

2025 年度 修士論文

LHC-ATLAS 実験における消失飛跡を用いた長寿命のタウ粒子
超対称パートナーの発見可能性に関する研究

(Study on discovery potential of long-lived stau using
disappearing tracks in the LHC-ATLAS experiment)

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

澤田研究室

修士課程 2年

学籍番号 35-236049

庄 皓岳

2025 年 1 月

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、標準模型粒子の測定及び新物理の探索を行っている。2012年のヒッグス粒子の発見は標準模型の大きな成功であったが、標準模型を超える新しい物理の探索は依然として重要な課題である。現在の標準模型は、12種類のフェルミオンと5種類のボゾンから構成され、基本粒子とその相互作用を非常に高い精度で記述することに成功している。しかし、階層性問題や暗黒物質の存在など、未だ解明されていない根本的な課題が残されている。

これらの課題を解決するための有力な理論の一つが超対称性理論である。この理論は、標準模型の各粒子に対してスピンの異なるパートナー粒子の存在を予言している。超対称性パートナーの導入により、ヒッグス粒子の質量に関する量子補正を自然に相殺できることに加え、最も軽い超対称性粒子は暗黒物質の有力な候補となる。

本研究では、GMSB（Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking）模型における長寿命のタウ粒子超対称性パートナーであるスタウの探索可能性を検討した。LHC-ATLAS 実験において、スタウは電弱相互作用を介して生成され、同じフレーバーのレプトンであるタウ粒子と最も軽い超対称性粒子であるグラビティーノに崩壊することが予測される。

探索手法として、従来の手法では困難であった短寿命領域での探索を可能とする Pixel Track を用いた新しいアプローチを提案した。特に、フェイク飛跡の効果的な抑制を実現するため、Track 間の最近接距離を利用した選別基準を導入した。寿命が $\tau_{\tilde{\tau}} = 1 \text{ ns}$ のスタウに対する解析の結果として、従来の変位レプトンを用いた手法による $m_{\tilde{\tau}} = 250 \text{ GeV}$ までの排除限界に対し、本研究では約 $m_{\tilde{\tau}} < 550 \text{ GeV}$ の質量領域を 95% CL で棄却できることを示した。また、 $m_{\tilde{\tau}} = 300 \text{ GeV}$ において有意性 $Z_A = 7.27$ を達成し、未探索の質量領域において発見感度を持つことを明らかにした。

さらに、本研究の手法を Split SUSY 模型における長寿命グルイーノ粒子の探索へ応用する可能性も検討した。この模型では、グルイーノが長寿命の R-hadron としてハドロン化することが予測されており、提案した探索手法は従来の方法では探索が困難であった領域に対して新たな感度を持つ可能性を示唆している。

目次

1	序論	1
1.1	標準模型と残される課題	1
1.1.1	階層性問題	1
1.1.2	暗黒物質の存在	1
1.2	超対称性理論	2
1.3	GMSB 模型	3
1.4	消失飛跡を用いて長寿命スタウの探索	3
1.4.1	長寿命スタウの生成と崩壊	3
1.4.2	スタウの寿命と消失飛跡	4
1.5	長寿命スタウ粒子探索の現状	4
1.5.1	Displaced Leptons	5
1.5.2	Pixel dE/dx	5
1.5.3	dE/dx + β -calo	5
1.5.4	従来の手法の結果と消失飛跡の探索領域	6
2	LHC-ATLAS 実験	8
2.1	LHC 加速器	8
2.1.1	LHC の全体構造	8
2.1.2	LHC の稼働スケジュール	8
2.2	ATLAS 検出器	9
2.2.1	ATLAS で使われている座標系	10
2.2.2	磁場	10
2.2.3	内部飛跡検出器	11
2.2.4	カロリメータ	13
2.2.5	ミュオン検出器	15
2.2.6	トリガーシステム	15
3	飛跡の再構成と物理オブジェクトの定義	19
3.1	飛跡	19
3.1.1	Track Parameters の定義	19
3.1.2	Primary Tracking	19
3.1.3	Secondary Tracking	21
3.1.4	Large-radius Tracking	21
3.1.5	Truth-matching	22
3.1.6	飛跡再構成のまとめ	23
3.2	ジェット	23
3.3	ミュオン	24
3.4	電子	24
3.5	消失横運動量	24
3.6	Overlap Removal	25

3.7	Event Cleaning	25
4	長寿命のタウ粒子超対称パートナーの発見可能性	27
4.1	本研究で使ったデータサンプル	27
4.2	背景事象の構成	28
4.2.1	フェイク飛跡	28
4.3	イベントセレクション	29
4.3.1	トリガー	29
4.3.2	Kinematic カット	30
4.3.3	Track セレクション	30
4.3.4	Kinematic カットと Track セレクションの適用	31
4.4	$\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{G}$ 事象でスタウの発見可能性	34
4.5	Track 間の最近接距離の導入	36
4.5.1	Large Radius Track の導入	37
4.5.2	DCA の計算方法	37
4.5.3	DCA セレクション	38
4.5.4	DCA 選別で見積もる結果	40
4.6	スタウ質量制限への評価	41
5	消失飛跡を用いて R-hadron の発見可能性	44
5.1	Split SUSY 模型と長寿命グルイーノの生成と崩壊	44
5.2	長寿命グルイーノ粒子探索の現状	45
5.2.1	Displaced Vertices	45
5.2.2	Pixel dE/dx	46
5.3	従来の手法の結果と消失飛跡を用いる探索可能性	46
6	結論と今後の展望	48
	謝辞	49
	参考文献	50

図目次

1.1	標準模型粒子とパートナ粒子	2
1.2	GMSB 模型におけるスレプトン対の崩壊ダイアグラム	4
1.3	Drell-Yan 過程	4
1.4	消失飛跡の模式図	5
1.5	長寿命スタウの最新探索結果	6
2.1	LHC の全体構造	8
2.2	全稼働期間中のパイルアップ分布	8
2.3	LHC の稼働スケジュール	9
2.4	ATLAS 検出器の全体像	10
2.5	内部飛跡検出器内の位置 z における磁場分布	11
2.6	内部飛跡検出器の断面図	11
2.7	内部飛跡検出器のバレル構造	12
2.8	カロリメーターの全体像	14
2.9	電磁カロリメーターの内部構造	15
2.10	ATLAS データ取得の流れ	16
3.1	飛跡を記述する 5 つの Global Track Parameters	20
3.2	再構成の流れ	20
4.1	スタウの崩壊ダイアグラム	27
4.2	背景事象の構成成分	29
4.3	Pile-Up と再構成飛跡数の関係	29
4.4	フェイク背景の運動量分布	29
4.5	2024 年データにおける E_T^{miss} トリガー効率の評価	30
4.6	異なる Track セレクションの効率分布	32
4.7	異なる Track セレクションに対する Fake-percentage 分布	35
4.8	Pixel Track と LRT 間の最近接距離分布の比較	39
4.9	Pixel Track 上にある DCA の Radius 分布の比較	39
4.10	従来の方法と新たに導入された方法を基にした選別の見積もり結果	40
4.11	各 Mass Point に対して計算した CL	43
5.1	$m_{\tilde{g}} = 1400 \text{ GeV}$ でグルイノボール割合と R-hadron を持つ電荷の関係	45
5.2	Split SUSY 模型におけるグルイノ対の崩壊ダイアグラム	45
5.3	長寿命 R-hadron の最新探索結果	46

表目次

2.1	内部検出器各部の空間解像度と設置位置	13
2.2	本研究で使われた E_T^{miss} トリガメニュー	17
3.1	Primary (Inside-out)、Pixel と LRT の間で異なる主要な選択基準	22
4.1	異なる質量点における $pp \rightarrow \tilde{\tau}_1^- \tilde{\tau}_1^+$ に対して aNNLO+NNLL 散乱断面積	28
4.2	規格化された信号サンプルに Kinematic カットと Track セレクションを適用した後の 結果	33
4.3	high- E_T^{miss} Signal Region に対する見積結果	34
4.4	異なる $m_{\tilde{\tau}}$ に対する有意性の計算結果	36
4.5	DCA 選別導入後、high- E_T^{miss} Signal Region が含まれる背景の変化	41
4.6	DCA 選別前後、異なる $m_{\tilde{\tau}}$ に対する有意性の計算結果比較	41
5.1	重心系エネルギー 13.6 TeV におけるグルイーノ対生成の断面積	47

1 序論

1.1 標準模型と残される課題

標準模型は、現在の素粒子物理学における基礎的な理論体系であり、素粒子として未発見であったヒッグス粒子は 2012 年に ATLAS 実験 [1] と CMS 実験に発見された。標準模型は 12 種類のフェルミオンと 5 種類のボゾンから構成され、基本粒子とその間の相互作用を極めて高い精度で記述することに成功している。

フェルミオンは物質の基本構成要素であり、クォークとレプトンの二つの種類に分類され、その間に 4 つの基本的な相互作用が働いている。このうち、重力相互作用を除いた強い相互作用、弱い相互作用、および電磁相互作用は、ゲージボゾンによって媒介される。また、物質に質量を付与する機構であるヒッグス機構において中心的な役割を果たすボゾンであるヒッグス粒子も存在している。

標準模型に含まれるこれらの粒子全ては、実験的にその存在が確認され、極めて高い精度で記述することに成功している。しかしながら、特筆すべきは、この標準模型にもまた未解決の課題が残されていることである。その代表的な例として、「階層性問題」や「暗黒物質の存在」が挙げられる。

1.1.1 階層性問題

階層性問題は、4 つの基本相互作用における、重力相互作用は他の 3 つの基本相互作用と比べて突出して弱い問題である。素粒子物理学において、弱い相互作用と関わるフェルミ結合定数と重力相互作用と関わるニュートン定数によって決まり、そのため弱い相互作用の強さは重力相互作用に比べて 10^{23} も強いという結果となる。そして、この問題はヒッグス粒子の質量はなぜプランク質量よりも遥かに軽いのか、という問題に還元できる。

今まで実験で観測されたヒッグス粒子の質量 125 GeV は、裸の質量 m_H と量子補正項 Δm_H により表すことができる：

$$(125 \text{ GeV})^2 = m_H^2 - \Delta m_H \quad (1.1)$$

ここでの量子補正項 Δm_H は、標準模型により記述するエネルギースケールの上昇と共に増大し、新しい物理がこの補正を止めるまで続くということになる。さらに、もし新しい物理が存在しないと仮定する場合、この補正はプランクスケール (10^{19} GeV) まで成立することになる。ATLAS 実験で測定されたヒッグス粒子の質量である 125 GeV を説明するために、 m_H と Δm_H の桁差に微調整を行うことが不可欠となる。このような問題点は理論と実験に矛盾はないが、極めて不自然なパラメータを要求するので、未発見な機構が存在するという仮想に導くことも自然になる。

1.1.2 暗黒物質の存在

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) に対する観測から、現在の宇宙に存在する物質の割合 4.6% に対して、約 26.8% の未知な物質が存在している。これらの物質は質量を持つ一方、既存な物質と殆ど相互作用せず、光学的にも直接観測できないなどの性質を持っている。この様な強い相互作用と電磁相互作用に関与なく正体不明な物質は暗黒物質と呼ばれて現在の宇宙に存在している。一方、標準模型には暗黒物質になれる候補は存在していない。

暗黒物質となれる標準模型を超えた物理の一つは、弱く相互作用する質量粒子 (Weakly Interacting Massive Particles, WIMP) にある。大まかに言えば、WIMP は標準模型の弱い相互作用程度の強さで相互作用する粒子を指す。この様な粒子が存在する場合、宇宙初期のビッグバンに大量に生成され、

その後、宇宙の温度が WIMP 粒子の質量エネルギースケールまで下がると、それらは急速に対消滅し、最終的に残った一部が現在の暗黒物質となる。WIMP 型暗黒物質は様々な標準模型を超える理論から導かれ、質量オーダーは TeV であるため粒子衝突器実験での検証も可能であることから、広く注目を集めている。

1.2 超対称性理論

以上に述べた問題を解決するために、標準模型を拡張する理論は沢山存在している。これらの理論は標準模型を超えた物理 (Beyond Standard Model, BSM) と呼ばれる。その中でも、最も有力な理論は超対称性理論 (Supersymmetry, SUSY) 理論となる。超対称性理論は、フェルミオンとボゾンの対称性で、全ての標準模型粒子に対してスピンの異なるパートナー粒子の存在を予言している。

超対称性理論の導入により、前文に述べた標準模型における未解決な問題を解決できる。

階層性問題

標準模型の各粒子にスピンが 1/2 ずれた超対称性パートナーを導入することによって、フェルミオンとボゾンのヒッグス質量への量子補正はそれぞれ逆の符号を持つことになる。これらの超対称性パートナーの結合定数は超対称性によって決定され、その寄与が標準模型の寄与を正確に相殺できる。

暗黒物質の存在

超対称性粒子のうちでも最も軽い粒子は LSP (Lightest SUSY Particle) と呼ばれている。各種超対称性理論における LSP は其々によるが、最も軽いという性質により崩壊先がなく安定粒子になる。さらに、LSP が中性粒子となる場合、電磁相互作用に関与なく暗黒物質の優れた候補となる。

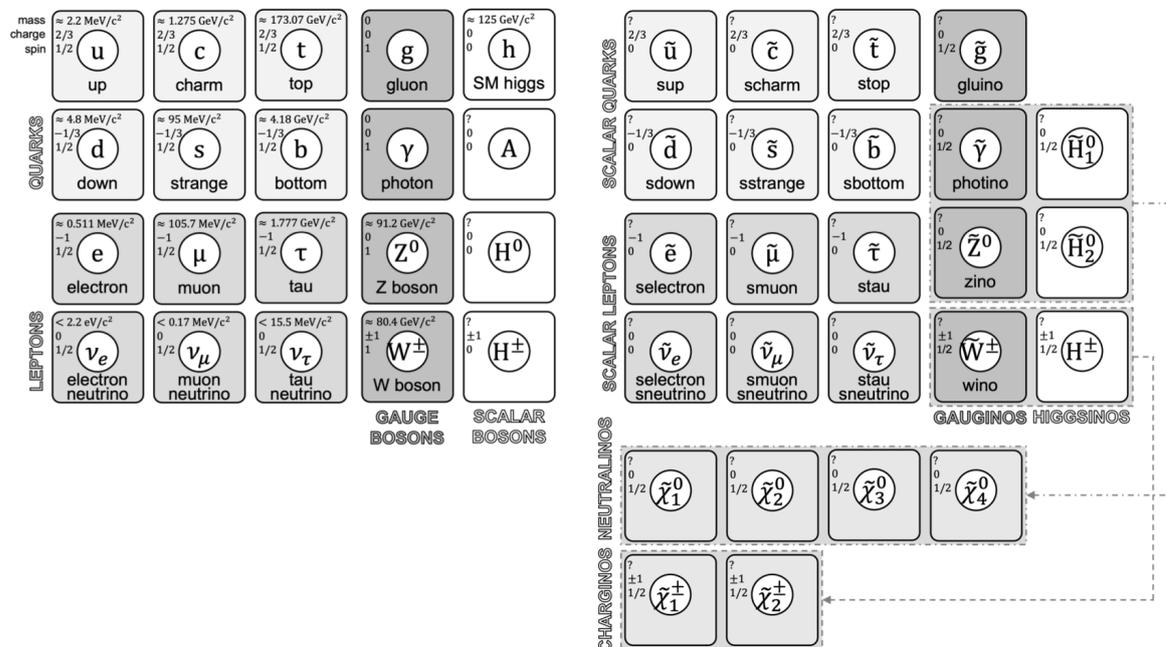


図 1.1: 標準模型粒子とパートナー粒子 [2]

超対称性パートナーと標準模型粒子の性質上の区別はスピンの $1/2$ ずれたのみ、それ以外は全く同じである。しかし、2025 年 1 月現在まで同じ質量を持つ超対称性粒子を発見することは出来なかったことから考え、超対称性の破れの影響より超対称性粒子の質量が重くなると考えられている。

1.3 GMSB 模型

ゲージ媒介超対称性破れ (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking, GMSB) [3] は、標準模型のゲージ相互作用を介して、隠れセクターから観測可能セクターへ超対称性の破れを伝達するメカニズムである。この伝達機構は標準模型のゲージ相互作用に依存するため、「ゲージ媒介」超対称性破れと呼ばれる。

GMSB モデルの最も重要な特徴の一つは、フレーバー変換中性カレント (Flavor-Changing Neutral Current, FCNC) 問題を自然に解決できることである。FCNC は、クォークやレプトンのフレーバーを変化させる中性カレント相互作用であり、標準模型において強く抑制される。GMSB では、同じゲージ量子数を持つスカラー粒子は同じ超対称性の破れ質量を持つため、FCNC の増強を自然に回避できる。この抑制を維持するためには、重力による超対称性の破れ効果がゲージ相互作用による効果よりも十分小さくしなければならない。

GMSB モデルにおいて、重力子の超対称性パートナー粒子であるグラビティーノ (\tilde{G}) は最も軽い超対称性粒子 (LSP) となる。グラビティーノは電磁相互作用及び強い相互作用と関与しないため、他の粒子との相互作用が極めて弱い特徴を持つ。そのため、グラビティーノへの観測が困難であり、宇宙初期から安定して存在可能で暗物質の有力な候補となる。

次に軽い超対称性粒子 (NLSP) の候補としては、レプトンの超対称性パートナーであるスレプトン (\tilde{l}) が挙げられ、具体的にはスエレクトロン (\tilde{e})、スミューオン ($\tilde{\mu}$)、またはスタウ ($\tilde{\tau}$) のいずれかとなり得る。これらの NLSP は、LSP (グラビティーノ) との結合が重力結合定数に抑制されているため、比較的長寿命な粒子となる。図 1.2 に示されたように、NLSP はペアで生成され、それぞれ同じフレーバーの標準模型レプトンとグラビティーノに崩壊する。GMSB 模型では、一般的にスタウが NLSP となることが予測される。

このような理論的背景から、本研究では長寿命粒子としてのスタウに着目し、その特徴的な検出器内での振る舞いを利用して GMSB 模型の検証を目指す。具体的には、長寿命のタウ粒子の超対称性パートナーであるスタウの発見可能性について調査を行う。

1.4 消失飛跡を用いて長寿命スタウの探索

1.4.1 長寿命スタウの生成と崩壊

本研究ではスタウが崩壊する信号事象 $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{G}$ を探索した。重心系エネルギー 13.6 TeV の陽子・陽子衝突における Drell-Yan 過程が、スタウを生成する代表的なプロセスの一つである (図 1.3)。このプロセスでは、陽子内のクォーク・反クォークが対消滅し、仮想光子または仮想 Z ボソンを經由してスタウ・反スタウ対 ($\tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$) が生成される。このアプローチにより、以下の特徴がある：

- Drell-Yan 過程はスタウの質量 $m_{\tilde{\tau}}$ とスタウ混合角 $\theta_{\tilde{\tau}}$ しか関与されない。より、モデルに依存しない解析が可能となる。
- Drell-Yan 過程は常に存在する。前述の特徴と合わせて、これにより $m_{\tilde{\tau}}$ と $\theta_{\tilde{\tau}}$ のみで特徴付けられるシナリオ群において、確実な発見可能性と厳密な除外質量が保証できる。

この物理過程は電弱相互作用を介して行われるため、生成断面積は非常に小さい。例えば、 $m_{\tilde{\tau}} =$

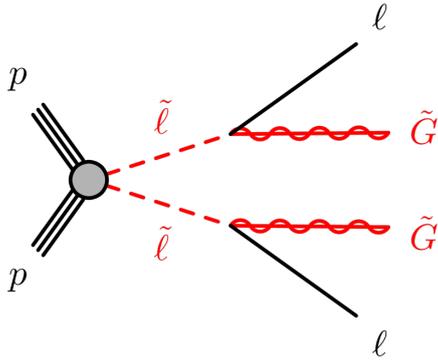


図 1.2: スレプトン対の崩壊ダイアグラム [3]

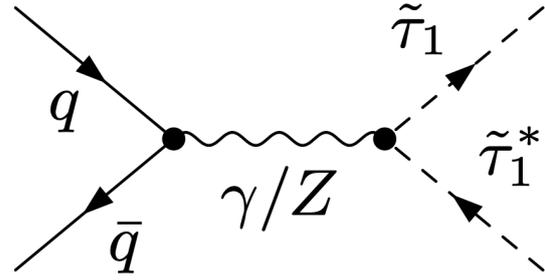


図 1.3: Drell-Yan 過程 [4]

100 GeV では約 410 fb だが、 $m_{\tilde{\tau}} = 800$ GeV では 0.069 fb にまで急激に減少する。ATLAS 実験の Run2 と Run3 の合計に相当する積分ルミノシティ 450 fb^{-1} を考慮すると、 $m_{\tilde{\tau}} = 100$ GeV の場合には約 184,500 事象が生成されるが、800 GeV の場合は約 31 事象に留まる。

