ of } b\text{-tagされた } c(\text{light クォーク}) \text{ matched ジェット } p_T}{\# \text{ of } c(\text{light クォーク}) \text{ matched ジェット } p_T} \quad (4.26)$$

ここで *c* matched ジェットは *b* matched ジェットを除くジェットのうち、*C* ハドロンと最も距離の近いジェット、*light* クォーク matched ジェットはそれ以外のジェットである。

MV2c10 tagger を用いた Fixed *b*-tag 効率を図 4.17 に示す。前述のように、high  $p_T$  で *b*-tag 効率が低下している。また、*W*+jets バックグラウンドサンプルを用いた *c* ジェット, *light* クォークジェット mis-tag 率をそれぞれ図 4.18, 4.19 に示す。ただしこれらの誤差は MC の統計誤差のみ考慮している。

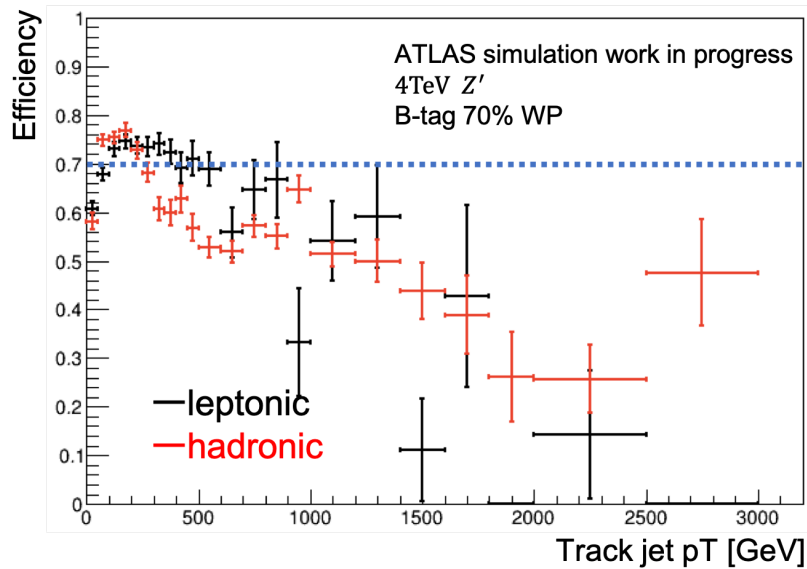


図 4.17 MV2c10 Fixed *b*-tag 効率

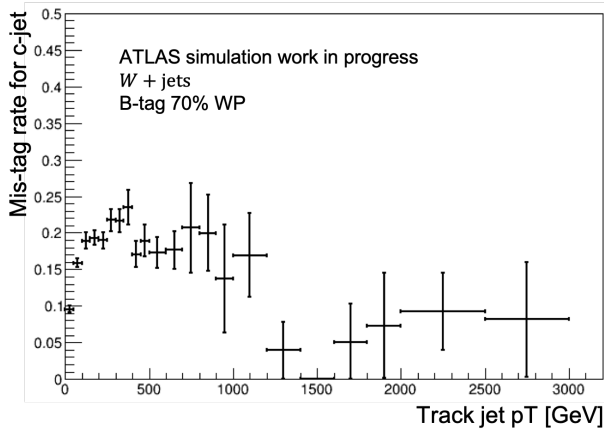


図 4.18 MV2c10 Fixed  $b$ -tag mis-tag 率 (c)

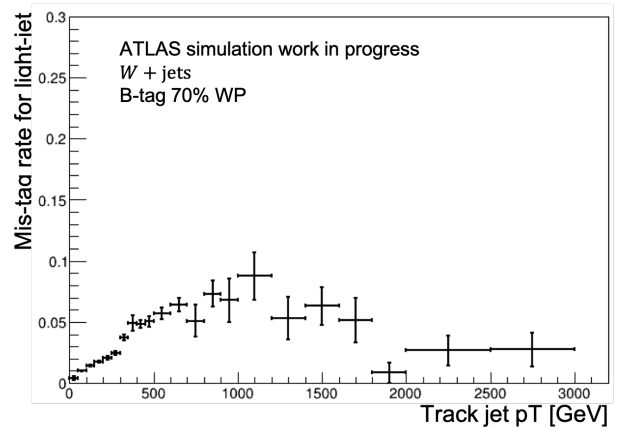


図 4.19 MV2c10 Fixed  $b$ -tag mis-tag 率 (light)

### 4.3.2 Variable-Radius(VR) Track ジェットを用いた $b$ -tag

通常の Track ジェットの再構成半径  $R$  は、 $R = 0.2$  で固定されているが、high  $p_T$  では hadronic side で  $W$  ボソンから崩壊したジェットが  $b$  ジェットの再構成半径に含まれやすくなる。図 4.20, 4.21 にそれぞれ low  $p_T$  領域と high  $p_T$  領域での hadronic side の Truth  $b$  と  $W$  ボソンから生成した Truth quark の距離  $\Delta R$  を示す。high  $p_T$  になると、 $\Delta R < 0.2$  となるイベントが増加するのが分かる。これを取り除くために、VR ジェットと呼ばれる手法では次式のように  $p_T$  に反比例して  $R$  を定義する。

$$R \rightarrow R(p_T) = \frac{\rho}{p_T} \quad (\rho: \text{定数}, R_{min} \leq R \leq R_{max}) \quad (4.27)$$

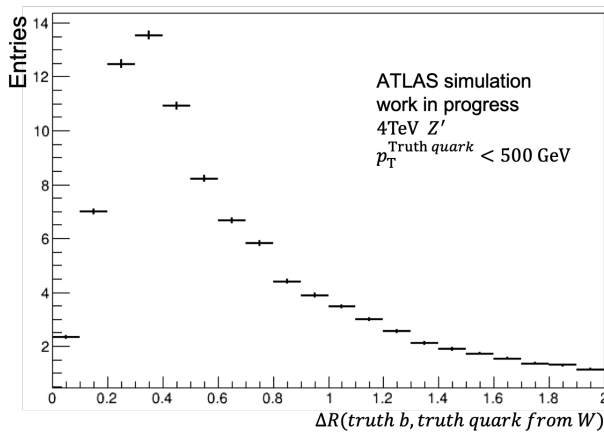


図 4.20 low  $p_T$  領域での Truth  $b$  と Truth クォークの距離

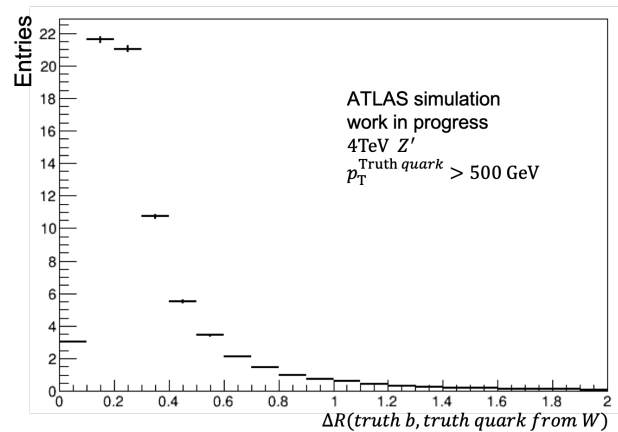


図 4.21 high  $p_T$  領域での Truth  $b$  と Truth クォークの距離

特に本研究では  $\rho = 30 \text{ GeV}$ ,  $R_{min} = 0.02$ ,  $R_{max} = 0.4$  とした。これによりジェットの分解能が上がるが、 $c$  ジェットや  $light$  クォークジェットを  $b$ -tag してしまう mis-tag 率が上がり、バックグラウンドが増加してしまう可能性もあるので、それらの影響の考慮も必要である。

VR Track ジェットを用いた Fixed  $b$ -tag 効率を図 4.22 に示す。

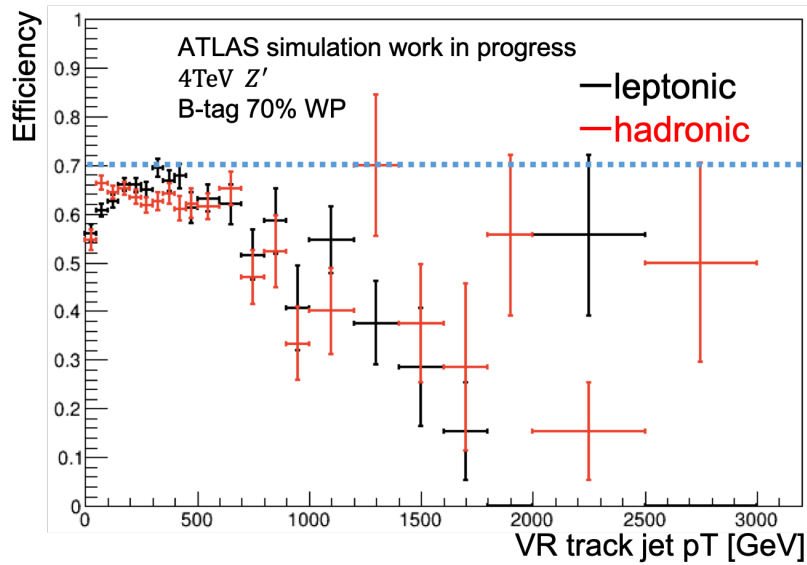


図 4.22 VR track ジェットを用いた Fixed  $b$ -tag 効率

図 4.17 と比べて、low  $p_T$  領域では  $R$  が大きくなるため効率が低くなるが、high  $p_T$  領域ではやや高くなる。 $c$  ジェット、 $light$  クォークジェットの mis-tag 率をそれぞれ図 4.23, 4.24 に示す。mis-tag 率についても統計の多い low  $p_T$  領域で悪化しており、信号発見感度の改善可能性は低い。

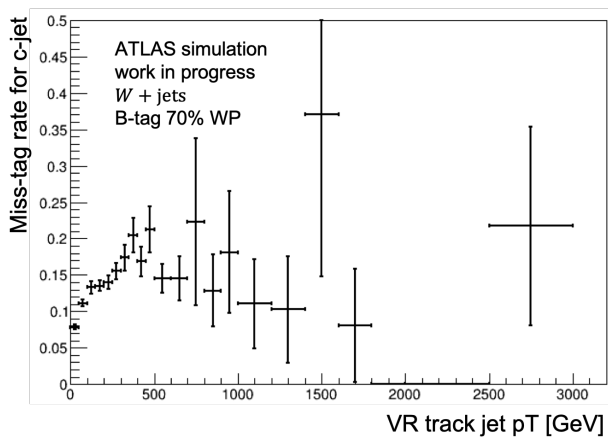


図 4.23 VR ジェット Fixed  $b$ -tag mis-tag 率 ( $c$ )

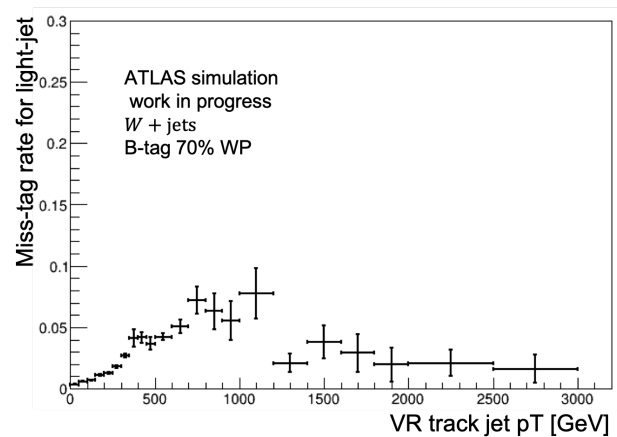


図 4.24 VR ジェット Fixed  $b$ -tag mis-tag 率 ( $light$ )

