# 修士論文

# LHC-ATLAS 実験 Run2 データを用いた 高運動量 τ の同定及びトリガーの性能評価

早稲田大学 先進理工学研究科 物理学及応用物理学専攻 寄田研究室

孔 倩

2022年2月5日

概 要

加速器による高エネルギー物理学の発展に伴い、物質の基本構造が次第に明らかになってきた。 理論物理学者たちは、素粒子がいかに相互作用を起こして物質を構成する仕組みを体系的に説明 するために、実験結果に基づいてさまざまな理論モデルを構築してきた。その中でも、最も有力 で実験的にも証明されているのが「標準模型」である。LHCを用いた様々な実験により、TeV 以 下のエネルギースケールでは標準模型に反するものは基本的に存在しないことが確認された。一 方、重力と電磁相互作用の統一、ニュートリノの質量、暗黒物質の正体など標準模型では答えら れない物理現象もある。そのため、標準模型を拡張した新しい理論が多数提言されている。最も 有力な理論のひとつに超対称性理論 (SUSY) があり、これまで発見されていない数 TeV の質量を 持つ新粒子の存在を予言している。 現在電荷的に中性な超対称性ヒッグス粒子 (MSSM Neutral Higgs) 探索では、真空期待値比 tan  $\beta$  が大きいほど分岐比が高いタウレプトン対に崩壊するモー ドを信号とする解析が行われている。重い MSSM Higgs から崩壊して生じるτは高い横運動量を 持つ。このため、高運動量τの理解は重要であるが、τの高運動量領域における振る舞いについ てデータでの検証は不充分であった。

本研究では新粒子がてへ崩壊するモードに注目し、ATLAS 実験 Run2のデータを使い,  $Z \rightarrow \tau\tau$ と $W \rightarrow \tau\nu$ を用いて高運動量の $\tau$ 粒子を検証した。具体的には、 $\tau$ の同定変数が高運動量領域で も予想通りの振る舞いをしているかを確認し、Run2 稼働中に用いられた高運動量 $\tau$ トリガーの性 能評価を行なった。データとシミュレーションそれぞれのトリガー効率を測定し、それらの比で ある Scale Factor も計算した。結果として、全ての trigger でデータとシミュレーションの検出効 率が 10%以内で一致することを確認し、 $W \rightarrow \tau\nu$ を信号にして統計量を増やすことによって、高 運動量 $\tau$ の理解を深めることができた。今後、高運動量領域での $\tau$  trigger 検出効率の SF や、 $\tau$ の同定変数の振る舞いを更に詳細に検証することで、高運動量 $\tau$ に対する同定効率の改善に活か し、重いヒッグス粒子や第三世代レプトクォークなどの物理探索感度を向上させる。

# 目 次

第1章	序論	7
1.1	素粒子の標準模型....................................	7
1.2	標準模型の未解決問題.................................	8
1.3	標準模型を超える理論..................................	10
第2章	LHC-ATLAS 実験	13
2.1	LHC 加速器	13
2.2	ATLAS 検出器	15
	2.2.1 座標系	15
	2.2.2 超伝導電磁石	16
	2.2.3 内部飛跡検出器	16
	2.2.4 カロリメータ	18
	2.2.5 μ粒子検出器	20
	2.2.6 トリガーシステム	20
第3章	オブジェクトの再構成	<b>23</b>
3.1	飛跡の再構成	23
3.2	カロリメータエネルギーの再構成	23
3.3	電子の再構成	23
3.4	$\mu$ の再構成	24
3.5	Jet の再構成	25
3.6	b-jet の再構成....................................	25
3.7	auの再構成	25
	<b>3.7.1</b> <i>τ</i> 粒子の生成・崩壊	25
	3.7.2 <i>τ</i> 粒子の再構成	27
3.8	消失横エネルギー $E_T^{miss}$	27
第4章	au 粒子識別	28
4.1	多変量解析 BDT	28
4.2	Online $\tau$ トリガーによる同定	29
	4.2.1 Level-1Tau Trigger	$\frac{-9}{30}$
	4.2.2 High Level Tau Trigger	31
4.3	Offline レベルの $\tau$ の同定	31
4 4	Run2 Tau Trigger Menu	31
1.1		91

第5章	Z  o  au  au を用いたトリガー同定効率測定	33
5.1	Sample	33
5.2	Event Selection	33
5.3	背景事象の見積もり	35
	5.3.1 QCD Jet 事象の見積もり	35
	5.3.2 W+Jet 事象の見積もり	36
5.4	Signal Region	40
5.5	$\tau$ の同定変数	42
5.6	Trigger Efficiency $\succeq$ Scale Factor	46
第6章	$\mathbf{W}+\mathbf{Jet}$ を用いた高運動量 $ au$ 解析	50
6.1	Sample	50
6.2	Event Selection	51
6.3	$\tau$ の同定変数	53
6.4	Trigger Efficiency $\succeq$ Scale Factor	53
第7章	まとめと今後の展望	67
7.1	まとめと考察	67
7.2	今後の展望	67
付録A	Sample	70

# 図目次

1.1	Energy/Length Scale[2]
1.2	Domain of Unification[4]
~ .	
2.1	LHC の稼働スケジュール [5] 13
2.2	LHC と検出器の概要図 [6] 14
2.3	ATLAS 検出器 [7]
2.4	ATLAS の磁石システム [7]
2.5	$central solenoid[7]  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  $
2.6	内部飛跡検出器 [7] 17
2.7	内部飛跡検出器の各部分の配置 [7]
2.8	内部検出器の Z 軸方向の断面図 [7]
2.9	カロリメータ [7]
2.10	μ粒子検出器 [7]
2.11	ATLAS のトリガーシステム [8] 22
31	Topological Cluster 24
3.2	$OCD$ jet $\geq$ Tau jet $27$
0.2	
4.1	L1 trigger tower[21] $\ldots \ldots 30$
5.1	preselection 後の各変数分布 34
5.2	QCD CR における $\mu p_T$ の分布
5.3	W+Jet CB における $\tau$ の $p_{\rm T}$ 分布 (OS)
5.4	W+Jet CB における $\tau$ の $p_T$ 分布 (SS) 39
5.5	SB における $\tau$ の各分布 41
5.6	SB における high $- p_{T}$ (> 200 <i>GeV</i> ) $\tau$ の各分布 42
5.7	SR における $\tau$ の各分布 (inclusive) 43
5.8	SR における $\tau$ の各分布 (1-prong) 44
5.9	SR における $\tau$ の各分布 (3 prong) 45
5.10	HIT tau80 medium1 tracktwo L1TAU60 $\mathcal{O}$ Trigger Efficiency 46
5 11	HIT tau125 modium1 tracktwo @ Trigger Efficiency
5 19	HIT tou160 modium1 tracktwoの Trigger Efficiency (2016年 Data)
5.12	HIT tou160 modium1 tracktwo $\mathcal{O}$ Trigger Efficiency (2010 $\pm$ Data) 47
0.10 E 14	$HLT tau100 line dium 1 tracktwo 0 Higger Efficiency (2017 + Data) \dots 47$
0.14 E 1F	III tau 100 medium 1 tracktwo EE I 1TAU 100 @ Trigger Efficiency
5.15 F 10	$\Pi \Box I \_ tau100\_Inedium1\_tracktwoEf\_LIIAU100 \bigcirc Irigger Efficiency 47$
5.16	HL1_tau100_mediumKNN_tracktwoMVA_L1TAU100 $\mathcal{O}$ Trigger Efficiency 48
61	2015-2016 年データを用いた事象選択後の各変数分布 52

6.2	2017 年データを用いた事象選択後の各変数分布	52
6.3	2018 年データを用いた事象選択後の各変数分布	52
6.4	$100 < \tau p_{\rm T} < 200 \text{GeV}$ における $\tau$ の各分布 (inclusive)	54
6.5	100 < $ au p_{ m T}$ < 200GeV における $ au$ の各分布 (1prong)	55
6.6	100 < $ au p_{\mathrm{T}}$ < 200GeV における $ au$ の各分布 (3prong)	56
6.7	$200 < \tau p_{\rm T} < 300 \text{GeV}$ における $\tau$ の各分布 (inclusive)	57
6.8	$200 < \tau p_{\rm T} < 300 {\rm GeV}$ における $\tau$ の各分布 (1prong)	58
6.9	200 < $ au p_{ m T}$ < 300GeV における $ au$ の各分布 (3prong)	59
6.10	$\tau p_{\rm T} > 300 {\rm GeV}$ における $\tau$ の各分布 (inclusive)	60
6.11	$\tau p_{\rm T} > 300 {\rm GeV}$ における $\tau$ の各分布 (1prong)	61
6.12	$\tau p_{\rm T} > 300 {\rm GeV}$ における $\tau$ の各分布 (3prong)	62
6.13	HLT_tau80_medium1_tracktwo_L1TAU60 $\mathcal{O}$ Trigger Efficiency	63
6.14	HLT_tau125_medium1_tracktwo $\mathcal{O}$ Trigger Efficiency $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	63
6.15	HLT_tau160_medium1_tracktwo の Trigger Efficiency (2016年 Data)	63
6.16	HLT_tau160_medium1_tracktwo の Trigger Efficiency (2017年 Data)	63
6.17	HLT_tau160_medium1_tracktwo_L1TAU100 $\mathcal{O}$ Trigger Efficiency	64
6.18	HLT_tau160_medium1_tracktwo EF_L1TAU100 $\mathcal O$ Trigger Efficiency	64
6.19	HLT_tau160_medium RNN_tracktwo MVA_L1TAU100 $\mathcal O$ Trigger Efficiency $\ . \ . \ .$	64

表目次

$1.1 \\ 1.2 \\ 1.3$	標準模型に登場するフェルミ粒子とその性質 [1] 7 標準模型に登場するボース粒子とその性質 [1] 8 標準模型におけるゲージ対称性 9
$3.1 \\ 3.2$	各粒子が τ ヘ崩壊する事象の生成断面積と分岐比 [15][16][17] 26 τ の崩壊過程と分岐比 [1] 26
$4.1 \\ 4.2$	多変量解析で用いる変数 [21]
5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10 5.11 5.12 5.12 5.13 5.14 5.15	$Z \rightarrow \tau_{\mu}\tau_{had}$ 解析で使う Sample
$\begin{array}{c} 6.1 \\ 6.2 \\ 6.3 \\ 6.4 \\ 6.5 \\ 6.6 \\ 6.7 \\ 6.8 \\ 6.9 \end{array}$	$W \rightarrow \tau \nu$ 解析で使う Sample
A.1 A.2	$Z \to \tau \tau$ 解析で使用したデータサンプル

A.3	W  ightarrow  au  u解析で使用したモンテカルロサンプル	 74
A.4	$W \rightarrow \tau \nu$ 解析で使用したデータサンプル	 77

# 第1章 序論

素粒子物理学研究の究極の目的は、物質を構成する最小単位とその相互作用を支配する法則を探 ることであり、標準模型はこれまでに最も成功した理論モデルである。 それに予測される素粒子 は、2012年に欧州原子核研究機構 CERN の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) で発見されたヒッ グス粒子を含め、すべて高エネルギー物理学実験で観測されている。この章では、標準模型につ いてまとめたのち、素粒子物理学でまだ解明できていない問題点及び標準模型を超えた理論に関 して述べる。

### **1.1**素粒子の標準模型

標準模型の核となる考え方は、以下の3つのポイントに簡潔にまとめられる。 (1)物質を構成する基本単位は、1/2のスピンを持つフェルミ粒子:6つのクォーク(アップu、ダ ウンd、ストレンジs、チャームc、ボトムb、トップt)と、6つのレプトン(3つの荷電レプト ンとそれに対応する3つの非荷電ニュートリノ)である。それぞれのフェルミ粒子は、自分と同 じ質量かつ反対の電荷符号を持つ反粒子を持っている。クォークは強い相互作用をするが、レプ トンは強い相互作用をしない。フェルミ粒子の詳細を表1.1に示す。

		フレーバー	スピン	電荷	質量
	约 1 冊 伊	u(アップ)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$2.16^{+0.49}_{-0.26} \mathrm{MeV}$
	为 I E N	d(ダウン)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$4.67^{+0.48}_{-0.17} \mathrm{MeV}$
クォーク	箆り冊代	c(ストレンジ)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$1.27\pm0.02 {\rm GeV}$
		s(チャーム)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$93^{11}_{-5} { m MeV}$
	第3世代	t(ボトム)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$172.76\pm0.30\mathrm{GeV}$
		b( ップ)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$4.18^{+0.03}_{-0.02} \text{GeV}$
	<ul><li>第1世代</li><li>第2世代</li></ul>	$ u_e$ (電子ニュートリノ)	$\frac{1}{2}$	0	$< 1.1 \mathrm{eV}$
		e(電子)	$\frac{1}{2}$	-1	$0.511 \mathrm{MeV}$
レプトン		$ \nu_{\mu}(ミューニュートリノ) $	$\frac{1}{2}$	0	$< 0.19 \mathrm{eV}$
		μ(ミューオン)	$\frac{1}{2}$	-1	$105.66 \mathrm{MeV}$
	第3世代	$ u_{\tau}(タウニュートリノ) $	$\frac{1}{2}$	0	$< 18.2 \mathrm{eV}$
		$\tau(\not z \dot{v})$	$\frac{1}{2}$	-1	$1776.86 \mathrm{MeV}$

表 1.1 標準模型に登場するフェルミ粒子とその性質 [1]

(2) 自然界に存在する重力以外の3つの基本的な相互作用は、スピン1のゲージ粒子の伝達に よって実現されている。 クォーク間の強い相互作用はグルーオンの交換である。弱い相互作用は クォーク (レプトン) が他のクォーク (レプトン) とフレーバーを交換でき、荷電 W<sup>±</sup> ボゾンの伝え る荷電カレント相互作用と中性 Z ボゾンの伝えると中性カレント相互作用の二種類ある。クォー クと荷電レプトンは光子を交換することで電磁的相互作用を行う。そして、スピン0のヒッグス 粒子は他の素粒子に質量を与える。ゲージ粒子とヒッグス粒子は整数スピンを持つボース粒子に 含まれる。ボース粒子の詳細を表 1.2 に示す。

名称	電荷	質量	スピン	相互作用
$\gamma$ (光子)	0	0	1	電磁相互作用
₩ <sup>±</sup> (W ボゾン)	1	$80.379\pm0.012 \mathrm{GeV}$	1	弱い相互作用
Z(Z ボゾン)	0	$91.1876 \pm 0.0021 {\rm GeV}$	1	弱い相互作用
g(グルーオン)	0	0	1	強い相互作用
H(ヒッグス)	0	$125.10\pm0.14 {\rm GeV}$	0	質量を与える

表 1.2 標準模型に登場するボース粒子とその性質 [1]

(3) 強い相互作用は量子色力学という  $SU(3)_c$  ゲージ対称性を満たす場の量子論によって記述される。電磁相互作用と弱い相互作用は電弱統一理論という  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  ゲージ理論で統一的に表されるが、その対称性が電荷保存則の対応する U(1)e 対称性へ破れる。電弱対称性の自発的破れはヒッグス場と呼ばれるスカラー場がゼロでない真空期待値をとることによって生じ、真空期待値から素粒子が質量を得る。 $SU(3)_c$  においてクォークの三つの基本表現を赤 (Red)、緑 (Green)、青 (Blue) で表され、クォークは  $|q\rangle = (q_R, q_G, q_B)$  と表される。添え字に用いたのが color の c である。SU(2) 群はフェルミ粒子の種類の変化を記述し、素粒子  $|\psi\rangle$  は

$$|\psi\rangle = \begin{cases} quark : \binom{u^{R,G,B}}{d^{R,G,B}} \binom{c^{R,G,B}}{s^{R,G,B}} \binom{t^{R,G,B}}{b^{R,G,B}} \cdots \frac{2e}{3} \\ \cdots \frac{-e}{3} \\ lepton : \binom{\nu_e}{e^-} \binom{\nu_{\mu}}{\mu^-} \binom{\nu_{\tau}}{\tau^-} \cdots - e \end{cases}$$
(1.1)

で表される。 $SU(2)_L$ の添え字Lを付けるのは、SU(2)が主として左巻き成分に作用するからである。U(1)群は超電荷  $Q_e = I_3 + \frac{Y}{2}$ を用いて $U = \exp(i\theta Q_e)$ になる。

標準模型ではこれらの対称性をまとめて *SU*(3)<sub>c</sub>× *SU*(2)<sub>L</sub>× *U*(1)<sub>Y</sub> ゲージ理論という。その物理 量を表 1.3 でまとめる。右巻きの反粒子状態は添え字 R で表す。

#### 1.2 標準模型の未解決問題

標準模型の内枠では説明できない種々の問題があり、ここではそのうちのいくつか代表的なも のについて簡単に紹介する。

- ニュートリノの質量
  - ニュートリノは電荷を持たずほとんど弱い相互作用しか行わない素粒子である。パリティ対

ゲージ対称性	$U(1)_e$	$SU(2)_L \times U$	$(1)_Y \mid SU(3)_c$
物理量	$eQ_e = I_3 + \frac{Y}{2}$	<i>I</i> <sub>3</sub> Y	三つのカラー
$u_L, c_L, t_L$	2	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$	
$u_R, c_R, t_R$	$\overline{3}^{e}$	$0 \frac{4}{3}$	3
$d_L, s_L, b_L$	$-1_{\rho}$	$-\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$	5
$d_R, d_R, d_R$	- <u>3</u> c	$0 -\frac{2}{3}$	
$ u_{eL},  u_{\mu L},  u_{ au L} $	0	$\frac{1}{2}$ -1	
$ u_{eR},  u_{\mu R},  u_{ au R}$ (使用しない)	0	0 0	1
$e_L, \mu_L,  au_L$	0	$-\frac{1}{2}$ -1	1
$e_R, \mu_R, \tau_R$	-6	0 -2	

