

修士論文

LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けた
中性長寿命の新粒子探索トリガーの開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

学生番号 0530-32-9959

佐野高嶺

指導教員 隅田土詞



2022年1月26日

概要

素粒子標準模型は多くの物理現象を説明する一方でダークマターの候補粒子が含まれていないなどの問題も残されており、今後は標準模型を超えた物理 (Beyond Standard Model, BSM) の探索が重要である。欧州原子核研究機構に建設された LHC 加速器は、世界最高エネルギーでの陽子衝突による BSM 事象の直接探索を可能にする。ATLAS 実験では LHC 加速器で生成した事象を観測することで、これまでに広い範囲の BSM とそれらが予言する新粒子を探索した。しかし BSM の兆候は見つかっておらず TeV エネルギースケールの BSM には強い制限がかけられた。一方で超対称性理論や Hidden-Sector の理論などが予言する長寿命粒子 (Long-Lived Particle, LLP) については棄却しきれておらず、近年 BSM の候補として議論されている。

BSM を探索する際、興味のある事象は低確率でしか発生しないことに加え発生する陽子衝突の全ては記録できないため、記録する事象を効率的に選ぶトリガーシステムが重要である。陽子衝突で生じるほとんどの粒子は衝突点から飛来するため、ATLAS 実験の従来のトリガーは衝突点由来の粒子に注目して事象を選別していた。これに対し LLP は衝突点から少し飛行した後で崩壊するため、衝突点から離れた位置で粒子を放出する。従来のトリガーはこうした粒子に対して効率が悪く、LLP 探索の感度を制限していた。本研究は、中性の LLP の崩壊によって生じる Displaced Vertex と呼ばれる事象を直接検出するトリガーを開発することで中性 LLP 探索の感度を上げることを目指す。

我々の Displaced Vertex トリガーは、まず機械学習を用いた大まかな事象選別を行い、その後選別された事象のみで高精度な選別を行う、という 2 段階での選別により高速かつ高精度な選別を目指す。本研究では 1 段階目の機械学習を用いた選別アルゴリズムの開発と 2 段階目の選別で求められる高速な崩壊点再構成アルゴリズムを開発し、シミュレーションによる性能評価を行った。1 段階目のアルゴリズムでは飛跡と崩壊点どちらの再構成も要求せず、検出器から直接得られるヒット点の数を機械学習の入力変数とすることで高速な選別を実現した。

またシミュレーションによる性能評価の結果、記録レートを保ちながら効率を従来のトリガーから 9.3 % 改善したことを示した。2 段階目で要求される高速な崩壊点再構成アルゴリズムは、オフラインの崩壊点再構成アルゴリズムをベースに手順を簡略化することで高速化に成功した。このアルゴリズムは平均 150 ms で動作し、Displaced Vertex の崩壊点を高い効率で再構成できることをシミュレーションによって確認した。このトリガーを実際に ATLAS 検出器に導入することにより 2022 年 5 月からの Run-3 では LLP の探索感度の拡大が期待できる。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	物理的な背景	1
1.1.1	素粒子物理学の標準模型	1
1.1.2	標準模型を超える物理	1
1.1.3	BSM の検証	2
1.2	長寿命粒子 (Long-Lived Particle, LLP)	2
1.3	本研究で扱う LLP 探索における課題	4
第 2 章	LHC-ATLAS 実験と物理オブジェクト	7
2.1	LHC 加速器	7
2.2	ATLAS 検出器	9
2.2.1	ATLAS の座標系	9
2.2.2	超電導磁石	11
2.2.3	内部飛跡検出器	13
2.2.4	カロリメータ	15
2.2.5	ミューオン検出器	15
2.2.6	トリガーシステム	16
2.3	オブジェクトの再構成	17
2.3.1	飛跡 (Track)	18
2.3.2	Missing E_T (MET)	18
2.3.3	ジェット (Jet)	18
第 3 章	本研究で開発する Displaced Vertex トリガー	19
3.1	HLT における飛跡再構成	19
3.1.1	飛跡再構成の概要	19
3.1.2	Run-3 からの飛跡再構成	19
3.2	Displaced Vertex トリガーの構成	21
3.2.1	ヒット点情報を元にした Displaced Vertex 由来のジェットの検出	22
3.2.2	二次崩壊点の再構成による Displaced Vertex の検出	22
3.3	ベンチマークサンプル	22
3.3.1	信号事象：シミュレーション	24

3.3.2	背景事象：シミュレーション	24
3.3.3	Enhanced Bias data (EB)：実データ	25
第4章	ヒット点情報を元にした Displaced Vertex 選別アルゴリズムの開発	26
4.1	Displaced Vertex 由来のジェットにおけるヒット点と飛跡	26
4.2	機械学習を用いた選別器の構成	26
4.2.1	Boosted Decision Tree	27
4.2.2	BDT の入力変数	28
4.2.3	BDT のトレーニング	29
4.2.4	高いBDT スコアを出力する背景事象ジェットの調査	30
4.3	BDT 出力に対する閾値設定における問題	33
4.4	相互作用数に応じた可変閾値の設定	36
4.5	アルゴリズムの評価	36
4.5.1	評価用トリガーの構成	37
4.5.2	トリガーレートの評価	37
4.5.3	シミュレーションデータを用いた信号効率の評価	38
第5章	トリガーに向けた高速な二次崩壊点の再構成アルゴリズムの開発	39
5.1	オフラインにおける二次崩壊点の再構成	39
5.1.1	崩壊点のフィッティング	39
5.1.2	飛跡の絞り込み	40
5.2	本研究における二次崩壊点の再構成	41
5.2.1	シミュレーションの粒子と飛跡のマッチング	41
5.2.2	飛跡対の選別	42
5.2.3	飛跡のグルーピング	47
5.3	アルゴリズムの評価	48
5.3.1	ベンチマークサンプルを用いた再構成効率効率の評価	48
5.3.2	ベンチマークサンプルを用いた処理速度の評価	49
第6章	結論と今後の展望	52
6.1	結論	52
6.2	今後の展望	53
	謝辞	54
	参考文献	55

目 次

1.1	標準模型で導入される粒子	2
1.2	ATLAS 検出器による様々な SM 過程の断面積の測定結果	3
1.3	ATLAS 実験による SUSY 粒子の質量への制限の例	4
1.4	従来の BSM 探索と長寿命粒子探索の概念図	5
1.5	Displaced Vertex の概念図	6
1.6	先行研究で探索された過程	6
1.7	先行研究における Displaced Vertex 探索の結果	6
2.1	LHC の概観図	8
2.2	Run-2 におけるバンチ交差辺りの陽子衝突数の分布	8
2.3	ATLAS 検出器の概観図	9
2.4	ATLAS 検出器における粒子検出の模式図	10
2.5	ATLAS 検出器に超電導磁石の配置	12
2.6	ソレノイド磁石による磁場の分布	12
2.7	内部飛跡検出器の全体図	13
2.8	内部飛跡検出器の配置図	14
2.9	Run-3 におけるトリガーシステムの概要	16
2.10	Run-2 における出力レート	17
3.1	Run-2 までの HLT における飛跡再構成の流れ	20
3.2	オフラインの LRT 再構成アルゴリズムの効率	21
3.3	本研究で目指すトリガーの流れ	23
3.4	ベンチマークサンプル信号事象の崩壊位置の分布	24
4.1	Displaced Vertex とヒット点の概念図	27
4.2	決定木の概要	28
4.3	内部検出器の検出器層の概要	29
4.4	BDT の入力変数の分布	31
4.5	BDT の学習結果	32
4.6	背景事象ジェットを生成した各種パートンの割合	32
4.7	π^0 粒子の BDT スコアへの寄与	33

4.8	各種ハドロンの BDT スコアへの寄与	34
4.9	$K_S^0, n, \Lambda, \Sigma^0$ ハドロンを含むジェットの割合と BDT スコアの関係	34
4.10	検出効率の低い Displaced Vertex イベントの概要図	35
4.11	相互作用数に応じた選別性能の変化	36
4.12	相互作用数に応じた閾値	37
5.1	飛跡の絞り込みの流れ	40
5.2	マッチングした粒子-飛跡間の距離	42
5.3	マッチした粒子-飛跡のそれぞれの飛跡パラメータの分布	43
5.4	p_T 閾値による飛跡選別の効率	45
5.5	Rough d_0, z_0 による選別効率	46
5.6	カイ二乗値による飛跡対の選別効率	47
5.7	ヒストグラムを使った飛跡のグルーピングの概念図	48
5.8	崩壊点と関連づいた飛跡の数	50

表 目 次

2.1	各内部飛跡検出器の性能 ^[1]	14
3.1	本研究に用いた EB データ	25
4.1	BDT のハイパーパラメータ	30
4.2	評価用のトリガーの構成	38
4.3	各トリガーの信号効率	38
5.1	飛跡対の選別一覧	48
5.2	ヒストグラムの設定値	49
5.3	アルゴリズムの処理時間	51

第1章 序論

1.1 物理的な背景

1.1.1 素粒子物理学の標準模型

素粒子物理学の標準模型 (Standard Model, SM) は、物質の最小構成要素である素粒子とその相互作用を記述する理論である。素粒子間には4種類の相互作用 (強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用) が働くと考えられているが、標準模型では重力相互作用以外の3つの相互作用をゲージ対称性に基づく場の量子論によって統一的に記述した。局所ゲージ理論で表せなかった質量についてはヒッグス粒子の導入により対称性の自発的破れとして説明した。2012年にこのヒッグス粒子が発見され、標準理論は完成した。

標準模型では図 1.1 に示される 17 種類の粒子が導入される。標準模型は多くの実験で検証されてきたが、例えば図 1.2 の様に実験結果を非常に高い精度で説明している。

1.1.2 標準模型を超える物理

標準模型は多くの実験事実を説明したが、それでも下記のようないくつかの未解決問題がある。

- ダークマターの正体の説明

銀河の回転速度から推定される遠心力と重力の関係や重力レンズ効果による観測から、現在の宇宙には既知の物質の約5倍の未知の物質が存在すると考えられている^[3]。正体不明のこの物質はダークマターと呼ばれるが、標準模型にはダークマターの候補となる物質が存在しない。

- ヒッグス質量の階層性問題

ヒッグス粒子は発見の後、質量が 125 GeV であると測定された。標準模型によるとヒッグス粒子の質量は、裸のヒッグス粒子の質量と輻射補正項の和で表される。ここでヒッグス質量が 125 GeV であるのに対して、輻射補正項は 20 桁以上違う遥かに大きな値となる。つまり和であるヒッグス質量が 125 GeV となるように、20 桁以上大ききの違う2つのパラメータが不自然に緻密に調節されているということになる。このことをヒッグス質量の階層性問題と呼ぶ。

こうした問題を解決するために標準模型を拡張する理論が議論されている。こうした理論を標準模型を超えた (Beyond Standard Model, BSM) 物理の理論と呼ぶ。

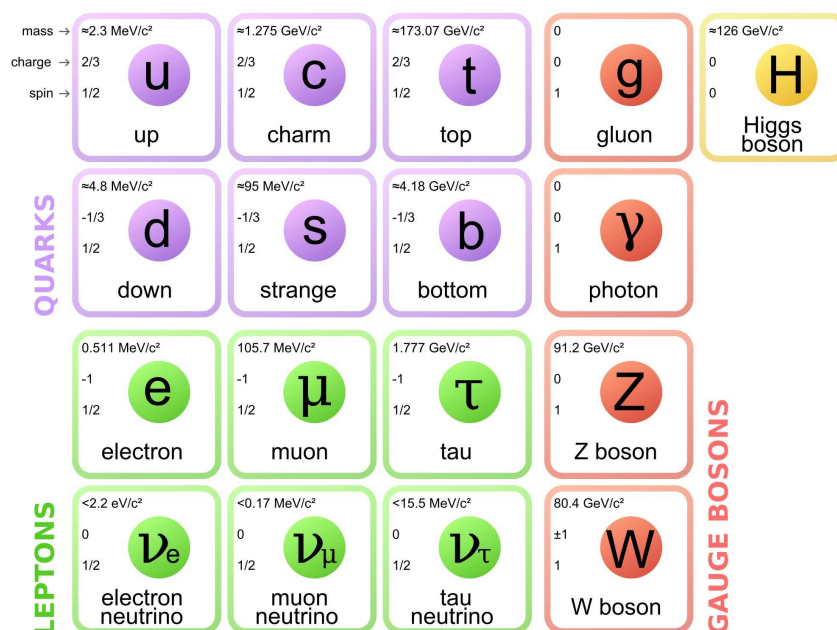


図 1.1 : 標準模型で導入される粒子。引用 [1]。

1.1.3 BSM の検証

こうした BSM の理論の検証には実験による実証が不可欠である。BSM の理論では標準模型にはない新たな粒子や標準模型では生じない粒子の反応が導入される。加速器による粒子の衝突実験では、高エネルギーの粒子衝突により新粒子や新反応を直接探索することで BSM を検証する。中でも欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された加速器 Large Hadron Collider(LHC) は、現在人類に可能な最大の重心系エネルギーである 13 TeV での陽子-陽子衝突実験を可能にする。

超対称性理論 (SUSY)^[4] は LHC によって検証が進められている BSM の一つである。SUSY はダークマターの候補粒子を与えることや、ヒッグス質量の階層性問題を解決できることなどから BSM の理論として有力視されている。また SUSY が階層性問題を解決する場合、最も軽い超対称性粒子は数 TeV 領域の質量を持つことが期待され LHC 加速器で生成できる可能性がある。このことから SUSY の検証は重点的に進められ幅広い質量領域が探索された。しかし BSM の兆候は見つかっておらず、TeV エネルギースケールの SUSY には強い制限がかかった (図 1.3)。

1.2 長寿命粒子 (Long-Lived Particle, LLP)

LHC 加速器による陽子-陽子衝突ではほとんどの粒子が陽子同士の衝突点 (Interaction Point, IP) で生じるため、検出器は IP 方向に高い感度を持つ様に設計されている。不安定な BSM 粒子が IP で生じた場合、すぐに安定な粒子へと崩壊し IP 付近から粒子を飛ばす。この様な IP 付近から飛んでくる粒子は高い感度で探せるため、不安定な BSM 粒子の探索は大きく進んだ。逆に安定な BSM 粒子については、特にダークマターの候補となることから中性の粒子について探索が進ん

Standard Model Production Cross Section Measurements

Status: July 2018

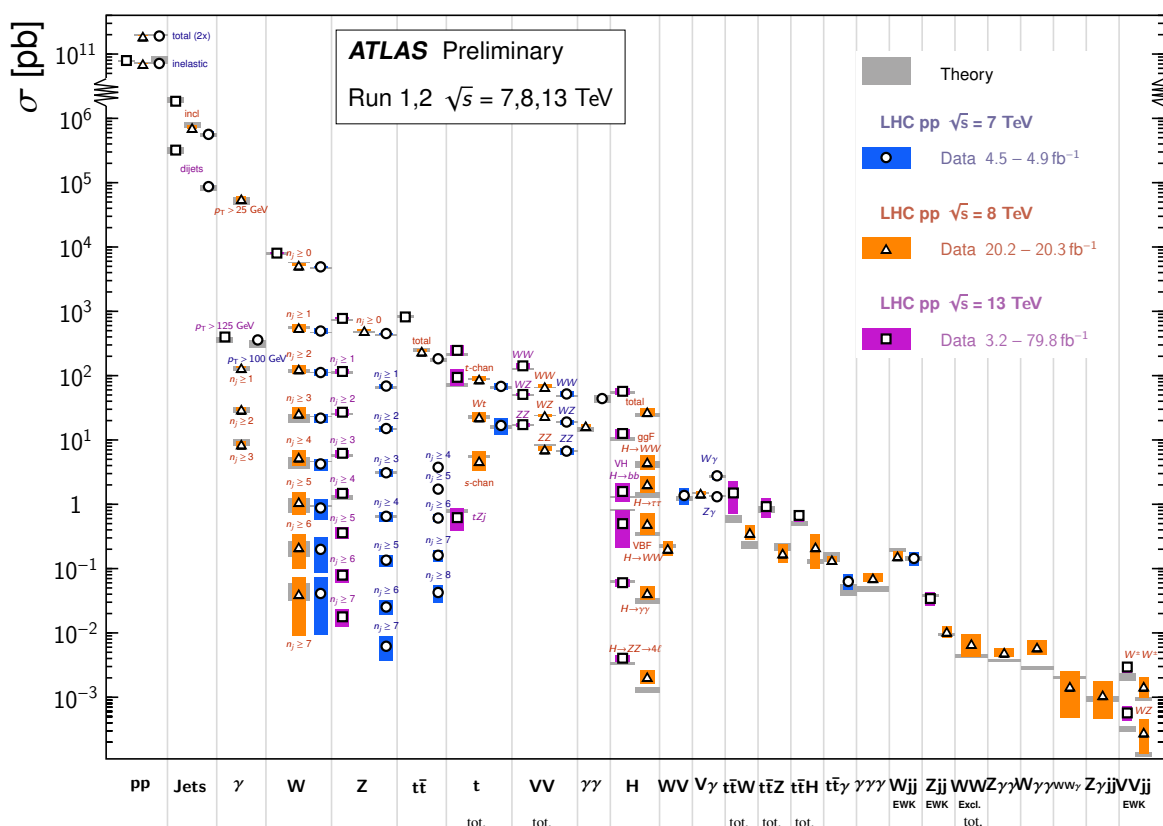


図 1.2 : ATLAS 検出器による SM 過程の断面積の測定結果 [2]。それぞれの過程について SM による理論値も示されており、高い精度で測定結果と一致している。

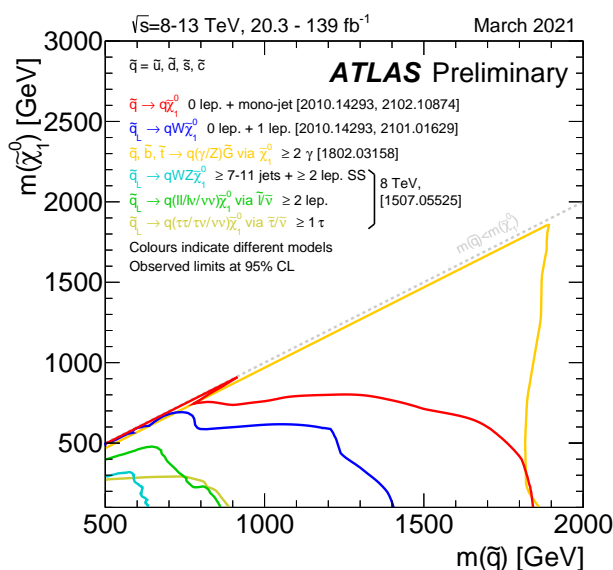


図 1.3 : ATLAS 実験による SUSY 粒子の質量への制限の例 [5]。横軸・縦軸は SUSY 粒子の一種であるスクォーク \tilde{q} ・ニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ の質量を表す。グラフの線の色は探索した崩壊モードに対応する。 $m < 2$ TeV の領域が棄却されている。

でいる。このような粒子は検出器と相互作用しないため検出器外に運動量を持ち去る。この持ち去られた運動量 (損失運動量) を探すことで、中性で安定な BSM 粒子の探索が進んだ。

これらの探索により SUSY に厳しく制限がかかった一方で、R パリティを破る SUSY [6] や Hidden-Sector の物理 [8] などで予言される長寿命粒子 (Long-Lived Particle, LLP) については棄却きれていない。LLP は IP で生じた後、すぐには崩壊せずある程度 IP から離れるが検出器外に出る前に崩壊する。IP から離れた方向から粒子を飛ばすため検出が難しく、検出器の中で崩壊するため損失運動量も大きくなる (図 1.4)。これらの理由から LLP の探索は遅れていた。また素粒子は、崩壊を媒介する粒子が重い場合や、崩壊後の粒子との結合が弱い場合、崩壊後の粒子との質量差が小さく終状態の位相空間が小さい場合など、様々な原因で長い寿命を持ち得る。従って、長寿命な新粒子は BSM の種類を問わず多くの理論に現れる。

これらの理由により近年、LLP は BSM の候補として注目されている [7]。

1.3 本研究で扱う LLP 探索における課題

中性の LLP が IP で生じた場合、LLP が IP から飛んでいる間は検出器から LLP は見えず、LLP が崩壊した後の粒子が検出器で観測される。その結果 IP から離れた崩壊点 (二次崩壊点) から複数の飛跡が現れる。このような中性 LLP の崩壊によって生じる崩壊点を Displaced Vertex と呼ぶ。図 1.5 に Displaced Vertex の概念図を示した。本研究では Displaced Vertex を残すような中性 LLP を探索の目標とする。

