

修士学位論文

LHC-ATLAS 実験における消失飛跡を用いた  
長寿命チャージノ探索感度の改善

2020/2/28

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

5318A040-7 鶴田 亮



---

## 概要

スイスのジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構 (CERN) では世界最大の陽子・陽子衝突型加速器 Large Hadron Collider(LHC) を用いて、素粒子の性質測定や新物理探索を目的とした実験が行われている。LHC の検出器の 1 つである ATLAS では、標準模型の素粒子で唯一未発見であったヒッグス粒子を 2012 年に発見した。しかし、標準理論でヒッグス粒子の質量 (125GeV) を説明するにはヒッグス粒子の裸の質量とプランクスケールとの間に  $10^{-34}$  の精度で調整が必要となり不自然である。こうした問題を解決する理論の 1 つに超対称性理論があり、標準模型の素粒子とスピンの異なる超対称性粒子の存在を予言している。超対称性粒子の質量固有状態には電荷を持ったチャージーノと中性のニュートラリーノがあり、両者は質量が縮退している場合、チャージーノは内部飛跡検出器中で数 cm 飛んでからニュートラリーノと荷電パイオンに崩壊する。ニュートラリーノは暗黒物質の有力な候補であり、検出器と相互作用しない。また、荷電パイオンは極めて低い横運動量を持つため、計算機リソースとの兼ね合いで再構成の対象にならない。したがって、チャージーノは検出器の途中で消えたように見えるため、消失飛跡と呼ばれる。

消失飛跡探索では現状、チャージーノが検出器の内側から 4 層にヒットを残した場合を扱っている。今後 3 層、2 層の飛跡を扱う場合、重要となるのは背景事象分離能力の改善である。本研究では消失飛跡探索について今後の解析で重要となる 2 つの題材を扱った。第一に、チャージーノ由来のパイオンの再構成である。今回は、チャージーノから出たパイオンが飛跡再構成の対象となるように閾値を変更した場合、背景事象も増大する中で目的のパイオンを同定できる割合を見積もった。目的のパイオンを選択する際に、消失飛跡との 3 次元座標上の距離を利用する方法をとった。3 層飛跡の場合、同定できる割合は約 20% と分かった。第二に、消失飛跡の運動量分解能改善である。消失飛跡は通常の飛跡と比較して短いため、運動量分解能が悪い。改善策として、飛跡に最も近い一次衝突点をヒットと見なして飛跡のパラメータを再計算する方法 (Vertex Constraint) がある。今回は、Vertex Constraint を適用した場合の背景事象推定及び現行解析との比較を行った。レプトン/ハドロン バックグラウンドに関しては、通常の飛跡再構成による飛跡の横運動量分布を、データから算出した関数で変換することで消失飛跡にみえた場合の横運動量分布を求めた。Vertex Constraint の適用時に課題となるのは、誤ったヒットの組み合わせで消失飛跡にみえたもの (フェイク) の見積もりである。Vertex Constraint による再計算で飛跡とビーム軸 ( $\approx$  一次衝突点位置) の距離は 0 になる。したがって、現行解析と同様に、ビーム軸から離れていることを要求してフェイクの横運動量分布を得るのは不可能である。そこで、フェイクを見積もるための新たな領域を設定した。また、カロリメータに落とすエネルギー量がレプトン/ハドロンバックグラウンドとフェイクで大きく異なることを利用することで、新たな見積もり領域に含まれるフェイクの割合が約 87.8% であると分かった。統計量が少ない場合の感度評価として  $\sqrt{2\Sigma((s+b) \cdot \log(1+s/b) - s)}$  を用いた結果、Vertex Constraint の適用によって現行解析から約 1.62 倍の改善が期待できることが分かった。

## 目次

1	序論	8
1.1	標準理論と残された課題	8
1.2	超対称性粒子	9
1.3	消失飛跡	10
2	LHC/ATLAS 実験	12
2.1	LHC/ATLAS 実験の概要	12
2.2	ATLAS 検出器の構造	13
2.2.1	内部飛跡検出器	14
2.2.2	カロリメータ	16
2.2.3	ミューオン検出器	17
2.3	パラメータの定義	18
2.4	トリガーシステム	19
2.5	$E_T^{miss}$ トリガー	20
3	消失飛跡探索の現状	22
3.1	消失飛跡の再構成	22
3.2	背景事象	23
3.3	解析の現状と様々な取り組み	24
4	低運動量 $\pi^\pm$ の再構成実現可能性	26
4.1	低運動量 $\pi^\pm$	26
4.2	低運動量 $\pi^\pm$ に適した飛跡再構成方法と課題	27
4.3	3次元距離 $d_{3D}$ の導入	29
4.4	まとめ	32
4.5	考察・展望	32
5	Vertex Constraint	33
5.1	Vertex Constraint の恩恵	33
5.2	Vertex Constraint 導入に伴う課題	33
5.3	新たな調整領域の設定	34
5.4	調整領域の評価	36
5.5	レプトン/ハドロン バックグラウンドの見積もり	38
5.5.1	Smearing function	38
5.5.2	各バックグラウンド調整領域の定義	41

---

5.5.3	電子の補正 . . . . .	42
5.5.4	ミューオンの補正 . . . . .	43
5.5.5	ハドロンの補正 . . . . .	45
5.6	同時フィット . . . . .	45
5.7	まとめ . . . . .	50
5.8	考察・展望 . . . . .	50
6	まとめ	52
7	謝辞	53
付録 A	横運動量の算出と分解能	55

## 表目次

1	標準理論に登場するフェルミオン [1]	8
2	標準理論に登場するボソン [1]	8
3	LHC の今後の計画 [3]	12
4	$E_T^{miss}$ トリガーメニュー (2018 年)	21
5	パイ中間子の特性 [1]	26
6	低運動量 $\pi^\pm$ の pre selection	27
7	信号事象の Kinematic selection	35
8	信号事象の Track selection	35
9	フィットで算出した各パラメータ	39
10	各調整領域の Kinematics 及び Track selection	41
11	$Z \rightarrow ee$ イベントの定義	42
12	Tag e 及び $TF_{\text{pixel-only}}^e$ 用 Probe e と $TF_{\text{calo-veto}}^e$ 用 Probe e の定義	43
13	$Z \rightarrow \mu\mu$ イベントの定義	44
14	Tag $\mu$ 及び $TF_{\text{pixel-only}}^\mu$ 用 Probe $\mu$ と $TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$ 用 Probe $\mu$ の定義	44
15	Vertex Constraint 前後の背景事象数	50
16	Vertex Constraint 前後の binned significance とその比	50

図目次

1	MSSM に登場する粒子 . . . . .	9
2	stop 質量の制限 [2] . . . . .	10
3	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の寿命と質量差の関係 [6] . . . . .	11
4	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊分岐比と質量差の関係 [6] . . . . .	11
5	Run2 で取得したデータ量の推移 [4] . . . . .	12
6	LHC 全体図 [5] . . . . .	13
7	ATLAS 検出器全体像 [8] . . . . .	14
8	内部飛跡検出器の動径方向断面図 [8] . . . . .	15
9	内部飛跡検出器の z 方向断面図 [8] . . . . .	15
10	カロリメータ断面図 [8] . . . . .	16
11	ミュオン検出器全体図 [8] . . . . .	18
12	$d_0$ と $z_0$ の定義 . . . . .	19
13	データ処理の流れ [9] . . . . .	19
14	消失飛跡解析における信号事象 . . . . .	22
15	崩壊半径と飛跡再構成率 [10] . . . . .	23
16	消失飛跡解析における背景事象 . . . . .	23
17	2015 年-2016 年データを用いた electroweak 過程の制限 [10] . . . . .	24
18	全ヒットを使用した Re-tracking による Tracklet 再構成率のパイルアップ依存性 [11] . . . . .	25
19	4 層飛跡の pixel dE/dx 分布 . . . . .	25
20	$\tilde{\chi}_1^\pm$ から出る $\pi^\pm$ の分布 (truth) . . . . .	26
21	$\pi^\pm$ が検出器に残すヒット . . . . .	27
22	LowPtLargeD0 track の分布 . . . . .	28
23	LowPtLargeD0 track 数/イベント . . . . .	28
24	Truth $\pi^\pm$ と LowPtLargeD0 track 間の $\Delta R$ . . . . .	28
25	$\min \Delta R < 0.1$ となる Truth $\pi^\pm$ と LowPtLargeD0 track の相関 . . . . .	28
26	LowPtLargeD0 track と $\tilde{\chi}_1^\pm$ の位置関係 . . . . .	29
27	$d_{3D}$ 分布 . . . . .	30
28	$\text{RMS}(\Delta p_T / \text{truth } p_T)$ . . . . .	31
29	(13) 式で定義される Efficiency . . . . .	31
30	$\Delta R < 0.1 \& d_{3D} < 15\text{mm}$ となる Truth $\pi^\pm$ と LowPtLargeD0 track の相関 . . . . .	31
31	Truth $\tilde{\chi}_1^\pm$ と 3 層飛跡の $\Delta R$ . . . . .	32
32	3 層飛跡と LowPtLargeD0 track の $d_{3D}$ . . . . .	32
33	Vertex Constraint 前後での信号事象の $\Delta q/p_T$ . . . . .	34

34	Low $E_T^{miss}$ 領域における Vertex Constraint 前後のデータ . . . . .	34
35	track $p_T$ 、tracklet[w/o Vertex Constraint] $p_T$ 、tracklet[w/ Vertex Constraint] $p_T$ の関係 . . . . .	34
36	インパクトパラメータと Vertex Constraint 後の $p_T$ の関係 ( $E_T^{miss} < 200\text{GeV}$ ) . . . . .	35
37	各領域の定義 . . . . .	36
38	$E_T^{miss}$ 以外の Kinematic selection をかけた時の $E_T^{miss}$ 分布 (Data 2017) . . . . .	36
39	各領域の定義 . . . . .	37
40	Fake の割合を算出する方法 . . . . .	37
41	LepHad Pure Region におけるカロリメータのエネルギー . . . . .	38
42	Fake Pure Region におけるカロリメータのエネルギー . . . . .	38
43	カロリメータバットを通る割合とフェイクの割合の関係 . . . . .	38
44	クリスタルボール関数によるフィット結果 (エレクトロン) . . . . .	39
45	クリスタルボール関数によるフィット結果 (ミューオン) . . . . .	40
46	$10\text{GeV} < p_T < 25\text{GeV}$ における Smearing function の $\sigma$ . . . . .	40
47	信号事象とレプトンが消失飛跡と見なされた場合の $W \rightarrow l\nu$ 事象の kinematics . . . . .	41
48	$p_T^\mu$ と $E_T^{miss}$ の関係 . . . . .	42
49	$TF_{\text{pixel-only}}^e$ . . . . .	43
50	$TF_{\text{calo-veto}}^e$ . . . . .	43
51	エレクトロンバックグラウンドの分布 . . . . .	43
52	$TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$ . . . . .	44
53	ミューオンバックグラウンドの分布 . . . . .	45
54	ハドロンバックグラウンドの分布 . . . . .	45
55	フィットに用いる領域の定義 ( $ d_0 /\sigma < 1.5,  z_0 \sin\theta  < 0.5\text{mm}$ ) . . . . .	46
56	Low $E_T^{miss}$ & Middle $E_T^{miss}$ 同時フィット結果 その 1 . . . . .	46
57	Low $E_T^{miss}$ & Middle $E_T^{miss}$ 同時フィット結果 その 2 . . . . .	47
58	Low $E_T^{miss}$ & High $E_T^{miss}$ 同時フィット結果 その 1 . . . . .	48
59	Low $E_T^{miss}$ & High $E_T^{miss}$ 同時フィット結果 その 2 . . . . .	48
60	現行解析 (Vertex Constraint 無し) の Low $E_T^{miss}$ & High $E_T^{miss}$ 同時フィット結果 その 1 . . . . .	49
61	現行解析 (Vertex Constraint 無し) の Low $E_T^{miss}$ & High $E_T^{miss}$ 同時フィット結果 . . . . .	49
62	内部飛跡検出器の模式図 . . . . .	55

# 1 序論

## 1.1 標準理論と残された課題

素粒子とは、それ以上分割できないと考えられている粒子の総称である。したがって、時代と共に素粒子が指す対象は変化する。素粒子物理学ではそれらの振る舞いを記述するものとして、標準理論が現在有力である。素粒子は大きく分けて物質を構成するフェルミオンと、相互作用の役割をするボソンがあり、スピンという量子数によって区別される。フェルミオンはさらにクォークとレプトンに分かれており、それぞれ第1世代から第3世代まである。ボソンは質量の起源とされるヒッグス粒子と電磁力、弱い力、強い力を媒介する  $\gamma$ ,  $Z \cdot W$ ,  $g$  に分けられる。各粒子の詳細を表1と表2に示す。

表1 標準理論に登場するフェルミオン [1]

	世代	表記	名称	スピン	電荷	質量 [GeV]
クォーク	第1世代	u	アップ	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$2.16^{+0.49}_{-0.26} \times 10^{-3}$
		d	ダウン	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$4.67^{+0.48}_{-0.17} \times 10^{-3}$
	第2世代	c	チャーム	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$1.27 \pm 0.02$
		s	ストレンジ	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$93^{+11}_{-5} \times 10^{-3}$
	第3世代	t	トップ	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$172.9 \pm 0.4$
		b	ボトム	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$4.18^{+0.03}_{-0.02}$
レプトン	第1世代	$\nu_e$	電子ニュートリノ	$\frac{1}{2}$	0	$< 2\text{eV}$
		e	電子	$\frac{1}{2}$	-1	$0.511 \times 10^{-3}$
	第2世代	$\nu_\mu$	ミューニュートリノ	$\frac{1}{2}$	0	$< 2\text{eV}$
		$\mu$	ミュー	$\frac{1}{2}$	-1	$105.66 \times 10^{-3}$
	第3世代	$\nu_\tau$	タウニュートリノ	$\frac{1}{2}$	0	$< 2\text{eV}$
		$\tau$	タウ	$\frac{1}{2}$	-1	$1776.86 \pm 0.12 \times 10^{-3}$

表2 標準理論に登場するボソン [1]

表記	名称	スピン	電荷	質量 [GeV]	相互作用
$\gamma$	光子	1	0	0	電磁相互作用
$W^\pm$	W ボソン	1	$\pm 1$	$80.379 \pm 0.012$	弱い相互作用
Z	Z ボソン	1	0	$91.1876 \pm 0.0021$	弱い相互作用
g	グルーオン	1	0	0	強い相互作用
H	ヒッグス	0	0	$125.10 \pm 0.14$	質量を与える

これまでの実験結果は標準理論を強く支持しているが、標準理論は万能な理論では無い。例えば

標準理論の粒子のみを考えた場合、スピン 1/2 のフェルミオンやスピン 1 のボソンはそれぞれカイラル対称性、ゲージ対称性によって質量の発散が抑えられているが、スピン 0 のヒッグス粒子には対応する機構が無い。ヒッグスの裸の質量を  $\mu$ 、観測される質量を  $\mu_{obs}$  とすると、

$$\mu_{obs}^2 = \mu^2 - \Lambda^2 + \dots \tag{1}$$

となるが、標準理論がプランクスケール ( $\Lambda \sim 10^{19}\text{GeV}$ ) まで成り立つと考えると、観測されるヒッグスの質量 (125GeV) を実現するには  $10^{-34}$  の精度で調整する必要があり不自然である。これを fine-tuning 問題という。その他にも、暗黒物質の候補となる粒子が標準理論の枠組みには無い問題などがある。

### 1.2 超対称性粒子

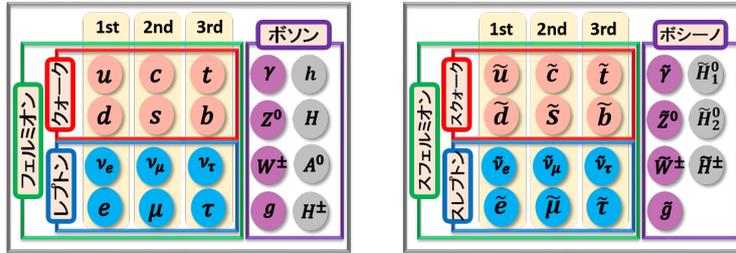


図 1 MSSM に登場する粒子

標準理論に残る問題を解消する理論の 1 つに超対称性理論がある。超対称性とはボソンとフェルミオンの間の対称性であり、標準理論の粒子とスピンの異なるパートナー粒子を仮定する。超対称性を導入することで、先ほどのヒッグス質量における二次補正の項がキャンセルできる上に、後述するニュートラリーノという粒子は暗黒物質の候補となる。更に、超対称性粒子が TeV スケールにあるとすれば、標準理論では交わらなかった 3 つの力 (電磁気力、弱い力、強い力) の結合定数が 1 点で交わる。これは真の理論では全ての力が統一的に説明されるべきとする理念に則している。また、電子の超対称性パートナーが 511keV で発見されていない事実から、標準理論のエネルギースケールでは超対称性が破れていると考えられている。最低限の超対称性を導入した標準模型を最小超対称性標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model:MSSM) と呼び、図 1 の粒子で構成される。陽子崩壊を避けるため、以下に示す  $R$ - パリティが保存することを要請する。

$$R = (-1)^{3B-L+2S} = \begin{cases} +1 & \text{SM} \\ -1 & \text{SUSY} \end{cases}$$

ここで  $B$  はバリオン数,  $L$  はレプトン数,  $S$  はスピンである。  $R$ - パリティ保存によって、超対称性粒子が崩壊する際は必ず奇数個の超対称性粒子を放出する。MSSM はヒッグス場を 2 つ導入する必要があるので自由度は 8 つとなるが、  $Z$  と  $W^\pm$  で自由度を 3 つ失う。したがって、MSSM

におけるヒッグス粒子は5種類となる。その内最も軽いヒッグス粒子の質量は、輻射補正を考慮した場合、

$$m_h^2 = m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3}{4\pi^2} \frac{m_t^4}{v^2} \left( \log \frac{M_S^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left( 1 - \frac{X_t^2}{12M_S^2} \right) \right)$$

で与えられる。ここで  $X_t$  は stop の混合具合を示すパラメータ、 $M_S$  は stop の質量の相乗平均である。 $m_h$  が実験事実の 125GeV を満たすには stop が軽い、あるいは混合の寄与が大きい ( $|X_t/M_S| \sim \sqrt{6}$  で最大) 必要がある。ATLAS 実験における stop 質量の制限を図2に示す。Naturalness を考慮するならば stop は 1TeV 以下にあることが期待されるが、1TeV 付近まで棄却されている。stop が重い領域で Expected に比べて Observed が弱くなっているのは、データに僅かな超過が見られるからである。このように、超対称性粒子探索は既に広範囲で解析が進んでいる場合もある。しかし、LHC を用いた超対称性粒子探索においては、アルゴリズムや背景事象数の点から最近まで解析が困難だった事象が残っている。その1つに消失飛跡が挙げられる。以下では消失飛跡について話す。

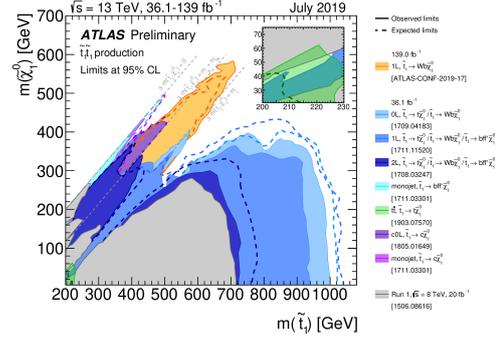


図2 stop 質量の制限 [2]