表 1.3 標準模型におけるゲージ対称性

称性の破れなどの弱い相互作用の特徴を説明するために左巻き、右巻きの掌性 (chirality) と いう概念が使われる。粒子が質量を持たないあるいは *E* ≫ *mc*<sup>2</sup> ~ 0 の場合、掌性は粒子の 運動方向に射影したスピンの向き (helicity) と一致する。弱い相互作用はフェルミ粒子に対 して左巻きの粒子と右巻きの反粒子に限られており、パリティ変換に対する不変性を持たな い。実験においても左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノしか見つかっていない。 このことはニュートリノが質量を生じないと意味している。しかし、1998 年スーパーカミ オカンデにおける実験で「ニュートリノ振動」が観測されたことにより、ニュートリノがゼ ロでない質量を持つことがわかった。



 $\boxtimes$  1.1 Energy/Length Scale[2]

• 階層性問題

自然界には、万有引力定数(G)、プランク定数(hまたは $\hbar$ 、すなわち  $\frac{h}{2\pi}$ )、光速(c)という基本的な定数が存在し、これらのさまざまな組み合わせにより、時間、長さ、質量の値が得られ、プランク単位系の基本単位になる。標準模型の粒子の質量を第一原理で予測すると、プランク質量(約10<sup>17</sup>GeV/ $c^2$ )のオーダーになる。しかし、この質量は宇宙で観測されている最も重い素粒子の質量よりも17桁ほど大きい。特に質量を与える役割を担うヒッグス粒

子がプランクスケールの質量を持つはずであるが、実際に観測された質量はわずか 125GeV であった。また、標準模型の内枠でヒッグス粒子の理論的な質量は他の標準模型粒子に関わ り、後者がヒッグス粒子の質量に量子補正をもたらす。この補正項は標準模型が適用するエ ネルギースケールの上限の平方に比例する。従って、標準模型がプランクエネルギースケー ルまで正しければ、補正項は 10<sup>30</sup>GeV 程度になる。125GeV の質量はこれほど巨大な量の 打ち消し合いで得た値になり、極めて不自然である。

強いCP問題

弱い相互作用はパリティ対称性を持たず CP 対称性も僅かに破れているため、ラグランジア ンにこの二つの対称性を破る項が存在する。一方、強い相互作用のラグランジアンにも対称 性を破る項が存在し得るが実際にそのようなものは存在せず、強い相互作用は P 変換と CP 変換に対して不変性を持つ。強い相互作用において CP 対称性の破れが生じる可能性がある のに、なぜ CP 対称性が成立しているように見えるのか、まだ解明されていない。

暗黒物質と暗黒エネルギー

1932年に銀河にある恒星の回転を研究していた Jan Oort は、銀河の質量が観測できる物質 よりもはるかに重いことに気付いた。 当時、この問題は「missing mass problem」と呼ば れており、暗黒物質の存在を示す最初の証拠となった。その後、銀河の回転速度、重力レン ズ効果、銀河や銀河団の高温ガスの温度分布など多くの観測結果から、暗黒物質が宇宙に存 在することが明らかになった。暗黒物質は光やX線などの放射線を発したり反射したりしな いため、通常の物質を見つけるための機器で観測することができなく、標準模型に存在しな い物質である。

フリードマン・モデル (Friedmann model) とビッグバン理論 (Big bang theory) において宇宙の膨張が物質の引力によってつねに減速していると考えられていたが、1998 年超新星の観測実験により宇宙の膨張が加速していることが発見された。その故、宇宙の加速的な膨張を支えている負の圧力を持つ物質の存在が仮定され、暗黒エネルギーと呼ばれる。現在の観測結果によると、宇宙の質量とエネルギーのうち、暗黒エネルギーが 68.9%、暗黒物質が26.2%、通常の物質が 4.9% しかないことがわかる。

#### 1.3 標準模型を超える理論

本節では、標準模型の問題点を解決する可能性のある、新粒子の存在を予言している理論をい くつ紹介する。

- シーソー機構 (seesaw mechanism)
- ニュートリノの極わずかな質量を説明するために考案された理論モデルである。この理論 で引力しか他の相互作用をしない、ステライルニュートリノ (sterile neutrino) という右巻 きのニュートリノと左巻きの反ニュートリノの存在が仮定されている。通常のニュートリノ がステライルニュートリノと質量行列によってつながり、ニュートリノの質量がステライル ニュートリノの質量と反比例となる。10<sup>15</sup>GeV ほどの質量を持つステライルニュートリノが 存在したら、対応するニュートリノの質量は eV 程度と算定される。

• Peccei-Quinn 機構

強い CP 問題を解決するために、1977 年スタンフォード大学の Peccei と Quinn は、大域 的 U(1) 対称性である Peccei-Quinn(PQ) 対称性を提案した。 その後、Weinberg と Wilczek は、PQ 対称性の破れが新しい素粒子を予言すると指摘し、Wilczek はその新粒子をアクシ オン (Axion) と名付けた。アクシオンはまだ実験的に観測されていなく、暗黒物質の候補と 考えられている。

• 超対称性理論 [3]

物理学における対称性は系の異なる状態に関わる。例えば角運動量の保存則はある状態  $\psi を \psi' = U(\theta)\psi$ に変えても物理法則が変わらない。これは空間回転対称性を持つという。対称 性を持つ場合、状態の波動関数  $\psi$  が無限小な量  $\delta\psi$  だけ増えてもラグランジアンが不変であ る。1974 年 Wess と Zumino がフェルミ粒子とボース粒子を入れ替える対称性を提案した。 あるスカラー場  $\phi$  がスピノール場  $\psi$  と以下のような変換ができるとする:

$$\delta\phi = 2\bar{\epsilon}\psi \quad \delta\psi = -\left(\frac{i}{\hbar c}\right)\gamma^{\mu}\epsilon(\partial_{\mu}\phi) \tag{1.2}$$

ここで  $\epsilon$  は変換を表す無限小のスピノール、 $\bar{\epsilon} \equiv \epsilon^{\dagger} \gamma^{0}$ 。この場合、ボース粒子  $\phi$  とそのパートナーであるフェルミ粒子  $\psi$  が同じ質量を持てば、ラグランジアン:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left[ \partial^{\mu} \phi^* \partial_{\mu} \phi \right] + i(\hbar c) \bar{\psi} \nu^{\mu} \partial_{\mu} \psi - (mc^2) \bar{\psi} \psi$$
(1.3)

が不変になる。

このようなフェルミ粒子とボース粒子につながる不変性を「超対称性」と呼ぶ。超対称性理 論において、標準模型におけるフェルミ粒子に対してそれぞれ同じ質量と電荷を持ちながら 力を伝えるボース粒子が存在し、標準模型におけるボース粒子に対しても同じ質量と電荷を 持ちながら物質を構成するフェルミ粒子が存在する。これら標準模型粒子のパートナー粒子 は超対称性粒子と総称する。超対称性が破れなければ、超対称性粒子は標準模型粒子と同じ 質量を持つが、このような粒子が観測されていなかった。つまり、超対称性は必ず破れ、そ れによって超対称性粒子の質量がほとんどの加速器で生成できないほど (TeV レベルぐらい) 非常に重くなる。

超対称性の導入により標準模型の残るいくつかの問題を解決できる。例えば、階層性問題を 説明できる。超対称性理論においてフェルミ粒子とボース粒子の数が同じのため、それらが ヒッグス粒子の質量に与える補正は打ち消し合いになり、このようにヒッグス粒子は自然な 質量が得られる。また、図 1.2 に示したように、超対称性の存在によって強い相互作用と電 弱相互作用の結合定数は 10<sup>16</sup>GeV のエネルギースケールで統一される可能性がある。そし て、もっとも軽い超対称性粒子 (Lightest Supersymmetric Particle; LSP) は弱い相互作用と 引力しかできず、崩壊もしないと想定されるので、暗黒物質の有力な候補となる。以上のこ とから、超対称性は標準理論を超えた新物理の中で特に有力視されている。



図 1.2 Domain of Unification[4]

# 第2章 LHC-ATLAS 実験

本研究は LHC-ATLAS 実験から得られたデータを利用する。この章では Large Hadron Collider(LHC) および ATLAS 検出器についてまとめる。

## 2.1 LHC 加速器

大型ハドロン衝突型加速器 LHC はスイスとフランスの国境をまたがって建設された、世界最大 規模・最高エネルギーの粒子加速器である。地下 100m に位置し、円周は 27km ある。LHC の最初 の長期運転期間 Run1 は、2010 年 2 月にビームエネルギー 3.5TeV(重心系エネルギー 7TeV) で始ま り、2013 年初頭 2 年間の計画的なメンテナンスと修理のために停止した。その後重心系エネルギー が 13TeV に達する Run 2 が 2015 年から 2018 年まで続き、現在はビーム輝度 (ルミノシティ) アッ プデートのために長期運転休止期間 (Long shutdown 2) にある。2025 年から LHC は現在の設計 値よりも 10 倍以上ルミノシティを目指すアップグレードバージョンである The High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) として建設され、その後少なくとも十年間の運用が予定されて いる。図 2.1 に LHC 実験のスケジュールを示す。



図 2.1 LHC の稼働スケジュール [5]

LHC では、陽子のほかに鉛イオンも加速されるが、これらの粒子が逆方向に動く2本のビーム となり、円形加速器の二つのリングの交差する4箇所で衝突する。鉛イオンは、高純度の鉛試料 を約 800 ℃に加熱して生じた鉛の蒸気を電子線でイオン化することで生成される。LHC において 2.56 TeV/u(核子あたりのエネルギー)まで加速される。

陽子を用いる衝突は、まず水素のイオン化によって作られた陽子を線形加速器 LINAC2 で 50MeV まで加速させ、次に三つの円形加速器 Proton Synchrotron Booster (PSB)、Proton Synchrotron (PS)、Super Proton Synchrotron (SPS) を通して順に 1.4GeV、25GeV、450GeV まで加速させる。最後に陽子ビームは時計回りと反時計回りの両方で LHC へ送られ、6.5TeV まで加速され、衝突の重心エネルギーは 13TeV になる。一つのビームに 2808 個陽子の束 (バンチ) があり、それぞれに約 10<sup>11</sup> 個程度の陽子が含まれ、バンチの間隔は 25ns であるので、衝突頻度は 40MHz である。



図 2.2 LHC と検出器の概要図 [6]

図 2.2 に示すように、LHC のリングは 8 つの同じ円弧に分割されており、結ばれた箇所を Point 1-8 と呼ばれる。LHC には 7 つの実験の検出器が設置されている: ALICE、ATLAS、CMS、LHCb、 LHCf、TOTEM、MoEDAL。ATLAS と LHCf は Point 1、ALICE は Point 2、CMS と TOTEM は Point 5、LHCb と MoEDAL は Point 8 に位置する。

各実験と検出器について以下に説明する。

- Large Ion Collider Experiment (ALICE)
   ALICE 実験は、鉛イオンの衝突を測定・解析することで、ビッグバンが起きた直後の宇宙 初期に存在していたとされるクォーク・グルーオンプラズマの性質を研究している。
- Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) ATLAS は標準模型粒子の精密測定、および標準模型を超える新物理の発見・探索を目指している大型汎用粒子検出器である。
- Compact Muon Solenoid (CMS)
   CMS 検出器は 4T の磁場を発生させる巨大な超電導ソレノイドを中心に構成されている。

ATLAS と同様の物理学的目標を持つが、技術的な手法や設計は異なる。

- Large Hadron Collider beauty (LHCb)
   LHCb 実験は、Bハドロン(bクォークを含む粒子)の相互作用を研究することで、宇宙の
   物質と反物質の非対称性が起こるメカニズムを探究している。
- Large Hadron Collider forward (LHCf)
   空気シャワーは、高エネルギー宇宙線である陽子が大気に入り空気分子の原子核と衝突して たくさんの粒子を発生する現象である。LHCf 実験は衝突によって超前方領域 (ビーム方向)
   へ放出されるγ線、中性子を測定することで、宇宙線シャワーモデルの検証を行なっている。
- TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement (TOTEM)
   TOTEM 検出器は LHC のビームのごく近くで生成された粒子を検出して、その全断面積や
   弾性散乱、そして回折過程の測定を目的としている。
- Monopole and Exotics Detector at the LHC (MoEDAL)
   MOEDAL はプラスチック製核飛跡検出器 (nuclear-track detector) であるシートを 10 枚重 ねたモジュールを 400 個配列した検出器であり、磁気を帯びた仮想的な粒子である磁気単極 子を探している。磁気単極子が存在であれば、MOEDAL 検出器を切り裂き、10 枚のシート の長鎖分子を破壊して微細な損傷の痕跡を残せる。

## 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径 25m、長さ 44m の横に倒した円筒形の構造を持つ大型の汎用型検出器で、 総重量は約 7000 トンである。光子、レプトン、ハドロンの同定及びそのエネルギーや運動量の測 定、ハドロンジェットの検出と再構成、b クォークや τ レプトンなどの寿命測定、ニュートリノに よる失われたエネルギー(運動量)と測定することができる。

検出器は粒子の衝突点に対して前後対称になるように設置されている。その構造は図 2.3 に示したように、中心から半径に沿って外側を見ると、内部飛跡検出器、超電導ソレノイド磁石、電磁カロリーメータ、ハドロンカロリーメータ、そしてガスチェンバーとトロイダル磁石からなる μ粒子検出器で構成されている。

#### 2.2.1 座標系

ATLAS 実験において粒子の衝突点を原点とする右手系座標系が使われる。ビームライン方向は Z軸とし、衝突点からLHCリングの中心に向く方向はX軸とし、Y軸は地上への向きにとる。解 析において位置情報に関わるパラメーターには方位角 $\phi$ と擬ラピディティ $\eta$ が頻繁に使われる。 $\phi$ とは xy 平面で z 軸周りの角度、 $\eta$ は天頂角 $\theta$ を用いて $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ と定義されている。こ



図 2.3 ATLAS 検出器 [7]

こで天頂角  $\theta$  は粒子の飛跡と Z 軸のなす角である。また、二つの粒子  $(\phi_1, \eta_1), (\phi_2, \eta_2)$  の間の 距離を記述するにはよく  $\Delta R$  というパラメータを用いる:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2} \quad (0 \le \Delta R < \infty)$$
(2.1)

#### 2.2.2 超伝導電磁石

ATLAS の超伝導電磁石システムは大きくて内側にある中央ソレノイド (central solenoid) と外 側のトロイダル (Toroids) 磁石の2つの部分で構成され、全体像は図2.4、中央ソレノイドの写真 を図2.5 に示す。荷電粒子が強い磁場を通りかかる時ローレンツ力によって曲げられ、飛跡の曲 率から粒子の運動量を測定できる。ソレノイドは内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間にあり、 内部飛跡検出器へ2 T ほどの磁場を提供する。また、検出器の barrel 領域と両側の end-cap 領域 にトロイダル磁石が μ 粒子の運動量を測定するために設置され、およそ 4T の磁場を μ 粒子検出 器にかける。一方、内部飛跡検出器と μ 粒子検出器の間に挟まれるカロリーメータには、磁場は かけられていない。

#### 2.2.3 内部飛跡検出器

最内層にある内部飛跡検出器 (Inner Detector) は荷電粒子の飛跡と電荷を検出する装置であ る。内側から IBL/Pixcel 検出器、Semiconductor Tracker (SCT)、Transition Radiation Tracker (TRT) の3つのセンサーで構成される。検出器はビームパイプを取り囲む円筒状 barrel 領域と両 側の end-cap 領域にある円盤 (Disk) の二つに分けられる。全体の構造を図 2.6 に、barrel 部の構 造を図 2.7 に、そして Z 軸方向の断面図を図 2.8 に示す。

• IBL/Pixel 検出器

シリコン Pixel センサーは barrel 領域と両側の end-cap 領域にそれぞれ三層ずつあり、barrel





図 2.4 ATLAS の磁石システム [7]

 $\boxtimes 2.5$  central solenoid[7]



図 2.6 内部飛跡検出器 [7]

部においてビーム軸から半径 50.5mm、88.5mm、122.5mm に配置されている。一つのピクセ ルサイズは 50×400 $\mu m^2$ 、厚さ 250 $\mu m$  である。検出可能範囲は barrel 領域において  $|\eta| < 1.5$ 、 end-cap 領域では 1.5 <  $|\eta| < 2.5$ の範囲を覆うことができる。最内層の IBL(insertable B-Layer) は Run2 より導入されたピクセル検出器で、ビーム軸から 33.25mm に位置し、感度 領域は  $|\eta| < 3.0$  に達する。

• Semiconductor Tracker (SCT)

SCT はシリコンマイクロストリップ測定器を使い、barrel 領域に四層と end-cap 領域に九層 あり、あわせて検出範囲は |η| < 2.5 である。一つのモジュールは二枚のシリコンセンサー からなり、合計 4088 個配置している。ストリップ状のセンサーはお互いに 80μm の間隔を とり、ビーム方向と平行し、φ 方向に 40mrad ずらしている。

• Transition Radiation Tracker (TRT)

内部飛跡検出器に最外層の barrel と両側の end-cap に一つずつ配置されている TRT は遷移 輻射を利用したガス検出器である。直径4 mm のストロー状の drift tube が積み重ねて構成 され、中に Xe、CO<sub>2</sub>、O<sub>2</sub> の混合気体に満たされている。荷電粒子が二つの異なる物質の境 界を横切る時電磁波を放出する。この遷移輻射の性質を利用することで  $|\eta| < 2.0$ の範囲で 粒子の  $\eta$ 、 $\phi$ を測定する。



図 2.7 内部飛跡検出器の各部分の配置 [7]

#### 2.2.4 カロリメータ

カロリメータは中央ソレノイドの外側に設置されており、電磁カロリメータとハドロンカロリ メータの二種類に分けられ、全体像を図 2.9 に示す。それぞれ荷電粒子から生じる電磁シャワーと



図 2.8 内部検出器の Z 軸方向の断面図 [7]