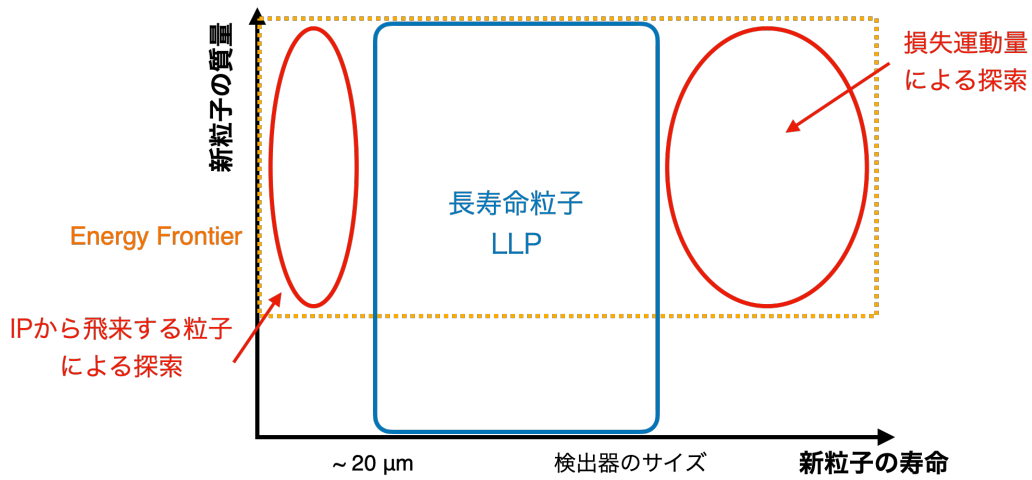


図 1.4 : 従来の BSM 探索と長寿命粒子探索の概念図。

BSM を探索する際、興味のある事象は低確率でしか発生しないことに加え LHC によって発生する陽子衝突の全ては記録できないため、記録する事象を効率的に選ぶトリガーシステムが重要である。陽子衝突で生じるほとんどの粒子は衝突点から飛来するため、従来のトリガーは IP 由来の粒子に注目して事象を選別していた。これに対し Displaced Vertex から伸びる飛跡のほとんどは、図 1.5 のように IP を通らない。従来のトリガーはこのような粒子に感度が低く、LLP 探索の感度を制限していた。

図 1.6 の様な過程で生じる Displaced Vertex を、ATLAS 実験の Run-2 までの観測データを用いて探索した先行研究^[9]の結果を図 1.7 に示す。図のように中距離の 10^{-1} – 1 m の崩壊長で低感度になっている。このような領域の感度を向上するには、LLP に感度のあるトリガーを用いて事象を記録することが課題となる。

本研究では検出器内の Displaced Vertex を直接検出するアルゴリズムを開発し、ATLAS 検出器のトリガーに実装することで中性 LLP 探索の感度向上を目指す。これによって LHC-ATLAS 実験における今後の BSM 検証を大きく進めることが目標である。

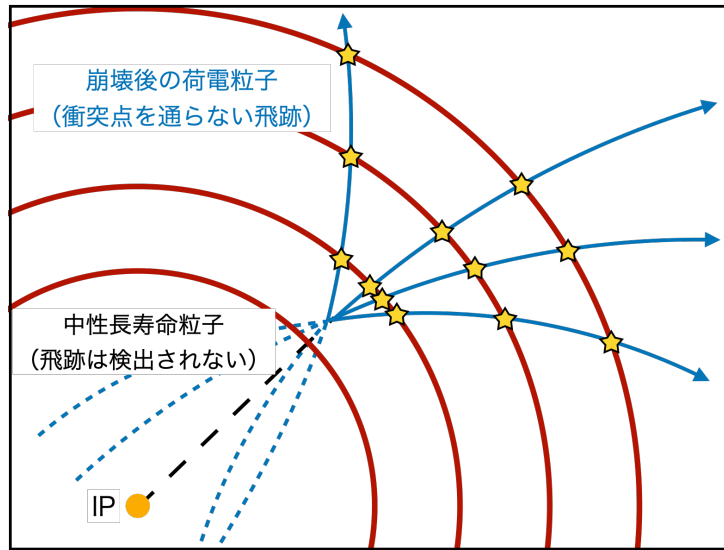


図 1.5 : Displaced Vertex の概念図。

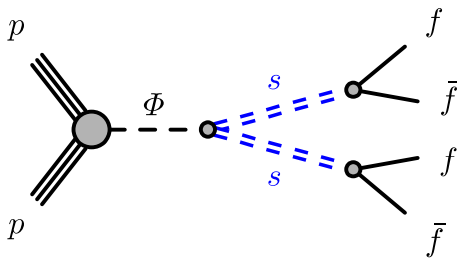


図 1.6 : 先行研究 [9] で探索された過程。SUSYで導入される新たなヒッグスやHidden-Sectorで導入される粒子が長寿命スカラー粒子 s に崩壊する。この s はクォークへと崩壊しハドロンジェットを生成する。この崩壊が Displaced Vertex になる。

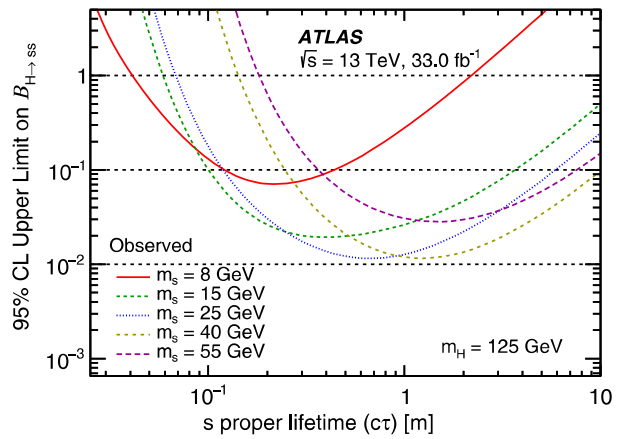


図 1.7 : 先行研究 [9] における Displaced Vertex 探索の結果。崩壊長 10^{-1} – 1 m の範囲で感度が低くなっている。

第2章 LHC-ATLAS 実験と物理オブジェクト

この章では本研究のトリガーを実装する LHC-ATLAS 実験について詳しく説明する。また LHC-ATLAS 実験において、観測されたデータから最構成される物理オブジェクトについて 2.3 で説明する。

LHC-ATLAS 実験は LHC(Large Hadron Collider) によって加速された陽子同士の衝突によって生じる粒子を ATLAS 検出器で検出し、標準模型の検証や BSM の探索などを行う実験である。

2.1 LHC 加速器

LHC は欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された、陽子-陽子衝突型加速器である。LHC は周長約 27 km の円形加速器で、世界最高の重心系エネルギーである 14 TeV での衝突実験を可能にする。LHC には陽子ビームの衝突点が 4 つ存在し、各衝突点に ATLAS や CMS などの検出器が設置されている。LHC の全体図を図 2.1 に示す。

LHC は 2010 年から運転を始め 2012 年まで重心系エネルギー 7-8 TeV で運用された (Run-1)。その後アップグレードを経て 2015 年から 2018 年までの運転期間 Run-2 では重心系エネルギーを 13 TeV に引き上げて運転された。LHC は 2022 年 1 月現在休止期間に入っており、2022 年 5 月から予定されている Run-3 に向けたアップグレードが行われている。

LHC の陽子ビームはバンチと呼ばれる陽子約 10^{11} 個の単位で加速・衝突される。バンチ同士の交差は 40 MHz で行われる。バンチ内には複数の陽子が含まれているため、一度のバンチ交差で複数の陽子衝突が発生する。一度のバンチ交差辺りで生じる陽子-陽子衝突の数をパイルアップと呼ぶ。また陽子-陽子衝突の輝度を表す量としてルミノシティと呼ばれる量を用いる。ルミノシティは陽子-陽子衝突回数を散乱断面積で割ったものとして定義される。単位時間辺りのルミノシティが瞬間ルミノシティである。ルミノシティはその期間における陽子-陽子衝突回数を表し、観測したデータ量の指標として用いられる。

Run-2 において、ATLAS 検出器で観測されたパイルアップの分布を図 2.2 に示した。パイルアップが増加すると、興味のある衝突以外の衝突点由来の粒子が多く混入することになる。

Run-3 では重心系エネルギーを 13-14 TeV へと引き上げて運転する予定であり、バンチ交差辺りの相互作用数の平均も 50-60 に増加する見込みである。本研究では Run-3 からの運転に向けて、新たなトリガーを開発し検出器に実装する。

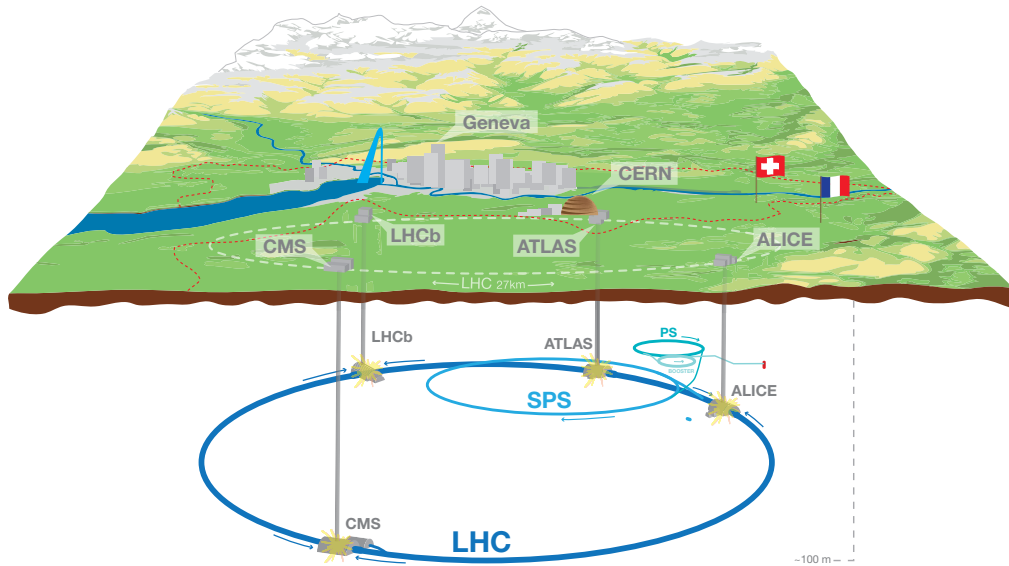


図 2.1 : LHC の概観図 [10]。4つの衝突点に ATLAS、CMS、ALICE、LHCb の各検出器が設置されている。

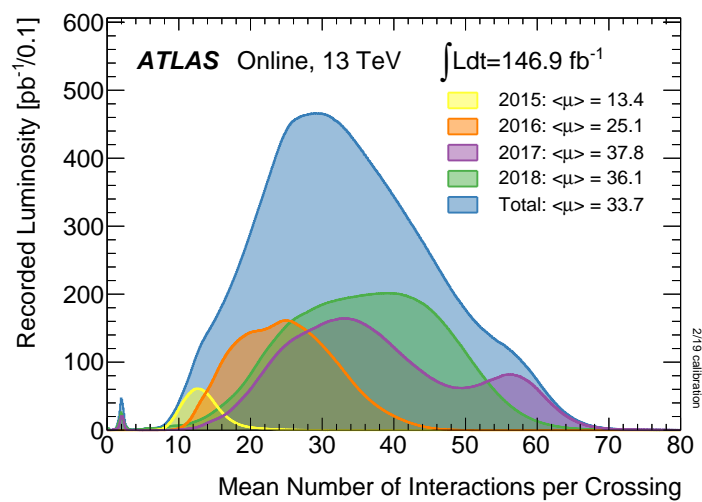


図 2.2 : Run-2 におけるバンチ交差辺りの陽子衝突数の分布。縦軸は各期間における積分ルミノシティであり、観測された事象数を表す。

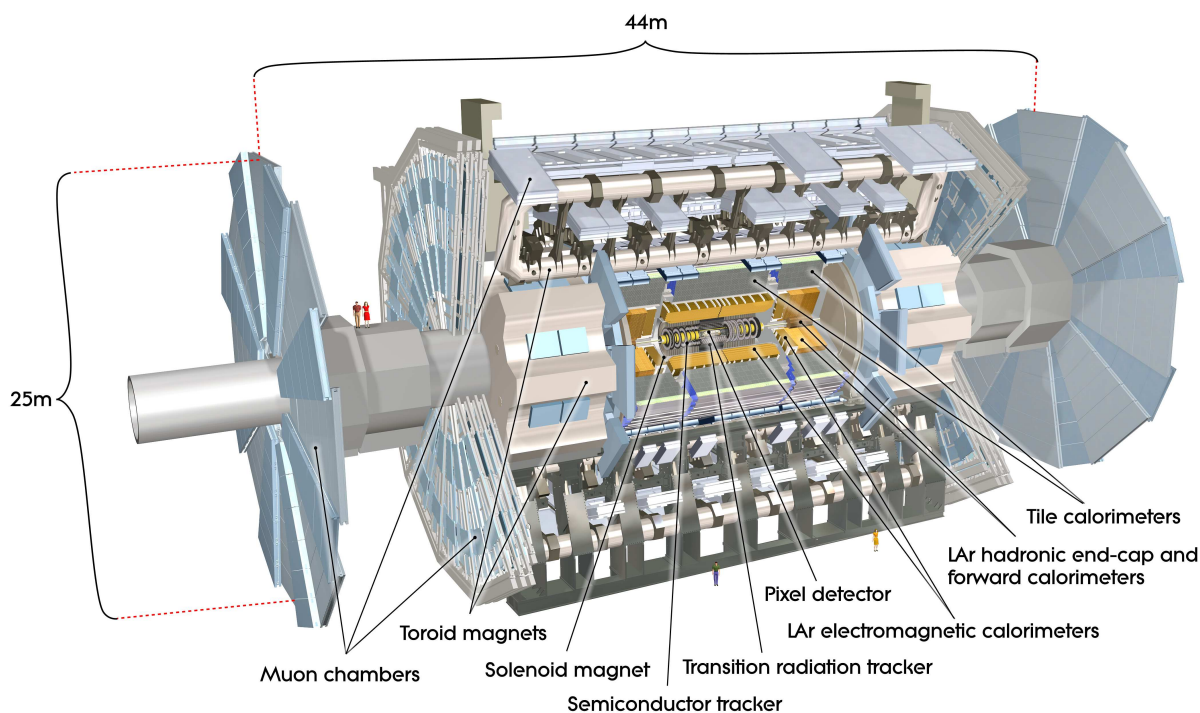


図 2.3 : ATLAS 検出器の概観図 [11]。図の中央が IP である。

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC の 4 つの衝突点のうちの 1 つに設置された汎用検出器である。検出器の全体図を図 2.3 に示す。ATLAS 検出器は陽子-陽子衝突点 (相互作用点、Interaction Point, IP) を中心に内側から順に、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器で構成され、それぞれ異なる粒子の検出を目的としている。また運動量の測定のため、ソレノイド磁石、トロイド磁石の 2 種類の磁石によって磁場を印加している。IP で生成された粒子の種類別に、検出の模式図を図 2.4 に示した。

本節ではこれらの検出器の概要をそれぞれ述べる。また観測した事象のうち記録すべき興味のある事象を選別する、トリガーシステムについても詳しく説明する。

2.2.1 ATLAS の座標系

ATLAS 検出器を説明するに当たり、ATLAS 実験で用いられる座標系を導入する。ATLAS 実験では検出器中央を原点にとり、LHC リング中央方向を正として x 軸、鉛直上向きを正として y

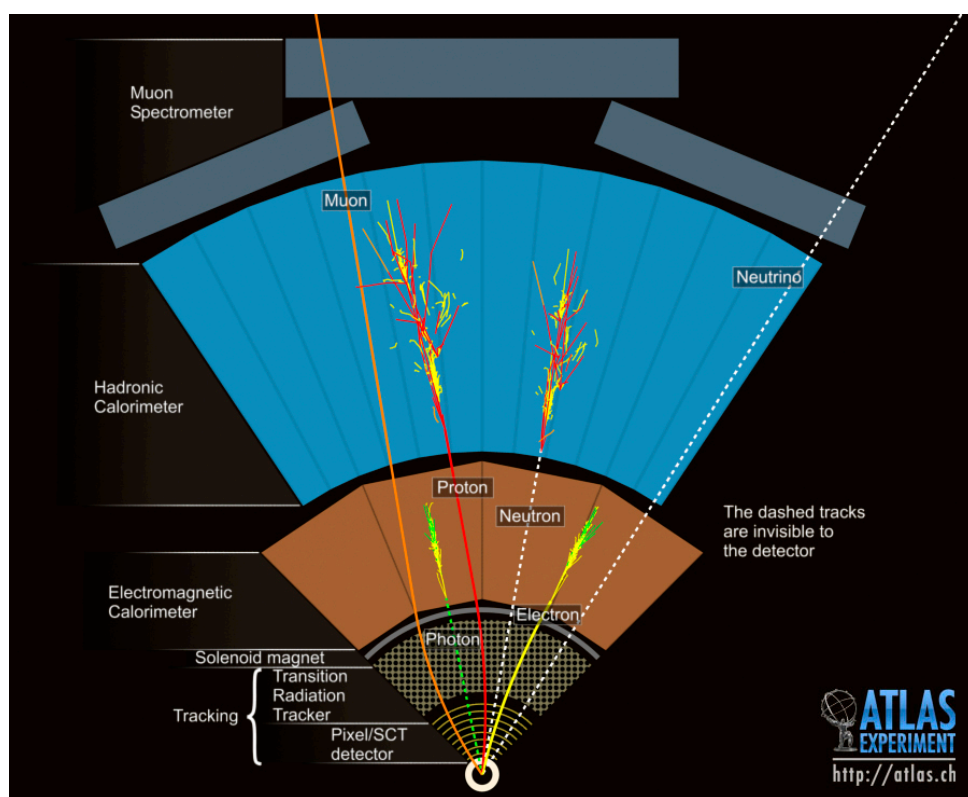


図 2.4 : ATLAS 検出器における粒子検出の模式図 [12]。IP で生成された粒子は、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器の順に捉えられ粒子種が同定される。

軸、ビーム軸に沿って z 軸をとった右手系 (x, y, z) を用いる。また、

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \phi \\ r \sin \theta \sin \phi \\ z \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

として球座標系 (r, θ, ϕ) や、 $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ として円筒座標系 (R, ϕ, z) もよく用いられる。陽子同士の衝突では、実際には陽子を構成するパートン同士が相互作用する。陽子のエネルギーが一定であってもその中のパートンは異なる運動量を持つため、陽子衝突では重心系が事象ごとに異なる速度で z 軸方向に運動する。従って $R-z$ 面内の角度を、ローレンツ変換のもとで扱いやすい量で表すと便利である。

z 方向の速度 β_z のブーストに対してラピディティ

$$y = \operatorname{arctanh} \beta_z = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.2)$$

間の差 Δy はローレンツ不変である。しかしこれは粒子の質量に依存するため ATLAS 検出器内の位置を統一的に表すことができない。そこでラピディティの相対論的極限 ($E \gg m$) をとって定義される擬ラピディティ

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.3)$$

を θ の代わりに用いることが多い。また検出器内の 2 点間の (η, ϕ) 方向の距離として、 $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ を用いる。ATLAS 検出器では、図 2.3 で筒型の検出器で構成されている $|\eta| < 1$ の領域をバレル、円盤型の検出器で構成される $|\eta| > 1$ の領域をエンドキャップと分けて呼ぶ。

陽子衝突では重心系が z 方向に運動量を持つため、エネルギー・運動量の保存則を用いることができない。そのため ATLAS 実験では、 z 方向のブーストの影響を受けない横運動量 $\mathbf{p}_T = (p_x, p_y)$ や横方向のエネルギー $E_T = E |\mathbf{p}_T|/|p|$ を利用することが多い。またそれぞれの大きさ p_T, E_T を横運動量、横エネルギーと呼ぶことも多い。

2.2.2 超電導磁石

ATLAS 検出器では磁場中の荷電粒子の飛跡の曲率を元に運動量を測定する。そのために 2 種類の超電導磁石 (ソレノイド磁石、トロイド磁石) により検出器内部に磁場を生成している。超電導磁石の配置を図 2.5 に示した。

ソレノイド磁石は内部飛跡検出器における運動量測定に用いられ、内部検出器に z 方向 2 T の磁場を印加する。内部検出内の磁場の分布は図 2.6 に示されるように、検出器中央で一様になっている。

一方でトロイド磁石はミューオンの運動量測定に用いられ、バレル領域に 8 つ、両端のエンドキャップ領域に 8 つずつ、合計 24 個配置されている。トロイド磁石は ϕ 方向に 0.15–3.5 T の磁