### 1.3 消失飛跡

超対称性の破れにより、同じ量子数を持つ超対称性粒子は混合する。電荷を持った  $\tilde{W}^\pm$ 、 $\tilde{H}_{1,2}^\pm$  は質量固有状態として2つのチャージーノ  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$  になり、中性の  $\tilde{W}^0$ 、 $\tilde{B}^0$ 、 $\tilde{H}_{1,2}^0$  は質量固有状態として4つのニュートラリーノ  $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$  になる。超対称性の模型の1つである Anomaly mediated supersymmetry breaking (AMSB) モデルでは、ゲージーノの質量比が  $m_{\text{bino}} : m_{\text{wino}} : m_{\text{gluino}} = 3 : 1 : 8$  で与えられ、ウィーノが最も軽い粒子となる。また、AMSB モデルでは混合が小さいため、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  の主成分は  $\tilde{W}^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_1^0$  の主成分は  $\tilde{W}^0$  となる。この時、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  と  $\tilde{\chi}_1^0$  の質量差は  $\tilde{W}^\pm$  と  $\tilde{W}^0$  の輻射補正分のみであり縮退する。図3に  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の寿命と  $\Delta M(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$  の関係、図4に  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊分岐比と  $\Delta M(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$  の関係を示す。質量差が  $\pi^\pm$  の質量 (160MeV) 付近では  $\tilde{\chi}_1^0 + \pi^\pm$  への崩壊が支配的である。また、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  の寿命は以下の式で表せる。[7] 質量差が 160MeV 程度の場合、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  の寿命は 0.2ns 程度と長寿命になる。

$$\Gamma(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \pi^\pm) = \Gamma(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu) \times \frac{16\delta m^3}{m_\pi m_\mu^2} \left( 1 - \frac{m_\pi^2}{\delta m^2} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right)^{-2} \quad (2)$$

$\tilde{\chi}_1^0$  は検出器と相互作用せず、 $\pi^\pm$  も数百 MeV という極めて低い横運動量となるため、ATLAS 検出器では再構成出来ない。 $\tilde{\chi}_1^\pm$  は検出器の途中で消えたように見えるため、消失飛跡と呼ばれる。

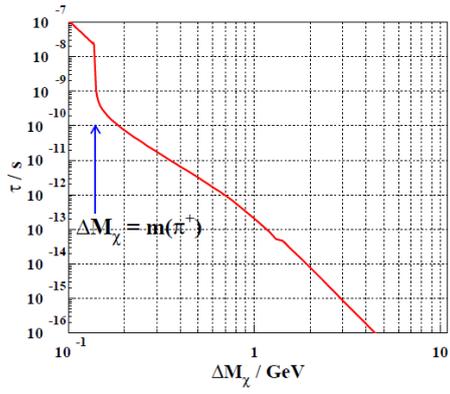


図3  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の寿命と質量差の関係 [6]

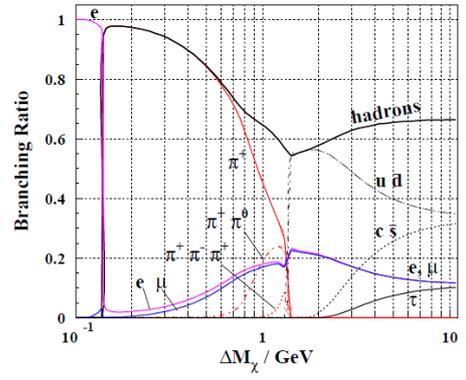


図4  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊分岐比と質量差の関係 [6]

## 2 LHC/ATLAS 実験

### 2.1 LHC/ATLAS 実験の概要

スイスとフランスの国境付近に位置する CERN では、円周約 26.7km、総重量約 35,000t に及ぶ世界最大の陽子・陽子衝突型円形加速器 (LHC) を用いて標準理論の検証や新物理探索を行っている。また、LHC には4つの衝突点が設けられており、ATLAS、CMS、ALICE、LHC-B という4つの検出器が置かれている。LHC は 2010 年に重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  で運転を開始した。その後、重心系エネルギーとルミノシティの増強を目的とした長期シャットダウン (LS1) を 2012 年から 2015 年にかけて行い、 $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  で 2018 年まで運用した (Run2)。今後の予定も含めた重心系エネルギーとデータ量を表 3 にまとめる。また、Run2 で取得したデータ量の推移を図 5 に示す。2026 年からは更にルミノシティを高めた High Luminosity LHC の運転が予定されている。陽子は初め線形加速器 LINAC2 に入り、50MeV まで加速する。次に Proton Synchrotron Booster で 1.4GeV、Proton Synchrotron で 25GeV まで加速する。そして Super Proton Synchrotron で 450GeV まで加速してから LHC に入射する。加速器系を図 6 に示す。

表 3 LHC の今後の計画 [3]

年	重心系エネルギー	積分ルミノシティ [ $\text{fb}^{-1}$ ]
2010~2012(Run1)	7~8TeV	20.3
2015~2018	13TeV	139
2021~2023	14TeV	~300
2026~	14TeV	~3000

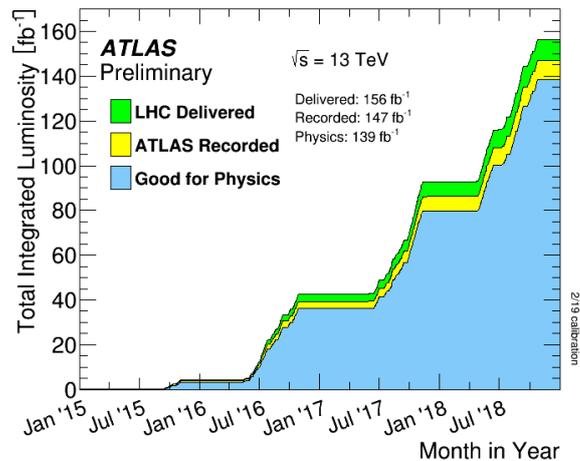


図 5 Run2 で取得したデータ量の推移 [4]

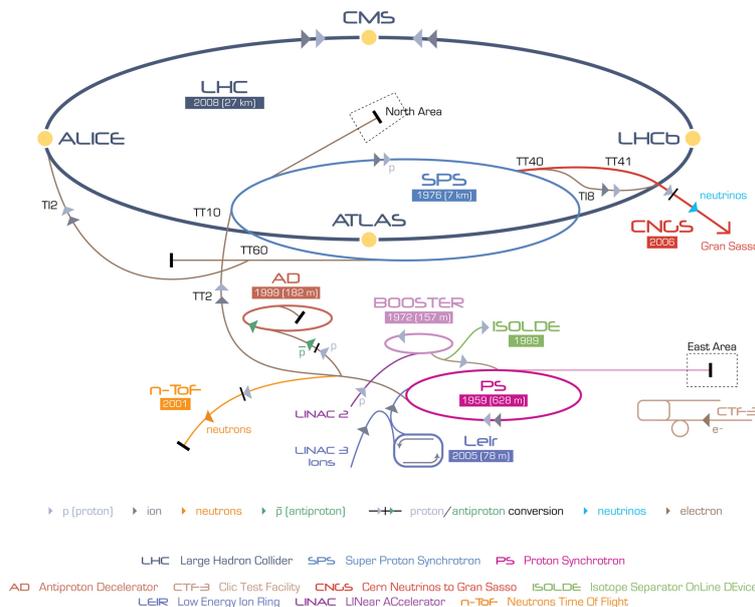


図6 LHC全体図 [5]

## 2.2 ATLAS 検出器の構造

ATLAS 検出器は全長 44m、高さ 25m、総重量 7000t の汎用検出器である。ATLAS 検出器の全体像を図 7 に示す。ビーム軸を覆うように内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器が設置されている。内部飛跡検出器にはソレノイド磁石によって約 2T の磁場がかかっている。磁場によるローレンツ力を受けた荷電粒子は曲がるため、その曲率から荷電粒子の横運動量を算出できる。また、カロリメータの周囲にも、バレル領域と両側のエンドキャップ領域にトロイド磁石が存在する。

各検出器の詳細を述べる前に座標系と物理解析で使用される変数を説明する。ATLAS 検出器の座標は LHC リングの中心方向と地上方向をそれぞれ x 軸と y 軸の正とした右手系である。解析においては、 $(\eta, \phi)$  で飛跡の方向を表す。 $\eta$  は擬ラピディティと呼ばれ、粒子密度が擬ラピディティ毎に同程度となる点で有用である。 $\eta$  は天頂角  $\theta$  を用いて次式で定義される。また、 $\phi$  は方位角と呼ばれる。

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3)$$

$(\eta, \phi)$  系で 2 点間の距離を表す際は次式で定義される変数  $\Delta R$  を用いる。

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (4)$$

また、物理解析では運動量の代わりに、運動量を xy 平面に射影した値を用いる場合が多く、これを横運動量  $p_T$  という。

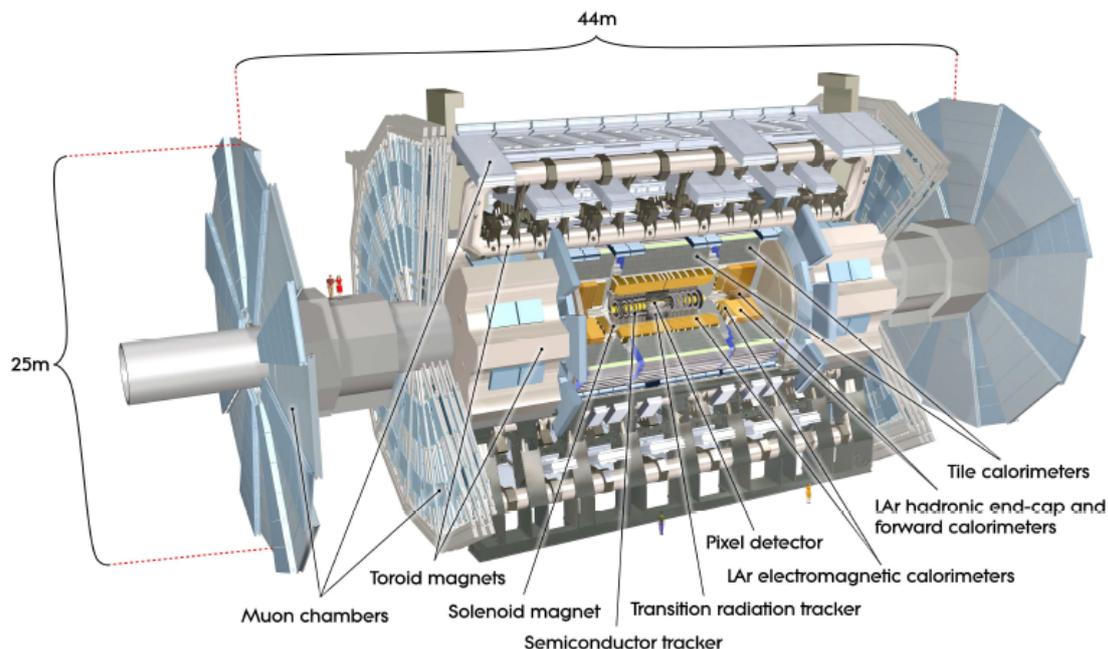


図7 ATLAS 検出器全体像 [8]

### 2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は内側から Insertable B-layer (IBL)、ピクセル検出器、シリコンストリップ検出器 (SCT)、遷移放射型検出器 (TRT) で構成されており、粒子の飛跡再構成、電荷測定、(1次/2次) 衝突点の再構成を行う。また、運動量分解能が良いという特徴がある。 $|\eta| < 2.5$  における分解能を以下に示す。

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T + 1\% \quad (5)$$

内部飛跡検出器の断面図を図 8,9 に示す。

- IBL/ピクセル検出器

IBL/ピクセル検出器はシリコンから成る半導体検出器である。IBL は、LS1 の際にビーム軸から 33mm の位置に挿入された層で、 $|\eta| < 3.03$  の範囲をカバーしている。IBL は厚さ  $200\mu\text{m}$  のプラナーセンサーと厚さ  $230\mu\text{m}$  の 3D センサーで構成される。2 種類のセンサーから成る 14 枚の板は  $50\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  のピクセルを 1200 万個以上合わせたものになる。ピクセル検出器はバレル領域に 1456 個、エンドキャップ領域に 288 個のモジュールがあり、その約 90% が  $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$  のピクセル、残りは  $50\mu\text{m} \times 600\mu\text{m}$  のピクセルで構成されている。読み出し位置分解能は動径・方位角方向に  $10\mu\text{m}$ 、z 軸方向に  $115\mu\text{m}$  である。

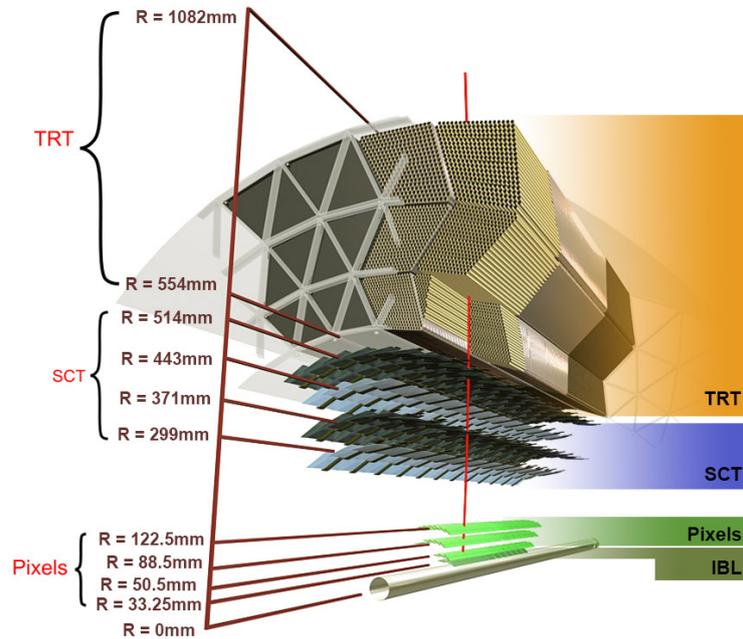


図 8 内部飛跡検出器の動径方向断面図 [8]

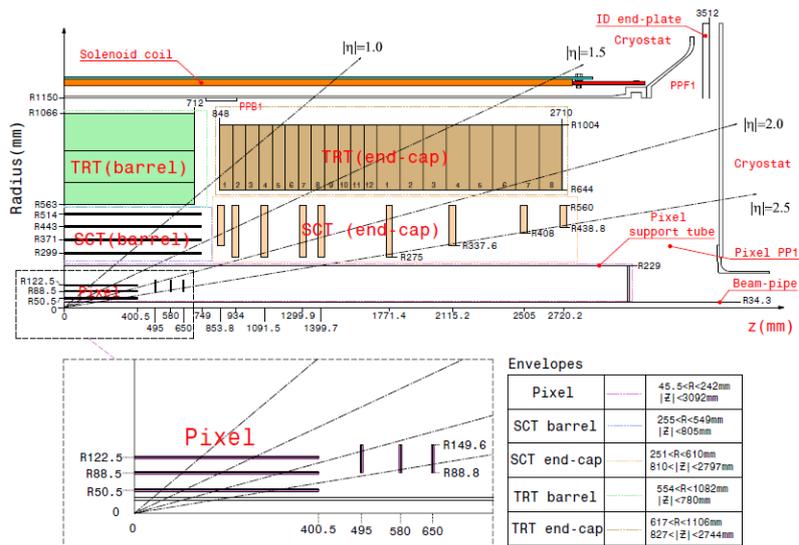


図 9 内部飛跡検出器の z 方向断面図 [8]

- SCT

SCT は 4088 個のモジュールから成るシリコン半導体検出器で、バレル領域が 4 層、エンドキャップが 9 層、読み出し数は約 628 万となっている。各モジュールには  $80\mu\text{m}$  間隔で 768 本置かれたストリップセンサーがあり、センサーを  $\phi$  方向に  $40\text{mrad}$  ずらした 2 枚 1 組にすることで二次元読み出しを可能にしている。位置分解能は動径方向と方位角方向に  $17\mu\text{m}$ ,  $z$  軸方向に  $580\mu\text{m}$  である。

- TRT

TRT は荷電粒子が異なる物質間を移る際の遷移放射を利用するガス検出器であり、 $|\eta| < 2.0$  の領域をカバーしている。直径  $4\text{mm}$  のチューブには、 $Xe$  約 70%,  $CO_2$  約 27%,  $O_2$  約 3% の混合気体が詰まっており、長さ  $144\text{cm}$  のチューブはバレル領域でビーム軸方向に置かれ、長さ  $37\text{cm}$  のチューブはエンドキャップ領域で動径方向に置かれている。また、アノードには直径  $31\mu\text{m}$  のタングステン製ワイヤーを使用している。位置分解能は  $130\mu\text{m}$  である。

### 2.2.2 カロリメータ

カロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータから成り、電磁シャワー、ハドロンシャワーによって落としたエネルギーを測定している。シャワーのエネルギーを正確に測定するには、粒子をカロリメータ中で止める必要があるため、吸収材として鉄や鉛を間に挟んでいる。カロリメータの断面図を図 10 に示す。

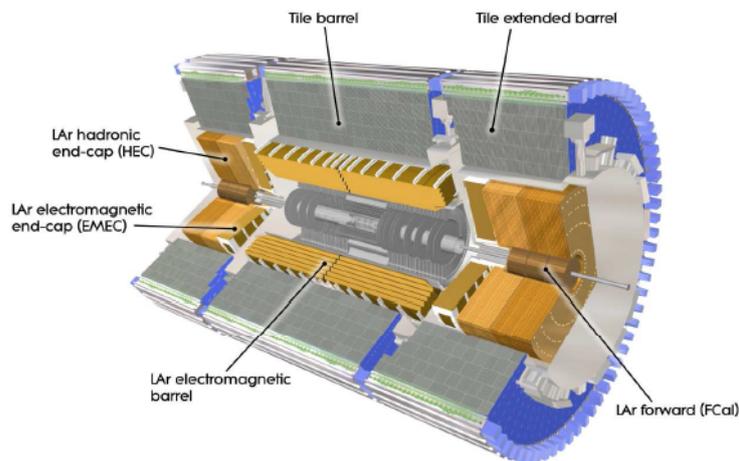


図 10 カロリメータ断面図 [8]

- 電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル領域 ( $|\eta| < 1.475$ ) と 2 つのエンドキャップ領域 ( $1.375 <$

$|\eta| < 3.2$ )に分かれている。荷電粒子は鉛を通ると制動放射や電子対生成を起こす。その際に放出される光子を、液体アルゴンと相互作用させることで電荷を測定し、エネルギーに変換する。電磁カロリメータの分解能を以下に示す。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} + 0.7\% \quad (6)$$

- ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは  $\eta$  の領域ごとに構成材質が異なる。タイルバレル ( $|\eta| < 1.0$ ) とタイル extended バレル ( $0.8 < |\eta| < 1.7$ ) では鉄を吸収材とし、プラスチックシンチレータを用いてシンチレーション光を検出する。また、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  単位で読み出しを行う。The Hadronic End-cap Calorimeter(HEC) は  $1.5 < |\eta| < 3.2$  に位置し、銅を吸収材にして電磁カロリメータと共有する液体アルゴンを使う。The Forward Calorimeter(FCal) は  $3.1 < |\eta| < 4.9$  に位置するためビーム軸に近い。そこで銅 1 層とタングステン 2 層を吸収材として使うことで高い放射線耐性を実現している。ハドロンカロリメータの分解能はバレル + エンドキャップ領域とフォワード領域で異なる。各分解能を以下に示す。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} + 3\% \text{ (バレル, エンドキャップ)} \quad (7)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} + 10\% \text{ (フォワード)} \quad (8)$$