ここで、通常の Track ジェットを用いた場合と VR Track ジェットを用いた場合の Truth  $b$  と  $b$  matched ジェットの距離  $\Delta R$  の分布を図 4.25, 4.26 に示す。(ただし積分して 1 になるように規格化している。) 図から分かるように、VR Track ジェットの方が Truth  $b$  との距離が近いイベントが多く、方向の再構成精度は向上した。

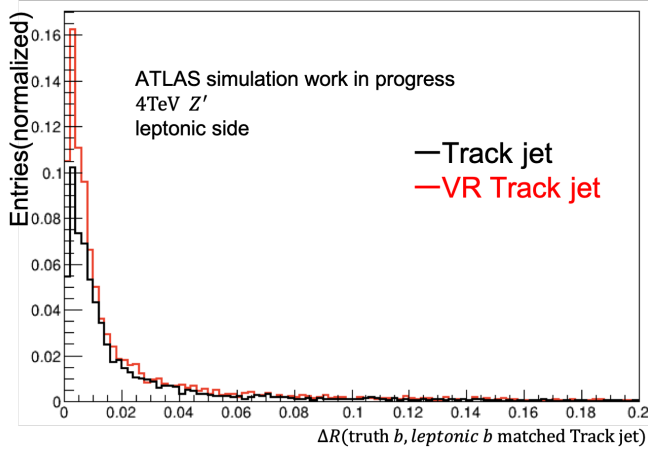


図 4.25 leptonic side の Truth  $b$  と  $b$  matched Track ジェットの距離 (規格化)

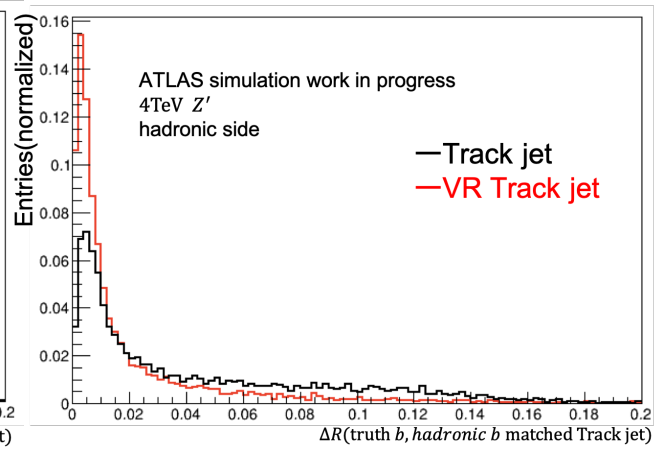


図 4.26 hadronic side の Truth  $b$  と  $b$  matched Track ジェットの距離 (規格化)

### 4.3.3 Hybrid $b$ -tag

前述のように high  $p_T$  では  $b$ らしさの MVA 値が低下するので、MVA 閾値を一定値ではなく図 4.27 のように high  $p_T$  領域で下げることで、 $b$ -tag 効率を一定にする。これを Hybrid  $b$ -tag と呼ぶ。ただし、MVA 閾値を緩めることによって mis-tag 率が上がり、バックグラウンドが増加してしまうので、統計的有意性の評価が必要である。

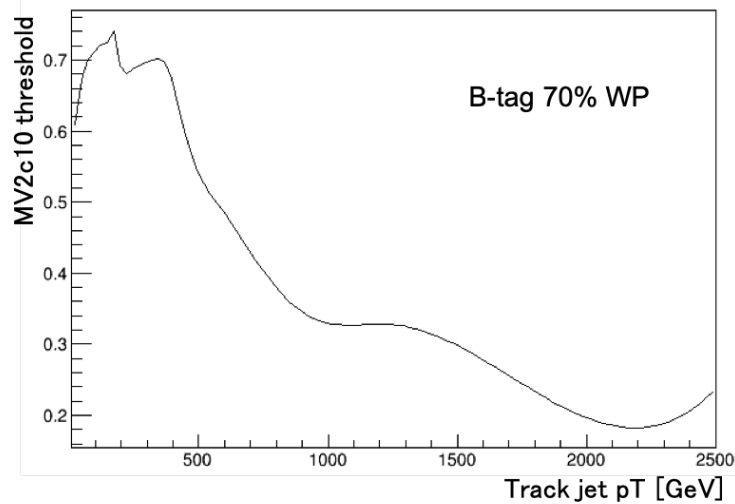


図 4.27 MV2c10 Hybrid  $b$ -tag 70% WP における Track ジェット MVA 閾値

Hybrid  $b$ -tag 効率を図 4.28 に示す。high  $p_T$  領域で閾値を緩めているので、効率が高くなっている。 $c$  ジェット,  $light$  クォークジェットの mis-tag 率をそれぞれ図 4.29, 4.30 に示す。

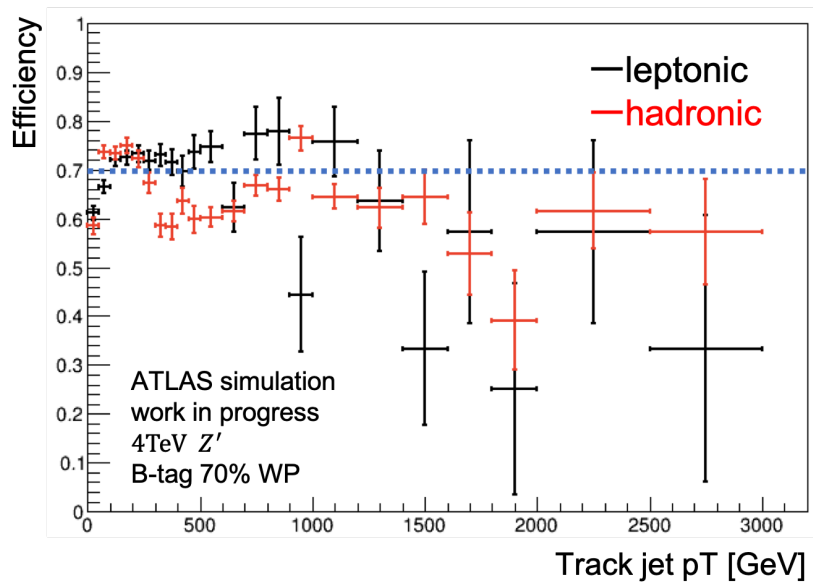


図 4.28 MV2c10 Hybrid b-tag 効率

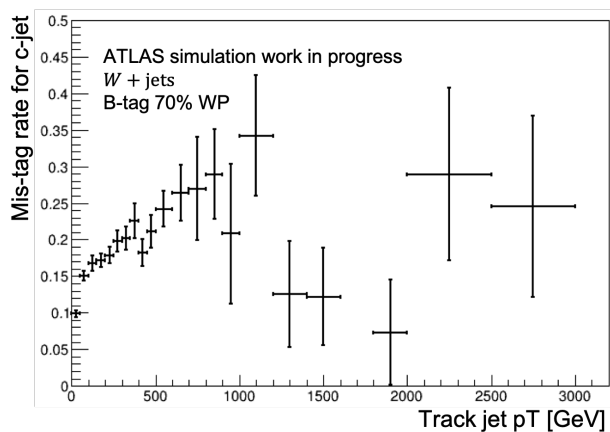


図 4.29 Hybrid b-tag mis-tag 率 (c)

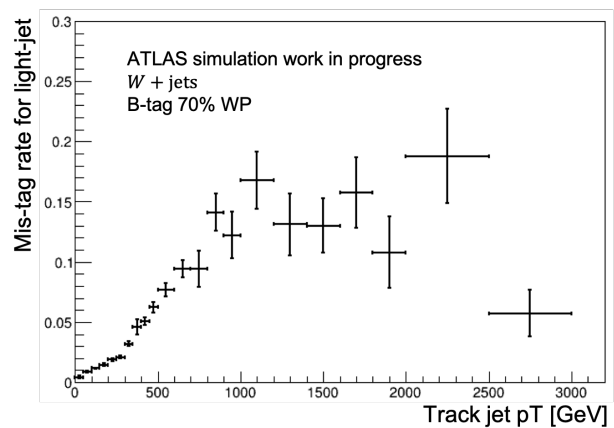


図 4.30 Hybrid b-tag mis-tag 率 (light)

### 4.3.4 Recurrent Neural Network(RNN) を用いた $b$ -tag

#### Recurrent Neural Network(RNN)

RNN とは、シーケンシャル構造や時系列を持つデータに対応したニューラルネットワークの一種で、主に自然言語処理や機械翻訳に用いられている。従来のニューラルネットワークでは、ある層の入力は前の層の出力のみを用い、隠れ要素の情報は考慮しないが、RNN では図 4.31 のように出力に前の層の隠れ要素の情報を用いている。ここで  $x$  は入力、 $s$  は隠れ要素、 $o$  は出力、 $t$  はステップ数を表し、

$$s_t = f(Ux_t + Ws_{t-1}) \quad (4.28)$$

$$s_0 = 0 \quad (4.29)$$

$$o_t = g(Vs_t) \quad (4.30)$$

である。このように前の値を記憶する事で直前の単語から次の単語を予測したり、時間相関のあるデータを解析することができる。

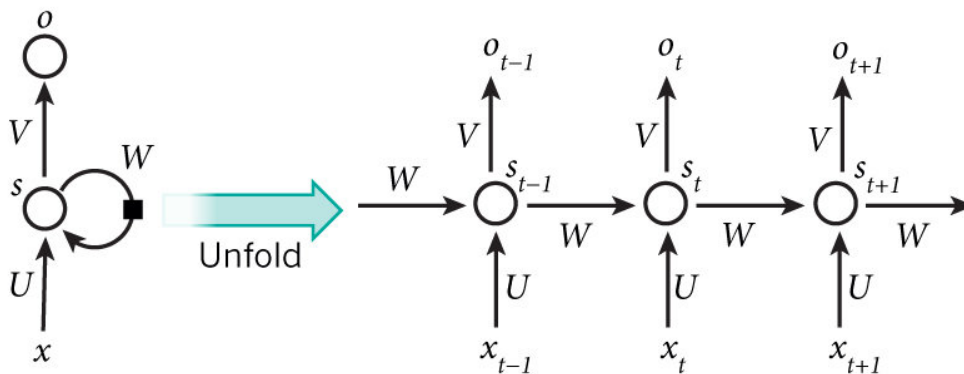


図 4.31 RNN 内部構造 [29]

#### $b$ -tag への応用

$B$  ハドロンが崩壊すると、複数の荷電粒子が二次崩壊点から生じ、大きなインパクトパラメータを持つ。 $light$  クォーク由来のハドロンから生じた場合、これらの粒子同士は相関を持たないが、 $b$  クォーク由来の場合、お互いに相関を持つ：ある飛跡が大きなインパクトパラメータを持てば2つ目の飛跡もそうである可能性が高い。しかし、現在の  $b$ -tag 手法では、IP ベースアルゴリズムでジェット内の全飛跡の変数を相関を考慮して計算しようとする膨大になり不可能なため、各飛跡は独立に計算している。

そこで、RNN を用いて図 4.32 のようにジェット内の各飛跡を入力として、Track  $i$  ( $1 \leq i \leq N$ ) の出力に Track  $j$  ( $1 \leq j \leq i$ ) の情報を組み込んで MVA 値を算出する。[30] これを MV2r tagger と呼び、飛跡毎の相関を考慮することで MV2c10 tagger より高い精度で  $b$ -tag することができる可能性がある。さらに、MV2r tagger と同じ原理で、ディープラーニングを用いてトレーニングをした DL1r tagger も実装されている。