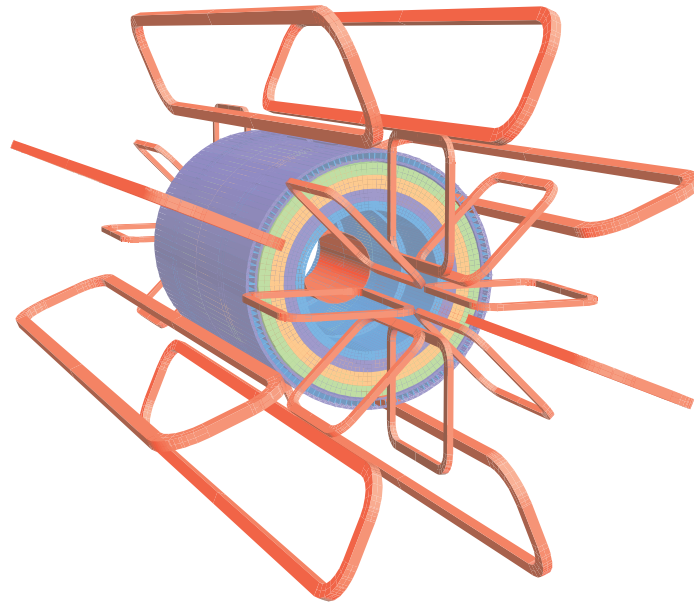


図 2.5 : ATLAS 検出器に超電導磁石の配置 [11]。超電導磁石は赤色で示されている。中央の筒型の磁石がソレノイド磁石、その他の 24 個の磁石がトロイド磁石である。

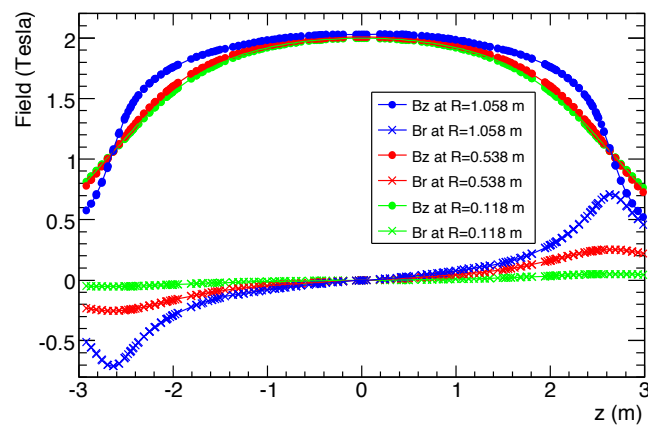


図 2.6 : ソレノイド磁石による磁場の分布 [11]。内部飛跡検出器の中心付近でほぼ一様な磁場を印加している。

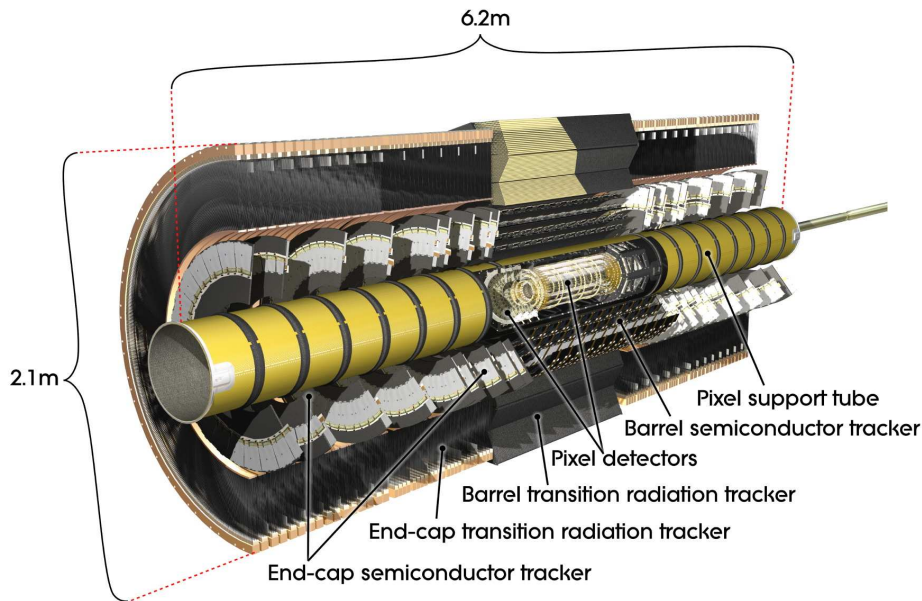


図 2.7 : 内部飛跡検出器の全体図 [11]。内側から順に、Pixel 検出器、SCT 検出器、TRT 検出器の順に設置されている。

場を印加する。

2.2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は ATLAS 検出器の最内層に設置されており、IP で生成された荷電粒子の運動量を測定する。内部検出器内は z 方向に磁場が印加されており荷電粒子は $x - y$ 平面方向に曲げられる。このような荷電粒子の飛跡を観測し、その曲率を求めることで粒子の運動量を算出する。

高精度な運動量検出が求められることに加え、IP に最も近い検出器であるため非常に高い位置分解能が要求される。内部飛跡検出器は内側から順に、Pixel 検出器、SCT(Semiconductor Tracker)、TRT(Transition Radiation Tracker) で構成される。内部飛跡検出器の全体図を図 2.7 に示した。

本研究で対象とする Displaced Vertex は内部飛跡検出器内で崩壊する LLP によって生じるものであり、内部検出器の詳しい構造・配置は本研究において重要である。従ってこの節では内部検出器について詳細に説明する。内部飛跡検出器の各検出機の詳細な配置を図 2.8 に示した。またそれぞれの検出器の位置分解能を表 2.1 に示した。

Pixel 検出器

Pixel 検出器はバレル領域の筒状の 4 層、両側のエンドキャップ領域にそれぞれ設置された円盤状の 3 層で構成される。特にビームから 33 mm に設置されたバレル領域の最内層は、IBL(Insertable

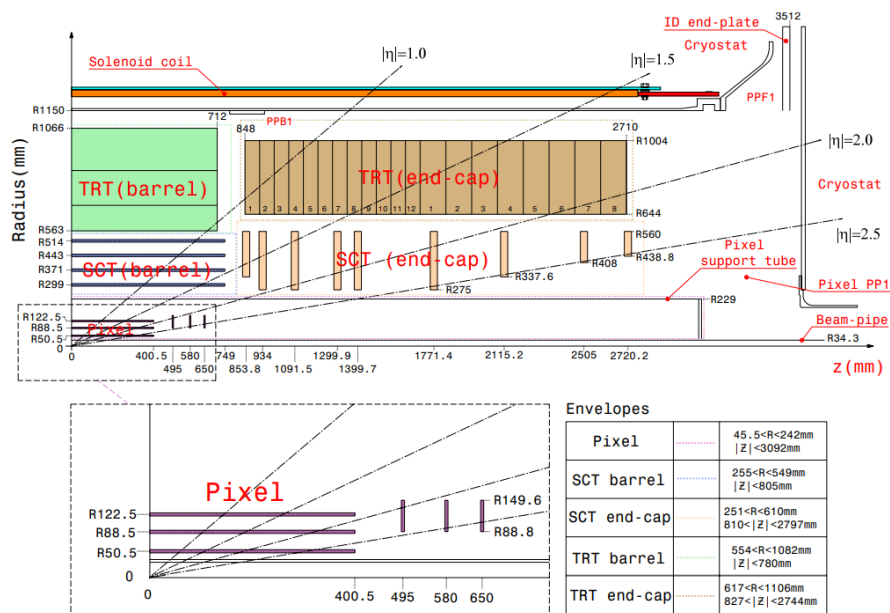


図 2.8 : 内部飛跡検出器の配置図 [11]。円筒座標系における $R - z$ 平面の断面図として示した。

表 2.1 : 各内部飛跡検出器の性能 [11]。

種類	測定分解能 (RMS)		
	$R - \phi$	R	z
Pixel			
IBL バレル	10 μm	—	60 μm
バレル	10 μm	—	115 μm
エンドキャップ	10 μm	115 μm	—
SCT			
バレル	17 μm	—	580 μm
エンドキャップ	17 μm	580 μm	—
TRT	130 μm	—	—

B-Layer) と呼ばれ他の層と比較してより高い位置分解能を持つ。Pixel 検出器の各層はピクセルサイズ $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ (IBL では $50 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$) のセンサーからなる。

Pixel 検出器はバレル部で $R = 33.25\text{--}122.5 \text{ mm}$ に設置され、およそ $|\eta| < 2.0$ の範囲をカバーする。

SCT 検出器

SCT 検出器はバレル領域の筒状4層、両側のエンドキャップ領域にそれぞれ設置された円盤状の9層からなるシリコン型半導体検出器である。SCT の各層は複数のモジュールを組み合わせることで構成されている。SCT のそれぞれのモジュールは $80 \mu\text{m}$ ピッチのストリップセンサー2枚からなる。これらのストリップを角度が 40 mrad ずれるように張り合わせることで、2次元位置を取得できるようになっている。SCT 検出器はバレル部で $R = 299\text{--}514 \text{ mm}$ に設置され、およそ $|\eta| < 1.0$ の範囲をカバーする。

TRT 検出器

TRT 検出器は、直径 4 mm のドリフトチューブをバレル部で73層、エンドキャップ部で160層に積み重ねることで構成されている。ドリフトチューブはバレル部では $R = 563\text{--}1068 \text{ mm}$ の広範囲に設置される。1つのドリフトチューブの位置分解能は $R - \phi$ 方向に $130 \mu\text{m}$ であるが、長い距離の飛跡を再構成できる。

本研究で対象とする Displaced Vertex は TRT より内側の $R < 514 \text{ mm}$ に存在するものである。

2.2.4 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータは内部飛跡検出器の外側に設置され、電子や光子のエネルギーを測定する電磁カロリメータと、ハドロンのエネルギーを測定するハドロンカロリメータに大きく分けられる。IP で生じたクォークやグルーオンは連鎖的にハドロンを生成を繰り返して、一定方向に大量のハドロンを放出する。これはハドロンジェットと呼ばれ、ハドロンカロリメータに大量のハドロンが局在するような信号を残す。こうして生じたハドロンのエネルギーは、一つにまとめてジェット (Jet) として再構成される。

2.2.5 ミューオン検出器

ミューオンは電子と比較して質量が非常に大きいため制動放射を起こしにくく、また強い相互作用をしないためカロリメータを通過する。こうしてカロリメータを突き抜けてきたミューオンを捉えるのが、ATLAS 検出器の最外層に位置するミューオン検出器である。運動量測定に利用される MDT(Monitored Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) とトリガーを行うための TGC(Thin Gap Chamber)、RPC(Resistive Plate Chamber) で構成される。

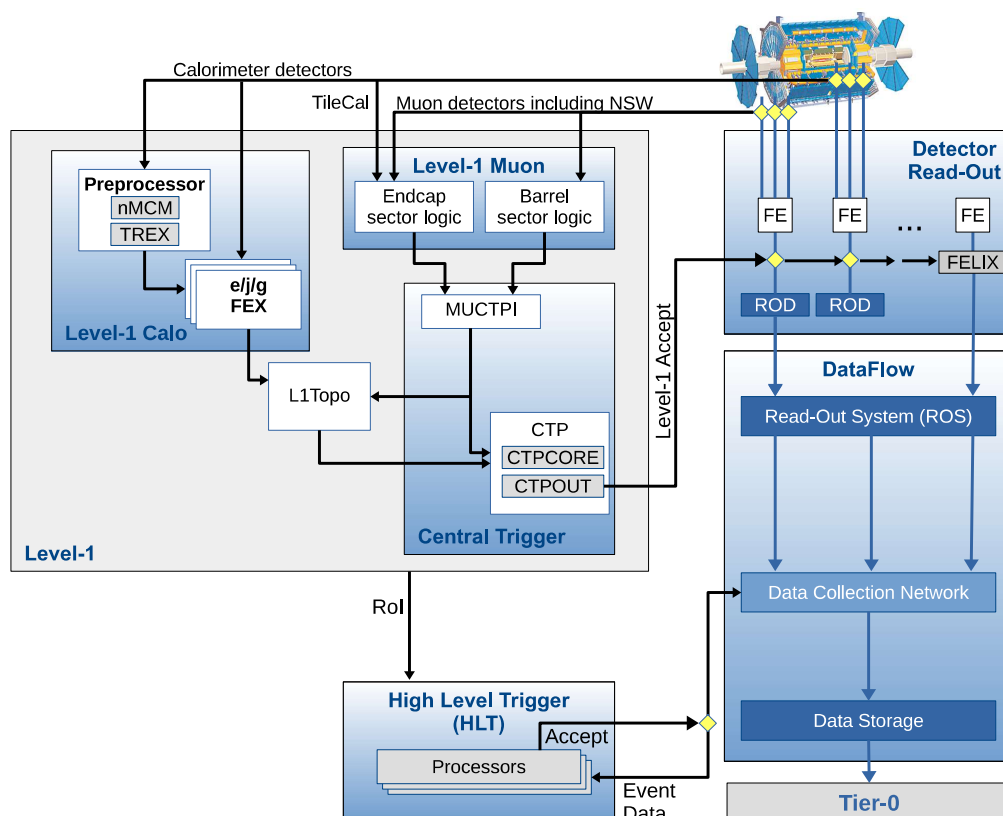


図 2.9 : Run-3 におけるトリガーシステムの概要 [13]。

2.2.6 トリガーシステム

ATLAS 実験では、LHC 加速器による 40 MHz の陽子バンチ衝突で生じた粒子を検出する。一方で現行のシステムでは、おおよそ 1 kHz のイベントレートでしかイベントを記録できない。従って不要な事象を棄却しながら興味のある事象のみを効率よく選別することが重要になる。このような事象選別をトリガーと呼ぶ。ATLAS 検出器では、ハードウェアによって高速な選別を行う Level-1 Trigger(L1 Trigger、初段トリガー)とソフトウェアを用いてより高度な選別を行う High-Level Trigger(HLT、後段トリガー)の2段階で事象を選別する。Run-3 におけるトリガーシステムの概要を図 2.9 に示した。

Level-1 Trigger(L1 トリガー、初段トリガー)

L1 トリガーでは ATLAS 検出器から 40 MHz で送られてくるデータを高速に判別し、イベントレートを 100 kHz にまで下げる。L1 トリガーは、 $2.5 \mu\text{s}$ 以内で事象を判別することが求められる。この要求を満たすため、L1 トリガーは論理回路で構成されたハードウェアで実装されている。

L1 トリガーは主に 3 種類に分類され、カロリメータの情報を用いて判定を行う L1Calo、ミュオン検出器の情報を用いる L1Muon、L1Calo と L1Muon の 2 つを組み合わせ判定する L1Topo

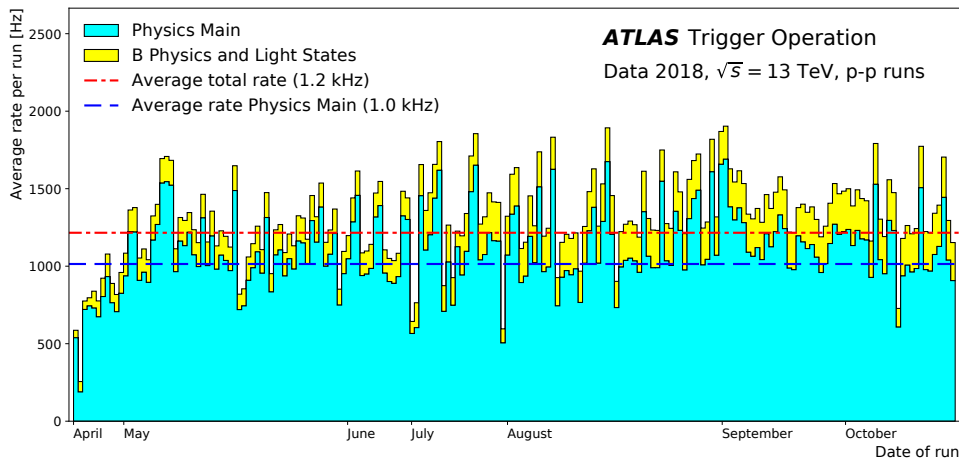


図 2.10 : Run-2、2018 年における出力レート [14]。青の破線が物理データの平均出力レートを示し、1.0 kHz となっている。

が存在する。

L1 トリガーで棄却されずに残った事象は、トリガーを発行した物理オブジェクトの (η, ϕ) 位置情報 (Region of Interest, RoI) と併せて HLT に送られる。

High-Level Trigger(HLT、後段トリガー)

HLT ではソフトウェアを用いて、L1 から送られてきた RoI の周辺で物理オブジェクトを再構成することでオフラインの解析に近い複雑な選別を行う。L1 トリガーでは利用できない、内部飛跡検出器の飛跡やカロリメータのジェットの詳細な情報を使った判別が可能である。HLT では、L1 トリガーから送られてきた 100 kHz のデータを選別しイベントレートを約 1 kHz にまで削減する。Run-2 における実際の出力レートを図 2.10 に示した。HLT のソフトウェアは約 40k コアの専用のコンピュータによって実行され、平均 200–300 ms でトリガー判定を行う [14]。

本研究のトリガーは HLT に実装することを目標としたソフトウェアトリガーである。

2.3 オブジェクトの再構成

ATLAS 検出器では内部飛跡検出器の測定により飛跡が再構成される。これを元に粒子の運動量が算出され、カロリメータで観測されたエネルギーを元に Electron、Muon、Tau、Jet として粒子が再構成される。このような観測データから再構成される情報を物理オブジェクトと呼ぶ。

本節では本研究との関係が深いオブジェクトについて詳しく説明する。

2.3.1 飛跡 (Track)

内部飛跡検出器では荷電粒子が検出器の層を通過すると、その位置が記録される。この粒子が検出器層と衝突した位置をヒット点と呼び、これを元に粒子の飛跡は再構成される。

内部飛跡検出器内の飛跡は5つのパラメータ $(d_0, z_0, \phi_0, \theta, \frac{q}{p})$ で定まる曲線として表現される。パラメータは以下の様に定義される。

- d_0, z_0 : 飛跡が z 軸に最も接近する点 (最近接点) の位置を円筒座標系 (R, ϕ, z) で表したときの R 座標と z 座標。Impact Parameter とも呼ばれる。IP で生成される粒子の飛跡は z 軸に近接するはずなので、 d_0, z_0 が小さい。
- ϕ_0, θ : 最近接点における粒子の運動量ベクトル \mathbf{p} を球座標系 (r, θ, ϕ) で表したときの ϕ 座標と θ 座標。
- q/p : 粒子の電荷を運動量の大ききで割った値。飛跡の曲線の曲率に対応する。

2.3.2 Missing E_T (MET)

陽子-陽子衝突では衝突するパートンがランダムな z 方向の運動量を持ってしまうため、始状態の系の完全な運動量は未知である。しかしパートンは横方向 ($x-y$ 方向) の運動量はほぼ持たないため、横方向運動量の系全体の総和は0となる。ATLAS 検出器ではこれを利用して検出器で捉えられなかった、つまり何らかの粒子によって検出器外に持ち出された運動量を算出する。これを横方向消失運動量 (Missing E_T , MET) と呼び以下のベクトルで定義する。

$$\mathbf{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_{\text{all}} \mathbf{p}_T \quad . \quad (2.4)$$

ここで総和は観測されたすべての物理オブジェクトについて行う。ニュートリノや物質と殆ど相互作用をしない新粒子は検出器に殆ど運動量を落とさないため、このような粒子が生成された事象では MET が大きくなる。

2.3.3 ジェット (Jet)

陽子-陽子衝突や LLP の崩壊で生じたグルーオンやクォークは、多量のハドロンを一方向に放出する。ハドロンはハドロンカロリメータに到達するとエネルギーとして検出されるが、近い方向に多くのハドロンが入射するため空間的に局在したエネルギーのクラスターとして、カロリメータで観測される。このクラスターを元にエネルギーと飛来方向を再構成したものをジェット (Jet) と呼ぶ。ATLAS 検出器内部で生じたクォークやグルーオンは anti- k_t アルゴリズム [16] と呼ばれる手法を用いて、 $R = 0.4$ の範囲をひとまとめにしたジェットとして再構成される。

第3章 本研究で開発する Displaced Vertex トリガー

本研究は内部飛跡検出器内の Displaced Vertex を直接検出するトリガーの開発を目指す。本章では開発するトリガーの概要を含んだ研究の概要を説明する。

本章ではまず、本研究のトリガーの背景にある飛跡再構成について 3.1 で説明する。その後 3.2 で本研究で開発するトリガーの概要を説明し、本論文の関連する章を示す。最後に本研究を通して用いるベンチマークサンプルについて説明する。