ハドロン粒子が生じるハドロンジェットによって落としたエネルギーを測定することで、粒子のエ ネルギーや方向などを検出する。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータはアコーディオンのような構造を持つ鉛-液体アルゴンサンプリング検出 器である。Barrel 部の感度範囲は |η| < 1.475、end-cap 部は 1.375 < |η| < 3.2 の範囲を検 出可能である。荷電粒子が吸収体である鉛板を横切って制動放射による電磁シャワーを発生 し、そのエネルギーは液体アルゴンを用いるシンチレータで測る。

• ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは Tile calorimeter、LAr hadronic end-cap calorimeter (HEC)、 LAr forward calorimeter(FCal) の三つからなる。Tile calorimeter は barrel 領域 ( $|\eta| < 1.0$ ) と extended barrel 領域 ( $0.8 < |\eta| < 1.7$ )をカバーし、吸収体に鉄、検出器にシンチレーショ ンタイルを用いる。Tile calorimeter の外側にある HEC は銅を吸収体として液体アルゴンを サンプリング材料とし、 $1.5 < |\eta| < 3.2$ の範囲で測定する。そしてビーム軸に一番近い FCal は、forward 領域 ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ )に位置する三つのモジュールから構成されている。一つ 目のモジュールは銅を吸収体とし、電磁的な測定に最適化されており、他の二つはタングス テンを吸収体にし、主にハドロンの相互作用のエネルギーを測定する。



図 2.9 カロリメータ [7]

#### 2.2.5 µ粒子検出器

 $\mu$ 粒子は物質の透過力が大きくカロリメータでエネルギーをほとんど落とさないため、 $\mu$ 粒子 検出器は ATLAS の最外層に配置されている。 $\mu$ 粒子検出器は磁場を供給するトロイダル磁石と4 つのガス検出器によって構成される。4つのガス検出器の中に、Resistive plate chambers(RPC) と Thin gap chamber(TGC) はトリガーの役割を担い、Monitored Drift Tube(MDT) と Cathod Strip Chamber(CSC) はミューオンの運動量を測定する。 $\mu$ 粒子検出器の構成を図 2.10 に示す。

#### 2.2.6 トリガーシステム

LHC Run2 では一秒間にバンチの衝突が 4000 万回ほど生じ、全ての衝突情報を記録できる十 分な処理速度やストレージを用意することが不可能である。一方、陽子陽子衝突の全断面積に比 べて興味のある物理事象の断面積は極めて小さい。ごく稀に発生する事象を莫大な背景事象から 抽出するためにトリガーシステムを用いる。Run2 のトリガーシステムは、ハードウェアベースの Level-1 Trigger と、ソフトウェアベースの High Level Trigger(HLT) で構成されている。

Level-1 Trigger はハードウェアベースの Trigger であり、Level-1 Calorimeter trigger (L1 Calo) と Level-1 muon trigger (L1Muon) に分けられ、カロリメータとµ粒子検出器情報からの情報を判 断し、バンチの衝突頻度を 40MHz から 100kHz まで下げる。Level-1 Trigger がイベントを残すか どうか判定するには 2.5µs かかる。L1Calo は電磁カロリメータとハドロンカロリメータからの情 報を利用し、電子や、光子、 $\tau$ 、ジェット、そして消失横運動量を探す。L1Muon はµ粒子検出器の RPC と TGC の信号に基づいてトリガー判定を行う。L1 topo は Level-1 段階で  $\Delta\eta$ 、 $\Delta\phi$ 、 $\Delta R$ などオブジェクトの幾何学的および運動学的なカットを行うモジュールで、Run2 から導入され、 背景事象を大幅に削減できる。Level-1 Trigger を通ったイベントの情報は最初に ReadOut Drivers (RODs) に送られ、初期処理とフォーマットが行われた後 ReadOut System (ROS) でデータが緩 衝される。また、Level-1 Trigger では検出器内の $\eta$ と $\phi$ に関わる情報 Region-of-Interest (RoI) も 特定する。



図 2.10 µ粒子検出器 [7]

HLT はソフトウェアベースの Trigger であり、Level-1 Trigger から送られる RoI またはすべての 検出器情報を使い、約 200ms の処理時間で Level-1 Trigger の出力レート 100kHz を平均で約 1kHz まで減らす。HLT の tracking は高速追跡段階と高精度追跡段階の 2 段階で実行される。Run2 に は高速追跡段階は Fast Track Finder (FTF)というアルゴリズムを利用してカロリメータに関わ る飛跡候補を再構成していた。残りのイベントは FTF で再構成された飛跡候補と一緒に、より時 間のかかる正確なアルゴリズムで処理し、飛跡候補の完全な再構成と fitting を行う。次の高精度 追跡段階では、offline に近いアルゴリズムを用いて粒子の同定を行う [22]。online トリガーにおけ る処理は時間的制限があるが、offline では長い時間をかけて粒子の同定、測定を行うことができ る。offline と online レベルの  $\tau$  同定法について、第4章に詳しく述べる。

トリガーは unprescaled と prescaled の 2 種類に大別される。unprescaled Trigger は高い閾値 をもつゆえ、Trigger を通ったすべての事象を記録できる。一方、Run2 に用いられる prescaled Trigger は閾値が低く、Trigger が鳴った数回に一回のみ記録する。ルミノシティが高い場合、閾 値が低い Trigger は非常に高い頻度で鳴ってしまい、すべての事象を記録できるほどのリソースが 足りなくなる。そのため、prescaled Trigger は Trigger を通った事象をランダムに拾い上げること になったのである。本研究は Run2 に用いられた unprescaled Single-tau Trigger を評価した。



図 2.11 ATLAS のトリガーシステム [8]

# 第3章 オブジェクトの再構成

この章では ATLAS 実験において各オブジェクトの再構成メカニズムについて述べる。本研究 では特にハドロンに崩壊する r に着目するので、r の性質及び再構成について詳しく述べていく。

#### **3.1** 飛跡の再構成

飛跡の再構成は主に inside-out というビーム軸から外側に向かって飛跡を再構成するアルゴリ ズムを用いる。まず pixel と SCT の情報から三次元空間点 (hit) を構成し、フィットを行って、 likelihood を用いてフィットの質の高い飛跡を TRT まで外挿する。外挿した飛跡はまたフィット を行い、pixel と SCT の情報のみ用いて再構成された飛跡と比較する。最後に、TRT の情報も含 めた飛跡でフィットの質が高いと判断されたものが飛跡候補として残される。一方、検出器内の secondary vertex から生じる飛跡や光子変換由来の飛跡などは、pixel と SCT に hit がない場合もあ る。これらを再構成するために outside-in というアルゴリズムを用いる。outside-in は Hough 変換 を用いて TRT における飛跡の segment を識別する。識別された飛跡の segment を pixel と SCT へ 内挿することで完全な飛跡を再構成する。飛跡を特徴づけるパラメータの一つ Impact Parameter とは、飛跡と primary vertex の間の最小距離  $d_0$  と  $z_0$  である。vertex は粒子が相互作用する点の ことで、 $d_0 = \pm \sqrt{x^2 + y^2}$  は飛跡と primary vertex の R- $\phi$  方向の距離、 $z_0 = z$  は飛跡と primary vertex の z 方向の距離である。[9]

# 3.2 カロリメータエネルギーの再構成

カロリメータクラスターによるエネルギーの再構成は図 3.1 ようなトポロジカルクラスタリ ングアルゴリズムを用いる。まず粒子から落としたエネルギーが 4σ<sub>noise</sub> より大きい cell をクラス ターの seed にし、そして複数の seed が隣り合う場合は一つのクラスターに集約する。ここでσは カロリメーカの電気的なノイズと pile-up 由来のノイズである。次に seed に隣り合う 2σ<sub>noise</sub> より 大きい cell をクラスターに加え、最後にクラスターに隣接するすべての cell も加えて一つのトポ ロジカル クラスターとする。[10]

#### **3.3** 電子の再構成

電子は内部飛跡検出器で再構成される飛跡と電磁カロリメータで落としたエネルギーのクラス ターをマッチすることで再構成される。電磁カロリメータまで外挿した飛跡がクラスターの中心 点との距離  $|\Delta\eta| < 0.05, |\Delta\phi| < 0.05$ であれば、その飛跡とクラスターがマッチしており、一つ の電子とみなされる。電子は電磁カロリメータでほとんどのエネルギーを落とし、ハドロンカロ



⊠ 3.1 Topological Cluster

リメータでエネルギーを落とさないと考えられる。そのため、ハドロンカロリメータで落とした 横方向エネルギーと電磁カロリメータで落とした横方向エネルギーの比と定義する  $R_{had}$  というパ ラメーターをある閾値以下と要求する。また、電子由来の電磁シャワーはハドロン由来の Jet よ り細い形を持つため、 $\eta \times \phi = 3 \times 7$  cell からなる core 領域における横方向エネルギーと、core か ら  $\eta$  だけ拡大した 7×7 領域の横方向エネルギーの比と定義する  $R_{\eta}$  というパラメータをある閾値 以下と要求する。電子の同定はクラスターの横方向エネルギーと  $R_{had}$ 、 $R_{\eta}$  などのようなクラス ターの形に関わるパラメータに基づいて電子候補の電子らしさを判断する。電子らしさに対する 要求の厳しさによって、Tight、Medium、Loose の 3 種類の cut を用いる。Medium は Loose の 要求を、Tight は Medium の要求をそれぞれ内包している。[11]

#### **3.4** µの再構成

 $\mu$ は電子より質量が比較的に高いため制動放射を起こしにくく、カロリメータでエネルギーを ほとんど落とさない。主に内部飛跡検出器と $\mu$ 粒子検出器の飛跡情報を利用して再構成されるが、  $\mu$ 粒子検出器まで到達できないほど運動量の低い $\mu$ の再構成に対してカロリメータの情報も用い る。再構成される $\mu$ は用いる検出器の種類によって4タイプ (Combined muon, Segment-tagged muon, Calorimeter-tagged muon, Extrapolated muon) に分けられる [12]。

- Combined (CB) muon: µ粒子検出器の飛跡と内部飛跡検出器の飛跡をマッチし一つに結合 する。マッチした飛跡に対して fit を行い、正しく結合されたものが µ として再構成される。
- Segment-tagged (ST) muon: 内部飛跡検出器の飛跡とμ粒子検出器の1層目の飛跡情報を マッチして再構成される。μ粒子検出器の1層のみを横切る運動量の低いμに使用される。
- Calorimeter-tagged (CT) muon: カロリメータのクラスターと内部飛跡検出器の飛跡をマッ チして再構成される。µ粒子検出器まで到達できない運動量の低いµに使用される。
- Extrapolated (ME) muon: μ粒子検出器の飛跡情報のみ利用して再構成し、飛跡をビーム軸にある相互作用点 (interaction point) まで外挿する。内部飛跡検出器の感度範囲以外 2.5 < |η| < 2.7 の領域における μ を再構成できる。</li>

## 3.5 Jet の再構成

クラスターを統合して一つの jet を構成するには anti-kt algorithm が採用される。このアルゴ リズムでは次のような変数が導入されている。

$$d_{ij} = \min(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p}) \frac{(\triangle R(i,j))^2}{R^2}$$
(3.1)

$$d_{iB} = k_{T,i}^{-2} \tag{3.2}$$

ここで  $d_{ij}$  はクラスター i とクラスター j の間の距離、 $d_{iB}$  はクラスター i とビーム軸との距離、  $\triangle R_{ij}$  はクラスター i とクラスター j の  $\triangle R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$  を表す。そして min は、 クラスター i,j の横運動量  $k_{T,i}, k_{T,j}$  のうち小さい方を返す関数である。式中の R は半径パラメー タ、P は定数で、anti-kt algorithm では p = -1 である。

 $d_{ij}$ と $d_{iB}$ のどちらが最小かを比べることで次のプロセスが決まる。

- *d<sub>ij</sub>* が最小ならクラスター i とクラスター j を合併して要素に残る。
- $d_{iB}$  が最小ならクラスター i を jet として要素から取り除く。

この手順を要素がなくなるまで繰り返し続け、jetを再構成する。[13]

#### 3.6 b-jet の再構成

b-ハドロンが長寿命を持つため (平均寿命 1.5ps)、b クォーク起源の Jet は primary vertex から 数 mm 程度離れる secondary vertex を持つという特徴がある。従って、secondary vertex から生 じる飛跡は primary vertex に対して大きな Impact Parameter を持つ。b-jet は崩壊長に加えて、 大きな不変質量を持ち、Jet エネルギーの大部分が飛跡によって運ばれ、飛跡の多重度が大きい ことによって、light-jet と区別することができる。b-jet の同定は複数のアルゴリズムが採用され ている。IP3D は Impact Parameter に基づいたアルゴリズムで、 $d_0$  を誤差  $\sigma_{d_0}$  で割った Signed Impact Parameter significance を用いて b-jet と light-jets を区別する。SV1 は secondary vertex の特徴を利用するアルゴリズムで、三つの変数、2 本の飛跡の不変質量、2 本の飛跡で生成された バーテックス数、Jet の全エネルギーと Jet 中の飛跡の全エネルギーの比を用いる。JetFitter とい うアルゴリズムは Jet 内部の b ハドロンと c ハドロン崩壊のトポロジカル構造を利用し、primary vertex→ b vertex→ c vertex の decay chain を再構成する b-jet を粒子同定する。また、MV2 は 多変量解析 BDT を用いたアルゴリズムで、IP3D、SV1 と JetFitter からアウトプットされる情報 を利用してより高精度な粒子同定を行う。[14]

### **3.7** *τ*の再構成

#### **3.7.1** *τ* 粒子の生成・崩壊

第3世代の荷電レプトンである τ 粒子は、1.777GeV の質量を持ち、レプトンのみならずハドロ ンへも崩壊できる。ct がわずか 87μm で、半径 33.25mm である ATLAS の最内層検出器へ着く前 に崩壊する。そのため、検出器は $\tau$ から崩壊で生じる $\mu$ 、電子のレプトンはそれぞれレプトンとして再構成し、 $\tau$ から崩壊するハドロン群を $\tau$ として再構成する。そしてATLASの $\tau$ トリガーはハドロン崩壊する $\tau$ を識別するトリガーである。

LHC-ATLAS 実験での $\tau$ の主な生成過程を表 3.1 にまとめる。 $W \rightarrow \tau + \nu$ 事象は $\tau$ の生成過程 で生成断面積が最も大きい。 $t \rightarrow \tau + b + \nu$ 事象においてtがbとWへ崩壊し、その後Wがまた  $\tau \geq \nu \land$ 崩壊する。tは、ほとんどbとWに崩壊するのため $t \rightarrow \tau + b + \nu$ の分岐比が $W \rightarrow \tau + \nu$ と同じになる。 $Z \rightarrow \tau + \tau$ 事象は終状態がシンプルのため $\tau$ の解析やトリガーの性能評価によく 使われる。 $H \rightarrow \tau + \tau$ の終状態は $Z \rightarrow \tau + \tau$ と同じであるが、2本の $\tau$ の不変質量の違いなどで 区別できる。

事象	生成断面積 [pb]	崩壊分岐比[%]
$W \rightarrow \tau + \nu$	20640	11.4
$Z \to \tau + \tau$	1981	3.4
$t \to \tau + b + \nu$	818	11.4
$H \to \tau + \tau$	55.5	6.3

表 3.1 各粒子が τ ヘ崩壊する事象の生成断面積と分岐比 [15][16][17]

 $\tau$ は約 65%の確率でハドロンへ崩壊し、35%で電子や $\mu$ に崩壊する。+1 または-1 の電荷を持つため、崩壊によって生じる荷電粒子も奇数個となる。特にハドロンに崩壊する場合、崩壊によって生じる荷電粒子数はほとんど一個または三個になり、対応する飛跡数を 1-prong と 3-prong 呼ぶ。 $\tau$ 粒子の代表的な崩壊過程と分岐比を表 3.2 に示す。

表 3.2 ~ の崩壊過程と分岐比 [1]

崩壊モード	崩壊過程	崩壞分岐比%
	$\tau^- \to \pi^- + \nu_\tau$	10.82
	$\tau^- \to \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$	25.49
	$\tau^- \to \pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau$	9.26
Hardon	$\tau^- \to \pi^- + 3\pi^0 + \nu_\tau$	1.34
marqui	$\tau^- \to 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$	9.02
	$\tau^- \to 2\pi^- + \pi^+ + \pi^0 + \nu_\tau$	4.49
	$\tau^- \to K^- + \nu_\tau$	0.696
	$\tau^- \to K^- + K^0 + \nu_\tau$	0.1486
Lopton	$\tau^- \to e^- + \nu_e + \nu_\tau$	17.82
rehion	$\tau^- \to \mu^- + \nu_\mu + \nu_\tau$	17.39

ハドロンに崩壊するτはハドロン群 (jet) として観測されるが、クォークやグルーオンも強い相 互作用によって多数のハドロン群を生成し、QCD jet として観測される。図 3.2 に示した通り、τ は弱い相互作用で生成される時自身の質量より十分高い運動量を得ているため、崩壊先のハドロ ンの飛跡はτの運動方向と近く、τ jet のコーンは QCD jet より細い。また、上で述べたようにτ の荷電粒子数はほとんど1個または三個である。これらの特徴を利用して  $\tau$  由来の jet と QCD jet を区別する。



図 3.2 QCD jet と Tau jet

#### **3.7.2** *τ* 粒子の再構成

R=0.4 とする anti-kt4 jet-clustering algorithm によって再構成された jet のうち、 $p_{\rm T} > 10$ GeV、  $|\eta| < 2.5$ 、core 領域の飛跡数が 1 又は 3 のものが  $\tau$  の候補となる。core 領域とは  $\tau$  の重心から  $\triangle R < 0.2$  の領域である。 $0.2 < \triangle R < 0.4$ は isolation 領域と定義され、この領域に落とすエネル ギーは QCD jet より少ない。 $\tau$  の再構成には飛跡情報が使われるので  $|\eta| < 2.5$ の条件により内部 飛跡検出器の観測可能な領域を要求する。[18]