スタウが崩壊する際、GMSB 模型に基づき、同じフレーバーのレプトンであるタウ粒子と、最も軽い超対称性粒子であるグラビティーノに崩壊する。生成されたグラビティーノは安定粒子として検出されることがないが、生成されたタウ粒子は一定時間後にレプトンまたはハドロンに崩壊し、検出器によって観測される。

1.4.2 スタウの寿命と消失飛跡

GMSB 模型における NLSP の崩壊 $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{G}$ が発生する際、スレプトン (NLSP) の寿命は次式で表される：

$$c\tau \approx 100 \mu\text{m} \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\tau}}} \right)^5 \left(\frac{\sqrt{F}}{100 \text{ TeV}} \right)^4 \quad (1.2)$$

ここで \sqrt{F} は超対称性の破れエネルギースケールを表し、スタウが崩壊するまでの検出器内の飛行距離を決定する重要なパラメータである。 \sqrt{F} が高い場合、スタウは検出器内で崩壊することなく飛行を続け、重い安定荷電粒子 (Heavy Stable Charged Particles, HSCPs) として探索の対象となる。一方で、 \sqrt{F} が低い場合、スタウの寿命は $c\tau \sim 100 \mu\text{m}$ から 1 m に及ぶ中間領域に存在し、この領域のスタウは独特の特徴を持つ。具体的には、寿命が長すぎて標準的な SUSY 探索で除外される一方で、検出器の視点から完全に安定粒子として扱うこともできない。

スタウの寿命が十分に長い場合、内部検出器に残される飛跡を直接探索できる可能性がある。飛跡を再構成するアルゴリズムの観点では、カロリメータに到達する前に崩壊したスタウは飛跡が途切れる (消失する) 現象を示す。このような寿命範囲におけるスタウの主な信号は、飛跡の屈曲 (kink) または消失飛跡 (disappearing track) となる。

1.5 長寿命スタウ粒子探索の現状

これまでに行われた ATLAS 実験では、長寿命スタウを探索するためにさまざまな手法が開発されてきた。その中でも、特に感度が高いとされる 3 つの手法として、変位レプトンを対象とする Displaced Leptons、ピクセル検出器を利用したエネルギー損失測定 Pixel dE/dx、およびエネルギー損失率と粒子の飛行速度の組み合わせを用いた dE/dx + β -calo が挙げられる。

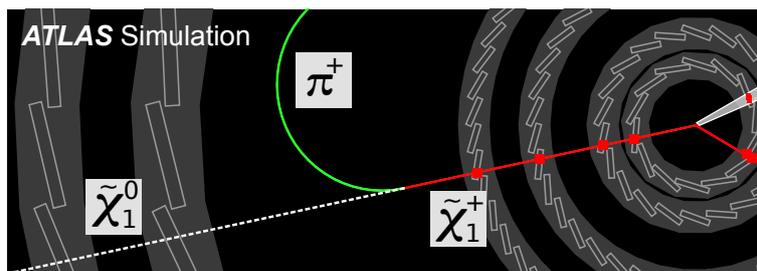


図 1.4: 消失飛跡の模式図 [5]

1.5.1 Displaced Leptons

Displaced Leptons は、長寿命スタウが崩壊する際に生成される標準模型レプトンの変位レプトンを直接探索する手法である。この方法では、一次バーテックスから離れた位置で生成されるレプトンの飛跡を再構成し、その飛跡の特徴を利用して信号事象を識別する。内部飛跡検出器を用いることで、レプトンの生成位置と崩壊位置を高精度で測定し、長寿命粒子の存在を示す証拠を得ることができる。

一方、この手法にはいくつかの課題が存在する。特に、一次頂点からの横方向への距離 (d_0) が大きくなるにつれて、レプトンの再構成効率が低下するという問題が挙げられる。これは、飛跡再構成アルゴリズムが一次バーテックス近傍での飛跡検出に最適化されているためである。さらに、バックグラウンドを抑制する目的で二本のレプトンを要求する仕様のため、一本のみ検出される事象は除外されてしまう。これにより、寿命が長いスタウの探索感度が制限される結果となる。

1.5.2 Pixel dE/dx

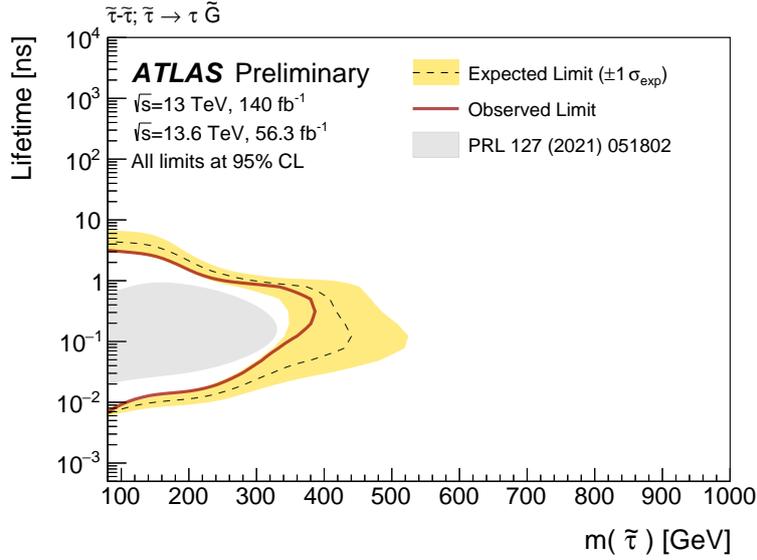
Pixel dE/dx は、ATLAS 実験のピクセル検出器を用いて、粒子が物質中を通過する際のエネルギー損失率を測定する手法である。長寿命スタウは、その質量と電荷の性質により、標準模型粒子とは異なる特徴的なエネルギー損失パターンを示す。この手法を用いることで、粒子のエネルギー損失率からスタウ候補を効率的に識別することが可能となる。

しかし、この方法の制限点として、長い飛跡を必要とするため、寿命が短い粒子に対する感度が低下することが挙げられる。特に、崩壊長が短い領域では十分な飛跡長を確保することが難しく、効率的な探索が困難となる。

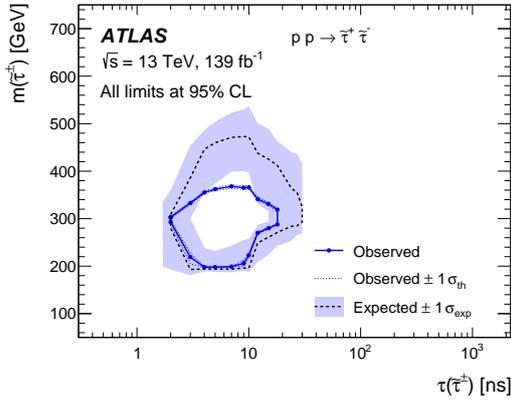
1.5.3 dE/dx + β -calo

dE/dx + β -calo は、ピクセル検出器によるエネルギー損失測定と、カロリメーターによる粒子速度 ($\beta = v/c$) の測定を組み合わせた手法である。カロリメーターでの飛行時間測定から粒子速度を求め、ピクセル検出器でのエネルギー損失パターンと併せて解析することで、より精密な粒子識別が可能となる。この二つの独立した測定を組み合わせることで、バックグラウンドを大幅に抑制し、探索感度を向上させることができる。

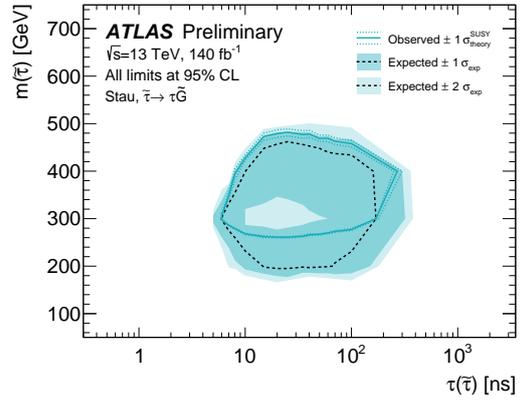
ただし、この手法にも Pixel dE/dx と同様の課題がある。特に、短寿命粒子の探索感度が低い点や、カロリメーターまで到達する粒子を必要とするため、途中で崩壊する粒子を十分に解析できないという制約がある。



(a) Displaced Leptons[6]



(b) Pixel dE/dx[7]



(c) dE/dx + β -calo[8]

図 1.5: 長寿命スタウの最新探索結果

1.5.4 従来の手法の結果と消失飛跡の探索領域

これまでの探索手法では、それぞれ特有の制限により特定の領域での探索が困難であった。図 1.5 は、従来の探索手法によって制限された長寿命スタウの質量範囲を示している。

このような背景を踏まえ、本研究では、従来手法では探索が難しかった領域を対象に、Pixel Track を用いた新しい探索手法を提案する。Pixel Track とは、ATLAS 検出器の最内層に位置するピクセル検出器のヒット情報のみを用いて再構成された短い飛跡であり、以下の利点を持つ：

- 短い飛跡でも再構成が可能であるため、従来の Pixel dE/dx 解析では探索できなかった短寿命領域に対応できる。
- ピクセル検出器は内部検出器の中で最も高い位置分解能を持つため、高精度な飛跡再構成が可能である。
- 短い飛跡のみを要求する手法により、崩壊前の粒子を同定することで信号効率を向上させること

ができる。

特に、従来の長い飛跡を用いた手法では感度が低かった短寿命領域において、Pixel Track を用いた手法は高い探索感度が期待される。

本論文では、以下の構成で議論を進める。第 2 章では LHC-ATLAS 実験の概要を述べ、第 3 章では使用された物理オブジェクトの定義および飛跡再構成手法の詳細について説明する。第 4 章では使用したデータサンプルの詳細と解析結果を示し、第 5 章では消失飛跡を用いた R-hadron の発見可能性について議論する。最後に、第 6 章で全体の結論と将来の展望をまとめる。

2 LHC-ATLAS 実験

LHC (Large Hadron Collider) は、ジュネーブ郊外に位置する CERN (欧州原子核研究機構) が運用する世界最先端の粒子加速器である。現在、LHC では重心系エネルギー 13.6 TeV という世界最高水準での陽子衝突実験が行われている。加速器リング上には複数の実験ポイントが設けられ、ATLAS、CMS、ALICE、LHCb の 4 つの大型検出器が配置されている。各実験チームは、標準模型の精密検証や新物理の探索に向けて独自の手法で研究を進めている。

ATLAS プロジェクトは、世界 38 か国から約 3000 名の研究者が参画する国際共同研究であり、その特徴的な大型検出器システムを活用して、多様な物理現象を観測している。本章では、この世界最大規模の素粒子物理学実験施設である LHC 加速器の構成と、その主要実験の一つである ATLAS 検出器について詳述する。

2.1 LHC 加速器

2.1.1 LHC の全体構造

LHC で使用される陽子ビームは、図 2.1 に示すように、複数段階の加速器システムを経て生成される。まず、イオン源で水素原子から電子を除去することで陽子を生成し、線形加速器 LINAC2 を用いて 50 MeV まで加速する。その後、一連の円形加速器群 (PSB、PS、SPS) を通過することで段階的にエネルギーを増加させる。具体的には、PSB で 1.4 GeV、PS で 25 GeV、SPS で 450 GeV に達し、最終的に LHC 本体へ入射される。

LHC では、陽子ビームが超伝導磁石システムによって周回軌道に保持され、重心系エネルギー 13.6 TeV での陽子ビーム同士の衝突が実現される。この高エネルギー衝突により、標準模型を超える新物理現象の探索や未知の素粒子の発見が期待されている。

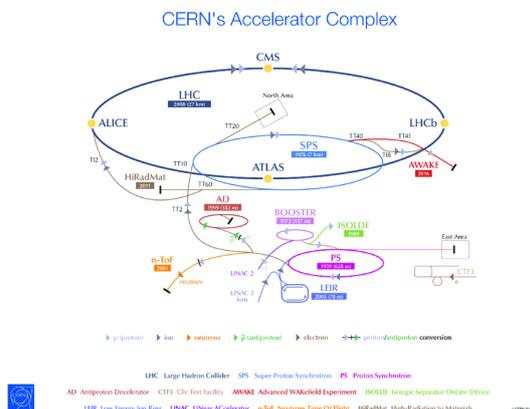


図 2.1: LHC の全体構造 [9]

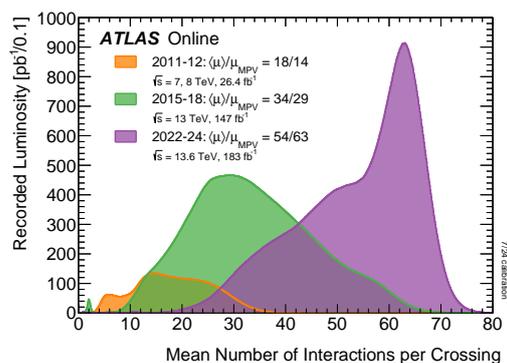


図 2.2: 全稼働期間中のパイルアップ分布 [10]

2.1.2 LHC の稼働スケジュール

LHC は運転開始以来、段階的にエネルギーを向上させながら実験を継続している。2012 年までは重心系エネルギー 8 TeV での Run1 が実施され、積分ルミノシティは約 30 fb^{-1} に達した。その後、2018 年までの期間に 13 TeV へとエネルギーを増強した Run2 が行われ、約 190 fb^{-1} のデータを収集した。さらに、2022 年からは重心系エネルギーを 13.6 TeV に引き上げた Run3 が開始されており、Run3 の

終了時には、これまでの稼働期間全体を通して合計 500 fb^{-1} のデータ収集を目標としている。

LHC の性能向上に伴い、瞬間ルミノシティも増加している。瞬間ルミノシティの増加は、単一の衝突事象内で複数の陽子・陽子非弾性散乱が同時に発生する現象、すなわちパイルアップを引き起こす。このパイルアップはバンチクロス 1 回あたりの平均陽子・陽子衝突数 $\langle \mu \rangle$ で定量化される。Run2 では $\langle \mu \rangle$ が約 34 に達しており、Run3 ではさらに増加する見込みである。図 2.2 に全稼働期間中のパイルアップ分布を示している。

これらのパイルアップ事象や検出器ノイズにより、実際の物理現象に起因しない偽信号（フェイク）が再構成される場合がある。特に消失飛跡の探索では、このフェイク飛跡が主要なバックグラウンドの一つとなる。したがって、フェイク飛跡を効果的に抑制する手法の開発は、実験精度の向上における重要な技術課題となっている。これらの課題については、本論文の後述部分で詳しく議論する。



図 2.3: LHC の稼働スケジュール [11]

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 実験装置は、総合的な物理探索を目的とした汎用実験装置として設計されており、多様な検出システムを組み合わせることで、素粒子衝突事象を包括的に観測することが可能である。検出器群は衝突点を中心に円筒状に配置され、内部トラッキング装置、エネルギー測定用カロリメータ、ミュオン検出システムが順に設置されている。

これらの検出システムは、典型的なレイアウトとして中央部（バレル領域）と両端部（エンドキャップ領域）から構成される。前述の検出器は大きく分けて、荷電粒子の位置を測定する追跡型検出器と、粒子のエネルギーを測定する熱量計（カロリメータ）の役割を担い、それぞれ異なる特性を持つ粒子に対して高い検出性能を発揮する。また、各検出器システムの特徴的な応答を組み合わせることで、生成された様々な種類の粒子を効率的に識別し、その物理的性質を精密に測定することが可能である。

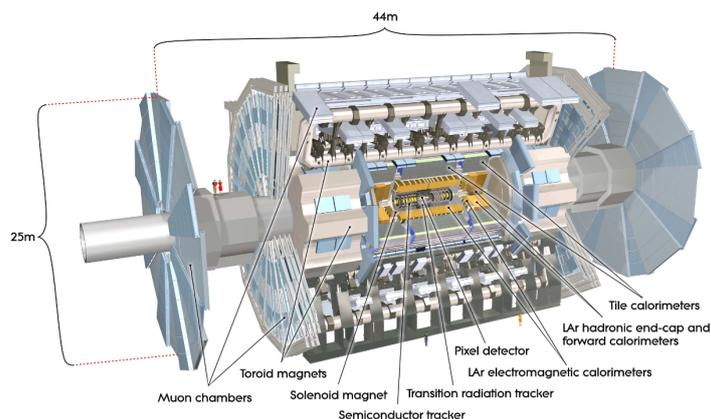


図 2.4: ATLAS 検出器の全体像 [1]

2.2.1 ATLAS で使われている座標系

ATLAS 実験では右手座標系を採用している。陽子ビーム軸を z 軸とし、これに垂直な平面を x - y 平面と定義する。 x 軸は LHC トンネルの中心を指し、 y 軸はトンネルの傾きにより僅かに傾いている。

ATLAS 検出器のレイアウトは z 軸周りに円対称となるので、使われる座標系に置いて定義された方位角 ϕ は x - y 平面での x 軸からの角度で定義され、極角 θ は z 軸からの角度で定義する。また、衝突型加速器実験では、擬ラピディティ η は極角 θ を用いて以下の式で定義される。

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.1)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{r}{z}\right) \quad (2.2)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \quad (2.3)$$

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (2.4)$$

擬ラピディティは粒子の運動量が質量に比べて十分大きい極限で、ラピディティ $y = \tanh^{-1} \frac{v_z}{c}$ に近似的に等しくなる重要な物理量である。

ATLAS 検出器は擬ラピディティに対して対称性を持つように設計され、 $|\eta| < 2.5$ の中心部は精密な測定が可能な内部飛跡検出器やミュオン検出器で覆われており、 $2.5 < |\eta| < 4.9$ のより前方領域はカロリメータによる測定が行われる。

また、二つの飛跡の間の距離を測る際には、偽ラピディティ η と方位角 ϕ を使って ΔR を定義する：

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.5)$$

この ΔR はローレンツ不変量であり、円筒形検出器の形状とも自然に対応するため、ジェット再構成やレプトン分離などの物理解析において標準的な距離の指標として広く使用されている。

2.2.2 磁場

ATLAS 検出器内の磁場配置は、粒子の運動量を高精度で測定する上で重要な役割を果たしている。内部検出器領域では、超伝導ソレノイド磁石によって z 軸方向に約 2 T の磁場が生成されている。一

方、外部に位置するミュオン検出器領域では、 ϕ 方向に最大 3.5 T の磁場がかけられている。この磁場構造により、荷電粒子の軌道が曲げられ、その曲率から運動量を精密に測定することが可能となっている。

図 2.5 は ATLAS 検出器の縦断面図における磁場分布を示している。中央部ではソレノイド磁場が主に作用し、両端のエンドキャップ領域ではトロイド磁場が配置されている。これらの磁場は相互に補充し合い、検出器全域にわたって効率的な運動量測定を実現している。

2.2.3 内部飛跡検出器

内部検出器 (ID) は、 z 軸方向に 2 T の磁場がかかる環境下に設置されており、 $|\eta| < 2.5$ の範囲内で荷電粒子の飛跡を検出する役割を担っている。図 2.6 は内部飛跡検出器の断面図を示しており、以下の 3 つの主要なサブシステムで構成されている。

最内層にはシリコンピクセル検出器が配置され、衝突点近傍での粒子測定を担当している。この検出器は通常、1 本の飛跡あたり 4 点の位置測定を提供し、特に最内部には高解像度を持つ Insertable B-Layer (IBL) と呼ばれるセンサーが搭載されている。IBL は粒子の衝突点近傍での精密測定を実現し、飛跡再構成の精度向上に寄与している。

シリコンピクセル検出器の外側には、半導体検出器 (SCT) が配置されており、1 本の飛跡あたり 8 点の位置測定を行う。さらに、その外側には遷移放射飛跡検出器 (TRT) が設置されており、飛跡の再構成範囲を $|\eta| < 2.0$ まで拡大し、1 本の飛跡あたり最大 30 点の位置測定を提供する。

本研究の対象である消失飛跡と Pixel Track は、Pixel 検出器の性能および配置に大きく依存しているため、この節では特に Pixel 検出器の構成や特徴について詳述する。

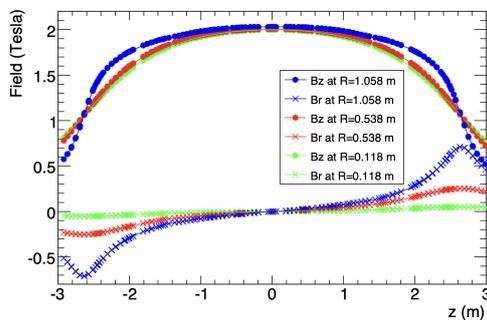


図 2.5: 内部飛跡検出器内の位置 z における磁場分布 [1]