3.1 HLT における飛跡再構成

3.1.1 飛跡再構成の概要

HLT では飛跡の情報を元にトリガー判定を行うため、内部飛跡検出器で観測されたヒット点をもとに飛跡を再構成する。HLT における飛跡再構成は Fast Tracking と Precision Tracking の主に2段階で行われる [17]。図 3.1 に HLT における飛跡再構成のステップを示した。最終的な飛跡を出力する厳密な飛跡再構成が Precision Tracking であるのに対し、Fast Tracking は飛跡の元となる飛跡候補を探し出し Precision Tracking に渡す。

HLT では FTF(Fast Track Finder) と呼ばれるアルゴリズムで Fast Tracking が行われる。FTF は内部飛跡検出器から得たヒット点から3点 (triplet) を選びそれらが飛跡候補になるかを検証していく。全ヒット点から取りうる triplet は多数存在し、それらを検証した上で Precision Tracking に飛跡の候補を渡さないといけないため非常に高速な動作が求められる。高速化のため FTF は検証する triplet に対して、3点全てが内部飛跡検出器の異なる層から得られることや、3点の延長が IP の付近を通ること、などの条件を課している。このため従来のトリガーでは IP から逸れた飛跡 (LRT, Large Radius Track) を再構成できなかった。

こうした工夫を経ても飛跡の再構成は計算負荷が高いため、Run-2 では検出器内の一部の領域 (RoI, Region of Interest) でのみ再構成を行っていた。

3.1.2 Run-3 からの飛跡再構成

これに対し Run-3 では FTF のアルゴリズムが改良され、Fast Tracking を更に高速で行えるようになった。これに伴い Run-3 では、L1 トリガーが MET かジェットのエネルギーに基づいて選

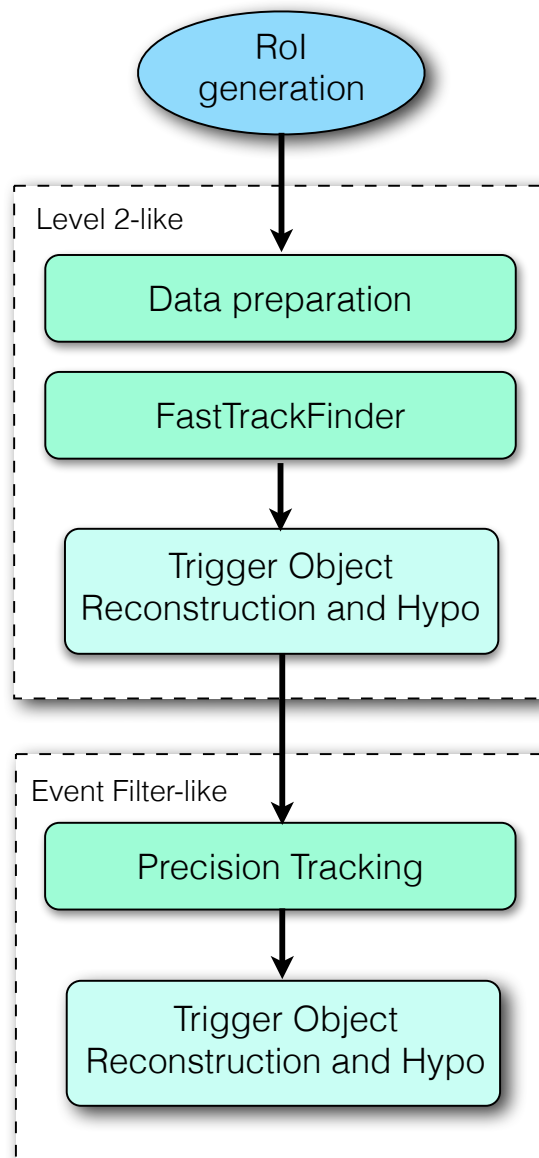


図 3.1 : Run-2 までの HLT における飛跡再構成の流れ^[17]。特に Fast Track Finder と Precision Tracking が飛跡を再構成するアルゴリズムである。

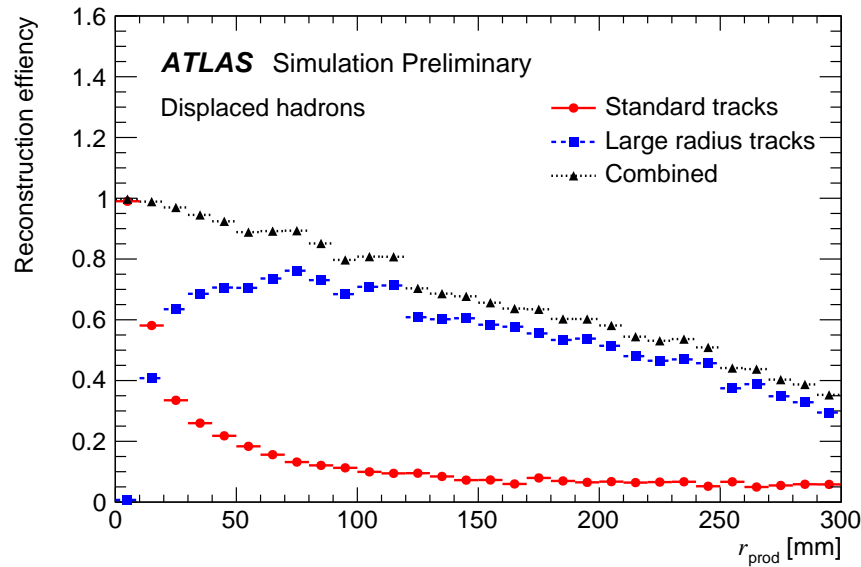


図 3.2 : オフラインの LRT 再構成アルゴリズムの効率 [18]。飛跡が生成される位置 r_{prod} の増加に伴い効率が低下する。

別した事象については内部検出器全体の領域での Fast Tracking が可能になる。

また FTF の高速化に伴って、一度 FTF を実行した後に余ったヒット点を用いることで LRT の再構成がトリガーで可能になる。トリガーにおける LRT アルゴリズムは FTF を土台に、オフラインの LRT アルゴリズム [18] を元に基本的なパラメータを調整して実装されている。

LRT の再構成において飛跡候補に課される条件は FTF のものとは僅かに異なる。例えば、LRT 再構成で飛跡候補は SCT 検出器の検出層 4 層全てにヒット点を残している必要がある。この条件により、SCT の最内層 ($R = 299$ mm) より外側で生成した粒子の飛跡は再構成されず、 $R < 299$ mm の範囲でも R の大きい領域で再構成効率が低下する (図 3.2)。

3.2 Displaced Vertex トリガーの構成

従来トリガーでは LRT を再構成できなかったため、生じる飛跡の多くが LRT である Displaced Vertex をトリガーで検出することは困難だった。しかし、ATLAS 検出器では Run-3 から LRT を利用したトリガーが構築可能である。本研究は LRT を用いて二次崩壊点を再構成し Displaced Vertex を直接検出するトリガーを開発し、Run-3 にあわせて検出器へ実装することを最終的な目標に置く。

本トリガーでは二次崩壊点を再構成することで Displaced Vertex を検出するが、これは非常に負荷が高いためすべてのイベントについて行うことはできない。本トリガーでは、まず機械学習を利用してイベント内のジェットが Displaced Vertex 由来かどうかを判定する。Displaced Vertex 由来のジェットが見つかったイベントのみ選別し、そのジェットの方向を取得する。その後、選

別されたイベントのジェット方向の領域で二次崩壊点の再構成を行い新物理の Displaced Vertex を抽出することで高精度な選別を行う。

本トリガーはこの様に、機械学習を利用した選別と、二次崩壊点を再構成して行う選別の二段階で選別することで、高速で高精度な Displaced Vertex の検出を目指す。図 3.3 に本トリガーの流れを示した。

3.2.1 ヒット点情報を元にした Displaced Vertex 由来のジェットの検出

一段階目では処理速度に重点を置き、Displaced Vertex から生じたジェットを大まかに選別する。

本研究では機械学習の技術を利用することで、ヒット点情報と FTF で生成された飛跡候補のみを用いて Displaced Vertex ジェットを選別する手法を開発した。

本論文では第 4 章でこのアルゴリズムについて詳細を説明する。

3.2.2 二次崩壊点の再構成による Displaced Vertex の検出

二段階目では二次崩壊点を再構成し、算出した不変質量や崩壊位置の情報を用いる高精度な選別を目指す。

一段目で選別されたジェットの情報を元に、二次崩壊点から出る粒子の方向を特定しその方向を RoI として LRT の再構成を行う。こうして得た LRT を元に二次崩壊点を再構成する。

二次崩壊点の再構成手法としてはオフラインで用いられるアルゴリズムが存在する。しかしこれは時間制約のない環境での利用を前提としているため、トリガーでそのまま流用するには処理時間がかかりすぎる。本研究ではオフラインのアルゴリズムを原型に、より高速なトリガー向けの二次崩壊点再構成アルゴリズムを開発した。

本論文では第 5 章に再構成アルゴリズムの詳細を示す。

3.3 ベンチマークサンプル

本研究ではアルゴリズムの開発にあたって、第 4 章と第 5 章で共通したサンプルをベンチマークとして用いた。信号事象と背景事象のベンチマークサンプルはシミュレーションによって生成されたものを用いた。これらは、PYTHIA8^[19]、MadGraph^[20] を用いてモンテカルロ法で粒子の生成をシミュレートし、Geant4^[21] で ATLAS 検出器と生成された粒子相互作用をシミュレートしたものである。トリガーレートの評価は実データをベンチマークサンプルとした。

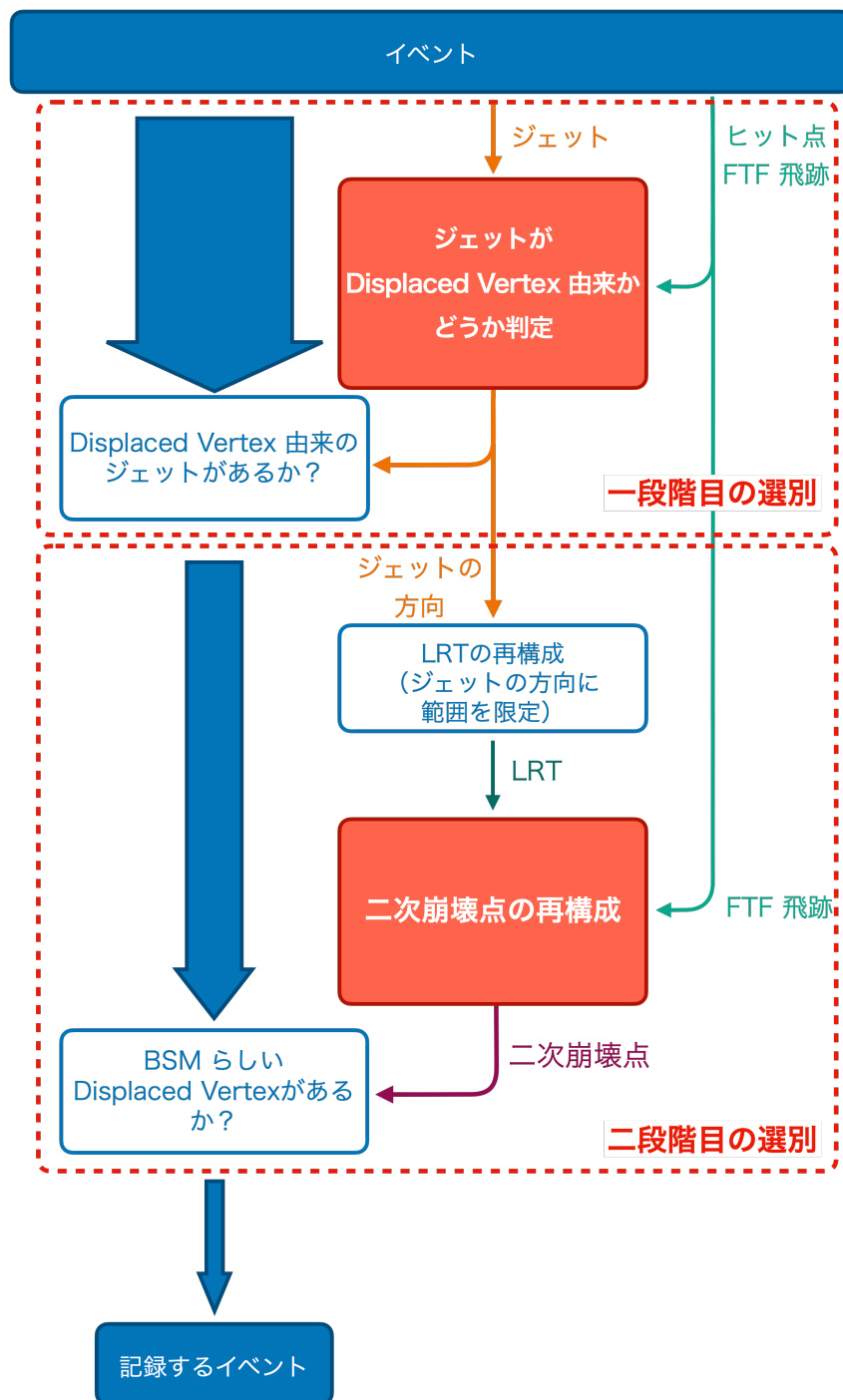


図 3.3 : 本研究で目指すトリガーの流れ。赤地に白い字で描いた部分が本論文で開発したアルゴリズムである。

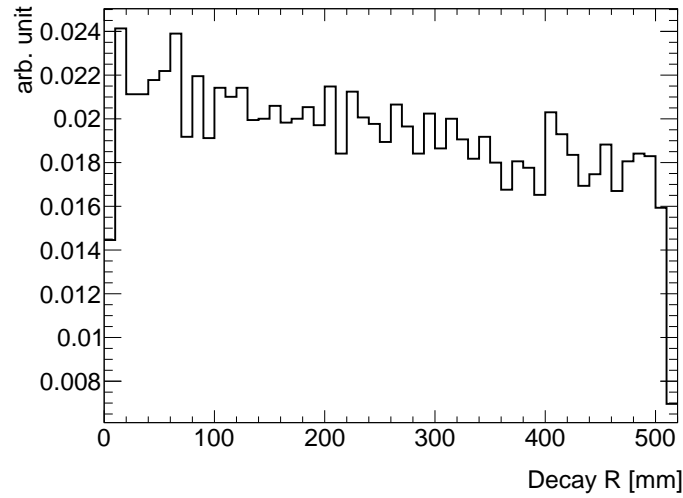


図 3.4 : ベンチマークサンプル信号事象の崩壊位置の分布。

3.3.1 信号事象：シミュレーション

Displaced Vertex を生成する信号事象としては以下の様な BSM で導入されるヒッグス粒子が中性スカラー粒子 s へ崩壊する事象を用いた。

$$\begin{aligned} H &\longrightarrow 2s \\ s &\longrightarrow 2b \end{aligned}$$

この s が中性 LLP であり、崩壊後の b クォーク 2 つがジェットを形成する。一段目の崩壊は IP で発生し、二段目の s の崩壊は IP から離れて起こる。 s の崩壊位置の分布を図 3.4 に示した。このサンプルでは $m_H = 1000$ GeV となっている。 $s \longrightarrow 2b$ の崩壊が Displaced Vertex になる。

この過程はクォークに崩壊する Displaced Vertex であるため従来のトリガーによる間接的な検出が難しい。また崩壊位置の分布が Pixel 検出器、SCT の領域 ($30 \text{ mm} < R < 500 \text{ mm}$) で比較的一様なため崩壊位置に依存せずにアルゴリズムの性質を検証しやすい。以上の点で本研究に適した過程である。

3.3.2 背景事象：シミュレーション

背景事象のサンプルとしては、Fully hadronic $t\bar{t}b\bar{b}$ 事象とよばれるものを用いた。これは、陽子-陽子衝突によって生じたトップクォーク対 $t\bar{t}$ が以下のようにクォークへ崩壊し、ハドロンジェットを放出する事象である。

$$\begin{aligned} t &\longrightarrow b + W \\ W &\longrightarrow q + \bar{q}' \end{aligned}$$

これらのハドロンジェットは IP で生成される。本研究における信号事象が Displaced Vertex からジェットを放出するのに対し、この背景事象は同様のジェットを IP から放出する。放出されるオブジェクトがともにジェットであることから Displaced Vertex に注目する以外での分離が困難であり、本研究のアルゴリズムの性能を測るのに適している。

3.3.3 Enhanced Bias data (EB) : 実データ

このサンプルは実際に Run-2 の ATLAS 実験で得られた衝突事象の観測データである。

EB は ATLAS 実験において主にトリガーレートの評価に用いられる。トリガーレートを評価するにはそのトリガーに選別される事象について十分な統計が必要となるが、その様な事象の発生する確率が低い場合には膨大な量の実データを用意しなければならない。

EB はランダムトリガーに加え、複数の L1 トリガーで取得したデータセットである。これにより高い閾値のトリガーに対しても統計的精度を保証する^[22]。表 3.1 はデータセットの概要である。

重心系エネルギー	観測年
13 TeV	2018

表 3.1 : 本研究に用いた EB データ。

第4章 ヒット点情報を元にした Displaced Vertex 選別アルゴリズムの開発

本章では本研究のトリガーにおけるヒット点情報を用いた Displaced Vertex 由来のジェットの検出手法について詳しく説明する。この手法では機械学習を用いてジェットを選別する。本手法ではジェット方向のヒット点に関連する9つの量を入力とし、Displaced Vertexらしさをスコアとして出力するよう機械学習を訓練する。Displaced Vertex由来のジェット固有のヒット点の特徴については以下の4.1で詳しく述べる。また機械学習の詳細なアルゴリズム、設定については4.2で詳しく述べる。

機械学習から出力されるスコアに閾値を設定することでジェットを選別する。この際、ジェットの選別性能はパイラアップに依存する。パイラアップの影響を減らした閾値設定については4.4で詳しく述べる。

4.1 Displaced Vertex 由来のジェットにおけるヒット点と飛跡

3.1で述べたように検出器内のヒット点から粒子の飛跡を再構成する際、まずFTFによってIP付近を通る飛跡が再構成される。Displaced Vertexで生じる飛跡の多くはIP方向から逸れているため、ヒット点が存在するにも関わらず飛跡として再構成されない状態になる。つまりDisplaced Vertex由来のジェットでは通常のIPからのジェットに比べて、FTFに使われないヒット点が多くなる(図4.1)。またFTFによって再構成される飛跡がDisplaced Vertex由来のジェット方向では減少する。

本手法ではこの点に注目し、ジェットの方向でFTFに使われずに余ったヒット点の数・ジェット方向に再構成された飛跡の数に注目し機械学習を利用して選別機を構成した。これにより、LRTの再構成と二次崩壊点の再構成を要求せずにDisplaced Vertexを検出する。

4.2 機械学習を用いた選別機の構成

本アルゴリズムでは機械学習の一種であるBDT (Boosted Decision Tree)を用いて信号事象と背景事象との選別を行う。BDTのアルゴリズムの概要は4.2.1で説明する。また本研究で選別機を構成するにあたって設定した入力変数について4.2.2に詳しく説明する。

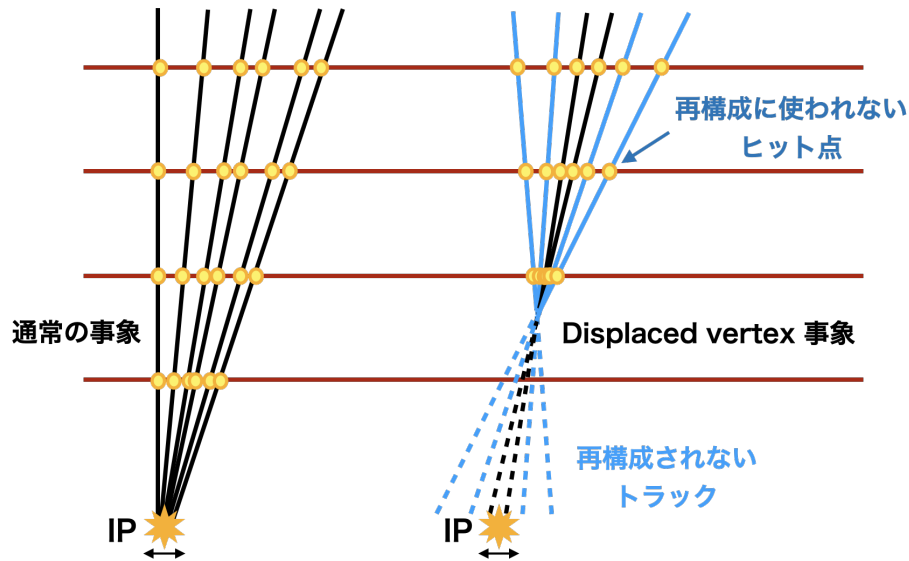


図 4.1 : Displaced Vertex とヒット点の概念図。赤い横向きの直線が検出器の層、黄色の点がヒット点、黒い直線が再構成される飛跡、青い直線が再構成されない飛跡を表す。Displaced Vertex から生じる粒子の飛跡の殆どは IP を通らないため、ヒット点が発見されても飛跡として再構成されない。従ってヒット点の多くが再構成に利用されずに余る。また再構成される飛跡の数そのものも少なくなる。