# **3.8** 消失横エネルギー E<sub>T</sub><sup>miss</sup>

消失横運動量はニュートリノの横運動量ベクトルの和である。検出器で衝突する二つの陽子そ れぞれの横運動量ベクトルが0なので、横方向運動量が保存することにより終状態の粒子の横運 動量ベクトルの和も0になる。ニュートリノが検出器と相互作用しないので、終状態にニュート リノが生じる場合、検出された終状態の粒子の横運動量ベクトル和が0となくなる。そこで、検 出された粒子の横運動量ベクトル和の逆ベクトルを消失横運動量とする。*E*<sup>miss</sup> は以下の式で計 算する。

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,e} + E_{x(y)}^{miss,\gamma} + E_{x(y)}^{miss,\tau} + E_{x(y)}^{miss,jet} + E_{x(y)}^{miss,\mu} + E_{x(y)}^{miss,soft}$$

$$E_{T}^{miss} = \sqrt{(E_{x}^{miss})^{2} + (E_{y}^{miss})^{2}}$$
(3.3)

ここで、soft の項は粒子として再構成されなかった cluster の横運動量から再構成されるものであり、他の各項は対応するオブジェクトの較正済み横運動量の負のベクトル和から計算される。[19]

# 第4章 $\tau$ 粒子識別

### 4.1 多変量解析 BDT

QCD 由来の Jet が $\tau$ にフェイクして $\tau$ 候補となる可能性がある。そこで $\tau$ 候補に残るそのよう な背景事象をさらに排除して本物の $\tau$ を同定するために、多変量解析を採用する。多変量解析と はシグナルとバックグラウンドそれぞれの特徴をよく表す複数のパラメータを入力変数として事 象選択を行うことで、シグナルとバックグラウンドを効率よく分ける解析方法であり、分類機と して Boosted Dicision Tree(BDT) が使用される [20]。BDT は信号事象と背景事象のシミュレーションで決定木をトレーニングし、その結果を用いてデータに適用する。シグナルとバックグラウンドを最もよく区別するようなカットを繰り返して、最終的に一番下の leaf でシグナルとバックグラウンドを分離する。各 $\tau$ 候補に対して、シグナルらしさによって score を付ける。最もバッ クグラウンドらしい事象を 0 と表し、最もシグナルらしい事象を 1 と表す。 $\tau$  の同定に用いる入力変数は表 4.1 にまとめる。 $\tau$ の $\Delta R < 0.2$ の core 領域の飛跡の本数が 1 本又は複数であるかで、BDT で用いる変数を変えている。また、 $\tau$ 粒子識別は緩い方から Loose、Medium、Tight でそ れぞれ 0.6, 0.55, 0.45 であり、3-prong の Loose, Medium, Tight でぞ れぞれ 0.6, 0.55, 0.45 であり、3-prong の Loose, Medium, Tight でそ れぞれ 0.6, 0.55, 0.45 であり、3-prong の Loose, Medium, Tight でそ れぞれ 0.6, 0.55, 0.45 であり、3-prong の Loose, Medium, Tight での効率はそれぞれ、0.5、0.4、0.3 である [21]。

変数	説明	1-prong	Multi-prong
$f_{cent}$	Central Energy Fraction	0	0
$f_{leadtrack}^{-1}$	Leading Track momentum fraction	0	0
$R_{track}$	Track Radius	0	0
$ S_{leadtrack} $	Leading Track IP Significance	0	-
$f_{iso}^{track}$	Fraction of Tracks $p_{\rm T}$ in the isolation region	0	-
$\triangle R_{max}$	Maximum $\triangle R$	-	0
$S_T^{flight}$	Transverse flight path significance	-	0
m <sub>track</sub>	track mass	-	0
$f_{EM}^{track-HAD}$	Fraction of EM energy from charged pions	0	0
$f_{track}^{EM}$	Ratio of EM energy to track momentum	0	0
$m^{EM+track}$	Track-plus-EM-system mass	0	0
$p_{EM}^{EM+track}/p_{\mathrm{T}}$	Ratio of track-plus-EM-system to $p_{\rm T}$	0	0

表 4.1 多変量解析で用いる変数 [21]

以下で入力変数の定義について説明する。

- Central energy fraction ( $f_{cent}$ ): カロリメータに落としたエネルギーの中に  $\triangle R < 0.1$  領域 における横方向エネルギーと  $\triangle R < 0.4$  における全エネルギーの比。
- Leading track momentum fraction (f<sup>-1</sup><sub>leadtrack</sub>): τ 候補の較正された電磁カロリーメータに 落とした横方向エネルギーの合計を最も高い p<sub>T</sub> を持つ飛跡の横運動量で割った変数。
- Track radius  $(R_{track})$ :  $\tau$  候補の方向へ関連する飛跡の  $p_{\rm T}$  で重み付けた  $\triangle R_{\circ}$
- Leading track IP significance (|S<sub>leadtrack</sub>|): τ の最も高い運動量を持つ飛跡の横方向 Impact Parameter の絶対値を不確かさで割った変数。
- Fraction of tracks  $p_{\rm T}$  in the isolation region  $(f_{iso}^{track})$ :  $\tau O 0.2 < \Delta R < 0.4$  における飛跡の  $p_{\rm T}$  のスカラー合計をすべての飛跡の  $p_{\rm T}$  の合計で割った変数。
- Maximum  $\triangle R(\triangle R_{max})$ :  $\tau$ の飛跡と $\tau$ のエネルギー方向との間の  $\triangle R$ の最大値。
- Transverse flight path significance (*S*<sup>flight</sup>): Secondary vertex までの距離を不確かさで 割った変数。
- Track mass (*m*<sub>track</sub>): Core 領域と isolation 領域にあるすべての飛跡の 4 元運動量で計算される不変質量。
- Fraction of EM energy from charged pions (*f<sup>track-HAD</sup>*): 電磁カロリーメータに落とした エネルギーに対する飛跡のエネルギーの比である。分子は飛跡の運動量の合計からハドロン カロリーメータに落としたエネルギーの合計を引いたもの、分母は電磁カロリーメータに落 としたエネルギーの合計である。
- Ratio of EM energy to track momentum (*f*<sup>EM</sup><sub>track</sub>): トラックが電磁カロリメータに落としたエネルギーと内部飛跡検出器によるトラックの *p*<sub>T</sub> の比。
- Track-plus-EM-system mass (m<sup>EM+track</sup>): 飛跡情報と Core 領域にある最もエネルギーの 高い電磁 cluster(最大2つ)からなる系の不変質量。
- Ratio of track-plus-EM-system to p<sub>T</sub> (p<sup>EM+track</sup>/p<sub>T</sub>): 飛跡の運動量と Core 領域にある最 もエネルギーの高い電磁 cluster(最大 2 つ) の合計を、カロリメータで測定した横運動量で 割った比。

BDT のほか、Recurrent Neural Network(RNN)を用いた新しい多変量解析が2018年からトリ ガーに導入された。RNN は時系列データに対応したニューラルネットワークの一種である。tau の同定において、RNN はτ候補の飛跡とクラスタの入力変数の組み合わせと、BDT ベースのタ ウ識別アルゴリズムで使用したものと同様に、飛跡とカロリーメーターの情報から計算した観測 値を用いる。RNN によるτの再構成については文献 [25] に詳細が記載されている。

# 4.2 Online $\tau$ トリガーによる同定

 $\tau$ トリガーは Level-1 Trigger と High Level Trigger の 2 段階で事象選択を行う。各段階のトリガーについて説明する。[18][21]

#### 4.2.1 Level-1Tau Trigger

Level-1 Trigger はカロリメータの情報のみを利用する。電磁カロリメータとハドロンカロリメー タ内の Trigger Tower を用いて RoI を取得し、High Level Trigger へ送る。図 4.1 に示したように、 Trigger Tower は  $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.1 \times 0.1$  を window という最小単位として、4×4の window で構成 される。中心の 2×2の window を core 領域と呼び、周りの 4×4-2×2の window を isolation 領域と定義する。RoI を判断するには以下の 4 つの量を利用する。

- $E_T^{EM}$ : 2 × 2 の電磁カロリーメータ core 領域で4 つの2 × 1 もしくは1 × 2 の電磁カロリー メータ Tower に落としたエネルギーを計算し、最も高い値を取るもの
- *E*<sup>Had</sup>: 電磁 core 領域の後ろにある2×2のハドロンカロリーメータ Tower に落としたエネ ルギー
- $E_T^{EM,iso}$ : 4×4-2×2 isolation 領域にある電磁カロリーメータ Tower に落としたエネルギー
- $E_T^{Had,iso}$ : 4×4-2×2 isolation 領域にあるハドロンカロリーメータ Tower に落としたエネルギー

соге 領域のエネルギーは  $E_T^{EM}$  と  $E_T^{Had}$  を足し合わせて計算し、決められた閾値に比べること でトリガーを r 数かするかを判断する。電磁カロリーメータとハドロンカロリーメータの isolation Tower は別々にエネルギー閾値を設定することができる。また、横方向エネルギーが 60GeV 以下 のものに対して  $E_T^{EM,iso}$  の上限は  $E_T^{EM,iso}$  [GeV]  $\leq (E_T^{EM}/10+2)$  [GeV] とする。このように  $\tau$ の細いコーンで崩壊する特徴を利用してエネルギー閾値を設置し、トリガーレートを抑える。



 $\boxtimes$  4.1 L1 trigger tower[21]

#### 4.2.2 High Level Tau Trigger

HLT では calo-only preselection (カロリメータによる事前選択), track preselection (飛跡情報による事前選択), offline-like selection (オフラインに近い選択) の三つの段階で  $\tau$  候補の選別を行う。その三つの段階はそれぞれ  $p_{\rm T}$ 、飛跡数、BDT Score に要求を設定する。第一段階で、Level-1 Trigger から送られた RoI にある Calorimeter cells が読み取られ、topo-clustering algorithm で  $\tau$  が再構成 される。Local hadron calibration (LC) により較正された cluster のベクトル和を Jet seed と定義し、Jet seed の中心から  $\Delta R < 0.2$  のコーン内のエネルギーを計算し、 $\tau$  候補のエネルギーとする。  $\tau$  のための  $\tau_{had}$  energy calibration (TES) で較正を行った後、 $p_{\rm T}$  の閾値を超えたものを  $\tau$  候補とする。第二段階の飛跡情報を用いる選択では、まず RoI の中心から  $\Delta R < 0.1$  かつ |z| < 225 mm の領域で  $p_{\rm T} > 1$ GeV を満たす最も高い  $p_{\rm T}$  を持つ飛跡 (Leading track) を探し、Track が見つ からない  $\tau$  候補は取り除く。続いて RoI の中心から  $\Delta R < 0.4$  かつ Leading track とのインパクト パラメータ距離が  $|\Delta z| < 10$  mm の領域で飛跡を探す。探した飛跡のうち、 $p_{\rm T} > 1$ GeV を満たす 飛跡を数え、 $\Delta R < 0.2$  の core 領域にある本数  $N_{core}^{trk}$   $\geq 0.2 < R < 0.4$  の isolation 領域にある本数  $N_{iso}^{trk}$  を数える。最後に  $1 \le N_{core}^{trk} \le 3, N_{iso}^{trk} \le 1$  の条件を満たした  $\tau$  候補が offline-like selection に進む。

最終段階の offline-like selection では offline と同様に BDT を用いて τ と誤って識別されたバック グラウンドを取り除く。BDT アルゴリズムへの入力変数は、表 4.1 にまとめた、L1 と HLT の前 の段階にわたって集められたカロリーメーターと飛跡情報を組み合わせた同定変数である。

### **4.3** Offline レベルの *τ* の 同定

offline における  $\tau$  の再構成は online の場合と似ている。第3章にも言及したように、L1 トリ ガーによって識別されたカロリーメータ cluster を seed とする。これらの seed は R=0.4の anti-kt algorithm を用いて Jet として再構成される。online と同様の方法で  $p_{\rm T}$  を測定し、TES で較正 を行った後、 $\tau$  候補に  $p_{\rm T} > 10 {\rm GeV}$ 、 $|\eta| < 2.5$ 、 $1 \le N_{core}^{trk} \le 3$ 、 $N_{iso}^{trk} \le 1$ を要求する。offline では TES が飛跡多重度の情報を利用するが、online ではその情報が利用できないため TES が飛跡多重 度の関数としてパラメータ化されない。最後に、カロリメータ情報と飛跡情報から構築された変 数が、 $\tau$  らしさを判断するための Score を生じる BDT に入力される。online BDT で使用する変 数は offline BDT で使用する変数と同じであるが、offline における  $|S_{leadtrack}|$  は primary vertex に対して計算される。online の場合完全な vertex を再構成できないため、 $|S_{leadtrack}|$  は primary vertex ではなく beamspot に対して計算される。

### 4.4 Run2 Tau Trigger Menu

τ Trigger の名称は次のような形式である:

$$HLT_tauXX_medium\{1, RNN\}_tracktwo(EF, MVA)_L1TAUYY(I, IM).$$
(4.1)

XX(YY)の値は、HLT(L1)のエネルギー閾値を GeV の単位で表す。IM は isolation 要求である I より少し厳しくしたもので、QCD jet を受け入れる割合を減らすために用いられる。候補に対して core 飛跡を 1-3 本、isolation 飛跡を 1 本以下であることを要求する trigger chain は tracktwo と呼ぶ。また、tracktwoEF というのは FTF 飛跡の cut を省略し、その後の精度の良いアルゴリズ

ムで再構成された飛跡へ要求することを意味する。粒子の同定には多変量解析 BDT が使用され、 2018 年から Recurrent Neural Network (RNN) の活用も模索され始めた。tracktwo と tracktwoEF trigger は、medium working point の BDT ID を用いる。その BDT ID は 1-prong と multi-prong  $\sigma \tau$ 候補に対して別々に訓練される BDT からなる。このような同定方法は medium1 という。一 方、RNN は、core EF 飛跡数が 0、1、2 または 3 の場合に分けて学習される。デフォルトの trigger では RNN の medium working point のみが使用され、trigger 名に mediumRNN という tag が付 いている。RNN ID を用いて、FTF 飛跡の cut をスキップし、0-3 本 core EF 飛跡を持つことを 要求することは tracktwoMVA 飛跡選別と呼ぶ。[22] 本研究で評価する Trigger を表 4.2 にまとめ る。

		Single Tau Trigger
2015 年	Full Year	$\rm HLT\_tau80\_medium1\_tracktwo\_L1TAU60$
2016年	period A	HLT_tau80_medium1_tracktwo_L1TAU60
	period B-D3	HLT_tau125_medium1_tracktwo
	period D4-	HLT_tau160_medium1_tracktwo
2017年	period B1-B4	$HLT_tau160_medium1_tracktwo$
	period B8-	$HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo\_L1TAU100$
2018年	period B-	HLT_tau160_medium1_tracktwoEF_L1TAU100
	period K-	HLT_tau160_mediumRNN_tracktwoMVA_L1TAU100

表 4.2 本解析で評価する Single-tau Trigger

# 第5章 $Z \rightarrow \tau \tau$ を用いたトリガー同定効率測定

本章では、 $Z \rightarrow \tau \tau$ を信号事象として Run2(2015-2018) で取得した積分ルミノシティ138.25fb<sup>-1</sup> 全データを用いた  $\tau$  トリガーの同定効率測定を説明する。

### 5.1 Sample

本解析で使用するモンテカルロシミュレーションを表 5.1 にまとめる。 $Z \rightarrow ee \ge Z \rightarrow \mu\mu$ は、  $Z \rightarrow ll$ 事象と総称し、Zの生成・崩壊に付随する Jet が  $\tau$ に Fake する。また、対生成した片方の  $\mu$  が本物で、もう片方の $\mu$  が  $\tau$ に Fake する可能性もある。 $W \rightarrow e\nu_e$ 、 $W \rightarrow \mu\nu_{\mu} \ge W \rightarrow \tau\nu_{\tau}$ は 終状態に Jet が伴うので、W+ Jet または $W \rightarrow l\nu \ge$ 総称し、その Jet が  $\tau$ に Fake する。 $t\bar{t}$ 事象 は終状態に本物の $\tau \ge \mu$ が存在する。

 $Z \to \tau \tau$ 、 $W \to e\nu_e$ 、 $W \to \mu\nu_\mu$ 、 $W \to \tau\nu_\tau$  は Sherpa によって生成されたサンプルを利用し、 他の事象は Pythia によって生成されたサンプルを利用した。 Sherpa は Z か W の  $p_T$  領域を分割 してモデルを作成しているため、高運動量領域の統計量を増やして分布を確認することができる。 使用したデータとシミュレーションの derivation は「TAUP3」という、 $p_T > 22$ GeV の  $\mu$  と  $p_T > 18$ GeV の  $\tau$  をそれぞれ一つ要求する、 $Z \to \tau\tau$ 事象を解析するための derivation である。 derivation とは、ATLAS 実験の物理解析に使用するデータに対して不要な情報を取り除き、サイ ズを小さくするためにかける簡単なカットのことである。

Samples	sources	Modelling
Data	2015-2018 Full Run2 138.25 $fb^{-1}$	
tau Truth	$Z \to \tau \tau, W \to \tau \nu, t\bar{t}$	Monte Carlo
lep Fakes	$Z  ightarrow \mu \mu$	Monte Carlo
Ict Falco	$W+Jet, Z \rightarrow ll$	Monte Carlo
Jet rakes	QCD Multi-Jet	Data-driven

表 5.1 $Z \to \tau_{\mu} \tau_{ha}$	<sub>d</sub> 解析で使う Sample
------------------------------------	---------------------------