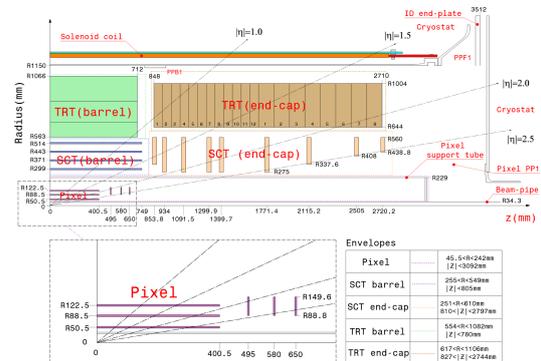


図 2.6: 内部飛跡検出器の断面図 [12]

Pixel 検出器と IBL

Pixel 検出器は、内部飛跡検出器の最内層に位置するシリコン半導体検出器であり、特に最内層には高精度を持つ IBL が含まれている。IBL は Run2 に向けて新たに追加された飛跡検出層であり、ビームラインに最も近い位置に設置され、飛跡再構成の精度向上を目的として設計された。IBL はビームパイプを囲む 14 方位角方向のカーボンファイバー支持構造上に、280 個のシリコンピクセルモジュールが半径 33.25 mm に配置されている。残りの Pixel 検出器は、3 層のバレル層と両端に 3 枚ずつのディスクを持つ 2 つのエンドキャップに配置された計 1744 個のシリコンピクセルモジュールで構成されている。

シリコンピクセル検出器では、荷電粒子が通過する際にシリコン半導体の空乏層で電子・正孔対が生

成される。これらの電荷キャリアは印加された電場によって収集電極に移動し、前置増幅器で増幅された後、設定された閾値と比較される。信号が閾値を超えた場合、Time Over Threshold (TOT) 方式により、閾値を超えている時間がデジタル情報として記録される。IBL では 4 ビット、その他の Pixel 検出器では 8 ビットで記録される TOT 値は、入力電荷量に比例し、粒子のエネルギー損失 (dE/dx) を評価するための重要な指標となる。

Pixel 検出器は、内部飛跡検出器の最内層に設置されており、高精度なヒット情報を提供する役割を果たしている。これにより、飛跡再構成アルゴリズムの精度向上が期待される一方で、フェイク飛跡の発生とも密接に関連している。以下に、解析段階で取り除くべき主要なフェイクヒットの例を示す。

- **Ganged Flagged Fake Hits:** Pixel 検出器はバンプボンディング方式でセンサーとフロントエンドを接続しているため、この接続部では荷電粒子に対して不感となる。その結果、読み出しチャンネルを共有する複数のピクセルセンサー（ギャングピクセル）において、実際の粒子通過がないにもかかわらず信号が検出される場合がある。これらの偽ヒットは特別なフラグによって識別され、解析から除外される。
- **Spoilt Hits:** 既知の不具合や損傷を持つピクセルセンサーから得られる信号は信頼性が低く、誤った位置情報を提供する可能性がある。これらのセンサーは予め特定されており、その信号は解析対象から除外される。
- **Outliers:** 再構成された飛跡の予想位置から統計的に有意に離れたヒット信号は、ノイズや他の粒子からの干渉によるものである可能性が高い。これらの外れ値は、飛跡フィッティングの品質を確保するために解析から除外される。

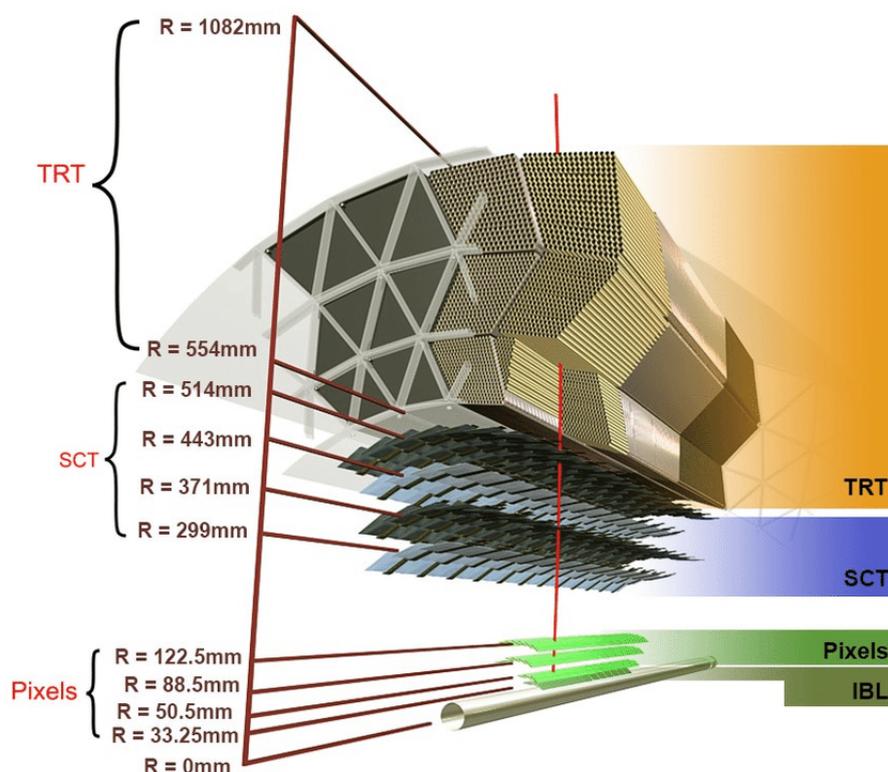


図 2.7: 内部飛跡検出器のバレル構造 [13]

SCT (Semiconductor Tracker) 検出器

SCT 検出器は、Pixel 検出器の外側に位置する半導体飛跡検出器であり、4 層のバレル部と、両端に 9 層ずつ配置されたエンドキャップディスクで構成されている。SCT はシリコンマイクロストリップ検出器を採用しており、各モジュールは微細な帯状のセンサー（ストリップ）が規則的に並んだ構造を持つ。バレル部では、センサーストリップは軸方向に対して約 40 mrad の小さな角度を持つよう配置されている。さらに、各モジュールは表裏に 2 層のセンサーが取り付けられており、これらのセンサーは互いに立体角を持って配置されている。この設計により、SCT は三次元位置測定が可能となっている。

SCT の検出原理は Pixel 検出器と同様であり、荷電粒子が通過する際にシリコン半導体中で生成される電子・正孔対を電場により収集し信号を得る。各ストリップで得られた信号は、閾値との比較により二値化され、ヒット情報として記録される。これらのヒット情報は内側の Pixel 検出器からの情報と組み合わせることで、飛跡再構成の精度をさらに向上させる役割を果たしている。

TRT (Transition Radiation Tracker) 検出器

遷移放射飛跡検出器 (TRT) は、内部検出器の最外層に位置し、半径 1082 mm までの飛跡再構成を可能にしている。TRT は直径 4 mm のガス充填ストロー管 350,848 本で構成されており、バレル部では 3 層 96 モジュール (1 層あたり 32 モジュール)、エンドキャップ部ではそれぞれ 40 枚のディスクとして配置されている。

TRT はドリフト時間測定を利用した飛跡再構成を特徴としている。ストロー管で得られたドリフト時間の測定値は、校正を経てドリフト円に変換される。これにより、TRT は $|\eta| < 2.0$ の範囲で飛跡再構成を行い、平均して約 30 点の二次元的な追加測定点を提供することが可能である。

TRT の特徴の一つは、遷移放射を利用した粒子識別能力にある。高速荷電粒子がストロー管の放射体層を通過する際に発生する遷移放射光を検出することで、電子と重粒子を識別することが可能である。この機能は、ATLAS 検出器における粒子識別の精度向上に寄与している。

各検出器の空間解像度と設置位置

表 2.1 は内部検出器に属する各検出器の空間解像度と設置位置をまとめた。Pixel 検出器にの空間解像度が $r - \phi$ と z 方向の記載となり、それ以外の検出器は $r - \phi$ 方向のみ記載される。

表 2.1: 内部検出器各部の空間解像度と設置位置

検出器	空間解像度 [μm]	ビームラインとの距離 [mm]
Pixel	IBL	8×40 33.2
	other	10×115 50.5, 88.5, 122.5
SCT	17	299, 371, 443, 514
TRT	130	554 ~ 1082

2.2.4 カロリメータ

カロリメータは、内部飛跡検出器の外側に設置され、粒子のエネルギーを測定する役割を担う装置である。ATLAS 検出器のカロリメータは、入射粒子を「吸収」する高密度物質層と、粒子のエネルギーを「検出」する媒質層で構成されている。図 2.8 に示すように、カロリメータはミューオンとニュートリノを除く全ての粒子と相互作用し、粒子のエネルギー損失を測定することでそのエネルギーを算出す

る。特に、内部飛跡検出器では検出できない中性粒子（中性ハドロンや光子など）のエネルギー測定において重要な役割を果たしている。また、トリガーシステムにおける最初の段階でも使用される重要な検出器である。

カロリメータは、相互作用の種類に応じて次の 2 種類に分類される：

- 内側の電磁カロリメータ：電磁相互作用を利用し、主に電子と光子のエネルギーを測定する。
- 外側のハドロンカロリメータ：強い相互作用を利用し、ハドロン、ジェット、およびタウ粒子のエネルギーを測定する。

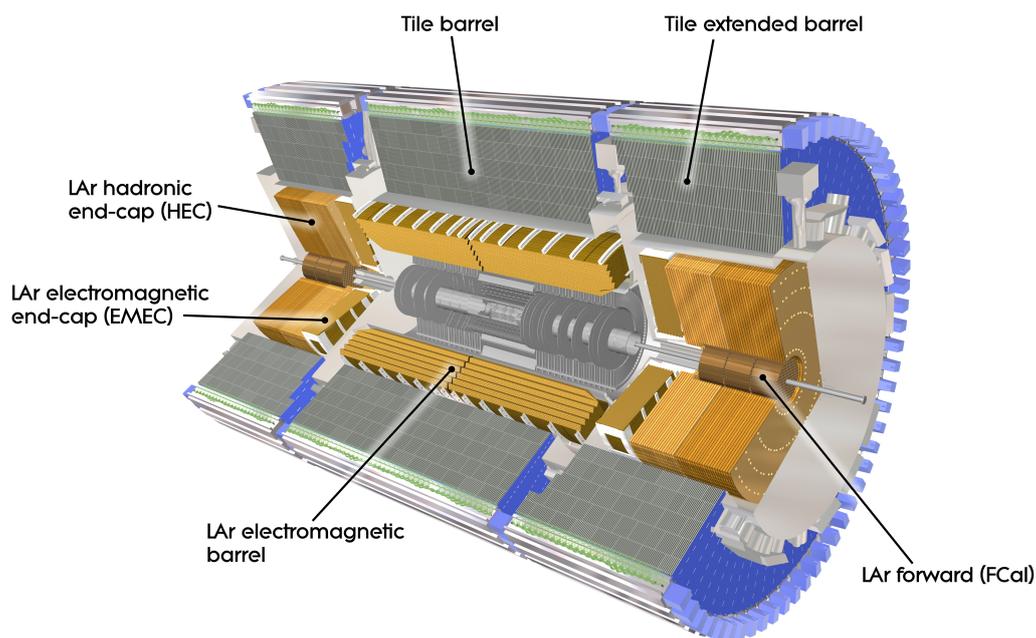


図 2.8: カロリメータの全体像 [14]

電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、液体アルゴン（検出層）と鉛（吸収層）を組み合わせたサンプリング型検出器であり、入射粒子と相互作用して低エネルギー粒子の「電磁シャワー」を生成する役割を持つ。鉛層では、入射粒子（主に電子と光子）が制動放射や電子対生成を起こし、生成された二次粒子が液体アルゴンを電離することで信号を生成する。この信号から電荷量を測定し、入射粒子のエネルギーを算出する。

図 2.9 は電磁カロリメータのアコーディオン構造を示しており、 ϕ 方向に不感領域を持たないように設計されている。この構造により、電磁カロリメータは高い空間分解能を実現している。エネルギー分解能は以下の式で表される：

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} + 0.7\% \quad (2.6)$$

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは、ジェットやハドロンのエネルギーを測定するために設計された検出器である。ATLAS では、鉄（吸収層）とシンチレータ（検出層）を交互に配置したサンプリング型カロリメータ

タが採用されている。入射粒子（ハドロン）が鉄と衝突すると、核反応により二次粒子が生成され、「ハドロンシャワー」が形成される。これらの二次粒子がシンチレータを通過する際に発生する光を光電子増倍管で検出し、入射粒子のエネルギーを測定する。

ハドロンカロリメータのエネルギー分解能は、ハドロン相互作用の複雑さやエネルギー損失の変動が大きいことから、電磁カロリメータと比較すると劣る。エネルギー分解能は以下の式で表される：

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} + 3\% \quad (2.7)$$



図 2.9: 電磁カロリメータの内部構造 [15]

2.2.5 ミューオン検出器

ミューオン検出器は、ATLAS 検出器の最外部に配置され、カロリメータを通過するミューオンを検出する役割を担う。この検出器は、ミューオンの運動量を精密に測定することを目的としており、主に精密測定検出器と高速応答検出器の 2 種類で構成されている。

精密測定検出器は、モニタードリフトチューブ（MDT）が使用されている。MDT は、直径 3 cm のアルミニウム管を約 38 万本積層した構造を持ち、ガスを充填してミューオンの軌跡を測定する。この検出器は、ミューオンの飛跡を 0.1 mm 以下の精度で測定することが可能であり、高い空間分解能を提供する。

高速応答検出器は、物理解析に有用な衝突事象を $2.5 \mu\text{s}$ 以内に選別する役割を担う。バレル部には抵抗板チェンバー（RPC）が設置され、エンドキャップ部には薄型ギャップチェンバー（TGC）が配置されている。さらに、高輝度 LHC 実験に対応するために特別に設計されたマイクロメガスと小ストリップ薄型ギャップチェンバー（sTGC）も、高密度領域におけるミューオンの検出に用いられている。

これらの検出器から取得されたデータを組み合わせることで、ミューオンの運動量を精密に測定するとともに、衝突事象の効率的な選別を実現している。この多層的な検出システムにより、ATLAS 検出器はミューオンに関する物理解析において高い性能を発揮している。

2.2.6 トリガーシステム

ATLAS 実験では、毎秒約 4000 万回の陽子バンチ衝突が発生し、これにより毎秒約 60 TB のデータが生成される。全ての衝突事象を記録することは現実的ではないため、トリガー・データ収集システム（Trigger and Data Acquisition System, TDAQ）を用いて、物理解析において重要な事象のみを選別し記録している。

トリガーシステムは、図 2.10 に示すように 2 段階の選別プロセスを採用している：

- **L1-Trigger (ハードウェアトリガー)**：カロリメータおよびミュオン検出器からの情報を基に、専用電子回路を用いて $2.5 \mu\text{s}$ 以内に事象を選別する。選別された事象は、毎秒最大 10 万イベントまで HLT へ送られる。
- **HLT (ソフトウェアトリガー)**：約 4 万個の CPU コアを用いて、各衝突事象の詳細な解析を $200 \mu\text{s}$ 以内に実行する。最終的に、毎秒約 1000 イベントが選別され、オフライン解析用にデータストレージへ記録される。

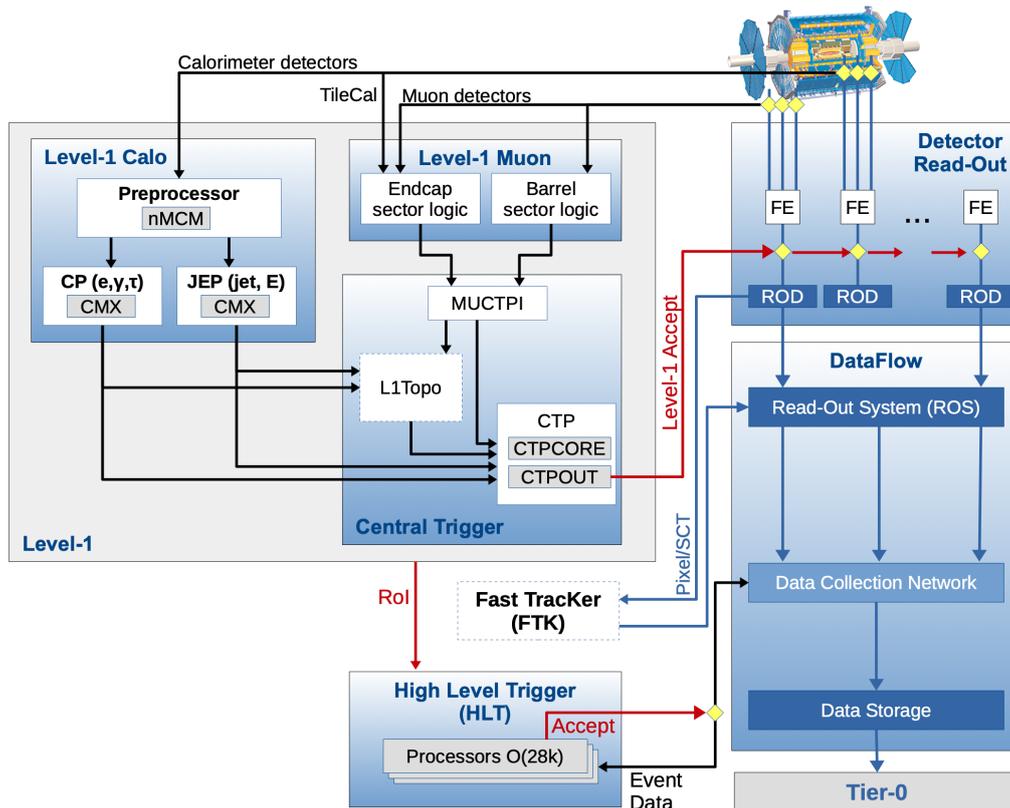


図 2.10: ATLAS データ取得の流れ [16]

消失横運動量 (Missing Transverse Energy, E_T^{miss}) は、検出器で直接観測できない粒子 (ニュートリノなど) の存在を示す重要な物理量である。運動量保存則に基づき、衝突前の陽子の横方向運動量はゼロであるため、衝突後の全粒子の横方向運動量の和もゼロになるはずである。しかし、検出器で観測できない粒子が生成された場合、測定された横方向運動量の和はゼロとならず、不足分が E_T^{miss} として観測される。

本研究で扱う最軽量超対称性粒子 (LSP) であるグラビティーノは ATLAS 検出器では直接検出できないため、終状態で大きな E_T^{miss} が残される。このような特徴を効率的に検出するため、ATLAS 検出器には消失横運動量トリガーが実装されている。

表 2.2: 本研究で使われた E_T^{miss} トリガメニュー

HLT_xe55_cell_xe70_tcpufit_xe90_pfsun_vssk_L1XE50
HLT_xe55_cell_xe70_tcpufit_xe95_pfsun_cssk_L1XE50
HLT_xe60_cell_xe95_pfsun_cssk_L1XE50
HLT_xe65_cell_xe100_mhtpufit_pf_L1XE50
HLT_xe65_cell_xe105_mhtpufit_em_L1XE50
HLT_xe75_cell_xe65_tcpufit_xe90_trkmht_L1XE50
HLT_xe65_cell_xe90_pfopufit_L1XE50
HLT_xe80_cell_xe115_tcpufit_L1XE50

消失横運動量の二成分 (\vec{E}_T^{miss}) は、粒子の質量を無視した近似において、以下の式で計算される：

$$E_x^{\text{miss}} = - \sum_{i=1}^{|\text{Elements}|} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i, \quad (2.8)$$

$$E_y^{\text{miss}} = - \sum_{i=1}^{|\text{Elements}|} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i,$$

ここで $|\text{Elements}|$ は E_T^{miss} 再構成アルゴリズムによって定義される要素の総数を表す。この二成分ベクトル \vec{E}_T^{miss} の大きさは以下の式で表される：

$$|\vec{E}_T^{\text{miss}}| = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}. \quad (2.9)$$

この大きさは、物理解析におけるイベント選別の重要な指標として用いられる。

E_T^{miss} 再構成アルゴリズムは、幅広い物理オブジェクトに対応する必要があるため、HLT (ソフトウェアトリガー) 内で複数のアルゴリズムが実装されている [17]。

Trigger using calorimeter cell signals (cell)

cell は最も基本的な HLT アルゴリズムであり、18.8 万個のカロリメータセル全体から \vec{E}_T^{miss} を計算する。このアルゴリズムでは、ハドロンおよび電磁カロリメータの較正やパイルアップ補正は考慮されない。ノイズ低減のため、 $|E_i| > 2\sigma_i$ を満たすセルのみが計算に使用される。ここで σ_i は各セルで予想されるエネルギー等価ノイズを表す。

Trigger using topological clusters of calorimeter cells (tc_lcw)

トポロジカルクラスタリングは、カロリメータセルの初期再構成アルゴリズムとして重要な役割を果たす。クラスタリングにより、セルを電磁またはハドロン起源として識別することが可能となり、 \vec{E}_T^{miss} 計算やジェット再構成の入力として適切な較正 (局所セル重み付け) を施すことができる。