4.2.1 Boosted Decision Tree

BDT は決定木 (Decision Tree) を複数組み合わせること (Boosting) で選別機を構成する機械学習アルゴリズムである。決定木は単純な条件分岐の組み合わせで構成されるため高速で動作するが、構造が単純な分単体での選別性能は低い。これを複数重みを付けて組み合わせることで動作速度は大きく変えずに高度な選別を可能にするのが BDT である。近年よく知られる機械学習アルゴリズムの Deep Neural Network などと比較して仕組みが単純なため動作が早く、時間制約の厳しいトリガーでの利用に適している。

本アルゴリズムでは TMVA^[24] と呼ばれるパッケージで実装された BDT を用いた。

決定木 (Decision Tree)

決定木の概念図を図 4.2 に示す。決定木は、データを 2 分割する選別を再帰的に繰り返して構成される。決定木の各ステップでは、入力変数のいずれか一つに注目して閾値との単純な大小関係の比較でデータを選別する。この閾値は教師データの信号事象と背景事象を最も効率よく分離できる位置に設定される。決定木は再帰の深さが一定値に達するか、選別された最終的なデータ数が一定以下になるまで 2 分割を繰り返す。

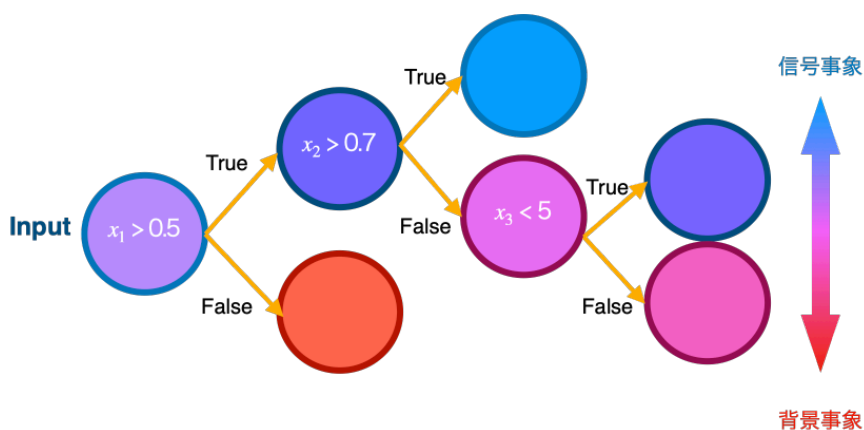


図 4.2 : 決定木の概念図。図でより青いノードは信号事象の割合が高く、赤いノードは背景事象の割合が高い。

Adaptive Boost

Adaptive Boost は複数の決定木を組み合わせて学習させるアルゴリズムである。この手法では既に生成した決定木の選別結果を元に、その性能を補うように新たな決定木を生成する。

まず、すべての教師データについて等しい重みを設定した上で1つ目の決定木を学習させる。その後の決定木の学習では、それ以前に生成された決定木で誤分類されたデータに重み付けして行う。

4.2.2 BDT の入力変数

本アルゴリズムでは以下の9変数をBDTの入力変数として用いた。ベンチマークサンプルにおけるこれらの分布を図4.4に示した。

飛跡再構成に利用されなかったヒット点の割合

飛跡再構成に利用されなかったヒット点の割合を内部検出器の各検出器層ごとに算出し入力変数として用いた。本研究では、ATLAS 検出器の内部検出器の Pixel 第1-4層、SCT 第1-4層をそれぞれ合わせて layer 0-7 と置いた(図4.3)。またジェット方向のヒット点を数えるために、イベント内からハドロンジェットを探し、ジェットに対して $\Delta R < 0.4$ となる方向に限定してヒット点を取得した。本アルゴリズムではFTFによる飛跡再構成の結果を取得し、以下の量 f_i ($i = 0, \dots, 7$) を再構成に利用されなかったヒット点の割合として定義した。

$$f_i = \frac{\text{layer } i \text{ 上に存在するヒット点の内、従来の飛跡再構成に利用されなかったものの数}}{\text{layer } i \text{ 上に存在する全ヒット点数}}。 \quad (4.1)$$

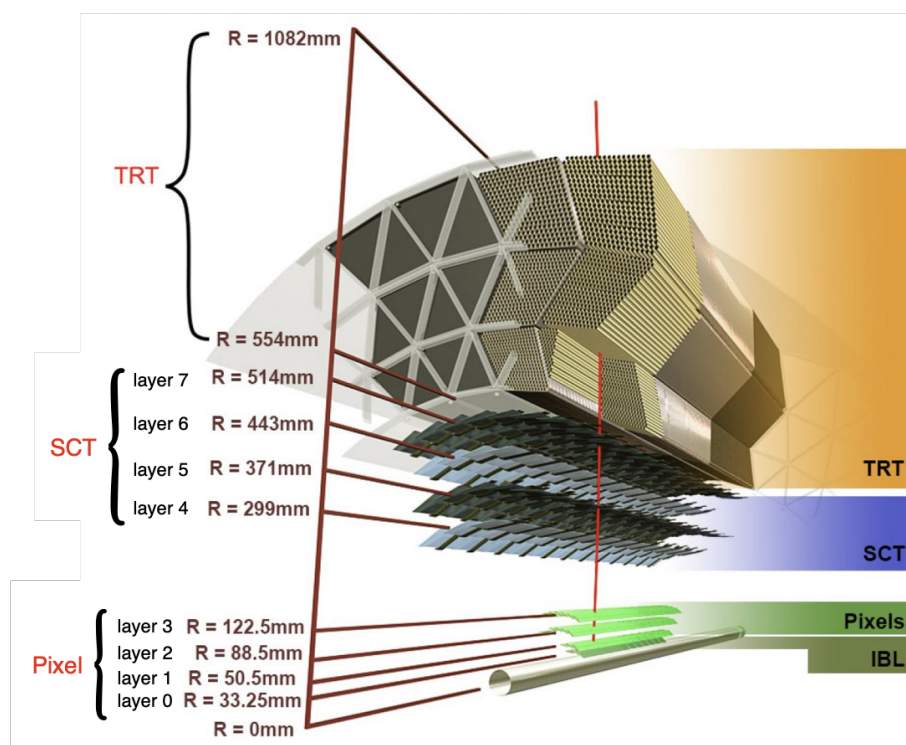


図 4.3 : 内部検出器の検出器層の概要。本アルゴリズムでは内側から 8 層を layer 0-7 とおきヒット点の数を用いる。

再構成されない飛跡、すなわち衝突点を逸れた飛跡が多いジェットでは f_i が大きくなる。また Displaced Vertex では中性粒子が衝突点からある程度離れて崩壊するので、崩壊した場所より外側の検出器層にのみヒット点を残すことになる。このことから Displaced Vertex イベントではある層 $i = n$ までは通常のイベントと類似した f_i 値を示し、 $i > n$ では $f_i \simeq 1$ となる事が期待される。

再構成された飛跡の数

従来の手法で飛跡を再構成し、再構成された飛跡の本数を数えた。通常の IP 由来のジェットでは殆どの飛跡が再構成される一方で、Displaced Vertex ジェットでは再構成されない飛跡が多く存在する。従って再構成された飛跡が少ないジェットは Displaced Vertex を含んでいる可能性が高い。

4.2.3 BDT のトレーニング

BDT のトレーニングには 3.3 で示したベンチマークサンプルを用いた。信号事象のサンプルからは Displaced Vertex 由来のジェットを抽出し、背景事象のサンプルからは IP 由来のジェットを抽出して用いた。ジェットのサンプルは信号事象・背景事象それぞれを半分に分割し、トレー

表 4.1 : 本研究に用いた BDT のハイパーパラメータ。

ハイパーパラメータ	設定値
決定木の本数	200
Boosting 手法	Adaptive Boost
終端ノードのイベント数の下限	全体の 2.5 %
決定木の深さの上限	3
トレーニングサンプル数 信号事象	19524
トレーニングサンプル数 背景事象	87830
テストサンプル数 信号事象	19524
テストサンプル数 背景事象	87830

ニング用サンプルとテスト用サンプルとした。BDT のトレーニングにはトレーニング用サンプルを利用し、信号効率や背景除去率の算出にはテスト用サンプルを用いた。本研究でトレーニングの際に設定したハイパーパラメータを表 4.1 に示した。

トレーニングの結果 BDT から出力として得られたスコアを図 4.5a に示した。このスコアについて閾値を設定し比較することで、ジェットが Displaced Vertex 由来か判定する。設定する閾値の大きさに応じて、選別される Displaced Vertex ジェットの割合（信号効率、Signal Efficiency）と棄却される IP ジェットの割合（背景除去率、Background Rejection）がそれぞれ定まる。本研究の BDT による信号効率と背景除去率の関係を図 4.5b に示した。

4.2.4 高い BDT スコアを出力する背景事象ジェットの調査

図 4.5a の IP 由来のジェットに対する BDT スコアの分布を見ると、高い BDT スコア領域にテールが伸びていることが確認できる。本研究の BDT の性能を理解するため、どのような IP 由来のジェットが高い BDT スコアを出力してしまうのか調査した。

本研究でベンチマークサンプルしているものはシミュレーションデータなので、ジェットがどのようなパートン由来のものかを直接確認できる。生成されたパートンの種類によってジェットを分類した。ここでは軽いクォーク (u, d, s クォーク)、 c クォーク、 b クォーク、グルーオンの 4 種類に分けた。IP 由来ジェットのうち各分類のジェットが占める割合を、BDT スコアごとに比較したものが図 4.6 である。高い BDT スコア領域は、軽いクォーク由来のジェット (light quark ジェット) が殆どを占めていることが分かる。

各ジェットは複数の約 60 種類のハドロンによって構成されている。本研究では更に詳しく light quark ジェットのどのハドロンが BDT スコア上昇に寄与しているかを調査した。60 種類のハドロンそれぞれについて、light quark ジェットの内そのハドロンを含んでいるものの割合を算出し、BDT スコアの依存性を見た。図 4.7 に例として π^0 粒子についての結果を示した。この分布を直

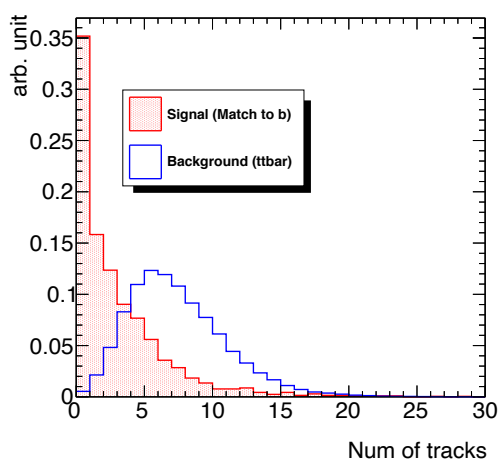
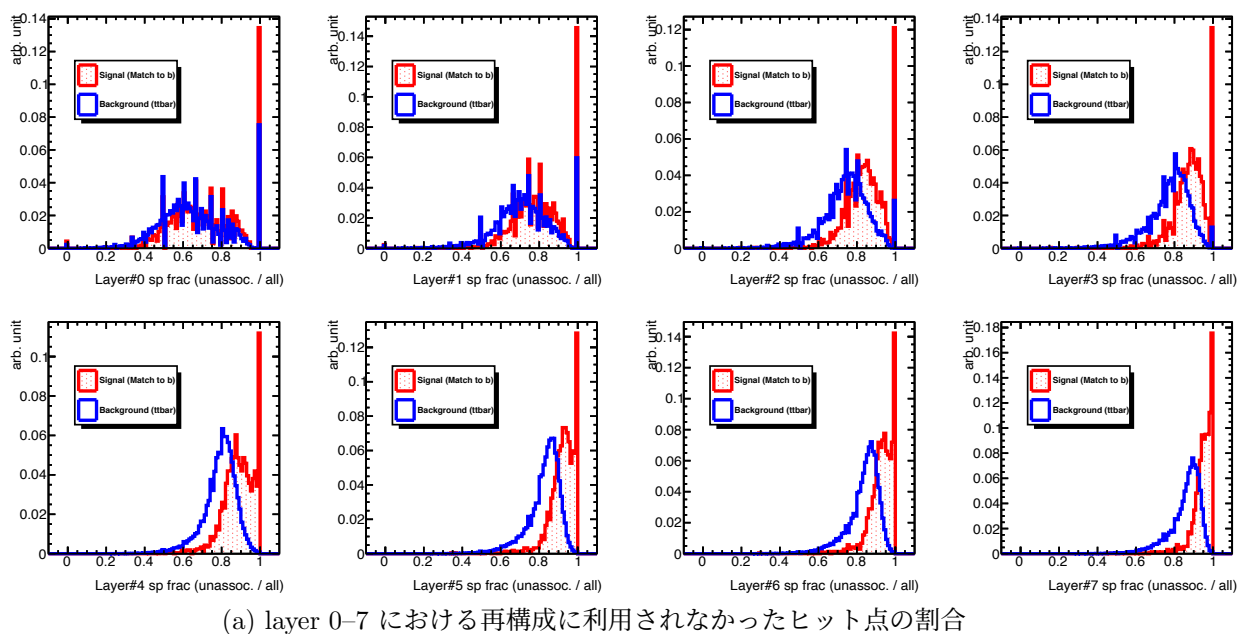


図 4.4 : BDT の入力変数の分布。赤が信号事象、青が背景事象の分布を表す。

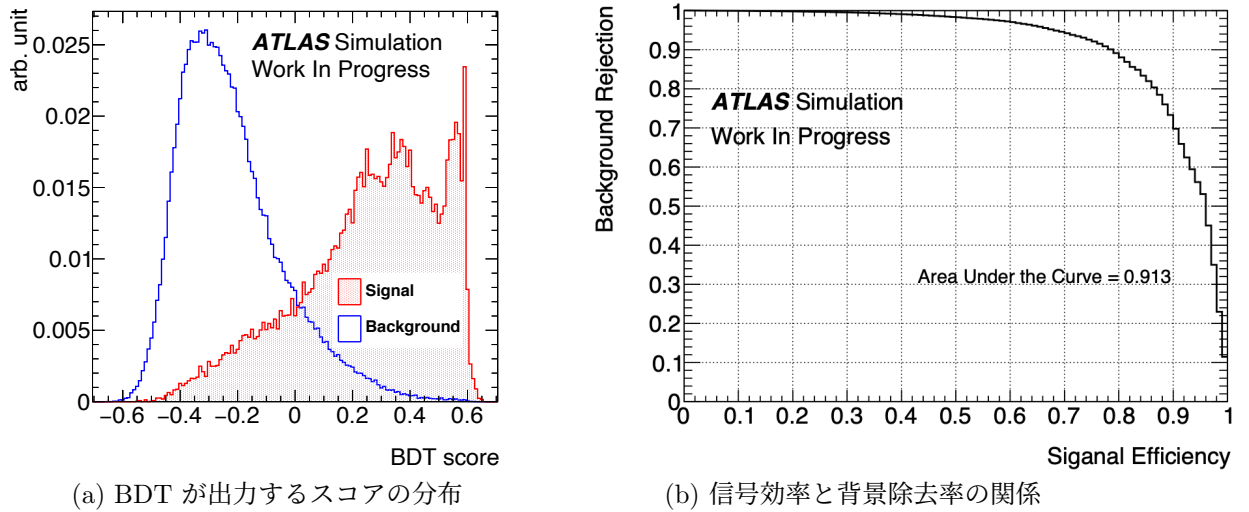


図 4.5 : BDT の学習結果。これらはテスト用サンプルについてプロットしたものである。

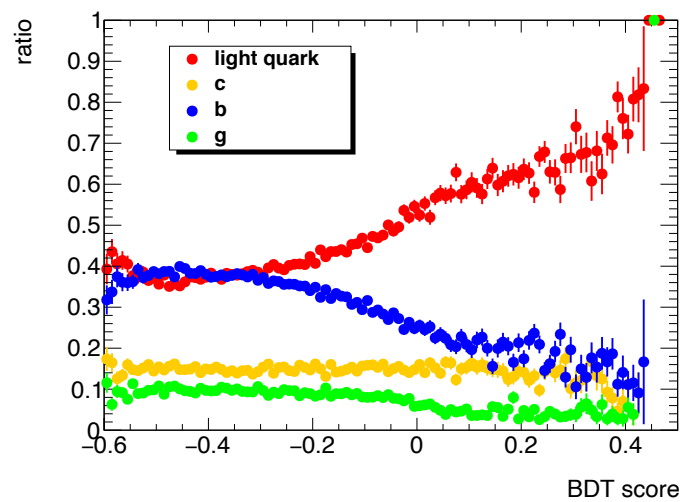


図 4.6 : 背景事象ジェットを生成した各種パートンの割合。高い BDT スコア領域では、軽いクオーク由来のジェットが殆どを占めている。

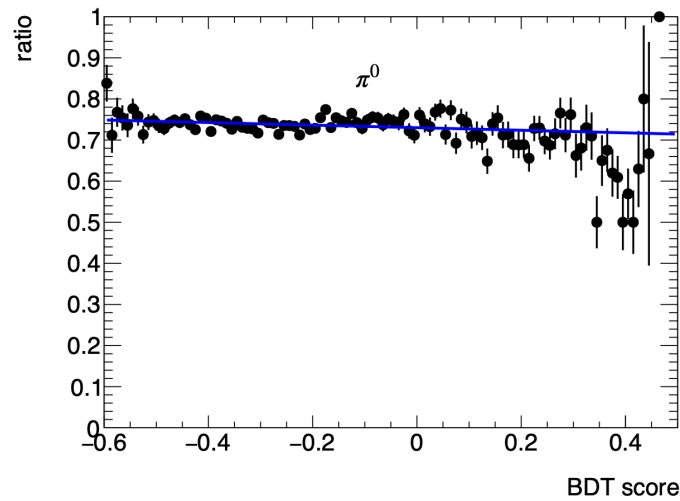


図 4.7: π^0 粒子の BDT スコアへの寄与。フィッティングされた直線の傾きが 0 に近く、切片が大きい。このことから π^0 粒子は、BDT スコアの大小に関わりなく、多くのジェットに含まれていることがわかる。

線でフィッティングすることで BDT スコアへの寄与を評価した。 π^0 粒子は BDT スコアの高いジェットにも低いジェットにも存在するため、切片が大きく傾きが 0 に近い。これに対し、BDT スコアの上昇に寄与しているハドロンでは傾きが大きくなることが期待される。

各ハドロンについてフィッティングした直線の傾きと切片をプロットした結果を図 4.8 に示した。傾きの大きいハドロンは、順に $K_S^0, n, \Lambda, \Sigma^0, \dots$ であった。これらのハドロンを含むジェットと BDT スコアの関係を図 4.9 に示した。 K_S^0 では他の 3 種のハドロンと比較して、高い BDT スコア領域で割合が増えるという傾向が特に顕著である。 K_S^0 は中性のハドロンで長い寿命を持ち、内部飛跡検出器内で π 粒子へと崩壊する。従って K_S^0 は崩壊点が Displaced Vertex となる SM の粒子である。これらより BDT は K_S^0 の崩壊に対して高いスコアを出力しており、それが一部の IP 由来のジェットに高い BDT スコアを出力していた原因と考えられる。

本アルゴリズムはヒット点を元に Displaced Vertex を検出するものなので、それが SM 由来か BSM 由来かの判別はできない。このような SM 粒子由来の displaced Vertex は、第 5 章の手法で崩壊点を再構成し質量や放出する粒子数を確認することで削減する。

4.3 BDT 出力に対する閾値設定における問題

定めた閾値と BDT から出力されるスコアとを単純に比較することでジェットの選別が可能だが、これだけでは問題が生じる。図 4.11a は、閾値を一つに固定し選別を行った際の信号効率と背景除去率を、ジェットを生成したイベントのピルアップに応じて比較しプロットしたものである。ピルアップの多いイベントのジェットにおいて信号効率が大幅に低下していることが分かる。