### 2.2.3 ミューオン検出器

ミューオンはカロリメータで落とすエネルギーが小さいため、カロリメータを通過する。そこで ATLAS 検出器の最外層にミューオン用の検出器を設置している。ミューオン検出器を図 11 に示す。バレル領域とエンドキャップ領域のトロイド磁石がそれぞれ  $|\eta| < 1.4$ ,  $1.6 < |\eta| < 2.7$  の範囲に磁場をかけており、境界付近では両者の磁場が混在している。検出器は Monitored Drift Tubes(MDT)、Cathod Strip Chambers(CSC)、Resistive Plate Chambers(RPC)、Thin Gap Chambers(TGC) という 4 つの構造に分かれている。MDT と CSC は位置分解能が良いため、飛跡の精密測定に用いる。一方、RPC と TGC は時間分解能が良いため、トリガーに用いる。各検出器の範囲は、MDT が  $|\eta| < 2.7$ 、CSC が  $2.0 < |\eta| < 2.7$ 、RPC が  $|\eta| < 1.05$ 、TGC が  $1.05 < |\eta| < 2.7$  である。 $p_T = 1\text{TeV}$  におけるミューオン検出器の分解能を以下に示す。

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\% \quad (9)$$

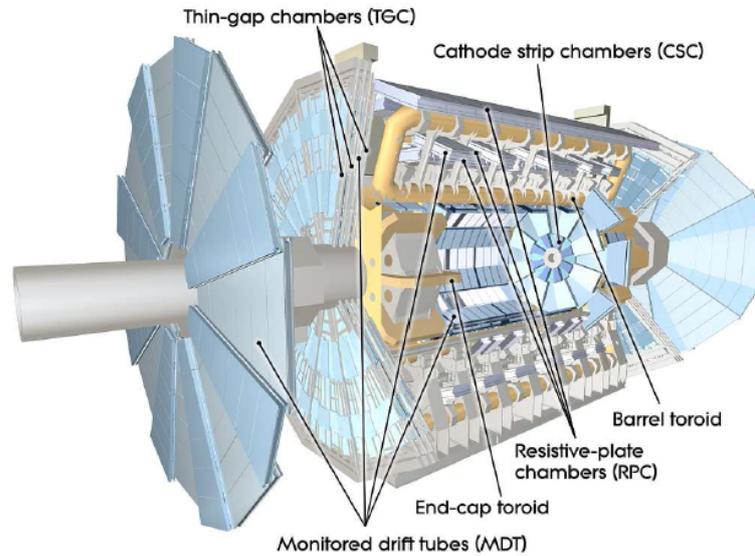
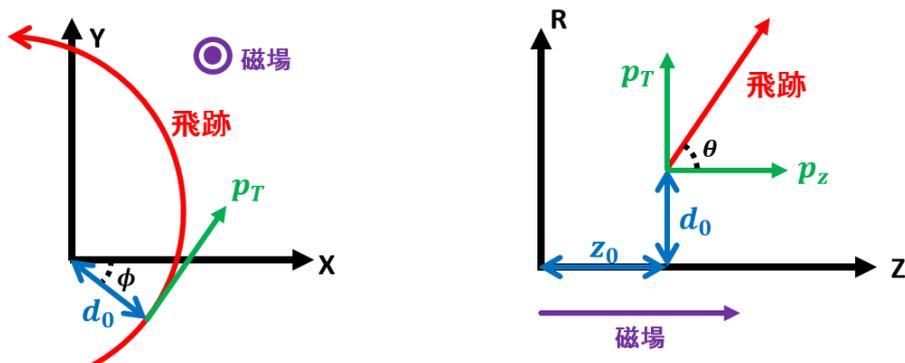


図 11 ミューオン検出器全体図 [8]

### 2.3 パラメータの定義

本解析で特に重要となる検出器の hit やパラメータの定義を述べる。

- hit … 粒子と飛跡検出器の反応点
- hole … 飛跡上で hit があるべき場所に検出されない点
- ganged flagged fake … 2つのセンサーで1つの読み出しを共有する pixel の影響で fake と判断された hit
- outlier hit … 飛跡の近くにあるが、 $\chi^2$  が大きい hit
- spoiled hit … hit からクラスターを作成する際に位置の誤差が大きな hit
- shared hit … 複数の飛跡に使用される hit
- $d_0$  … ビームスポットと飛跡の XY 平面における最近接距離 (図 12 左)
- $z_0$  … RZ 平面における飛跡に対応した一次衝突点からの距離 (図 12 右)

図 12  $d_0$  と  $z_0$  の定義

## 2.4 トリガーシステム

ATLAS 実験 Run2 では 4000 万回/秒の衝突が起きており、全事象を保存するのはデータ量の点で困難である。また、QCD 背景事象と比較すると、ヒッグス粒子生成過程は約  $10^{-10}$  倍、本研究で用いる質量 700GeV の  $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$  or  $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$  対生成過程は約  $10^{-13}$  倍のイベント数である。そこで、短時間で粒子の同定と運動量の算出を行い、二段階のトリガーによって興味のある物理事象のみを選択して記録する。データ処理の流れを図 13 に示す。

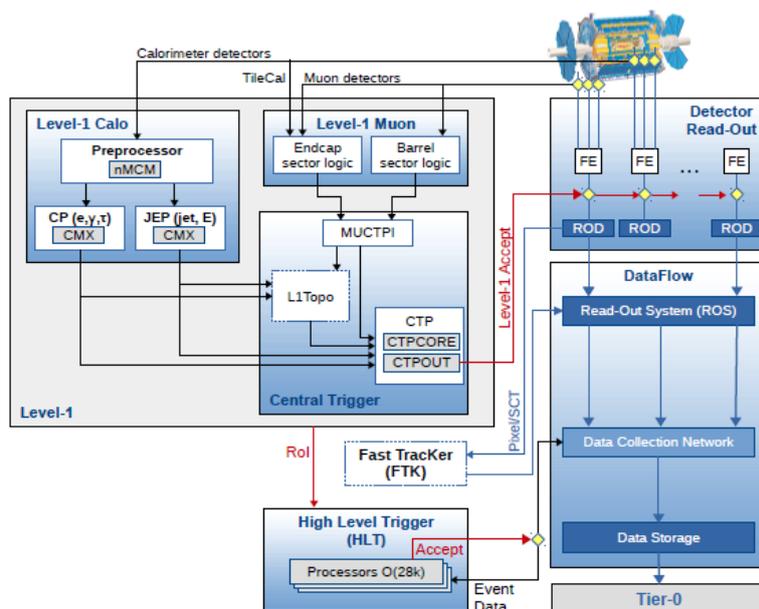


図 13 データ処理の流れ [9]

まず、レベル 1 トリガー (L1) でカロリメータとミューオン検出器の情報を用い、ハードウェアで 10 万回/秒までイベントレートを落とす。また、L1 には粒子間の  $\Delta\eta$ 、 $\Delta\phi$ 、 $\Delta R$  といったトポロジーを用いるトポロジカルトリガー (L1Topo) がある。その後、ハイレベルトリガー (HLT) でソフトウェアにより 1000 回/秒までレートを落とす。HLT では内部飛跡検出器の情報も用いてよりオフラインに近い同定を行っている。

## 2.5 $E_T^{miss}$ トリガー

電荷を持った飛跡の横運動量をベクトルで足し上げ、符号を反転させたものを消失横運動量 ( $E_T^{miss}$ ) といい、ATLAS 検出器には消失横運動量を用いた  $E_T^{miss}$  トリガーが実装されている。このトリガーは終状態にジェットや大きな  $E_T^{miss}$  しか残さない過程に有効であり、超対称性粒子の探索において非常に重要となる。幅広い物理に対応するために、HLT  $E_T^{miss}$  トリガーには 5 つのアルゴリズムが存在する。

- Cell algorithm(xe)

粒子の質量は考慮せず、LAr と Tile カロリメータの cell に落とされたエネルギーと cell の位置から、 $i$  番目の cell で測定された運動量を  $p_{x,i} = E_i \sin\theta_i \cos\phi_i$ 、 $p_{y,i} = E_i \sin\theta_i \sin\phi_i$  とする。この時、ノイズを  $\sigma_i$  として  $|E_i| > 2\sigma_i$  かつ  $E_i > -5\sigma_i$  を満たす cell のみを計算に加える。これらのベクトル和  $\vec{p}_T^{miss} = -\sum_i (p_{x,i}, p_{y,i})$  の大きさを  $E_T^{miss}$  とする。

- Jet-based algorithm(xe\_tc\_mht)

ジェットトリガーアルゴリズムで再構成された全ジェットのベクトル和をとり、符号を反転させたものの大きさを  $E_T^{miss}$  とする。

- Topo-cluster algorithm(xe\_tc\_lew)

カロリメータの cell からトポロジカルクラスターを作成する。トポロジカルクラスターとは、ジェットを再構成する際に、各粒子がカロリメータに落としたエネルギーをまとめたものである。トポロジカルクラスターの作成手順は、まず、カロリメータの電氣的なノイズ ( $\sigma_{noise}$ ) に対して  $4\sigma_{noise}$  以上の cell を seed とし、seed に隣接する  $2\sigma_{noise}$  以上の cell を足し上げる。その後これらに隣接する全ての cell を足し上げる。トポロジカルクラスター作成後は Cell algorithm と同様、粒子の質量を考慮せずに各トポロジカルクラスターでの運動量を算出してベクトル和をとり符号を反転させたものの大きさを  $E_T^{miss}$  とする。

- Pile-up suppression algorithm(xe\_tc\_pueta)

Topo-cluster algorithm において、各トポロジカルクラスターのエネルギーを計算する際に、パイルアップの影響を考慮したものである。具体的には、 $\eta$  によってリング状の 10 領域に分け、各領域でのトポロジカルクラスターの標準偏差 ( $\sigma$ ) を算出する。各領域で  $2\sigma$  以上のものを除いた残りのトポロジカルクラスターの平均エネルギーをその領域に寄与するパイルアップ由来のエネルギーと考える。次に、平均エネルギーを各リングの立体角で割り、各領域におけるパイルアップ由来のエネルギー密度を算出する。最後に、トポロジカルクラ

スターの立体角とエネルギー密度の積をトポロジカルクラスターのエネルギーから差し引いている。

- Pile-up fit algorithm(xe\_tc\_pufit)

Pile-up suppression algorithm と同様にパイルアップの寄与を考慮するものだが、 $\eta$  で領域分けをせず、 $\eta \times \phi \approx 0.71 \times 0.79$  のタワー単位で考えるもの。

最後に、2018 年に稼働していた代表的な  $E_T^{miss}$  トリガーを表 4 に示す。

表 4  $E_T^{miss}$  トリガーメニュー (2018 年)

HLT_xe_110_pufit_xe70_L1XE50
HLT_xe_110_pufit_xe65_L1XE50

### 3 消失飛跡探索の現状

消失飛跡探索では図 14 に示す 2 つの過程をターゲットとしている。strong 過程は electroweak 過程に比べ生成断面積が大きいという利点がある。一方、electroweak 過程は gluino の質量に依らない解析が出来るという利点がある。

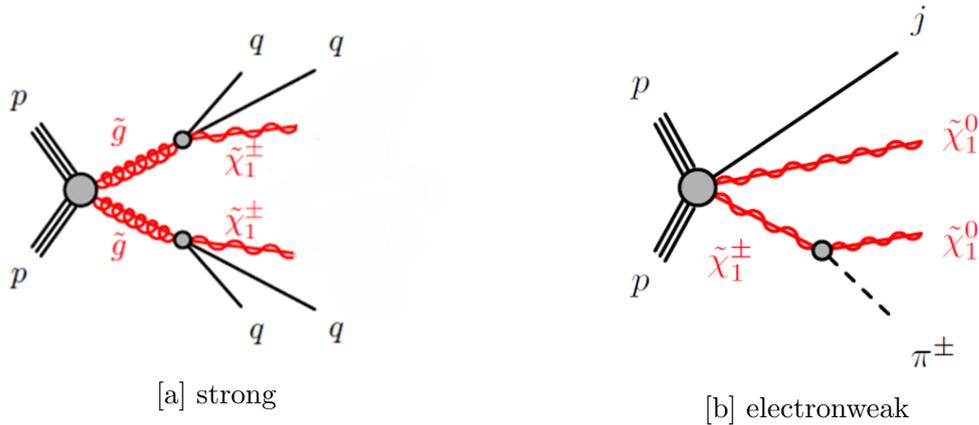


図 14 消失飛跡解析における信号事象

#### 3.1 消失飛跡の再構成

ATLAS 検出器の標準的な飛跡再構成方法では、シリコンヒットが 7 以上あることを要求する。途中で崩壊や散乱をせずに  $\eta \approx 0$  で検出器を通過した場合、pixel で最大 4 ヒット、SCT で最大 8 ヒット、TRT で最大 36 ヒットする。一方、消失飛跡のように検出器中で崩壊する場合、ヒット数が少ないために上述の飛跡再構成方法では再構成出来ない。図 15 の緑点は標準的な飛跡再構成による再構成率と粒子の崩壊半径の関係である。SCT の 2 層目まで届かない短い飛跡は再構成出来ないことが分かる。そこで、消失飛跡探索では短い飛跡に特化した飛跡再構成方法が採用されている。具体的には、標準的な飛跡再構成で使用されなかったヒットのみを用い、ヒットは pixel に 4 ヒット以上あることのみを要求する。この方法による再構成率は図 15 の赤点で示される。標準的な飛跡再構成方法に比べて短い飛跡を再構成出来ていることが分かる。以降は標準的な飛跡再構成による飛跡を Track、短い飛跡に特化した飛跡再構成による飛跡を Tracklet と呼んで区別する。

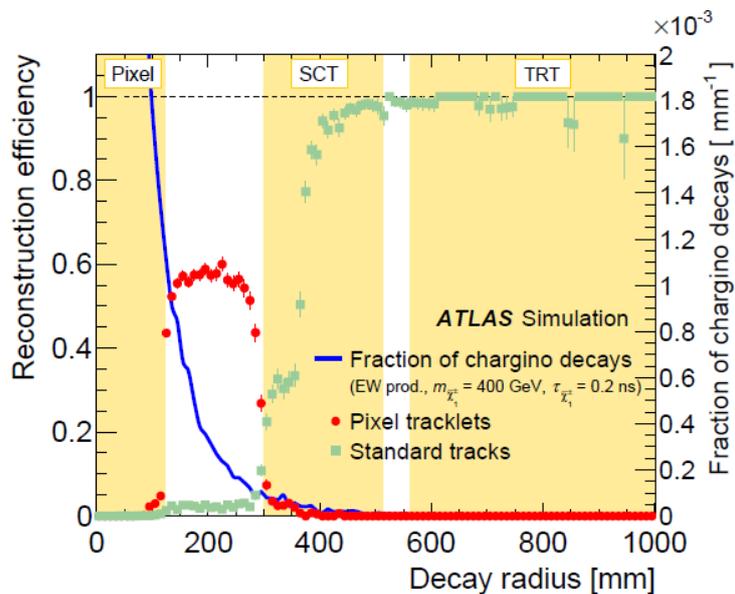


図 15 崩壊半径と飛跡再構成率 [10]

### 3.2 背景事象

本解析における背景事象は大きく分けて図 16 に示す 3 種類がある。ハドロンバックグラウンドは文字通りハドロンが検出器部材によって散乱されて消失飛跡に見える事象、レプトンバックグラウンドはハドロンと同様に検出器部材による散乱、あるいは強い制動放射によって消失飛跡に見える事象、フェイクバックグラウンドは誤ったヒットの組み合わせによって消失飛跡に見える事象である。ハドロンや電子の場合は本物の粒子が作る飛跡であるため、カロリメータやミュオン検出器でエネルギーを落とす。よってカロリメータに落とすエネルギーが小さいこと (カロリメータベト) を要求すれば取り除くことが出来る。また、ミュオンはミュオン検出器によって取り除くことが出来る。よって、現状最も重要な背景事象はフェイクである。

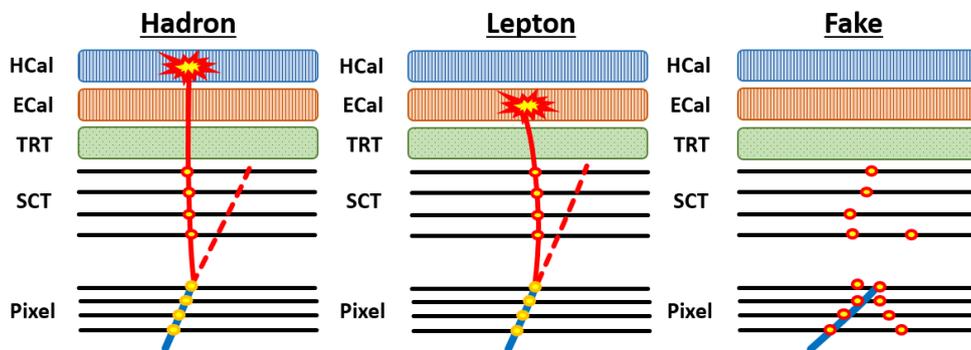


図 16 消失飛跡解析における背景事象

### 3.3 解析の現状と様々な取り組み

消失飛跡は特殊な再構成方法であること、検出器部材との反応を厳密に見積もる必要があることから MC を用いた背景事象の見積もりは困難である。したがって、データを用いて背景事象の推定を行う。図 17 に 2015 年-2016 年データを用いた 4 層飛跡の解析結果を示す。 $\tilde{\chi}_1^\pm$  の質量は寿命 0.2ns において約 460GeV である。図 15 の青線で示すように、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  が崩壊する割合は崩壊半径に対して指数関数で減少するため、今後は Pixel4 層より短い飛跡を扱うことが重要となる。その際の課題としては、ヒットの組み合わせ増加に伴う背景事象数の増加、アーム長が短くなることに伴う運動量分解能の悪化 (付録 A) があり、解決に向けた取り組みが進んでいる。以下で簡単に紹介する。

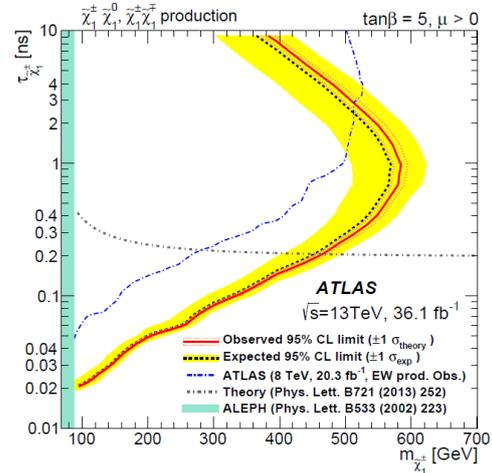


図 17 2015 年-2016 年データを用いた electroweak 過程の制限 [10]

- 全ヒットを使用した Re-tracking

パイルアップの増加により通常の飛跡再構成で誤って使用されるヒットも増加する。Tracklet は通常の飛跡再構成で残ったヒットのみを使用するため、パイルアップの増加に伴い再構成率が低下する。この問題の解決策として、全ヒットを用いた Tracklet の再構成がある。計算機のリソースの問題は、最低限の要求を満たすイベントに対してのみ行うことで解決できる。図 18 にパイルアップを横軸にした Tracklet の再構成率を示す。

- Pixel dE/dx の利用

本解析で用いる  $\tilde{\chi}_1^\pm$  粒子は質量が 700GeV 程度であり、背景事象となる電子、ミューオン、パイオンに比べ遥かに重い。したがって、ベテ・プロッホの公式からも分かる通り、pixel 検出器に落とす単位距離あたりのエネルギー損失は信号事象の場合に大きく、高い分離能力が期待できる。図 19 に 4 層飛跡の場合の dE/dx を示す。1.0[MeV cm<sup>2</sup>/g] 以上を要求した場合、信号事象は約 98% 残る一方、データは約 42% まで減らせる。分離能力は高いが、実際に解析に用いる前には、信号事象の dE/dx の妥当性を十分検証してから使用する必要がある。