クラスタリングは以下の多段階プロセスで実行される：

1. $|E_i| > 4\sigma_i$ を満たすセルをシードセルとして特定。
2. シードセルの 3 次元近傍セルを収集し、 $|E_i| > 2\sigma_i$ を満たす場合、そのセルの近傍も収集。
3. 条件を満たすセルがなくなるまでこの過程を繰り返す。
4. 最終的に、エネルギーに関係なく全ての近傍セルをクラスタに追加。

初期クラスタ形成後、局所的な信号の最大値に基づきクラスタを分割するアルゴリズムが実行され

る。これにより、各クラスタは電磁またはハドロン起源として分類され、適切な較正が施される。較正されたクラスタは、tc_lcw アルゴリズムによる \vec{E}_T^{miss} 計算や後続のアルゴリズムの入力として使用される。

Trigger based on jets (mht)

多くの物理的に興味深いイベントでは、ハドロンジェットが可視運動量の主要な成分となる。ジェットは高精度な較正が可能であり、パイルアップの影響が補正されるため、 \vec{E}_T^{miss} 計算において信頼性の高い基礎として使用される。

mht アルゴリズムでは、較正前の運動量が 7 GeV を超える全てのジェットの横運動量ベクトル和の負値として \vec{E}_T^{miss} を計算する。HLT では、FastJet ツールキットを使用した $\Delta R = 0.4$ の anti- k_t アルゴリズムによって、較正済みトポジカルクラスタからジェットを再構成する。

ジェット較正では、まずジェット面積に基づくパイルアップ抑制法でパイルアップの寄与を除去し、その後、シミュレーションに基づく較正を適用する。さらに、光子、電子、ハドロン崩壊 τ レプトンによるエネルギー堆積もジェット再構成に含まれる。

Trigger implementing local pile-up suppression (pufit)

pufit アルゴリズムは、 \vec{E}_T^{miss} に寄与する高 E_T カロリメータ信号からパイルアップ効果を補正する手法である。トポジカルクラスタを η - ϕ 平面の $R = 0.4$ 相当のパッチに結合し、低 E_T 信号から得られるパイルアップ推定値を用いて補正を行う。

このアルゴリズムは、低 E_T の集まりがパイルアップの影響であり、高 E_T の集まりがハードスキャッター衝突に由来するという仮定に基づく。カロリメータ全体のエネルギー堆積とその空間的揺らぎに基づき、パイルアップエネルギー堆積からの横運動量成分 E_x および E_y の寄与をゼロに拘束するフィットを実行する。 \vec{E}_T^{miss} ベクトルは、高 E_T 堆積から推定されたパイルアップ寄与を差し引いて決定される。

pufit アルゴリズムは、各イベントのエネルギー堆積構造を活用するため、中央横エネルギー密度 $\langle\rho\rangle$ に基づく従来手法よりも優れた性能を示している。

3 飛跡の再構成と物理オブジェクトの定義

本セクションでは、ATLAS 検出器における物理オブジェクトの再構成および定義について解説する。まず、内部飛跡検出器で検出された荷電粒子の飛跡再構成について説明し、Track Parameters の定義と再構成アルゴリズム (Primary Tracking、Pixel Tracking、Large-radius Tracking) の概要を述べる。次に、カロリメータを用いたジェット、ミューオン、電子の再構成および選択基準、さらには消失横運動量 (E_T^{miss}) の定義について解説する。最後に、物理オブジェクト間の重複除去 (Overlap Removal) およびイベント品質基準 (Event Cleaning) について説明する。

3.1 飛跡

内部飛跡検出器は、荷電粒子が通過する際に記録されたヒット情報を基に、再構成アルゴリズムを用いて飛跡を形成する。飛跡の再構成により、荷電粒子の運動量および運動方向を高精度で測定することが可能である。これらの測定値は、粒子識別や物理解析において重要な役割を果たしている。

本解析では、飛跡に着目しており、以下では飛跡の定義および飛跡再構成の詳細について説明する。

3.1.1 Track Parameters の定義

再構成アルゴリズムによって再構成された飛跡は、検出器座標系に基づく 5 つの Global Track Parameters によって記述される。これらのパラメータは図 3.1 に示されており、以下のように定義される：

- d_0 : 衝突点からの最短距離を表すパラメータ。ビーム軸に垂直な平面における飛跡と原点との最短距離として定義される。
- z_0 : ビーム軸方向における飛跡の原点からの距離。 d_0 が定義される点での z 座標として与えられる。
- ϕ : 方位角。x-y 平面における飛跡の方向を表し、x 軸からの角度として定義される。
- θ : 極角。ビーム軸との角度を表し、z 軸からの角度として定義される。
- q/p : 荷電粒子の電荷を運動量で割った値。粒子の運動量の逆数に比例し、磁場中での軌道の曲率を決定する重要なパラメータ。

3.1.2 Primary Tracking

ATLAS における飛跡再構成は、荷電粒子が検出器内を通過する際に生成される信号から始まる。Pixel 検出器および SCT 検出器の隣接チャンネルから得られる信号はクラスターとして結合され、これらのクラスターは三次元の Space Point (SP) に変換される。

再構成プロセスは図 3.2 の通り「Inside-out」と「Outside-in」の 2 段階で行われる。最上位アルゴリズムである SiTrackerSpacePointFinder を使い、PixelClusterization と SCT clusterization によるクラスター化処理を経て、飛跡再構成が実行される。この再構成プロセスにより、物理解析に使用可能な飛跡コレクションが生成される。

飛跡の確定には、陽子-陽子衝突の平均位置であるビームスポット位置が基準点として使用される。Inside-out および Outside-in の再構成流れから得られる飛跡が統合され、最終的な一次飛跡コレクションが形成される。上記のアルゴリズムによって構築された飛跡コレクションは InDetTrackParticles と呼ばれる。

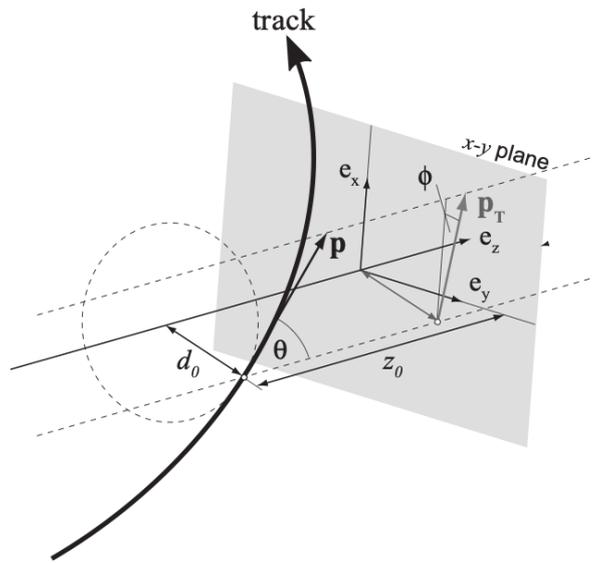


図 3.1: 飛跡を記述する 5つの Global Track Parameters

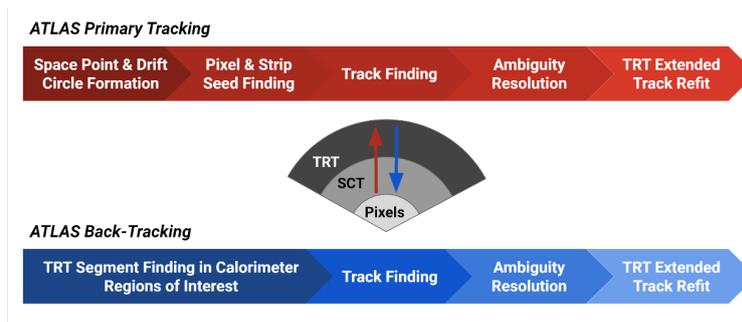


図 3.2: 再構成の流れ [18]

Inside-out

Inside-out アルゴリズムは、Pixel および SCT 検出器で検出された 3 つの Space Point (SP) から構成されるシードの探索から始まる。これらのシードは、異なる検出器層から取得された SP によって構成され、中間の SP によって特定される。さらに、シードの妥当性確認には 4 番目の SP との互換性を使用され、元のシードと新しいシードの曲率を比較することで検証される。検証されたシードは、 p_T およびインパクトパラメータの選択基準を満たす場合、飛跡候補リストに高優先度で追加される。

シードは、組み合わせカルマンフィルタを用いた飛跡候補の起点として使用される。このパターン認識ステップでは、ヒットの関連付けとトラックフィッティングが同時に行われる。飛跡候補は ambiguity-solving algorithm によって処理され、同一のヒットを使用する複数の飛跡候補間でのヒット割り当てが最終的に決定される。

高精度な Track Parameters を推定するため、global χ^2 法に基づく再フィッティングが実施される。このニュートン・ラプソン法に基づいた反復的アプローチは、検出器内の荷電粒子軌跡を最適にフィットすることを目的としている。さらに、TRT 検出器への飛跡拡張が試みられ、成功した場合は追加の測定値を利用して再フィッティングが実行される。

Outside-in

Outside-in アルゴリズムは、Inside-out 再構成で使用されなかった検出器ヒットを対象に実行される。最初に、 $E_T > 6 \text{ GeV}$ の電磁カロリメータ信号によって関心領域 (Region of Interest, ROI) が決定される。次に、ROI と空間的に互換性のある TRT ヒットセグメントを基に、2-SP の SCT トラックシードを探索する。このトラックシードは、Inside-out 再構成と同様の手法で内側に向かって拡張される。

専用の曖昧性解決ステップが実行され、TRT 拡張を含む再フィッティングによって Outside-in アルゴリズムが完了する。

3.1.3 Secondary Tracking

Primary Tracking では、Pixel 検出器および SCT 検出器のヒット数が合計 8 ヒット以上という厳格な要件が課される。この要件を満たすには、粒子がビーム軸から SCT に到達する必要がある。しかし、特定範囲内の寿命を持つスタウ粒子は数 mm から数 cm という極めて短い飛跡しか残さないため、この場合には Pixel 検出器のヒットのみを用いた再構成手法が必要となる。

この短い飛跡に特化した再構成手法は、標準的な飛跡再構成 (Primary Tracking) 後に実行される二次的な再構成プロセスとして開発された。このアルゴリズムは Primary Tracking を基にしているが、以下の点で異なる特徴を持つ:

- 標準飛跡に関連付けられていない未使用のヒットのみを利用する。
- シード探索には Pixel 検出器のヒットのみを使用する。

再構成プロセスでは、Pixel 検出器で検出された 3 つの Space Point (SP) を用いてシードを生成する。得られたシードは残りの Pixel 層および SCT 層に拡張され、最終的に飛跡として採用されるためには最低 4 ヒットが必要とされる。ただし、以下の制約が適用される:

- ヒット数の要件は緩和されているが、飛跡上の欠損ヒットや共有ヒットは許容されない。
- 再構成対象には $p_T > 5 \text{ GeV}$ および $|\eta| < 2.2$ の条件が課される。

再構築された飛跡は `InDetDisappearingTrackParticles` コンテナに保存され、解析に利用される。

3.1.4 Large-radius Tracking

Large-radius Tracking (LRT) は、Primary Tracking の後に実行され、既に一次飛跡に割り当てられていない検出器ヒットのみを使用する独立した飛跡再構成手法である。この手法は、Primary Tracking の Inside-out 手法と同じロジックを採用しているが、長寿命粒子 (Long-lived Particle, LLP) の特徴に最適化されている。

LRT 飛跡のシードは SCT の Space Point (SP) のみから構成される。各中間 SP あたり 1 つのシードに制限されており、これは LLP 崩壊から生成される飛跡が Pixel SP を持たない場合が多いことに対応した設計である。さらに、飛跡探索範囲を拡大するため、衝突パラメータ d_0 および z_0 の制限が大幅に緩和されている。一方で、生成される低運動量のパイオンを抑制するため、 p_T の下限値は 1 GeV に引き上げられている。

これらの最適化により、信号飛跡の再構成効率を維持しつつ、シードおよび飛跡探索段階での組み合わせの数を削減し、処理時間の大幅な短縮を実現している。再構成された飛跡は `InDetLargeD0TrackParticle` コンテナに保存され、物理解析に使用される。

表 3.1: Primary (Inside-out)、Pixel と LRT の間で異なる主要な選択基準

Selection criteria	Primary (inside-out)	Pixel	LRT
max. $ d_0 $ [mm]	5	5	300
max. $ z_0 $ [mm]	200	200	500
min. p_T [GeV]	0.5	5.0	1
max. $ \eta $	2.7	2.2	3.0
road width [mm]	12	12	5
max. silicon holes	2	2	1
max. double holes	1	1	0
max. holes gap	2	2	1
max. seeds per middle Pixel SP	1	1	–
max. seeds per middle SCT SP	5	–	1
min. silicon hits	8	4	8
min. unshared silicon hits	6	4	6
seeding	Pixels and SCT	Pixels only	SCT only
Common selection criteria			
max. track χ^2/n_{DoF}		9	
keep all confirmed seeds		true	

3.1.5 Truth-matching

モンテカルロシミュレーションで生成された粒子記録と再構成された飛跡を対応付けるために、Truth-matching が適用される。

Truth Match Probabilities

Truth Match Probabilities 手法では、 R_{match} という基準を用いて、シミュレーションで生成された粒子 (TruthParticles コンテナに保存) と再構成飛跡を対応付ける。 R_{match} は以下の式で定義される：

$$R_{\text{match}} = \frac{10 \times N_{\text{common}}^{\text{Pixel}} + 5 \times N_{\text{common}}^{\text{SCT}} + N_{\text{common}}^{\text{TRT}}}{10 \times N_{\text{reco}}^{\text{Pixel}} + 5 \times N_{\text{reco}}^{\text{SCT}} + N_{\text{reco}}^{\text{TRT}}} \quad (3.1)$$

ここで $N_{\text{reco}}^{\text{Pixel/SCT/TRT}}$ は再構成飛跡に属するヒット数、 $N_{\text{common}}^{\text{Pixel/SCT/TRT}}$ は TruthParticles コンテナの粒子飛跡と再構成飛跡の両方に共通するヒット数と定義する。

異なる検出器には、それぞれ異なる重みが適用されている。これは、各検出器のヒット数や測定分解能が異なるためであり、Truth-matching が特定の検出器に偏らないようにするためである。

R_{match} の値が高い再構成飛跡は真の粒子とよく一致しているとみなされ、物理解析に使用される。一方、 R_{match} が低い飛跡はフェイク飛跡と呼ばれ、複数の粒子からの誤ったヒットの組み合わせによって構成されている。以降の解析では、 $R_{\text{match}} > 0.75$ を満たさない飛跡はフェイク飛跡として分類される。

Delta R

もう一つの Truth-matching 手法として、再構成飛跡と生成粒子の間の角度差を用いる ΔR 法がある。 ΔR は、擬ラピディティ η と方位角 ϕ の差を用いて以下の式で定義される：

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.2)$$

この手法では、 ΔR が特定の閾値以下の場合、再構成飛跡は生成粒子と一致しているとみなされる。

ΔR 法の主な特徴は計算が単純であり、特に高運動量粒子に対して高い効果を発揮する点である。一方、低運動量粒子や検出器内で大きく曲がる粒子の場合、 ΔR は Truth Match Probabilities 法に比べて精度が低下することがある。このため、異なる運動量範囲や粒子の特性に応じて、適切な Truth-matching 手法を選択することが重要である。

本解析では、 $\Delta R < 0.1$ を基準として飛跡を分類する。この閾値を満たさない再構成飛跡はフェイク飛跡とみなされ、以降の解析から除外される。

3.1.6 飛跡再構成のまとめ

ATLAS における飛跡再構成は、異なる特徴を持つ粒子や物理事象に対応するため、3つの相補的な手法が採用されている。それぞれの手法は以下の特徴を持つ：

- **Primary Tracking:** 検出器全体を活用し、高精度な飛跡再構成を行う基本的な手法。
- **Secondary Tracking:** 消失飛跡を捕捉するために Pixel 検出器のみを用いる補完的手法。
- **Large-radius Tracking:** 大きなインパクトパラメータを持つ飛跡を再構成するために SCT シードを使用する補完的手法。

これらの手法は、使用するヒット情報の範囲と要求される飛跡特性において明確な違いを持つ。Primary Tracking は最も厳格な基準（8 ヒット以上）を課し、全体的な飛跡再構成に重点を置いている。一方、Pixel Tracking は 4 ヒット以上という緩和された基準で短い飛跡に対応し、LRT は SCT シードを用いることで、Primary Tracking では検出が困難な大きなインパクトパラメータを持つ飛跡を再構成する。

また、Pixel Tracking と LRT は互いに独立して実行されるが、どちらも Primary Tracking で使用されなかったヒットを利用する。再構成された飛跡は、それぞれ専用のコンテナに格納され、後続の物理解析に用いられる。表 3.1 は、3つの飛跡再構成手法の主要な選択基準の違いをまとめている。

3.2 ジェット

ミューオンやニュートリノ以外の標準模型粒子がカロリメータに入射すると、電磁シャワーまたはハドロンシャワーが発生し、結果としてジェットが形成される。ジェットの再構成には、 $\Delta R = 0.4$ の anti- k_t algorithm[19] を使用し、トポロジカルクラスター [20] を入力として利用している。再構成されたジェットの横運動量は、シミュレーションに基づくジェットエネルギースケール (JES) 較正と、13 TeV データを用いた in-situ 補正によって補正される [21]。

本解析において使用されるジェットの選択基準は、運動量条件として $p_T > 20$ GeV、および位置条件として $|\eta| < 2.8$ を満たすことである。再構成には Particle Flow (PFlow) 手法を採用しており、これは現在推奨される最新の手法である。さらに、パイルアップジェットを除去するため、 $p_T < 60$ GeV のジェットには、JVT (Jet Vertex Tagger) の FixedEffPt ワークポイントを適用している。

ジェットのエネルギー分解能の不確かさを評価する際には、FullJER を使用しており、設定は `rel22/Summer2023_PreRec/R4_CategoryReduction_FullJER.config` に従っている。

3.3 ミューオン

ミューオン候補の選別には 2 つのアルゴリズムが用いられる:

- ミューオン検出器で再構成された飛跡と内部飛跡検出器の飛跡を組み合わせるアルゴリズム
- ミューオン検出器の情報のみを使用して再構成するアルゴリズム

本解析では、これらの両方の情報を組み合わせた「Combined Muon」を使用している。

ベースラインミューオンの選択には、Medium 品質基準に基づき、運動量条件として $p_T > 10 \text{ GeV}$ 、かつ位置条件として $|\eta| < 2.7$ が適用される。さらに、衝突点からの距離については $|z_0| < 0.5 \text{ mm}$ という制約が課される。シグナルミューオンの選択では、追加で飛跡パラメータに対して $|d_0/\sigma(d_0)| < 3.0$ の条件を加える。バックグラウンドを抑制するためには、PflowLoose_VarRad 孤立性基準が採用されており、この基準は高 p_T 領域でも適用される。

最後に、宇宙由来のミューオンを除去するため、 $|z_0| < 1.0 \text{ mm}$ および $|d_0| < 0.2 \text{ mm}$ の追加基準が適用される。

3.4 電子

電子の再構成は、内部飛跡検出器の飛跡情報と電磁カロリメータのエネルギークラスター情報の両方に基づいて行われる。電子候補の選択は、ベースライン電子とシグナル電子の 2 段階の基準によって行う。

ベースライン電子の選択基準は、運動学的条件として $p_T > 10 \text{ GeV}$ および $|\eta| < 2.47$ を満たすことに加え、LooseAndBLayerLLH[22] 識別基準と $|z_0| < 0.5 \text{ mm}$ の条件が課される。一方、シグナル電子の選択では、同じ運動学的条件の下で TightLLH 識別基準を適用し、さらに $|d_0/\sigma(d_0)| < 5.0$ の追加条件を満たす必要がある。加えて、ジェットなどのバックグラウンドを抑制するため、Tight_VarRad 孤立性基準が適用される。

3.5 消失横運動量

消失横運動量は、以下の式に基づいて計算される:

$$\vec{p}_T^{\text{miss}} = - \sum \vec{p}_T^{\text{jet}} - \sum \vec{p}_T^{\text{electron}} - \sum \vec{p}_T^{\text{muon}} - \sum \vec{p}_T^{\text{soft-track}} \quad (3.3)$$

ここで、

- $\sum \vec{p}_T^{\text{jet}}$ は選択されたジェットの横運動量のベクトル和
- $\sum \vec{p}_T^{\text{electron}}$ は選択された電子の横運動量のベクトル和
- $\sum \vec{p}_T^{\text{muon}}$ は選択されたミューオンの横運動量のベクトル和
- $\sum \vec{p}_T^{\text{soft-track}}$ はこれらの対象に関連付けられていないソフトトラックの横運動量のベクトル和