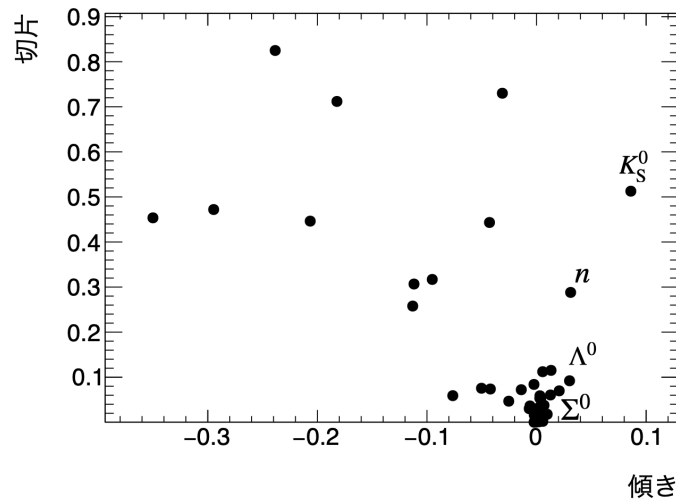


図 4.8 : 各種ハドロンを BDT スコアへの寄与。図 4.7 の分布を各ハドロンで得て、フィッティングした際の傾きと切片をプロットした。 K_S^0 で特に傾きが大きくなっていることが分かる。

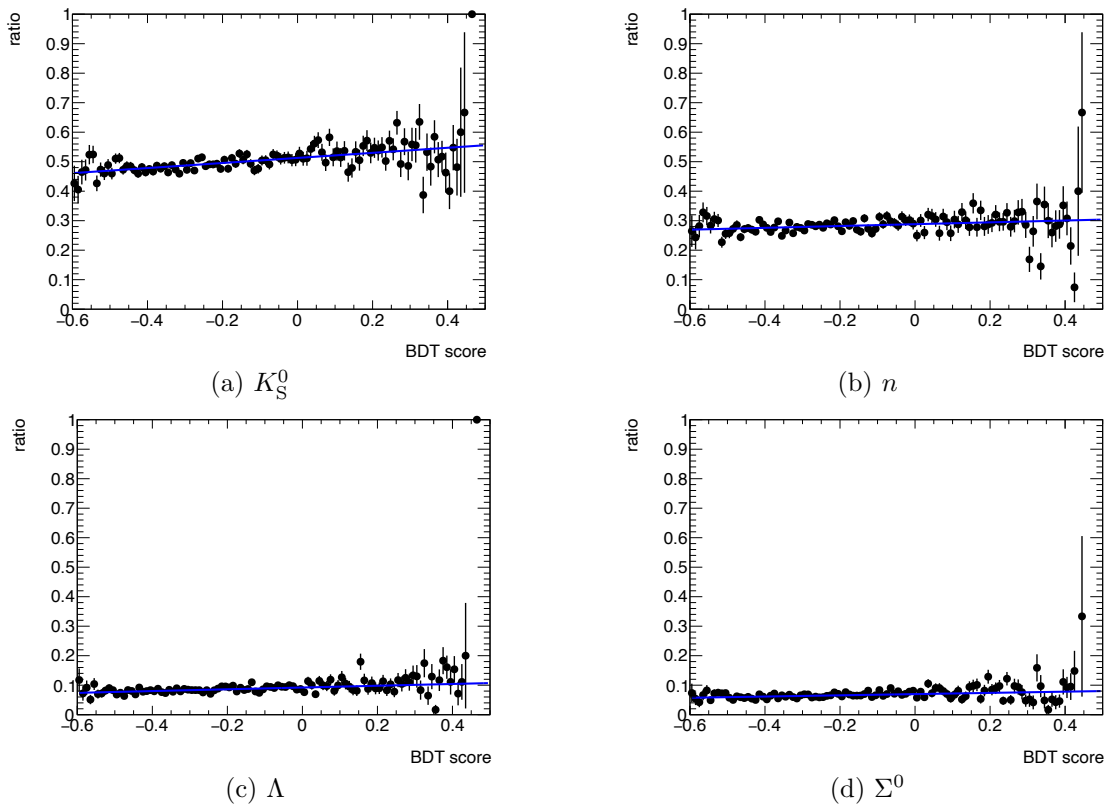


図 4.9 : $K_S^0, n, \Lambda, \Sigma^0$ ハドロンを含むジェットの割合と BDT スコアの関係。 K_S^0 では他の 3 種のハドロンと比較して、高い BDT スコア領域で割合が増えるという傾向が特に顕著である。

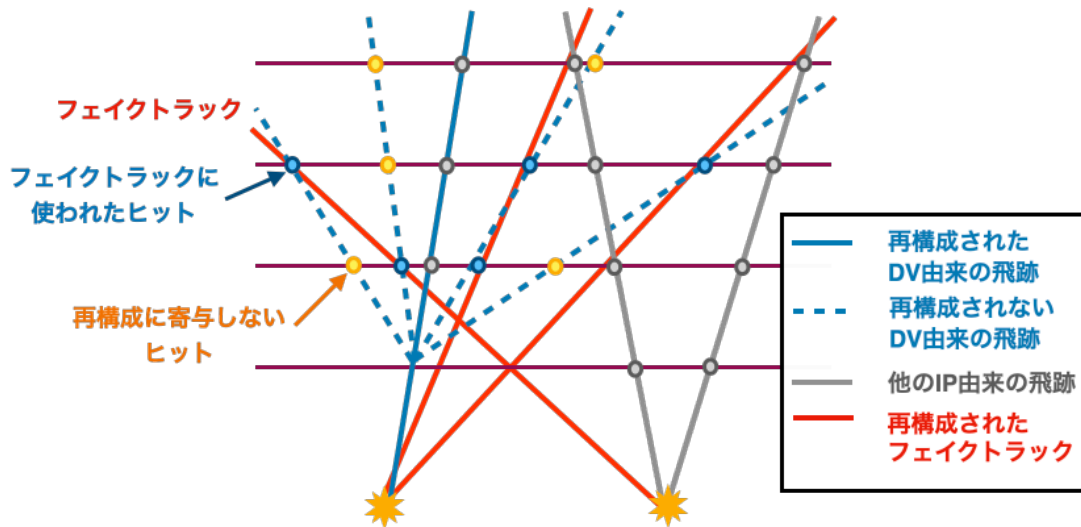


図 4.10：検出効率の低い Displaced Vertex イベントの概要図。図は検出器内の $R-z$ 平面方向の断面を表す。灰色の点は飛跡の再構成に利用されたヒット点、青い点はフェイクトラックの再構成に利用されたヒット点、黄色の点は再構成に利用されなかったヒット点を表す。

この信号効率の低下は、本手法がヒット点を利用することに由来する。信号効率が下がるようなイベントにおける Displaced Vertex について図 4.10 に図示した。Displaced Vertex は陽子-陽子衝突によって生じた LLP の崩壊によって現れる。ところで、一度のバンチ交差で生成されるイベントには複数の陽子-陽子衝突が含まれている。そのため注目している Displaced Vertex とは別の陽子から飛来した粒子が Displaced Vertex に重なることがある。このような粒子がいくつも存在する場合、こうした粒子由来のヒット点が Displaced Vertex 付近で数多く検出されることになる。この様なヒット点がたまたま衝突点方向に一直線上に並んだ場合、これらを元に偽の飛跡（フェイクトラック）が再構成されることになる。この結果、本来は飛跡の再構成に利用されないヒット点が飛跡に関連付けられてしまい、Displaced Vertex ジェットであっても式 (4.1) で定義した f_i 値が小さくなる。これにより BDT がジェットを Displaced Vertex 由来として認識できなくなるため信号効率が低下する。

また Displaced Vertex が存在しない事象においても、注目しているジェットと別の陽子からのジェットが重なったとき、注目している IP 由来ではない飛跡が混入する。そのため Displaced Vertex ジェットと IP ジェットの区別が困難になる。

このような状況はイベント内の陽子-陽子衝突数が多ければ多いほど起こりやすいため、パイルアップが多いイベントで信号効率が低下するのである。

実際の測定でこのような選別を行うと相互作用数の小さいイベントのジェットが多く記録されることになる。その結果、もし LLP の崩壊が相互作用数に依存せず起こるとしても相互作用の多いイベントでは稀にしか観測されないという状況が発生しかねない。このような物理とは無関係なバイアスは最終的な解釈を歪めてしまう可能性があるため、信号効率は一定に保たれる必要が

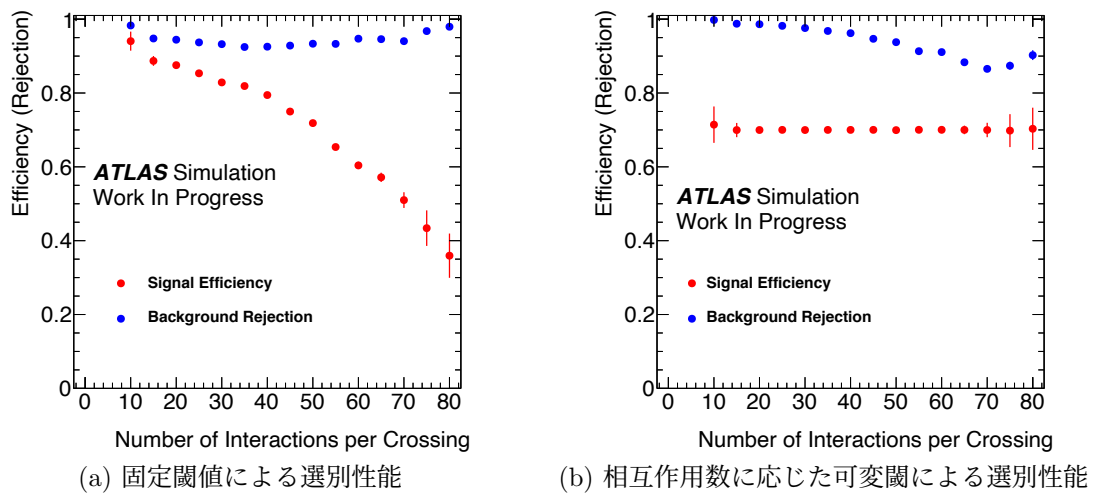


図 4.11 : 相互作用数に応じた選別性能の変化。縦軸は信号効率 (Efficiency) 及び背景除去率 (Rejection) を表し、横軸は 1 バンチ交差辺りの相互作用数を表す。

ある。

4.4 相互作用数に応じた可変閾値の設定

本手法がヒット点を利用する性質上、パイルアップが多いイベントでの性能の改善は困難である。したがって本研究では根本的な仕組みは変えず、相互作用数に応じて設定する閾値を緩めることで信号効率を一定に保つ。

信号イベントのシミュレーションを元に、信号効率を一定に保つような閾値を算出しグラフで示したものが図 4.12 である。この様な可変の閾値の下でイベントを選別した際の信号効率・背景除去率を図 4.11b に示した。この方法では相互作用数が多いイベントで閾値が低く設定されるため、信号効率は一定に保たれ、代わりに背景除去率が低下する。背景除去率の低下はトリガーレートの増加に繋がる。トリガーレートについては 4.5 で評価する。

4.5 アルゴリズムの評価

最終的には本アルゴリズムはトリガーの一部として利用する。従って本項では本アルゴリズムを組み込んだ性能評価用のトリガーを構成し、既存のトリガーの検出効率をどれだけ改善できるかを見ることで性能を評価した。

既存のトリガーで Displaced Vertex を記録する場合、対象を限定しない包括的なトリガーを用いる必要がある。従って、ここでは性能の比較対象として既存の包括的トリガーを参照した。

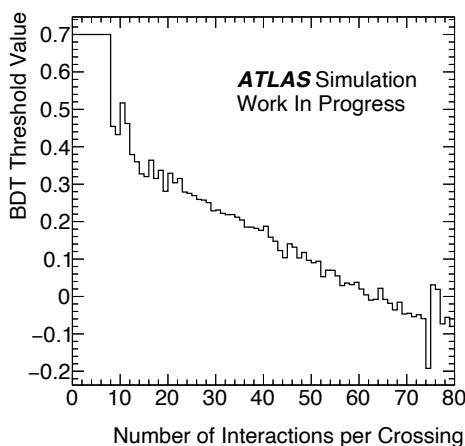


図 4.12 : 相互作用数に応じた設定閾値。横軸がイベント辺りの相互作用数、縦軸が閾値として設定する BDT スコアである。

4.5.1 評価用トリガーの構成

実際のトリガーの流れに従って L1 トリガー及び HLT を課し、最後段で本アルゴリズムによる事象選別を行う。従来の包括的トリガーで Displaced Vertex の記録を試みる場合、MET によるトリガーとジェットによるトリガーが主に利用できる。このトリガーとの比較のため、本研究の評価用トリガーも MET トリガー及びジェットトリガーを前段に導入したものをそれぞれ用意した (表 4.2)。

4.5.2 トリガーレートの評価

トリガーレートは 3.3 に示した実データ (EB) を用いて評価する。評価用トリガーのトリガーレートは、Run-2 での実測レートを参照して以下の式 (4.2) に従って算出する。

$$\begin{aligned} \text{評価レート [Hz]} = & \text{Run-2 での評価用トリガーの L1 トリガーレートの実測値 [Hz]} \\ & \times \frac{\text{評価用トリガーを最後段まで通過したイベント数}}{\text{評価用トリガーの L1 を通過したイベント数}} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Run-3 で本研究のトリガーに要求されるトリガーレートは約 10 Hz である。従って評価用トリガーの閾値は評価レートが 10 Hz 程度になるように設定した。設定した閾値、及びその結果得られたトリガーレートを表 4.2 に示した。

表 4.2 のトリガー 3,4 とともにレートの制限を満たしながら MET やジェットの閾値を引き下げている。トリガーが取得するイベントの範囲拡大に成功している。

表 4.2: 評価用のトリガーの構成。1,2 は既存の包括的トリガー、3,4 は本研究の評価用トリガーである。 E_T^{miss} は MET の閾値、 E_T^{Jet} はジェットのエネルギーの閾値を表す。

	L1 トリガー	HLT	本研究のトリガー	レート [Hz]
1	$E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$	$E_T^{\text{miss}} > 110 \text{ GeV}$	なし	94
2	$E_T^{\text{Jet}} > 100 \text{ GeV}$	$E_T^{\text{Jet}} > 420 \text{ GeV}$	なし	35
3	$E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$	$E_T^{\text{miss}} > 80 \text{ GeV}$	あり & $E_T^{\text{Jet}} > 200 \text{ GeV}$	13 ± 2
4	$E_T^{\text{Jet}} > 100 \text{ GeV}$	なし	あり & $E_T^{\text{Jet}} > 260 \text{ GeV}$	11 ± 2

表 4.3: 各トリガーの信号効率。トリガー番号は表 4.2 の番号と対応する。

トリガー番号	効率
1	$67.5 \pm 0.2 \%$
2	$48.8 \pm 0.3 \%$
1 + 2	$85.4 \pm 0.2 \%$
3	$48.5 \pm 0.3 \%$
4	$64.3 \pm 0.2 \%$
1 + 3	$71.0 \pm 0.3 \%$
2 + 4	$80.9 \pm 0.2 \%$
1 + 2 + 3 + 4	$94.7 \pm 0.2 \%$

4.5.3 シミュレーションデータを用いた信号効率の評価

3.3 に示した信号事象のサンプルのうち、4.2.3 でトレーニングに用いたジェットを含まないイベントのみを用いて信号効率を評価した。効率はベンチマークサンプルを分母とし、そのうち一連のトリガーを最後まで通過したイベントの割合として各トリガーについて算出したものを表 4.3 に示した。また既存のトリガーと評価用のトリガーを併用した場合の信号効率も併せて示した。

同じ MET、ジェットそれぞれを利用するトリガーに本研究のトリガーを加えることで、HLT でのエネルギー閾値が MET で 110 GeV から 80 GeV、ジェットで 420 GeV から 260 GeV に引き下がった。この結果、MET トリガーでは 67.5 % から 71.0 % へ、ジェットトリガーでは 48.8 % から 80.9 % へ選別効率が引き上がった。MET、ジェットトリガーを合わせた全体では 85.4 % から 94.7 % に効率が改善した。

第5章 トリガーに向けた高速な二次崩壊点の再構成アルゴリズムの開発

本章では、本研究のトリガーで Displaced Vertex の高精度な検出に用いる、二次崩壊点の再構成アルゴリズムについて詳しく述べる。

Run-3 からはアルゴリズムとハードウェアの改善により、IP を逸れた飛跡についてもトリガーで簡易的に再構成できるようになる。本研究ではこの飛跡を元に二次崩壊点を高速で再構成することを目指す。オフラインにおける再構成アルゴリズムを原型とし、手順を簡略化することでトリガー向けに改良した。

本章ではまず 5.1 で原型となる再構成アルゴリズムについて説明し、5.2 で本研究で施した変更を説明する。

5.1 オフラインにおける二次崩壊点の再構成

5.1.1 崩壊点のフィッティング

崩壊点の再構成とは、具体的には共通の崩壊点を持つ飛跡の組を入力とし、崩壊点の位置と入力された飛跡に対応する粒子それぞれの運動量を算出することである。

飛跡は 2.3.1 に示したように5つのパラメータ $\mathbf{q}_i = (d_0, z_0, \phi_0, \theta, q/p)$ で表される。ただし $i = 1, \dots, N_{\text{tracks}}$ とし、入力された i 番目の飛跡を表す。またそれぞれのパラメータの重み行列を W_i とする。重みは飛跡再構成時の誤差の逆数で定義する。ここで崩壊点の位置を \vec{V} 、飛跡に対応する粒子の \vec{V} における運動量を \vec{p}_i と仮定すると、この粒子によって生じる飛跡の飛跡パラメータ \mathbf{q}'_i が算出できる。この算出関数を $\mathbf{q}'_i = \mathbf{T}(\vec{V}, \vec{p}_i)$ と置く。

このとき崩壊点の再構成は、

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{tracks}}} ((\mathbf{q}_i - \mathbf{T}(\vec{V}, \vec{p}_i)))^T W_i ((\mathbf{q}_i - \mathbf{T}(\vec{V}, \vec{p}_i))) \quad (5.1)$$

を最小化するような \vec{V} 、 \vec{p}_i の算出を意味する [23]。

こうして最適値として算出された崩壊点位置 \vec{V} が目的の数値である。これらはカイ二乗値を最小化する様な最適化問題なので、関数のフィッティングと等価である。

ただし飛跡の数 N_{tracks} に関しては、フィッティングでは最適化できないことに注意が必要である。また一つのイベント内には飛跡が複数存在するが、その内どの飛跡の組み合わせを入力として

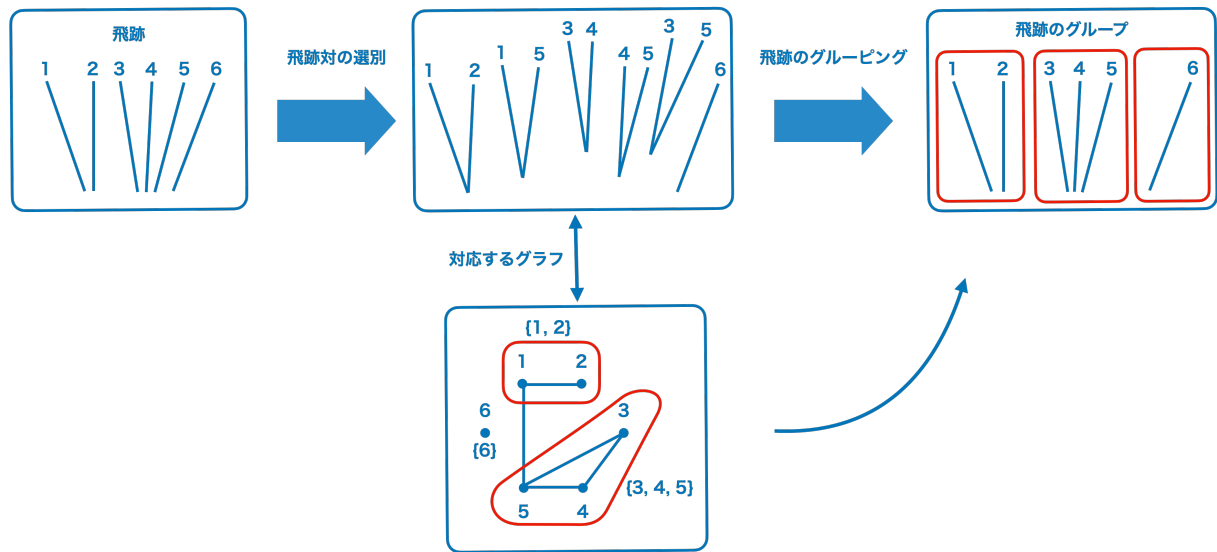


図 5.1 : 飛跡の絞り込みの流れ。2つのステップによって、共通の崩壊点を持つ飛跡をグループにまとめる。飛跡対の選別によって図中の対応するグラフを生成し、グラフ中に赤枠で示されるようなグループを見つけ出す。このグループに対応する飛跡のグループが、崩壊点のフィッティングに用いられる。