- 低運動量  $\pi^\pm$  の再構成

1.3 節で述べたように、信号事象で生じる  $\pi^\pm$  は極めて低運動量であるために通常の飛跡再構成方法では再構成出来ないが、同定出来れば背景事象を減らすことが期待できる。4 章で詳細を述べる。

- 衝突点を利用した運動量分解能の改善

アーム長が短い飛跡は運動量分解能が悪い。そこで最近接の衝突点をヒットと見なして各飛跡パラメータを再計算することでアーム長を伸ばすことを考える。短い飛跡ほど運動量分解能の改善は大きいと、今後3層飛跡、2層飛跡を扱う際には特に重要となる。4層飛跡の場合について5で詳細を述べる。

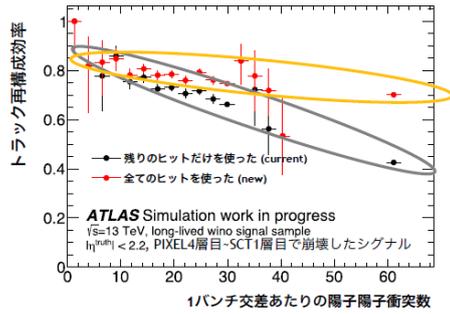


図18 全ヒットを使用した Re-tracking による Tracklet 再構成率のパイルアップ依存性 [11]

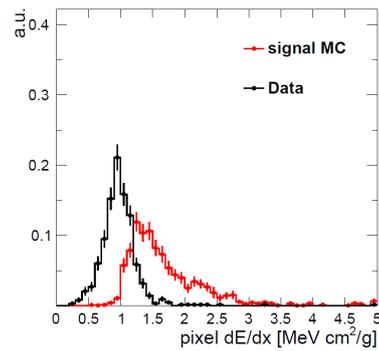


図19 4層飛跡の pixel dE/dx 分布

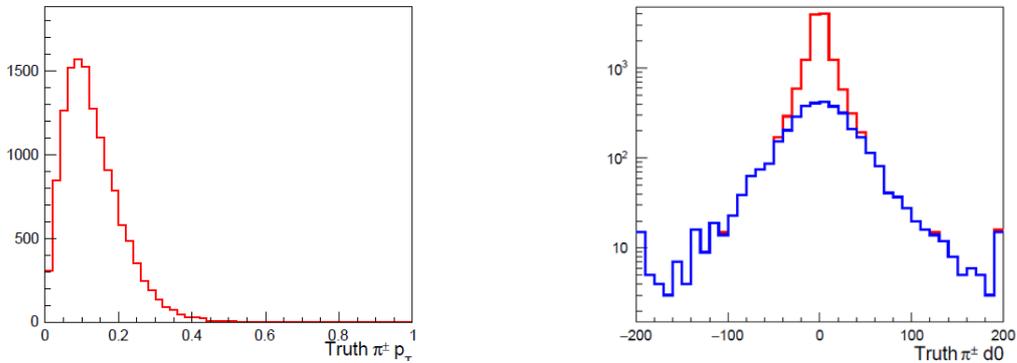
## 4 低運動量 $\pi^\pm$ の再構成実現可能性

### 4.1 低運動量 $\pi^\pm$

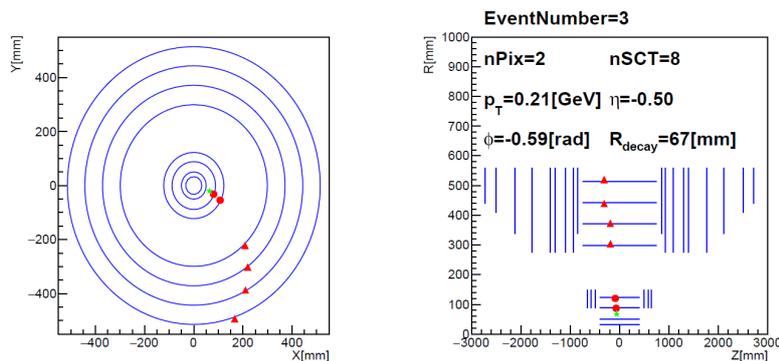
パイ中間子 ( $\pi$ ) は強い相互作用の媒介粒子である。 $\pi$  の特性を表 5 に示す。また、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊生成物である  $\pi^\pm$  の  $p_T$  分布、 $d_0$  分布を図 20 に示す。前述の通り、数百 MeV という極めて低運動量であることが分かる。 $d_0$  が大きな値を取り得るのは、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  が長寿命となり、低運動量  $\pi^\pm$  がビーム軸から離れた位置で生成されるからである。また、図 20 右の青線は、 $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊半径が 50mm 以上を要求した分布である。この分布から、ピークが 0 付近にあるのは、割合が多い  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊半径が短いイベントの影響だと分かる。

表 5 パイ中間子の特性 [1]

表記	組成	質量 [MeV]	寿命 [s]
$\pi^\pm$	$u\bar{d}(\bar{u}d)$	$139.57061 \pm 0.00024$	$2.6033 \pm 0.0005$
$\pi^0$	$\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	$134.9770 \pm 0.005$	$8.52 \pm 0.18$

図 20  $\tilde{\chi}_1^\pm$  から出る  $\pi^\pm$  の分布 (truth)

また、 $\pi^\pm$  が検出器に残すヒット情報の例を図 21 に示す。緑星は  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊点、赤丸・赤三角はそれぞれ  $\pi^\pm$  が Pixel・SCT に残すヒットを表す。こうした低運動量かつビーム軸から離れた粒子は飛跡の組み合わせが多いため、データリソースとの兼ね合いで再構成の対象にならない。しかし、消失飛跡  $+\pi^\pm$  という情報が使えれば信号感度の向上が期待できる。そこで今回は  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}) = (1800\text{GeV}, 800\text{GeV})$  の MC を用いて  $\tilde{\chi}_1^\pm$  由来の  $\pi^\pm$  同定手法を考える。

図 21  $\pi^\pm$  が検出器に残すヒット

## 4.2 低運動量 $\pi^\pm$ に適した飛跡再構成方法と課題

ATLAS の標準的な飛跡再構成は  $p_T > 500\text{MeV}$  かつ  $|d_0| < 10\text{mm}$  の範囲で行っているが、図 20 から分かる通り、見たい低運動量  $\pi^\pm$  の大半が対象外となってしまふ。そこで閾値を  $p_T > 100\text{MeV}$  かつ  $|d_0| < 150\text{mm}$  に変更する。閾値変更後のアルゴリズムで再構成した飛跡を以下では LowPtLargeD0 track と呼ぶ。リソースの問題は、消失飛跡の要求を通った飛跡周りに限定すれば避けられるとして今回は無視する。図 22 に LowPtLargeD0 track の  $p_T$  分布と  $d_0$  分布を示す。 $|d_0|$  が大きく低運動量の飛跡まで再構成出来ていることが分かる。図 23 に 1 イベントあたりの LowPtLargeD0 track 数を示す。広範囲に渡って運動量が低い飛跡まで再構成するため、飛跡数は多くなっている。この中から  $\tilde{\chi}_1^\pm$  由来の  $\pi^\pm$  を見つける。消失飛跡は 2 層以上ヒットが無ければ原理的に再構成不可能であること、非物理的な飛跡を除くなどの理由で表 6 に示す要求をする。

表 6 低運動量  $\pi^\pm$  の pre selection

$\tilde{\chi}_1^\pm$ decay radius $> 50\text{ mm}$
truth $\pi^\pm$ $p_T > 100\text{ MeV}$
$100\text{ MeV} < \text{LowPtLargeD0 track } p_T < 1\text{ GeV}$
same charge(truth $\pi^\pm$ , LowPtLargeD0 track)

Truth $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track 間の  $\Delta R$  を図 24 に示す。min $\Delta R$  は各イベントで Truth $\pi^\pm$  に最も近い LowPtLargeD0 track との  $\Delta R$  を指す。min $\Delta R < 0.1$  に集中していることから、min $\Delta R$  によって  $\pi^\pm$  を選択することを考える。

min $\Delta R < 0.1$  で match した Truth $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track のパラメータの 2 次元分布を図 25 に示す。 $\Delta R$  の要求をしたことで飛跡の方向に関するパラメータは Truth $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track でよく一致しているのに対し、それ以外のパラメータには不一致が見られ

る。これは、 $\min\Delta R$  の要求をすると、ある割合で信号事象とは無関係な飛跡が選択されることを意味する。

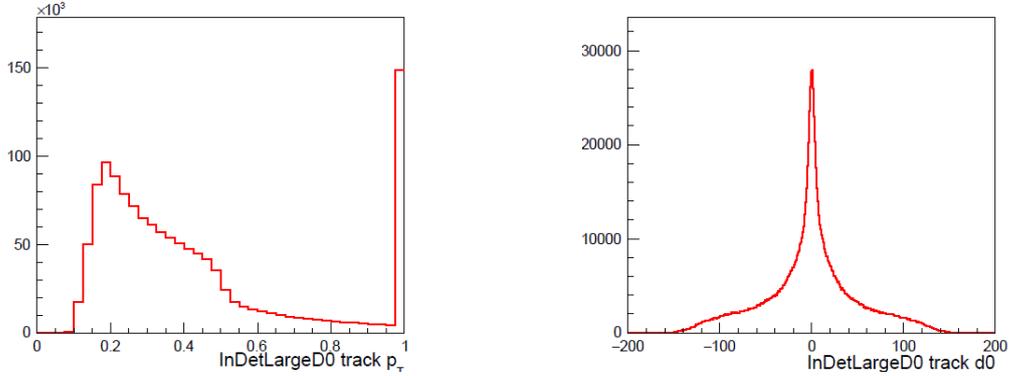


図 22 LowPtLargeD0 track の分布

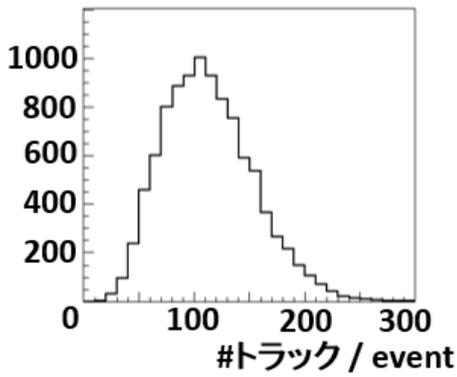


図 23 LowPtLargeD0 track 数/イベント

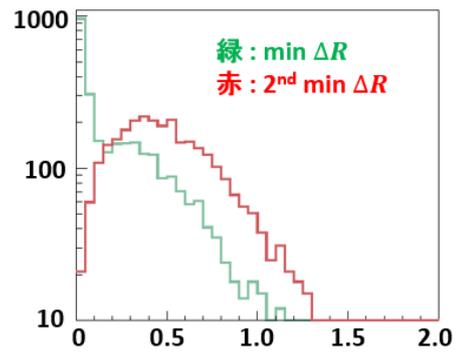


図 24 Truth $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track 間の  $\Delta R$

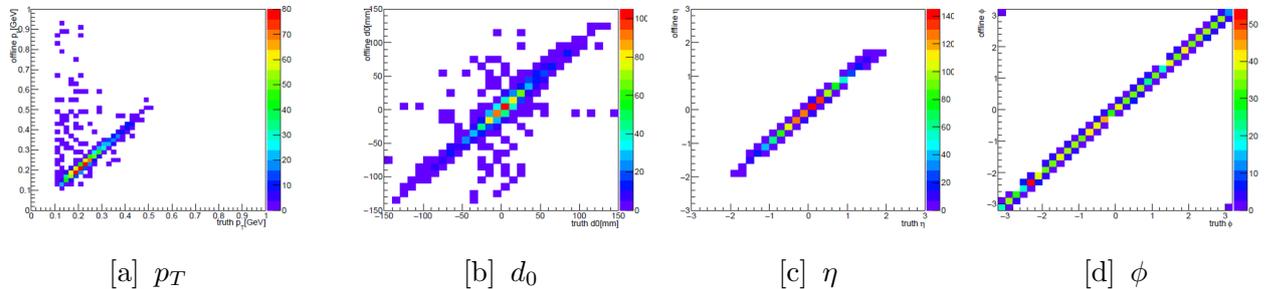


図 25  $\min\Delta R < 0.1$  となる Truth $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track の相関

4.3 3次元距離  $d_{3D}$  の導入

$\min\Delta R$  に替わる変数として  $\tilde{\chi}_1^\pm$  と LowPtLargeD0 track 間の 3次元距離 (以下、 $d_{3D}$ ) を考える。有用性を確認するため、消失飛跡については  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の truth 情報を用いる。 $\pi^\pm$  が XY 平面上で円運動、Z 方向に等速直線運動すると仮定して、図 26 のような、ある時刻  $t$  における  $\pi^\pm$  の座標を考えると、

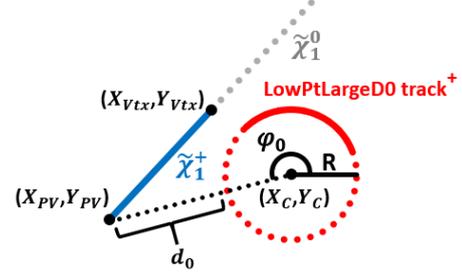


図 26 LowPtLargeD0 track と  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の位置関係

$$\begin{pmatrix} X_\pi \\ Y_\pi \\ Z_\pi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_C + R \cdot \cos \varphi(t) \\ Y_C + R \cdot \sin \varphi(t) \\ z_0 + v_z \cdot t \end{pmatrix} \quad (10)$$

$(X_C, Y_C)$ : 円軌道の中心座標

$R$ : 曲率半径

$\varphi(t)$ : 時刻  $t$  において LowPtLargeD0 track がいる位置の方位角

$v_z$ : LowPtLargeD0 track の Z 軸方向速度

と表せる。ここで  $t = 0$  の時を  $\varphi_0$  とする。中心座標の算出は LowPtLargeD0 track の電荷と  $d_0$  の正負で 4 通りの場合分けが必要だが、符号を整理すると以下の 2 通りになる。

$$\begin{pmatrix} X_C \\ Y_C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{PV} \\ Y_{PV} \end{pmatrix} - (R \pm d_0) \begin{pmatrix} \cos \varphi_0 \\ \sin \varphi_0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

truth  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の崩壊点を  $X_{Vtx}, Y_{Vtx}, Z_{Vtx}$  とすると、 $d_{3D}$  は時刻  $t$  の関数として以下で表せる。

$$\begin{aligned} d_{3D}^2 &= \{X_C + R \cdot \cos\left(\pm 2\pi \frac{t}{T} + \varphi_0\right) - X_{Vtx}\}^2 \\ &\quad + \{Y_C + R \cdot \sin\left(\pm 2\pi \frac{t}{T} + \varphi_0\right) - Y_{Vtx}\}^2 \\ &\quad + \{z_0 + v_z \cdot t - Z_{Vtx}\}^2 \\ T &= \frac{2\pi R}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \end{aligned} \quad (12)$$

時刻  $t$  を変化させて最小となる値を最終的な  $d_{3D}$  の値とする。各イベントで 1 番近い  $d_{3D}$  と 2 番目に近い  $d_{3D}$  を図 27 に示す。距離の要求のみでは  $\min\Delta R$  の時と同様、無関係な飛跡を選択しかねないため、以下では  $\Delta R$  と  $d_{3D}$  を併用して距離・方向どちらも truth  $\tilde{\chi}_1^\pm$  に近い LowPtLargeD0 track を選択することを考える。各イベントで  $(\Delta R, d_{3D})$  の閾値をパスした LowPtLargeD0 track と truth  $\pi^\pm$  の  $\min(|\Delta p_T / \text{truth } p_T|)$  から RMS を算出し、RMS に上限

を設定した上で以下に定義する Efficiency が最大となる  $(\Delta R, d_{3D})$  を最適な閾値とする。今回は暫定的に  $\text{RMS} < 0.1$  という上限を設けた。

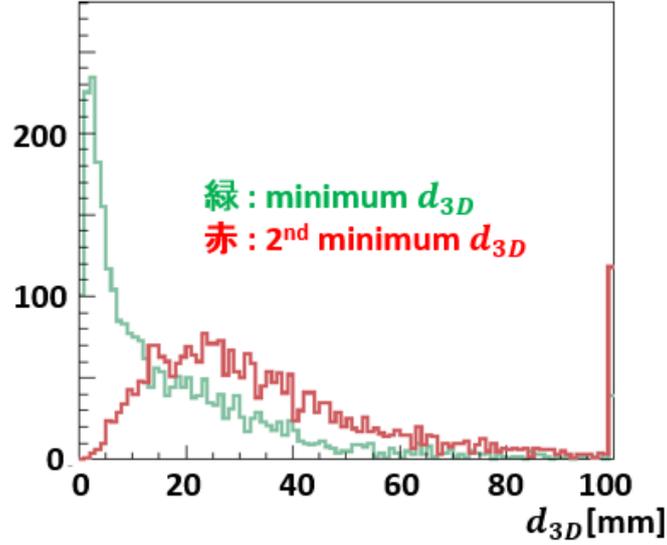


図 27  $d_{3D}$  分布

$$\text{Efficiency} = \frac{(\Delta R, d_{3D}) \text{ の閾値をパスした LowPtLargeD0 track が 1 本以上いる truth}\pi^\pm \text{数}}{\text{truth}\pi^\pm \text{数 (truth}\pi^\pm p_T > 100\text{MeV \& truth}\tilde{\chi}_1^\pm \text{ decay radius} > 50\text{mm})}} \quad (13)$$

得られた RMS と Efficiency の分布を図 28 と図 29 に示す。Efficiency の増加に伴い RMS も増加することが分かる。これは閾値を緩めたことで誤った飛跡が混入していることを意味する。RMS < 0.1 においては  $(\Delta R, d_{3D}) = (0.1, 15\text{mm})$  を閾値とした時の Efficiency 41% が最大値となる。この最適な閾値を要求時の Truth  $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track のパラメータの 2次元分布を図 30 に示す。図 25 と比較すると大きくズレていた飛跡のみをよく除けているのが分かる。

以上は、 $\pi^\pm$  のみの議論であるため、最後に、MC を用いて低運動量  $\pi^\pm$  と消失飛跡を合わせた再構成率を粗く見積もる。消失飛跡事象の再構成率は、(消失飛跡の再構成率)  $\times$  (消失飛跡の周囲に LowPtLargeD0 track が存在する確率)  $\times$  (その LowPtLargeD0 track が  $\pi^\pm$  由来である確率) で定義する。ここでは短い飛跡として検出器の内側から 3 層にヒットを残す offline の飛跡 (3 層飛跡) を考える。検出器の 3 層目の半径が 88.5mm であることから、シグナル MC に対し Truth  $\tilde{\chi}_1^\pm$  decay radius > 90mm、Truth  $\pi^\pm p_T > 100\text{MeV}$  を要求する。この条件で先ほどと同様の最適化を行うと閾値は  $(\Delta R, d_{3D}) = (0.1, 44\text{mm})$  で Efficiency は 47% となる。第一に、Truth  $\tilde{\chi}_1^\pm$  のうち、3 層飛跡と  $\Delta R < 0.01$  だったものの割合を  $\tilde{\chi}_1^\pm$  の再構成率と定義する。消失飛跡は方向分解能に関しては良いので再構成率は 82% となった。図 31 に min  $\Delta R$  の分布を示す。第二に、3 層飛跡の周囲で LowPtLargeD0 track を探す。図 32 に 3 層飛跡と LowPtLargeD0 track の