を表している。消失横運動量 E_T^{miss} は、計算された \vec{p}_T^{miss} の大きさとして定義される。

3.6 Overlap Removal

再構成された各物理オブジェクトに対し、検出器情報の重複使用を防ぐための選別を実施する。これは、オブジェクト間で検出器信号の共有が確認された場合に、再構成精度がより優れたオブジェクトを優先的に採用し、他方を除外する過程を指す。この手順を「Overlap Removal」と呼ぶ。本研究では、以下の順序で Overlap Removal を行う。

1. 電子とミュオンが飛跡を共有する場合、電子を削除する。ただし、ミュオンが Calo-tagged Muon である場合はミュオンを削除する。
2. 電子とジェットが $\Delta R < 0.2$ の場合、ジェットを削除する。
3. 電子とジェットが $\Delta R < 0.4$ の場合、電子を削除する。
4. ミュオンとジェットが $\Delta R < 0.2$ で、かつジェットを構成する横運動量が $p_T > 500 \text{ MeV}$ の飛跡が 3 本未満の場合、ジェットを削除する。
5. ミュオンとジェットが $\Delta R < 0.4$ の場合、ミュオンを削除する。

3.7 Event Cleaning

検出器の稼働状況により、収集されたデータが常に基準値以上の品質を持つとは限らない。そのため、検出器の調子が悪い時に収集されたデータは、物理解析の前に排除する必要がある。本解析では MC サンプルのみを使用するが、標準プロセスの一環としてデータへの Event Cleaning を実施する。

Good Run List

ATLAS 実験におけるデータセットは Run と呼ばれ、基本的なデータ品質検証を通過したデータセットは、物理解析に利用可能な「Good Run List (GRL)」にまとめられる。特に、本解析のように内部飛跡を重視する場合、通常の GRL に加えて、SCT 欠陥を排除した特別な GRL を使用して欠損データを排除する必要がある。

Detector-error veto

検出器制御システムに障害が発生した際に収集されたデータを排除するためのプロセスである。具体的な状況は以下の通り：

- LAr ノイズバーストやデータ破損
- Tile 検出器の破損イベント
- SCT における単一イベント障害 (Single Event Upsets) の復旧処理に影響を受けたイベント
- TTC 再起動後に不完全となったイベント

Bad-jet cleaning

LooseBad 基準を満たすジェットが 1 つも存在しない場合、そのイベントは排除される。さらに、Non-collision バックグラウンドを抑制するため、横運動量が最も高いジェットが TightBad 基準を満たさない場合、または $|\eta| > 2.4$ の場合、そのイベントも排除される。

Bad-muon-event veto

再構成されたミュオンの運動量誤差が大きい場合、 E_T^{miss} にも大きな影響を及ぼす。Overlap Removal を実施する前に、運動量フィットの結果が不良 ($\sigma(q/p)/|q/p| > 0.4$) なミュオンが存在する場合、そのイベントを排除する。

Bad-muon E_T^{miss} cleaning

上記の不良ミュオンイベントを排除した後も、ミュオンの再構成誤差に起因する E_T^{miss} が影響を受けたイベントをさらに排除する。具体的には、以下の基準を満たすイベントを排除する：

$$\frac{E_T^{\text{miss, muon}}}{E_T^{\text{miss}}} \cos \left\{ \phi \left(E_T^{\text{miss, muon}} \right) - \phi \left(E_T^{\text{miss}} \right) \right\} > 0.5 \quad (3.4)$$

ここで、 $E_T^{\text{miss, muon}}$ は E_T^{miss} におけるミュオン項 ($-\sum \vec{p}_T^{\text{muon}}$) を表す。

4 長寿命のタウ粒子超対称パートナーの発見可能性

このセクションでは、長寿命のタウ粒子の超対称パートナー（スタウ）の発見可能性について議論する。まず、重心系エネルギー 13.6 TeV における信号事象 $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{G}$ のモンテカルロシミュレーションデータ生成について説明する。次に、背景事象の構成と特徴を述べる。その後、トリガー選択および Kinematic/Track セレクションを適用した結果を示し、スタウの発見可能性を評価する。最後に、フェイク飛跡の抑制を目的とした新しい手法として、Track 間の最近接距離（DCA）の導入とその効果について議論する。

4.1 本研究で使用したデータサンプル

図 4.1 に示した信号事象のサンプルは、モンテカルロシミュレーションによって作成された。MC サンプルの作成手順は、以下のステップに分けられる。

- **Event Generation:** 行列要素計算およびハドロン化計算は、信号事象などの物理過程を生成するための重要なステップである。これらの計算によって、検出器に到達可能な「安定した」粒子のリストが生成される。このプロセスは理論予測に基づき、特定の実験装置に依存しない一般的な事象生成過程である。計算にはさまざまな手法があり、これらは Generator と呼ばれるソフトウェアによって実行される。本研究で使用したサンプルは、MadGraph5_aMC@NLO v3.3.1[23] で生成され、A14 parameter set (tune)[24] と NNPDF2.3lo parton distribution function (PDF) set[25] を用いて設定されている。さらに、これらの結果を Pythia 8.308[26] を用いてハドロン化計算を実行した。
- **Detector Simulation:** 検出器シミュレーションでは、粒子が検出器内の物質や磁場と相互作用し、新たな粒子を生成または崩壊する際の「安定した」粒子の軌跡を追跡する。このプロセスは計算コストが高いが、最終的に ATLAS 検出器におけるエネルギー損失のリストが得られる。本研究で使用するサンプルは、Geant4[27] を用いてスタウの伝播と崩壊をシミュレートした。
- **Pile-Up:** 物理解析で注目する信号事象に加え、追加的な衝突が発生し、これを pile-up と呼ぶ。本研究で使用する MC サンプルでは、pile-up の影響を考慮するため、minimum bias 事象 PG_single_nu_Pt50 を信号事象に 25 ns のバンチ間隔で重ね合わせた。この重ね合わせ処理は、Run3 の実験条件を反映する MC23a campaign の一部として生成されている。pile-up 事象の重ね合わせは、ATLAS 標準のデジタイゼーション処理の一環として実装され、検出器レベルでの応答をより正確に再現することが可能となる。

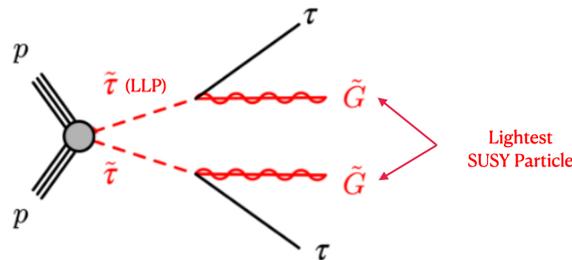


図 4.1: スタウの崩壊ダイアグラム

本研究では、スタウの質量が 100 GeV から 800 GeV までの 8 つの Mass Point について、各点 10,000 イベント、合計 80,000 イベントのシミュレーションサンプルを生成した。グラビティーノの質量は 10^{-7} GeV とした。初期状態放射 (ISR) を考慮するため、スレプトン対生成に最大 2 つのパートンを含むプロセスまで生成している。スタウの寿命を 1 ns に設定され、生成したイベントに対して Run3 で使用される再構成アルゴリズムで飛跡の再構成を行った。なお、各質量点での散乱断面積には、先行研究 [6] で計算された aNNLO+NNLL の値を使用した。

表 4.1: 異なる質量点における $pp \rightarrow \tilde{\tau}_1^- \tilde{\tau}_1^+$ に対して aNNLO+NNLL 散乱断面積

$m_{\tilde{\tau}}$ [GeV]	σ [fb]
100.0	407.100
200.0	33.655
300.0	6.968
400.0	2.086
500.0	0.763
600.0	0.317
700.0	0.144
800.0	0.069

4.2 背景事象の構成

内部飛跡検出器のみを使用する解析において、発生する背景事象は 2 つのタイプに分けられる。一つ目は、実際に存在する標準模型粒子が検出器に残したヒットを再構成した飛跡である。これらの飛跡の中には、粒子が検出器を通過する際に制動放射や物質との散乱によりエネルギーを失い、その結果として Pixel Track のみが再構成される事象が含まれる。このタイプに属する典型的な背景として、図 4.2 に示すハドロン、電子、ミューオンが挙げられる。カロリメータやミューオンスペクトルの情報を用いることで、これらの背景を排除することができる。二つ目は、検出器のエラーによって実在しない粒子が誤って記録されたり、実在する異なる粒子由来のヒットが誤って組み合わせられたフェイク飛跡である。これらの飛跡は、他の検出器の情報と照合して排除することができないため、内部飛跡検出器のみを使用する解析において支配的な背景事象となる。検出器のエラーによる誤ヒットは一般的に特徴的なパターンを示すため、飛跡の品質パラメータを用いることで比較的容易に識別と除去することができる。例えば、飛跡のカイ二乗値やヒットの欠損数などの情報を用いることで、このような背景事象の大部分を排除できる。一方で、実在する粒子由来のヒットの誤った組み合わせは、実際の物理過程に基づくものではなく、その識別はより困難な課題となる。

4.2.1 フェイク飛跡

フェイク飛跡は実在するヒットの誤った組み合わせによるもので、Pile-Up と強い関連性を持っている。図 4.3 は、Run3 のアップグレード時に測定された相互作用数と再構成された飛跡の本数との関連性を示しており、相互作用数の増加に伴い、再構成された飛跡の数が非線形に増加することがわかる。これは、Pile-Up が増加するほど異なる事象由来のヒットが混在する確率が高まり、それらが誤って組み合わせることにより、フェイク飛跡の再構成が促進されることを示唆している。さらに、フェイク飛跡は検出器の状態に強く依存するため、モンテカルロシミュレーションで再現することは容易ではな

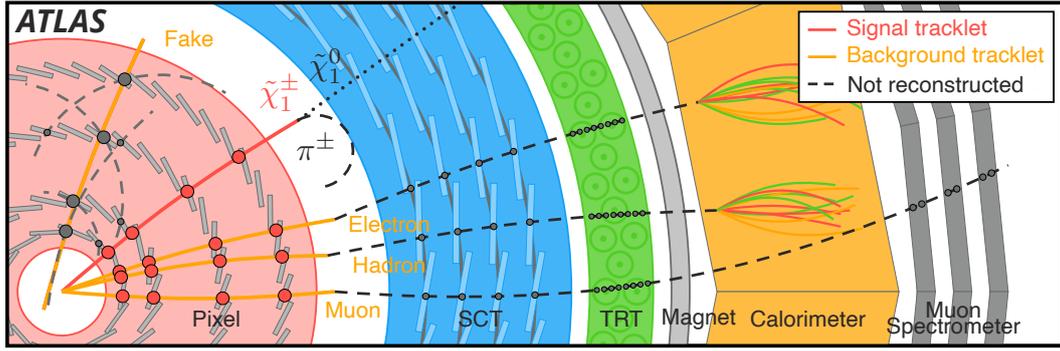


図 4.2: 背景事象の構成成分 [28]

い。このため、標準模型の MC サンプルを用いてフェイク背景を見積もることも難しくなる。図 4.4 に示されるフェイク背景の運動量分布からも、標準模型背景の MC サンプルでは実データの規格化を十分に再現できていないことがわかる。

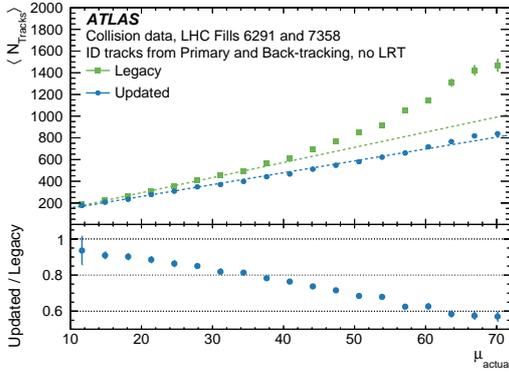


図 4.3: Pile-Up と再構成飛跡数の関係 [29]

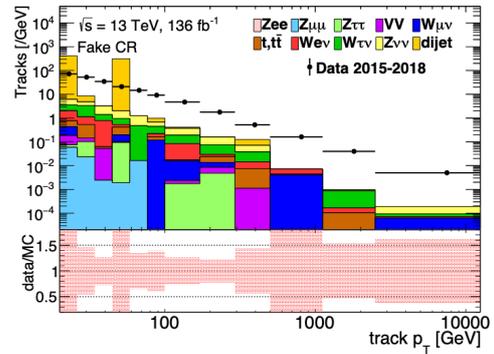


図 4.4: フェイク背景の運動量分布 [30]

現在、主流のフェイク飛跡を見極める方法はインパクトパラメータを基にした選別である [31]。標準模型由来の背景事象では、主要作用点 (IP) は検出器の原点近傍に存在するため、 $|d_0|$ が小さい一方、ヒット点のランダムな組み合わせにより再構成されたフェイク飛跡はこの限りではない。また、フェイク飛跡と関連性のある Pile-Up の作用点はビームライン方向に分布しているため、 $|z_0|$ が大きい飛跡はフェイクである可能性が高くなる。しかし、これらの領域選別だけではフェイク飛跡の同定を完全に保証することはできない。なぜなら、検出器との強い非弾性散乱により大きく方向を変える物理由来の背景事象も、同様の特徴を示す可能性があるためである。そのため、フェイク飛跡の純度については別の観点からの検証が必要となり、後述する。

4.3 イベントセレクション

4.3.1 トリガー

本研究で扱う物理過程である $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{G}$ を生成する信号は、終状態にグラビティーノ (\tilde{G}) を含むため、大きな消失横運動量 (E_T^{miss}) を伴うことが特徴である。グラビティーノは検出器と相互作用しないため、運動量保存則に基づき、横方向の運動量収支に不均衡が生じる。そのため、本解析では E_T^{miss} トリガーを主要なトリガーとして採用した。

E_T^{miss} トリガーの性能評価として、2024年に収集されたデータを用いて効率測定を行った。特に、オフライン再構成された E_T^{miss} が 200 GeV 以上の領域では効率が約 100% に達しており、信号事象の取りこぼしが最小限に抑えられていることが図 4.5 に示されている。本解析で対象とする信号領域は高い E_T^{miss} を特徴とするため、この優れたトリガー効率は信号事象の高効率な収集を可能にし、解析の感度向上に大きく貢献する。

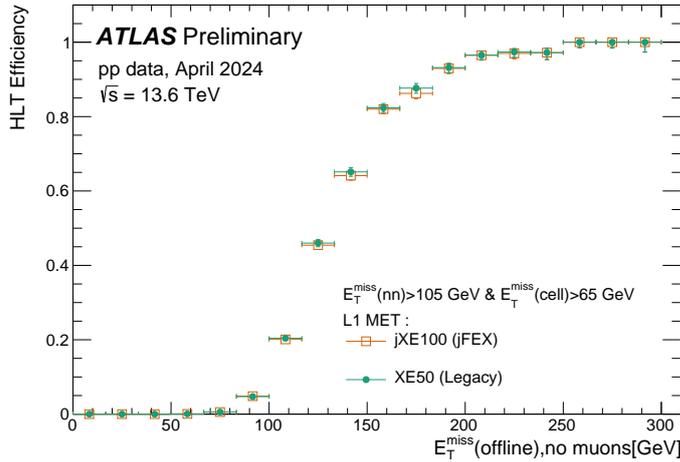


図 4.5: 2024 年データにおける E_T^{miss} トリガー効率の評価 [32]

4.3.2 Kinematic カット

本解析では、イベントに対して 3 つの Kinematic カットを適用している。まず、 E_T^{miss} トリガーを適用した後、追加で $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV の条件を満たすことを要求する。トリガー閾値付近では効率が急激に変化するため、トリガー閾値より十分に高い位置にオフラインカットを設定することで、トリガーの不確かさによる系統誤差を低減することができる。

次に、ジェットの横運動量 $p_T > 100$ GeV のカットを適用する。このカットは、QCD マルチジェットイベントにおいて一般的に見られる低 p_T ジェットを効果的に除去できる。高 p_T ジェットは、探索している信号事象に特徴的な初期状態放射 (ISR) から生成される可能性が高い。

最後に、ジェットと E_T^{miss} の方位角差 $\Delta\phi^{\text{jet}-E_T^{\text{miss}}}$ に対して閾値を設定する。QCD イベントでは、 E_T^{miss} はジェットのエネルギー測定の不確かさや半レプトン崩壊に起因することが多く、その方向はジェットの方向と平行または反平行になる傾向がある。そのため、 $\Delta\phi^{\text{jet}-E_T^{\text{miss}}}$ に下限値を設けることで、QCD 背景事象を効果的に抑制することができる。

4.3.3 Track セレクション

Pixel Track と類似した背景トラックには、電子が残した飛跡、ハドロンが残した飛跡、ミューオンが残した飛跡、フェイク飛跡の 4 種類がある。そのため、Kinematic カットを通過したイベントに属するトラックに対して、背景事象を除去するためにいくつかのセレクションが設けられている。

フェイク飛跡は他の検出器の情報と照合しながら排除することができないため、トラック自体の性質から排除するしかない。一般的に、フェイク飛跡は悪い再構成質量と大きなインパクトパラメータを持つため、ここで $|d_0/\text{significance}| < 1.5$ 、 $|z_0 \sin\theta| < 0.5$ 、そして χ^2 -probability が 0.1 以上であることを要求する。さらに、検出器レベルで欠損を持つヒットを使って再構成された飛跡も、この段階で排除

される。

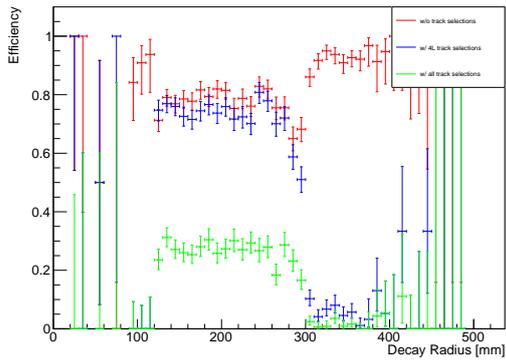
それ以外の標準模型由来の背景は、各検出器からの情報を用いて効率的に除去することができる。まず、飛跡の孤立性を要求する。これは、飛跡の周囲 $\Delta R < 0.4$ の円錐内に存在する $p_T > 1 \text{ GeV}$ の標準飛跡の p_T スカラー和 p_T^{cone40} を用い、 $p_T^{\text{cone40}}/p_T < 0.04$ を要求する。さらに、カロリメータでの孤立性として $E_T^{\text{topoclus20}} < 5.0 \text{ GeV}$ を要求する。 $E_T^{\text{topoclus20}}$ は、飛跡を中心とした円錐 ($\Delta R < 0.2$) 内にある全トポロジカルクラスターのエネルギーの合計として定義される変数である。信号事象では飛跡は孤立しているため、 $E_T^{\text{topoclus20}}$ は小さい値を示す。一方、ジェットや他の粒子が近傍に存在する背景事象では、より大きな値となる。 $E_T^{\text{topoclus20}} < 5.0 \text{ GeV}$ の要求により、背景事象を削減することができる。また、信号候補となる Pixel track は、事象内の孤立した飛跡の中で最も運動量の高いものでなければならない。

最後に、信号候補の飛跡と他の物理対象物との重なり除去を適用する。具体的には、 $p_T > 50 \text{ GeV}$ のジェット、および $p_T > 10 \text{ GeV}$ の電子、ミュオン、ミュオン検出器飛跡と η - ϕ 空間で 0.4 以上離れていることを要求する。これらの選別により、標準模型粒子由来の背景事象を効果的に抑制することが可能となる。

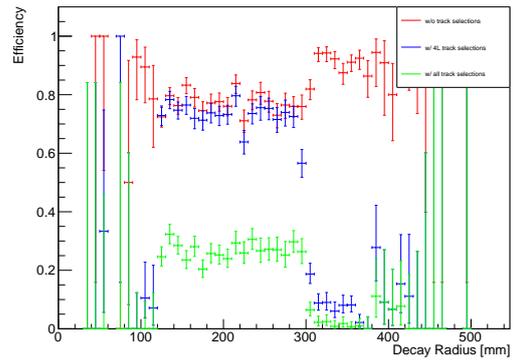
4.3.4 Kinematic カットと Track セレクションの適用

本研究では、イベントとトラック両方にセレクションを適用している。図 4.6 は、スタウに対する飛跡再構成効率を 500 GeV から 800 GeV まで示している。再構成された飛跡は、TruthParticles コンテナに保存される粒子の飛跡と照合し、 $\Delta R < 0.1$ の基準でマッチングを行った。統計量を増やすため、効率にほとんど影響を与えない Kinematic カットは適用していない。飛跡選別を適用しない場合の全体効率は約 82% であり、4 層選別を適用すると 78% に、全ての飛跡選別を適用すると約 30% まで低下する。