# 5.2 Event Selection

本解析で  $Z \rightarrow \tau \tau$  の特徴を利用して設定した preselection 条件を表 5.2 にまとめる。 $\tau$  の性質によ り  $\tau$  の電荷を ±1、飛跡を 1 または 3 を要求した。 $|\eta| < 2.5$  の要求は内部飛跡検出器の感度領域に 対応する。1.37 <  $|\eta| < 1.52$  領域は電磁カロリーメータがカバーしていない領域であるため取り除 く。ID の Working Point は  $\tau \ge \mu$  両方とも medium にする。 $\mu$  トリガーは HLT\_mu26\_ivarmedium と HLT\_mu50 を用いた。HLT\_mu26\_ivarmedium は  $\mu p_T \ge 26 \text{GeV}$  かつ isolation を要求するトリ ガーである。高運動量領域において $\mu$ のトリガーでの isolation の要求により信号が減ることを考 慮して、相補的に閾値が  $p_T = 50 \text{GeV}$ の HLT\_mu50 も併用してデータを取得した。また、トリ ガー段階でオブジェクトのエネルギーや運動量の分解能は offline より劣るため  $\mu p_T > 28 \text{GeV}$  と 要求した。事象選択を行った後の分布を図 5.1 に示す。

Tau	Muon	Other
$\tau = 1$	$\mu = 1$	electron=1
$p_{\rm T} < 25 {\rm GeV}$	$p_{\rm T} < 28 {\rm GeV}$	
$ \eta  < 2.47 (1.37 <  \eta  < 1.52$ は除く)	$ \eta  < 2.5$	
ID medium	ID medium	
$charge = \pm 1$	HLT_mu26_ivar medium or HLT_mu50 $$	
Number of charge tracks = $1$ or $3$		

表 5.2  $Z \rightarrow \tau_{\mu} \tau_{had}$  解析の preselection 条件



図 5.1 preselection 後の各変数分布

図 5.1(a) は消失横運動量の分布である。図 5.1(b) は、 $\mu$  と消失横運動量  $E_{T}^{miss}$  と二体系の横方 向質量の分布である。図 5.1(c) は $\mu$  とハドロンに崩壊する $\tau$ の不変質量の分布である。そして図 5.1(d) は cos  $\Delta \phi(\mu, E_{T}^{miss}) + cos \Delta \phi(\tau, E_{T}^{miss})$ の分布である。終状態の粒子の角度を考えた上で、  $\Sigma cos \Delta \phi$  を背景事象 W+jet を除くための変数として定義した。Signal Region(SR) という信号事 象の割合の大きい領域を用意するほか、SR での背景事象 QCD Jet 事象と W+Jet 事象を正確に見 積もるために、それぞれが支配的となる Control Region (CR) も設定した。SR と CR の定義を表 5.3 にまとめる。ここで OS(Opposite Sign) とは $\tau$  と $\mu$  の電荷が逆であること、そして SS(Same
variable	SR	QCD CR	W+Jet CR
$Mt(\mu, E_{\mathrm{T}}^{miss})$	$< 50 {\rm GeV}$	$< 50 {\rm GeV}$	$> 60 {\rm GeV}$
$\cos \bigtriangleup \phi(\mu, E_{\mathrm{T}}^{miss}) + \cos \bigtriangleup \phi(\tau, E_{T}^{miss})$	> -0.5	> -0.5	—
$M( au,\mu)$	$45 << 80 \mathrm{GeV}$	_	—
PflowLoose_VarRad isolation	1	0	1
$E_{\mathrm{T}}^{miss}$	—	_	$30 { m GeV}$
Charge of $\tau$ and $\mu$	OS	OS+SS	OS+SS

表 5.3 SR と CR の定義

#### 5.3 背景事象の見積もり

本節では信号領域の主な背景事象となる QCD 事象及び W+Jet 事象の見積もりについて説明 する。

#### 5.3.1 QCD Jet 事象の見積もり

QCD Jet 事象が $\tau$ に Fake することを正確にモデリングすることが困難であることを考慮し、 QCD Jet 事象の見積もりは観測されたデータから直接見積もった。この他のすべての事象のシミュ レーションを引いた残りを QCD Jet 事象とする方法を data-driven という、。QCD Jet 事象は終 状態に 2 つの Jet が $\tau$ と $\mu$ にそれぞれ Fake する場合、2 つの電荷に相関がないため、OS と SS に なる事象数がおおよそ同じであると考えられる。そのため、SS を要求する以外 SR の定義と同じ 領域 (SR-SS 領域)を定義し、その事象数を SR の QCD Jet 事象として見積もる。すなわち、

$$SR \cdot OS$$
 における QCDJet 事象  $\simeq SR \cdot SS$  における QCDJet 事象  
= SR · SS における Data - SR · SS における MCsample の全事象 (5.1)

QCD Jet 事象における Fake  $\tau$  の電荷がランダムだと、QCD Jet 事象の OS と SS の事象数が 1:1 になると考えられる。ただし、QCD Jet 事象の Jet はグルーオン起源のものとクォーク起源の ものと 2 種類がある。グルーオンは終状態の電荷に相関がないので、生じる Fake  $\tau$  の OS と SS は 1:1 となる。一方、クォーク由来の Jet はクォークの電荷によって終状態に電荷に相関があるた め、2 つの Fake  $\tau$  の電荷は OS の方が SS より多い。このため、QCD Jet 事象の OS と SS の事 象数は 1:1 とならない。この違いを補正するために、QCD CR を用意し、その領域での QCD Jet 事象の OS と SS の事象数の比を補正因子  $r_{QCD}$  Factor として測定し、この値を SR-SS における QCD Jet 事象にかけることで、SR-OS における QCD Jet 事象を見積もる。

 $SR \cdot OS$  における QCDJet 事象 =  $SR \cdot SS$  における QCDJet 事象 ×  $r_{QCD}$ 

終状態のオブジェクトが高運動量になるに伴い、クォークの対生成由来の QCD Jet 事象の割 合が増えて  $r_{QCD}$  の値が変わることを考慮して、 $\mu$ の  $p_{T} = 50$ GeV を境に  $r_{QCD}$  をそれぞれ算出 した。Run2 の全データを用いて年毎に計算した  $r_{QCD}$  の値を表 5.4 に、 $r_{QCD}$  を適用する前後の QCD CR·OS における  $\mu p_{T}$  の分布を図 5.2 に示す。補正する前の分布からわかるように、データ SS で見積もった QCD 事象のスケールは実のデータより小さくなっている。 $r_{QCD}$  を適用すると、 データとシミュレーションのずれが小さくなっている。

		inclusive	1-prong	3-prong	
9015 + 9016 年	low $p_{\rm T}(<50GeV)$	$1.171\pm0.038$	$1.069\pm0.047$	$1.707\pm0.041$	
2013+2010 +	high $p_{\rm T}(> 50 GeV)$	$1.143\pm0.056$	$1.084\pm0.060$	$1.455 \pm 0.052$	
0017年	low $p_{\rm T}(<50GeV)$	$1.219\pm0.060$	$1.149\pm0.061$	$1.550\pm0.134$	
2017 平	high $p_{\rm T}(> 50 GeV)$	$1.259\pm0.075$	$1.200\pm0.090$	$1.538\pm0.022$	
2018 年	low $p_{\rm T}(<50GeV)$	$1.145\pm0.018$	$1.099\pm0.023$	$1.348\pm0.033$	
2010 -	high $p_{\rm T}(> 50 GeV)$	$1.179\pm0.143$	$1.056\pm0.142$	$1.751\pm0.166$	

表 5.4 Run2 の全データを用いて計算した r<sub>QCD</sub> の値



図 5.2 QCD CR における  $\mu p_T$  の分布

#### 5.3.2 W+Jet 事象の見積もり

W+Jet 事象の補正項  $k_W$  Factor は、W+Jet CR における W+Jet 事象の実データとシミュレーションの比として計算する。すなわち、

$$k_{W} = \frac{CR における W + jet 事象の Data}{CR における W + jet 事象の MC} = \frac{N_{data}^{W+Jet CR} - N_{MC}^{W+Jet CR}(w/o W + Jet)}{N_{MC}^{W+Jet CR}(W+Jet)}$$
(5.3)

ここで W+Jet 事象のデータは W+Jet CR における全データから他の事象を引いた残りを用いる。 QCD 事象は W+Jet CR にほとんど残っていないのでその寄与を無視している。 $k_W$  Factor を SR における W+Jet 事象にかけることで、データとシミュレーションの不一致を解消する。シミュレーションが正確にデータを再現したら  $k_W$  の値は1となるが、表 5.5-5.7 に示したように Run2のデータから計算した  $k_W$  の値は1から外れている。その原因は、Jet を含む事象のモデリングが難しいことより Jet が $\tau$ に Fake する事象のシミュレーションがうまく行っていないことが考えられる。W+Jet 事象の Jet がクォーク由来の場合、OS として観測されることが多い。付随するJet がグルーオン起源の場合、Fake  $\tau$  の電荷がランダムに観測される。そのため、W+Jet 事象のデータとシミュレーションの比は OS·SS で変わる可能性がある。そして  $r_{QCD}$  の計算と同じように、OS と SS の事象数の比が終状態のオブジェクトの運動量によって変わることを考慮した上で、 $\tau p_T$ =35GeV を境に W+Jet CR の OS と SS それぞれについて  $k_W$  Factor を算出した。 $k_W$  Factor を適用する前後の W+Jet CR における  $\tau p_T$  の分布を図 5.3 と図 5.4 に示す。

表 5.5 2015+2016 年データを用いて算出した k<sub>W</sub> Factor の値

	$OS \ \tau p_{\rm T} < 35 {\rm GeV}$	$OS \ \tau p_{\rm T} > 35 GeV$	$\mathrm{SS}\; \tau p_{\mathrm{T}} < 35 \mathrm{GeV}$	SS $\tau p_{\rm T} > 35 {\rm GeV}$
inclusive	$1.037\pm0.038$	$0.899 \pm 0.041$	$0.942\pm0.056$	$0.937 \pm 0.089$
1-prong	$1.067\pm0.044$	$0.936 \pm 0.048$	$0.946 \pm 0.060$	$0.929 \pm 0.109$
3-prong	$0.915\pm0.077$	$0.757 \pm 0.068$	$0.923 \pm 0.140$	$0.978 \pm 0.195$

表 5.6 2017 年データを用いて算出した k<sub>W</sub> Factor の値

	$OS \ \tau p_{\rm T} < 35 GeV$	$OS \ \tau p_{\rm T} > 35 GeV$	SS $\tau p_{\rm T} < 35 {\rm GeV}$	SS $\tau p_{\rm T} > 35 {\rm GeV}$
inclusive	$1.048\pm0.036$	$0.924 \pm 0.037$	$0.991 \pm 0.048$	$0.885 \pm 0.066$
1-prong	$1.090 \pm 0.042$	$0.955\pm0.043$	$0.992 \pm 0.052$	$0.939 \pm 0.092$
3-prong	$0.881 \pm 0.062$	$0.795 \pm 0.063$	$0.991 \pm 0.120$	$0.696 \pm 0.095$

表 5.7 2018 年データを用いて算出した k<sub>W</sub> Factor の値

	$OS \ \tau p_{\rm T} < 35 {\rm GeV}$	$OS \ \tau p_{\rm T} > 35 GeV$	$\mathrm{SS}\; \tau p_{\mathrm{T}} < 35 \mathrm{GeV}$	SS $\tau p_{\rm T} > 35 {\rm GeV}$
inclusive	$0.980 \pm 0.026$	$0.916 \pm 0.037$	$0.990 \pm 0.042$	$0.836 \pm 0.066$
1-prong	$0.996 \pm 0.029$	$0.923 \pm 0.036$	$1.008\pm0.048$	$0.832 \pm 0.080$
3-prong	$0.908\pm0.058$	$0.884 \pm 0.102$	$0.913 \pm 0.082$	$0.852 \pm 0.129$



図 5.3 W+Jet CR における  $\tau$  の  $p_{\rm T}$  分布 (OS)



図 5.4 W+Jet CR における  $\tau$  の  $p_{\rm T}$  分布 (SS)

### 5.4 Signal Region

以上の見積もりと補正により得られた  $Z \to \tau \tau$  の SR における、 $\tau$  の  $p_{T}$ 、 $\eta$ , $\phi$ 、 Jet RNN Score の各分布を図 5.5 に示す。シミュレーションによって見積もった各事象と実データの事象数を表 5.8 にまとめる。図 5.5 で灰色で表したのは SR·SS のデータであり、中に補正後の QCD 事象 SS と他の事象の SS が含まれているので、シミュレーションで見積もった各事象は OS-SS の分布で表 す。図と表に示すように、統計量が十分な領域においてシミュレーションによる見積りとデータ は 10%以内で一致している。Run2 全データを用いた  $\tau p_{T}$  が 200GeV 以上の SR 領域の分布を図 5.6 に、データと各事象の見積もった事象数を表 5.8 の (d) に示す。200GeV 以上の高横運動量領 域において統計量が少なく統計的なゆらぎが大きくなっている。それでも、データとシミュレー ションのずれが統計誤差の範囲内に収まっている。

表 5.8 SR における各事象の事象数

(a) 2015-2016 年 SR

事象	事象数±統計誤差
$Z \to \tau \tau (\text{OS-SS})$	$123398 \pm 1304.37$
$Z \rightarrow ll(\text{OS-SS})$	$3865.9 \pm 36.455$
$W \to l\nu(\text{OS-SS})$	$7123.65 \pm 837.58$
$t\bar{t}(\text{OS-SS})$	$3132.99 \pm 22.522$
Data(SS)	$14457.3 \pm 130.03$
Total Expected	$151.978 \pm 1556.2$
Data(OS)	$130119 \pm 360.72$
Purity of $Z \to \tau \tau$	95.6%

(c) 2018年SR

事象	事象数 ± 統計誤差
$Z \to \tau \tau (\text{OS-SS})$	$188071 \pm 1535.3$
$Z \rightarrow ll(\text{OS-SS})$	$7817.23 \pm 55.384$
$W \rightarrow l\nu(\text{OS-SS})$	$9142.72 \pm 1236.7$
$t\bar{t}(\text{OS-SS})$	$5224.36 \pm 29.095$
Data(SS)	$29320.3 \pm 183.38$
Total Expected	$239576 \pm 1980.95$
Data(OS)	$221736 \pm 470.89$
Purity of $Z \to \tau \tau$	85.6%

(b) 2017年SR

事象	事象数±統計誤差
$Z \to \tau \tau (\text{OS-SS})$	$13756 \pm 1288.3$
$Z \rightarrow ll(\text{OS-SS})$	$5843.9 \pm 47.028$
$W \rightarrow l\nu(\text{OS-SS})$	$8337.72 \pm 1050.1$
$t\bar{t}(\text{OS-SS})$	$3861.6 \pm 25.733$
Data(SS)	$22789.5 \pm 166.83$
Total Expected	$178395 \pm 1671.3$
Data(OS)	$165166 {\pm}\ 406.41$
Purity of $Z \to \tau \tau$	84.1%

(d) 2015-2018  $\oplus$  SR( $\tau p_{\rm T} > 200 \text{GeV}$ )

事象	事象数±統計誤差
$Z \to \tau \tau (\text{OS-SS})$	$204.17 \pm 4.08$
$Z \rightarrow ll(\text{OS-SS})$	$0.43\pm0.30$
$W \to l\nu(\text{OS-SS})$	$0.73\pm0.36$
$t\bar{t}(\text{OS-SS})$	$2.05\pm0.66$
Data(SS)	$3 \pm 1.73$
Total Expected	$210.96 \pm 4.65$
Data(OS)	$212 \pm 14.56$
Purity of $Z \to \tau \tau$	97.8%



図 5.5 SR における r の各分布



図 5.6 SR における  $high - p_T(> 200 GeV) \tau$  の各分布

### **5.5** *τ*の同定変数

 $\tau p_{\rm T} > 100 {\rm GeV}$  領域における  $\tau$  の同定変数の分布を飛跡数毎に図 5.7-5.9 にまとめる。飛跡数が 1-prong と 3-prong の両方を含んだものを inclusive として表した。分布から見ると、統計量が十 分なビンではデータとシミュレーションがほぼ 10%以内で一致することが分かり、高運動量領域 の  $\tau$  に関してもシミュレーションにより再現できていることを確認した。Maximum  $\Delta$ R、trackplus-EM-system mass など一部の分布でデータとシミュレーションのずれが比較的に大きい bin が存在するが、それでもずれがほぼ 20%以内に収まっている。



図 5.7 SR における  $\tau$  の各分布 (inclusive)



図 5.8 SR における  $\tau$  の各分布 (1-prong)



図 5.9 SR における  $\tau$  の各分布 (3-prong)

### 5.6 Trigger Efficiency と Scale Factor

トリガーの取得効率 (Trigger Efficiency) とは、再構成された信号事象のうちトリガーを通った 事象の割合である。実データとシミュレーションでトリガー取得効率の違いを表すパラメータと して、データとシミュレーションの取得効率の比を Scale Factor (SF) と呼ぶ。Tau trigger の取得 効率と Scale Factor の定義を以下に示す。

横軸を τp<sub>T</sub> にして SR における Run2 の各年に使用されたトリガーの取得効率と Scale Factor の 分布を、tau の飛跡数によって別々に図 5.10-5.16 に示す。高横運動量領域で統計量が少ないので、 閾値が 80GeV のトリガーに bin 幅を {60,80,100,120,150,200,250,300,400} で、閾値が 125GeV の トリガーに bin 幅を {100,120,140,170,200,250,300,400} で、閾値が 160GeV のトリガーに bin 幅 を {150,160,180,200,250,300,400} で取っている。



図 5.10 HLT\_tau80\_medium1\_tracktwo\_L1TAU60の Trigger Efficiency



 $\boxtimes 5.11$  HLT\_tau125\_medium1\_tracktwo  $\mathcal{O}$  Trigger Efficiency



図 5.12 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoの Trigger Efficiency (2016年Data)



図 5.13 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoの Trigger Efficiency (2017年 Data)



 $\boxtimes$  5.14 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo\_L1TAU100  $\mathcal O$  Trigger Efficiency



 $\boxtimes$  5.15 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoEF\_L1TAU100  $\mathcal{O}$  Trigger Efficiency