渡すかは事前に決めておく必要がある。従って事前に二次崩壊点に関連する飛跡を絞り込み、その飛跡の組を入力としてフィッティングを行う必要がある。以上の理由から二次崩壊点の再構成は、関連する飛跡の選別と飛跡を使ったフィッティングの二つの工程で構成される。

5.1.2 飛跡の絞り込み

イベント内には複数の飛跡が存在するが、その中から共通の崩壊点を持ち得る様な飛跡の組み合わせを求める。オフラインにおける二次崩壊点の再構成では、大きく分けて二つのステップで飛跡を絞り込む。この過程を図 5.1 に示す。

飛跡対の選別

まずイベント内の全ての飛跡同士の対について、それらが共通の崩壊点を持ち得るかを判別する。オフラインのアルゴリズムでは飛跡の対に関してまず前述の崩壊点のフィッティングを試みる。共通の崩壊点を持たない飛跡の組ではフィッティングが収束しないか算出された誤差が大きくなると予想される。この性質を元に飛跡の対を評価し、共通の崩壊点を持つと判断された対を記録して次のステップへ移る。

飛跡のグルーピング

一つの崩壊点は二つ以上の飛跡で構成されるので、複数の飛跡をグループとしてまとめてフィッティングに渡す必要がある。前のステップによって飛跡の対が共通の崩壊点を持つかどうかの関係がイベント内の全ての飛跡間に得られた。これを元に、全飛跡を共通の崩壊点を持つ飛跡同士にグループ分けするのがこのステップの役割である。

グループ内の飛跡全てが共通の崩壊点で生じた粒子のものである時、そのグループ内の任意の2本の飛跡の対は共通の崩壊点を持つはずである。この事を踏まえこのステップでは、グループ内のどの飛跡同士の対についても共通の崩壊点を持つ様な最大のグループを、全飛跡の中から探しだす。図 5.1 には飛跡対と対応するグラフが描いてある。グラフ中の赤枠で囲まれたグループが、このステップで目的となるようなグループである。このようなグループの探索はグラフ理論における最大部分完全グラフ探索問題と等価であり、既に効率的なアルゴリズムが知られている。

5.2 本研究における二次崩壊点の再構成

本研究ではまず、オフラインにおける再構成アルゴリズムの内の飛跡を絞り込む工程を簡略化することで高速化を図った。

アルゴリズムを開発するに当たり、観測された飛跡がどのような粒子のものであるかを把握する必要がある。シミュレーションデータには粒子の種類と崩壊点における運動量が記録されているが、どのような飛跡に対応するかは記されていない。従って本研究ではアルゴリズム開発のために必要な準備として、シミュレーションの粒子と観測された飛跡を対応付けるマッチング手法を開発した。

本節ではまずマッチング手法について 5.2.1 で説明した後に、5.2.2、5.2.3 で本アルゴリズムにおける飛跡の絞り込み手法について詳しく述べる。

5.2.1 シミュレーションの粒子と飛跡のマッチング

シミュレーションデータではイベント内で生じた全ての粒子について、その粒子の種類や生成した際のエネルギー運動量などが記録されている。これに対し検出器の観測する飛跡は5つの飛跡パラメータ ($d_0, z_0, \phi_0, \theta, q/p$) で表示される曲線として与えられる。粒子の情報と再構成された飛跡の情報はそれぞれ別個に生成されるため、飛跡がどの粒子に由来するものなのかを直接調べることはできない。イベント内の全粒子の生成位置と運動量の集合とイベント内の全ての飛跡の集合との間でマッチングを行うことがこの項目の目的である。

本研究では、検出器内の磁場の情報をもとにルンゲ=クッタ法によるシミュレーションを用いることで生成後の粒子の挙動を再現した。これを元に曲線のパラメータを近似することで、イベント内の全ての粒子について飛跡パラメータを割り当てた。ただし飛跡パラメータ z_0 はこの手法では良い精度で近似できなかったため、マッチングには z_0 を除いた4つのパラメータを用いた。

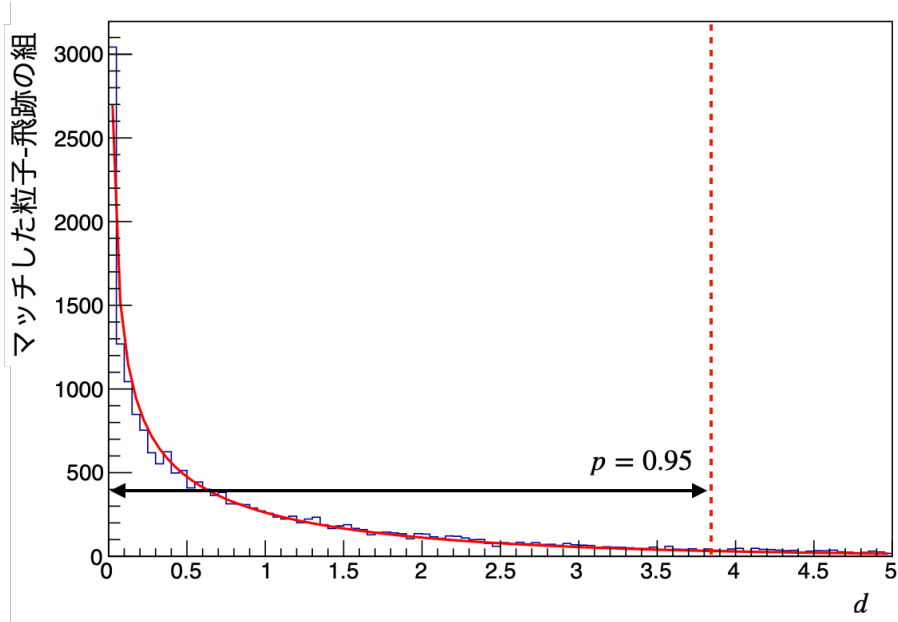


図 5.2 : マッチングした粒子-飛跡間の距離。図にはカイ二乗分布の確率密度関数を重ねて表示している。また $P_{\chi^2}(d \leq d_0) = 0.95$ となる d_0 の位置も示している。

ここで以下の様に飛跡パラメータ (q_i) 間に距離 d を定める。

$$d = \sqrt{\sum_{i=1}^4 \left(\frac{\Delta q_i}{w_i} \right)^2} \quad (5.2)$$

Δq_i は i 番目の飛跡パラメータの二つの飛跡間での差であり、 w_i はその重みである。粒子-飛跡間のマッチングは、粒子に割り当てられた飛跡パラメータとマッチした飛跡のパラメータ間の距離の合計が最小となるように実行した。

距離の定義における各パラメータの重み w_i は、マッチした粒子-飛跡の組における $\Delta q_i/w_i$ の分散が 1 となる様に調節した。図 5.2 は対応づけられた粒子-飛跡間の距離の分布とカイ二乗分布の確率密度関数を重ねてプロットした図である。図の様に分布と密度関数はよく一致している。カイ二乗分布において $P_{\chi^2}(d \leq d_0) = 0.95$ となる d_0 を閾値とし、 $d \leq d_0$ となる粒子-飛跡対をマッチングが成功したものとみなした。図 5.3 にマッチングに成功した粒子-飛跡の組の各パラメータの分布を示した。

5.2.2 飛跡対の選別

オフラインアルゴリズムの飛跡対選別のステップでは、飛跡対にフィッティングを試みることで共通の崩壊点を持つか評価していた。しかし厳密なフィッティングには比較的長い計算時間が必要である。その上 n 本の飛跡が存在するとき飛跡の対は ${}_n C_2$ 個存在するので、計算時間がおお

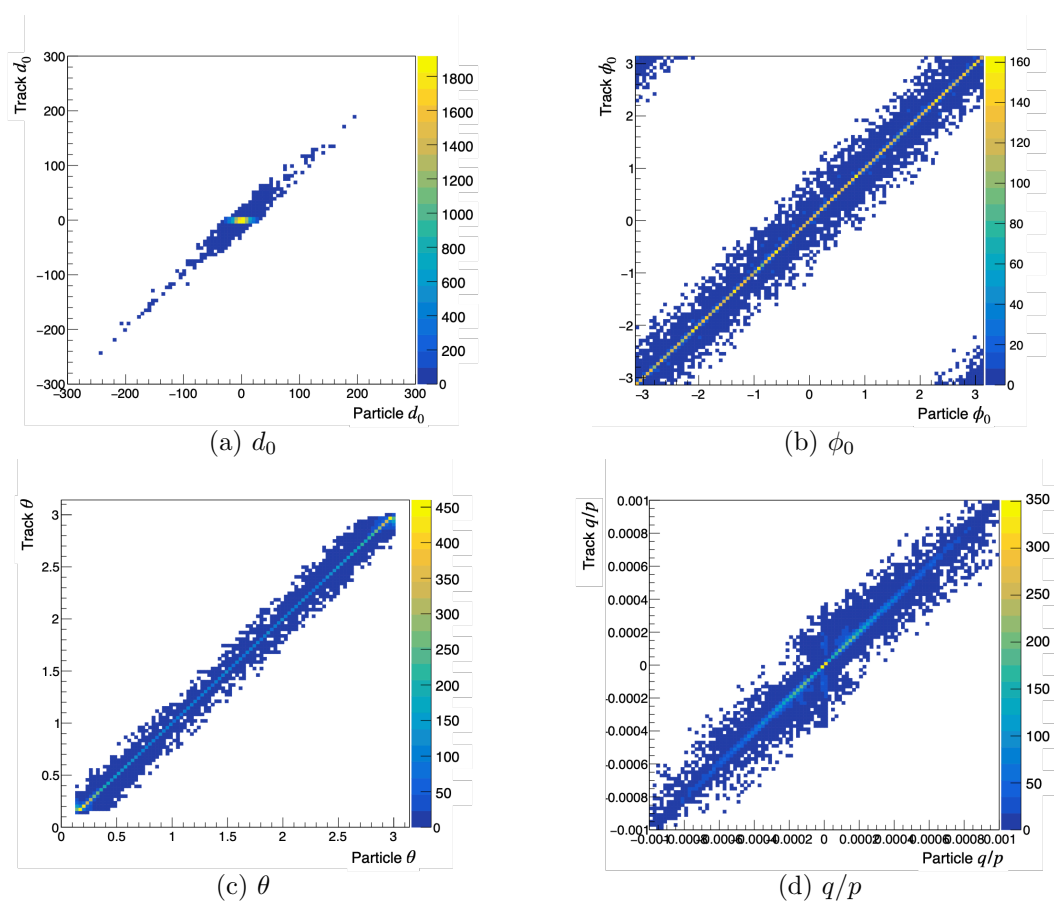


図 5.3 : マッチした粒子-飛跡のそれぞれの飛跡パラメータの分布。横軸は粒子のパラメータ、縦軸はその粒子とマッチした飛跡のパラメータを表す。マッチングの精度が高ければ高いほど、図中の対角線上に分布が集中する。

よそ n^2 に比例して増加する。

本研究のアルゴリズムでは早い段階で飛跡対を減らし、厳密なフィッティングの回数を減らすことを指針として高速化を図った。これは飛跡の対を簡易的な手法であらかじめ選別することで実現する。この簡易的な手法を開発する際、共通の崩壊点を持つ飛跡対を保持し持たない飛跡対を棄却できているかをシミュレーションデータを用いることで確認した。飛跡対の選別におけるすべての選別を表 5.1 にまとめた。それぞれの選別に関する詳細は以下で詳しく述べる。

これらの選別により残った飛跡対はオフラインと同様に厳密なフィッティングを試み、その結果を元に次のステップである「飛跡のグルーピング」に渡すものを選別する。

飛跡の選別

二次崩壊点と関連しないような飛跡の対を減らすことがこのステップでの目的だが、そもそも扱う飛跡を減らすことで飛跡の対を減らすことが出来る。新物理の粒子崩壊によって生成される粒子は大きな運動量を持っていることが多い。このことに注目し本研究の手法では、飛跡の運動量の大きさを閾値と比較することによる選別を初めに行う。

閾値の設定に際して、飛跡とベンチマークサンプルの信号事象内の粒子とを 5.2.1 の手法で対応付けた。ここでは飛跡の内、 $H \rightarrow 2b \rightarrow 4b$ による二次崩壊点由来の粒子に対応する飛跡を飛跡シグナルサンプル、IP 由来の粒子に対応する飛跡を飛跡バックグラウンドサンプルとした。図 5.4 は p_T に閾値を設定したときに選別を通る飛跡の割合を選別効率として定義し、飛跡シグナルと飛跡バックグラウンドでそれぞれ算出しプロットしたものである。また閾値の運動量をそれぞれ設定した場合に、式 5.3 で表される量を重ねてプロットした。

$$\text{significance} = \frac{\text{選別を通る飛跡シグナルサンプルの数}}{\sqrt{\text{選別を通る飛跡バックグラウンドの数}}} \quad (5.3)$$

ただしここでは significance の絶対量に意味はないとみなし、閾値を動かしたときの変化に注目する。本研究ではこの量が極大する閾値 $p_T \geq 2 \text{ GeV}$ を、最も有意な選別を実現する値とみなし設定した。

Rough d_0, z_0 による飛跡対の選別

一般にフィッティングのアルゴリズムは与えられた初期値から、再帰的に最適値に近付けていく。そのため与える初期値によって得られる結果が変わることがある。また与える初期値を上手く最適値に近づけることで再帰回数を減らすことができ、処理の高速化につながる。

オフラインにおける二次崩壊点のフィッティングでは厳密なフィッティングを実行する前に簡略化したフィッティングを行い、飛跡の交点の大まかな位置を導出している。得られた大まかな交点位置を厳密なフィッティングの初期値として利用することで、精度と実行速度を高めている。

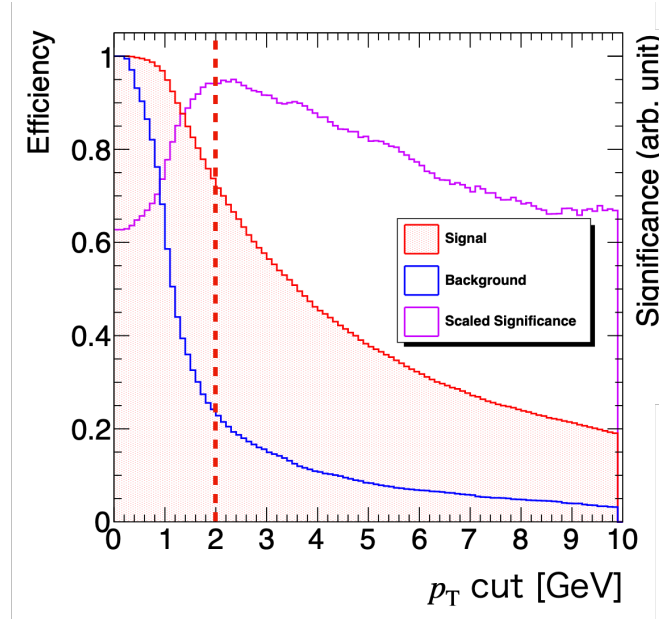


図 5.4 : p_T 閾値による飛跡選別の効率。また選別の significance も併せて示した。ただし significance の絶対量に意味はなく、縦軸方向に適当にスケールしたものをプロットしている。

本研究のアルゴリズムでも同様に簡略化したフィッティングを事前に行う。本研究では更に簡略化したフィッティングの結果を飛跡対の選別にも利用する。簡易的フィッティングを経て飛跡の交点の位置が近似的に与えられるが、本アルゴリズムでは飛跡と交点の最近接点をこの際に算出する。最近接点と交点の xy 平面方向の距離を rough d_0 、 z 軸方向の距離を rough z_0 と定義しこれらを元に飛跡対を選別する。飛跡対が実際に交点を持つのであれば飛跡の最近接点は交点の位置とほぼ一致する筈なので、rough d_0 、rough z_0 ともに 0 に近い値を取ることが期待される。

rough d_0 、rough z_0 を利用した選別を開発するにあたり、飛跡に対して 5.2.1 の手法でベンチマークサンプルの信号事象を対応付けた。この情報を用いて 2 本の飛跡が $H \rightarrow 2b \rightarrow 4b$ 崩壊による共通の二次崩壊点から生じたものかどうかを判定し、共通の崩壊点由来の飛跡対を飛跡対シグナルサンプル、それ以外の飛跡対を飛跡対バックグラウンドサンプルとして分類した。

rough d_0 、rough z_0 にそれぞれ閾値を設定して飛跡対を選別した際に、選別を通過する飛跡対シグナルサンプルと飛跡対バックグラウンドサンプルそれぞれの割合を選別効率として定義し、図 5.5 に示した。ここで一つの飛跡対に対して交点は 1 つ、飛跡は 2 つ存在するので rough d_0 、rough z_0 もそれぞれ 2 つずつ算出される。2 つのパラメータ間で大小を比較して $\min \text{rough } d_0 \leq \max \text{rough } d_0$ となる様に置き、 $\Delta \text{rough } d_0 = \max \text{rough } d_0 - \min \text{rough } d_0$ と定義してプロットしている (rough z_0 についても同様)。

本研究では rough d_0 、rough z_0 による選別では、シグナルサンプルがそれぞれの選別で 95 %、合わせて約 90 % 通過するように閾値を設定した。

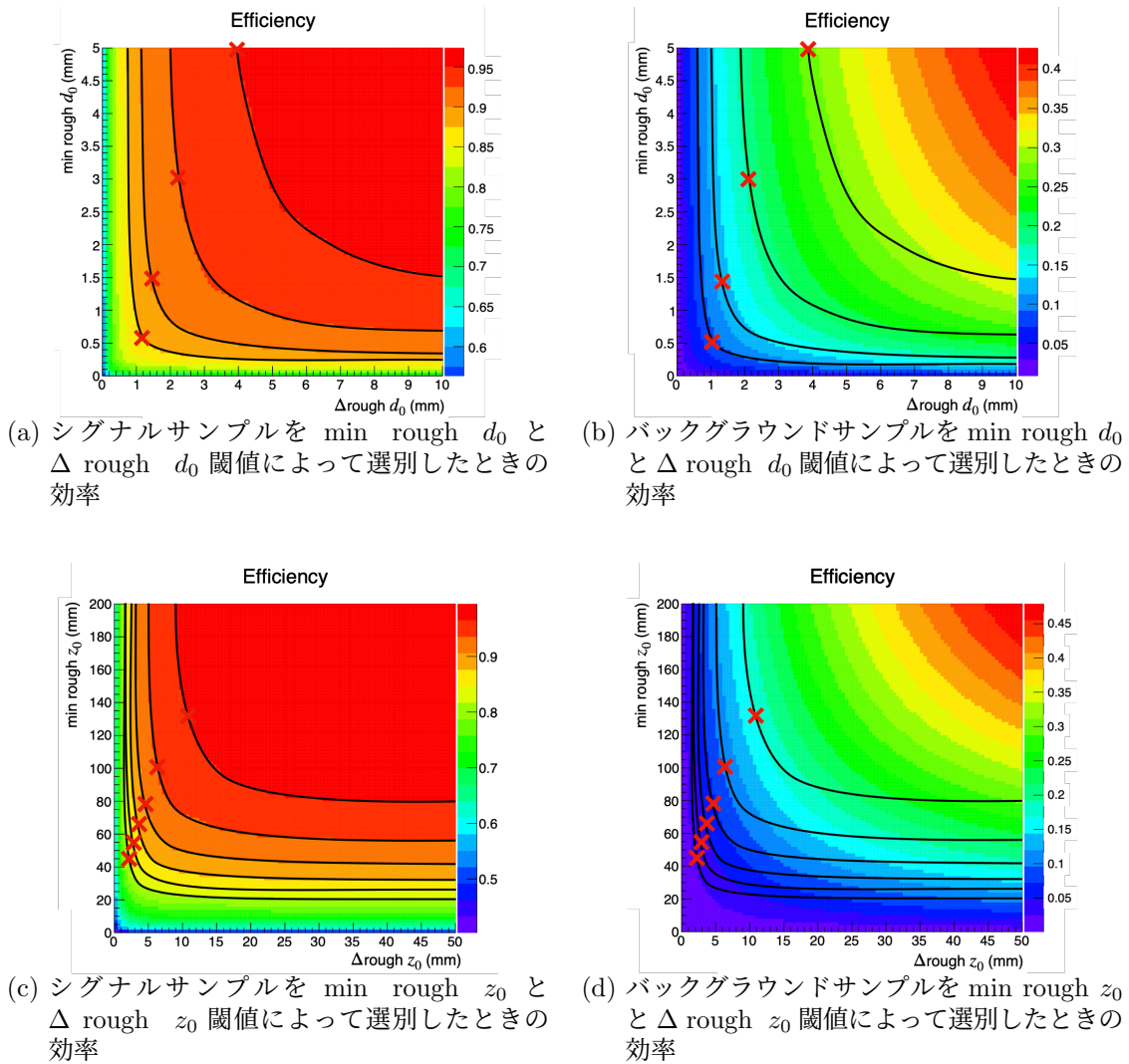


図 5.5 : Rough d_0, z_0 による選別効率。min rough d_0 と Δ rough d_0 にそれぞれ閾値を設定し、両方のパラメータについて条件を満たしたものを選別する際の選別効率を2次元でプロットしている (z_0 についても同様)。Rough d_0, z_0 ともにシグナルサンプルの選別効率の等高線を黒線で示した。また、この等高線上でバックグラウンドサンプルの除去率が最も高くなる点を赤いバツ印で示した。これらのバツ印の閾値が実際の選別に用いる設定値の候補となる。