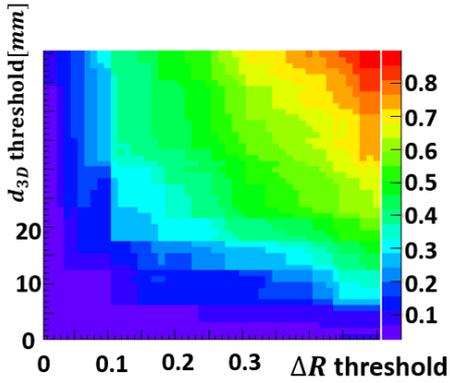
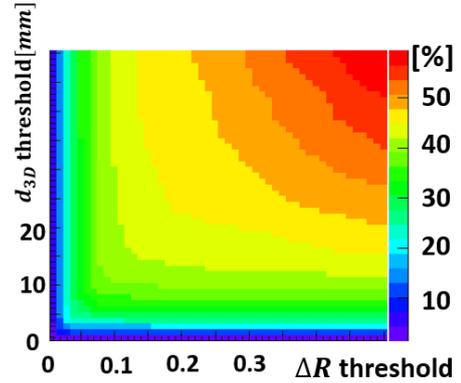
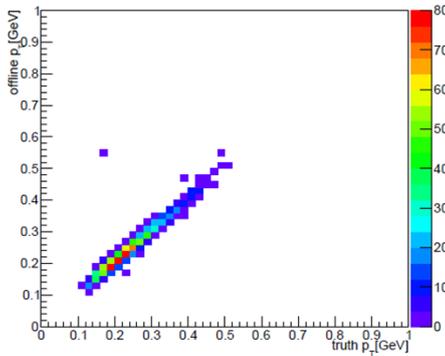
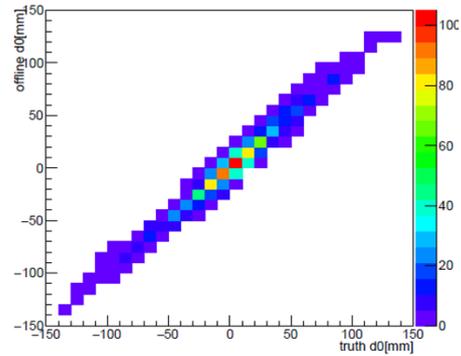
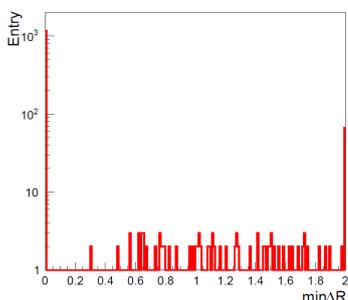
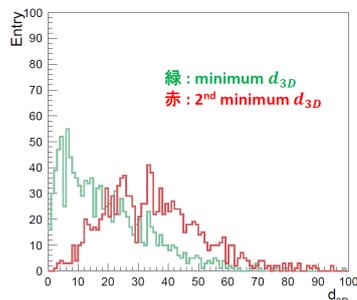
図 28  $\text{RMS}(\Delta p_T / \text{truth } p_T)$ 

図 29 (13) 式で定義される Efficiency

[a]  $p_T$ [b]  $d_0$ 図 30  $\Delta R < 0.1$  &  $d_{3D} < 15\text{mm}$  となる Truth  $\pi^\pm$  と LowPtLargeD0 track の相関

$d_{3D}$  を示す。3層飛跡は Truth 情報を持たないため、3層飛跡が検出器の3層目と4層目の中間で崩壊したと仮定している。 $d_{3D} < 10\text{mm}$  の場合に、3層飛跡に付随する LowPtLargeD0 track が存在したとすると割合は約33%となる。最後に、3層飛跡に付随した LowPtLargeD0 track が  $(\Delta R, d_{3D}) = (0.1, 44\text{mm})$  以内である場合に、その飛跡が  $\pi^\pm$  由来であったと考えると、約73%となった。結果、消失飛跡事象の再構成率は約20%と見積もられた。

図 31 Truth  $\tilde{\chi}_1^\pm$  と 3 層飛跡の  $\Delta R$ 図 32 3 層飛跡と LowPtLargeD0 track の  $d_{3D}$ 

#### 4.4 まとめ

4 章では消失飛跡に付随する極めて低運動量の  $\pi^\pm$  の同定を試みた。まず、消失飛跡由来の  $\pi^\pm$  を再構成対象とするために、通常の ATLAS 飛跡再構成アルゴリズムよりも再構成の閾値を緩めた。その上で、 $\Delta R$  に加えて飛跡間の 3 次元距離を導入した。これにより、図 25[a][b] と図 30[a][b] を比較すると分かる通り、Truth とパラメータの値が異なる LowPtLargeTrack のみを取り除けている。3 層飛跡を想定した場合、低運動量  $\pi^\pm$  の同定率は約 20% と見積もられた。

#### 4.5 考察・展望

$\tilde{\chi}_1^\pm$  と LowPtLargeD0 track 間の  $d_{3D}$  のピークは、図 27 と比較して図 32 で小さくなっている。これは図 32 において  $\tilde{\chi}_1^\pm$  が検出器の 3 層目と 4 層目の中間で崩壊したと仮定したことで、本当は 3 層目通過直後もしくは 4 層目到達直前で崩壊している場合の計算にずれが生じるからである。展望として、同定効率がパイラップや消失飛跡の長さに依存するか調べる必要がある。また、 $(\Delta R, d_{3D})$  の閾値を最適化する際に用いた  $\text{RMS} < 0.1$  という制約に関して、他の指標を用いた場合と比較し、最適化方法の妥当性を検証する必要がある。

## 5 Vertex Constraint

消失飛跡自体の改善案の1つとして Vertex Constraint について述べる。Vertex Constraint は飛跡から見て最近接の衝突点をその飛跡のヒットと見なし、 $p_T, \eta, \phi, d_0, z_0$  を再計算するアルゴリズムである。ここで、最近接の衝突点は、 $\sqrt{d_0^2 + z_0^2}$  が最小の衝突点を指す。

### 5.1 Vertex Constraint の恩恵

ATLAS 検出器では付録 A で示すように、アーム長  $L$  が伸びると運動量分解能は良くなる。逆に短い飛跡は運動量分解能が悪いため、背景事象の  $p_T$  分布が信号事象  $p_T$  分布に似て高くなってしまう。Vertex Constraint によって実質的にビーム中心までアーム長を伸ばした場合、4層飛跡のアーム長は  $8.9\text{cm} \rightarrow 12.3\text{cm}$  となり、運動量分解能は約 1.9 倍改善することが見込まれる。これにより、分解能が理由で低く見積もられた信号事象は本来の High  $p_T$  側へシフトし、特にフェイクのような衝突点とは無関係な飛跡は強制的に衝突点に付随させられるため、Low  $p_T$  側へシフトすることが期待される。図 33 に  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 800\text{GeV}$ 、 $\tau = 0.2\text{ns}$  における truth と offline の  $\Delta q/p_T$  を示す。 $\Delta q/p_T = 10$  ならば大凡  $100\text{GeV}$  の飛跡と  $1\text{TeV}$  の飛跡を間違え得ることを表している。Vertex Constraint 前後の分布をガウシアンでフィットすると  $\sigma = 8.8[/\text{TeV}]$  から  $\sigma = 4.7[/\text{TeV}]$  まで改善することが分かった。また、4層飛跡の  $E_T^{\text{miss}} < 200\text{GeV}$  におけるデータの  $p_T$  分布を図 34 に示す。左端のビンには  $20\text{GeV}$  以下の飛跡も含まれる。図 34 から Vertex Constraint によって背景事象全体としては、より信号事象と分離しやすい Low  $p_T$  にシフトする傾向であることが分かる。また、5.5.1 節で後述する特殊なデータサンプルを用いて、同じエレクトロンが track として再構成された場合と tracklet として再構成された場合の違いを見たものを図 35 に示す。図 35[a] は track と tracklet[w/o Vertex Constraint] の関係、図 35[b] は tracklet[w/o Vertex Constraint] と tracklet[w/ Vertex Constraint] の関係、図 35[c] は track と tracklet[w/ Vertex Constraint] の関係である。

図 35 から、track は Pixel 検出器のみで再構成されると high  $p_T$  側にシフトする傾向にあるが、Vertex Constraint によって元の track  $p_T$  を再現する方向にシフトする傾向にあることが分かる。

### 5.2 Vertex Constraint 導入に伴う課題

Vertex Constraint を現行の消失飛跡解析に導入することを考えた際に生じる課題としてフェイクの見積もりがある。フェイクは 3.2 節で述べたように衝突点とは無関係な非物理的な飛跡であるため、現行解析では  $|d_0|/\sigma$  が大きな領域をフェイクの調整領域としている。しかし、Vertex Constraint によって衝突点と結びついた飛跡の場合、 $d_0, z_0$  は全て 0 となりフェイクの調整領域を用意出来ない。そこで Vertex Constraint を導入しても問題無い新たな見積もり方法を考案する必要がある。フェイクの見積もりの前に Electroweak channel の信号事象を選択する要求を表 7 と表 8 に示す。Kinematic selection では ISR Jet により系が boost し、 $\tilde{\chi}_1^0$  由来の  $E_T^{\text{miss}}$  が高

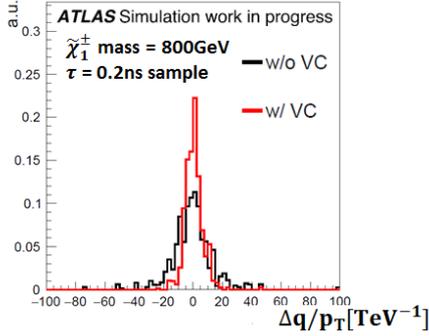


図 33 Vertex Constraint 前後での信号事象の  $\Delta q/p_T$

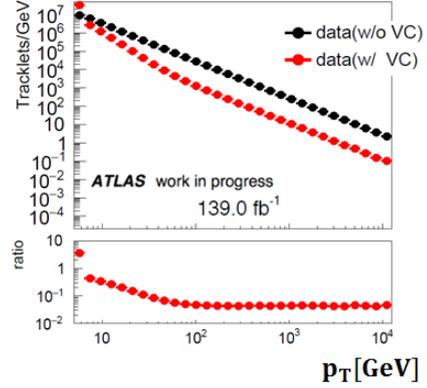


図 34 Low  $E_T^{miss}$  領域における Vertex Constraint 前後のデータ

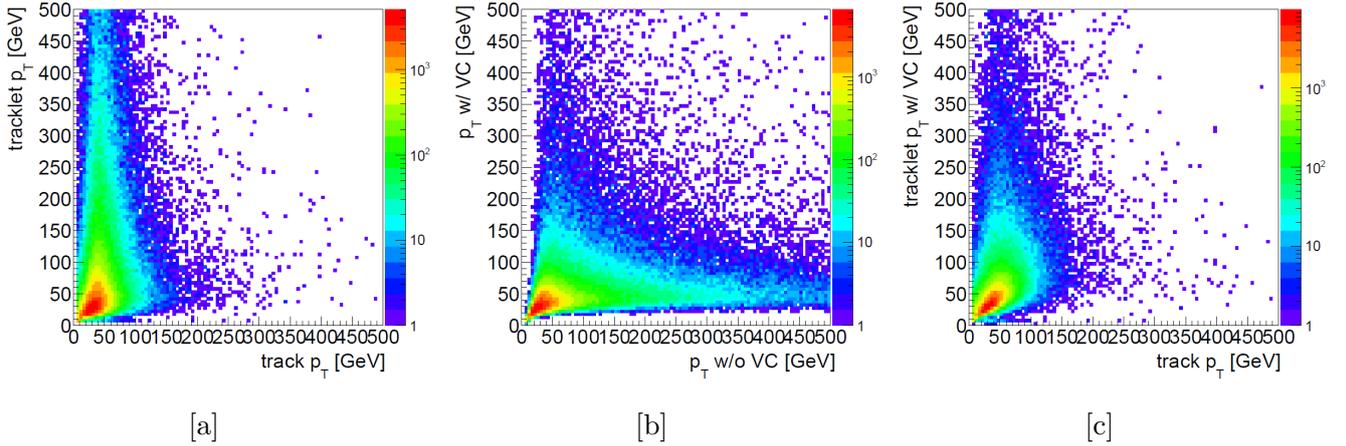


図 35 track  $p_T$ 、tracklet[w/o Vertex Constraint]  $p_T$ 、tracklet[w/ Vertex Constraint]  $p_T$  の関係

いイベントを選択する。また、 $t\bar{t}$ 、V+Jet 由来のレプトンと QCD 事象を除くために Lepton Veto と Jet と  $E_T^{miss}$  の角度が開いていることを要請する。Track selection では、周りに他のオブジェクトが無いこと、飛跡の質が良いこと、SCT にヒットが無い 4 層飛跡であること、Primary Vertex に近いことを要請する。また、 $|\eta|$  が 0 付近ではミューオン検出器が無いことと TRT のカバー範囲が  $|\eta| < 2.0$  であることから、 $|\eta|$  の範囲を制限する。

### 5.3 新たな調整領域の設定

Vertex Constraint 後のインパクトパラメータでフェイクとその他のバックグラウンドを分離するのは困難である。そこで Vertex Constraint 前のインパクトパラメータを用いてフェイクが支配的かつ信号事象が少ない領域を作成することを考える。現行解析のフェイク調整領域に用いている

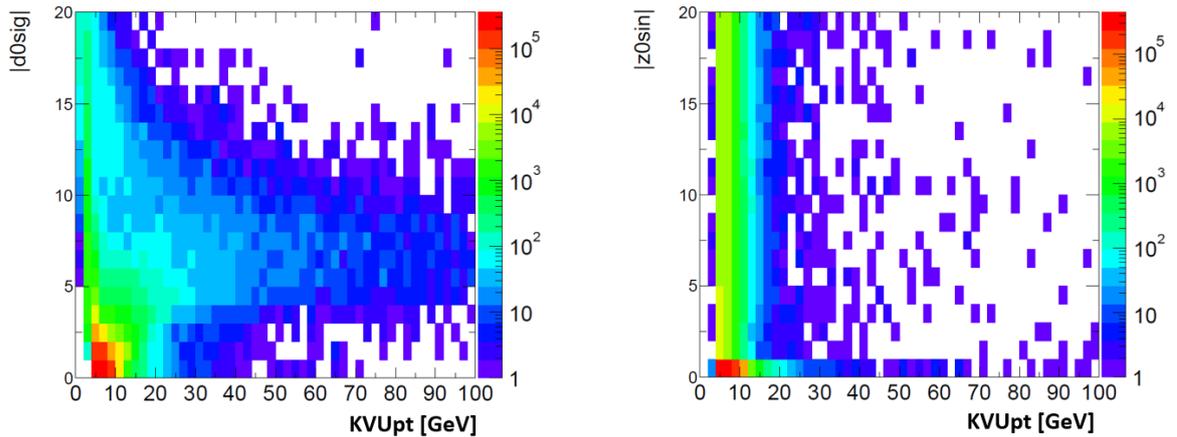
表 7 信号事象の Kinematic selection

Lowest unprescaled $E_T^{miss}$ trigger
$E_T^{miss} > 200\text{GeV}$
Leading Jet $p_T > 100\text{GeV}$
Lepton Veto
$\Delta\phi_{min}(Jet_{1,2,3,4}, E_T^{miss}) > 1.0$

表 8 信号事象の Track selection

Isolated Leading $p_T$ selection	Quality selection	Disappearing track	others
$p_T > 20\text{GeV}$	$N_{PixelLayers} \geq 4$	$N_{SCTHits} = 0$	$0.1 <  \eta  < 1.9$
$\Delta R(Jet^{50\text{GeV}}, track) > 0.4$	$N_{IBLHits} \geq 1, \text{if expected}$	$E_T^{clus20} < 5.0\text{GeV}$	$ d_0/\sigma  < 1.5$
$\Delta R(e, track) > 0.4$	$N_{GaugedFlaggedFakes} = 0$		$ z_0 \sin\theta \text{ w.r.t. PV}  < 0.5\text{mm}$
$\Delta R(\mu, track) > 0.4$	$N_{SiHoles} = 0$		
$\Delta R(MS, track) > 0.4$	$N_{PixelSpoiltHits} = 0$		
highest $p_T$ in $p_T^{cone40}/p_T < 0.04$	$N_{PixelOutliers} = 0$		
	$\chi^2 \text{ probability} > 0.1$		

$d_0/\sigma$  は XY 平面のインパクトパラメータである。しかし、Vertex Constraint による  $p_T$  の変化量が  $d_0/\sigma$  によって変わるため、図 36[a] に示すように Vertex Constraint 後の  $p_T$  分布は  $d_0/\sigma$  に依存する。図 36[b] から、本解析ではフェイク調整領域の代替案として  $|z_0 \sin\theta|$  が大きいことを要請する。

[a]  $|d_0/\sigma$  との相関 ( $|z_0 \sin\theta| < 0.5$  を要求)[b]  $|z_0 \sin\theta|$  との相関 ( $|d_0/\sigma| < 1.5$  を要求)図 36 インパクトパラメータと Vertex Constraint 後の  $p_T$  の関係 ( $E_T^{miss} < 200\text{GeV}$ )

次に閾値の最適化を行う。今回は指標として以下の式で表す  $r_{\text{diff}}$  を用いる。

$$r_{\text{diff}} = |1 - r_{\text{LH}}| + |1 - r_{\text{LM}}| \quad (14)$$

$$r_{\text{LH}} = \frac{n_{\text{VR}}^{\text{H}}/n_{\text{VR}}^{\text{L}}}{n_{\text{CR}}^{\text{H}}/n_{\text{CR}}^{\text{L}}} \quad (15)$$

$$r_{\text{LM}} = \frac{n_{\text{VR}}^{\text{M}}/n_{\text{VR}}^{\text{L}}}{n_{\text{CR}}^{\text{M}}/n_{\text{CR}}^{\text{L}}} \quad (16)$$

$n_{\text{VR}}^{\text{H}}$ 、 $n_{\text{VR}}^{\text{M}}$ 、 $n_{\text{VR}}^{\text{L}}$ 、 $n_{\text{CR}}^{\text{H}}$ 、 $n_{\text{CR}}^{\text{M}}$ 、 $n_{\text{CR}}^{\text{L}}$  は図 37 に示す各領域に含まれる Tracklet 数である。フェイクは非物理的な飛跡であるため、Vertex Constraint 後の  $p_T$  分布が  $E_T^{\text{miss}}$  や  $|z_0 \sin \theta|$  に依存しないと考えると、理想的には  $r_{\text{LH}}$  と  $r_{\text{LM}}$  は共に 1 となる。そこで  $5\text{mm} < |z_0 \sin \theta| < 15\text{mm}$  の範囲内で  $r_{\text{diff}}$  が最小となる値を最適な閾値と定めた。結果、 $|z_0 \sin \theta| = 6\text{mm}$  の時、 $r_{\text{LH}} = 0.88 \pm 0.58$ 、 $r_{\text{LM}} = 1.53 \pm 0.74$  で  $r_{\text{diff}}$  が最小となった。また、図 38 の  $E_T^{\text{miss}}$  分布から分かるように、 $E_T^{\text{miss}}$  が高いことを要求すると統計量が大幅に減少する。そこでフェイク調整領域では統計量を増やすために  $E_T^{\text{miss}} > 200\text{GeV}$  を要求しない。