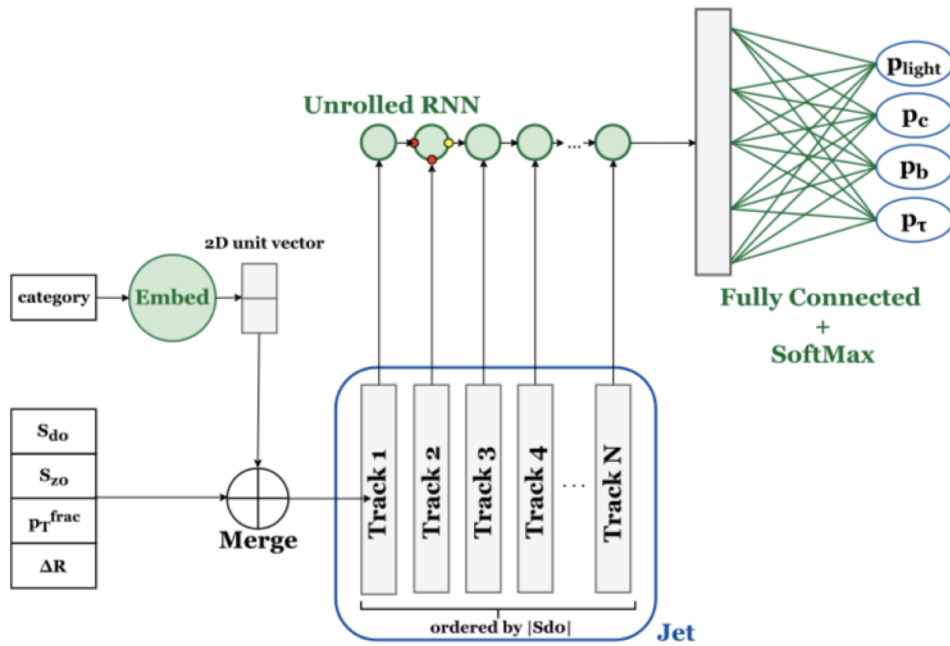


図 4.32 RNN を用いた  $b$ -tag アルゴリズムの概略 [30]

MV2c10, MV2r, DL1r tagger を用いた Fixed  $b$ -tag 効率の比較をそれぞれ図 4.33, 4.34 に示す。また、 $c$  ジェット,  $light$  クォークジェットの mis-tag 率をそれぞれ図 4.35, 4.36 に示す。図 4.33, 4.34 から、各 tagger は似た振る舞いをしているが、low  $p_T$  領域では DL1r の効率が高く、high  $p_T$  領域では MV2r の効率が高くなっている。また、図 4.35, 4.36 を見ると、MV2r はシグナル効率が良い分バックグラウンドの影響も大きく、DL1r は他の tagger と比べバックグラウンドを抑えることができている。これらに関しても、統計的有意性の評価が必要である。

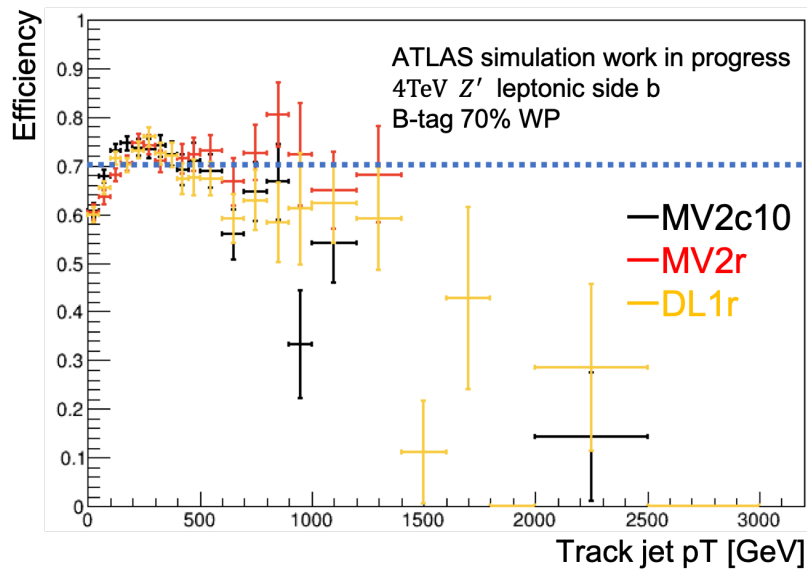


図 4.33 leptonic side : 各 tagger を用いた Fixed  $b$ -tag 効率

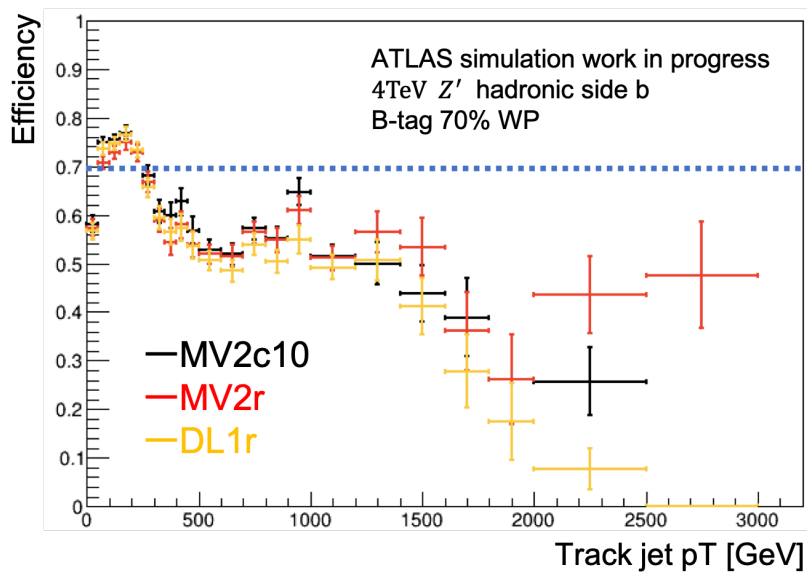


図 4.34 hadronic side : 各 tagger を用いた Fixed  $b$ -tag 効率

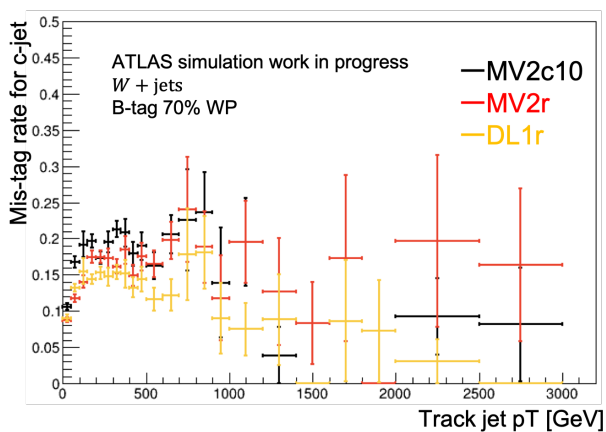


図 4.35 各 tagger を用いた  $b$ -tag mis-tag 率 ( $c$ )

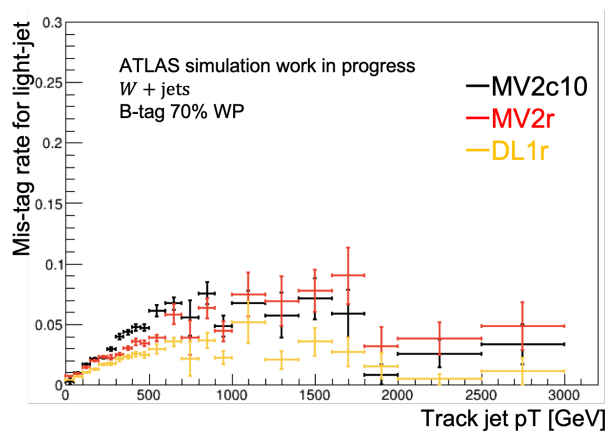


図 4.36 各 tagger を用いた  $b$ -tag mis-tag 率 ( $light$ )

## 4.4 $t\bar{t}$ 共鳴探索への応用

### 4.4.1 Hybrid $b$ -tag

シグナルとバックグラウンドサンプルに対して、4.2節で述べた事象選別条件を掛けた後の不変質量  $m_{t\bar{t}}$  分布を求めた。統計的有意性の評価として、

$$S = \int_{low}^{up} m_{t\bar{t}}^{\text{signal}} \quad (4.31)$$

$$B = \int_{low}^{up} m_{t\bar{t}}^{\text{background}} \quad (4.32)$$

$$(0 \text{ GeV} \leq low \leq up \leq 6000 \text{ GeV})$$

のように定義し、 $up, low$  を上記の範囲で任意に変化させたときの  $Z = S/\sqrt{S+B}$  の最大値を MV2c10 Fixed  $b$ -tag と Hybrid  $b$ -tag で比較した。 $b$ -tag 事象選別に関しては、シグナルの検出効率が高いがバックグラウンドも多い  $b$ -tag されたジェットの数  $n_{b \text{ jet}}$  が1本の場合と、検出効率は低いバックグラウンドに対する比率  $S/B$  の高い  $n_{b \text{ jet}}$  が2本以上の場合に分けてそれぞれ求めた。各事象選別後の  $m_{t\bar{t}}$  分布を図 4.37-4.40 に示す。青の点線は  $Z$  が最大になるように取った信号領域を示す。各事象選別後の信号領域、 $S, B, Z$  の値を表 4.3 に示す。ただし誤差は MC の統計誤差のみ考慮している。

表 4.3  $top$ -tag 80% WP における 4 TeV  $Z'$  に対する統計的有意性の評価

$top$ -tag 80% WP	$low$ [GeV]	$up$ [GeV]	$S$	$B$	$S/B$	$Z$
MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$	3600	4100	$4.08 \pm 0.09$	$28.6 \pm 2.09$	0.143	$0.714 \pm 0.03$
MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$	3400	4400	$4.25 \pm 0.09$	$25.2 \pm 2.28$	0.169	$0.783 \pm 0.03$
MV2c10 Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$	3600	4100	$4.07 \pm 0.09$	$30.1 \pm 2.11$	0.135	$0.697 \pm 0.03$
MV2c10 Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$	3400	4400	$4.48 \pm 0.1$	$26.2 \pm 2.30$	0.171	$0.809 \pm 0.03$

また、 $n_{b \text{ jet}}$  の条件を結合した有意性  $Z_{\text{combined}} = \sqrt{Z_{n_{b \text{ jet}}=1}^2 + Z_{n_{b \text{ jet}} \geq 2}^2}$  はそれぞれ次のようになった。

$$\text{Fixed} : Z_{\text{combined}} = 1.06 \pm 0.03 \quad (4.33)$$

$$\text{Hybrid} : Z_{\text{combined}} = 1.07 \pm 0.03 \quad (4.34)$$

図から、信号領域では  $W$ +jets イベントの寄与も大きいことが分かる。そこで、 $top$ -tag 効率を 50% に下げ、同様の評価をして結果が変わるか調べた。これによりシグナルの検出効率は下がるが  $W$ +jets バックグラウンドなど  $top$ -tag されないバックグラウンドを大幅に削減する。各事象選別後の  $m_{t\bar{t}}$  分布を図 4.41-4.44 に示す。