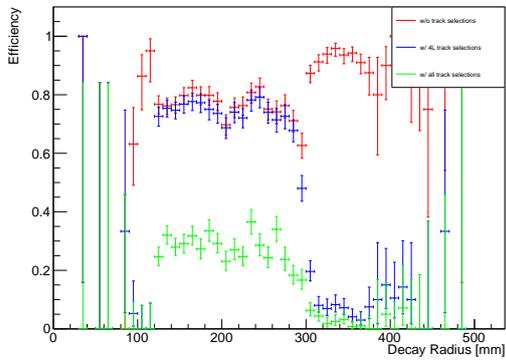
スタウに対するセレクションフローを表 4.2 で示している。Track セレクション最後にある $p_t > 60 \text{ GeV}$ は、先行研究 [28] で見積もりを行った high- E_T^{miss} signal region と比べる為に設けた条件である。



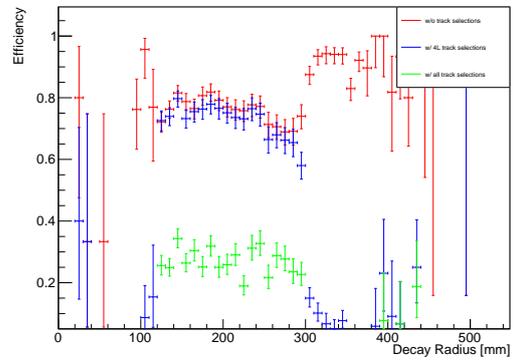
(a) $m_{\tilde{\tau}} = 500 \text{ GeV}$



(b) $m_{\tilde{\tau}} = 600 \text{ GeV}$



(c) $m_{\tilde{\tau}} = 700 \text{ GeV}$



(d) $m_{\tilde{\tau}} = 800 \text{ GeV}$

図 4.6: 異なる Track セレクションの効率分布

表 4.2: 規格化された信号サンプルに Kinematic カットと Track セレクションを適用した後の結果。表の上段は Event に対する選択であり、下段は Track に対する選択である。Track Passed Event Cut は Kinematic カットを通過された Event に属する Track の数を表す。

	Signal MC in 450fb ⁻¹															
$(m_{\tilde{\tau}}, \tau_{\tilde{\tau}})$	(100 GeV, 1 ns)		(200 GeV, 1 ns)		(300 GeV, 1 ns)		(400 GeV, 1 ns)		(500 GeV, 1 ns)		(600 GeV, 1 ns)		(700 GeV, 1 ns)		(800 GeV, 1 ns)	
Requirement	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]	Events	Eff. [%]
All events	183169.28	-	15128.77	-	3134.59	-	938.42	-	342.78	-	142.63	-	64.73	-	31.04	-
Event Cleaning	183169.28	1.00	15128.77	1.00	3134.59	1.00	938.42	1.00	342.78	1.00	142.63	1.00	64.73	1.00	31.04	1.00
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ trigger	31321.28	0.17	6703.19	0.44	1955.00	0.62	677.26	0.72	265.80	0.78	118.61	0.83	55.38	0.86	27.16	0.87
$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200$ GeV	5677.90	0.18	1783.81	0.27	716.21	0.37	333.84	0.49	152.71	0.57	77.30	0.65	38.64	0.70	20.18	0.74
1st jet $p_{\text{T}} > 100$ GeV	5535.14	0.97	1768.46	0.99	711.76	0.99	331.46	0.99	151.93	0.99	77.01	1.00	38.54	1.00	20.12	1.00
$\Delta\phi_{\text{min}}^{\text{jet-miss}} > 1.0$	4567.01	0.83	1402.85	0.79	565.76	0.79	265.23	0.80	121.88	0.80	61.76	0.80	30.78	0.80	16.12	0.80
Track Passed Event Cut	2248.85	-	832.47	-	322.50	-	162.66	-	78.04	-	38.46	-	19.78	-	10.21	-
pixel track	936.66	0.42	389.44	0.47	155.85	0.48	82.95	0.51	39.04	0.50	20.28	0.53	10.43	0.53	5.22	0.51
No Pixel Ganged Flagged Fake Hits	913.63	0.98	371.42	0.95	149.96	0.96	79.18	0.95	37.58	0.96	19.47	0.96	10.05	0.96	5.01	0.96
No Pixel Spoilt Hits	807.44	0.88	335.93	0.90	142.35	0.95	72.95	0.92	34.55	0.92	18.17	0.93	9.39	0.93	4.69	0.94
No Pixel Outliers	807.44	1.00	335.93	1.00	142.35	1.00	72.95	1.00	34.55	1.00	18.17	1.00	9.39	1.00	4.69	1.00
$ d_0\text{significance} < 1.5$	712.97	0.88	295.31	0.88	129.41	0.91	67.43	0.92	31.38	0.91	16.20	0.89	8.53	0.91	4.31	0.92
$ z_0 \sin \theta < 0.5$ mm	621.04	0.87	238.30	0.81	88.42	0.68	47.80	0.71	21.16	0.67	10.61	0.66	5.59	0.65	2.82	0.65
$p_{\text{T}}^{\text{cone40}}/p_{\text{T}} < 0.04$	621.04	1.00	238.30	1.00	88.42	1.00	47.80	1.00	21.16	1.00	10.61	1.00	5.59	1.00	2.82	1.00
Highest- p_{T} Track	601.35	0.97	223.16	0.94	85.04	0.96	43.72	0.91	19.61	0.93	9.86	0.93	5.22	0.93	2.61	0.92
$\Delta R(\text{jets}) > 0.4$	429.46	0.71	155.94	0.70	62.65	0.74	31.22	0.71	15.19	0.77	7.70	0.78	4.22	0.81	2.04	0.78
$\Delta R(\text{MStrack}) > 0.4$	429.46	1.00	155.94	1.00	62.65	1.00	31.22	1.00	15.19	1.00	7.70	1.00	4.22	1.00	2.04	1.00
Quality > 0.1	424.15	0.99	155.94	1.00	61.79	0.99	31.15	1.00	15.15	1.00	7.64	0.99	4.16	0.98	2.01	0.99
$0.1 < \eta < 1.9$	415.05	0.98	142.63	0.91	56.31	0.91	29.32	0.94	14.15	0.93	7.25	0.95	3.92	0.94	1.87	0.93
$E_{\text{T}}^{\text{topoclus20}} < 5.0$ GeV	389.22	0.94	141.26	0.99	55.32	0.98	29.09	0.99	13.86	0.98	7.12	0.98	3.88	0.99	1.85	0.99
$p_{\text{T}} > 60$ GeV	313.15	0.80	121.98	0.86	47.47	0.86	24.62	0.85	11.21	0.81	6.07	0.85	3.32	0.86	1.63	0.88

図 4.7 は、フェイク飛跡を排除するための 4 層 Pixel Track セレクションに対する Fake-percentage 分布を示している。統計量を増やすため、全 Mass Point を統合した結果となっている。ここでの Fake-percentage は、全飛跡に対するフェイク飛跡の割合として定義される。

(a)、(b)、(c) はそれぞれ、再構成に使用されたヒットにおける Pixel Ganged Flagged Fake Hits、Pixel Spoilt Hits、Pixel Outliers の数に対する Fake Percentage 分布を示している。これらの欠損シグナルを除外するセレクションにより、Fake Percentage は 10% 以下に低減する。

(d) のインパクトパラメータ有意度 $|d_0/\text{significance}|$ と (e) の $|z_0 \sin \theta|$ の分布では、値の増加に伴い Fake Percentage が上昇する傾向が見られる。これは、再構成されたフェイク飛跡のインパクトパラメータが大きくなる特徴を反映している。

先行研究では、フェイク飛跡排除のため、表 4.2 に示す以下の 5 つの条件を順次適用した：

1. Pixel Ganged Flagged Fake ヒットを含まない飛跡
2. Pixel Spoilt ヒットを含まない飛跡
3. Pixel Outliers を含まない飛跡
4. $|d_0/\text{significance}| < 1.5$
5. $|z_0 \sin \theta| < 0.5 \text{ mm}$

以下、これらの選別条件を「従来の手法」と呼ぶ。

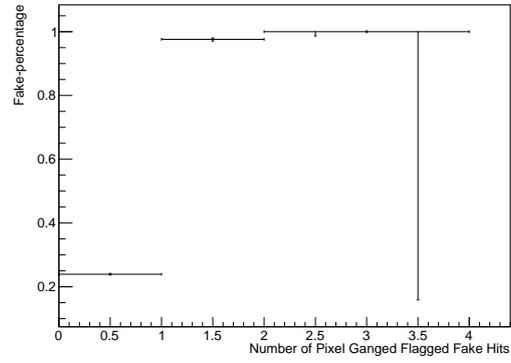
4.4 $\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{G}$ 事象でスタウの発見可能性

先行研究 [30] では、電弱ゲージボソンを介して生成される $\tilde{\chi}^\pm \tilde{\chi}^\mp$ 対または $\tilde{\chi}^\pm \tilde{\chi}^0$ 対の探索が行われた。この探索では、積分ルミノシティ 136 fb^{-1} のデータが使用された。探索の結果、背景より予想を大きく超える結果は観測されなかったものの、信号領域における背景事象の構成と背景数の見積もりが可能となった。

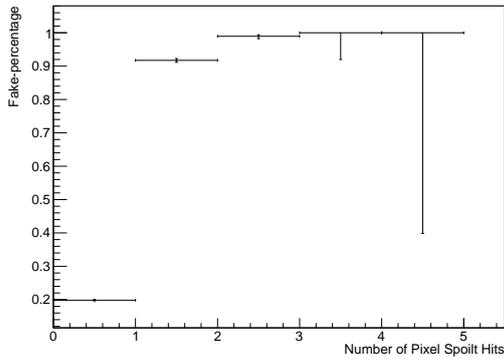
本研究では、先行研究における Validation Region での検証を経た後、high- E_T^{miss} Signal Region におけるピクセル飛跡の p_T スペクトルフィット結果を使用した。その結果は表 4.5 に示されている。また、本研究で使用する MC サンプルとの比較のため、先行研究の結果を積分ルミノシティ 450 fb^{-1} までスケールした結果も併せて示している。見積もりとして、このスケールは重心系エネルギー、パイルアップ及び制御領域の統計の違いなどを考慮していない。

表 4.3: high- E_T^{miss} Signal Region に対する見積結果。136 $^{-1}$ の結果は先行研究より引用されたもの、そして 450 $^{-1}$ の結果は先行研究に基づいてスケールしたものである。見積もりとして、このスケールは重心系エネルギー、パイルアップ及び制御領域の統計の違いなどを考慮していない。

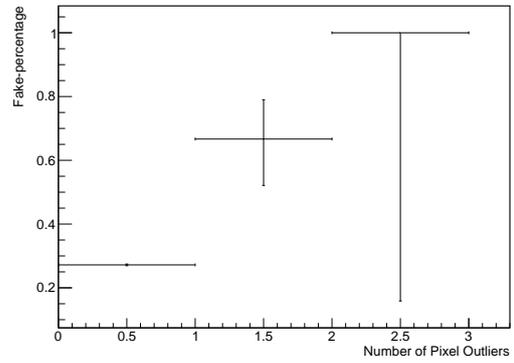
	high- E_T^{miss} Signal Region	
	136 fb^{-1}	450 fb^{-1}
Fake	2.6 ± 0.8	8.58 ± 2.64
Hadron	0.26 ± 0.13	0.86 ± 0.43
Electron	0.021 ± 0.023	0.07 ± 0.08
Muon	0.17 ± 0.06	0.56 ± 0.20
Total Expected	3.0 ± 0.7	9.9 ± 0.21
Observed	3	—



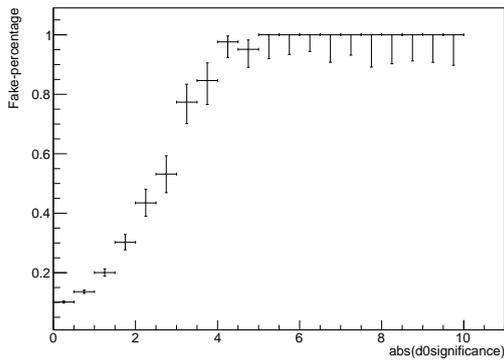
(a) Pixel Ganged Flagged Fake Hits



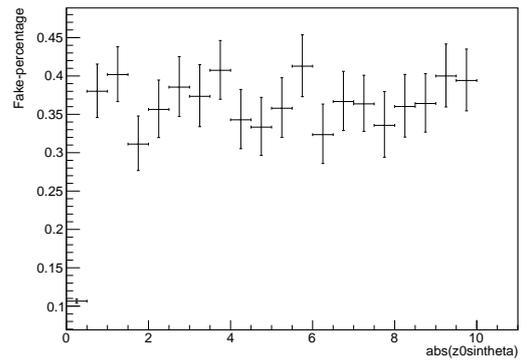
(b) Pixel Spoilt Hits



(c) Pixel Outliers



(d) $|d_0\text{significance}|$



(e) $|z_0 \sin \theta|$

図 4.7: 異なる Track セレクションに対する Fake-percentage 分布

発見が可能となるための統計量を検討するため、有意性の計算を以下の式で定義する：

$$Z_0 = \sqrt{2((s+b)\ln(1+s/b) - s)} \quad (4.1)$$

ただし、 s は信号事象の数、 b は背景事象の数である。さらに、背景事象の系統誤差を考慮に入れると、有意性の計算は以下の式で定義できる：

$$Z_A = \left[2 \left((s+b) \ln \left[\frac{(s+b)(b+\sigma_b^2)}{b^2 + (s+b)\sigma_b^2} \right] - \frac{b^2}{\sigma_b^2} \ln \left[1 + \frac{\sigma_b^2 s}{b(b+\sigma_b^2)} \right] \right) \right]^{1/2} \quad (4.2)$$

ここで、 σ_b は背景事象の系統誤差である。

背景事象における系統誤差は、電子およびミュオンバックグラウンドの規格化において転移因子 (Transfer Factors) の不確実性が支配的である。さらに、ハドロン、電子、ミュオンバックグラウンドの形状における不確実性は展開パラメータ (Smearing Parameters) の不確実性によって支配されている。今回、簡易な見積もりを行うため、不確実性はすべて系統誤差によって構成されると仮定し、背景事象の誤差を保守的な値として 23% に設定する。

表 4.4 は MC サンプルを使用して計算した異なる $m_{\tilde{\tau}}$ における有意性計算の結果である。解析の結果、 $m_{\tilde{\tau}} = 100$ GeV において最も高い有意性 ($Z_0 = 40.29$, $Z_A = 23.63$) が得られ、質量が大きくなるにつれて有意性が単調に減少することが分かった。特に $m_{\tilde{\tau}} = 400$ GeV 以上では、系統誤差を考慮した場合の有意性 Z_A が新粒子を発見する基準である、 5σ を下回りことが分かった。

これらの結果から、高質量領域での探索には更なる統計量の増加、または背景事象の低減が必要であることが明らかになった。

表 4.4: 異なる $m_{\tilde{\tau}}$ に対する有意性の計算結果

$m_{\tilde{\tau}}$ [GeV]	Signal tracks	Background tracks	σ_b (23% of b)	Z_0	Z_A
100	313.15			40.29	23.63
200	121.98			20.93	13.54
300	47.47			10.31	7.27
400	24.62			6.07	4.49
500	11.21	9.93	2.27	3.08	2.37
600	6.07			1.76	1.38
700	3.32			1.00	0.79
800	1.63			0.50	0.40

4.5 Track 間の最近接距離の導入

前文で述べたように、本解析における最大の課題はフェイク飛跡の識別にある。しかし、フェイク飛跡の識別にはインパクトパラメータのみでは不十分である。実データが示すように、Pile-Up の増加に伴い、フェイク飛跡の混入率は非線形に増加し、従来の選別手法では背景事象の抑制が十分に行えなくなっている。そこで本研究では、飛跡間の空間的な相関を利用した新たな識別手法として、Track 間の最近接距離 (Distance of Closest Approach, DCA) の導入を提案する。この手法は、実在する粒子の飛跡とランダムな組み合わせによるフェイク飛跡との幾何学的な特徴の違いに着目したものである。

4.5.1 Large Radius Track の導入

本研究で探索する $\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{G}$ 崩壊過程において、崩壊先であるタウ粒子は平均寿命約 2.9×10^{-13} 秒の短寿命を持ち、検出器内で即座に崩壊する。タウ粒子の主な崩壊モードは以下の二つである：

- レプトン崩壊： $\tau^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l \nu_\tau$ ($l = e, \mu$)
- ハドロン崩壊： $\tau^\pm \rightarrow \text{hadrons} + \nu_\tau$

特に、分岐比が約 65% を占めるハドロン崩壊モードでは、複数のハドロンが生成され、これらは検出器内で広がりを持った飛跡として観測される。このような特徴的な飛跡パターンを再構成するため、本研究では Large Radius Track (LRT) 再構成アルゴリズムを導入した。

LRT 再構成アルゴリズムは、通常の飛跡再構成で用いられる衝突点付近の領域制限を緩和し、検出器の広い領域でヒットを探索することで、二次崩壊点から生じる飛跡の再構成を可能にする。特に重要な点は、Pixel Track と LRT の空間的な相関関係である。タウ粒子の崩壊過程では、Pixel Track (親粒子の飛跡) の近傍に LRT (子粒子の飛跡) が存在することが物理的に要求される。

この空間的相関は、フェイク飛跡の識別において極めて有効である。なぜなら、ランダムなヒットの組み合わせによるフェイク飛跡は、物理的に関連する LRT との明確な空間的相関を持たないためである。したがって、Pixel Track の近傍に LRT が存在することを確認することで、その Pixel Track が実在の粒子に由来することを高い信頼性で保証することができる。この手法により、従来のインパクトパラメーターに基づく選別では困難であったフェイク飛跡の抑制が可能となる。

4.5.2 DCA の計算方法

粒子検出器内での荷電粒子の軌跡は、磁場の存在により螺旋状の形状を描く。この三次元空間における複雑な軌跡間の最短距離を正確に計算するため、本研究では精密な数値計算手法を採用した。以下では、その詳細な計算方法について説明する。

飛跡を表すパラメトリック方程式

ATLAS の内部飛跡検出器における座標系は、5 つの飛跡パラメータ ($d_0, z_0, \phi, \theta, q/p$) で飛跡を一意に記述する。これらのパラメータを用いて、飛跡上の任意の点の位置ベクトル $\vec{r}(\phi)$ は以下の式で表現できる：

$$\vec{r}(\phi) = \vec{r}_0 + R_t (\cos \phi - \cos \phi_0, \sin \phi - \sin \phi_0, -(\phi - \phi_0) \cot \theta) \quad (4.3)$$

ただし、 \vec{r}_0 は飛跡の初期位置で、以下の式で示される：

$$\vec{r}_0 = \begin{pmatrix} r_{x0} \\ r_{y0} \\ r_{z0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_x + d_0 \cos \phi_0 \\ v_y + d_0 \sin \phi_0 \\ v_z + z_0 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

式中の ϕ は、飛跡上の任意の点を指定するための媒介変数である。 ϕ_0 は飛跡が検出器原点に最も近づく点での方位角を表し、飛跡パラメータの一つとして定義される。この ϕ_0 を基準として、 ϕ を増加させることで、飛跡上の点は磁場による螺旋運動に沿って前進する。具体的には、 ϕ の変化に伴う点の移動は

- $x - y$ 平面では、 ϕ の増加に伴い曲率半径 R_t の円弧上を移動
- z 方向には、 ϕ の増加に比例して直線的に移動

のように解釈できる。これらの運動の組み合わせにより、 ϕ を単調に増加させることで、空間中で螺旋

状の軌跡を書きながら飛跡上の全ての点を連続的に表現することが可能となる。

R_t は曲率半径で、ソレノイド磁場 B 中での粒子の運動を特徴づける重要なパラメータである。厳密な解析は Bfield Map を使用して内部飛跡検出器の三次元座標を基に磁場を読み出し計算を行うが、本解析ではソレノイド磁場 $B = 2\text{T}$ を設定し、曲率半径を次の式で表す：

$$R_t = \frac{\sin \theta}{B \cdot (q/p)} \quad (4.5)$$

よって、二つの飛跡 a, b 間の距離は、それぞれの位置ベクトル $\vec{r}_a(\phi_a)$ と $\vec{r}_b(\phi_b)$ の距離として定義できる：

$$d^2(\phi_a, \phi_b) = (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2 \quad (4.6)$$

$$\Delta x = (a_{x0} + R_{ta}(\cos \phi_a - \cos \phi_{0a})) - (b_{x0} + R_{tb}(\cos \phi_b - \cos \phi_{0b})) \quad (4.7)$$

$$\Delta y = (a_{y0} + R_{ta}(\sin \phi_a - \sin \phi_{0a})) - (b_{y0} + R_{tb}(\sin \phi_b - \sin \phi_{0b})) \quad (4.8)$$

$$\Delta z = (a_{z0} - R_{ta}(\phi_a - \phi_{0a}) \cot \theta_a) - (b_{z0} - R_{tb}(\phi_b - \phi_{0b}) \cot \theta_b) \quad (4.9)$$