⊠ 5.16 HLT\_tau160\_mediumRNN\_tracktwoMVA\_L1TAU100 *O* Trigger Efficiency

offline と online で再構成されるオブジェクトの pr とエネルギーが同じならば、トリガー取得効 率は pT 閾値を超えない領域において 0 になり、pT 閾値を超えた領域において 1 になるステップ関 数のような分布になる。実際には、online での測定精度が offline より悪く、両者で再構成されるオ ブジェクトの pr とエネルギーが異なり、運動量が低い領域において、online でトリガーされた r がofflineでトリガーの閾値を下回る確率が上がる。そのため、各トリガーのinclusive、1-prong、 3-prong いずれの分布においても、トリガー閾値と近い領域では取得効率が低く、pr が上がるに つれて取得効率が上昇し、その後ほぼ一定の値となっている。このような形状を Trigger turn-on と呼ぶ。各分布からデータとシミュレーションを比較すると、pr 閾値の付近と pr が 300GeV 以 上の統計量の非常に少ない高横運動量領域ではシミュレーションによる再現が十分なされていな いことがわかる。閾値付近のずれは、online でデータとシミュレーションのエネルギースケール に不一致があることが原因である。そして 300GeV 以上の高横運動量領域では統計量が非常に少 ないため、データとシミュレーションが統計誤差の範囲内で一致していると言えるが、SF が1か ら離れており、統計誤差も 30%と大きい。pT が 300GeV 以下の取得効率がほぼ一定となっている 領域において、全体としてデータとシミュレーションが10%以内に一致している。統計誤差を減 らしてより精度良く Trigger efficiency を測定するために高運動量  $\tau$ の統計量をさらに増やす必要 がある。最後に、計算した各トリガーの Scale Factor を表 5.9-5.15 にまとめる。

p	$_{\rm T}[{ m GeV}]$	60-80	80-100	100-120	120-150	150-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$0.86_{-0.15}^{+0.17}$	$0.90\substack{+0.05 \\ -0.05}$	$1.00\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$1.05\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$1.00\substack{+0.04 \\ -0.04}$	$0.95\substack{+0.07 \\ -0.09}$	$0.98\substack{+0.12 \\ -0.20}$	$0.73_{-0.31}^{+0.23}$
SF	1prong	$0.93_{-0.17}^{+0.18}$	$0.92\substack{+0.05 \\ -0.04}$	$1.00\substack{+0.03\\-0.03}$	$1.05\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$1.04_{-0.05}^{+0.04}$	$0.88^{+0.08}_{10}$	$1.14_{-0.19}^{+0.03}$	$0.86\substack{+0.18 \\ -0.35}$
	3prong	$0.33_{-0.26}^{+0.46}$	$0.67^{+0.14}_{-0.12}$	$0.89^{+0.12}_{-0.12}$	$1.02_{-0.09}^{+0.07}$	$0.91_{-0.10}^{+0.08}$	$1.24_{-0.26}^{-0.06}$	$0.40_{-0.34}^{+0.50}$	$0.00^{+0.98}_{-0.00}$

表 5.9 HLT\_tau80\_medium1\_tracktwo\_L1TAU60のSF値

表 5.10 HLT\_tau125\_medium1\_tracktwo の SF 値

p	T [GeV]	100-120	120-140	140-170	170-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$0.71_{-0.24}^{+0.30}$	$1.05\substack{+0.08\\-0.08}$	$1.01\substack{+0.04 \\ -0.05}$	$1.06\substack{+0.04\\-0.06}$	$0.95\substack{+0.07 \\ -0.09}$	$0.98\substack{+0.12\\-0.20}$	$0.73_{-0.31}^{+0.23}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.56^{+0.28}_{-0.21}$	$1.00\substack{+0.08\\-0.08}$	$1.07\substack{+0.04 \\ -0.05}$	$1.05\substack{+0.05\\-0.08}$	$0.88\substack{+0.08\\-0.10}$	$1.14_{-0.19}^{+0.03}$	$0.86^{+0.18}_{-0.35}$
	3prong	$1.90^{+1.98}_{-1.36}$	$1.32^{+0.25}_{-0.25}$	$0.84^{+0.10}_{-0.12}$	$1.08\substack{+0.07\\-0.15}$	$1.24_{-0.26}^{+0.06}$	$0.40^{+0.50}_{-0.34}$	$0.00\substack{+0.98\\-0.00}$

表 5.11 2016 年 Data を用いて計算した HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo の SF 値

p	T [GeV]	150-160	160-180	180-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$1.21_{-0.34}^{+0.37}$	$0.93\substack{+0.11 \\ -0.12}$	$1.10\substack{+0.04 \\ -0.08}$	$0.95\substack{+0.07 \\ -0.09}$	$0.98\substack{+0.12 \\ -0.20}$	$0.73_{-0.31}^{+0.23}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$1.52_{-0.45}^{+0.47}$	$0.87\substack{+0.12 \\ -0.14}$	$1.11\substack{+0.03\\-0.09}$	$0.88\substack{+0.08\\-0.10}$	$1.14_{-0.19}^{+0.03}$	$0.86\substack{+0.18\\-0.35}$
	3prong	$0.64^{+0.75}_{-0.45}$	$1.13\substack{+0.29\\-0.34}$	$1.08\substack{+0.12\\-0.26}$	$1.24_{-0.26}^{+0.06}$	$0.40^{+0.50}_{-0.34}$	$0.00\substack{+0.98\\-0.00}$

表 5.12 2017年 Data を用いて計算した HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoの SF 値

$p_{\rm r}$	$_{\Gamma}  [{ m GeV}]$	150 - 160	160 - 180	180-200	200-250	250 - 300	>300
	inclusive	$0.99\substack{+0.36\\-0.31}$	$0.76\substack{+0.11\\-0.11}$	$1.06\substack{+0.07 \\ -0.09}$	$0.81\substack{+0.08\\-0.09}$	$1.03\substack{+0.14\\-0.21}$	$1.08\substack{+0.02\\-0.18}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.95\substack{+0.36 \\ -0.30}$	$0.73^{+0.11}_{-0.11}$	$0.99\substack{+0.08\\-0.10}$	$0.87\substack{+0.09 \\ -0.11}$	$0.86\substack{+0.14 \\ -0.30}$	$1.04^{+0.03}_{-0.22}$
	3prong	$1.00^{+1.93}_{-0.89}$	$0.83_{-0.39}^{+0.46}$	$1.34_{-0.34}^{+0.18}$	$0.72_{-0.18}^{+0.16}$	$1.63_{-0.60}^{+0.46}$	$1.19_{-0.72}^{+0.10}$

表 5.13 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo\_L1TAU100のSF値

$p_{r}$	$_{\rm T}[{\rm GeV}]$	150-160	160-180	180-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$1.07^{+0.39}_{-0.33}$	$0.87\substack{+0.11 \\ -0.12}$	$1.01\substack{+0.09 \\ -0.10}$	$0.86\substack{+0.08\\-0.09}$	$1.03^{+0.14}_{-0.21}$	$1.08\substack{+0.02 \\ -0.18}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$1.09^{+0.38}_{-0.33}$	$0.83^{+0.11}_{-0.12}$	$1.01_{-0.10}^{+0.08}$	$0.87^{+0.09}_{-0.11}$	$0.86^{+0.14}_{-0.30}$	$1.04_{-0.22}^{+0.03}$
	3prong	$0.00^{+2.40}_{-0.00}$	$0.97\substack{+0.55 \\ -0.47}$	$0.90\substack{+0.33\\-0.36}$	$0.86^{+0.15}_{-0.18}$	$1.63_{-0.60}^{+0.46}$	$1.19_{-0.72}^{+0.10}$

表 5.14 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoEF\_L1TAU100 の SF 値

$p_r$	$_{\rm T}[{\rm GeV}]$	150-160	160-180	180-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$1.07\substack{+0.30\\-0.27}$	$0.85\substack{+0.09 \\ -0.09}$	$1.00\substack{+0.06 \\ -0.09}$	$0.99\substack{+0.06\\-0.08}$	$0.88\substack{+0.12\\-0.17}$	$1.08\substack{+0.02\\-0.13}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$1.15_{-0.29}^{+0.32}$	$0.81\substack{+0.09 \\ -0.10}$	$0.94\substack{+0.06\\-0.08}$	$1.01\substack{+0.05\\-0.10}$	$0.92\substack{+0.12 \\ -0.20}$	$1.01\substack{+0.01 \\ -0.13}$
	3prong	$0.00^{+1.04}_{-0.00}$	$1.05\substack{+0.32\\-0.35}$	$1.22_{-0.30}^{+0.20}$	$0.95\substack{+0.13 \\ -0.19}$	$0.73_{-0.46}^{+0.31}$	$1.23_{-1.03}^{+0.07}$

表 5.15 HLT\_tau160\_mediumRNN\_tracktwoMVA\_L1TAU100のSF値

p	$_{\rm T}[{\rm GeV}]$	150-160	160-180	180-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$1.24_{-0.4}^{+0.46}$	$0.93\substack{+0.10 \\ -0.11}$	$0.98\substack{+0.06 \\ -0.09}$	$0.95\substack{+0.05 \\ -0.09}$	$1.02\substack{+0.01\\-0.27}$	$1.02\substack{+0.01 \\ -0.21}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$1.41_{-0.48}^{+0.53}$	$0.92\substack{+0.10 \\ -0.12}$	$0.93\substack{+0.06 \\ -0.10}$	$0.91\substack{+0.07 \\ -0.12}$	$1.02^{+0.01}_{-0.27}$	$1.00\substack{+0.00\\-0.21}$
	3prong	$0.00^{+1.40}_{-0.00}$	$0.92\substack{+0.37 \\ -0.41}$	$1.11_{-0.34}^{+0.17}$	$1.02\substack{+0.02\\-0.19}$	$0.00^{+1.00}_{-0.00}$	$0.00^{+1.10}_{-0.00}$

# 第6章 W+Jetを用いた高運動量au解析

前章の $Z \rightarrow \tau \tau$ 解析で、 $\tau$ の高運動量領域では $\tau$ の統計量が少ないため、MCによる再現や、トリガーを評価した結果の精度が限られている。その精度をより上げるために、高横運動量 $\tau$ の統計量をさらに増やして解析を行う。本章では、W+Jetを用いて $\tau$ の高横運動量領域における振る舞いを確かめる。

#### 6.1 Sample

W+Jet 事象は W と Jet が正反対の方向へ飛び出し、終状態に Jet が少なくとも一本、 $\tau \ge \tau$ ニュートリノが一つずつ存在する。 $Z \to \tau \tau$  は 2 本の  $\tau$  が反対方向に出るゆえ、 $\tau$  がブーストさ れにくい。一方、W+Jet 事象は終状態に Jet が高い運動量を持つ場合、反対方向の  $\tau$  がブースト されやすく、より高い運動量を獲得できる。また、表 3.1 に示したように、tau の生成過程の中で  $W \to \tau \nu$ の生成断面積が最も大きい。以上のことから、今回の解析では W+Jet を信号事象にし て解析を行った。

本解析で使用するシミュレーションを表 6.1 にまとめる。信号事象の  $W \to \tau \nu$  に対して、背 景事象となるのは、レプトンが tau に Fake する  $W \to l\nu \ge Z \to ll(l=e,\mu)$  事象、本物の  $\tau$  を含 む  $Z \to \tau \tau$ 、Diboson、Single-top と  $t\bar{t}$  事象である。また、QCD Jet 事象の Jet が  $\tau$  に Fake する が、高い消失横運動量を要求することでほとんど残らないと考え、本解析で無視した。Diboson は Sherpa によって生成されたサンプルを利用し、Single-top は Pythia によって生成されたサンプル を利用する。他の事象は  $Z \to \tau \tau$  解析で用いたサンプルと同じものを用いた。また、本解析で用 いたデータとシミュレーションの derivation は「HIGG4D5」という  $p_{\rm T}$  が 30GeV 以上の  $\tau$  を一つ 要求する、 $W' \to \tau \nu$ 用の derivation である。

Samples	sources	Modelling
Data	$2015-2018$ Full Run $2 \ 138.25 \text{fb}^{-1}$	
to a Trach	$W \to \tau \nu, \ Z \to \tau \tau, \ t\bar{t}, \ Diboson$	
	$(WW \to qqlv, WZ \to lvqq, ZZ \to lvqq, ZZ \to qqll,$	Monte Carlo
tau muun	$VV \rightarrow llll , VV \rightarrow lll\nu , VV \rightarrow ll\nu\nu , VV \rightarrow l\nu\nu\nu),$	
	Single-Top(t-channel, s-channel, Wt-channel)	
lep Fakes	$Z \to ee, Z \to \mu\mu, W \to e\nu, W \to \mu\nu$	Monte Carlo
Jet Fakes	QCD Multi-Jet	なし

表 6.1  $W \rightarrow \tau \nu$  解析で使う Sample

#### 6.2 Event Selection

Tau Trigger を評価するために信号事象を含みバイアスのない Trigger free の $\tau$ を持つ必要があ る。そのため W+Jet 事象を取得できる Trigger の候補として Jet Trigger と Missing  $E_{\rm T}$  Trigger の2種類がある。そして Jet Trigger は $W \to \tau \nu$ のみならず、背景事象となる QCD Jet 事象も大 量に取得してしまう。一方、Missing  $E_{\rm T}$  Trigger は $\tau$ にバイアスを与えず、高い消失運動量を要 求することにより QCD Jet 事象も排除できる。そのため本解析は Missing  $E_{\rm T}$  Trigger を使用し た。表 6.2 に使用した Missing  $E_{\rm T}$  Trigger をまとめる。Missing  $E_{\rm T}$  Trigger の再構成には 3 つ のアルゴリズムが用いられる。最も基本的なアルゴリズムである "cell"は、ノイズの 2 倍より大 きなエネルギーを持つカロリメータの cell すべてについて合計するものである。mht アルゴリズ ムは、anti-kt アルゴリズムで再構成された R=0.4 の Jet に対して pile-up の較正をし、それらの ベクトル和から Missing  $E_{T}$  を計算する。pufit アルゴリズムは、pile-up  $E_{\rm T}$  閾値を設定し、そ れ以下の信号を pile-up による寄与としてフィットを行い、フィットの結果を用いて pile-up 閾値を 超えた信号を較正する。[24] 例えば HLT\_xe110\_pufit\_xe70\_L1XE50 というトリガーは、Missing  $E_{\rm T}$  閾値を 110GeV、cell の閾値を 70GeV、Level 1 トリガー段階の閾値を 50GeV にし、pufit を かけたトリガーである。

表 6.2 使用した Missing E<sub>T</sub> Trigger

	Missing $E_T$ Trigger
2015 full year	$HLT_xe70_mht$
2016 period A-D3	HLT_xe90_mht_L1XE50
2016 period D4-	HLT_xe110_mht_L1XE50
2017 full year	HLT_xe110_pufit_L1XE55
2018 full year	HLT_xe110_pufit_xe70_L1XE50

本解析で行った事象選択を以下にまとめる。

- 終状態に $\tau$ 数=1、Jet数  $\geq$ 1、電子数=0、 $\mu$ 数=0
- $\tau \mathcal{O} |\eta| < 2.47(1.37 < |\eta| < 1.52 は除く)$
- Missing $E_{\rm T} > 200$  GeV, Leading Jet  $p_{\rm T} > 120$  GeV
- $\tau$  ID medium
- Mssing  $E_{\rm T}$  Trigger
- $0.05 \text{rad} < \bigtriangleup \phi(\tau, E_{\mathrm{T}}^{miss}) < 1.6 \text{rad}$
- $\triangle \phi(\tau, Jet) > 2.4$ rad

QCD Jet 事象を排除できるほか、高い Missing  $E_{\rm T}$ を要求することで高運動量の $\tau$ を取得できる。また、Leading Jet に高い $p_{\rm T}$ を求めることも、高い運動量を持つ $\tau$ を取得するためである。

W+Jet 事象の終状態では  $\tau$  と Missing  $E_{\rm T}$  が近い方向へ出ることから、 $\triangle \phi(\tau, E_{\rm T}) < 1.6$ rad に設定した。 $\triangle \phi(\tau, E_{\rm T}) > 0.05$ rad を要求するのは、 $\tau$ のエネルギー測定のミスからくる事象を排除したいためである。 $\tau$  と Jet は正反対に飛び出すので、 $\triangle \phi(\tau, E_{\rm T}) > 2.4$ rad を要求した。事象選択を行った後の分布を図 6.1-6.3 に示す。 $\tau$ の各分布に関して、MC によって見積もられるイベント数は実データに比べ約 10%少ないことが分かる。QCD Jet 事象からくる Fake の背景事象を見積もることで、この差を説明できる可能性が残されている。ただし、本研究では充分 W+Jet 事象の純度が保障されていると考え、高運動量領域の $\tau$ の振る舞いを確認する。



図 6.1 2015-2016 年データを用いた事象選択後の各変数分布



図 6.2 2017 年データを用いた事象選択後の各変数分布



図 6.3 2018 年データを用いた事象選択後の各変数分布

#### **6.3** *τ*の同定変数

2018 年データを用いて、 $\tau$ の同定変数の分布を 100 <  $\tau p_T$  < 200GeV、200 <  $\tau p_T$  < 300GeV、  $\tau p_T$  > 300GeV 三つの領域に分けて飛跡数毎に図??-??にまとめる。飛跡数が 1-prong と 3-prong の両方を含んだものを inclusive として表した。分布から見ると、 $Z \rightarrow \tau \tau$ 解析の同定変数分布と 大体同じく、統計量が十分なビンではデータとシミュレーションがほぼ 10%以内で一致する。し かし、Track Radius、Maximum  $\Delta R$  と track-plus-EM-system mass の分布は三つの  $\tau p_T$  領域全 てにおいて、データとシミュレーションのずれを明らかに示していおり、それらのずれがほとん ど 1prong から由来である。それらのずれる原因について今後詳しく調べる必要がある。