各事象選別後の信号領域、 $S, B, Z$  の値を表 4.4 に示す。

また、 $Z_{\text{combined}}$  はそれぞれ次のようになった。

$$\text{Fixed} : Z_{\text{combined}} = 0.904 \pm 0.03 \quad (4.35)$$

$$\text{Hybrid} : Z_{\text{combined}} = 0.907 \pm 0.03 \quad (4.36)$$

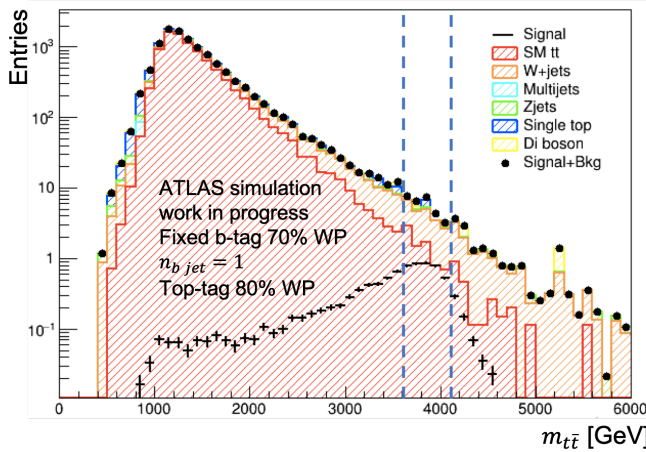


図 4.37 Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

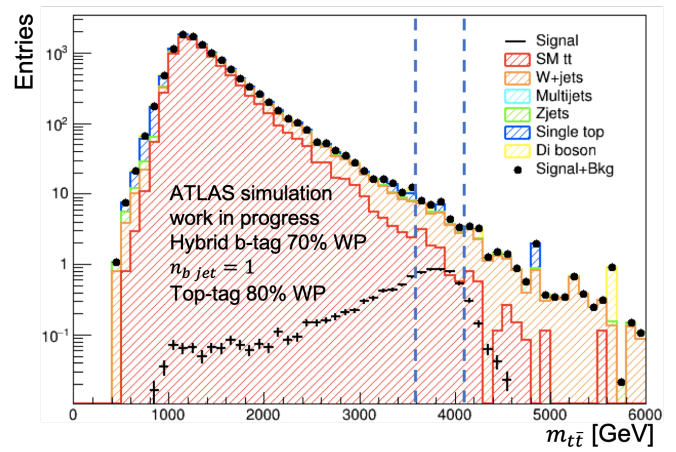


図 4.38 Hybrid  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

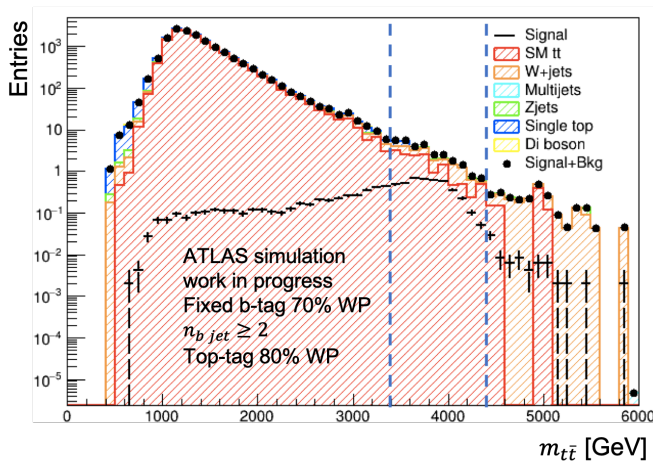


図 4.39 Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

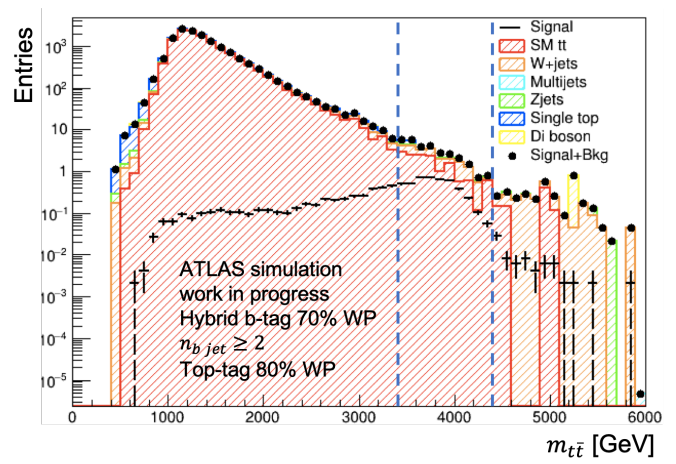


図 4.40 Hybrid  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

表 4.4  $top$ -tag 50% WP における 4 TeV  $Z'$  に対する統計的有意性の評価

$top$ -tag 50% WP	$low$ [GeV]	$up$ [GeV]	$S$	$B$	$S/B$	$Z$
MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$	3600	4200	$2.60 \pm 0.07$	$13.5 \pm 1.1$	0.193	0.651
MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$	3500	4300	$2.22 \pm 0.07$	$10.2 \pm 1.1$	0.218	$0.630 \pm 0.03$
MV2c10 Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$	3600	4200	$2.62 \pm 0.07$	$14.7 \pm 1.1$	0.180	$0.630 \pm 0.03$
MV2c10 Hybrid $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$	3600	4200	$2.02 \pm 0.06$	$7.53 \pm 0.95$	0.268	$0.653 \pm 0.04$

それぞれの結果から、 $n_{b \text{ jet}}=1$  の場合は Fixed  $b$ -tag の方が良いが、 $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  の場合は Hybrid  $b$ -tag の方が若干良い結果となった。しかし、 $n_{b \text{ jet}}$  の条件を結合した有意性  $Z_{combined}$  では大きな改善が見られなかった。また、 $top$ -tag 効率を 50% に下げても、 $S/B$  は良くなったがバックグラウンドの削減に対するシグナルの削減も大きく、 $Z_{combined}$  は良くならなかった。

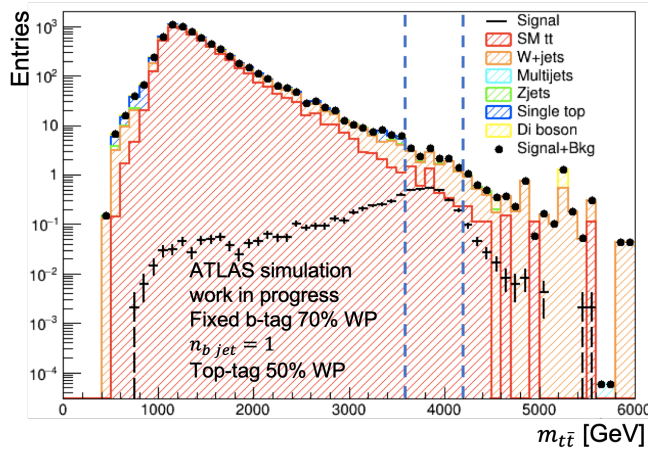


図 4.41 Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

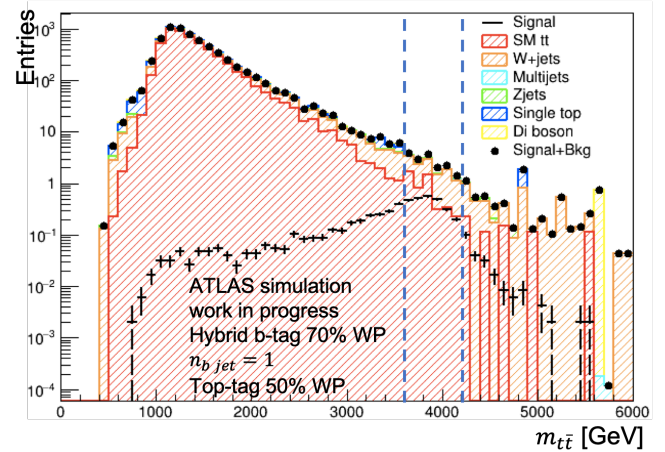


図 4.42 Hybrid  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

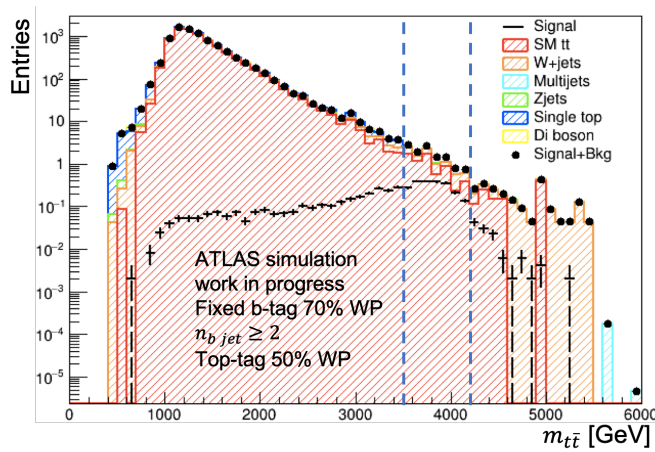


図 4.43 Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

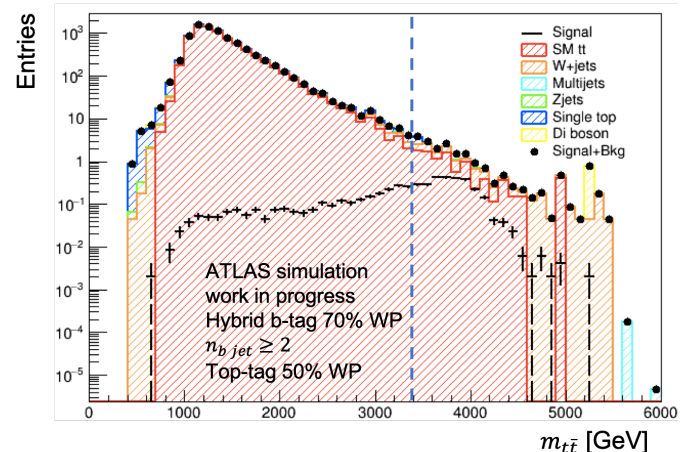


図 4.44 Hybrid  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

### 飛跡消失の問題

前節で Hybrid  $b$ -tag がそれほど改善できなかった原因の調査として、横軸を Truth  $b$  ジェットの  $p_T$  にした時の  $b$ -tag 効率を調べた (図 4.45)。

図 4.45 から、図 4.28 と比べ (特に hadronic side で) high  $p_T$  領域で効率が下がっている。また、Track ジェットと Truth ジェットの 2 次元  $p_T$  分布を図 4.46, 4.47 に示す。

Track ジェットは荷電粒子の飛跡から再構成しているので、約 1/3 を占める中性成分は再構成されず、理想的には

$$\text{Track ジェット } p_T = \frac{2}{3} \text{ Truth ジェット } p_T \quad (4.37)$$

となる。しかし、図 4.46, 4.47 を見ると  $p_T > 500 \text{ GeV}$  の high  $p_T$  領域では Track ジェット  $p_T < 2/3$  Truth ジェット  $p_T$  となっている。