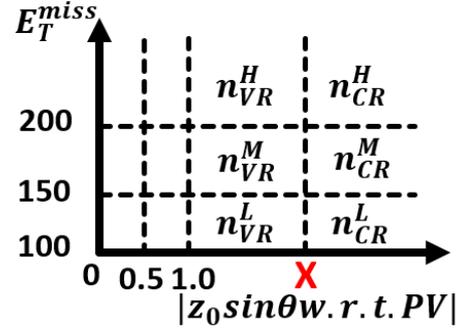


図 37 各領域の定義

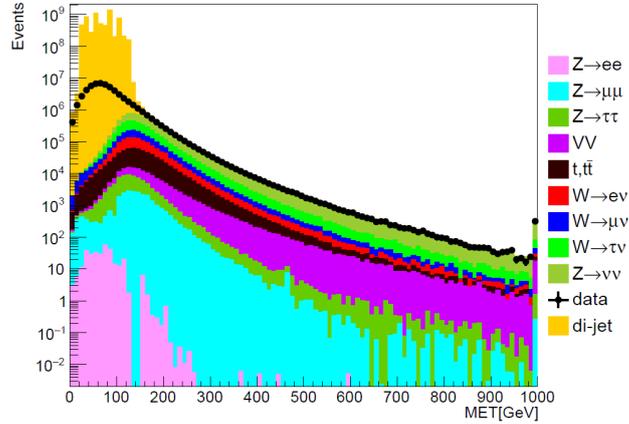


図 38  $E_T^{\text{miss}}$  以外の Kinematic selection をかけた時の  $E_T^{\text{miss}}$  分布 (Data 2017)

## 5.4 調整領域の評価

新たに作成したフェイク調整領域 (以下、New Fake CR) におけるフェイクの割合が高いことを保証するため、図 39 に示す 2 領域を別に作成する。Fake Pure Region はインパクトパラメータが共に

大きいため、この領域に含まれる飛跡は全てフェイクと考える。一方、LepHad Pure Region は信号領域とインパクトパラメータの要求が同じであるため、レプトンバックグラウンドとハドロンバックグラウンドが支配的であると考える。ただし、信号領域を含まないように、LepHad Pure Region に関しては  $E_T^{miss}$  が小さいことを要求する。また、3章で述べたように、フェイクは粒子が実在しないため、カロリメータに落とすエネルギーは無い。よってフェイクとその他のバックグラウンドでカロリメータベトを通る割合が大きく異なる。この性質を利用して New Fake CR における

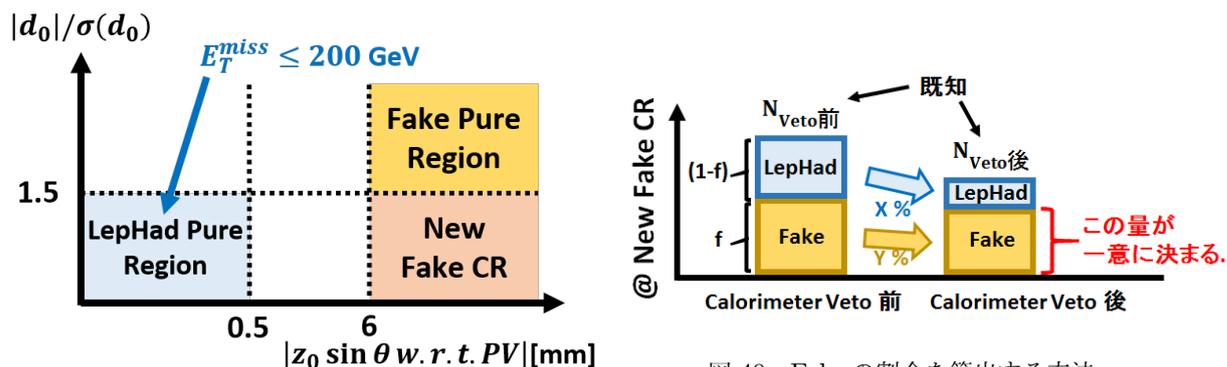


図 39 各領域の定義

図 40 Fake の割合を算出する方法

フェイクの割合を確認する。図 40 にフェイクの割合の算出方法を示す。カロリメータベト前後で New Fake CR に含まれる Tracklet 数は既知であり、各背景事象がカロリメータベトで減少する割合 (図 40 中 X,Y) は LepHad Pure Region と Fake Pure Region に含まれる Tracklet にカロリメータベトを適用することで算出できる。以上の値からカロリメータベト後の New Fake CR に含まれるフェイクの割合を一意に決めることが出来る。実際に LepHad Pure Region におけるカロリメータのエネルギー分布を図 41 に、Fake Pure Region におけるカロリメータのエネルギー分布を図 42 に示す。図 42 は  $|z_0 \sin \theta|$  の閾値を 5 箇所変化させて見たが、カロリメータのエネルギーとの相関は無かった。

図 41、42 の分布から、図 40 中の  $X = 8.9\%$ 、 $Y = 98.1\%$  と分かった。但し、LepHad Pure Region においてカロリメータベトで残った Tracklet は、LepHad Pure Region に混入したフェイクと考えられるため、実際にはレプトン/ハドロンバックグラウンドが 8.9% 残ることは無い。以上から、New Fake CR に含まれるフェイクの割合は 87.8% 以上と求まった。図 43 は横軸が  $|z_0 \sin \theta|$  の閾値を 6.0mm から高くしていった時に Tracklet がカロリメータベトを通る割合、縦軸はカロリメータベト後のフェイクの割合であり、カロリメータベトの閾値が 5GeV と 10GeV の場合を示している。 $|z_0 \sin \theta|$  が大きい、つまり Primary Vertex から離れると実在する粒子の Tracklet が減るため、フェイクの割合は高まる。

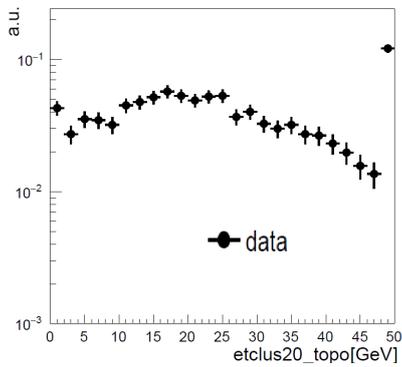


図 41 LepHad Pure Region におけるカロリメータのエネルギー

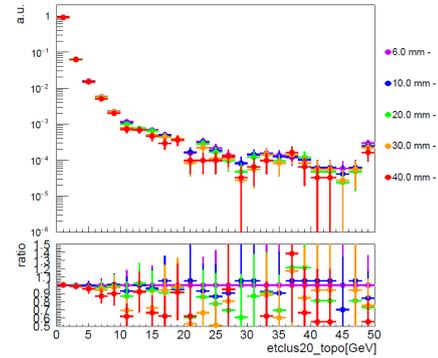


図 42 Fake Pure Region におけるカロリメータのエネルギー

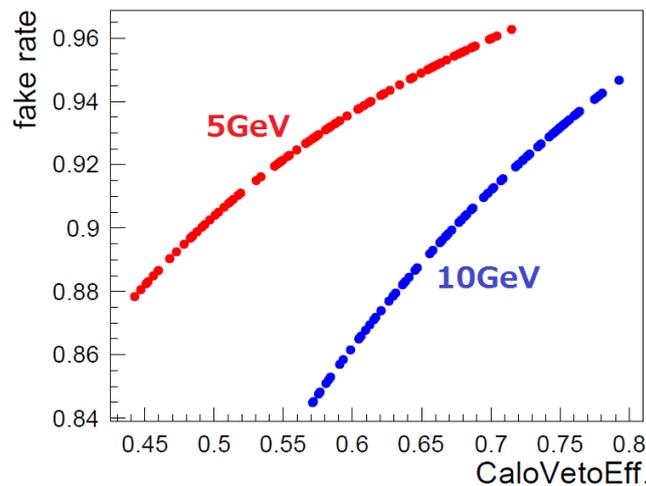


図 43 カロリメータベトを通る割合とフェイクの割合の関係

## 5.5 レプトン/ハドロン バックグラウンドの見積もり

レプトン/ハドロン バックグラウンドについては、現行解析の手法を踏襲する。現行解析では統計量を増やすため、Tracklet では無く Track を使って見積もりを行う。

### 5.5.1 Smearing function

本解析では  $p_T$  分解能が重要であるため、データを用いて、Track の  $p_T$  を Tracklet の  $p_T$  に焼き直す関数を作成する必要がある。より信号事象に近い振る舞いの Tracklet を使用するため、Track に加えて、Pixel 4 層のヒットのみを用いて人工的に作成した Tracklet を含んだデータを用いる。コンピュータリソースとの兼ね合いから、284285(2015)、302872(2016)、340072(2017)、

358395(2018) の 4 run のみを使用する。また、single lepton trigger を通り、フレーバーが同じ 2 本のレプトンで組んだ不変質量  $m_{ll}$  が  $|m_{ll} - m_Z| < 10\text{GeV}$  を満たすことなどを課す。本解析では、Vertex Constraint 後の  $p_T$  分布を見積もるために、 $q/p_T(\text{Tracklet[w/VC]}) - q/p_T(\text{Track})$  分布をクリスタルボール関数でフィットし、Track の  $p_T$  1 エントリーに対して、関数の幅で乱数によって振り分けた (Smear した)  $p_T$  を Vertex Constraint 後の Tracklet の  $p_T$  とする。クリスタルボール関数と Smear 後の  $p_T$  の定義を以下に示す。

$$f(z) = \begin{cases} \exp\left(\alpha \cdot \left(z + \frac{\alpha}{2}\right)\right) & (z < -\alpha) \\ \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) & (-\alpha < z < \alpha) \\ \exp\left(-\alpha \cdot \left(z - \frac{\alpha}{2}\right)\right) & (z > +\alpha) \end{cases} \quad (17)$$

$$z = \frac{\Delta q/p_T - \text{mean}}{\sigma}$$

$$p_T^{\text{tracklet}} = \left| \left( \frac{q}{p_T} \right)^{\text{track}} + \text{Random}(f(z)) \right|^{-1} \quad (18)$$

また、電子を要求した場合とミューオンを要求した場合でのクリスタルボール関数によるフィット結果を図 44、図 45 と表 9 に示す。特に電子の場合、 $|\Delta q/p_T| = 30[\text{TeV}]$  付近からフィットで再現できない領域が見られる。この領域は  $\sigma$  のみが異なる 3 つのクリスタルボール関数を用いることで概ね再現可能だが、割合は 1% 未満であるため今回は考慮しない。

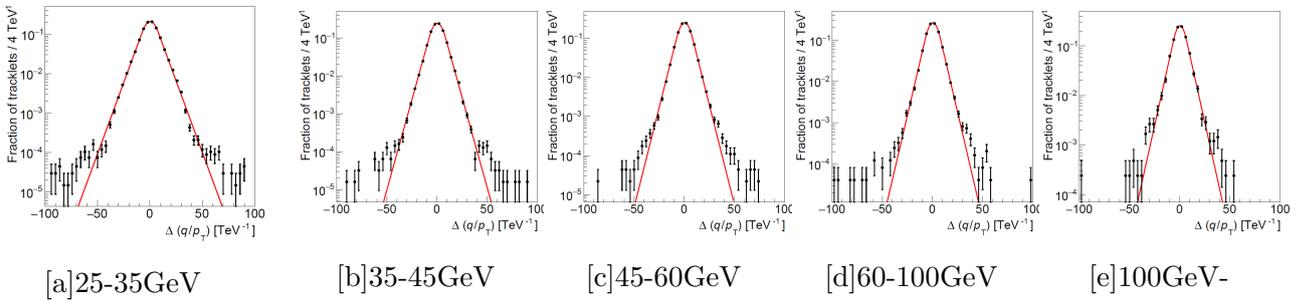


図 44 クリスタルボール関数によるフィット結果 (電子)

表 9 フィットで算出した各パラメータ

粒子種	パラメータ名	25 – 35GeV	35 – 45GeV	45 – 60GeV	60 – 100GeV	100–GeV
電子	mean	3.19e-1	3.42e-1	3.38e-1	3.63e-1	3.27e-1
	sigma	6.77e+0	6.15e+0	5.83e+0	5.62e+0	5.51e+0
	alpha	1.13e+0	1.35e+0	1.37e+0	1.35e+0	1.15e+0
ミューオン	mean	3.74e-1	3.07e-1	2.77e-1	2.19e-1	2.42e-1
	sigma	6.18e+0	5.73e+0	5.47e+0	5.26e+0	5.37e+0
	alpha	1.63e+0	1.51e+0	1.50e+0	1.48e+0	1.65e+0

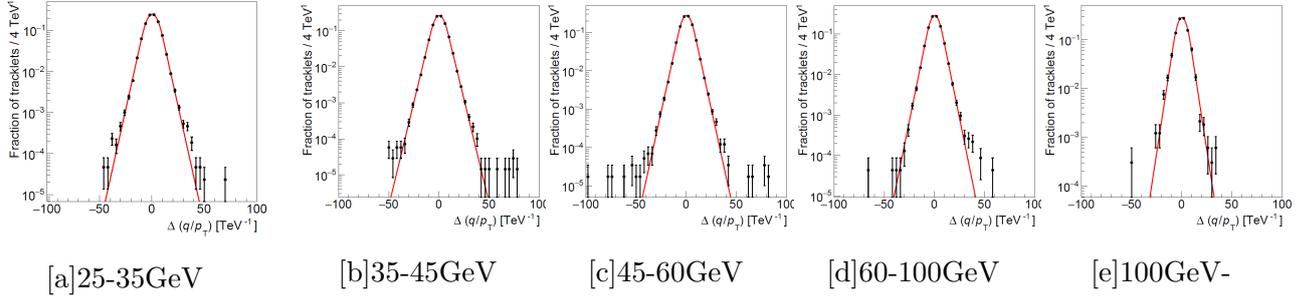
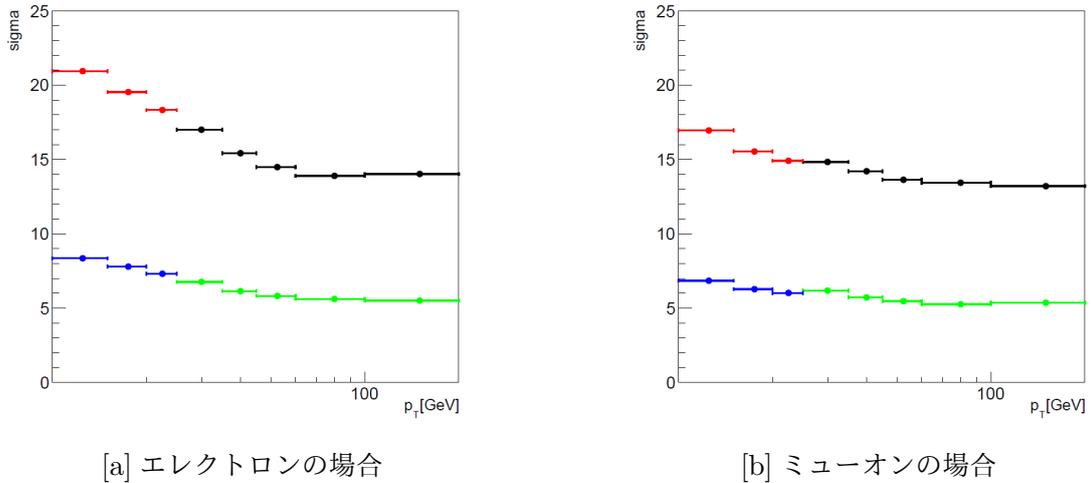


図 45 クリスタルボール関数によるフィット結果 (ミュオン)

また、作成した Smearing function は後述する各バックグラウンド調整領域の Track に対して適用する。その際、調整領域の Track が  $p_T > 10\text{GeV}$  である一方、Smearing function は特殊なサンプルを使用している都合上  $p_T > 25\text{GeV}$  のみである。表 9 から分かる通り、クリスタルボール関数の  $\sigma$  は低い Track  $p_T$  で大きくなる傾向があるため、 $10\text{GeV} < p_T < 25\text{GeV}$  の Track 用に Smearing function の  $\sigma$  を用意する必要がある。現行解析では single particle の MC を用いて  $10\text{GeV} < p_T < 15\text{GeV}$ 、 $15\text{GeV} < p_T < 20\text{GeV}$ 、 $20\text{GeV} < p_T < 25\text{GeV}$  における  $\sigma$  を求め、 $p_T > 25\text{GeV}$  の  $(\sum \sigma_{\text{data}})/(\sum \sigma_{\text{mc}})$  を掛けることで算出している。図 46 の黒は Vertex Constraint をしていない現行解析の  $\sigma$ 、赤は single particle MC を用いて算出した現行解析の  $\sigma$  である。本解析では Vertex Constraint を行うために Vertex を組む必要があり、各イベントで 2 本以上の Track が存在しない single particle の MC は使用できない。そこで現行解析の結果から簡易的に計算する。図 46 の緑が Vertex Constraint をした本解析の  $\sigma$  である。青は赤に対して  $(\sum \sigma_{\text{緑}})/(\sum \sigma_{\text{黒}})$  を掛けた値であり、本解析における  $10\text{GeV} < p_T < 25\text{GeV}$  の Track を Smear する際に用いる。



[a] エレクトロンの場合

[b] ミュオンの場合

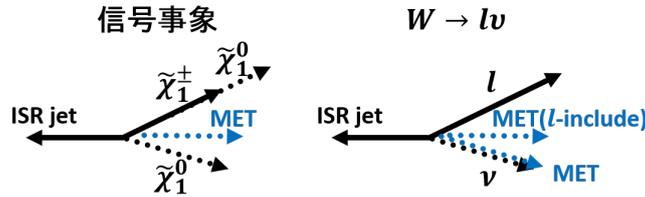
図 46  $10\text{GeV} < p_T < 25\text{GeV}$  における Smearing function の  $\sigma$

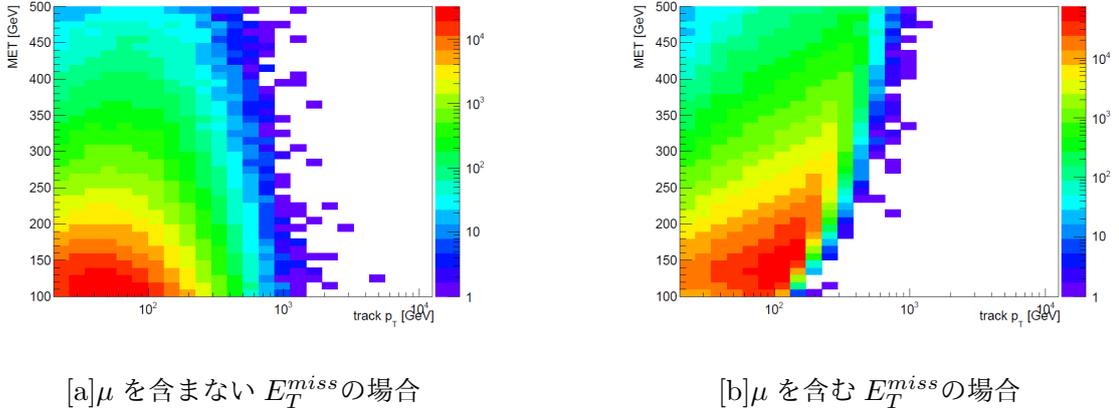
## 5.5.2 各バックグラウンド調整領域の定義

電子、ミューオン、ハドロンバックグラウンドが支配的な調整領域を用意し、そこに含まれる Track の  $p_T$  を先ほど作成した関数で Tracklet の  $p_T$  に変換する。各調整領域は信号領域と大凡同じ Kinematic selection と Track selection を行う。信号領域と異なる要求のみを表 10 に示す。Single electron CR では Track を用いるために  $N_{SCTHits} = 0$  を要求しない。また、電子を選択したいため、電子との isolation を要求しない。Single muon CR の場合も同様の理由でミューオンとの isolation を外す。Single electron CR と Single muon CR に含まれる事象は、主に  $W \rightarrow l\nu$  事象と考えられる。信号領域に入るイベントを想定するため、図 47 のようにレプトンが同定されずにレプトンの  $p_T^{e(\mu)}$  を含んだ  $E_T^{miss}$  を用いる。ミューオンを含んだ  $E_T^{miss}$  と  $p_T^\mu$  及び、ミューオンを含まない  $E_T^{miss}$  と  $p_T^\mu$  の関係を図 48 に示す。ミューオンを含んだことでミューオンの  $p_T$  との相関が見られる。Hadron CR では検出器の部材で散乱したハドロンと非散乱ハドロンの  $p_T$  分布は変わらないという先行研究 [12] から、ヒット数が多いことを要求して非散乱ハドロンを選択する。