#### 6.4 Trigger Efficiency $\succeq$ Scale Factor

横軸を  $\tau p_{T}$  として Run2 の各年に使用されたトリガーの取得効率と Scale Factor の分布を、 $\tau$  の飛跡数によって別々に図 6.13-6.19 に示す。 $W \to \tau \nu$ 事象を用いたところ、高運動量領域で多く のデータを獲得でき、運動量閾値が 160GeV のトリガー取得効率を統計誤差 3%の精度で測定する ことができた。閾値が 80GeV と 125GeV のトリガーは用いられる period の統計量が比較的に少 ないが、10%の精度で測定することができた。全てのトリガー取得効率の分布で、シミュレーショ ンとデータが統計の範囲内で一致しており、ただし、トリガー閾値の付近の turn on 部分で SF が 1 からややはなれている。これは  $Z \to \tau \tau$  解析の場合と同じく、online でデータとシミュレーショ ンのエネルギースケールの不一致による。 一方、取得効率がほぼ一定となった plateau 部分では、 図 6.16-6.19 に示したように、ほとんどのトリガーは SF≈ 1 でデータとシミュレーションが非常 に良い精度で一致している。

しかし、一部のトリガーの取得効率は系統的に10%程度ずれている。HLT\_tau80\_medium1\_trackt wo\_L1TAU60の取得効率のずれは主に turn-on 領域から由来、データがシミュレーションより10% ほど下回る。HLT\_tau125\_medium1\_tracktwoの取得効率のずれは主に250GeV以上の高運動量領 域から由来し、データがシミュレーションより10%ほど上回る。HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo について 2016 年前のデータで測定した取得効率は300GeV 以上のところでデータがシミュレー ションより5%ほど上回り、他の領域でSF≈1であるが、2017 年データで測定した結果は全体的 にデータがシミュレーションより5%ほど下回る。トリガーそれぞれ取得効率のずれる原因、そ して HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo の2016 年前のデータと2017年データで測定した取得効 率の分布の形が違う原因については、さらなる考察が求められる。また、2015-2016年データを用 いた測定ではシミュレーションで見積もった取得効率が高運動量になるにつれて、わずかに低下 する傾向が見られるが、2017年以後この傾向が見えなくなった。この変化はトリガーシステムに tracking に関わる要求がその間に変更されたことによる可能性があり、詳しく調べる必要がある。 最後に、計算した各トリガーの Scale Factor を表 6.3-6.9 にまとめる。



図 6.4  $100 < \tau p_{\rm T} < 200 \text{GeV}$  における  $\tau$  の各分布 (inclusive)



図 6.5  $100 < \tau p_{\rm T} < 200 \text{GeV}$ における  $\tau$  の各分布 (1prong)



図 6.6  $100 < \tau p_{\rm T} < 200 \text{GeV}$  における  $\tau$  の各分布 (3prong)



図 6.7  $200 < \tau p_{\rm T} < 300 \text{GeV}$  における  $\tau$  の各分布 (inclusive)



図 6.8  $200 < \tau p_{\rm T} < 300 \text{GeV}$ における  $\tau$  の各分布 (1prong)



図 6.9  $200 < \tau p_{\rm T} < 300 \text{GeV}$ における  $\tau$  の各分布 (3prong)



図 6.10  $\tau p_{\rm T} > 300 \text{GeV}$  における  $\tau$  の各分布 (inclusive)



図 6.11  $\tau p_{\rm T} > 300 \text{GeV}$  における  $\tau$  の各分布 (1prong)



図 6.12  $\tau p_{\rm T} > 300 \text{GeV}$  における  $\tau$  の各分布 (3prong)



図 6.13 HLT\_tau80\_medium1\_tracktwo\_L1TAU60 の Trigger Efficiency



図 6.14 HLT\_tau125\_medium1\_tracktwo の Trigger Efficiency



図 6.15 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoの Trigger Efficiency (2016年 Data)



図 6.16 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoの Trigger Efficiency (2017年 Data)



図 6.17 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo\_L1TAU100 の Trigger Efficiency



 $\boxtimes$  6.18 <code>HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoEF\_L1TAU100</code>  $\mathcal O$  Trigger Efficiency



 $\boxtimes$  6.19 HLT\_tau160\_mediumRNN\_tracktwoMVA\_L1TAU100  $\mathcal O$  Trigger Efficiency

p'	$_{\rm T}[{ m GeV}]$	80-100	100-120	120-150	150-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$0.85\substack{+0.04 \\ -0.04}$	$0.96\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$0.94\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$0.91\substack{+0.03 \\ -0.04}$	$0.99\substack{+0.04 \\ -0.05}$	$0.99\substack{+0.06\\-0.08}$	$1.02_{-0.09}^{+0.07}$
SF	1prong	$0.86^{+0.04}_{-0.04}$	$0.99\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$0.96\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$0.93\substack{+0.03 \\ -0.04}$	$1.02_{0.05}^{+0.04}$	$0.95\substack{+0.08 \\ -0.12}$	$1.00\substack{+0.07\\-0.11}$
	3prong	$0.74_{-0.17}^{+0.27}$	$0.84_{-0.12}^{+0.11}$	$0.84_{-0.12}^{+0.11}$	$0.81_{-0.11}^{+0.10}$	$1.01_{-0.13}^{0.10}$	$0.99_{-0.23}^{+0.14}$	$1.08^{+0.13}_{-0.29}$

表 6.3 HLT\_tau80\_medium1\_tracktwo\_L1TAU60 の SF 値

表 6.4 HLT\_tau125\_medium1\_tracktwoのSF値

$p_{r}$	$_{\rm T}[{ m GeV}]$	120-140	140 - 170	170-200	200-250	250 - 300	>300
	inclusive	$0.97\substack{+0.05 \\ -0.05}$	$0.98\substack{+0.03\\-0.03}$	$1.02\substack{+0.03\\-0.04}$	$1.03\substack{+0.03\\-0.04}$	$1.08\substack{+0.04 \\ -0.06}$	$1.07\substack{+0.05\\-0.07}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.98\substack{+0.05\\-0.05}$	$1.01\substack{+0.02\\-0.03}$	$1.01\substack{+0.02\\-0.03}$	$1.06\substack{+0.03\\-0.04}$	$1.09\substack{+0.04\\-0.07}$	$1.08\substack{+0.05\\-0.07}$
	3prong	$0.67^{+0.17}_{-0.15}$	$0.91\substack{+0.09 \\ -0.10}$	$0.96\substack{+0.10 \\ -0.14}$	$0.98\substack{+0.10 \\ -0.13}$	$0.91\substack{+0.20 \\ -0.29}$	$1.06\substack{+0.12\\-0.20}$

表 6.5 2016 年 Data を用いて計算した HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo の SF 値

$p_{\rm T}$	$_{\rm T}[{ m GeV}]$	160-180	180-200	200-250	250 - 300	>300
	inclusive	$0.97\substack{+0.03\\-0.03}$	$1.02\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.99\substack{+0.02\\-0.02}$	$1.00\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$1.05\substack{+0.03\\-0.03}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.97\substack{+0.03 \\ -0.03}$	$1.02\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.99\substack{+0.02\\-0.02}$	$1.00\substack{+0.03\\-0.04}$	$1.04_{-0.04}^{+0.03}$
	3prong	$0.84^{+0.09}_{-0.09}$	$0.99_{-0.06}^{+0.05}$	$1.04_{-0.05}^{+0.04}$	$0.98\substack{+0.07 \\ -0.08}$	$1.02^{+0.08}_{-0.10}$

表 6.6 2017 年 Data を用いて計算した HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo の SF 値

$p_{\mathrm{T}}  [\mathrm{GeV}]$		160-180	180-200	200-250	250 - 300	>300
	inclusive	$0.95\substack{+0.02\\-0.02}$	$0.97\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.97\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$0.98\substack{+0.02\\-0.02}$	$0.97\substack{+0.01 \\ -0.02}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.97\substack{+0.02\\-0.02}$	$0.96\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.95\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$0.99\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.98\substack{+0.02 \\ -0.02}$
	3prong	$0.90^{+0.06}_{-0.07}$	$0.99_{-0.05}^{+0.04}$	$1.00_{-0.04}^{+0.03}$	$1.00^{+0.06}_{-0.07}$	$0.98_{-0.05}^{+0.04}$

表 6.7 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwo\_L1TAU100 の SF 値

		-				
$p_{\rm T}  [{\rm GeV}]$		160-180	180-200	200-250	250 - 300	>300
	inclusive	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$0.97\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$1.00\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.01\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$1.00^{+0.01}_{-0.01}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.93\substack{+0.03\\-0.03}$	$0.98\substack{+0.02\\-0.02}$	$0.99\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.01\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.00\substack{+0.01\\-0.01}$
	3prong	$0.89^{+0.08}_{-0.08}$	$0.95\substack{+0.05 \\ -0.05}$	$1.02\substack{+0.04\\-0.04}$	$0.99\substack{+0.04\\-0.03}$	$1.01^{+0.02}_{-0.03}$

表 6.8 HLT\_tau160\_medium1\_tracktwoEF\_L1TAU100 の SF 値

p	$_{\rm T}[{\rm GeV}]$	160-180	180-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$0.97\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.99\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$1.00\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$1.01\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$1.01\substack{+0.01\\-0.01}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$0.98\substack{+0.02\\-0.02}$	$1.00\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.00\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.01\substack{+0.01 \\ -0.01}$	$1.01\substack{+0.01\\-0.01}$
	3prong	$0.92^{+0.05}_{-0.05}$	$0.96\substack{+0.04\\-0.04}$	$1.02^{+0.02}_{-0.03}$	$1.00\substack{+0.03\\-0.04}$	$1.02^{+0.02}_{-0.03}$

表 6.9 HLT\_tau160\_mediumRNN\_tracktwoMVA\_L1TAU100 の SF 値

$p_{\rm T}  [{\rm GeV}]$		160-180	180-200	200-250	250-300	>300
	inclusive	$0.97\substack{+0.02 \\ -0.02}$	$0.98\substack{+0.01\\-0.01}$	$0.99\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.01\substack{+0.00 \\ -0.01}$	$1.00\substack{+0.00 \\ -0.01}$
$\mathbf{SF}$	1prong	$1.00\substack{+0.02\\-0.02}$	$0.99\substack{+0.01\\-0.01}$	$0.99\substack{+0.01\\-0.01}$	$1.00\substack{+0.00 \\ -0.01}$	$1.00\substack{+0.00\\-0.01}$
	3prong	$0.85^{+0.06}_{-0.06}$	$0.94\substack{+0.03\\-0.04}$	$1.00\substack{+0.01\\-0.02}$	$1.00\substack{+0.01\\-0.03}$	$1.01\substack{+0.00\\-0.03}$

# 第7章 まとめと今後の展望

#### 7.1 まとめと考察

新粒子が $\tau$ に崩壊するモードを仮定すると、TeV レベルの重い新粒子から崩壊される $\tau$ も数百 GeV の運動量を持つと考えられるので、高運動量 $\tau$ の理解は非常に重要である。 $\tau$ の運動量が高 くなるほど、飛跡が近づいて出てくることになり、その振る舞いが低運動量の場合と違うことに なるかどうか、しっかりデータで確かめる必要である。しかし、これまでの $\tau$ の測定では統計量 が足りないので、モンテカルロシミュレーションが高運動量の $\tau$ を正しく表現できてるかはまだ 検証されていない。そのため、本研究ではLHC-ATLAS Run2の全データを用いて、 $Z \rightarrow \tau\tau$  と  $W \rightarrow \tau\nu$ をそれぞれ信号として高運動量 $\tau$ の振る舞いを精査し、Run2稼働中に用いられた高運 動量 $\tau$ トリガーの取得効率測定を行った。

 $Z \rightarrow \tau \tau$ を信号とする解析では、信号領域の主な背景事象となる QCD 事象及び W+Jet 事象に 対して Control Region を設定し、各補正因子を計算・適用した。 $Z \rightarrow \tau \tau$  の信号領域を用いて測 定した  $\tau$  トリガーの取得効率はデータとモンテカルロが統計誤差の範囲内で一致しているが、SF が1から離れており、統計誤差も 30%で大きい。また、  $\tau$  の横運動量が 100GeV 以上の高運動量 領域における、  $\tau$  の同定変数分布を確認した。統計量が十分なビンではデータとモンテカルロの ずれがほぼ 10%以内に収まっていることが分かり、高運動量領域の  $\tau$  に関してもモンテカルロに より再現できていることを確認した。

統計誤差を減らしてより精度良くトリガー取得効率を測定するために生成断面積の大きい $W \rightarrow \tau \nu$ 事象を信号とすることで高運動量 $\tau$ の統計量をさらに増やした。 $W \rightarrow \tau \nu$ 事象は Jet により W がブーストされているため、W から生じる $\tau$ とニュートリノは高い運動量を持つ。ニュートリノが 大きな消失横運動量を生むので、これを Missing  $E_{\rm T}$  trigger で取得し、Jet との角度情報を用いる ことで  $W \rightarrow \tau \nu$ の純度を上げた。測定結果として、高運動量領域で多くのデータを獲得でき、全て のトリガーで取得効率を統計誤差 10%の精度で測定することができ、データとモンテカルロの取得 効率が 10%以内で一致することを確認した。 $W \rightarrow \tau \nu$ を信号にして統計量を増やすことによって、高運動量 $\tau$ の理解を深めることができた。また、100 <  $\tau p_{\rm T}$  < 200GeV、200 <  $\tau p_{\rm T}$  < 300GeV、 $\tau p_{\rm T}$  < 300GeV 三つの領域において、高運動量領域における $\tau$ の同定変数分布を確認した。12 個 の同定変数のうち、9 個の変数に関してモンテカルロによりデータを再現できており、3 つの変数 に関してデータとモンテカルロのずれが顕著に見えることがわかった。

#### 7.2 今後の展望

本研究には確認が十分できていない課題が残されている。 $W \rightarrow \tau \nu$ を用いたトリガーの性能評価に関しては Jet が $\tau$ に Fake する事象を考えていなかったが、その見積もりも行えば信号領域においてデータとモンテカルロをより一致させられる可能性がある。また、 $\tau$ の高運動量領域における $\tau$ の同定変数のずれる原因と、2015-2016 年データのモンテカルロによって見積もった取得効率が高運動量になるにつれて低下する傾向の原因について明らかにする必要がある。さらに、今

回は SF の統計誤差しか議論をしていないが、シミュレーションの系統誤差も考える必要がある。 系統誤差を測定し、削減していくことが今後の課題である。高運動量領域での τ トリガー取得効 率の SF や、 τ の同定変数の振る舞いを更に詳細に検証し本研究を発展させることで、高運動量 τ に対する同定効率の改善に活かし、重いヒッグス粒子や第三世代レプトクォークなどの新粒子物 理探索感度を向上させることができればと考えている。

# 謝辞

この場をお借りして本研究を行うにあたりお世話になった方々に謝辞を述べさせていただきます。 指導教官である寄田浩平教授には、お忙しいなか、何度も研究方針の相談にのっていただき、丁 寧にアドバイスをしてくださいました。深く感謝しております。また、寄田先生の物理学に対す る真摯な姿勢と情熱に深く影響を受けました。

次に田中雅士准教授に感謝いたします。 発表の時に自分の物足りなさをご指摘、ご意見をして いただき、本研究の改善に貴重な参考になりました。ありがとうございました。

入学したばかりの半年間のゼミで、駒宮幸男上級研究員に素粒子物理学の基礎知識をたくさん 教えていただきました。 不明な疑問が出たらいつも丁寧に答えていただき、本当にありがとうご ざいました。

坂本敦子秘書に事務的な面で私たちの研究生活を支えていただきました。その明るい人柄で研 究室は楽しい雰囲気に包まれています。ありがとうございました。

助手の三谷貴志さんは、研究に必要な知識に関する質問に何度も丁寧に答えてくださいました。 そして私たちの論文の添削や修正について細かく指摘していただき、貴重な参考になりました。心 より感謝いたします。

また、実験に問題が出るたび、助手の加地俊瑛さん、先輩の伊藤紘貴さんやその他の先輩やと 同期から実験を手伝っていただいたり、意見を交換したりして課題を進めることができました。あ りがとうございました。

また研究室の皆さんに日頃の研究面、生活面において色々とお世話になりました。研究室のメ ンバーのおかけで楽しい研究生活を過ごすことができました。2年間ありがとうございました。

# 付録A Sample

付録 A では、本解析で使用したサンプルについて一覧を示す。 $Z \to \tau \tau$ 解析で使用したデータ とモンテカルロサンプルは

/eos/atlas/atlascerngroupdisk/perf-tau/TauCP\_ntup/r21-v11/data /eos/atlas/atlascerngroupdisk/perf-tau/TauCP\_ntup/r21-v11/mc/nom/ における Ntuple を使用した。表 A.2 と表 A.3 でサンプル名の r\*は、年を表す tag である。2015-2016 年、2017 年、2018 年データはそらぞれ r9364、r10201、r10724 と表す。

表 A.1	$Z \to \tau \tau$	解析で使用し	たデー	タサン	プル
-------	-------------------	--------	-----	-----	----

name
$group.perf-tau.v11.data15\_13 TeV.periodD.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data15\_13 TeV.periodE.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data15\_13 TeV.periodF.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data15\_13 TeV.periodG.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data15\_13 TeV.periodH.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data15\_13 TeV.periodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Main.P3.grp15\_v01\_p4113.20\_5\_25\_TauranteriodJ.physics\_Nain$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodA.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodB.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodC.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodD.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodE.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodF.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodG.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodI.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodK.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data16\_13 TeV.periodL.physics\_Main.P3.grp16\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodB.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodC.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodD.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodE.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodF.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodH.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodI.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.data17\_13 TeV.periodK.physics\_Main.P3.grp17\_v01\_p4113.20\_5\_25\_Ta$
group.perf-tau.v11.data18_13TeV.periodB.physics_Main.P3.grp18_v01_p4113.20_5_18_2_Ta
group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodC.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodD.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodI.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodK.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodL.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodL.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodL.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodM.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta group.perf-tau.v11.data18\_13TeV.periodO.physics\_Main.P3.grp18\_v01\_p4113.20\_5\_18\_2\_Ta