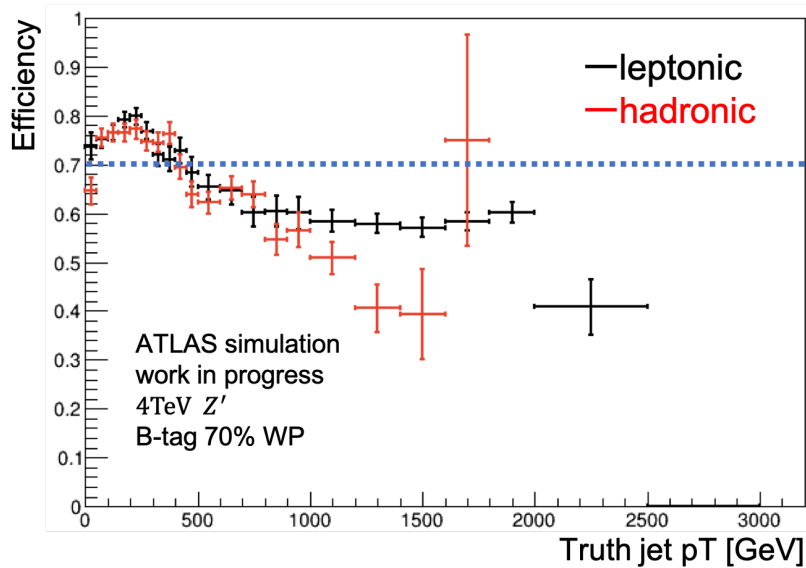


図 4.45 横軸を Truth ジェット  $p_T$  にした場合の MV2c10 Hybrid b-tag 効率

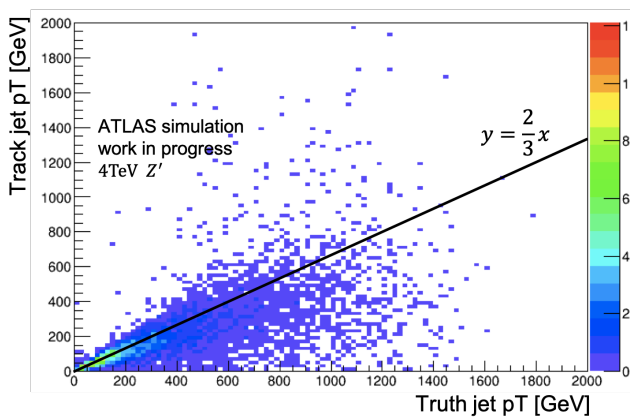


図 4.46 leptonic side Track ジェット  $p_T$  vs Truth ジェット  $p_T$

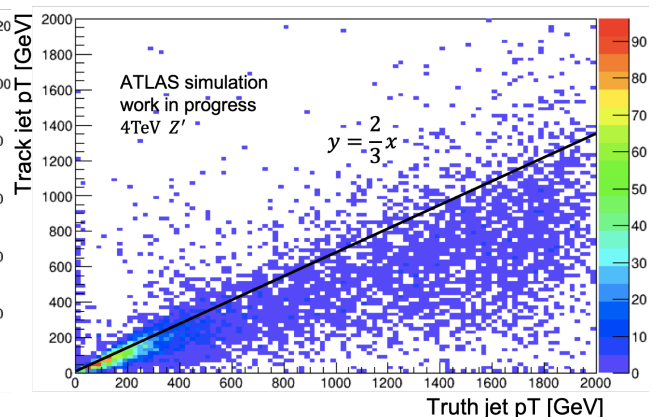


図 4.47 hadronic side Track ジェット  $p_T$  vs Truth ジェット  $p_T$

この原因が何らかの物理による現象なのか、検出器の再構成による問題なのか調べるために、Track ジェットの  $p_T$  領域ごとに (Track ジェット  $p_T$ )/(Truth ジェット  $p_T$ ) 分布および (Truth 荷電ハドロン  $p_T$ )/(Truth ジェット  $p_T$ ) 分布を比較した。(図 4.48, 4.49)

図 4.48 で Track ジェットの  $p_T$  が高くなるにつれて (Track ジェット  $p_T$ )/(Truth ジェット  $p_T$ ) の値が低くなるのに対し、図 4.49 では Track ジェットの  $p_T$  に寄らず (Truth 荷電ハドロン  $p_T$ )/(Truth ジェット  $p_T$ ) の値は一定である。従って Truth 粒子では上記の現象が起きないことから、検出器の再構成による問題が原因であると考えられる。

検出器の再構成による問題として、考えられる原因は以下の 2 つがある。

- I.) Track ジェット内の Truth に対応した飛跡が消失する
- II.) 飛跡の  $p_T$  の値が Truth の値より低く再構成される。

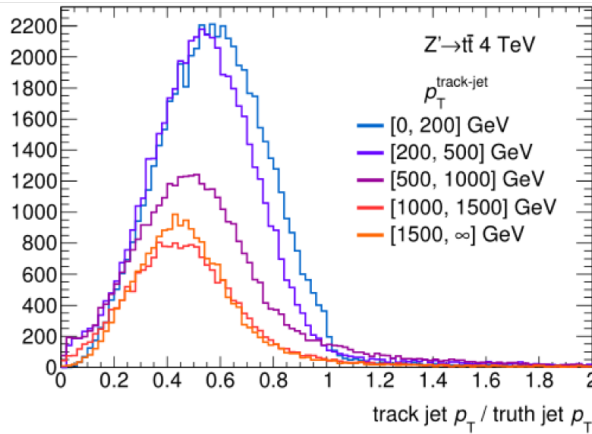


図 4.48 Track ジェット  $p_T$ /Truth ジェット  $p_T$

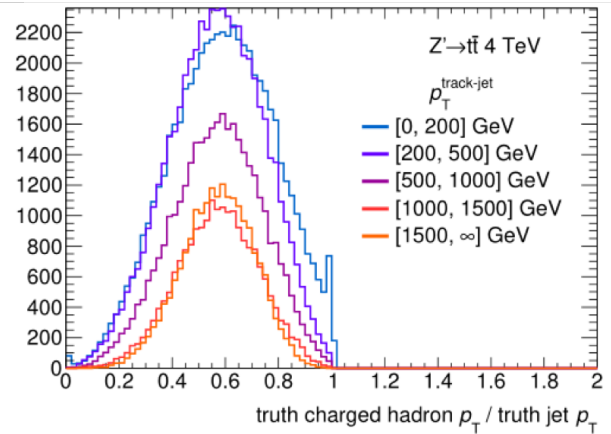


図 4.49 Truth 荷電ハドロン  $p_T$ /Truth ジェット  $p_T$

図 4.50 に各場合の考えられうる Track ジェット再構成の概略図を示す。ただし青の点線は Truth の飛跡、黒の点線は再構成された飛跡を表す。

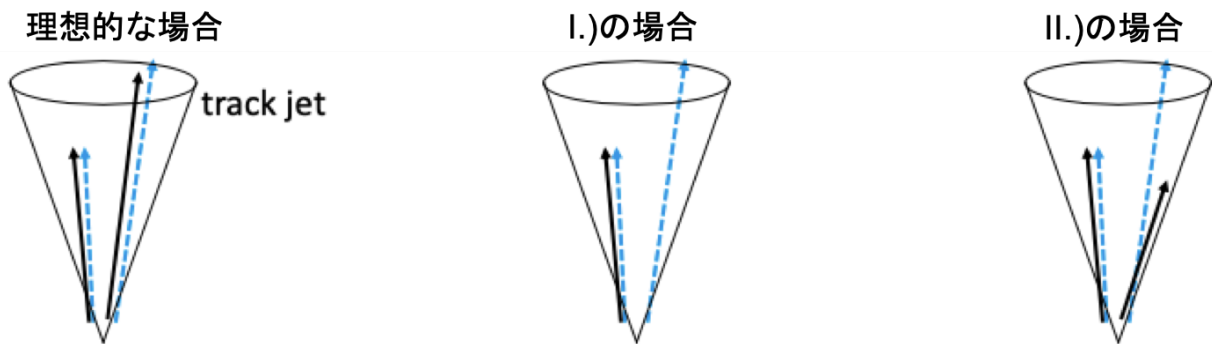


図 4.50 考えられる Track ジェット再構成の概略図

I.), II.) のどちらが起こっているか調べるために、図 4.51 のように Truth ジェットが high  $p_T$  の場合 ( $p_T > 1 \text{ TeV}$ ) と low  $p_T$  の場合 ( $200 \text{ GeV} < p_T < 500 \text{ GeV}$ ) に、Track ジェット  $p_T$  が Truth ジェット  $p_T$  に比べて高い場合 ( $p_T^{\text{Track jet}}/p_T^{\text{Truth jet}} > 1/2$ ) と低い場合 ( $p_T^{\text{Track jet}}/p_T^{\text{Truth jet}} < 1/2$ ) A,B,C,D でそれぞれ飛跡の情報を比較した。

i.) ジェット内の leading Track(再構成された飛跡のうち最も  $p_T$  の高いもの)の  $p_T$  と、leading Track との距離  $\Delta R$  が最も小さい Truth Track の  $p_T$  の比  $p_T^{\text{leading Track}}/p_T^{\text{Truth Track}}$  をそれぞれ図 4.52-4.55 に示す。図 4.52, 4.53 は Track ジェット  $p_T$  が Truth ジェット  $p_T$  に比べて高い場合、図 4.54, 4.55 は低い場合である。また、図 4.52, 4.54 は Truth ジェットが high  $p_T$  の場合、図 4.53, 4.55 は low  $p_T$  の場合である。なお、leading Track と Truth Track の最短距離  $\Delta R$  の範囲を色の濃淡で示している。図 4.53, 4.55 から Truth ジェットが low  $p_T$  の時は値が 1 に収束し、matching が上手くいっていることが分かる。Truth ジェットが high  $p_T$  の場合も、分解能は悪くなるが 1 に収束している。

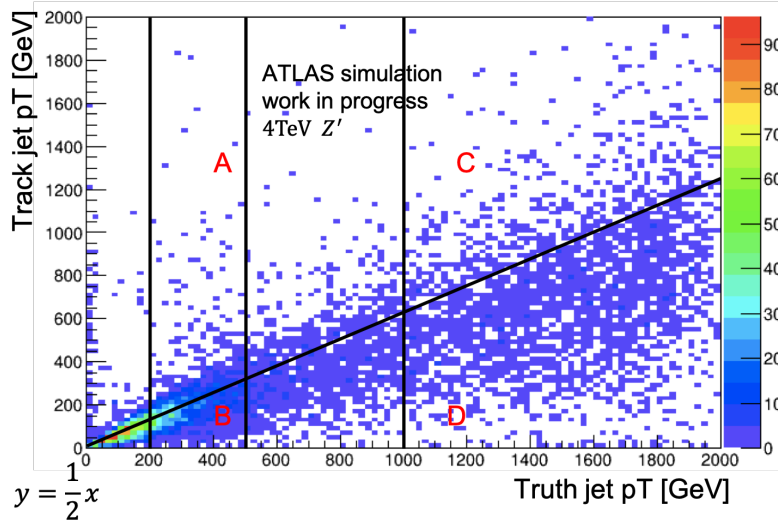


図 4.51 Truth ジェットが high  $p_T$  の時と low  $p_T$  の時、Track ジェットが Truth ジェットに対して high  $p_T$  の時と low  $p_T$  の時の場合分け