表 10 各調整領域の Kinematics 及び Track selection

Single electron CR	Single muon CR	Hadron CR
w/o Lepton Veto	w/o Lepton Veto	$N_{SCTHits} \geq 6$
$N_e = 1, N_\mu = 0$	$N_\mu = 1, N_e = 0$	$N_{TRTHits} \geq 15$
w/o $N_{SCTHits}$ cut	w/o $N_{SCTHits}$ cut	$E_T^{clus20} > 3.0$
w/o $\Delta R(e, track)$ cut	w/o $\Delta R(\mu, track)$ cut	$E_T^{clus40}/p_T > 0.5$
$p_T^\mu > 10\text{GeV}$	w/o $\Delta R(MS, track)$ cut	$p_T > 10\text{GeV}$
	$p_T^e > 10\text{GeV}$	

図 47 信号事象とレプトンが消失飛跡と見なされた場合の  $W \rightarrow l\nu$  事象の kinematics

図 48  $p_T^\mu$  と  $E_T^{miss}$  の関係

また、Smear する前に Track に対して Tag-and-Probe 法で算出した補正を適用する必要がある。以下に詳細を示す。

### 5.5.3 エレクトロンの補正

補正項の算出には表 11 の要求で選択した  $Z \rightarrow ee$  イベントを用いる。まず、片方のエレクトロンをタグし、もう一方のカリメータクラスターに付随する Track が SCT にヒットを残さない割合を求める。これにより、エレクトロンの Track が同定に失敗して消失飛跡と判断されてしまう確率 ( $TF_{\text{pixel-only}}^e$ ) を算出する。また、片方のエレクトロンをタグし、もう一方の Track がカリメータベトで残る割合を見ることで、エレクトロンがカリメータベトで残る確率 ( $TF_{\text{calo-veto}}^e$ ) を算出する。Tag-and-Probe に用いるエレクトロンの定義を表 12 に示す。

$$TF_{\text{pixel-only}}^e(p_T, \eta) = N_{\text{pixel-only}}(p_T, \eta) / N_e(p_T, \eta) \quad (19)$$

$$TF_{\text{calo-veto}}^e(p_T, \eta) = N_{E_T^{\text{clus}20} < 5.0 \text{ GeV}}(p_T, \eta) / N_{E_T^{\text{clus}20} > 10 \text{ GeV}}(p_T, \eta) \quad (20)$$

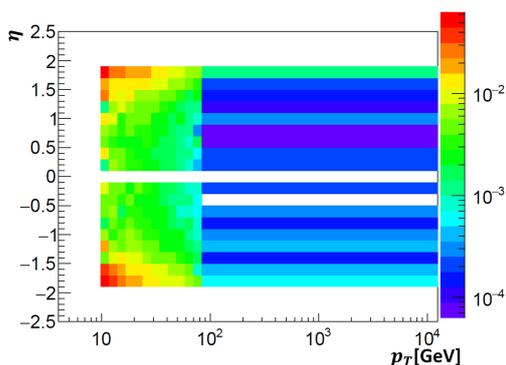
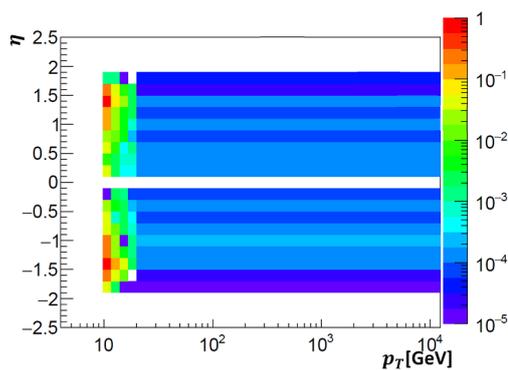
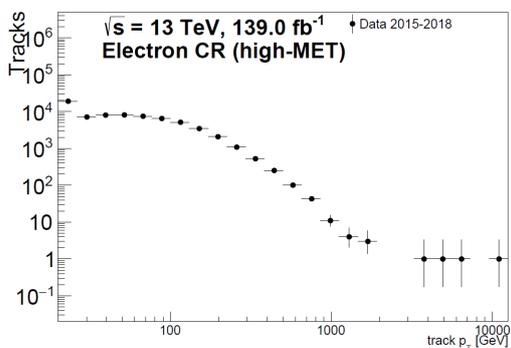
表 11  $Z \rightarrow ee$  イベントの定義

Lowest unscaled single electron trigger
$N_\mu = 0, N_e^{\text{tag}} \geq 1, N_e^{\text{probe}} \geq 1$
$ m(\text{tag } e, \text{probe } e) - m_Z  < 10 \text{ GeV}$

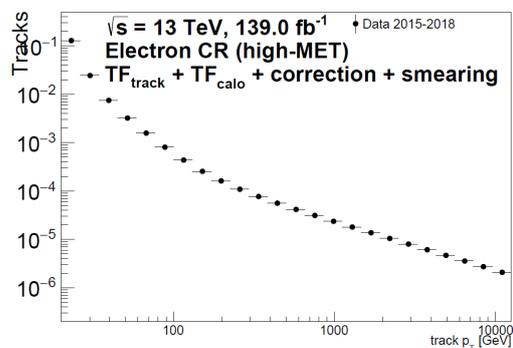
また、フェイクの影響を抑えるために、2つのエレクトロンが同電荷のイベントを逆電荷のイベントから引いたイベント数を使用する。算出した  $TF_{\text{pixel-only}}^e$  を図 49 に、 $TF_{\text{calo-veto}}^e$  を図 50 に示す。また、補正と Smearing を行う前後でのエレクトロンの分布を図 51 に示す。各バックグラウンドの数は最後にデータにフィットをする際に決まるため、Smear 後の分布の縦軸の数値は意味を持たない。

表 12 Tag e 及び  $TF_{\text{pixel-only}}^e$  用 Probe e と  $TF_{\text{calo-veto}}^e$  用 Probe e の定義

Tag e	Probe e ( $TF_{\text{pixel-only}}^e$ )	Probe e ( $TF_{\text{calo-veto}}^e$ )
Trigger object matching	$\Delta R(\text{CaloCluster}, \text{Associated track}) < 0.2$	$p_T$ 以外の Single electron CR の要求
Signal e criteria	$p_T^{\text{CaloCluster}} > 10\text{GeV}$	$N_{\text{SCTHits}} > 5$
$p_T > 30\text{GeV}$	$ \eta^{\text{CaloCluster}}  < 2.5$	
	$p_T$ 以外の Single electron CR の要求	

図 49  $TF_{\text{pixel-only}}^e$ 図 50  $TF_{\text{calo-veto}}^e$ 

[a] 補正&amp;Smearing 前



[b] 補正&amp;Smearing 後

図 51 エレクトロンバックグラウンドの分布

## 5.5.4 ミューオンの補正

ミューオンの補正は大凡電子と同じ方法で行う。算出に用いる  $Z \rightarrow \mu\mu$  イベントの要求を表 13 に示す。 $TF_{\text{pixel-only}}^\mu$  は  $TF_{\text{pixel-only}}^e$  の算出をミューオンに置き換えて行う。また、片方のミューオンをタグし、もう一方の Track にミューオンスペクトロメータで再構成さ

れた Track(MS Track) が付随する割合を見ることで、ミューオンがミューオンベトで残る割合 ( $TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$ ) を算出する。Tag-and-Probe に用いるミューオンの定義を表 14 に示す。

$$TF_{\text{pixel-only}}^\mu(p_T, \eta) = N_{\text{pixel-only}}(p_T, \eta)/N_\mu(p_T, \eta) \quad (21)$$

$$TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu(\eta, \phi) = N_{\text{NoMSTrack}}(\eta, \phi)/N_{\text{MSTrack}}(\eta, \phi) \quad (22)$$

表 13  $Z \rightarrow \mu\mu$  イベントの定義

Lowest unprecaled single muon trigger

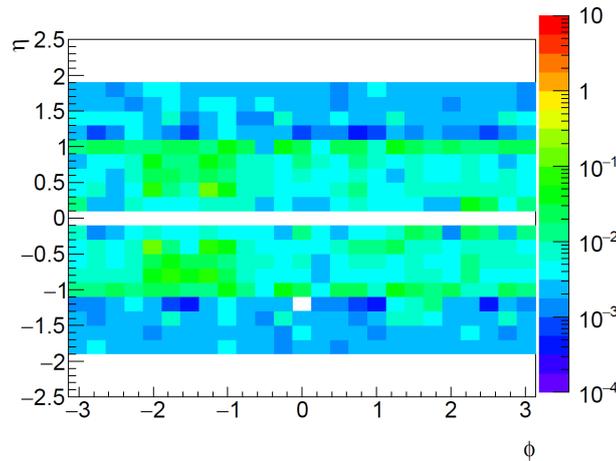
$$N_e = 0, N_\mu^{\text{tag}} \geq 1, N_\mu^{\text{probe}} \geq 1$$

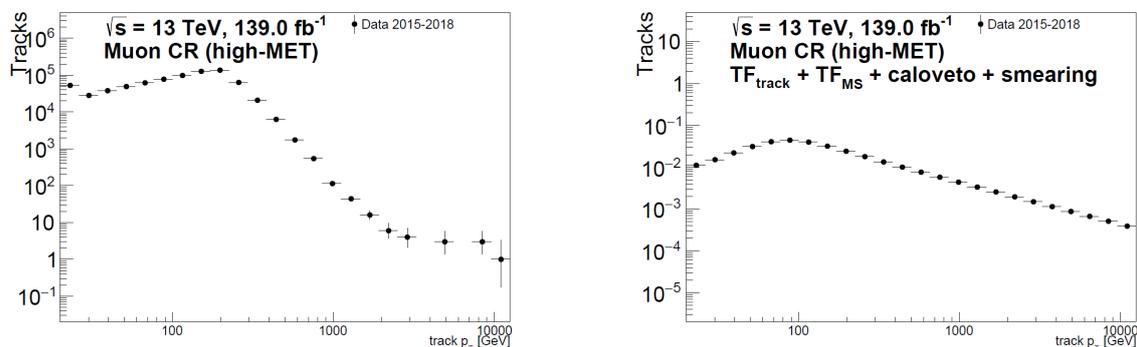
$$|m(\text{tag } \mu, \text{probe } \mu) - m_Z| < 10\text{GeV}$$

表 14 Tag  $\mu$  及び  $TF_{\text{pixel-only}}^\mu$  用 Probe  $\mu$  と  $TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$  用 Probe  $\mu$  の定義

Tag $\mu$	Probe $\mu$ ( $TF_{\text{pixel-only}}^\mu$ )	Probe $\mu$ ( $TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$ )
Trigger object matching Signal $\mu$ criteria $p_T > 30\text{GeV}$	$\Delta R(\text{MSTrack}, \text{Associated track}) < 0.2$ $p_T^{\text{MSTrack}} > 10\text{GeV}$ $ \eta^{\text{MSTrack}}  < 2.5$ $p_T$ 以外の Single $\mu$ CR の要求	$p_T$ 以外の Single $\mu$ CR の要求 $N_{\text{SCTHits}} > 5$

ミューオンの場合も 2つのミューオンが同電荷のイベントを逆電荷のイベントから引くことでフェイクの影響を抑えている。算出した  $TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$  を図 52 に示す。 $TF_{\text{pixel-only}}^\mu$  は統計量が少ないため、領域を分割せず、定数  $5.976 \times 10^{-5}$  を使用する。また、補正と Smearing を行う前後でのミューオンの分布を図 53 に示す。

図 52  $TF_{\text{NoMSTrack}}^\mu$



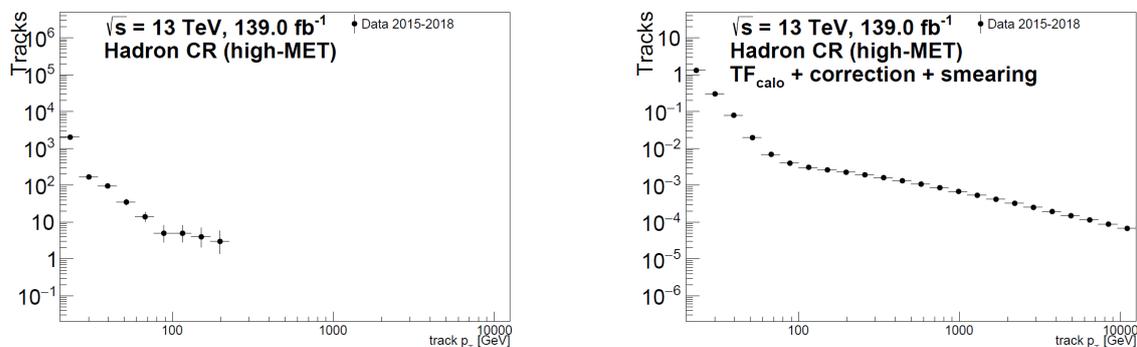
[a] 補正&amp;Smearing 前

[b] 補正&amp;Smearing 後

図 53 ミューオンバックグラウンドの分布

## 5.5.5 ハドロンの補正

ハドロンの消失飛跡と判断される確率 ( $TF_{\text{pixel-only}}^{\text{had}}$ ) はハドロンの  $p_T$  に依存しない。Smear 後の縦軸の数値は意味を持たないため、 $p_T$  に対して一律に掛かる場合は省略する。また、ハドロンのカロリメータベトで残る割合は電子と共通の補正 ( $TF_{\text{calo-veto}}^e$ ) を用いる。補正と Smearing を行う前後でのハドロンの分布を図 54 に示す。



[a] 補正&amp;Smearing 前

[b] 補正&amp;Smearing 後

図 54 ハドロンバックグラウンドの分布

## 5.6 同時フィット

個別に見積もったフェイク、電子、ミューオン、ハドロンの Vertex Constraint 後の  $p_T$  分布を用いてデータに対してフィットを行う。フィットに使用する領域の定義を図 55 に示す。表 8 に示した通り、インパクトパラメータは  $|d_0|/\sigma < 1.5$  かつ  $|z_0 \sin\theta| < 0.5\text{mm}$  を要求している。

各バックグラウンドの数を決定するために、High  $E_T^{miss}$  & Low  $p_T$  領域と同時に信号事象が少ない Low  $E_T^{miss}$  領域に対してもフィットを行う。また、ATLAS 実験では、解析の際に都合の良いバイアスを与えないために、信号領域のデータは解析の手順や妥当性が確立されるまでブラインドをする。そこで、Middle  $E_T^{miss}$  & Low  $p_T$  領域と Low  $E_T^{miss}$  領域を同時にフィットし、Middle  $E_T^{miss}$  & High  $p_T$  におけるデータとバックグラウンドの一致度合いを見積もりの妥当性を担保する。フィットは Maximum Likelihood を用いる。また、Middle  $E_T^{miss}$  領域をフィットする場合は、Low  $E_T^{miss}$  領域に含まれるフェイク数と Middle  $E_T^{miss}$  領域に含まれるフェイク数の比が、(15) 式で定義される  $r_{LM} = 1.53 \pm 0.74$  と誤差の範囲内で一致するという条件を課す。同様に、High  $E_T^{miss}$  領域をフィットする場合は、Low  $E_T^{miss}$  領域に含まれるフェイク数と High  $E_T^{miss}$  領域に含まれるフェイク数の比が、(16) 式で定義される  $r_{LH} = 0.88 \pm 0.58$  と誤差の範囲内で一致するという条件を課す。妥当性を確認したのが図 56 と図 57 である。フィットに使用していない Middle  $E_T^{miss}$  & High  $p_T$  領域でデータと背景事象が一致しているのが分かる。フェイクの  $p_T$  分布のフィットに使用した関数を以下に示す。但し、この関数に物理的意味は無い。

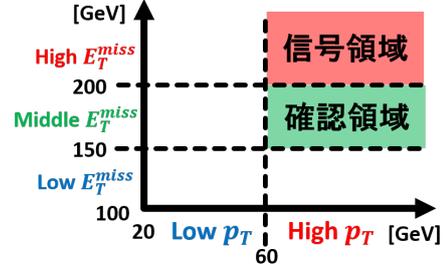
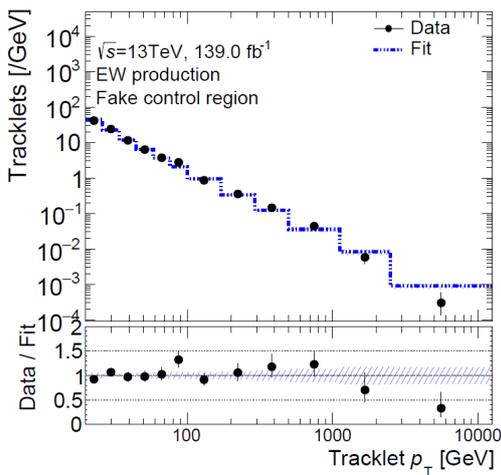
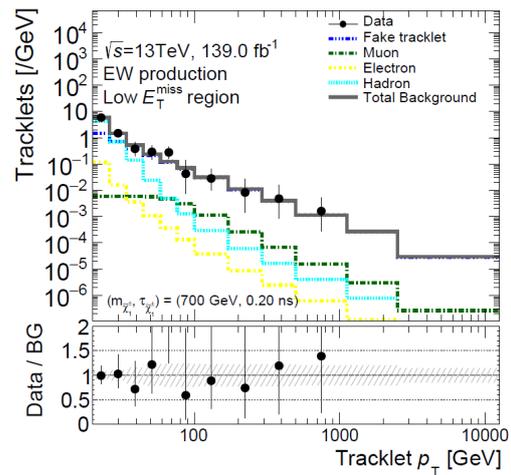


図 55 フィットに用いる領域の定義 ( $|d_0|/\sigma < 1.5, |z_0 \sin\theta| < 0.5\text{mm}$ )

$$f(p_T) = \exp\left(-p_0 \cdot \log(p_T) + p_1 \cdot \frac{1}{p_T}\right) \quad (23)$$