二変数ニュートン法

DCA を求めるためには、この距離関数の最小値を見つける必要がある。飛跡上の点を離散的に取り、全ての組み合わせを探索する方法も考えられるが、計算時間が膨大になる問題がある。一方、距離関数は連続的で微分可能であり、その勾配とヘッセ行列を解析的に計算できる。そのため、本研究では収束が速い二変数ニュートン法を採用した。

二変数ニュートン法では、現在の点における勾配とヘッセ行列を用いて、最小値の方向を決定し次の探索点を決定する。具体的には、点 (ϕ_a, ϕ_b) における更新量 $(\Delta\phi_a, \Delta\phi_b)$ は次式で与えられる：

$$\begin{pmatrix} \Delta\phi_a \\ \Delta\phi_b \end{pmatrix} = -H^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial d}{\partial \phi_a} \\ \frac{\partial d}{\partial \phi_b} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

さらに、ここでの H はヘッセ行列で、行列要素に置ける計算される偏導関数は次の式で与える：

$$H = \begin{pmatrix} \partial^2 d^2 / \partial \phi_a^2 & \partial^2 d^2 / \partial \phi_a \partial \phi_b \\ \partial^2 d^2 / \partial \phi_a \partial \phi_b & \partial^2 d^2 / \partial \phi_b^2 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial d^2}{\partial \phi_a} = \Delta x \frac{\partial \Delta x}{\partial \phi_a} + \Delta y \frac{\partial \Delta y}{\partial \phi_a} + \Delta z \frac{\partial \Delta z}{\partial \phi_a} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial^2 d^2}{\partial \phi_a^2} = \sum_{i=x,y,z} \left(\frac{\partial \Delta i}{\partial \phi_a} \right)^2 + \Delta i \frac{\partial^2 \Delta i}{\partial \phi_a^2} \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 d^2}{\partial \phi_a \partial \phi_b} = \sum_{i=x,y,z} \frac{\partial \Delta i}{\partial \phi_a} \frac{\partial \Delta i}{\partial \phi_b} \quad (4.14)$$

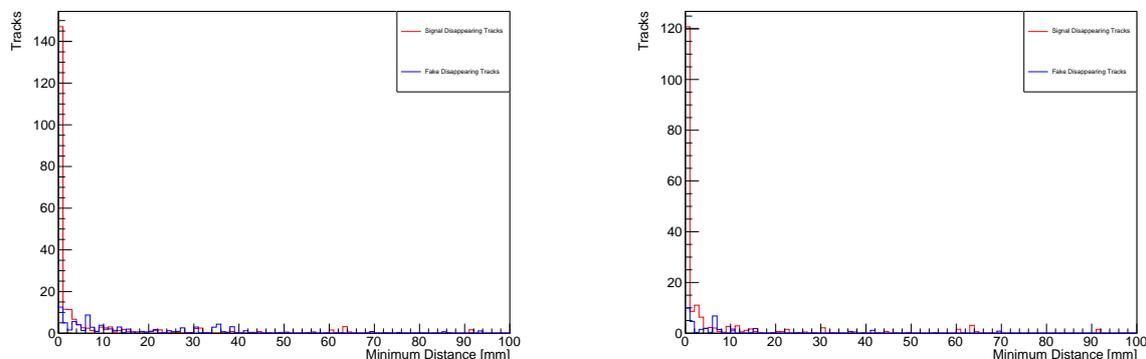
このニュートン法による計算は指定された精度に達するまで繰り返され、最小値の計算を続ける。計算が収束した場合、得られた ϕ_a, ϕ_b を用いて両飛跡上の最近接点の座標を計算し、その間のユークリッド距離を DCA として出力する。この手法により、複雑な三次元螺旋軌道間の最短距離を高精度かつ効率的に計算することが可能となった。

4.5.3 DCA セレクション

DCA を用いた二つの選別基準を導入し、フェイク飛跡の抑制を試みた。

一つ目は、Pixel Track と LRT 間の最近接距離に基づく選別である。各 Pixel Track に対して、同一イベント内の全 LRT との DCA を計算し、その最小値を選別に用いた。この手法により、LRT の誤再

構成による影響を最小限に抑えることができる。解析結果から、信号事象における Pixel Track と LRT の最近接距離は 10 mm 以下に集中する一方、フェイク事象では広い範囲に様に分布することが判明した。この特徴的な分布の違いを利用し、 $DCA < 10\text{ mm}$ という選別基準を設定した。

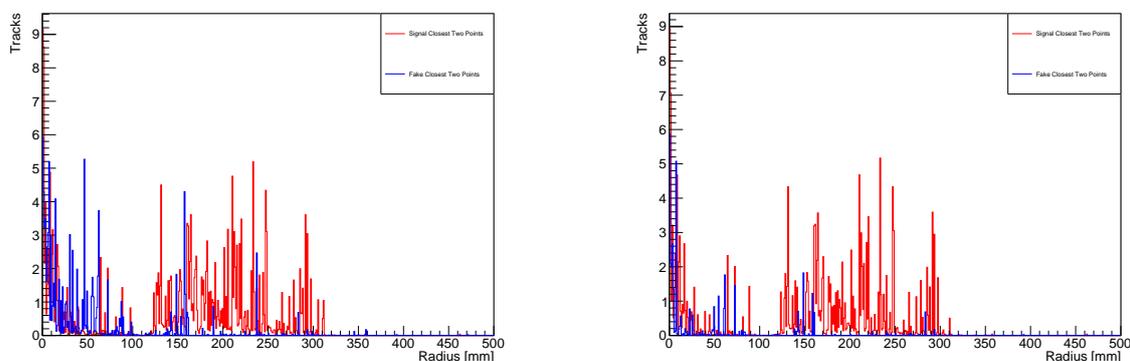


(a) 全 Pixel Track に対する DCA

(b) 従来の方法を適用した後の DCA

図 4.8: Pixel Track と LRT 間の最近接距離分布の比較

二つ目は、最近接点の位置情報を活用したものである。DCA 計算過程で得られる両飛跡上の最近接点のうち、消失飛跡が観測されるとき、Pixel Track 上の点に着目し、その検出器中心からの距離 (Radius) を算出した。 \tilde{r} の崩壊位置は Pixel 検出器と SCT 検出器の間 ($122.5\text{ mm} < \text{Radius} < 299\text{ mm}$) に存在すると予測される。この物理的制約を反映し、最近接点の Radius がこの範囲内に存在することを要求する選別基準を導入した。



(a) 全 Pixel Track に対する Radius 分布

(b) 従来の方法を適用した後の Radius 分布

図 4.9: Pixel Track 上にある DCA の Radius 分布の比較

これらの DCA に基づく二つの選別基準は、従来のインパクトパラメータのみを用いた手法では困難であったフェイク飛跡の効果的な抑制を可能にした。特に、両基準は物理過程の特徴を直接反映しており、信号事象の高い選別効率を維持しつつ、背景事象の大幅な削減が可能となると予想される。

なお、欠損シグナルやインパクトパラメータを用いた従来の選別手法と、DCA を用いた選別手法は互いに矛盾するものではなく、両者を組み合わせて使用することが可能である。そのため、以降では「Old Method Selections」を従来の選別手法と指し、そして「DCA Selections」を従来の選別手法を

適用した後に、その結果に対してさらに DCA 選別を追加適用したものを指すこととする。また、「All Selections」はその両方が順番通り同時に課せられた結果を指す。

4.5.4 DCA 選別で見積もる結果

新たに導入された 2 つの選別基準により、MC サンプルの各 Mass Point 毎、および統計量を増やすため全ての Mass Point を統合した信号効率と見積もりを行った。

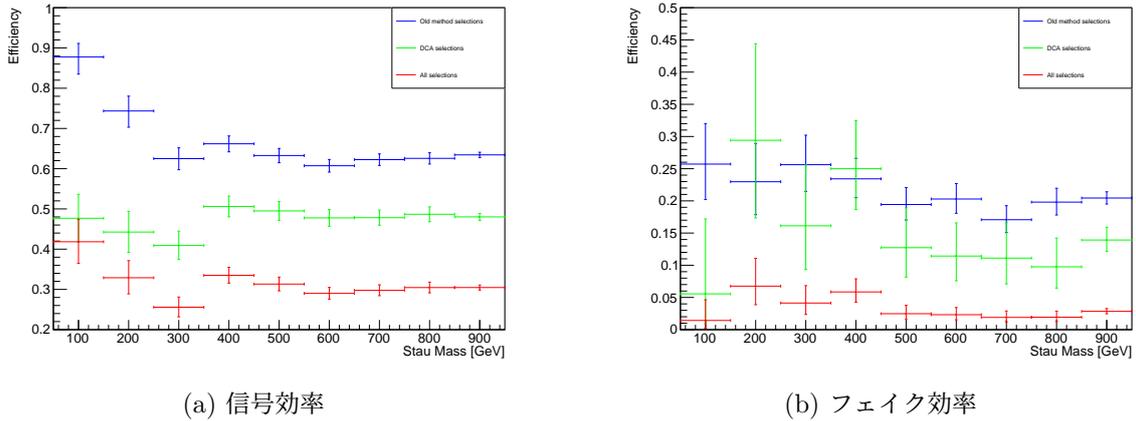


図 4.10: 従来の方法と新たに導入された方法を基にした選別の見積もり結果、そしてその両方を同時に適用する結果との比較を示している。900 GeV の効率は全ての Mass Point を統合した計算結果となる。「Old Method Selections」は従来の選別手法、「DCA Selections」を従来の選別手法を適用した後に DCA 選別を追加適用、そして「All Selections」はその両方が順番通り同時に課せられた結果を指す。

図 4.10 は、従来の方法と新たな DCA 情報に基づく選別を追加した結果、そしてその両方を同時に適用する結果との比較を示している。図 (a) は信号効率、図 (b) は Track 中のフェイク飛跡に対する選別効率（フェイク効率）を示している。両方の選別を同時に適用する時の信号効率は、質量 300 GeV 以下の低質量領域で 35-45%、高質量領域で約 30% を維持している。一方、フェイク効率は従来の 20-30% から、新手法により全質量領域で約 5% 未満まで低減された。

この改善を受けて、表 4.5 のフェイク背景数に DCA 選別の効果を反映し、有意性を再評価した。ここで使われたフェイク効率は、全ての Mass Point を統合したフェイク効率 $13.91^{+1.98}_{-1.78}\%$ とする。それ以外の背景事象については、見積もりを行っていないため、保守的な仮定として背景事象はこの選択で除去されないとした。

また、ハドロン、電子及びミューオンバックグラウンドはフェイクの選別条件を関連性が弱くなり、均一的に信号と同じ割合で減ることも仮定した。ここで使われた信号効率は、全 Mass Point を統合した信号効率 $48.01^{+0.85}_{-0.85}\%$ とする。

表 4.5: DCA 選別導入後、high- E_T^{miss} Signal Region が含まれる背景の変化

	high- E_T^{miss} Signal Region		
	136 fb $^{-1}$	450 fb $^{-1}$ (w/o DCA Selection)	450 fb $^{-1}$ (w/ DCA Selection)
Fake	2.6 \pm 0.8	8.58 \pm 2.64	1.19 \pm 0.36
Hadron	0.26 \pm 0.13	0.86 \pm 0.43	0.41 \pm 0.20
Electron	0.021 \pm 0.023	0.07 \pm 0.08	0.03 \pm 0.03
Muon	0.17 \pm 0.06	0.56 \pm 0.20	0.27 \pm 0.09
Total Expected	3.0 \pm 0.7	9.93 \pm 1.5	1.90 \pm 0.42
Observed	3	—	—

新たな DCA 情報に基づく選別により、フェイク背景を 90% 以上削減することに成功した一方で、表 4.6 の結果が示すように、信号事象の大幅な減少を招いた。特に、 $m_{\tilde{\tau}} = 100$ GeV の質量点においては十分な有意性 ($Z_0 = 31.52$, $Z_A = 24.34$) を保持しているものの、質量が大きくなるにつれて散乱断面積の低下と共に信号事象数が急激に減少する結果となった。この解析により、フェイク背景の大幅な削減に成功し、信号事象の選別効率は若干低下したものの、未探索領域に対する発見感度を維持することができた。特に高質量領域においては、表 4.4 の結果と比べると、わずかながらも感度の改善が見られた。

表 4.6: DCA 選別前後、異なる $m_{\tilde{\tau}}$ に対する有意性の計算結果比較

$m_{\tilde{\tau}}$ [GeV]	Signal tracks	Background tracks	σ_b (23% of b)	W/ DCA		W/O DCA	
				Z_0	Z_A	Z_0	Z_A
100	145.74	1.90	0.42	31.52	24.34	40.29	23.63
200	60.25			17.69	14.59	20.93	13.54
300	19.59			8.06	7.11	10.31	7.27
400	11.75			5.50	4.96	6.07	4.49
500	5.98			3.23	2.98	3.08	2.37
600	2.92			1.76	1.65	1.76	1.38
700	1.55			1.00	0.95	1.00	0.79
800	0.81			0.54	0.52	0.50	0.40

4.6 スタウ質量制限への評価

ここまで、相当統計量 450 fb $^{-1}$ の MC データを用いてスタウに対する解析を行った。解析の結果から、未探索の領域でスタウを発見する感度である 5σ を達することが難しいことがわかった。以下では、解析の結果をスタウに対する制限を再評価し、そして既存の解析結果との比較を行う。

Confidence Level

本研究では、スタウの質量制限を評価するために信頼度 (Confidence Level, CL) [33] に基づく統計的手法を用いる。

標準模型を超える粒子シグナルとバックグラウンドが同時に存在する可能性を排除する Confidence

Level は以下の式で定義される：

$$CL_{sb} = P_{s+b}(X \leq X_{obs}) \quad (4.15)$$

この式は理論予測通りにシグナルとバックグラウンドの両方が存在すると仮定した場合に、検定統計量 (test statistic) が観測されたデータ以下になる確率を示す。つまり、 $1 - CL_{sb}$ が 0.95 以上であることは、理論予測に対する 95% の Confidence Level での棄却を意味する。これは Poisson 分布の確率の和で表せる：

$$P_{s+b}(X \leq X_{obs}) = \sum_{X(\{d'_i\}) \leq X(\{d_i\})} \prod_{i=1}^n \frac{e^{-(s_i+b_i)} (s_i + b_i)^{d'_i}}{d'_i!} \quad (4.16)$$

同様に、バックグラウンドに属する物理過程のみから生じる事象数が観測された事象数以下となる確率を表現するための Confidence Level は以下の式で定義される：

$$CL_b = P_b(X \leq X_{obs}) \quad (4.17)$$

CL_{sb} は特定の質量範囲内で理論を棄却する基準として機能する。しかし、予測されたシグナル数が予測されたバックグラウンドと比べて著しく少ない場合、 CL_b と CL_{sb} はほぼ同じ値となり、理論の棄却能力を失う結果となる。本解析における解析対象であるスタウは、高質量領域では散乱断面積の減少に伴い予測されるシグナル数も急激に減少するため、この問題を避ける必要がある。そのため、 CL_b と CL_{sb} を使って改良された Confidence Level は以下の式で定義する：

$$CL_s = CL_{sb}/CL_b \quad (4.18)$$

予想されたシグナル数が小さい場合、 CL_b と CL_{sb} はほぼ同じ値となり $1 - CL_s$ は 0 に近づき、理論を棄却出来ないを示す。一方、予想されたシグナル数が大きい場合、分母の CL_b は 1 に近づき、 CL_s に帰着となる。

そして、本解析の内容はスタウ質量制限を評価する基準である Confidence Level を以下の通り再定義をする。ここで定義された CL の値は、理論を棄却する信頼度として表せる：

$$CL = 1 - CL_s \quad (4.19)$$

質量制限への再評価と既存制限への比較

図 4.11 は各 Mass Point における TLimit で計算した CL を示している。青線と緑線はそれぞれ表 4.4 と表 4.6 の予想シグナル数と予想バックグラウンド数を用いて計算した結果であり、赤の点線は 95% CL に相当する。

本解析では MC データのみを使用するため、Asimov Data Set[34] を用いて観測事象数を予想バックグラウンド数に設定し、CL の計算を行った。この手法により、実データを使用せずとも理論的に予想される棄却能力を評価することが可能となった。

その結果、本解析では約 $m_{\tilde{\tau}} < 510$ GeV の質量領域を 95% CL で棄却できることが分かった。さらに、新たに導入した DCA 選別を Track セレクションに加えることで、約 $m_{\tilde{\tau}} < 550$ GeV の質量領域まで 95% CL で棄却できることも示された。

図 1.5(a) に示された ATLAS 実験の最新の質量制限 (約 $m_{\tilde{\tau}} < 250$ GeV) と比較すると、本研究で提案した DCA 選別により、質量制限を約 300 GeV 改善できる可能性が示唆された。

ただし、本解析は MC シミュレーションに基づく予備的な結果であり、実データを用いた場合には検出器の応答や系統誤差などの追加の不確定要因を考慮する必要がある。今後は実データを用いた解析において、本研究で示された改善効果の検証が期待される。

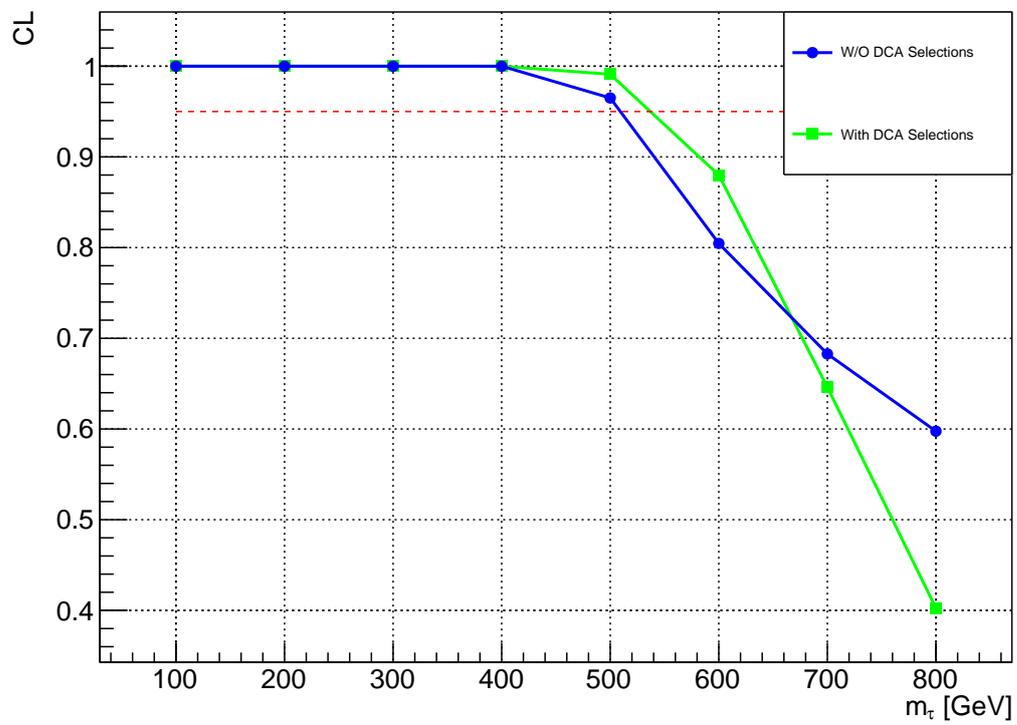


図 4.11: 各 Mass Point に対して計算した CL

5 消失飛跡を用いて R-hadron の発見可能性

R-hadron は、カラー荷を持つ長寿命の超対称性粒子が、クォークやグルーオンと結合して形成される複合粒子である。本章では、これまでに開発した消失飛跡を用いた探索手法の R-hadron への応用可能性について議論する。

5.1 Split SUSY 模型と長寿命グルイーノの生成と崩壊

Split SUSY[35] は超対称性理論の一種であり、この模型の特徴は超対称性の破れスケールが非常に高いことを予言することである。グルイーノ (gluino) は、超対称性粒子の一種であり、量子色力学で強い相互作用を媒介するゲージ粒子であるグルーオンの超対称性パートナーとして導入された。Split SUSY では、R-parity が保存され、かつクォークの超対称性パートナーであるスクォーク (squark) の質量スケールが非常に高いという前提条件が成立する場合、グルイーノは長寿命を持つことが可能であると提唱されている。

一般に、グルイーノの崩壊は仮想スクォーク (Virtual-Squark) を介して起こるが、重い破れスケールの影響によりスクォークの質量が増加し、グルイーノの崩壊が抑制される。グルイーノ自体は中性であるが、長寿命グルイーノは強い相互作用により標準模型のクォークやグルーオンと結合し、ハドロン化して R-hadron と呼ばれるカラー中性の状態を形成すると予測される。この R-hadron は電荷を持つ可能性があり、内部飛跡検出器で荷電粒子として検出されることが可能となる。

Split SUSY 模型におけるグルイーノの寿命は以下の式で与えられる：

$$\tau_{\tilde{g}} = 3 \times 10^{-2} \text{ sec} \left(\frac{m_S}{10^9 \text{ GeV}} \right)^4 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_{\tilde{g}}} \right)^5 \quad (5.1)$$