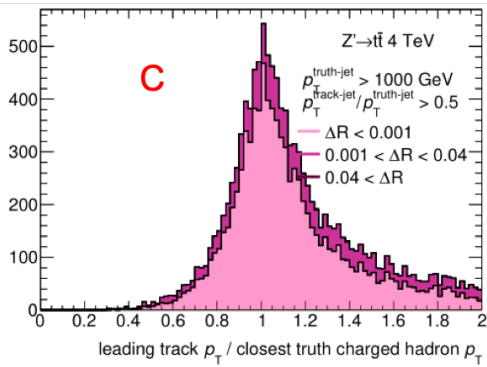


図 4.52 領域 C における Truth Track に対する leading Track の  $p_T$  比

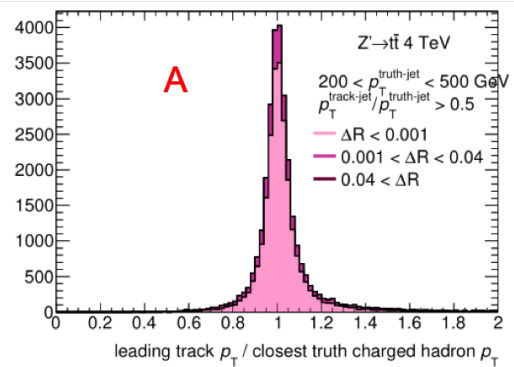


図 4.53 領域 A における Truth Track に対する leading Track の  $p_T$  比

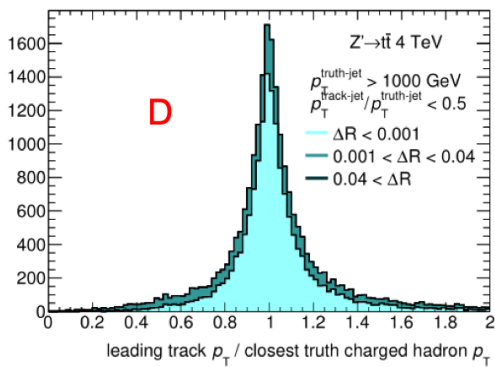


図 4.54 領域 D における Truth Track に対する leading Track の  $p_T$  比

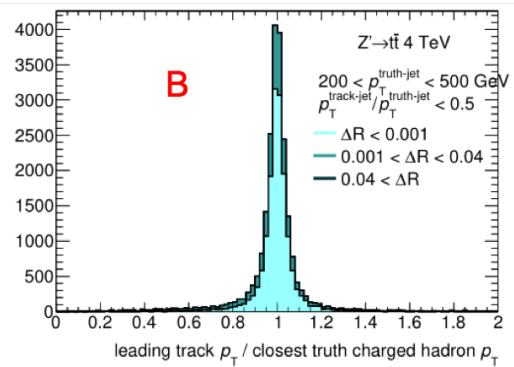


図 4.55 領域 B における Truth Track に対する leading Track の  $p_T$  比

ii.) 一方で、i.) と逆の場合でジェット内の leading Truth Track(Truth の飛跡のうち最も  $p_T$  の高いもの)の  $p_T$  と、leading Truth Track との距離  $\Delta R$  が最も小さい Track の  $p_T$  の比  $p_T^{\text{Track}}/p_T^{\text{leading Truth Track}}$  をそれぞれ図 4.56-4.59 に示す。

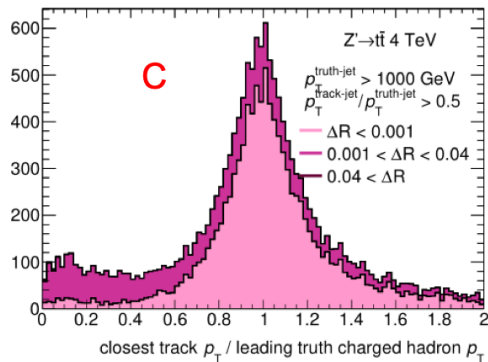


図 4.56 領域 C における leading Truth Track に対する Track の  $p_T$  比

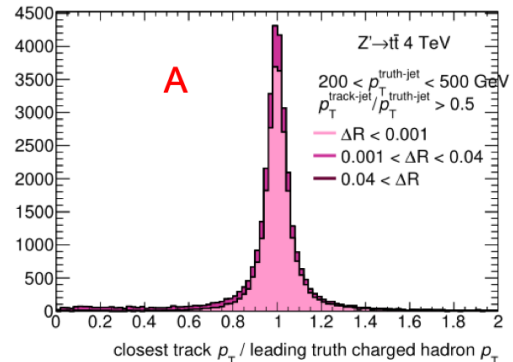


図 4.57 領域 A における leading Truth Track に対する Track の  $p_T$  比

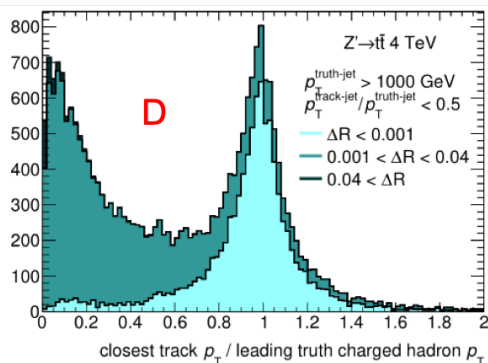


図 4.58 領域 D における leading Truth Track に対する Track の  $p_T$  比

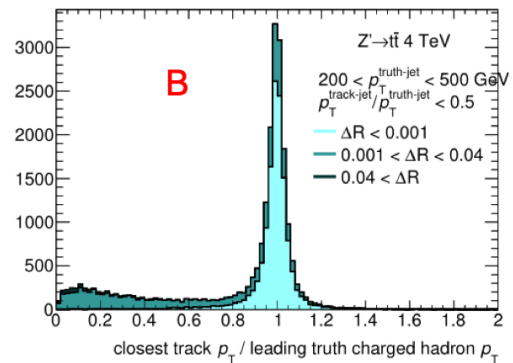


図 4.59 領域 B における leading Truth Track に対する Track の  $p_T$  比

図 4.57, 4.59 から Truth ジェットが low  $p_T$  の時は結果はほぼ変わらないが、high  $p_T$  の時は特に図 4.58 において  $\Delta R > 0.04$  の時 1 未満の値が不規則に多数存在している。これは leading Truth Track に対応した飛跡が存在しないために、最も近くにある無関係な飛跡が選ばれていることを示しており、II.) の場合はこのようなイベントは起こらないので、I.) の飛跡の消失が起こっていると結論づけられる。

以上の考察から、high  $p_T$  領域で Track ジェット内の飛跡が消失し、 $b$ -tag 精度が悪くなることによって、シグナル検出効率が下がることが分かった。Track ジェット内の飛跡が消失する原因の一つとして、 $b$  ジェットが長寿命であるために、high  $p_T$  になると内部飛跡検出器の層の外側で崩壊し、飛跡が再構成できない可能性が考えられる。図 4.60-4.63 に high  $p_T$  の場合と low  $p_T$  の場合における、 $B$  ハドロンが検出器の最も外側で崩壊した点までの距離を示す。ただし、図 4.60,4.62 は Truth ジェットが low  $p_T$  の場合 ( $200 \text{ GeV} < p_T < 500 \text{ GeV}$ )、図 4.61,4.63 は high  $p_T$  の場合 ( $p_T > 1 \text{ TeV}$ )、図 4.60,4.61 は Hybrid  $b$ -tag を通過したイベント、図 4.62,4.63 は通過しなかったイベントである。図 4.61,4.63 から high  $p_T$  の時崩壊点までの距離が遠い (ピクセル検出器が存在しない 120 mm 以降) ものほど  $b$ -tag されていないことが分かる。これは崩壊点が高すぎて飛跡が再構成できず、 $b$ -tag 精度が悪くなったためと考えられる。

今後、この他にも high  $p_T$  領域で Track ジェットの飛跡が消失する原因を究明し、改善することができれば、 $b$ -tag 精度を改善することができる。また、Hybrid  $b$ -tag がシグナル発見感度の改善に役立つ可能性もある。

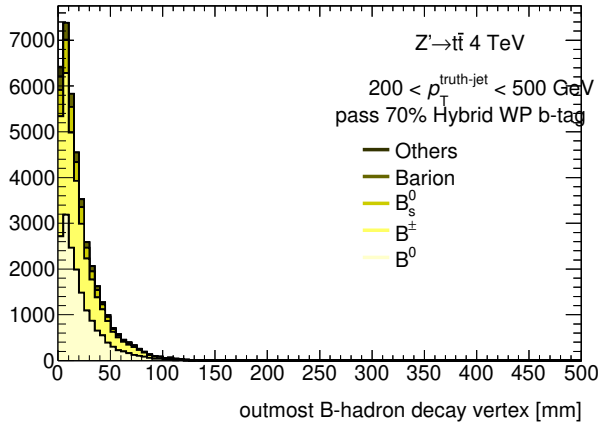


図 4.60  $B$  ハドロンの崩壊点までの距離 (low  $p_T$ ,  $b$ -tag 通過)

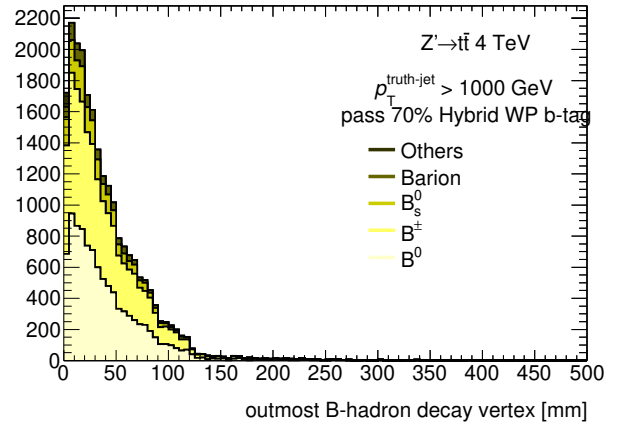


図 4.61  $B$  ハドロンの崩壊点までの距離 (high  $p_T$ ,  $b$ -tag 通過)

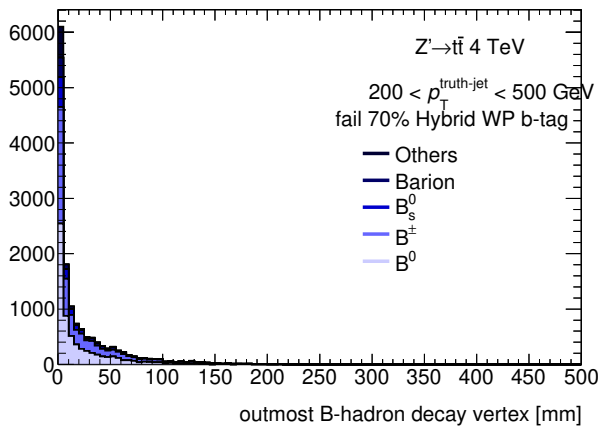


図 4.62  $B$  ハドロンの崩壊点までの距離 (low  $p_T$ ,  $b$ -tag ミス)

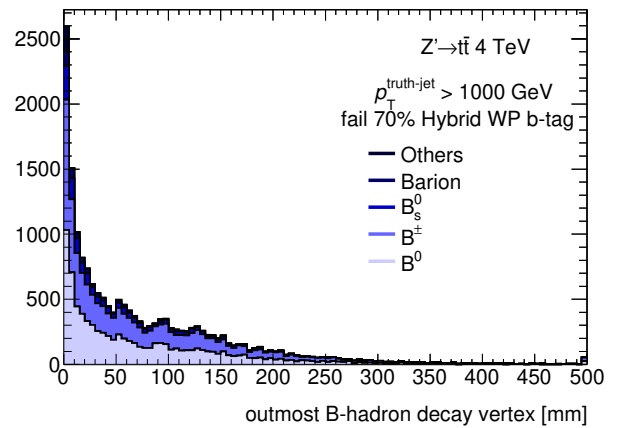


図 4.63  $B$  ハドロンの崩壊点までの距離 (high  $p_T$ ,  $b$ -tag ミス)

### 4.4.2 RNN を用いた $b$ -tag

前節と同様にして MV2r tagger, DL1r tagger を用いた場合の統計的有意性の評価をした。各事象選別後の  $m_{t\bar{t}}$  分布を図 4.64-4.67 に示す。各事象選別後の信号領域、 $S, B, Z$  の値を表 4.5 に示す。