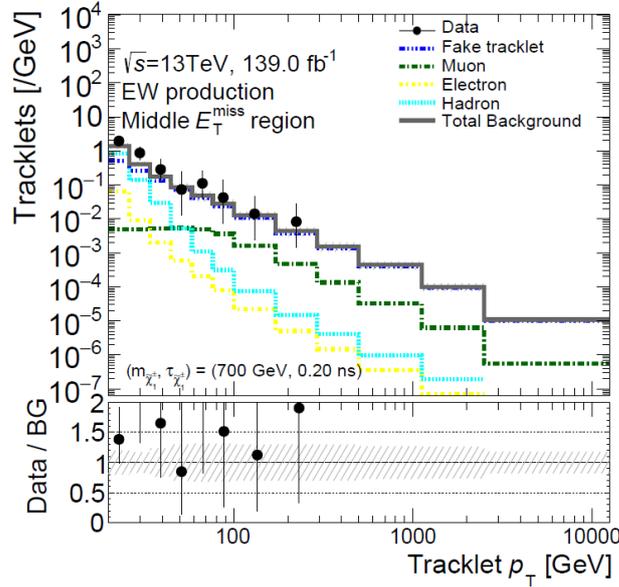


[a] Fake CR



[b] Low  $E_T^{miss}$  領域

図 56 Low  $E_T^{miss}$  & Middle  $E_T^{miss}$  同時フィット結果 その 1

図 57 Low  $E_T^{miss}$  & Middle  $E_T^{miss}$  同時フィット結果 その 2

High  $E_T^{miss}$  & Low  $p_T$  領域と Low  $E_T^{miss}$  領域を同時フィットした結果を図 58 と図 59 に示す。また、比較として現行解析を再現した Vertex Constraint 無しのフィット結果を図 60 と図 61 に示す。信号事象は Vertex Constraint によって High  $p_T$  成分が増加しているのが分かる。また、フェイクの分布は、High  $E_T^{miss}$  領域における Low  $p_T$  成分の割合が増えており、カロリメータベトで除くのが困難なフェイクに対して Vertex Constraint が有効であることが分かる。データ量が現行解析と本解析で約  $3\text{fb}^{-1}$  異なるのは、現行解析ではより消失飛跡解析に適した Run のみを使用しているからである。Vertex Constraint 前後で High  $E_T^{miss}$  & High  $p_T$  領域に含まれる各背景事象数を表 15 に示す。Vertex Constraint により電子とハドロンが減少した一方、ミュオンは僅かに増加した。これは、図 53 で示すように、元々のミュオン Track  $p_T$  分布のピークが  $200\text{GeV}$  付近にあり、Vertex Constraint 無しの Smear に比べて、Vertex Constraint 有りの Smear の方がより High  $p_T$  にシフトしたからだと考えられる。現行解析で High  $E_T^{miss}$  & High  $p_T$  のデータがブラインド状態であるため、図 59 は High  $p_T$  のデータを載せていない。そこで今回は、信号領域である High  $E_T^{miss}$  & High  $p_T$  領域に含まれる予想信号事象数と予想背景事象数から、 $\text{binned significance } Z = \sqrt{2\Sigma((s+b) \cdot \log(1+s/b) - s)}$  を計算することで、Vertex Constraint による感度向上の度合いを見積もる。 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 700\text{GeV}, 800\text{GeV}, 900\text{GeV}, 1\text{TeV}$ 、寿命  $0.2\text{ns}$  における Vertex Constraint 前後の  $Z$  value とその比を表 16 に示す。どの質量においても 2 倍近く改善していると分かった。

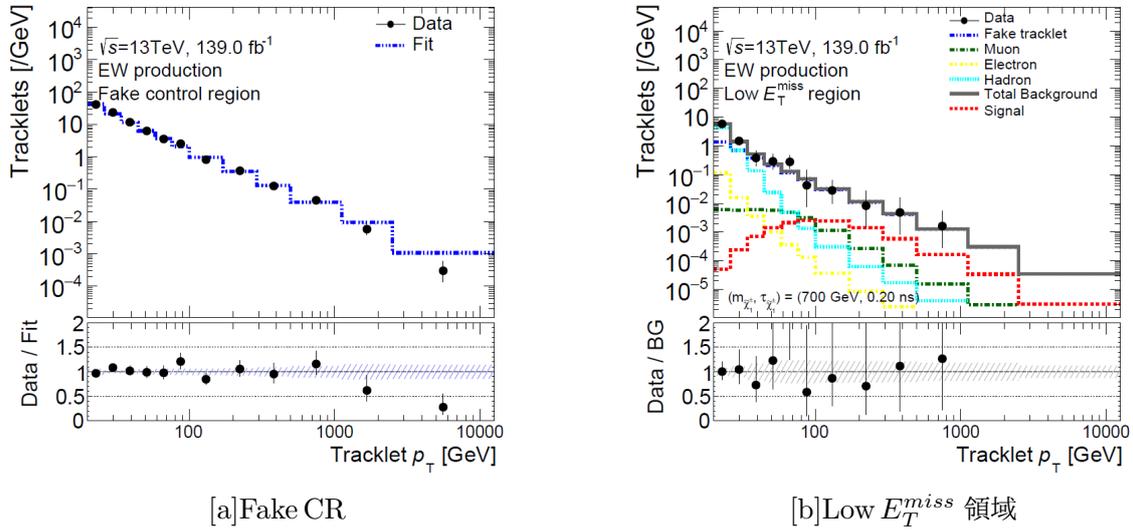


図 58 Low  $E_T^{miss}$  & High  $E_T^{miss}$  同時フィット結果 その 1

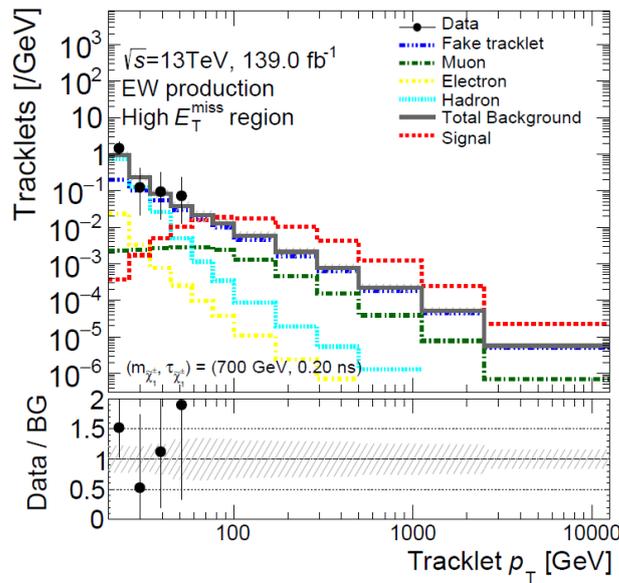
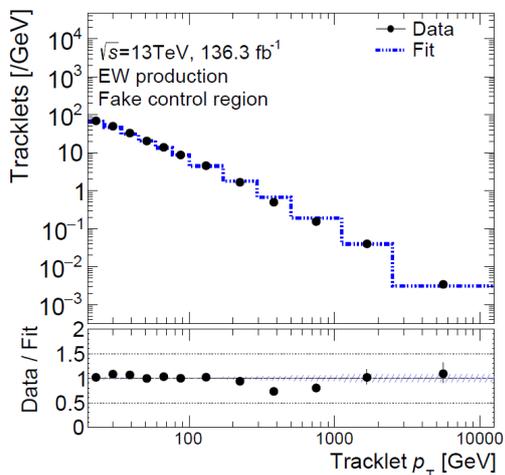


図 59 Low  $E_T^{miss}$  & High  $E_T^{miss}$  同時フィット結果 その 2



[a] Fake CR

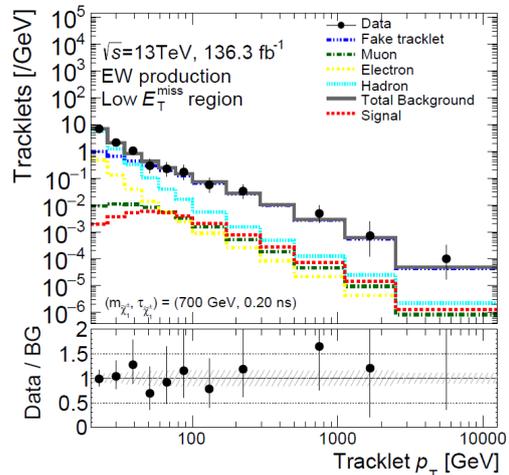
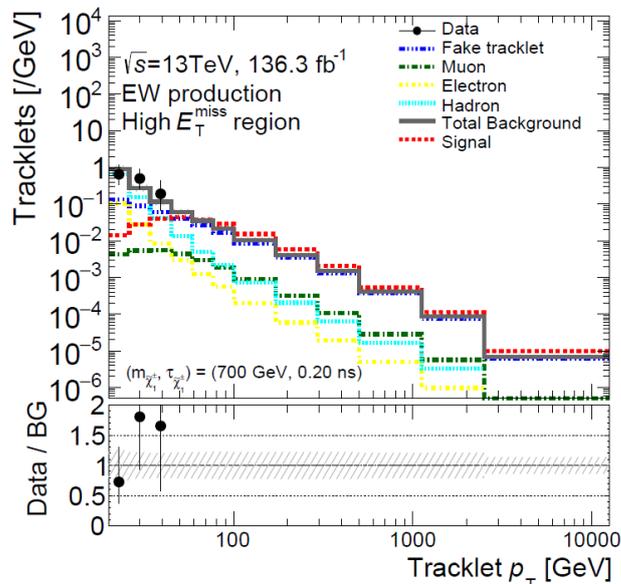
[b] Low  $E_T^{miss}$  領域図 60 現行解析 (Vertex Constraint 無し) の Low  $E_T^{miss}$  & High  $E_T^{miss}$  同時フィット結果 その 1図 61 現行解析 (Vertex Constraint 無し) の Low  $E_T^{miss}$  & High  $E_T^{miss}$  同時フィット結果

表 15 Vertex Constraint 前後の背景事象数

component	Vertex Constraint 前 (136.3fb <sup>-1</sup> )	Vertex Constraint 後 (139fb <sup>-1</sup> )
電子	0.07	0.004
ミューオン	0.25	0.33
ハドロン	0.25	0.04
フェイク	2.55	1.42
合計	3.11	1.79

表 16 Vertex Constraint 前後の binned significance とその比

$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ [GeV]	Z value[w/o Vertex Constraint]	Z value[w/ Vertex Constraint]	ratio
700	2.03	3.30	1.62
800	1.02	1.76	1.73
900	0.48	0.88	1.83
1000	0.24	0.45	1.90

## 5.7 まとめ

5章では tracklet を最も近い Vertex に付随させることで  $p_T$  分解能の向上が期待できる Vertex Constraint の適用と背景事象推定を試みた。分解能を理由に本来の  $p_T$  よりも低く見積もられていた信号事象はより High  $p_T$  側にシフトした。また、レプトンやハドロンが検出器部材との散乱で High  $p_T$  になっていた場合は、Low  $p_T$  側へシフトすることをデータで確認した。Vertex Constraint 適用時の課題として、Vertex Constraint 後の変数で現行解析と同じフェイク調整領域を作成出来ないことが挙げられる。そこで、 $|z_0 \sin\theta|$  が大きな領域を新たなフェイク調整領域として設定し、その内 87.8% がフェイクであると見積もった。レプトン/ハドロンバックグラウンドは現行解析を踏襲し、track  $p_T$  から tracklet  $p_T$  に smear する方法で見積もった。同時フィットの結果、High  $E_T^{miss}$  & High  $p_T$  領域に含まれる背景事象数は Vertex Constraint により 3.11→1.79 まで減少し、 $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \tau_{\tilde{\chi}_1^\pm})=(700\text{GeV}, 0.2\text{ns})$  の信号事象において約 1.62 倍の感度改善が期待できると分かった。

## 5.8 考察・展望

Vertex Constraint 後のフィット結果を見ると電子の数が特に少ない。これは、電子とハドロンの形が似ていることでフィットの際にお互いのスケールを正確に決められていないことが一因にあると考えられる。

今後の課題と展望について述べる。まず、5.5.1 節で触れた  $10\text{GeV} < p_T < 25\text{GeV}$  における smearing function の  $\sigma$  を正しく見積もる必要がある。これは single particle MC の代わりに

$Z \rightarrow ll$  の MC sample を用いることで、Vertex を組むことが可能となり、現行解析と同様の見積もりが出来ると考えている。また、smearing function 同士の相関を確認する必要がある。そのため、本研究で使った smearing function を、 $q/p_T(\text{Tracklet[w/o VC]})-q/p_T(\text{Track})$  分布による smear と  $q/p_T(\text{Tracklet[w/VC]})-q/p_T(\text{Tracklet[w/o VC]})$  分布による smear に分けた場合と比較する予定である。加えて、本研究で同時フィットする際の制約として用いた  $r_{\text{LH}}$  及び  $r_{\text{LM}}$  は大きな誤差が付いている。これは、図 36[b] に示すように、tracklet の大半が  $p_T < 20\text{GeV}$  かつ  $|z_0 \sin\theta|$  に対して一様な分布をしており、 $1\text{mm} < |z_0 \sin\theta| < 6\text{mm}$  に含まれる tracklet 数が極めて少ないからである。更に、本研究では同時フィットの際に現行解析の系統誤差をそのまま使用しているため、系統誤差を正確に考慮する必要がある。今後は、より Vertex Constraint による改善が期待される 3 層飛跡の使用と Run3 の統計量を合わせることで、ウィーノ由来のニュートラリーノが存在すると期待される TeV 領域の探索を目指す。

## 6 まとめ

本研究では、超対称性粒子の中でも、消失飛跡という特殊な事象について、探索感度の向上が期待できる手法を扱った。消失飛跡に付随する低運動量の  $\pi^\pm$  の同定では、最初に消失飛跡由来の  $\pi^\pm$  を再構成対象とするために、通常の ATLAS 飛跡再構成アルゴリズムよりも再構成の閾値を緩めた。その上で、 $\Delta R$  に加えて飛跡間の 3次元距離を導入することで 3層飛跡の場合に約 20% 同定可能と見積もられた。運動量分解能の改善とフェイクの削減が期待される Vertex Constraint では、最初に Vertex Constraint が有用であることを信号事象の MC とデータを用いて確認した。その上で、Vertex Constraint 適用時に課題となるフェイク調整領域を新たに設定し、その領域がフェイクを見積もるのに妥当であることを確認した。レプトン/ハドロンバックグラウンドに関しては、現行解析の方法を踏襲し、track の  $p_T$  分布を tracklet の  $p_T$  分布に smear することで見積もった。各背景事象の  $p_T$  分布で同時フィットした結果、Vertex Constraint を適用することで、 $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \tau_{\tilde{\chi}_1^\pm}) = (700\text{GeV}, 0.2\text{ns})$  の信号事象に対して、約 1.62 倍の感度改善が期待できると分かった。

## 7 謝辞

初めに、研究の場を与えてくださった寄田浩平教授に心から感謝いたします。学部4年生の夏、「物理解析をやってみたい」と言った未熟な私を、3年間全力でサポートして下さったことは、感謝してもし切れません。目先の問題に囚われて研究の全体像を見失いかけた時などに、いつも適切なアドバイスを下さったおかげで無事に3年間続けることが出来ました。重ね重ね感謝申し上げます。

田中雅士准教授は、合宿や発表練習の場において、深い理解と考察の上での確かな意見を下さいました。気付かされることも非常に多く、物事を複数の視点から捉える大切さを学びました。ありがとうございます。

駒宮幸男上級研究員には、初めての学会発表時、資料の修正に個別に時間を割いていただきました。ありがとうございます。

秘書の坂本敦子さんには、出張や物品購入でお世話になったのは勿論、常に明るく研究室の雰囲気を作り一層良くしてくださいました。ありがとうございます。

蛭名幸二招聘研究員には、システム係として大変お世話になりました。学部4年の初めに、外付けHDDと内臓HDDを間違えて購入してしまったような私にも明るく楽しく接して下さったのは非常に大きな心の支えになりました。ありがとうございます。

助手の三谷貴志さんには日々の研究で非常にお世話になりました。人に思考を促してくれるようなアドバイスのおかげで、3年間楽しく続けられました。また、ご飯を買いに行く際、頻りに誘って下さったのも嬉しかったです。森永真央さん、加地俊瑛さん、新田龍海さん、下釜佳大さんには、研究において物理からプログラミングに至るまで多くのことを教えて頂きました。学部4年時は特に下釜さんに、修士1、2年時は特に森永さんと加地さんに大変お世話になりました。お忙しい中ありがとうございました。ANKOKの先輩である木村真人さんは、発表資料の構成から研究に対する姿勢まで、多くのことを学ばせて頂きました。ありがとうございます。また、研究の合間の雑談に付き合ってくれた後輩達にも感謝しています。

同期の青山一天君、植原靖裕君、武田知将君とは3年間かなりの時間を研究室で共に過ごしました。皆で議論し、助け合い、共通の趣味で盛り上がった時間は良い思い出です。

最後に、大学4年間と大学院2年間、あらゆる面で支えてくれた家族に感謝を述べ、謝辞とさせていただきます。

## 参考文献

- [1] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>
- [2] The ATLAS Collaboration, SUSY October 2019 Summary Plot Update  
<https://cds.cern.ch/record/2697155/files/ATL-PHYS-PUB-2019-044.pdf>
- [3] The HEP Software Foundation, A Roadmap for HEP Software and Computing R&D for the 2020s  
<https://doi.org/10.1007/s41781-018-0018-8>
- [4] LuminosityPublicResultsRun2  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
- [5] CERN Accelerating science, <https://home.cern/>
- [6] Barr, Alan J et al . , Discovering anomaly-mediated supersymmetry at the LHC, arXiv:hep-ph/0208214v2
- [7] Masahiro Ibe, Shigeki Matsumoto, Ryosuke Sato, Mass splitting between charged and neutral winos at two-loop level, Physics Letters B 721 (2013) 252-260, arXiv:1212.5989 [hep-ph].
- [8] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider  
<http://iopscience.iop.org/1748-0221>
- [9] The ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Trigger System in 2015, arXiv:1611.09661
- [10] The ATLAS Collaboration, Search for long-lived charginos based on a disappearing-track signature in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector, arXiv:1712.02118v2
- [11] 齊藤真彦, 日本物理学会 2017 年秋季大会発表, 『LHC-ATLAS 実験 Run2 におけるより短い消失飛跡再構成新手法の開発』, 2017
- [12] Search for charginos nearly mass-degenerate with the lightest neutralino based on a disappearing-track signature in pp collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector, arXiv:1310.3675v1

## 付録 A 横運動量の算出と分解能

ATLAS 検出器では横運動量を算出する際、サジッタという量を用いる。図 62 に ATLAS 内部飛跡検出器の模式図を示す。灰色部分が内部飛跡検出器の各層、黄色がヒット座標、赤が飛跡、青矢印で示される長さがサジッタ  $s$  である。両端のヒットを結ぶ直線の長さを  $L$ 、開き角を  $\varphi$ 、曲率半径を  $\rho$  とすると、横運動量とサジッタは以下で表せる。

$$p_T = 0.3B\rho \quad (24)$$

$$\frac{L}{2\rho} = \sin\frac{\varphi}{2} \sim \frac{\varphi}{2} \quad (25)$$

$$s = \rho(1 - \cos\frac{\varphi}{2}) \sim \rho\frac{\varphi^2}{8} = \frac{0.3BL^2}{8p_T} \quad (26)$$

$$(27)$$

以上から、横運動量の分解能は

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{8\sigma_s p_T}{0.3BL^2} \quad (28)$$

となる。

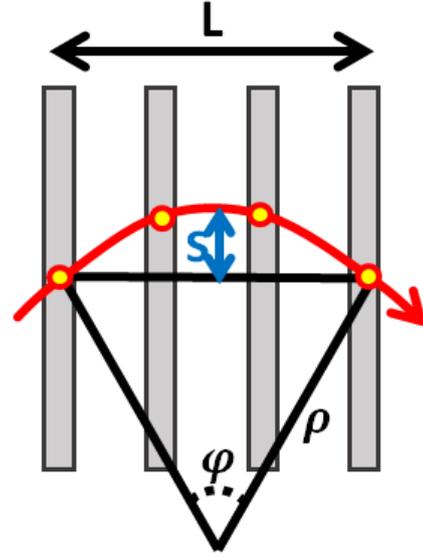


図 62 内部飛跡検出器の模式図

学籍番号: 5318A040-7

## 研究活動の不正行為 定義確認書

2020年1月24日

早稲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 専攻 2年

本人氏名 鶴田 亮

(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

2020年1月24日

本人氏名 鶴田 亮 

私は、修士論文の執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。

<input checked="" type="radio"/>	GEC 設置科目「研究倫理概論」の受講
<input type="radio"/>	専攻設置科目の受講 科目名 ( )
<input type="radio"/>	その他 ( ) ※受講前に指導教員を通じて専攻主任の承認を受けること。 ※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・口頭発表：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。