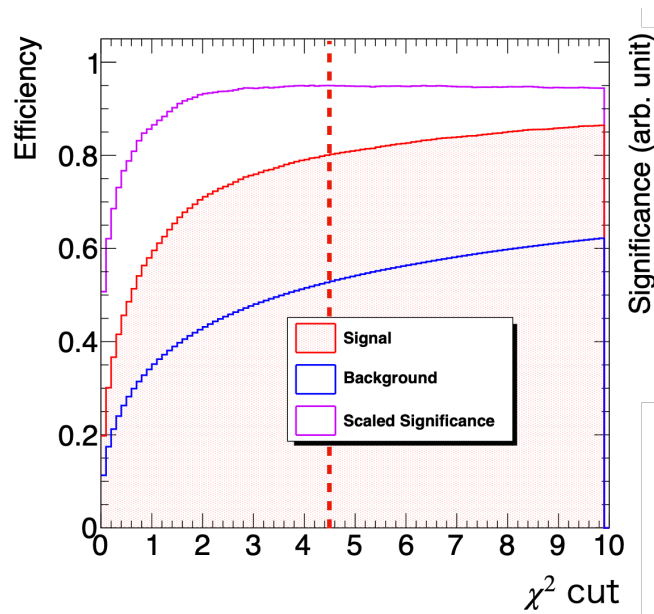


図 5.6 : カイ二乗値による飛跡対の選別効率。また選別の significance も併せて示した。ただし significance の絶対量に意味はなく、縦軸方向に適当にスケールしたものをプロットしている。 $\chi^2 > 2$ の領域では一見 significance はフラットな分布をしているように見えるが、 $4 < \chi^2 < 5$ の領域で僅かに極大している。

厳密なフィッティングの結果による飛跡対の選別

最後のステップとして、上記の選別を経て数を減らした飛跡対に対して厳密なフィッティングを行う。フィッティングの良さの尺度として、フィッティング時のカイ二乗値を用いる。上記の選別を通過した飛跡対サンプルに関して、カイ二乗値で選別した際の選別効率と significance をプロットしたものが図 5.6 である。本研究のトリガーでは $\chi^2 \leq 4.5$ を閾値として選別を行った。

5.2.3 飛跡のグルーピング

飛跡のグルーピングは、飛跡を辺とノードからなるグラフとして表すことで解く。各飛跡をノードに対応させ、飛跡が共通の崩壊点を持つときにノード間に辺を置いてグラフを形成する。このとき共通の崩壊点を持つ飛跡すべてのグループを探すことは、形成したグラフの最大部分完全グラフ探索問題として解かれる。最大部分完全グラフ探索問題は NP 困難として知られており、飛跡の数の増加に対し指数関数的に計算時間が増加する。従ってグルーピングに当たっても、処理する飛跡を減らすことが高速化には重要である。

オフラインの再構成アルゴリズムではイベント内の飛跡全てを一度にグルーピングで処理している。本研究のアルゴリズムでは飛跡の位置を元にグルーピングの対象を絞ることで高速化を図った。具体的には 5.2.2 のフィッティングの結果から飛跡対の交点位置を得て近い位置に交点を持つ

パラメータ	選別
飛跡 p_T	$> 2.0 \text{ GeV}$
min rough d_0	$< 5.0 \text{ mm}$
$\Delta_{\text{rough}} d_0$	$< 4.2 \text{ mm}$
min rough z_0	$< 120 \text{ mm}$
$\Delta_{\text{rough}} z_0$	$< 8.0 \text{ mm}$
fitted χ^2	< 4.5

表 5.1 : 飛跡対の選別一覧。

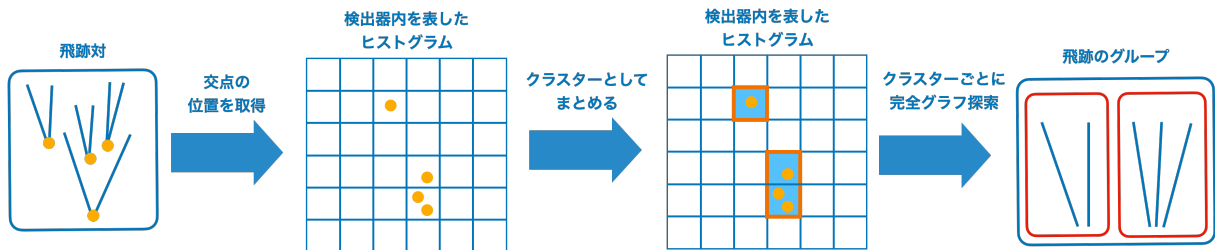


図 5.7 : ヒストグラムを使った飛跡のグルーピングの概念図。

飛跡対をまとめる。そのグループ内に限定してオフラインアルゴリズムと同様のグルーピングを行う。

本手法ではまず、飛跡検出器内の空間を座標系 (r, ϕ, η) で表し三次元のヒストグラムを用意する。その後、各飛跡対について飛跡の交点の位置を (r, ϕ, η) 座標で取得しヒストグラムに記録する。全ての飛跡対の交点をヒストグラムに記録したのち、隣接するマス同士をクラスターとしてまとめていく。この工程を経て検出器内はいくつかのクラスターに分割され、飛跡はどのクラスターに属するかで分類される。こうして分割されたクラスターは最大で全体の 1/10 程度の本数の飛跡のみを持つ事になる。従ってこのクラスター上に限定してオフラインアルゴリズムの飛跡グルーピングを行うことで高速化が期待できる。この工程の概念図を図 5.7 に示した。またここで用いたヒストグラムのパラメータを表 5.2 に示した。

5.3 アルゴリズムの評価

5.3.1 ベンチマークサンプルを用いた再構成効率効率の評価

本研究では、ベンチマークサンプルの信号事象を用いて再構成効率の評価を行った。ただし本アルゴリズムでは $p_T < 2 \text{ GeV}$ の飛跡は再構成に使われないので、ベンチマークサンプルの内 $p_T \geq 2 \text{ GeV}$ となる荷電粒子を 2 つ以上放出する LLP 崩壊のみを選別して本項目での評価サンプルとした。

表 5.2: ヒストグラムの設定値。

パラメータ	設定値
R min	20 mm
R max	300 mm
R bin width	10 mm
η min	-3.5
η max	3.5
η bin width	0.05
ϕ min	0
ϕ max	2π
ϕ bin width	$\pi/30$

再構成効率を以下で定義した。

$$\text{再構成効率} = \frac{\text{崩壊位置から半径 1 cm 以内に二次崩壊点が再構成された評価サンプルの数}}{\text{評価サンプルの LLP 崩壊の数}} \quad (5.4)$$

ここで、FTF による飛跡再構成では SCT より内側に崩壊点を持つ様な粒子しか捉えられない。従って SCT 最内層 ($R = 299$ mm) より内側に崩壊点を持つ評価サンプルについてのみ評価した。その結果、評価サンプルの 100%が崩壊点として再構成されていることが確認できた。

また評価サンプルについて、崩壊点が放出する $p_T > 2$ GeV となる荷電粒子の数と再構成された崩壊点の飛跡の数を図 5.8 に示した。本研究の評価サンプルでは 6 個の粒子を放出する崩壊点が最も多くなっているのに対し多くの崩壊点は 2-3 本の飛跡のみを使って再構成されていることが分かる。

5.3.2 ベンチマークサンプルを用いた処理速度の評価

ベンチマークサンプルの信号事象に対して本アルゴリズムによる二次崩壊点の再構成を実行し、1 イベントの処理辺りに要する時間を計測した。

処理時間は計算するコンピュータの状態によって左右されるので、本評価では飛跡の再構成処理に要した時間も併せて計測しこの時間との比較のもとで処理時間を評価した。また比較対象として、オフラインアルゴリズムによる所要時間も計測した。オフラインアルゴリズムでは標準で $p_T > 1$ GeV の飛跡を用いているが、本アルゴリズムに合わせて $p_T > 2$ GeV とした場合の処理時間も求めた。ここでは 200 イベントについて本アルゴリズムを実行し、その所要時間の平均と分散をとった結果を表 5.3 に示した。

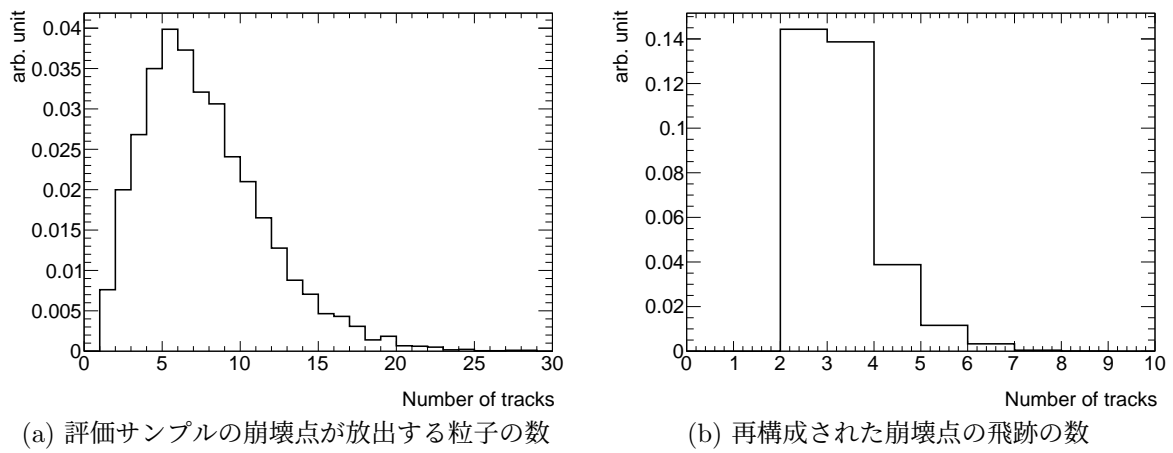


図 5.8 : 崩壊点と関連づいた飛跡の数。本研究の評価サンプルでは6個の粒子を放出する崩壊点がいちばん多くなっているのに対し、多くの崩壊点は2-3本の飛跡のみを使って再構成されている。

$p_T > 2$ GeVとしたオフラインアルゴリズムと比較して約3倍の高速化、 $p_T > 1$ GeV オフラインアルゴリズムと比較すると約12倍の高速化が実現されている。

表 5.3: アルゴリズムの処理時間。200 イベントについてアルゴリズムを実行し、平均と分散をとった。処理時間はコンピュータの状態に依存して変化する可能性があるため、共通のアルゴリズムである飛跡再構成にかかる時間を計測し基準とした。

アルゴリズム	処理時間平均 (ms)	処理時間分散 (ms)
オフラインアルゴリズム (飛跡 $p_T > 1$ GeV)		
飛跡再構成	500	300
二次崩壊点の再構成	1800	2000
オフラインアルゴリズム (飛跡 $p_T > 2$ GeV)		
飛跡再構成	500	300
二次崩壊点の再構成	400	1000
本研究のアルゴリズム		
飛跡再構成	510	300
二次崩壊点の再構成	150	200

第6章 結論と今後の展望

6.1 結論

長寿命な新粒子 (LLP) は SUSY や Hidden-Sector の理論などの多くの BSM で予言されるが、従来の ATLAS 検出器のトリガーでは直接は検出できなかった。そのためエネルギーなどの運動学的な量に基づいて事象を選別し記録する必要があった。しかし運動学的な選別では高い閾値を設定する必要があり、トリガーが探索できる LLP の質量領域を制限していた。LLP の探索領域を広げ BSM の検証を進めるには、LLP を効率的に選別するトリガーが必要である。

中性の LLP は IP で生成された後、IP から少し離れて崩壊し粒子を放出する。これにより生じる IP から離れた点から飛跡が複数現れる現象を Displaced Vertex と呼び、中性 LLP の存在を示すプローブとなる。本研究では Displaced Vertex を直接検出するトリガーを構築して ATLAS 検出器に実装することで、中性 LLP の探索範囲を広げることが目標とした。本トリガーは ATLAS 検出器の後段トリガーに実装するが、後段トリガーでは高速な事象選別のために最大でも約 400 ms 以内に Displaced Vertex を検出する必要がある。Displaced Vertex の様に IP から離れた崩壊点 (二次崩壊点) を再構成するオフラインアルゴリズムは既に存在するが、計算時間が長いため後段トリガーの要求を満たさない。本研究のトリガーは、機械学習を利用して再構成すべきイベントや検出器の領域を選別し、その後高速な二次崩壊点再構成アルゴリズムを用いて Displaced Vertex を再構成して選別する、という二段階によって高速な事象選別を実現する。本研究では一段階目の機械学習を利用した選別アルゴリズムと、二段階で必要になる高速な二次崩壊点再構成アルゴリズムの開発を行った。

Displaced Vertex の再構成において特に計算時間がかかるのが、IP 以外から飛来する粒子の飛跡の再構成と崩壊点の再構成である。一段階目のアルゴリズムではどちらの再構成も要求せず、検出器から直接得られるヒット点の数を機械学習の入力とすることで高速な選別を行う。これにより検出器で観測されたジェットが Displaced Vertex 由来かどうかを判別する。Displaced Vertex 由来のジェットが検出された場合はイベントを二段階目に渡し、ジェット方向に領域を限定して崩壊点を再構成する。本研究では機械学習を利用した選別アルゴリズムを確立し、一段階目単独のトリガーとして性能を評価した。実データを用いてトリガーレートを評価し、記録レートが約 10 Hz となるようにトリガーの閾値を定めた。こうして定めたトリガーについて、シミュレーションデータを用いて信号効率を評価した。その結果、このアルゴリズムは従来のトリガーから 9.3 %探索感度を高められることを確認した。またこのアルゴリズムは、単独でのトリガーとして ATLAS 後段トリガーに実装した。

二段階目で必要になる高速な二次崩壊点再構成アルゴリズムは、オフラインの再構成アルゴリズムをベースに手順を簡略化することで確立した。本研究ではシミュレーションデータに対して検出器全域で二次崩壊点を再構成し処理時間を測定することで、アルゴリズムの計算時間を評価した。またこの再構成結果を用いて、二次崩壊点の再構成効率を評価した。その結果、本アルゴリズムは平均 150 ms で動作し Displaced Vertex の崩壊点を高い効率で再構成することを示した。

以上の開発により、Displaced Vertex トリガーの中核となる 2 つのアルゴリズムを確立した。

6.2 今後の展望

開発した 2 つのアルゴリズムを組み合わせ、一つの Displaced Vertex トリガーを構築することが最終的な目標である。

本研究では一段階目のアルゴリズムは単独のトリガーとして性能を評価したが、二段階目の選別を組み合わせることでトリガー条件を緩められることが期待できる。従って本研究で得た 9.3 % という値以上の感度の改善が期待できる。また二段階目のアルゴリズムは本研究では検出器全域での動作時間で評価したが、最終的には領域を限定して動作させるためアルゴリズム内の選別を緩められる可能性がある。

一つのトリガーとして閾値を調整して Displaced Vertex トリガーを確立し、ATLAS 検出器に実装することで Run-3 からの観測で中性 LLP 探索の感度を大幅に高める。これにより BSM の検証を大きく進めてゆく。

謝辞

本研究を遂行し修士論文をまとめるに当たり、多くの方々にお世話になりました。お力添えいただきましたすべての方々にこの場をお借りしてお礼申し上げます。

長野邦浩准教授と隅田土詞助教には、研究テーマの指針や日々の研究へのアドバイス、学会等への発表の練習や資料の添削など、何から何まで本当にお世話になりました。お陰様で研究テーマにはとても楽しく取り組むことができ、学ぶことの多い非常にやりがいのある経験になりました。またこの修士論文の執筆にあたっては、お忙しい中にもかかわらず多大なお時間と労力を割いていただきました。お二方なしにはこの論文は完成しませんでした。本当にありがとうございます。

また東京工業大学の山口洋平助教を始めとした HLT 日本グループの皆様には、日頃のミーティングでの的確なご助言をいただき研究を導いていただきました。また学会に際しては毎回発表や資料にアドバイスをいただき、ソフトウェアについて質問した際には丁寧に教えていただきました。心より感謝申し上げます。

京都 ATLAS グループの皆様にも大変お世話になりました。岡崎佑太氏にはミーティングの場での的確なアドバイスやご指摘を頂きました。三野裕哉氏には毎週のミーティングでのご助言に加え、修士論文や発表資料へ必ずアドバイスやコメントを下さいました。引きこもりがちで皆様と話す機会の少ない私にとっては非常にありがたく心強かったです。辻川吉明氏には本研究の一部にお力添えいただきました。また出張の際には生活面においても手助けしていただきました。深く感謝しております。

高エネルギー物理学研究室の皆様には修士の2年間、お世話になりました。コロナを言い訳に引きこもりがちだったにも関わらず気にかけていただきました。特に同期の檜野幸将君、川上将輝君、小高駿平君、中田嘉信君、吉村宣倅君には感謝しております。

最後に、いつも暖かく見守り支え続けてくれる家族に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] Andrej B. Arbuzov, Quantum Field Theory and the Electroweak Standard Model, arXiv:1801.05670, 2018,
<https://arxiv.org/abs/1801.05670>
- [2] ATLAS Collaboration, Summary Plots, 2018,
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/index.html>.
- [3] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints, Phys. Rep. **405**, 279 (2005).
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031>
- [4] Martin S P 1998 Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 18 1
https://doi.org/10.1142/9789812839657_0001
- [5] ATLAS Collaboration, SUSY June 2021 Summary Plot Update, 6 June
<https://cds.cern.ch/record/2771785>
- [6] R. Barbier et al., R-parity violating supersymmetry, Phys. Rep. 420, 1 (2005)
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.08.006>
- [7] Juliette Alimena et al 2020 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 47 090501, arXiv:1903.04497
<https://arxiv.org/abs/1903.04497>
- [8] M. J. Strassler and K. Zurek, Echoes of a hidden valley at hadron colliders, Phys. Lett. B 651, 374 (2007).
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.06.055>
- [9] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Rev. D 101, 052013,
<https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.101.052013>
- [10] CERN Service graphique. Overall view of the LHC. Vue d' ensemble du LHC. Jun 2014. General Photo,
<https://cds.cern.ch/record/1708849/>

- [11] The ATLAS Collaboration et al 2008 JINST 3 S08003
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- [12] Joao Pequeno, Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector, Mar 2008.
<https://cds.cern.ch/record/1096081>
- [13] ATLAS Collaboration, Approved Plots TDAQ
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsDAQ>
- [14] ATLAS Collaboration, Operation of the ATLAS trigger system in Run 2, 2020_JINST_15_P10004, arXiv:2007.12539
<https://arxiv.org/abs/2007.12539>
- [15] ATLAS Collaboration, Trigger menu in 2018, 14 Oct 2019, ATL-DAQ-PUB-2019-001
<http://cdsweb.cern.ch/record/2693402>
- [16] M. Cacciari, G.P. Salam, G. Soyez, JHEP 04, 063 (2008), arXiv:0802.1189
<https://arxiv.org/abs/0802.1189>
- [17] ATLAS Collaboration, The ATLAS Inner Detector Trigger performance in pp collisions at 13 TeV during LHC Run 2, 2021, arxiv:2107.02485
<https://arxiv.org/abs/2107.02485>
- [18] ATLAS Collaboration, Performance of the reconstruction of large impact parameter tracks in the ATLAS inner detector, ATL-PHYS-PUB-2017-014, 2017
<http://cdsweb.cern.ch/record/2275635>
- [19] PYTHIA8.3 <https://pythia.org>
- [20] MadGraph Home Page <http://madgraph.phys.ucl.ac.be>
- [21] S. Agostinelli et al., GEANT4 - a simulation toolkit, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A (2003) [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- [22] ATLAS Collaboration, Trigger monitoring and rate predictions using Enhanced Bias data from the ATLAS Detector at the LHC, 2016
<https://cds.cern.ch/record/2223498>
- [23] Fast vertex fitting with a local parametrization of tracks, P.Billoir, S.Qian
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90859-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90859-3)

- [24] A. Hoecker et al., TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, arXiv:physics/0703039, 2009
<https://arxiv.org/abs/physics/0703039>