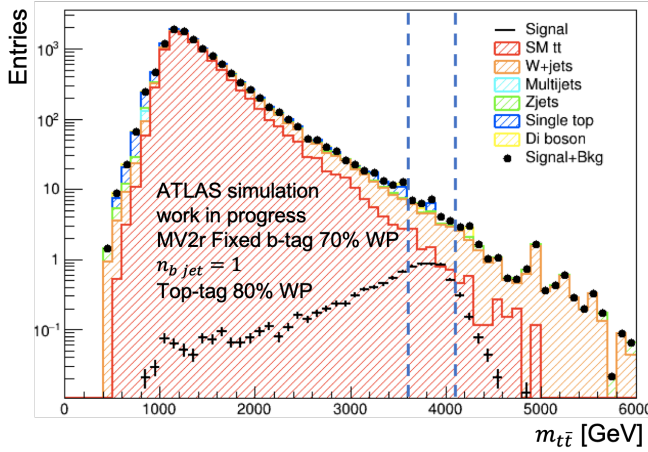


図 4.64 MV2r Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

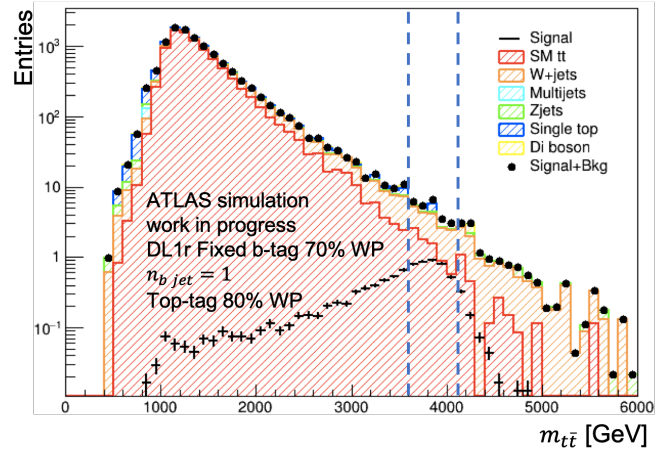


図 4.65 DL1r Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

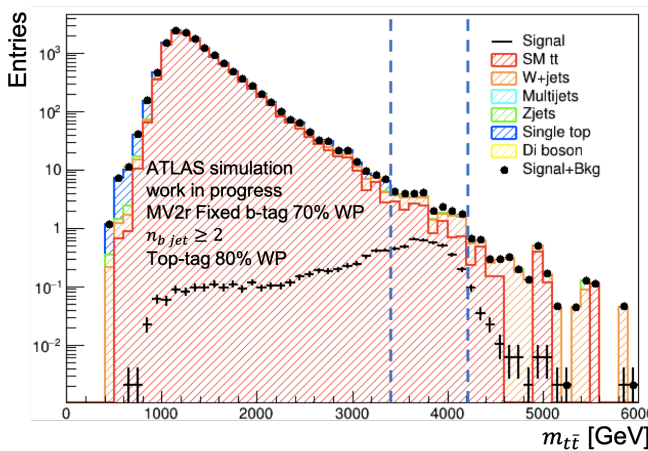


図 4.66 MV2r Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

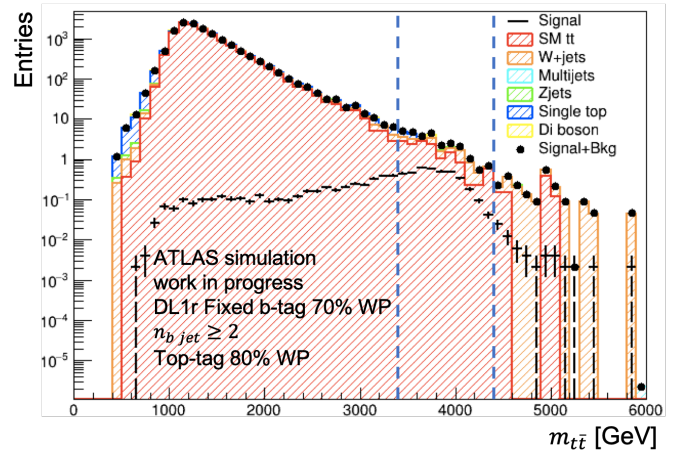


図 4.67 DL1r Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

表 4.5  $top$ -tag 80% WP における RNN を用いた場合の 4 TeV  $Z'$  に対する統計的有意性の評価

$top$ -tag 80% WP	$low$ [GeV]	$up$ [GeV]	$S$	$B$	$S/B$	$Z$
MV2r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$	3600	4100	$4.17 \pm 0.09$	$26.5 \pm 2.1$	0.157	$0.752 \pm 0.03$
MV2r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$	3400	4200	$3.88 \pm 0.09$	$21.0 \pm 1.6$	0.185	$0.778 \pm 0.03$
DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} = 1$	3600	4100	$4.20 \pm 0.09$	$23.4 \pm 1.9$	0.180	$0.799 \pm 0.03$
DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b \text{ jet}} \geq 2$	3400	4400	$3.77 \pm 0.09$	$23.7 \pm 2.3$	0.160	$0.720 \pm 0.03$

また、 $n_{b \text{ jet}}$  の条件を結合した有意性  $Z_{combined}$  はそれぞれ次のようになった。

$$\text{MV2r Fixed} : Z_{combined} = 1.08 \pm 0.03 \quad (4.38)$$

$$\text{DL1r Fixed} : Z_{combined} = 1.08 \pm 0.03 \quad (4.39)$$

MV2c10 tagger を用いた結果と比べ、統計的有意性  $Z_{combined}$  の値が約 1.9%(1.06→1.08) の改善が得られた。ただし増分値 (0.02) は  $1\sigma$  統計誤差 (0.03) よりも小さい。そこで、統計誤差の影響を小さくするためにより軽い質量の  $Z'$  (3 TeV) シグナルサンプルを用いて、イベント数が多く相対誤差の小さい領域で同様の評価をした。結果を表 4.6 に示す。

表 4.6  $top$ -tag 80% WP における MV2c10 および RNN を用いた場合の 3 TeV  $Z'$  に対する統計的有意性の評価

$top$ -tag 80% WP	$low$ [GeV]	$up$ [GeV]	$S$	$B$	$S/B$	$Z$
MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b\ jet} = 1$	2500	3100	48.0±0.72	241±6.7	0.199	2.83±0.05
MV2c10 Fixed $b$ -tag $n_{b\ jet} \geq 2$	2500	3200	51.6±0.75	200±6.8	0.260	3.26±0.06
MV2r Fixed $b$ -tag $n_{b\ jet} = 1$	2500	3100	50.0±0.73	241±6.8	0.207	2.93±0.05
MV2r Fixed $b$ -tag $n_{b\ jet} \geq 2$	2500	3200	47.9±0.72	180±6.5	0.267	3.17±0.06
DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b\ jet} = 1$	2500	3100	49.5±0.73	229±6.9	0.216	2.96±0.05
DL1r Fixed $b$ -tag $n_{b\ jet} \geq 2$	2500	3200	48.5±0.72	176±6.3	0.276	3.24±0.06

また、 $n_{b\ jet}$  の条件を結合した有意性  $Z_{combined}$  はそれぞれ次のようになった。

$$\text{MV2c10 Fixed} : Z_{combined} = 4.31 \pm 0.06 \quad (4.40)$$

$$\text{MV2r Fixed} : Z_{combined} = 4.32 \pm 0.06 \quad (4.41)$$

$$\text{DL1r Fixed} : Z_{combined} = 4.39 \pm 0.06 \quad (4.42)$$

3 TeV の場合、MV2r tagger ではほとんど結果は変わらず、DL1r tagger では約 1.8%(4.31→4.39) の改善が得られた。また、増分値 (0.08) は統計誤差 (0.06) に比べ有意に高い。以上より、従来の MV2c10 tagger を用いた場合と比べ、特に DL1r tagger を用いた場合に統計的有意性の改善が得られた。また、Hybrid  $b$ -tag 同様に飛跡消失の問題を改善することでより高い性能を期待できる。

図 4.68-4.71 に各事象選別後の  $m_{t\bar{t}}$  分布を示す。

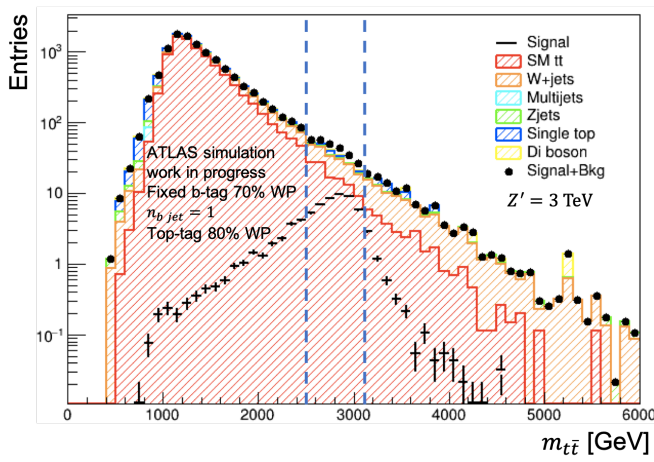


図 4.68 MV2c10 Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

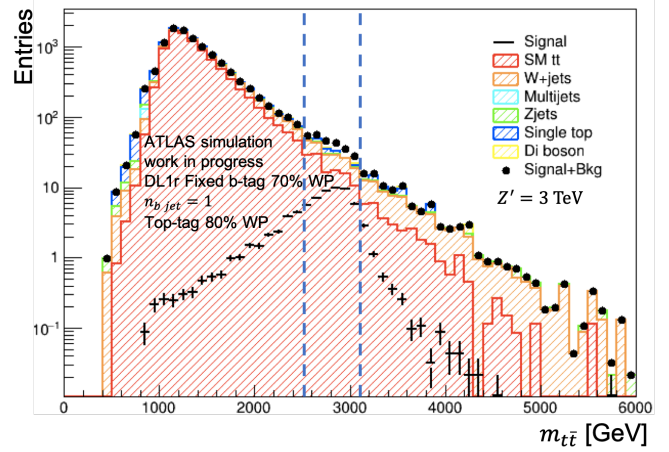


図 4.69 DL1r Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} = 1$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

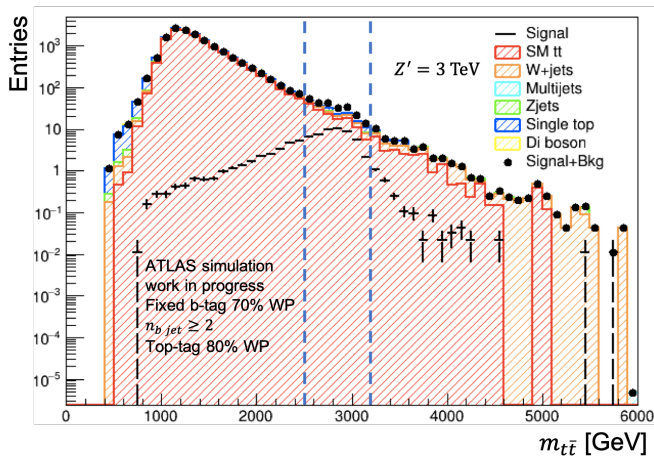


図 4.70 MV2c10 Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

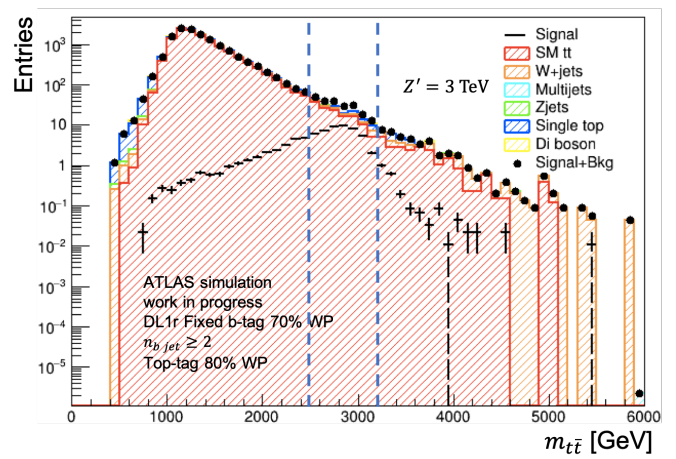


図 4.71 DL1r Fixed  $b$ -tag  $n_{b \text{ jet}} \geq 2$  を掛けた  $m_{t\bar{t}}$  分布