グルイーノはスタウと同様にプロトン対衝突によって生成できる。表 5.1 はグルイーノ対生成の断面積であり、重心系エネルギー 13.6 TeV で行われた近似 NNLO+NNLL の計算により求められている。グルイーノ対生成の断面積はスタウ対生成と比べてはるかに大きくなることが分かり、これはグルイーノが強い相互作用を媒介する粒子であることに起因する。

長寿命のグルイーノはカラー荷を持つため、検出器を通過する前に標準模型のクォークやグルーオンとハドロン化し、R-hadron として知られる複合状態を形成する。R-hadron は、その構成粒子の組み合わせにより、以下の 3 つの種類に分類される：

- **R-メソン**：グルイーノとクォーク・反クォーク対からなる状態 ($\tilde{g}q\bar{q}$)
- **R-バリオン**：グルイーノと 3 つのクォークからなる状態 ($\tilde{g}qqq$)
- **グルイノボール**：グルイーノとグルーオンからなる状態 ($\tilde{g}g$)

図 5.1 に示すように、生成される R-hadron の半分以上が、グルイーノの質量に依存せず電氣的に中性である。荷電 R-hadron の割合は、グルイノボールの割合が増加するにつれて減少する。LHC における陽子・陽子衝突の初期状態が正電荷を持つため、負電荷の R-hadron よりも正電荷 (単電荷および二重電荷) の R-hadron の方が多く生成される。

グルイーノの崩壊結果は図に示した通り、2 つのクォークと 1 つのニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0$) からなる。ここでのニュートラリーノは LSP として扱われ、検出器と相互作用しないため、大きな消失横運動量として観測される。クォークは終状態でハドロン化し、ジェットとして観測される。そのため、グルイーノの特徴的なシグナルは、高運動量を持つジェットと大きな消失横運動量となる。

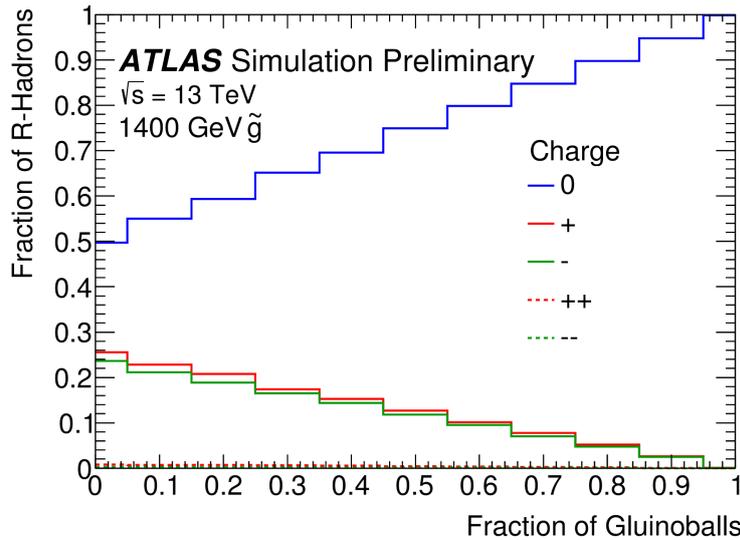


図 5.1: $m_{\tilde{g}} = 1400 \text{ GeV}$ でグルイノボール割合と R-hadron を持つ電荷の関係 [36]

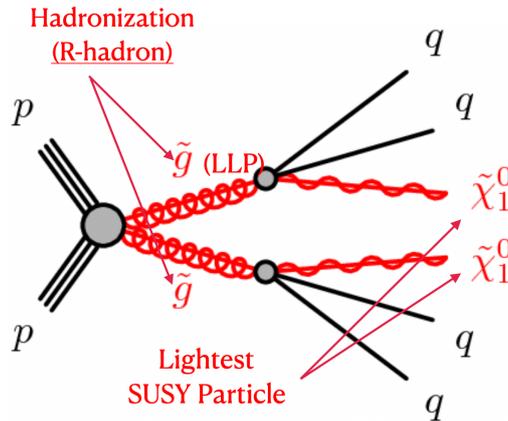


図 5.2: Split SUSY 模型におけるグルイノ対の崩壊ダイアグラム

5.2 長寿命グルイノ粒子探索の現状

これまでに行われた ATLAS 実験では、長寿命グルイノを探索するために使用された手法として、変位バーテックスを対象とする Displaced Vertex と、ピクセル検出器を利用したエネルギー損失測定 of Pixel dE/dx がある。

5.2.1 Displaced Vertices

Displaced Vertices は、R-hadron の崩壊点を直接探索する手法である。この方法では、一次バーテックスから離れた位置で生成される二次粒子の飛跡を再構成し、その交点から R-hadron の崩壊点を同定する。内部飛跡検出器を用いることで、崩壊点の位置を高精度で測定することができる。

一方で、再構成効率を向上させるためには、グルイノとニュートラリーノの質量差 ΔM が小さい領域での探索は困難となる。これは、質量差が小さい場合、生成される二次粒子の運動量が小さく、飛跡の再構成が困難になるためである。

5.2.2 Pixel dE/dx

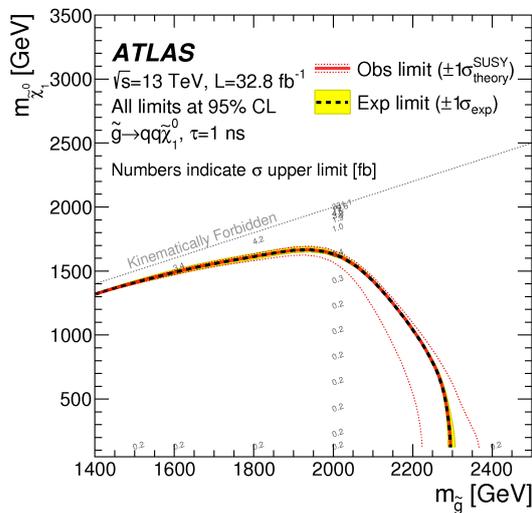
Pixel dE/dx は、ピクセル検出器を用いて R-hadron が物質中を通過する際のエネルギー損失率を測定する手法である。R-hadron はその質量と電荷の性質により、標準模型粒子とは異なる特徴的なエネルギー損失パターンを示す。この手法では、粒子のエネルギー損失率から R-hadron 候補を効率的に識別することが可能である。

しかし、この手法は長い飛跡を必要とするため、Pixel 検出器と STC 検出器の間に崩壊する R-hadron に対しては感度が低下する。また、飛跡が途中で消失する場合、十分な測定点を得られない可能性がある。

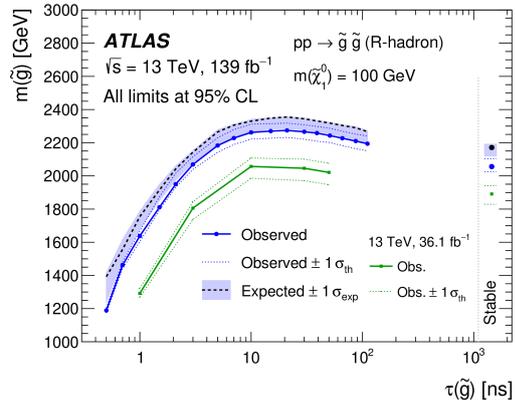
5.3 従来の手法の結果と消失飛跡を用いる探索可能性

これまでの探索手法にはそれぞれ制限があり、特定の領域を探索することが困難となっている。図 5.3 は、従来の探索手法によって得られた結果である。このような背景を踏まえ、従来の手法で探索できない領域を狙って Pixel Track を用いて探索する利点があり、高い探索感度が期待できる：

- 短い飛跡でも再構成が可能であるため、従来の Pixel dE/dx 解析で探索できない短寿命領域に対応できる。
- グリーノとニュートラリーノの質量差 ΔM が小さい領域に対応でき、今までの解析に残された領域を補完できる。
- スタウと比べて大きな反応断面積を持つため、信号事象の数が増える。



(a) Displaced Vertex[37]



(b) Pixel dE/dx[38]

図 5.3: 長寿命 R-hadron の最新探索結果

表 5.1: 重心系エネルギー 13.6 TeV におけるグルイーノ対生成の断面積。重心系エネルギー 13.6 TeV の陽子・陽子衝突における、スクォーク質量が十分に大きい極限での近似 NNLO+NNLL 計算に基づいている [39]。PDF セットには PDF4LHC21_40_pdfas (LHAPDF ID 93300) が使用された。

$m_{\tilde{g}}$ [GeV]	σ [fb]	Uncertainties [%]
100	1.143×10^8	5.38
200	4.826×10^6	5.42
300	6.376×10^5	5.89
400	1.375×10^5	6.43
500	3.913×10^4	6.96
600	1.334×10^4	7.49
700	5.163×10^3	8.06
800	2.194×10^3	8.55
900	1.002×10^3	9.07
1000	4.842×10^2	9.60
1100	2.450×10^2	10.07
1200	1.288×10^2	10.74
1300	6.978×10^1	11.45
1400	3.883×10^1	12.31
1500	2.209×10^1	13.41
1600	1.282×10^1	14.75
1700	7.560×10^0	16.53
1800	4.524×10^0	18.44
1900	2.745×10^0	21.10
2000	1.684×10^0	24.32
2100	1.044×10^0	28.27
2200	6.535×10^{-1}	33.02
2300	4.130×10^{-1}	38.46
2400	2.627×10^{-1}	45.36
2500	1.687×10^{-1}	52.80
2600	1.089×10^{-1}	61.61
2700	7.075×10^{-2}	72.49
2800	4.623×10^{-2}	84.70
2900	3.040×10^{-2}	97.40
3000	2.007×10^{-2}	113.45

6 結論と今後の展望

LHC-ATLAS 実験における超対称性粒子の探索手法、特に長寿命スタウの探索可能性について包括的な調査を行った。従来の探索手法では、粒子がピクセル検出器を通過する際に落とされるエネルギーやカロリメータによる粒子の飛行速度などの測定に基づいていた。しかし、これらの手法では短寿命領域での探索は変位レプトンを用いた手法のみが可能であり、探索可能な領域が制限されていた。

本研究では、短寿命領域でのスタウの探索において、Pixel Track を用いた新しいアプローチを提案し、従来の手法では困難であった短寿命領域 $\tau_{\tilde{\tau}} = 1 \text{ ns}$ での探索を実施した。450 fb⁻¹ の統計量を用いた解析の結果、 $m_{\tilde{\tau}} = 300 \text{ GeV}$ において有意性 $Z_A = 7.27$ を達成し、未探索の質量領域において発見感度を持つことを示した。95% CL の基準を用いた統計解析により、約 $m_{\tilde{\tau}} < 510 \text{ GeV}$ の質量領域を棄却できることを明らかにした。これは、従来の変位レプトンを用いた手法による $m_{\tilde{\tau}} = 250 \text{ GeV}$ までの制限と比較して、探索感度を向上させることに成功した成果である。

また、フェイク飛跡を効率的に排除するため、Track 間の最近接距離を利用した新たな選別基準を導入した。この基準の導入により、フェイク飛跡を約 90% 排除することに成功し、背景事象の大幅な削減を実現した。更に、95% CL の基準を用いた統計解析により、約 $m_{\tilde{\tau}} < 550 \text{ GeV}$ の質量領域を棄却できることを明らかにした。一方で、DCA 選別による信号効率の低下も観測されたことがあり、更なる改善の余地が残された。

本研究で開発した手法は、Split SUSY 模型における長寿命グルイーノ粒子の探索への応用可能性も示唆された。特に、グルイーノの大きな生成断面積を考慮すると、本手法は従来の方法では探索が困難であった領域に対して新たな感度を持つ可能性がある。

今後の展望としては、探索手法の更なる改良が求められる。特に、高質量領域での信号事象選別効率の向上が重要な課題となる。深層学習などの先端的な機械学習技術を用いることで、信号事象と背景事象をより効率的に識別し、特に高質量領域での探索感度の向上が期待される。

LHC-ATLAS 実験は、Run3 を経て今後高輝度 LHC (HL-LHC) への移行が計画されており、さらなる統計量の増加と検出器の性能向上が見込まれる。これにより、超対称性粒子の探索感度は大幅に向上すると予想される。同時に、本研究で提案した手法は、他の長寿命粒子の探索にも応用可能であり、素粒子物理学における新しい探索技術の発展に貢献することを期待している。

謝辞

修士課程における研究活動を遂行し、本論文を完成させるにあたり、多くの先生方、先輩方、友人の皆様から多大なるご支援とご指導を賜りました。ここに深く感謝の意を表するとともに、お世話になった方々のお名前を記し、心からの謝意を述べさせていただきます。

まず、指導教官である澤田龍准教授に心より深甚なる感謝の意を表します。不肖の身ながら、先生には素粒子物理学の専門知識から研究の方向性まで、終始丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。特に、複雑な概念を根気強く解説してくださったことは、私の研究生活における何よりも貴重な糧となりました。

物理解析の専門知識と消失飛跡に関する先駆的研究をされた加地俊瑛特任研究員と南朋輔氏には、解析フレームワークの構築から細かいデバッグに至るまで、多大なるご支援とご教示を賜りました。両氏の的確な助言なくしては、本研究の遂行は困難を極めたことでしょう。

澤田研究室の先輩である張元豪氏、並びに共にゼミを重ねた成川佳史氏から、研究の本質に関わる貴重な示唆を数多く頂戴しました。両氏の洞察に富んだアドバイスは、技術的な難関を乗り越える際の道標となりました。

ICEPPの先輩や友人である呉鍵氏、藏嘉琦氏、張庭宇氏、中園寛氏、前野伶太氏には、研究面での切磋琢磨にとどまらず、日本での生活全般にわたって温かい励ましと支援を頂きました。また、日々の研究活動を円滑に進められましたのも、事務室の皆様のサポートの賜物です。

CERN 滞在中にご縁をいただいた徐鐘煜坤氏と鮑妙堃氏、そして中国科学技術大学 CERN 分室の皆様には、充実した一夏の研究生活を送る上で多大なるご支援を賜りました。皆様のお陰で、かけがえない貴重な経験を積むことができました。

本研究の基盤となる ATLAS コラボレーションの皆様にも深く感謝申し上げます。シミュレーションデータの作成から解析ソフトウェアの開発とサポートに至るまで、本研究は多くの方々の尽力の上に成り立っています。

最後になりましたが、長きにわたる学究生活を常に温かく見守り、精神的支柱となってくれた家族に対し、心からの感謝を捧げます。ここに記しきれない方々も含め、皆様からの厚いご支援とご厚情なくしては、本研究を完遂することはできませんでした。

本当に有難う御座いました。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration, G Aad, E Abat, J Abdallah, AA Abdelalim, A Abdesselam, O Abdinov, BA Abi, M Abolins, H Abramowicz, et al. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [2] Daiya Akiyama. A new disappearing track reconstruction method for long-lived chargino searches in lhc-atlas experiments. 2022.
- [3] Jared A. Evans and Jessie Shelton. Long-lived staus and displaced leptons at the lhc. *J. High Energy Phys.*, 2016(4):1–39, 2016.
- [4] Jan Heisig and Jörn Kersten. Production of long-lived staus in the drell-yan process. *Phys. Rev. D*, 84(11), December 2011.
- [5] 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. *J. High Energy Phys.*, 06:022, 2018.
- [6] ATLAS Collaboration. Search for displaced leptons in 13 tev and 13.6 tev pp collisions with the atlas detector. Technical report, CERN, Geneva, 2024.
- [7] ATLAS Collaboration. Search for heavy, long-lived, charged particles with large ionisation energy loss in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev using the atlas experiment and the full run 2 dataset. *J. High Energy Phys.*, 2306:158, 2023.
- [8] ATLAS Collaboration. Search for heavy, long lived charged particles with large specific ionisation and low-beta in 140 fb^{-1} of p-p collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev using the atlas experiment. Technical report, CERN, Geneva, 2023.
- [9] Manjit Dosanjh. *From particle physics to medical applications*. IOP Publishing, 2017.
- [10] ATLAS Collaboration. Current and future challenges when operating the atlas liquid argon calorimeter. 2023.
- [11] A. Koutoulaki. The itk strip tracker for the phase-ii upgrade of the atlas detector of the hl-lhc. *J. Instrum.*, 12(04):C04022, 2017.
- [12] Albert De Roeck. The atlas and cms experiments at the lhc. *Acta Phys. Pol. A*, 39(9):2455–2477, 2008.
- [13] ATLAS Collaboration. The design and performance of the atlas inner detector trigger for run 2 lhc collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev. In *J. Phys.: Conf. Ser.*, volume 762, page 012029. IOP Publishing, 2016.
- [14] Joao Pequenao. Computer generated image of the atlas calorimeter. 2008.
- [15] Claudia Marcelloni. Moving one of the atlas end-cap calorimeters. 2007.
- [16] ATLAS Collaboration. Performance of the atlas trigger system in 2015. *Eur. Phys. J. C*, 77(5), 2017.
- [17] ATLAS Collaboration. Performance of the missing transverse momentum triggers for the atlas detector during run-2 data taking. *JHEP*, 2020(8), 2020.
- [18] ATLAS Collaboration. B hadron reconstruction in early atlas run 3 data. Technical report, CERN, Geneva, 2023.
- [19] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 2008(04):063, 2008.

- [20] Walter Lampl, P Loch, S Menke, S Rajagopalan, S Laplace, G Unal, H Ma, S Snyder, D Lelas, and D Rousseau. Calorimeter clustering algorithms: description and performance. Technical report, CERN, Geneva, 2008.
- [21] ATLAS Collaboration. Jet energy measurement with the atlas detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *Eur. Phys. J. C*, 73(3), 2013.
- [22] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification in the atlas experiment using the 2015 and 2016 lhc proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ tev. *Eur. Phys. J. C*, 79:1–40, 2019.
- [23] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *J. High Energy Phys.*, 2014(7), 2014.
- [24] ATLAS Collaboration. Atlas pythia 8 tunes to 7 tev data. Technical report, CERN, Geneva, 2014.
- [25] Richard D. Ball, Valerio Bertone, Stefano Carrazza, Christopher S. Deans, Luigi Del Debbio, Stefano Forte, Alberto Guffanti, Nathan P. Hartland, José I. Latorre, Juan Rojo, and Maria Ubiali. Parton distributions with lhc data. *Nucl. Phys. B*, 867(2):244–289, 2013.
- [26] Christian Bierlich, Smita Chakraborty, Nishita Desai, Leif Gellersen, Ilkka Helenius, Philip Ilten, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christian T. Preuss, Torbjörn Sjöchard, Peter Skands, Marius Uthmeim, and Rob Verheyen. A comprehensive guide to the physics and usage of pythia 8.3, 2022.
- [27] Sea Agostinelli, John Allison, K al Amako, John Apostolakis, Henrique Araujo, Pedro Arce, Makoto Asai, D Axen, Swagato Banerjee, GJNI Barrand, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 506(3):250–303, 2003.
- [28] ATLAS Collaboration. Search for long-lived charginos based on a disappearing-track signature using 136 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector. *Eur. Phys. J. C*, 82(7), 2022.
- [29] ATLAS Collaboration. Software performance of the atlas track reconstruction for lhc run 3. *Computing and Software for Big Science*, 8(1), 2024.
- [30] Toshiaki Kaji. Search for long-lived charginos based on a disappearing track signature in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the full run-2 atlas data. 2023.
- [31] ATLAS Collaboration. Performance of the reconstruction of large impact parameter tracks in the inner detector of atlas. *Eur. Phys. J. C*, 83(11), 2023.
- [32] ATLAS Collaboration. The atlas trigger system for lhc run 3 and trigger performance in 2022. *JINST*, 19(06):P06029, 2024.
- [33] Thomas Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 434(2–3):435–443, 1999.
- [34] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J. C*, 71(2), 2011.
- [35] Nima Arkani-Hamed and Savvas Dimopoulos. Supersymmetric unification without low energy supersymmetry and signatures for fine-tuning at the lhc. *JHEP*, 2005(06):073, 2005.
- [36] ATLAS Collaboration. Generation and simulation of r -hadrons in the atlas experiment. Tech-

nical report, CERN, Geneva, 2019.

- [37] ATLAS Collaboration. Search for long-lived, massive particles in events with displaced vertices and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ tev collisions with the atlas detector. *Phys. Rev. D*, 97(5), 2018.
- [38] ATLAS Collaboration. Search for heavy, long-lived, charged particles with large ionisation energy loss in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev using the atlas experiment and the full run 2 dataset. *JHEP*, 2023(6), 2023.
- [39] Wim Beenakker, Christoph Borschensky, Michael Kramer, Anna Kulesza, Eric Laenen, Judita Mamuzic, and Laura Moreno Valero. Nnll-fast 2.0: Coloured sparticle production at the lhc run 3 with $\sqrt{s} = 13.6$ tev. *SciPost Physics Core*, 7(4), 2024.