## 表 A.2 $Z \rightarrow \tau \tau$ 解析で使用したモンテカルロサンプル

name
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.361106.PoPy8\_Zee.P3.e3601\_s3126\_r*\_p4112.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.361107.PoPy8\_Zmumu.P3.e3601\_s3126\_r*\_p4112.20\_5\_25\_Ta$
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364128.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV0\_70\_CVBV.P3.e5307\_s3126$
_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364129.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV0\_70\_CFBV.P3.e5307\_s3126$
_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364130.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV0\_70\_BF.P3.e5307\_s3126$
_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364131.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV70\_140\_CVBV.P3.e5307$
_s3126_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364132.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV70\_140\_CFBV.P3.e5307$
_s3126_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364133.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV70\_140\_BF.P3.e5307\_s3126$
_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364134.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV140\_280\_CVBV.P3.e5307$
_s3126_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364135.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV140\_280\_CFBV.P3.e5307$
_s3126_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364136.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV140\_280\_BF.P3.e5307\_s3126$
_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364137.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV280\_500\_CVBV.P3.e5307$
_s3126_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364138.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV280\_500\_CFBV.P3.e5313$
_s3126_r*_p4112.20_5_25_Ta
$group.perf-tau.v11.mc16\_13 TeV.364139.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV280\_500\_BF.P3.e5313\_s3126$
_r*_p4112.20_5_25_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364140.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV500\_1000.P3.e5307\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364141.Sh221\_PDF30\_Ztt\_MV1000\_E\_CMS.P3.e5307\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364156.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV0\_70\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364157.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV0\_70\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364158.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV0\_70\_BF.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364159.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV70\_140\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364160.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV70\_140\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364161.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV70\_140\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364162.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV140\_280\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364163.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV140\_280\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364164.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV140\_280\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364165.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV280\_500\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364166.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV280\_500\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364167.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV280\_500\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364168.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV500\_1000.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364169.Sh221\_PDF30\_Wmunu\_MV1000\_E\_CMS.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364170.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV0\_70\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364171.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV0\_70\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364172.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV0\_70\_BF.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364173.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV70\_140\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364174.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV70\_140\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364175.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV70\_140\_BF.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364176.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV140\_280\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364177.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV140\_280\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364178.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV140\_280\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364179.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV280\_500\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364180.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV280\_500\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364181.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV280\_500\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364182.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV500\_1000.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364183.Sh221\_PDF30\_Wenu\_MV1000\_E\_CMS.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364184.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV0\_70\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364185.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV0\_70\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364186.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV0\_70\_BF.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364187.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV70\_140\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364188.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV70\_140\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364189.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV70\_140\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364190.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV140\_280\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364191.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV140\_280\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364192.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV140\_280\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364193.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV280\_500\_CVBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364194.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV280\_500\_CFBV.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364195.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV280\_500\_BF.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364196.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV500\_1000.P3.e5340\_s3126 \_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.364197.Sh221\_PDF30\_Wtaunu\_MV1000\_E\_CMS.P3.e5340 \_s3126\_r\*\_p4112.20\_5\_25\_Ta

group.perf-tau.v11.mc16\_13TeV.410470.PhPy8\_A14\_ttb\_nonallh.P3.e6337\_s3126\_r\* \_p4112.20\_5\_25\_Ta

## 表 A.3 $W \rightarrow \tau \nu$ 解析で使用したモンテカルロサンプル

name
$mc16\_13 TeV.361106. PowhegPythia8 EvtGen\_AZNLOCTEQ6L1\_Zee. deriv. DAOD$
$_{\rm HIGG4D5.e3601\_s3126\_r*\_p3978}$
$mc16\_13 TeV.361107. PowhegPythia8 EvtGen\_AZNLOCTEQ6L1\_Zmumu.deriv. DAOD$
$_HIGG4D5.e3601_s3126_r*_p3978$
$mc16\_13 TeV.410470. PhPy8EG\_A14\_ttbar\_hdamp258p75\_nonallhad. deriv. DAOD\_HIGG4D5$
$.e6337\_s3126\_r*\_p3978$
mc16_13TeV.364128.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV0_70_CVetoBVeto.
deriv.DAOD_HIGG4D5.e5307_s3126_r*_p3978
mc16_13TeV.364129.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV0_70_CFilterBVeto.
deriv.DAOD_HIGG4D5.e5307_s3126_r*_p3978
mc16_13TeV.364130.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV0_70_BFilter.deriv.
$DAOD\_HIGG4D5.e5307\_s3126\_r^*\_p3978$
mc16_13TeV.364131.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV70_140_CVeto
BVeto .deriv. DAOD_HIGG4D5.e5307_s3126_r*_p3978
mc16_13TeV.364132.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV70_140_CFilter
BVeto .deriv. DAOD_HIGG4D5.e5307_s3126_r*_p3978
$mc16\_13 TeV.364133. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Ztautau\_MAXHTPTV70\_140\_BFilter.de-Maxhtml{thm:self-self-self-self-self-self-self-self-$
riv.DAOD_HIGG4D5.e5307_s3126_r*_p3978
mc16_13TeV.364134.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV140_280_CVeto
$BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5307\_s3126\_r^*\_p3978$
mc16_13TeV.364135.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV140_280_CFilter
$BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5307\_s3126\_r^*\_p3978$
mc16_13TeV.364136.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV140_280_BFilter.
deriv.DAOD_HIGG4D5.e5307_s3126_r*_p3978
mc16_13TeV.364137.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV280_500_CVeto
$BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5307\_s3126\_r*\_p3978$
mc16_13TeV.364138.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV280_500_CFilter
$BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5313\_s3126\_r^*\_p3978$
$mc16\_13 TeV.364139. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Ztautau\_MAXHTPTV280\_500\_BFilter.$
deriv.DAOD_HIGG4D5.e5313_s3126_r*_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364140.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Ztautau_MAXHTPTV500_1000.deriv. DAOD_HIGG4D5.e5307\_s3126\_r*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364141.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Ztautau\_MAXHTPTV1000\_E\_CMS.deriv. DAOD\_HIGG4D5.e5307\_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364156.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu_MAXHTPTV0_70_CVetoBVeto.$  deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364157.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu_MAXHTPTV0_70_CFilterBVeto. deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340_s3126\_r*_p3978$ 

mc16\_13TeV.364158.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wmunu\_MAXHTPTV0\_70\_BFilter.deriv. DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.364159.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wmunu\_MAXHTPTV70\_140\_CVetoBVeto. deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.364160.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wmunu\_MAXHTPTV70\_140\_CFilterBVeto. deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $mc16\_13 TeV.364161. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wmunu\_MAXHTPTV70\_140\_BFilter.deriv. DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364162.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu_MAXHTPTV140_280_CVeto BVeto.deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364163.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu\_MAXHTPTV140_280\_CFilter\\BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364164.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu\_MAXHTPTV140_280\_BFilter .deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364165.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu_MAXHTPTV280_500_CVeto BVeto.deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340_s3126_r*_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.364166. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wmunu\_MAXHTPTV280\_500\_CFilter\\BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364167.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu_MAXHTPTV280_500_BFilter .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364168.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmunu\_MAXHTPTV500_1000.deriv. DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364169.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wmunu\_MAXHTPTV1000\_E\_CMS.deriv. DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364170.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu\_MAXHTPTV0_70\_CVetoBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364171.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu\_MAXHTPTV0_70_CFilterBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364172.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wenu\_MAXHTPTV0\_70\_BFilter.deriv. DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $mc16\_13 TeV.364173.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wenu\_MAXHTPTV70\_140\_CVetoBVeto$ .deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\\_s3126\\_r\*\\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364174.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV70_140_CFilterBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340_s3126_r*_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364175.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV70_140_BFilter.deriv .DAOD_HIGG4D5.e5340_s3126_r*_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364176.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu\_MAXHTPTV140_280\_CVetoBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364177.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu\_MAXHTPTV140_280\_CFilterBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364178.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV140_280_BFilter.deriv .DAOD_HIGG4D5.e5340_s3126_r*_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364179.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV280_500_CVetoBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340_s3126_r*_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.364180.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wenu\_MAXHTPTV280\_500\_CFilterBVeto$ .deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\\_s3126\\_r\*\\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364181.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu\_MAXHTPTV280_500\_BFilter.deriv. DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364182.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wenu\_MAXHTPTV500\_1000.deriv.DAOD \_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $mc16\_13 TeV.364183. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wenu\_MAXHTPTV1000\_E\_CMS. deriv .DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364184.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV0_70_CVetoBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.364185. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wtaunu\_MAXHTPTV0\_70\_CFilterBVeto .deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.364186. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wtaunu\_MAXHTPTV0\_70\_BFilter. deriv .DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.364187. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wtaunu\_MAXHTPTV70\_140\_CVetoBVeto .deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364188.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV70_140_CFilterBVeto .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364189.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV70_140\_BFilter.deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364190.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu_MAXHTPTV140_280_CVeto BVeto.deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364191.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV140_280\_CFilter BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r^*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364192.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV140_280\_BFilter .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364193.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wtaunu\_MAXHTPTV280\_500\_CVeto BVeto.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.364194. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wtaunu\_MAXHTPTV280\_500\_CFilter BVeto.deriv. DAOD \_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364195.sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV280_500\_BFilter .deriv.DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364196. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_Wtaunu\_MAXHTPTV500\_1000.deriv. DAOD \_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.364197.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtaunu\_MAXHTPTV1000\_E\_CMS.deriv. DAOD_HIGG4D5.e5340\_s3126\_r*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.410658.PhPy8EG\_A14\_tchan\_BW50\_lept\_top.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e6671 \_s3126\_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.410659.PhPy8EG\_A14\_tchan\_BW50\_lept\_antitop.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e6671 \_s3126\_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.410644.PowhegPythia8EvtGen\_A14\_singletop\_schan\_lept\_top.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e6527\_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.410645} mc16\_13TeV.410645. PowhegPythia8EvtGen\_A14\_singletop\_schan\_lept\_antitop.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e6527\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.410646} mc16\_13TeV.410646. PowhegPythia8EvtGen\_A14\_Wt\_DR\_inclusive\_top.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e6552\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.410647} mc16\_13TeV.410647. PowhegPythia8EvtGen\_A14\_Wt\_DR\_inclusive\_antitop.deriv. DAOD\_HIGG4D5.e6552\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.363359. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_WpqqWmlv.deriv.DAOD\_HIGG4D5 .e5583\_s3126\_r*\_p3978$ 

 $mc16\_13 TeV.363360.Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_WplvWmqq.deriv.DAOD\_HIGG4D5 \\ .e5983\_s3126\_r^*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.363358. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_WqqZll.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5525 \_s3126\_r\*\_p3978

 $\label{eq:mc16_13TeV.363489.Sherpa_221_NNPDF30NNLO_WlvZqq.deriv.DAOD_HIGG4D5.e5525\_s3126\_r*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.363356. Sherpa\_221\_NNPDF30NNLO\_ZqqZll.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5525 \_s3126\_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.364254.Sherpa\_222\_NNPDF30NNLO\_llvv.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5916\_s3126  $_{\rm r}r^*_{\rm p}3978$ 

 $\label{eq:mc16_13TeV.364250.Sherpa_222_NNPDF30NNLO_llll.deriv.DAOD_HIGG4D5.e5894\_s3126 \_r^*\_p3978$ 

mc16\_13TeV.364253.Sherpa\_222\_NNPDF30NNLO\_lllv.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5916\_s3126 \_r\*\_p3978

mc16\_13TeV.364255.Sherpa\_222\_NNPDF30NNLO\_lvvv.deriv.DAOD\_HIGG4D5.e5916\_s3126 \_r\*\_p3978

表 A.4  $W \rightarrow \tau \nu$  解析で使用したデータサンプル

name

data16\_13TeV.periodAllYear.physics\_Main.PhysCont.DAOD\_HIGG4D5.grp16\_v01\_p3974

data15\_13TeV.periodAllYear.physics\_Main.PhysCont.DAOD\_HIGG4D5.grp15\_v01\_p3974 data17\_13TeV.periodAllYear.physics\_Main.PhysCont.DAOD\_HIGG4D5.grp17\_v01\_p3974 data18\_13TeV.periodAllYear.physics\_Main.PhysCont.DAOD\_HIGG4D5.grp18\_v01\_p3974

## 参考文献

- [1] Particle Data Group ,http://pdg.lbl.gov/
- [2] Review of the Universe, https://universe-review.ca/R15-37-Energy.htm
- [3] David J. Griffiths, 《Introduction to Elementary Particle Physics》
- [4] CERN(European Organization for Nuclear Research),2001.
- [5] Project Schedule, https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule
- [6] The High-Luminosity LHC (HL-LHC), https://voisins.cern/en/high-luminosity-lhc-hl-lhc
- [7] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider
- [8] The ATLAS Collaboration, Operation of the ATLAS trigger system in Run 2
- [9] T. Cornelissen et al., The new ATLAS track reconstruction (NEWT), J. Phys. Conf.Ser. 119, 032014 (2008).
- [10] The ATLAS Collaboration, Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1
- [11] The ATLAS Collaboration, Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data
- [12] The ATLAS Collaboration, Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at  $\sqrt{s}=13$ TeV
- [13] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. The anti-kt jet clustering algorithm. LPTHE-07-03. 2008, 2-3.
- [14] The ATLAS Collaboration, ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with  $t\bar{t}$  events in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV
- [15] The ATLAS Collaboration, Measurement of  $W^{\pm}$  and Z-boson production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector
- [16] The ATLAS Collaboration, Combined measurements of Higgs boson production and decay in the  $H \rightarrow \gamma \gamma$  channels using  $\sqrt{s}=13$ TeV proton-proton collision data collected with the ATLAS experiment
- [17] The ATLAS Collaboration, Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross-section using  $e\mu$  events with b-tagged jets in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector

- [18] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Tau Trigger in Run 2
- [19] The ATLAS Collaboration, Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV
- [20] TMVA4 Users Guide , https://mirror.math.princeton.edu/pub/gentoo/distfiles/TMVAUsersGuidev4.2.0.pdf
- [21] The ATLAS Collaboration, Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC.
- [22] The ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Trigger System in 2015
- [23] Ordek, Serhat, Investigation of the CP properties of VBF Higgs production in hadronic final states of  $H \rightarrow \tau \tau$  decays with the ATLAS detector, CERN-THESIS-2020-277
- [24] The ATLAS Collaboration, Performance of the missing transverse momentum triggers for the ATLAS detector during Run-2 data taking
- [25] The ATLAS Collaboration, Identification of hadronic tau lepton decays using neural networks in the ATLAS experiment

学籍番号: 5320A028-9 研究活動の不正行為定義確認書 2022年 | 月2 | 日 早稻田大学大学院先進理工学研究科長 殿 早稲田大学大学院先進理工学研究科 物理学及应用物理学 專攻 2年 本人氏名 孔格 (自署)

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出にお いて、不正行為または不正行為と疑われる行為を一切行っていないことを誓約します。 なお、当該行為を行なうと、厳重な処分(無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合 格等)を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、 論文を執筆しました。

	研究倫理教育受講確認書	
	2022年 1 本人氏名 <u>孔信</u>	月 21日
私は、修士論ゴ	ての執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。	
$\bigvee$	GEC 設置科目「研究倫理概論」の受講	
	- 車 広 設 置 科 日 の 受 講 利 日 久 (	)
		,

※受講証明を添付すること。

## 研究活動の不正行為(捏造、改ざん、盗用、剽窃)について

修士論文を作成するに当たっては、以下の点に十分留意してください。

◆既存の文書・資料や自ら取得したデータ等に関し、「捏造・改ざん」は絶対に行ってはいけません。 これらの行為は、社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※捏造:事実でないことを事実のように仕立て上げること。でっちあげること。

※改ざん:文書やデータ等の全部あるいは一部を、故意に本来のものでない内容・形式・時期等に変更 すること。悪意の有無は問わない。

◆学問の体系に新たな知見を加えるとき、その信頼性は命です。学術研究でも、そのための対応が求められます。そこでは上記に加え、資料・データ等の適切な利用と管理、情報取得に当たってのインフォームドコンセントの適用、取得した個人情報の保護等に配慮しなければなりません。

他人の著作物(書籍や論文などに加え、講演での発言やインターネットに掲載された文章・図表・デ ータ等も含む)を活用する場合には、「盗用・剽窃」に十分配慮してください。

盗用・剽窃は、著作権法で禁止された行為です。社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくて はならないルールです。

※盗用・剽窃:引用元を適切に記載せずに、他人の文章、結果、意見、アイデア、理論、学説などを自 分のものとして発表すること。

◆学問の発展は独創性・独自性が基盤です。初めにそれを公表した人のオリジナリティを尊重し、敬意 を払うことは学問の府に身を置く者の当然の責務です。学術論文においても、自分の考えと他人の意 見を明確に区別し、表現しなければなりません。

このためには、適切な「引用」が重要です。学術論文では、他人の意見・アイデア・理論などを参照・ 参考にした箇所ごとに番号を付け、巻末や脚注で、その出所を明らかにすることが一般的です。学会 等によって、その記載順序が若干異なりますが、以下を標準にします。

- ・論文・総説:著者、題名、掲載誌名、巻号、ページ、発表年(月)等
- ・国際会議・シンポジウム・ロ頭発表:著者、題目、シンポジウム等の名称、場所、年月、巻号、

ページ、出版元、出版年等

・著書:題目、著者、ページ、出版元、出版年等

インターネットのからの引用では、以下の通りとします。

- ・著者、タイトル、URL、検索日
- ◆プレゼンテーション用のパワーポイントでは、上記の引用方法を簡略化して用いることを認めます。 簡略化の原則は確認・参照の容易性です。例えば、論文からの引用では、著者、掲載誌名、発表年月 のみの記載を認めます。著書や論文、インターネットなどの文章をそのまま記載する場合は、「」を付 け、その文章を誰が公表しているかを明示するのが一般的です。