## 第 5 章

# 結果

本研究では、 $Z' \rightarrow t\bar{t}$  共鳴探索において、信号発見感度を改善させるために、従来の MV2c10 tagger を用いた Fixed  $b$ -tag に代わる新しい  $b$ -tag 手法の振る舞いをモンテカルロシミュレーションを用いて評価し、信号発見感度が改善されるか調べた。以下に各手法の評価結果を示す。ただし誤差は MC の統計誤差のみ考慮した。

### 5.1 VR Track ジェットを用いた $b$ -tag

VR Track ジェットは、 $t\bar{t}$  対がブーストして  $b$  ジェットの周りに他の粒子が含まれることを避けるために、ジェット再構成半径  $R$  を  $p_T$  に反比例した形にすることで high  $p_T$  領域での  $b$ -tag 精度を上げる手法である。結果として、シグナルの  $b$ -tag 効率は大きな改善が見られず、バックグラウンドの mis-tag 率が増加したことから、 $b$ -tag 改善による信号発見感度の向上には有効でない結果となった。ただし、 $b$  matched ジェットの方向精度は通常の Track ジェットよりも高く、今後ジェットのトポロジーを利用した事象選別の改善によって有効となる可能性がある。

### 5.2 Hybrid $b$ -tag

Hybrid  $b$ -tag は、high  $p_T$  領域で  $b$ らしさの MVA 閾値を下げることで  $b$ -tag 効率を上げる手法である。ただし、閾値を下げることによってバックグラウンドも増加するので、統計的有意性の評価が必要である。 $top$ -tag 効率を通常 80% と 50% に変え、 $Z = S/\sqrt{S+B}$  の評価をした。結果を表 5.1 に示す。Hybrid  $b$ -tag にした場合、 $Z$  の値は  $top$ -tag 効率が 80% の場合約 0.94%、50% の場合約 0.33% の向上と大きな改善は得られなかった。Hybrid  $b$ -tag の効果が得られなかった原因の 1 つとして、Truth ジェットが high  $p_T$  になると Track ジェットの飛跡が消失し、 $b$ -tag 精度が悪くなる問題が分かった。この問題の原因を調査し、改善することで Hybrid  $b$ -tag が有効になる可能性がある。

表 5.1 4 TeV  $Z'$  に対する統計的有意性の評価

$Z$	$top$ -tag 80% WP	$top$ -tag 50% WP
MV2c10 Fixed $b$ -tag	$1.06 \pm 0.03$	$0.904 \pm 0.03$
MV2c10 Hybrid $b$ -tag	$1.07 \pm 0.03$	$0.907 \pm 0.03$

### 5.3 RNN を用いた $b$ -tag

RNN は、ニューラルネットワークの一種で、Track ジェット内の飛跡間の相関を考慮してトレーニングする新しい多変量解析である。これを用いた MV2r tagger およびディープラーニングを用いてトレーニングをした DL1r tagger があり、統計的有意性の評価をした。結果を表 5.2 に示す。MV2c10 tagger と比べ、MV2r tagger にした場合、 $Z$  の値は  $Z' = 4$  TeV の場合約 1.9%,  $Z' = 3$  TeV の場合約 0.23% 向上した。また、DL1r tagger にした場合、 $Z' = 4$  TeV の場合約 1.9%,  $Z' = 3$  TeV の場合約 1.8% 向上し、特に  $Z' = 3$  TeV では MC の統計誤差に対して有意に向上した。これはシグナル探索に用いる新しい  $b$ -tag 手法として活用でき、前述の飛跡消失の問題を改善することでさらに高い性能を期待できる。今後は系統誤差の評価や今後実装予定の DL1r Hybrid  $b$ -tag、VR Track ジェットを用いた DL1r Fixed/Hybrid  $b$ -tag の評価も重要である。また、 $b$ -tag 効率と  $top$ -tag 効率 WP を変更し、 $Z$  が最大になるような条件を求めることも考えられる。

表 5.2 4 TeV と 3 TeV  $Z'$  に対する統計的有意性の評価

$Z$	$top$ -tag 80% WP( $Z' = 4$ TeV)	$top$ -tag 80% WP( $Z' = 3$ TeV)
MV2c10 Fixed $b$ -tag	$1.06 \pm 0.03$	$4.31 \pm 0.06$
MV2r Fixed $b$ -tag	$1.08 \pm 0.03$	$4.32 \pm 0.06$
DL1r Fixed $b$ -tag	$1.08 \pm 0.03$	$4.39 \pm 0.06$

## 第 6 章

# まとめと今後の展望

ATLAS 実験は新物理探索や標準模型の精密検証を行っており、重心系エネルギー 13 TeV で現在順調に稼働している。本研究では、モンテカルロシミュレーションを用いて新粒子である  $Z'$  ボソンが  $t\bar{t}$  対に崩壊する  $t\bar{t}$  共鳴探索の信号発見感度を改善することを目指した。 $t\bar{t}$  対がブーストすると、 $b$  ジェットの周りに複数の粒子が高密度に存在し、 $b$ -tag 効率が低くなる。そこで、 $p_T$  によってジェット再構成半径を変化させる VR Track ジェットを用いる手法や、high  $p_T$  領域で MVA 閾値を下げ、効率を一定に保つ Hybrid  $b$ -tag を用いる手法、RNN による新しい多変量解析を用いた手法を評価し、信号発見感度が改善されるか評価した。結果として、VR Track ジェットは  $b$  ジェットの方向精度は改善したが、信号発見感度を改善することはできなかった。また、Hybrid  $b$ -tag はシグナルの検出効率を上げることができたが、バックグラウンドの増加も大きく、大きな改善は得られなかった。RNN を用いた  $b$ -tag では、特にディープラーニングを用いてトレーニングした DL1r tagger において信号発見感度の改善が見られた。

今後の展望としては、本研究で判明した Truth ジェットが high  $p_T$  になると Track ジェット内の飛跡が消失する問題の原因を究明し、改善することがある。これにより high  $p_T$  領域での  $b$ -tag 精度が向上し、シグナルの検出効率が増加する。さらに Hybrid  $b$ -tag がシグナル探索に有効になる可能性もある。また、本研究では考慮していない系統誤差の評価や、今後実装予定の DL1r Hybrid  $b$ -tag、VR Track ジェットを用いた DL1r Fixed/Hybrid  $b$ -tag の評価なども重要である。さらに、 $b$ -tag だけでなく  $top$ -tag の改善や、これらの WP を  $Z$  が最大になるように最適化することなどがある。最終的にこれらの結果を実データに適用し、モンテカルロと同様の結果が得られれば、これまで感度が足りなかった重い質量領域において、 $t\bar{t}$  共鳴事象を発見できる可能性がある。それはすなわち標準模型を超えた物理の発見であり、素粒子物理学の大きな発展となる。

# 謝辞

本論文の執筆に伴い、多くの方々に大変お世話になりました。久世正弘教授には、本研究テーマを与えて下さり、三年間を通してスライドの作り方や発表のアドバイスなど、研究者としての心構えをたくさん教えていただきました。また、研究に行き詰った時に的確な助言をいただきました。山口洋平助教には、本研究での技術面や結果の考察、方針など大部分で大変お世話になりました。高エネルギー加速器研究機構の青木雅人助教、東京大学素粒子物理国際研究センターの寺師弘二助教、野辺拓也特任助教には、 $t\bar{t}$  解析グループでの日々のミーティングで的確な助言をしていただき、大変勉強になりました。特に寺師弘二助教には本研究のテーマである新しい  $b$ -tag 手法を紹介して下さいました。東京理科大学の石塚正基准教授、東京大学素粒子物理国際研究センターの兼田充特任助教、九州大学の小林大学術研究員には、研究室での生活や研究の助言などでお世話になりました。研究室の先輩である田中雅大氏には、研究ツールの使い方や先行研究の結果などたくさんを教えてくださいました。また、CERN での慣れない生活の補佐をしていただきました。その他にも同研究室の中野健一助教、吉田朋世氏、ベルンス・ルカス氏、賀雲剣氏、福原雄飛氏、泉山将大氏、森川晴也氏には日々の研究室での会話や議論など楽しい時間を過ごさせていただきました。日本将棋連盟には、毎日素晴らしい棋譜や棋士の真剣勝負の様子を中継していただき、羽生善治永世七冠や藤井聡太七段の活躍から勇気もらいました。やなか珈琲店には、精選された珈琲豆を提供していただき、研究が捗りました。最後に、これまでお世話になったすべての友人達と両親にお礼を申し上げます。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Super-Kamiokande Collaboration, Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81, 1562 - Published 24 August 1998.
- [2] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys.Lett. B716 (2012) 1-29.
- [3] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys.Lett. B716 (2012) 30.
- [4] Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>.
- [5] K. Agashe et al., Warped Gravitons at the LHC and Beyond, Phys.Rev.D76(2007) 036006, arXiv:hep-ph/0701186 [hep-ph].
- [6] T. Kaluza, Zum Unitätsproblem in der Physik, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (1921) 966.
- [7] C. T. Hill, Topcolor assisted technicolor, Phys. Lett. B345 (1995) 483, arXiv:hep-ph/9411426 [hep-ph].
- [8] R. M. Harris, C. T. Hill and S. J. Parke, Cross-section for topcolor Z-prime(t) decaying to t anti-t: Version 2.6, (1999), arXiv:hep-ph/9911288 [hep-ph].203.
- [9] R. M. Harris and S. Jain, Cross Sections for Leptophobic Topcolor Z' Decaying to Top-Antitop, Eur. Phys. J.C72(2012) 2072, arXiv:1112.4928 [hep-ph].
- [10] Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds, <https://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/>.
- [11] CERN HP <http://home.web.cern.ch/>.
- [12] LHC parameter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=parameter>.
- [13] HL - LHC Industry, <https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule>.
- [14] ATLAS Experiment HP <http://atlas.ch/>.
- [15] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
- [16] Joerg Wotschack (CERN), ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers, ATL-MUON-PUB-2008-006.
- [17] Yu Nakahama on behalf of the ATLAS Collaboration, The ATLAS Trigger System, Ready for Run-2, PoS(EPS-HEP2015)273.
- [18] S. Agostinelli et al., Geant4-a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 506, 250-303 (2003).
- [19] J. Allison et al., Geant4 developments and applications. IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 270-278 (2006).

- [20] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.1, *Comput. Phys. Commun.* 178(2008) 852, arXiv:0710.3820 [hep-ph].
- [21] <http://evtgen.warwick.ac.uk/static/docs/EvtGenGuide.pdf>.
- [22] ATLAS Collaboration, ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data, *ATL-PHYS-PROC-2014-273*(2014).
- [23] S. Frixione, P. Nason, C. Oleari, Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method. *J.High Energy Phys.* 11, 070 (2007). 0709.2092 [hep-ph].
- [24] T. Gleisberg et al., SHERPA 1.alpha, a proof-of-concept version. *J. High Energy Phys.* 02, 056 (2004). hep-ph/0311263.
- [25] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, The Anti-ktjet clustering algorithm, *JHEP* 0804 (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [26] J. Caudron et al., ‘Boosted hadronic top identification at ATLAS for early 13 TeV data’ , tech. rep. ATL-COM-PHYS-2015-755, CERN, 2015, url: <https://cds.cern.ch/record/2036200>.
- [27] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss, TMVA4 Users Guide.
- [28] ATLAS Collaboration, Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run. *ATL-PHYS-PUB-2016-012* (2016).
- [29] Y. LeCun, Y. Bengio, and G. Hinton, Deep learning, 2015, nature14539.
- [30] ATLAS Collaboration, Identification of Jets Containing b-Hadrons with Recurrent Neural Networks at the ATLAS Experiment. *ATL-PHYS-PUB-2017-003*.